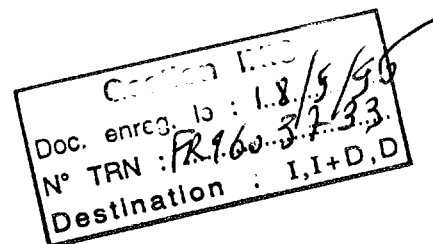
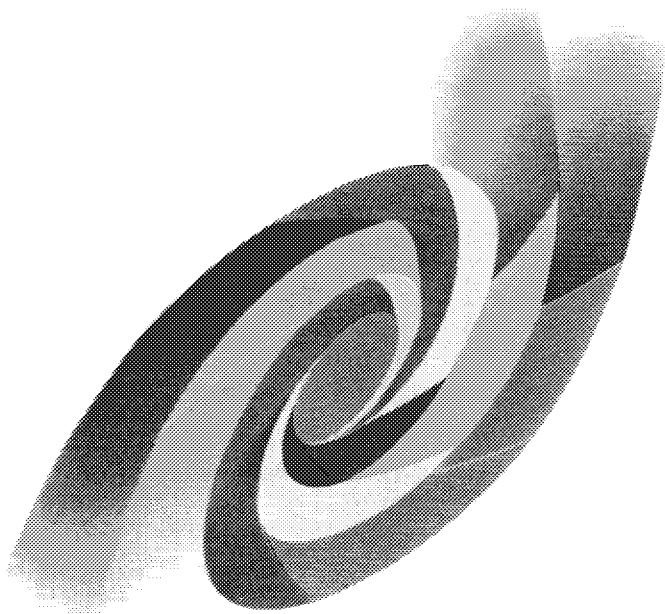
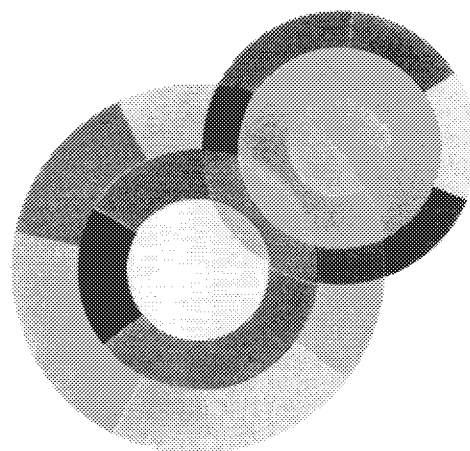
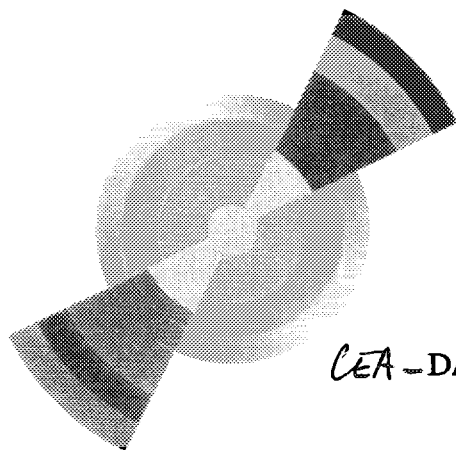


SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES



FR9603733



CEA - DAPNIA/SPP 96-1006

Thèse soutenue
le 5 Juin 1996

ETUDE DES SYMETRIES T ET CPT DANS LES
DESINTEGRATIONS SEMILEPTONIQUES DES
KAONS NEUTRES K^0 ET $\bar{K}^0$

Aurore SOARES-SVAGELSKI

DAPNIA

VOL. 1 - 10

R

Le DAPNIA (**D**épartement d'Astrophysique, de physique des **P**articules, de physique **N**ucléaire et de l'**I**nstrumentation Associée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAP), du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse : DAPNIA, Bâtiment 141
 CEA Saclay
 F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE
PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité :
SCIENCES PHYSIQUES

présentée par

AURORE SOARES-SVAGELSKI

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :
Etude des symétries T et CPT dans les désintégrations
semileptoniques des kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$

Soutenue le 05 Juin 1996 devant le jury composé de :

P. BILLOIR
P. DEBU
G. MAREL
F. MONTANET
C. THIBAUT

Table des matières

Introduction	1
1 Les symétries discrètes	3
1.1 La parité P	4
1.2 La conjugaison de charge C	5
1.3 L'inversion du sens du temps T	6
1.4 Symétrie CP	8
1.5 Symétrie CPT	8
2 Paramètres de violation des symétries T, CP et CPT dans le système ($K^0, \bar{K}^0$)	11
2.1 Phénoménologie des kaons neutres	12
2.2 Les mesures de CPLEAR	18
2.2.1 Désintégrations semileptoniques des kaons neutres	19
2.2.2 Désintégrations des kaons neutres en deux pions	25
2.2.3 Désintégrations des kaons neutres en trois pions	29
2.2.4 Paramètres accessibles dans l'expérience CPLEAR	31
2.3 Modèles théoriques	32
2.3.1 Modèle superfaible	32
2.3.2 Modèle standard	34
3 Le dispositif expérimental de CPLEAR	37
3.1 Faisceau et cible	43
3.2 Détecteur de traces chargées	44
3.2.1 Chambres proportionnelles	45
3.2.2 Chambres à dérive	46
3.2.3 Tubes à streamers	55
3.3 Détecteur d'identification de particules	57
3.3.1 Scintillateurs	58
3.3.2 Cherenkov	58
3.4 Calorimètre électromagnétique	60
3.5 Aimant	64
3.6 Récapitulatif	64

3.7	Système de sélection "en ligne"	64
3.7.1	Première étape	65
3.7.2	Deuxième étape	71
3.7.3	Troisième étape	73
3.7.4	Performances	73
3.7.5	Numérotation	74
3.7.6	Le module SPY	74
3.8	Système d'acquisition	75
3.9	Historique de la prise de données	77
4	Sélection des événements	79
4.1	Reconstruction des événements	79
4.2	Sélection des annihilations GOLDEN	83
4.3	Sélection des événements semileptoniques	86
4.3.1	Coupures simples	86
4.3.2	Elimination des désintégrations non semileptoniques	87
4.3.3	Sélection des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$	90
4.4	Simulation des données	97
4.5	Nombre d'événements	100
5	Analyse des événements semileptoniques	101
5.1	Facteur de normalisation au vertex primaire	103
5.1.1	Description des effets	103
5.1.2	Détermination de α	110
5.1.3	Régénération	113
5.2	Facteur de normalisation au vertex secondaire	115
5.2.1	Première méthode	115
5.2.2	Deuxième méthode	118
5.2.3	Valeurs de η	120
5.3	Détermination des paramètres	121
5.3.1	$\Re(\epsilon_T)$	124
5.3.2	$\Re(\delta_{CPT})$	126
5.3.3	$\Re(\epsilon_S)$ et $\Im m(x)$	128
5.3.4	Δm et $\Re(x)$	131
5.4	Résultats	134
6	Discussion des résultats	135
6.1	Autres analyses	135
6.2	Analyse semileptonique	138
6.3	Mesure de la conservation de CPT	141
6.4	Conclusion	143
7	Conclusions	145

Annexes	146
A Caractéristiques techniques des détecteurs	147
B Description des numéros de trigger	153

Introduction

Dans l'étude des symétries discrètes P, C, T et de leurs produits CP et CPT, les kaons chargés (K^+ , K^-) et surtout les kaons neutres (K^0 , $\bar{K}^0$) ont joué et continuent à jouer un rôle très important.

En 1955, la violation de la symétrie P dans les interactions faibles a été postulée à partir de l'observation des désintégrations en $\pi^+ \pi^0$ et $\pi^+ \pi^- \pi^+$ de deux particules de même masse τ^+ et θ^+ en supposant que c'était la même particule : le kaon chargé K^+ .

En 1964, la violation de la symétrie CP dans les interactions faibles a été observée pour la première fois dans les désintégrations des kaons K_L en deux pions chargés. Elle reste à ce jour uniquement observée dans le système des kaons neutres.

Enfin, la mesure de la différence de masse entre le K^0 et le $\bar{K}^0$ fournit la limite la plus précise sur la conservation de CPT ; limite qui est améliorée par la mesure de l'expérience CPLEAR .

Ces différents résultats expliquent les multiples utilisations des kaons neutres K^0 , $\bar{K}^0$ au cours de ces trente dernières années et dans les expériences à venir.

Grâce à la construction de l'anneau d'antiprotons de basse énergie LEAR situé au CERN, une nouvelle approche expérimentale a été rendue possible en développant une méthode interférométrique entre les K_L et les K_S , c'est l'expérience CPLEAR . Cette expérience réalise une mesure des paramètres de violation de CP : η_{+-} et η_{+-0} . Mais aussi CPLEAR permet, pour la première fois, de mesurer directement la violation de T (mesure du paramètre $\Re(\epsilon_T)$) et la violation de CPT (mesure du paramètre $\Re(\delta_{CPT})$).

Ce mémoire est consacré à la mesure de $\Re(\epsilon_T)$ et $\Re(\delta_{CPT})$ réalisée à partir de l'étude des désintégrations semileptoniques des kaons neutres. Nous verrons que cette étude apportera aussi une première mesure directe de $\Re(\epsilon_S)$ et une amélioration des valeurs de $\Re(x)$ et $\Im(x)$, paramètres de la violation de la

règle $\Delta S = \Delta Q$.

Ce mémoire débute par une présentation des différentes symétries discrètes P, C, T, CP et CPT.

Vient ensuite une description phénoménologique des paramètres de violation de T, CPT et CP dans le système des kaons neutres, notre système d'étude. Nous verrons aussi comment a été introduite la violation de CP tout d'abord dans le modèle superfaible puis dans le modèle standard.

Suit une description de l'expérience CPLEAR avec la présentation de l'appareillage et de la prise des données.

Avant d'aborder l'analyse des événements semileptoniques, la sélection de ces événements sera détaillée en présentant notamment les différentes coupures réalisées.

La détermination des paramètres sera suivie par une discussion des valeurs obtenues. Les autres mesures de l'expérience seront alors abordées brièvement.

Chapitre 1

Les symétries discrètes

La Physique s'est construite sur des principes généraux comme la conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment angulaire. On démontre que ces principes découlent de l'invariance des lois par translation et rotation d'espace-temps.

D'une façon très générale, la mathématicienne Emma Noether a montré qu'à toute transformation continue laissant invariant le lagrangien d'un système physique est associée une quantité conservée dans l'évolution du système appelée constante du mouvement. C'est ainsi qu'à l'invariance par changement de phase correspond la conservation de la charge électrique.

Tout naturellement, on essaye d'étendre ce principe d'invariance aux transformations non continues, dites symétries discrètes, que sont C : la conjugaison de charge, P : la parité ou l'opération d'inversion des coordonnées d'espace et T l'opération qui inverse la coordonnée de temps.

A partir d'hypothèses générales dans la formulation de la théorie des champs, comme la localité, la causalité et la conservation de la probabilité, le produit de ces trois symétries est une symétrie exacte. Par contre, aucune raison n'impose à ces trois symétries d'être exactes séparément. Leur validité, ou violation, a été un signe révélateur des propriétés des interactions et des particules élémentaires. Par exemple, la violation de P dans les interactions faibles montre que les neutrinos ne peuvent avoir qu'une seule hélicité. La combinaison de C et P donne la symétrie CP qui est violée dans les interactions faibles, ce qui a conduit à poser l'hypothèse de trois familles de quarks.

Ces trois symétries jouent donc un rôle important en physique des particules et sont abondamment étudiées ; le système des kaons neutres étant un formidable outil pour ces études, comme il a déjà été mentionné.

Avant d'aborder l'intérêt de ce système, il est intéressant de faire un état des lieux des symétries C,P, T, CP et CPT et de leur conservation ou violation dans les interactions fortes, électromagnétiques et faibles.

1.1 La parité P

L'opération P ou parité consiste à inverser les coordonnées d'espace : le quadrvecteur $(\vec{x},t)$ devient par transformation sous P : $(-\vec{x},t)$. P inverse les vecteurs comme l'impulsion, alors qu'elle laisse inchangés les pseudo-vecteurs comme le spin.

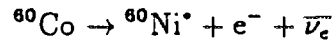
Conservation dans les interactions forte et électromagnétique:

La conservation de P dans les interactions fortes et électromagnétiques a pu être testée dans les transitions nucléaires par la mesure de la polarisation circulaire des raies γ [1]. Un terme d'interférence dû à une violation de la parité introduirait un terme supplémentaire dans l'amplitude dominante et impliquerait une polarisation circulaire. La mesure est compatible avec l'hypothèse de conservation de P.

Une description détaillée des diverses expériences est présentée dans [2].

Non conservation dans les interactions faibles :

La violation de la parité qui avait été postulée en 1956 par Lee et Yang [3] pour résoudre le puzzle θ - τ a été observée pour la première fois en 1957 par Wu et al [4] dans les désintégrations β du ^{60}Co :



Dans cette expérience, les noyaux de ^{60}Co sont polarisés par un champ magnétique externe et les spins des noyaux sont alignés dans la direction du champ. La mesure a montré que les électrons sont émis dans une direction privilégiée qui s'inverse avec le signe du champ. Ce résultat s'explique parce que l'hélicité du

neutrino ne prend qu'une seule valeur, ce qui privilégie une direction d'émission des électrons.

Si P était conservée, l'hélicité du neutrino devrait être indifféremment gauche ou droite.

1.2 La conjugaison de charge C

La symétrie C, ou conjugaison de charge, transforme une particule en son anti-particule en inversant tous ses nombres quantiques : nombre baryonique, nombre leptonique, charge, étrangeté...

Conservation dans les interactions fortes :

L'invariance des interactions fortes sous C a été étudiée dans les expériences utilisant les annihilations $\bar{p}p$ avec production de mésons conjugués de charge, π^+ et π^- .

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

Si la symétrie C est conservée, les distributions en angle et impulsion sont identiques pour les π^+ et les π^- ; ce qui est vérifié à mieux que 1%.

Conservation dans les interactions électromagnétiques :

La conservation de C dans les interactions électromagnétiques a été testée dans la désintégration électromagnétique d'une particule singulet d'isospin comme le η :

$$\begin{aligned}\eta &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \\ \eta &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma\end{aligned}$$

La méthode consiste à construire un diagramme de Dalitz connaissant l'impulsion du η et des deux pions chargés et de calculer ensuite des asymétries entre événements C-conjugués dans le diagramme.

Aucune asymétrie n'a été mesurée avec les mésons η :

$$(0.18 \pm 0.16) \times 10^{-2} [6]$$

Une autre mesure, plus précise, a été réalisée à l'aide de la désintégration interdite par C :

$$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \pi^0$$

La limite obtenue sur le rapport de branchement est inférieure à 5×10^{-6}

Non conservation dans les interactions faibles :

L'opérateur C transforme un neutrino en antineutrino sans changer son hélicité et l'état obtenu est non physique ; cela conduit à une violation de la symétrie C dans les interactions faibles.

Expérimentalement, dans les désintégrations du pion chargé :

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

il n'a jamais été observé de désintégration C conjuguée avec production d'un neutrino droit ou d'un antineutrino gauche.

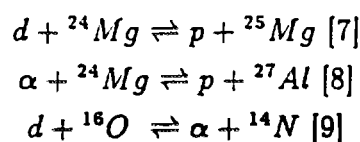
1.3 L'inversion du sens du temps T

L'opération T inverse la coordonnée t : elle transforme le quadrivecteur $(\vec{x}, t)$ en $(\vec{x}, -t)$. Appliquer T consiste entre autres à inverser l'impulsion, le moment angulaire et le spin.

Conservation dans les interactions fortes :

L'invariance des interactions fortes par renversement du sens du temps a été mesurée à partir de l'application de la règle du bilan détaillé dans des réactions réversibles. Cette règle prédit l'égalité des sections efficaces pour une réaction et sa conjuguée par T.

Les expériences qui ont étudié les réactions :



ont mesuré une limite supérieure de 0,3% pour la contribution des amplitudes violant T rapportée à celle des amplitudes conservant T.

Conservation dans les interactions électromagnétiques:

Le principe de l'utilisation de la règle du bilan détaillé est à nouveau appliqué dans des réactions réversibles mettant en jeu des processus électromagnétiques:

$$\begin{aligned}\gamma + d &\rightleftharpoons n + p \text{ [10],[11]} \\ \gamma + n &\rightleftharpoons \pi^- + p \text{ [12]}\end{aligned}$$

Ces trois expériences n'ont pu mettre en évidence une violation de T.

Il existe d'autres méthodes [13] parfois plus sensibles que le principe du bilan détaillé : comme la mesure du moment dipolaire électrique du neutron [14] qui correspond au test le plus connu de violation de T.

Pour une particule de spin non nul ($\vec{\sigma}$) qui possède un moment dipolaire électrique et qui est placée dans un champ électromagnétique, le terme dans l'hamiltonien dépendant du spin de cette particule et du champ électromagnétique s'écrit :

$$H = -(d_n \vec{\sigma} \cdot \vec{E} + \mu_n \vec{\sigma} \cdot \vec{B})/\sigma$$

avec d_n , le moment dipolaire et μ_n , le moment magnétique.

Cet hamiltonien est impair par transformations P et T et pair sous C et l'existence d'un moment dipolaire électrique mettrait alors en évidence une violation simultanée de P et T.

Actuellement, la meilleure limite expérimentale pour d_n est :

$$d_n < 11 \times 10^{-26} \text{ ecm, CL=95\% [6]}$$

ce qui ne permet pas de mettre en évidence une violation de P et de T dans les interactions électromagnétiques.

Conservation dans les interactions faibles :

Par renversement du sens du temps, les vecteurs polaires et axiaux, comme l'impulsion et le spin, changent de signe.

Dans le cas de désintégrations d'une particule de spin $\vec{\sigma}$ en deux particules d'impulsion $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$, le produit triple D doit être nul pour conserver T.

$$D = \frac{\vec{\sigma} \cdot (\vec{p}_1 \wedge \vec{p}_2)}{|\vec{p}_1| \cdot |\vec{p}_2|}$$

Ce principe est appliqué dans l'étude des désintégrations du Λ et des désintégrations β des neutrons polarisés. Les méthodes sont détaillées dans [13].

Dans le cas des neutrons polarisés :

$$D = (-0,5 \pm 1,4) \times 10^{-3} [6]$$

Aucune violation de T n'a donc été mise en évidence.

1.4 Symétrie CP

Les symétries P et C sont conservées individuellement dans les interactions forte et électromagnétique, cela entraîne donc une conservation de la symétrie CP dans ces deux types d'interactions.

Nous avons vu que les symétries C et P sont violées dans les interactions faibles. Par contre en appliquant la symétrie CP, on retrouve un état physique observable : le ν a été transformé en $\bar{\nu}$, par C et son hélicité est devenue droite par P.

Cependant en 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [15] ont observé la désintégration du kaon neutre de longue durée de vie (K_L) en deux pions chargés. Le K_L était considéré comme un vecteur propre de CP, de valeur propre -1 et ne pouvait se désintégrer en un état de valeur propre +1, donc en deux pions chargés, sans violer CP.

Depuis lors, la violation de CP dans les interactions faibles n'a toujours pas été observée dans un autre système que celui des kaons neutres.

1.5 Symétrie CPT

- La théorie quantique des champs satisfait les postulats "naturels" suivants :
 - le lagrangien est invariant de Lorentz.
 - la probabilité est conservée et le lagrangien est hermitique : la théorie est unitaire.
 - la probabilité est positive
 - les interactions sont ponctuelles : la théorie est locale.
 - la théorie est causale : l'effet ne peut précéder la cause.

Ces propriétés font que la symétrie CPT (et ses permutations TCP, PCT..) est conservée dans toutes les interactions (théorème CPT [16]). Une violation de CPT remettrait en cause la formulation communément admise de la théorie quantique des champs.

Ce théorème implique aussi que si CP est violée alors T doit être violée avec la

même amplitude.

- L'invariance du lagrangien par symétrie CPT implique, entre autres, que la masse et la durée de vie de toute particule sont égales à celles de son antiparticule. Toutes les mesures sont compatibles avec la prédiction théorique de la conservation de CPT dans les interactions forte, électromagnétique et faible.

- La meilleure limite de conservation de CPT est donnée par la différence de masse entre le K^0 et le $\bar{K}^0$:

$$\frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_{K^0}} < 10^{-18} \text{ CL}=90\% [6]$$

- La comparaison des moments magnétiques d'une particule et de son antiparticule conduit aussi à estimer la conservation de CPT. La meilleure précision obtenue concerne l'électron :

$$\frac{g_{e^+} - g_{e^-}}{g_e} = (-0.5 \pm 2.1) \times 10^{-12} [6]$$

qui donne la conservation de CPT valide à 10^{-12} près.

- La comparaison des durées de vie d'une particule et de son antiparticule apporte une confirmation beaucoup moins précise :

$$\frac{\tau_{\mu^+} - \tau_{\mu^-}}{\langle \tau_{\mu} \rangle} = (2 \pm 8) \times 10^{-5} [6]$$

$$\frac{\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-}}{\langle \tau_{\pi} \rangle} = (6 \pm 7) \times 10^{-4} [6]$$

$$\frac{\tau_{K^+} - \tau_{K^-}}{\langle \tau_K \rangle} = (1.1 \pm 0.9) \times 10^{-3} [6]$$

Chapitre 2

Paramètres de violation des symétries T, CP et CPT dans le système $(K^0, \bar{K}^0)$

Nous allons montrer que la description phénoménologique des kaons neutres fait apparaître des termes relatifs à la violation de T et de CPT ; ces termes s'expriment en fonction des amplitudes d'oscillation des kaons K^0 et $\bar{K}^0$.

On verra plus précisément que, dans le système des kaons neutres, la violation de T est indissociable d'une violation de CP ; tout comme la violation de CPT est reliée à une violation de CP.

Le principe de mesure dans l'expérience CPLEAR sera décrit. On verra que l'étude des désintégrations des kaons neutres en $\pi^+ \pi^-$ et en $\pi^- \pi^+ \pi^0$ apportera une mesure de la violation de CP et une vérification de la validité du théorème CPT. On insistera sur l'intérêt du canal de désintégration semileptonique qui permet l'identification des oscillations $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$; ce qui apporte, comme il a été dit, une mesure de $\Re(\epsilon_T)$ sans hypothèse sur la (non)conservation de CPT, ainsi qu'une mesure de $\Re(\delta_{CPT})$ sans hypothèse sur la (non)conservation de T.

Une description théorique succincte de la violation de CP dans les modèles superfaible et standard complètera cette présentation de la brisure des symétries CP, T, CPT dans le système des kaons neutres.

2.1 Phénoménologie des kaons neutres

Production des kaons neutres

Les kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$ sont des mésons étranges de composition en quarks ($d\bar{s}$) et ($\bar{d}s$); $\bar{K}^0$ est l'antiparticule du K^0 . L'étrangeté du K^0 vaut 1, comme celle du K^+ qui compose un doublet d'isospin avec le K^0 ; l'étrangeté du $\bar{K}^0$ vaut -1, comme celle du K^- , antiparticule du K^+ , qui forme un doublet d'isospin avec le $\bar{K}^0$.

Les kaons neutres sont produits avec conservation de l'étrangeté, par interaction forte; les états physiques sont $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ et ils sont états propres des interactions forte et électromagnétique.

Evolution temporelle

Les kaons neutres se désintègrent par interaction faible qui ne conserve pas l'étrangeté; ils ont donc des canaux communs de désintégration. L'évolution temporelle d'un système de kaons neutres ($K^0, \bar{K}^0$) peut être décrite à l'aide d'une fonction d'onde $|\Psi(t)\rangle$:

$$|\Psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle + \sum_f c_f(t)|f\rangle \quad (2.1)$$

en notant $|f\rangle$ les états finals de désintégration.

Cette fonction satisfait l'équation de Schrödinger dépendant du temps,

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H_T |\Psi(t)\rangle. \quad (2.2)$$

H_T représente l'hamiltonien total des interactions, il s'écrit comme la somme de deux hamiltoniens H_0 et H_W .

- H_0 décrit les interactions forte et électromagnétique. Les états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ en sont états propres et $H_0|K^0\rangle = m_0 |K^0\rangle$, $H_0|\bar{K}^0\rangle = \bar{m}_0|\bar{K}^0\rangle$. Si les interactions forte et électromagnétique conservent CPT, alors $\bar{m}_0 = m_0$;
- H_W décrit les interactions faibles. $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ ne sont pas états propres des interactions faibles.

En utilisant l'approximation de Wigner-Weisskopf [17], l'équation (2.2) s'écrit sous une forme matricielle où seuls interviennent H , une matrice 2×2 non hermi-

tique et les états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$.

$$i \begin{pmatrix} \frac{\partial a(t)}{\partial t} \\ \frac{\partial b(t)}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

H se décompose comme la somme de deux matrices hermitiques appelées M et Γ : $H = M - \frac{i}{2}\Gamma$, M est la matrice de masse et Γ la matrice de désintégration .

Les éléments de matrice H_{ij} s'écrivent :

$$\begin{cases} M_{ij} = m_0 \delta_{ij} + \langle i | H_W | j \rangle + \sum_f P \left(\frac{\langle i | H_W | f \rangle \langle f | H_W | j \rangle}{m_0 - E_f} \right) \\ \Gamma_{ij} = 2\pi \times \sum_f \langle i | H_W | f \rangle \langle f | H_W | j \rangle \delta(m_0 - E_f) \end{cases} \quad (2.4)$$

L'indice 1(2) correspond au $K^0(\bar{K}^0)$ et P désigne la partie principale. Les états $|f\rangle$ désignent tous les états intermédiaires possibles et les états finals dans la désintégration des kaons neutres.

Etats propres de masse :

La diagonalisation de la matrice H fournit deux états propres de masse notés K_S et K_L , de valeur propre respective λ_+ et λ_- :

$$\lambda_{\pm} = \frac{(H_{11} + H_{22}) \pm \sqrt{(H_{11} - H_{22})^2 + 4H_{12}H_{21}}}{2} : \begin{cases} \lambda_+ = m_S - i\frac{\gamma_S}{2} \\ \lambda_- = m_L - i\frac{\gamma_L}{2} \end{cases}$$

Expérimentalement [6] :

$$\begin{cases} \Delta m = m_L - m_S = \begin{cases} (3,510 \pm 0,018) \times 10^{-12} \text{ MeV} \\ (0,5333 \pm 0,0027) \times 10^{10} \hbar \text{ s}^{-1} \end{cases} \\ \frac{1}{\gamma_S} = \tau_S = (0,8926 \pm 0,0012) \times 10^{-10} \text{ s} \\ \frac{1}{\gamma_L} = \tau_L = (5,17 \pm 0,04) \times 10^{-8} \text{ s} \\ c\tau_S = 2,676 \text{ cm} \\ c\tau_L = 1549 \text{ cm} \end{cases}$$

Par la suite, on notera $\Delta\gamma$ comme $\gamma_S - \gamma_L$.

Ces états propres de masse suivent une loi de décroissance exponentielle :

$$\begin{cases} |K_S(t)\rangle = e^{-im_S t} \times e^{-\gamma_S t/2} \times |K_S(t=0)\rangle \\ |K_L(t)\rangle = e^{-im_L t} \times e^{-\gamma_L t/2} \times |K_L(t=0)\rangle \end{cases} \quad (2.5)$$

En reprenant l'équation (2.3), on montre que les états propres de masse $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ s'expriment en fonction des états propres d'interaction forte et électromagnétique $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$, à l'aide de deux paramètres ϵ_T et δ_{CPT} . Au premier ordre :

$$\begin{cases} |K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_T - \delta_{CPT})|K^0\rangle + (1 - \epsilon_T + \delta_{CPT})|\bar{K}^0\rangle] \\ |K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_T + \delta_{CPT})|K^0\rangle - (1 - \epsilon_T - \delta_{CPT})|\bar{K}^0\rangle] \end{cases} \quad (2.6)$$

Les deux paramètres ϵ_T et δ_{CPT} sont reliés aux éléments de matrice M_{ij} et Γ_{ij} et ils sont relatifs respectivement à une violation de T et de CPT.

$$\begin{aligned} \epsilon_T &= -2i \times \frac{\Im m(M_{12}) - i\Im m(\Gamma_{12})/2}{2\Delta m + i\Delta\gamma} = \frac{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}{2\Delta m + i\Delta\gamma} \\ \delta_{CPT} &= \frac{(M_{11} - M_{22}) - i(\Gamma_{11} - \Gamma_{22})/2}{2\Delta m + i\Delta\gamma} = \frac{\langle K^0 | H | K^0 \rangle - \langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}{2\Delta m + i\Delta\gamma} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Violation de T et CP

D'après les équations (2.7), on voit que ϵ_T s'exprime en fonction de $\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle$ et $\langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle$: les amplitudes d'oscillations d'un $\bar{K}^0$ en K^0 (avec $\Delta S = -2$) et d'un K^0 en $\bar{K}^0$ (avec $\Delta S = 2$). Ces processus sont conjugués l'un de l'autre par T et CP.

Quand la valeur de ϵ_T n'est pas nulle, il existe une asymétrie dans les oscillations des kaons neutres qui traduit une violation des symétries T et CP, indépendamment de la conservation de CPT.

$\epsilon_T \neq 0$ impose des conditions sur les éléments non diagonaux des matrices de masse et de désintégration :

$$M_{12} \neq M^*_{12} \text{ ou } \Gamma_{12} \neq \Gamma^*_{12}$$

On peut aussi écrire ϵ_T en fonction des phases de M_{12} et de Γ_{12} : ϕ_M et ϕ_Γ .

$$\epsilon_T = \frac{\Delta m \Delta \gamma}{4\Delta m^2 + \Delta \gamma^2} \left(1 + i \frac{2\Delta m}{\Delta \gamma} \right) (\pi + \phi_M - \phi_\Gamma)$$

En notant :

$$\phi_{SW} = \arctan\left(\frac{2\Delta m}{\Delta \gamma}\right) \simeq 45^\circ \quad (2.8)$$

et $\delta\phi = \pi + \phi_M - \phi_\Gamma$ ($\delta\phi$ est voisin de zéro), on obtient :

$$\epsilon_T = \frac{\Delta m \Delta \gamma}{4\Delta m^2 + \Delta \gamma^2} (1 + i \tan(\phi_{SW})) \delta\phi \quad (2.9)$$

On verra par la suite que cette phase ϕ_{SW} joue un rôle important dans la mesure de la conservation de CPT.

Violation de CPT et CP

Les équations (2.7) montrent que δ_{CPT} s'exprime en fonction de $\langle K^0 | H | K^0 \rangle$ et $\langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle$, les amplitudes d'oscillations pour lesquelles l'étrangeté du kaon neutre n'a pas été modifiée. Ces deux processus sont conjugués l'un de l'autre par CP et CPT.

Une valeur non nulle de δ_{CPT} signe une violation de CP et CPT indépendamment de la (non)conservation de la symétrie T. Cela implique les conditions suivantes sur les éléments diagonaux des matrices de masse et de désintégration :

$$M_{11} \neq M_{22} \text{ ou } \Gamma_{11} \neq \Gamma_{22}$$

Violation de CP

Nous venons de voir qu'une valeur non nulle de ϵ_T (il y a violation de T) ou une valeur non nulle de δ_{CPT} (il y a violation de CPT) implique la violation conjointe de la symétrie CP. On retrouve ce résultat en écrivant les états propres de masse $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ en fonction des états propres de CP : $|K_1\rangle$ et $|K_2\rangle$.

En prenant une convention de phase telle que $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ et $CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$, les états propres de CP peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP = +1) \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP = -1) \end{aligned} \quad (2.10)$$

De plus, en notant :

$$\begin{aligned} \epsilon_S &= \epsilon_T - \delta_{CPT} \\ \epsilon_L &= \epsilon_T + \delta_{CPT} \end{aligned}$$

(2.11)

les équations (2.6) deviennent :

$$\begin{cases} |K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_S)|K^0\rangle + (1 - \epsilon_S)|\bar{K}^0\rangle] \\ |K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_L)|K^0\rangle - (1 - \epsilon_L)|\bar{K}^0\rangle] \end{cases} \quad (2.12)$$

En reprenant (2.10), on obtient :

$$\begin{cases} |K_S\rangle = |K_1\rangle + \epsilon_S|K_2\rangle \\ |K_L\rangle = |K_2\rangle + \epsilon_L|K_1\rangle \end{cases} \quad (2.13)$$

$|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$ ne sont pas états propres de CP sauf si les valeurs de ϵ_S et ϵ_L sont nulles, ce qui correspond à $\epsilon_T = 0$ et $\delta_{\text{CPT}} = 0$.

Les expressions (2.13) mettent en évidence deux causes possibles de violation de CP lors de la désintégration en deux pions chargés :

1. La violation de CP est due à la composante K_1 dans l'expression de K_L et à la composante K_2 dans celle de K_S quand ϵ_S et ϵ_L sont non nuls. La violation de CP apparaît dans les oscillations $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (dans la matrice de masse).
2. K_2 peut se désintégrer directement en deux pions chargés. On dit qu'il y a violation directe de CP dans la désintégration.

Evolution temporelle d'un système de kaons neutres :

En inversant les expressions (2.12) au premier ordre en ϵ_L et ϵ_S les états propres d'interaction forte et électromagnétique $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ s'expriment comme des combinaisons linéaires des états propres de masse $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$:

$$\begin{cases} |K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 - \epsilon_L)|K_S\rangle + (1 - \epsilon_S)|K_L\rangle] \\ |\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_L)|K_S\rangle - (1 + \epsilon_S)|K_L\rangle] \end{cases} \quad (2.14)$$

Ces équations ne sont valables qu'à $t=0$ pour les états purs $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$.

L'évolution temporelle des kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$ s'écrit sous la forme de deux fonctions d'onde $|\Phi(t)\rangle$ et $|\bar{\Phi}(t)\rangle$ qui donnent la probabilité partant à $t=0$ d'un

K^0 ($|\Phi_{(t=0)}\rangle = |K^0\rangle$) ou d'un $\bar{K}^0$ ($|\bar{\Phi}_{(t=0)}\rangle = |\bar{K}^0\rangle$) d'observer à l'instant t le kaon neutre K^0 ou $\bar{K}^0$. L'expression de $|\Phi(t)\rangle$ et $|\bar{\Phi}(t)\rangle$ est obtenue à l'aide des dépendances en temps du K_S et du K_L (exp. 2.5) :

$$\begin{aligned} |\Phi(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 - \epsilon_L)e^{-im_S t} \times e^{-\gamma_S t/2} \times |K_S\rangle + (1 - \epsilon_S)e^{-im_L t} \times e^{-\gamma_L t/2} \times |K_L\rangle] \\ |\bar{\Phi}(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_L)e^{-im_S t} \times e^{-\gamma_S t/2} \times |K_S\rangle - (1 + \epsilon_S)e^{-im_L t} \times e^{-\gamma_L t/2} \times |K_L\rangle] \end{aligned} \quad (2.15)$$

La probabilité d'avoir un $K^0(\bar{K}^0)$ à l'instant t sachant qu'à $t=0$ il s'agissait d'un K^0 s'écrit :

$$\begin{aligned} |\langle K^0 | \Phi(t) \rangle|^2 &= \frac{1}{4} \times [e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 \cos(\Delta m \cdot t) \times e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t}] \\ |\langle \bar{K}^0 | \Phi(t) \rangle|^2 &= \frac{1}{4} \times [e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} - 2 \cos(\Delta m \cdot t) \times e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t}] \end{aligned}$$

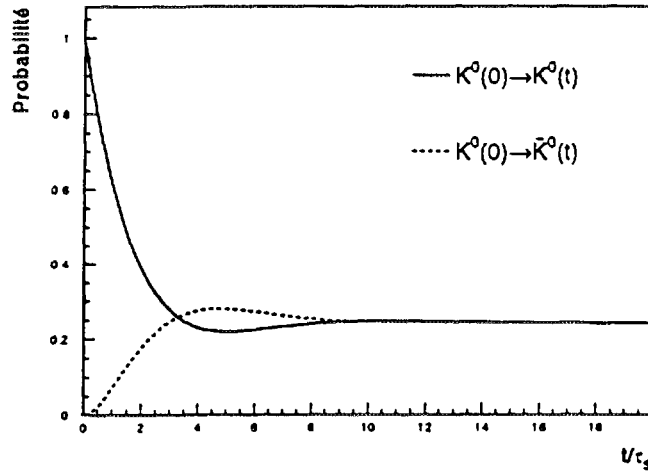


Figure 2.1: Evolution des kaons neutres au cours du temps

Il existe donc une probabilité non nulle pour un $\bar{K}^0(K^0)$ d'osciller en $K^0(\bar{K}^0)$ avec une variation d'étrangeté $\Delta S = (-)2$ (figure 2.1).

2.2 Les mesures de CPLEAR

La plupart des expériences qui ont étudié le système des kaons neutres ont utilisé des faisceaux de K_S et K_L . L'originalité de CPLEAR consiste à utiliser une méthode interférométrique entre les K_S et les K_L par production symétrique de kaons neutres en état d'étrangeté pur, K^0 et $\bar{K}^0$, identifiable au moment de leur production.

Les kaons sont produits par interaction forte à partir de particules non étranges ($S=0$) dans l'annihilation $\bar{p}p$ au repos :

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + K^- + K^0$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + K^+ + \bar{K}^0$$

La conservation de l'étrangeté ($\Delta S=0$) requiert la production d'une particule (K^+ ou K^-) d'étrangeté opposée à celle du kaon neutre. Le signe du kaon chargé identifie donc l'étrangeté du kaon neutre au moment de sa production.

Le principe général de la mesure repose sur la reconstruction d'asymétries temporelles $A_f(t)$ qui comparent les taux de désintégration des $\bar{K}^0$ et K^0 dans l'état final f , $\bar{R}_f(t)$ et $R_f(t)$:

$$A_f(t) = \frac{\bar{R}_f(t) - R_f(t)}{\bar{R}_f(t) + R_f(t)} \quad (2.16)$$

Ces asymétries présentent l'avantage de réduire les problèmes liés à l'acceptance du détecteur. Elles sont aussi beaucoup plus sensibles aux paramètres physiques.

L'expérience CPLEAR étudie en fonction du temps les désintégrations des kaons neutres dans les modes $\pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$ (mode semileptonique), $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^- \pi^0$ et $\pi^0 \pi^0$; seuls les trois premiers modes seront présentés. Le mode semileptonique permet l'étude des oscillations $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ grâce à l'identification de l'étrangeté du kaon neutre au moment de sa désintégration, sachant que l'étrangeté du kaon neutre au moment de sa production est connue ; ce que ne permettrait pas l'utilisation de faisceaux K_S , K_L .

2.2.1 Désintégrations semileptoniques des kaons neutres

Le signe du lepton chargé produit dans les désintégrations semileptoniques identifie le K^0 et le $\bar{K}^0$, si la règle $\Delta S = \Delta Q$ est vraie : la variation de l'étrangeté est égale à la variation de la charge des mésons.

$$\begin{array}{l} \text{désintégrations autorisées} \\ K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu \quad (\Delta S = -1; \Delta Q = -1) \\ \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu} \quad (\Delta S = +1; \Delta Q = +1) \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \text{désintégrations interdites} \\ K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu} \quad (\Delta S = -1; \Delta Q = +1) \\ \bar{K}^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu \quad (\Delta S = +1; \Delta Q = -1) \end{array}$$

En supposant que CP est conservée dans la désintégration, on peut écrire :

$$\langle \pi^- e^+ \nu | H | K^0 \rangle = \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H | \bar{K}^0 \rangle = R$$

Si on suppose que $\Delta S = \Delta Q$ peut être violée et pour tenir compte des amplitudes de désintégration $\Delta S = -\Delta Q$, on introduit le paramètre x qui compare les amplitudes de désintégration violant la règle $\Delta S = \Delta Q$ et celles la respectant :

$$x = \frac{\Delta S = -\Delta Q}{\Delta S = \Delta Q} = \frac{\langle \pi^- e^+ \nu | H | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^- e^+ \nu | H | K^0 \rangle}$$

On peut donc observer quatre types de désintégrations dont les amplitudes s'écrivent :

Amplitudes de désintégration des K^0 initiaux

$$\begin{aligned} A_+(t) &= \langle \pi^- e^+ \nu | H | \Phi(t) \rangle \\ A_-(t) &= \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H | \Phi(t) \rangle \end{aligned} \tag{2.17}$$

Amplitudes de désintégration des $\bar{K}^0$ initiaux

$$\begin{aligned} \bar{A}_+(t) &= \langle \pi^- e^+ \nu | H | \bar{\Phi}(t) \rangle \\ \bar{A}_-(t) &= \langle \pi^+ e^- \bar{\nu} | H | \bar{\Phi}(t) \rangle \end{aligned} \tag{2.18}$$

En utilisant les expressions (2.12) et (2.15), on obtient pour les quatre taux de désintégration (figure 2.2) :

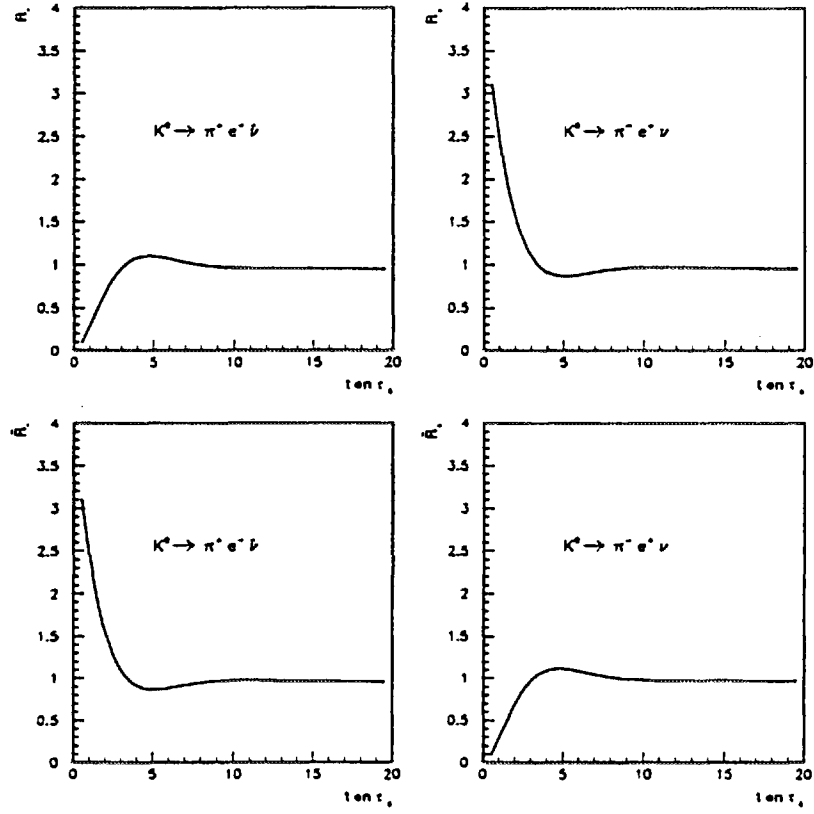


Figure 2.2: Taux de désintégration semileptonique des kaons neutres (échelle arbitraire)

$$R_-(t) = \frac{|R|^2}{4} \times [\begin{aligned} & e^{-\gamma_S t} \times [1 + 2\Re(x) - 4\Re(\epsilon_T)] \\ & + e^{-\gamma_L t} \times [1 - 2\Re(x) - 4\Re(\epsilon_T)] \\ & + 2e^{-\Gamma t} \times [\cos(\Delta m \cdot t)(-1 + 4\Re(\epsilon_T)) - 2\sin(\Delta m \cdot t)\Im m(x)] \end{aligned}]$$

$$\overline{R}_+(t) = \frac{|R|^2}{4} \times [\begin{aligned} & e^{-\gamma_S t} \times [1 + 2\Re(x) + 4\Re(\epsilon_T)] \\ & + e^{-\gamma_L t} \times [1 - 2\Re(x) + 4\Re(\epsilon_T)] \\ & + 2e^{-\Gamma t} \times [\cos(\Delta m \cdot t)(-1 - 4\Re(\epsilon_T)) + 2\sin(\Delta m \cdot t)\Im m(x)] \end{aligned}]$$

$$R_+(t) = \frac{|R|^2}{4} \times [\begin{aligned} & e^{-\gamma_S t} \times [1 + 2\Re(x) - 4\Re(\delta_{\text{CPT}})] \\ & + e^{-\gamma_L t} \times [1 - 2\Re(x) + 4\Re(\delta_{\text{CPT}})] \\ & + 2e^{-\Gamma t} \times [\cos(\Delta m \cdot t) + 2\sin(\Delta m \cdot t) \cdot (-\Im m(x) + 2\Im m(\delta_{\text{CPT}}))] \end{aligned}]$$

$$\overline{R}_-(t) = \frac{|R|^2}{4} \times [\begin{aligned} & e^{-\gamma_S t} \times [1 + 2\Re(x) + 4\Re(\delta_{\text{CPT}})] \\ & + e^{-\gamma_L t} \times [1 - 2\Re(x) - 4\Re(\delta_{\text{CPT}})] \\ & + 2e^{-\Gamma t} \times [\cos(\Delta m \cdot t) + 2\sin(\Delta m \cdot t) \cdot (+\Im(x) - 2\Im(\delta_{\text{CPT}}))] \end{aligned}]$$

Si on suppose que $\Delta S = \Delta Q$, $R_+(t)$ et $\overline{R}_-(t)$ permettent de décompter le nombre de kaons K^0 et de kaons $\overline{K}^0$ qui n'ont pas changé d'étrangeté entre l'instant $t=0$ de production du kaon neutre et l'instant t de la désintégration .

De même, $R_-(t)$ et $\overline{R}_+(t)$ permettent de décompter le nombre de kaons K^0 et de kaons $\overline{K}^0$ qui ont changé d'étrangeté entre les instants 0 et t .

Nous allons voir qu'à partir de ces quatre quantités, on peut construire quatre asymétries dépendant du temps nommées A_1 , A_2 , A_T et A_{CPT} qui donnent accès aux paramètres Δm , $\Re(x)$, $\Im(x)$, $\Re(\epsilon_S)$, $\Re(\epsilon_T)$ et $\Re(\delta_{\text{CPT}})$.

Asymétrie $A_T(t)$:

Cette asymétrie compare les kaons neutres $\overline{K}^0$ et K^0 qui ont changé d'étrangeté. A_T compare donc des transitions conjuguées par T et CP et permet de tester T indépendamment de CPT.

$$A_T(t) = \frac{\overline{R}_+(t) - R_-(t)}{\overline{R}_+(t) + R_-(t)}$$

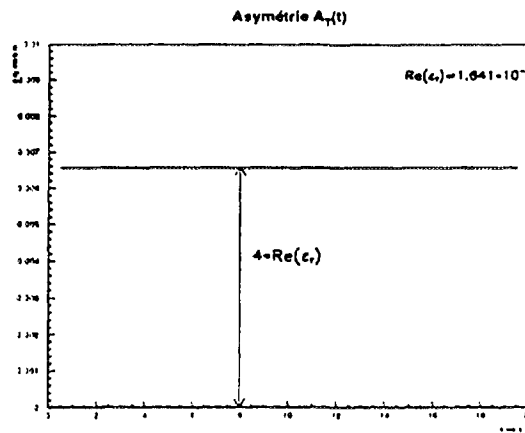


Figure 2.3: Asymétrie théorique $A_T(t)$

$$A_T(t) = 4\Re(\epsilon_T) + \frac{4\Im m(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m.t)}{e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} - 2 \cos(\Delta m.t)e^{-\Gamma t}}$$

$$A_T(t) \simeq 4\Re(\epsilon_T)$$

Asymétrie $A_{CPT}(t)$:

Cette asymétrie compare les kaons neutres $\bar{K}^0$ et K^0 qui ont la même étrangeté à l'instant de leur production et au moment de leur désintégration . A_{CPT} compare donc des transitions conjuguées par CPT et CP et permet de tester CPT sans condition sur la violation de T.

$$A_{CPT}(t) = \frac{\overline{R_-}(t) - R_+(t)}{\overline{R_-}(t) + R_+(t)}$$

Après calcul, on trouve:

$$A_{CPT}(t) = \frac{4\Re(\delta_{CPT})(e^{-\gamma_S t} - e^{-\gamma_L t}) + 4\Im m(x - 2\delta_{CPT}) \sin(\Delta m.t)e^{-\Gamma t}}{e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 \cos(\Delta m.t)e^{-\Gamma t}}$$

$$A_{CPT}(t) \rightarrow -4\Re(\delta_{CPT}) \text{ quand } t \gg \tau_S$$

$A_{CPT}(t)$ est donc sensible à $\Re(\delta_{CPT})$.

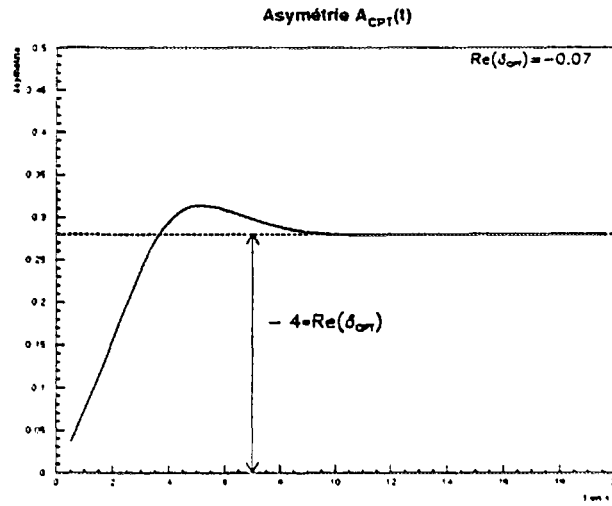


Figure 2.4: Asymétrie théorique A_{CPT}

Asymétrie $A_1(t)$:

Cette asymétrie compare le nombre de kaons neutres qui ont changé d'étrangeté à l'instant t de leur désintégration avec le nombre de kaons neutres qui possèdent la même étrangeté à l'instant t de leur désintégration :

$$A_1(t) = \frac{[R_+(t) + \overline{R}_-(t)] - [R_-(t) + \overline{R}_+(t)]}{[R_+(t) + \overline{R}_-(t)] + [R_-(t) + \overline{R}_+(t)]}$$

Après calcul, on trouve:

$$A_1(t) = \frac{2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m \cdot t)}{(1-2\Re(x))e^{-\gamma_L t} + (1+2\Re(x))e^{-\gamma_S t}}$$

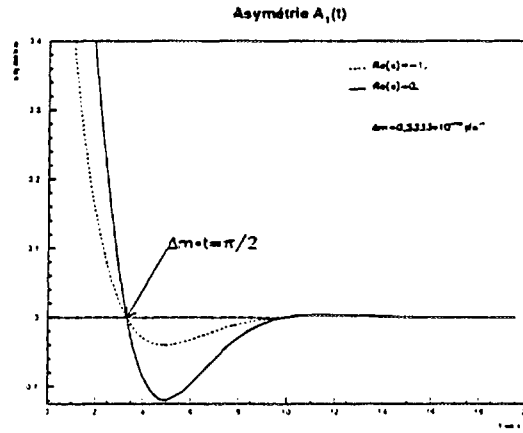


Figure 2.5: Asymétrie théorique $A_1(t)$

La reconstruction de cette asymétrie permet de mesurer Δm et de vérifier la règle $\Delta S = \Delta Q$ par la mesure de $\Re(x)$.

Asymétrie $A_2(t)$:

Cette asymétrie compare le comportement temporel des kaons neutres identifiés $\overline{K}^0$ à l'instant de leur production avec celui des kaons neutres identifiés K^0 à l'instant de leur production :

$$A_2(t) = \frac{[\overline{R}_+(t) + \overline{R}_-(t)] - [R_-(t) + R_+(t)]}{[\overline{R}_+(t) + \overline{R}_-(t)] + [R_-(t) + R_+(t)]}$$

Après calcul, on trouve:

$$A_2(t) = \frac{2\Re(\epsilon_L)e^{-\gamma_S t} + 2\Re(\epsilon_S)e^{-\gamma_L t} - 2[\Re(\epsilon_S + \epsilon_L)\cos(\Delta m \cdot t) - (2\Im m(x) + \Im m(\epsilon_S - \epsilon_L))\sin(\Delta m \cdot t)]e^{-\Gamma t}}{e^{-\gamma_L t} + e^{-\gamma_S t}}$$

A grands temps de vie, A_2 est directement proportionnelle à $\Re(\epsilon_S)$:

$$A_2(t) \rightarrow 2\Re(\epsilon_S) \text{ quand } t \gg \tau_S$$

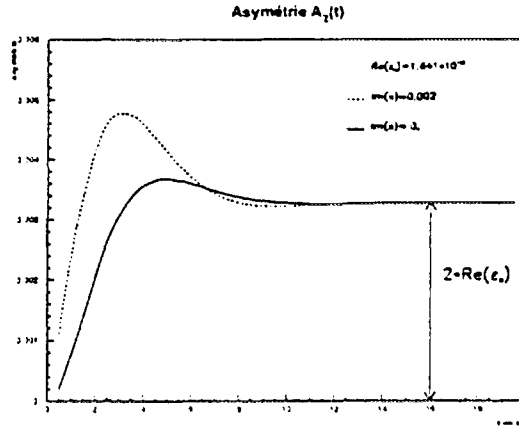


Figure 2.6: Asymétrie théorique $A_2(t)$

Cette asymétrie est sensible aux deux paramètres $\Im m(x)$ et $\Re(\epsilon_S)$. La reconstruction de cette asymétrie permet donc de mesurer la conservation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ et de tester la conservation de la symétrie CPT qui demande $\Re(\epsilon_S) = \Re(\epsilon_L)$, sachant que la valeur de $\Re(\epsilon_L)$ est connue [6].

On peut remarquer que cette asymétrie n'est pas indépendante des précédentes. Pour $t \gg \tau_s$:

$$A_2 \simeq \frac{A_T + A_{CPT}}{2}$$

2.2.2 Désintégrations des kaons neutres en deux pions ; violation de CP et test de CPT

Violation de CP dans l'oscillation et violation directe dans la désintégration

Nous avons vu que CP pourrait être violée directement dans la désintégration des kaon neutres. Si cette violation existe, cela doit se traduire par des différences entre les amplitudes de désintégrations des K^0 et $\bar{K}^0$ en $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$.

• Les deux états finals $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^0 \pi^0$ sont états propres des interactions fortes et électromagnétiques ; leurs états d'isospin sont $I=0$ et $I=2$, l'état $I=1$ étant interdit par la statistique de Bose-Einstein. Les états $|\pi^+ \pi^- \rangle$ et $|\pi^0 \pi^0 \rangle$ s'écrivent en fonction des deux états d'isospin :

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

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

On écrira les amplitudes de désintégration des kaons neutres dans l'état final $I=0$ et $I=2$ sous la forme :

$$A_{I=0,2}^{(-)} = a_{I=0,2}^{(-)} \times e^{i\delta_{I=0,2}} \quad (2.19)$$

où $\delta_{I=0,2}$ indiquent les déphasages dus aux interactions fortes des pions dans l'état final et $a_{I=0,2}$ indiquent les amplitudes dépendant uniquement des interactions faibles.

Deux paramètres mesurables nommés η_{+-} et η_{00} ont été introduits pour comparer les amplitudes de désintégration violant CP aux amplitudes de désintégration conservant CP :

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_S \rangle} = |\eta_{+-}| \times e^{i\phi_{+-}}$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_S \rangle} = |\eta_{00}| \times e^{i\phi_{00}}$$

Ils s'expriment en fonction des quatre amplitudes de désintégration (2.19). En notant :

$$\begin{cases} \epsilon_0 = \frac{\langle 2\pi, I=0 | H | K_L \rangle}{\langle 2\pi, I=0 | H | K_S \rangle} \\ \epsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2\pi, I=2 | H | K_L \rangle}{\langle 2\pi, I=0 | H | K_S \rangle} \\ \omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2\pi, I=2 | H | K_S \rangle}{\langle 2\pi, I=0 | H | K_S \rangle} \end{cases}$$

On en déduit que

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon_0 + \epsilon_2}{1 + \omega} \simeq \epsilon_0 + \epsilon_2 - \epsilon_0 \omega$$

$$\eta_{00} = \frac{\epsilon_0 - 2\epsilon_2}{1 - 2\omega} \simeq \epsilon_0 - 2(\epsilon_2 - \epsilon_0 \omega)$$

ω correspond au rapport des amplitudes de désintégrations du K_S avec $|\Delta I|=3/2$ et avec $|\Delta I|=1/2$. Les transitions $|\Delta I|=1/2$ sont privilégiées et $|\omega|^{-1} = 22, 2 \pm 1$ [18] .

• Si on suppose que CPT est conservée, alors les expressions se simplifient car

$$\bar{a}_{I=0}(\bar{K}^0) = a^*_{I=0}(K^0) \text{ et } \bar{a}_{I=2}(\bar{K}^0) = a^*_{I=2}(K^0)$$

et nous avons vu que $\delta_{\text{CPT}} = 0$ et $\epsilon_S = \epsilon_L = \epsilon_T$. On note généralement $\epsilon = \epsilon_S$ et les paramètres $\epsilon_0, \epsilon_2, \omega$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{\epsilon \Re e(a_0) + i \Im m(a_0)}{\Re e(a_0) + i \epsilon \Im m(a_0)} \\ \epsilon_2 &= \frac{\epsilon \Re e(a_2) + i \Im m(a_2)}{\sqrt{2}(\Re e(a_0) + i \epsilon \Im m(a_0))} \times e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \\ \omega &= \frac{\Re e(a_2) + i \epsilon \Im m(a_2)}{\sqrt{2}(\Re e(a_0) + i \epsilon \Im m(a_0))} \times e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \end{aligned}$$

Expérimentalement, $\delta_0 - \delta_2 = 42^\circ \pm 4^\circ$.

En prenant la convention de phase de Wu et Yang, a_0 est réelle et on pose $\epsilon' = \epsilon_2 - \epsilon_0 \omega$, ce qui donne :

$$\begin{cases} \epsilon_0 = \epsilon = \epsilon_T \\ \epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} i \frac{\Im m(a_2)}{a_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \end{cases} \quad (2.20)$$

On montre alors aisément que :

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = 1 - 6 \Re e\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) \quad (2.21)$$

ϵ est relatif à la violation de CP dans la matrice de masse : $\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon$, alors que ϵ' est relatif à une violation directe de CP : $\eta_{+-} \neq \eta_{00}$. Des expressions (2.20) et (2.21), il apparaît clairement que ϵ' est différent de zéro si a_0 et a_2 n'ont pas la même phase et si $\Re e(\epsilon')$ est non nulle soit si le déphasage dans l'état final est

aussi non nul : $\delta_2 - \delta_0 \neq 0$.

Actuellement les résultats des dernières expériences NA31[19] et E731[20] donnent :

$$\begin{cases} \text{NA31 : } \Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (2,3 \pm 0,65) \times 10^{-3} \\ \text{E731 : } \Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (0,74 \pm 0,52 \pm 0,29) \times 10^{-3} \end{cases}$$

Ces résultats ne sont pas en bon accord et pour le moment on ne peut pas conclure sur la violation directe de CP. L'expérience CPLEAR ne mesure pas ϵ' : la précision que l'on peut obtenir n'est pas compétitive avec les valeurs obtenues. Dans l'étude des canaux $\pi^+ \pi^-$, l'expérience CPLEAR s'est concentrée sur la mesure du module et de la phase de η_{+-} .

Test de CPT dans le mélange

Dans tout ce qui a précédé, nous n'avons pas tenu compte des phases de Γ_{12} (notée ϕ_Γ) et de M_{12} (notée ϕ_M). Leur différence est non nulle s'il y a violation de T comme on le voit dans l'expression (2.9) de ϵ_T où :

$$\epsilon_T \propto (1 + i \tan(\phi_{SW})) \delta\phi$$

$\delta\phi$ est relié à la différence de phase $\phi_M - \phi_\Gamma$, on constate que $\delta\phi$ est de l'ordre de $|\epsilon_T|$.

• Tant que l'on suppose la conservation de CPT, ϕ_Γ peut être choisie nulle sans que cela ne change rien à la généralité du problème. Néanmoins, lorsque l'on veut mesurer la (non)conservation de CPT, le choix de ϕ_Γ n'est plus arbitraire. Par exemple, ϕ_Γ intervient dans l'expression (2.22) de η_{+-} , paramètre de violation de CP et CPT dans le système des kaons neutres :

$$\eta_{+-} = \epsilon_0 + \epsilon' = \epsilon_T + \delta_{CPT} + i(\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2}) + \epsilon' \quad (2.22)$$

ϕ_0 est la phase de l'amplitude déjà mentionnée a_0 dans la désintégration ($I=0$)
(-)
de K^0 en deux pions.

ϵ' peut être négligé dans la suite de la démonstration : sa phase est voisine de celle de ϵ_T ($\sim 45^\circ$) et son module est inférieur à 10^{-5} .

On peut évaluer le terme $(\frac{\phi_\Gamma}{2} + \phi_0)$ à partir des amplitudes de désintégration

des $\bar{K}^0$ dans l'état f : $\langle f | H | K^0 \rangle$ et $\langle f | H | \bar{K}^0 \rangle$.

En reprenant l'expression (exp.2.4), Γ_{12} s'écrit :

$$\Gamma_{12} = 2\pi \times \sum_f \langle K^0 | H | f \rangle \langle f | H | \bar{K}^0 \rangle \delta(m_0 - E_f)$$

Dans l'expression ci-dessus, les expressions dominantes correspondent aux désintégrations en $\pi^+ \pi^-$, $\pi^0 \pi^0$ et $\pi^+ \pi^- \gamma$. Les amplitudes de désintégrations en 3 pions et en semileptonique conduisent à des contributions beaucoup plus faibles dans Γ_{12} .

En reprenant la décomposition en isospin, on obtient :

$$\Gamma_{12} = a_0^* \bar{a}_0 + a_2^* \bar{a}_2 + a_{\pi^+ \pi^- \gamma}^* \bar{a}_{\pi^+ \pi^- \gamma} + O(3\pi, \text{semileptoniques})$$

a_0 et a_2 ont des phases voisines ($\Im m(\frac{a_2}{a_0}) \sim |\epsilon'|$) et l'amplitude de désintégration en $\pi^+ \pi^- \gamma$ (désintégration dominée par le Bremsstrahlung interne) a aussi une phase voisine de celle de a_0 . Il s'ensuit alors que :

$$\phi_\Gamma = -2\phi_0 + O(3\pi, \text{semileptoniques})$$

soit

$$\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2} = O(3\pi, \text{semileptoniques})$$

Généralement, on prend en première approximation $\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2} = 0$. Dans la mesure de la conservation de CPT, on ne peut le négliger, mais ces canaux de désintégration sont accessibles dans l'expérience CPLEAR.

- A partir de l'expression (2.7), δ_{CPT} s'écrit :

$$\delta_{\text{CPT}} = \frac{i\Delta\gamma(1 + i\tan(\phi_{sw}))}{\Delta\gamma^2 + 4\Delta m^2} \times (H_{22} - H_{11})$$

Si on suppose que la violation de CPT (si elle existe) a lieu uniquement dans le mélange (matrice de masse) et non pas dans la désintégration, alors $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ et :

$$\delta_{\text{CPT}} = \frac{|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|}{2\sqrt{2}\Delta m} e^{i(\frac{\pi}{2} + \phi_{sw})} \quad (2.23)$$

La violation de CPT s'exprime alors en terme de différence des masses des K^0 et des $\bar{K}^0$.

En reprenant l'équation (2.22), on obtient l'égalité suivante :

$$\frac{|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|}{m_{K^0}} = \sqrt{2} \frac{2\Delta m}{m_{K^0}} [|\eta_{+-}| \times (\phi_{+-} - \phi_{sw}) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\phi_{sw}) \times (\phi_0 + \frac{\phi_\Gamma}{2})]$$

Mesure CPLEAR

A partir de la mesure des taux de désintégration en fonction du temps des K^0 et $\bar{K}^0$, ($R(t)$ et $\bar{R}(t)$) (voir [21]), on reconstruit l'asymétrie temporelle $A_{+-}(t)$:

$$\begin{aligned} R(t) &= e^{-\gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\gamma_L t} + 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \cos(\Delta m t - \phi_{+-}) \\ \bar{R}(t) &= e^{-\gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\gamma_L t} - 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \cos(\Delta m t - \phi_{+-}) \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} A_{+-}(t) &= \frac{\bar{R}(t) - R(t)}{\bar{R}(t) + R(t)} \\ A_{+-}(t) &\simeq -\frac{2|\eta_{+-}| \cos(\Delta m t - \phi_{+-}) e^{-\frac{(\gamma_S - \gamma_L)}{2} t}}{1 + |\eta_{+-}|^2 e^{(\gamma_S - \gamma_L)t}} \end{aligned}$$

Cette asymétrie est très sensible au terme d'interférence entre les amplitudes de désintégration des K_S^0 et des K_L^0 . On voit aussi que $A_{+-}(t)$ est directement proportionnelle à $|\eta_{+-}|$.

L'ajustement de la courbe expérimentale à l'expression théorique fournit la valeur de $|\eta_{+-}|$ et ϕ_{+-} . La mesure de la phase ϕ_{+-} dépend de la connaissance de la valeur de Δm . Nous avons vu que cette valeur est fournie par le canal semileptonique.

2.2.3 Désintégrations des kaons neutres en trois pions

Violation de CP

L'état $\pi^+ \pi^- \pi^0$ existe avec deux valeurs de CP (± 1) qui dépendent de la valeur de l'isospin total et la valeur du moment angulaire entre le π^+ et le π^- .

Comme nous l'avons vu, le couple $(\pi^+ \pi^-)$ est état propre de CP, de valeur propre +1. La parité intrinsèque du pion neutre vaut -1 et si on note l' le moment angulaire entre le π^0 et le couple $(\pi^+ \pi^-)$, les valeurs propres de l'état final $\pi^+ \pi^- \pi^0$ s'écrivent: $-1 \times (-1)^{l'}$. Par conservation du moment angulaire total, l' est égal à l , le moment angulaire entre les deux pions chargés π^+ et π^- .

On peut remarquer que les désintégrations avec $l > 0$ sont cinématiquement défavorisées car l'énergie disponible dans le centre de masse du kaon neutre est très faible: la somme des trois masses de pion est très voisine de la masse du kaon neutre. On considèrera donc uniquement les deux valeurs 0 et 1 du moment angulaire l .

La fonction d'onde totale doit être symétrique par échange des pions π^+ et π^- , cela conduit à imposer, en fonction de l , certaines valeurs de l'isospin total

I qui vaut 0, 1, 2 ou 3 sans condition particulière.

$l=0$ impose à la fonction d'onde d'isospin d'être symétrique, ce qui correspond à un état $I=1$ ou $I=3$. Ce dernier état est supprimé par la règle $\Delta I=1/2$ qui rend les transitions $\Delta I=5/2$ largement défavorisées.

$l=1$ impose à la fonction d'onde d'isospin d'être antisymétrique, ce qui correspond à un état $I=0$ ou $I=2$. L'état $I=0$ est également supprimé : cela requiert d'avoir une amplitude de désintégration au troisième ordre des énergies cinétiques des pions.

On obtient les deux états finals possibles :

$$l=0 \quad I=1 \quad \Rightarrow \quad CP=-1$$

$$l=1 \quad I=2 \quad \Rightarrow \quad CP=+1$$

sachant que le second cas est défavorisé par la cinématique ($l=1$) et par la règle $\Delta I=1/2$ ($I=2$ correspond à une transition $\Delta I=3/2$).

En termes de désintégration des K_S et K_L , cela donne :

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ avec $l=0, I=1 \Rightarrow$ conservation de CP
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ avec $l=0, I=1 \Rightarrow$ violation de CP
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ avec $l=1, I=2 \Rightarrow$ conservation de CP

Comme nous l'avons expliqué, le cas ($l=1, I=2$) est largement défavorisé.

L'observation de désintégrations en $\pi^+ \pi^- \pi^0$ des kaons K_S ne constitue donc pas une preuve de la violation de CP. Pour réaliser une mesure de la violation de CP, il faut séparer l'amplitude de désintégration violant CP de l'amplitude de désintégration conservant CP.

Dans le diagramme de Dalitz, la distribution des désintégrations conservant CP est symétrique par échange du π^+ et du π^- alors qu'elle est antisymétrique pour les désintégrations qui violent CP. Par conséquent, le terme d'interférence K_S - K_L dépend uniquement de la contribution des amplitudes violant CP quand on intègre sur tout l'espace de phase.

On mesure alors la violation de CP à partir du paramètre η_{+-0} défini comme :

$$\eta_{+-0} = \frac{\int d\Omega A_S^{\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot A_L^{\pi^+\pi^-\pi^0}}{\int d\Omega |A_L^{\pi^+\pi^-\pi^0}|^2}$$

et en reprenant le formalisme des kaons neutres,

$$\eta_{+-0} = \epsilon_S + \epsilon'_{+-0}$$

ϵ'_{+-0} marque la violation directe de CP dans les désintégrations $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

On peut remarquer que η_{+-0} dépend de ϵ_S alors que η_{+-} et η_{00} s'expriment en fonction de ϵ_L .

Mesure CPLEAR

Comme pour le canal $\pi^+ \pi^-$, l'expérience CPLEAR reconstruit une asymétrie temporelle qui compare les taux de désintégration des K^0 et des $\bar{K}^0$:

$$A_{+-0}(t) = \frac{\bar{R}_{+-0}(t) - R_{+-0}(t)}{\bar{R}_{+-0}(t) + R_{+-0}(t)}$$

On montre [22] que :

$$A_{+-0}(t) = 2\Re(\epsilon_S) - 2[\Re(\eta_{+-0}) \cos(\Delta m \cdot t) - \Im m(\eta_{+-0}) \sin(\Delta m \cdot t)] \times e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t}$$

L'ajustement de la courbe expérimentale à l'expression théorique fournira les valeurs de $\Re(\eta_{+-0})$ et $\Im m(\eta_{+-0})$; on s'attend à ce qu'elles soient non nulles.

2.2.4 Paramètres accessibles dans l'expérience CPLEAR

le tableau récapitule l'ensemble des paramètres mesurés par l'expérience CPLEAR, y compris pour le mode $\pi^0 \pi^0$ qui n'a pas été présenté. Par contre, il n'inclut pas

Table 2.1: Paramètres accessibles dans l'expérience CPLEAR

$\begin{smallmatrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \end{smallmatrix}$	$\pi^+ \pi^-$	$\pi^0 \pi^0$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^\pm e^\mp \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu \end{smallmatrix}$
"CP"	η_{+-}, ϕ_{+-}	η_{00}, ϕ_{00}	$\Re(\eta_{+-0}), \Im m(\eta_{+-0})$	
"CPT?"	$ \phi_{+-} - \phi_{SW} $			$\Re(\delta_{CPT})$
"T?"				$\Re(\epsilon_T)$
" $\Delta S = \Delta Q$?"				$\Re(x), \Im m(x)$

les paramètres physiques liés au canal $\pi^+ \pi^- \pi^0$ avec conservation de CP.

2.3 Modèles théoriques

2.3.1 Modèle superfaible

Ce modèle, développé par Wolfenstein [23], est l'un des premiers à avoir apporté une explication à l'observation de désintégrations du K_L en deux pions chargés qui violent la symétrie CP.

Il explique la désintégration en supposant que le K_L s'est transformé en K_S par régénération spontanée dans le vide, le K_S se désintègre ensuite en $\pi^+ \pi^-$ par interaction faible. Cette régénération est possible parce que le modèle introduit une cinquième force qui fait intervenir des transitions $\Delta S=2$ violent CP.

Dans l'hamiltonien, cela se traduit par l'apparition d'un terme supplémentaire H_{SW} : $H=H_0+H_W+H_{SW}$, dont les éléments non diagonaux sont non nuls.

Cette interaction est dite superfaible (ou superweak) parce que sa constante de couplage est très faible par rapport à la constante de couplage G des interactions faibles. On peut estimer sa valeur en comparant l'amplitude de transition $\Delta S=2$ violent CP (liée à la présence de H_{SW}) à l'amplitude de transition $\Delta S=2$ conservant CP (issue de H_W).

Le rapport des deux amplitudes est de l'ordre de ϵ , le paramètre de violation de CP précédemment défini :

$$\frac{A(\Delta S = 2 \text{ par } H_{SW})}{A(\Delta S = 2 \text{ par } H_W)} \sim \epsilon$$

Les transitions conservant CP par interaction faible sont de type diagramme en boîte (figure 2.7) et sont donc du second ordre en G , alors que les transitions

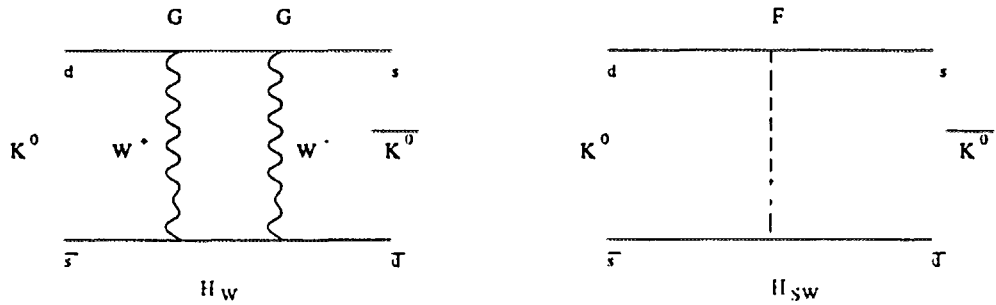


Figure 2.7: Transition $K^0-\bar{K}^0$ dans le modèle standard et le modèle superfaible violent CP sont du premier ordre en F , la constante de couplage de l'interaction

superfaible. Cela donne l'ordre de grandeur de F :

$$\frac{F}{G^2} \sim \epsilon \text{ soit } F \sim 10^{-8} G$$

Ces transitions ne peuvent être mises en évidence que dans le système des kaons neutres grâce à la très faible différence de masse entre le K_S et le K_L . A l'aide du diagramme de Feynman suivant,

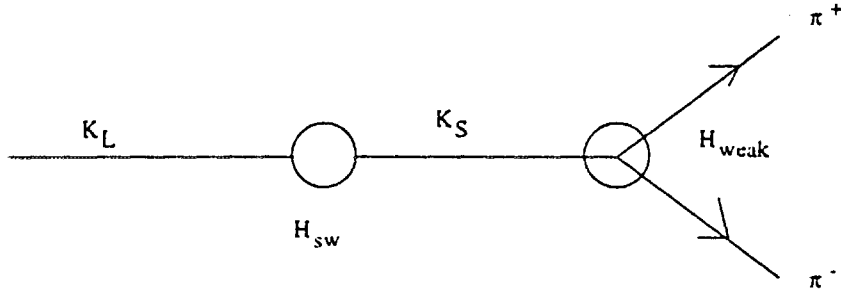


Figure 2.8: désintégration du K_L

on montre que l'amplitude de transition $K_L \rightarrow 2\pi$ s'écrit :

$$\langle 2\pi | H | K_L \rangle = \frac{\langle 2\pi | H_W | K_S \rangle \langle K_S | H_{SW} | K_L \rangle}{m_{K_L}^2 - m_{K_S}^2}$$

$$\frac{\langle 2\pi | H | K_L \rangle}{\langle 2\pi | H_W | K_S \rangle} \sim \frac{\langle K_S | H_{SW} | K_L \rangle}{2m\Delta m} \sim \epsilon$$

On voit que l'effet est amplifié à cause du terme Δm , très faible, présent au dénominateur.

Dans ce modèle, la violation de CP ne se fait pas dans la désintégration : elle intervient uniquement dans la régénération $K_L \rightarrow K_S$ à cause des transitions $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ qui violent CP. Le terme ϵ' qui marque la violation directe de CP est nul. les paramètres η_{+-} et η_{00} sont égaux à ϵ et en supposant que CPT est conservée, la phase de ϵ est alors égale à la phase ϕ_{SW} (d'où l'origine du terme) déjà mentionnée.

A ce jour, comme il a été vu, les résultats expérimentaux ne prouvent pas la violation directe de CP et ce modèle est toujours d'actualité.

2.3.2 Modèle standard

Dans le cadre du modèle standard de la théorie $SU(2)_L \otimes U(1)$, théorie électro-faible, la violation de CP est liée à la présence d'une matrice unitaire et complexe V introduite lors du mécanisme de Higgs qui donne une masse aux bosons et aux fermions.

Dans la redéfinition des quarks, V couple les quarks d'indice 'up' avec ceux d'indice 'down' $V = V_{up} V_{down}$, avec :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{down} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} = V_{up} \times \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}$$

On prend la matrice V_{up} égale à la matrice unité et la matrice V s'écrit :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Cette matrice unitaire complexe se décrit à l'aide de $2n^2$ paramètres où n correspond au nombre de familles de fermions. L'unitarité impose n^2 relations et il reste $(n-1)^2$ paramètres libres sous la forme de $\frac{n(n-1)}{2}$ angles et $\frac{(n-1)(n-2)}{2}$ phases.

Dans le cas de deux familles, V correspond à une matrice de rotation avec comme seul paramètre libre un angle θ_c nommé angle de Cabibbo. Dans le cas de trois familles, la matrice V est appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [24] (matrice CKM) ; elle comprend quatre paramètres libres : trois angles $\theta_{1,2 \text{ et } 3}$ et une phase δ .

La notation de Kobayashi et Maskawa est la plus courante ; les angles sont notés $c_i = \cos \theta_i$ et $s_i = \sin \theta_i$ pour $i=1, 2$ et 3 .

$$V = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$\theta_1 = -\theta_c$, dans l'approximation où $\theta_2 = \theta_3 = 0$.

On obtient les domaines suivants pour le module des éléments de matrice [6] :

$$V = \begin{pmatrix} 0.9747 - 0.9759 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9738 - 0.9752 & 0.032 - 0.048 \\ -0.004 - 0.015 & 0.030 - 0.048 & 0.9988 - 0.9995 \end{pmatrix}$$

La présence de la phase δ permet la violation de CP dans le modèle standard. Dans la description phénoménologique des kaons neutres, nous avons vu qu'une conservation de CP se traduit dans la matrice de masse par une égalité des éléments de matrice non diagonaux : M_{12} et M_{12}^* correspondant aux termes d'oscillation.

$$M_{12} = \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle \text{ et } M_{12}^* = M_{21} = \langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle$$

Les oscillations des K^0 sont représentées dans le modèle standard par l'intermédiaire de diagrammes en boîte où les kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$, de composition en quarks $(\bar{s}, d)$ et $(\bar{d}, s)$, oscillent lors de transformations de type $\Delta S=2$ (fig.2.9).

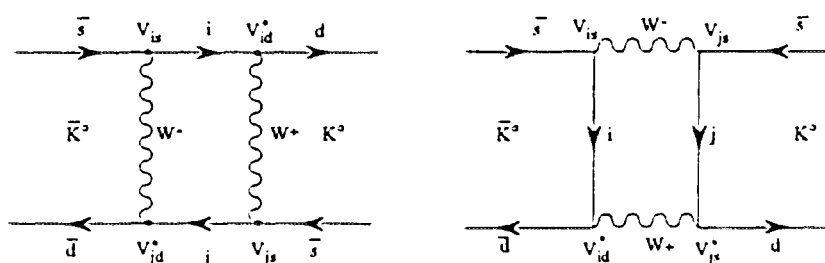


Figure 2.9: Diagramme "boîte"

Les termes d'oscillations s'écrivent :

$$M_{12} \propto \sum_{i,j} A_{ij} \Lambda_{ij}$$

Les A_{ij} sont des facteurs cinématiques et $\Lambda_{ij} = V_{is} V_{id}^* V_{js} V_{jd}^*$; i et j indiquent les trois quarks u , c et t .

On voit clairement que pour avoir une violation de CP, les termes Λ_{ij} ne doivent pas être réels, ce qui correspond à une phase δ non nulle (avec bien sûr θ_2 et $\theta_3 \neq 0, \pi/2$).

La présence de la phase δ permet aussi de prévoir une violation directe de CP, c'est à dire une valeur non nulle de ϵ' .

L'évaluation de la valeur de ϵ' est assez imprécise car elle demande des calculs QCD non perturbatifs et la valeur de ϵ' est d'autant plus faible que la masse du quark top est élevée. Avec la masse du top à 180 Mev/c² (masse prédite et trouvée expérimentalement), $|\epsilon'/\epsilon|$ serait inférieur à $1,5 \cdot 10^{-3}$ [25].

La valeur trouvée par NA31 est non nulle mais éloignée des prédictions théoriques. La valeur mesurée par E731 est compatible avec zéro mais sa précision est insuffisante pour tester la validité du modèle. Les expériences NA48 au CERN, E832 à Fermilab et KLOE à Frascati devraient pouvoir, dans les années qui viennent, mesurer $|\epsilon'/\epsilon|$ avec une précision de l'ordre de 10^{-4} .

Actuellement, aucune hypothèse physique ne justifie l'introduction de la phase δ , comme aucune hypothèse physique n'impose à la matrice V d'être réelle. Cependant, pour pouvoir introduire δ , Kobayashi et Maskawa ont postulé l'existence d'une troisième famille de quarks sans justification expérimentale ni théorique. Cet artifice mathématique s'est avéré vérifié expérimentalement par l'existence des quarks sous forme de trois familles. On peut donc penser qu'il en sera de même pour la phase δ .

Chapitre 3

Le dispositif expérimental de CPLEAR

Comme nous l'avons vu, l'expérience CPLEAR produit des kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$ à partir des réactions d'annihilation proton-antiproton au repos :

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + K^- + K^0$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + K^+ + \bar{K}^0$$

Il y a production conjointe de deux particules chargées : un kaon et un pion dont le signe de la charge identifie l'étrangeté du kaon neutre.

Nous avons aussi montré, dans le chapitre précédent, que l'étude des désintégrations des kaons neutres en $\pi e \nu$, $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^- \pi^0$ permet la mesure de la violation de CP, T et CPT. Il faudra donc reconnaître les deux particules chargées produites dans la désintégration .

La reconstruction de ces événements impose certaines contraintes au dispositif expérimental :

- L'annihilation a lieu au repos et l'énergie totale disponible vaut $2 \times m_p$. L'impulsion des quatre particules chargées ne dépasse pas 800 MeV/c , comme le montrent les figures 3.1 réalisées avec des événements sélectionnés par l'analyse semileptonique. Le dispositif expérimental doit donc être optimisé pour la détection de particules de basse énergie.

- Pour la reconstruction des asymétries temporelles, il est nécessaire de reconstruire les désintégrations des kaons neutres jusqu'à des temps de vie d'environ $20 \tau_s$. Le temps de vie τ s'exprime en fonction de l'impulsion et de la masse du

Distributions en impulsion

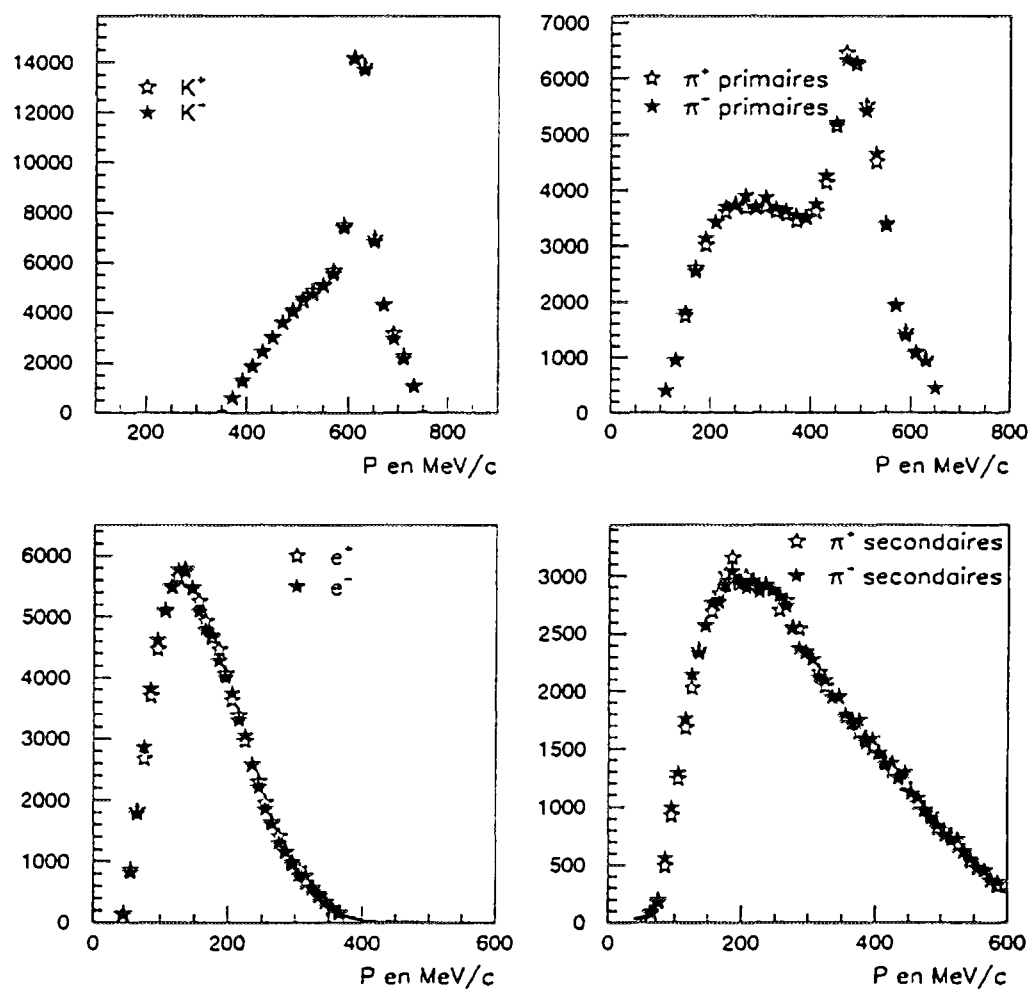


Figure 3.1: impulsions des particules chargées

kaon neutre (P_{K^0} , m_{K^0}) et de la distance entre les vertex d'annihilation et de désintégration (d_v), soit en unité τ_s :

$$\tau = \frac{d_v}{\tau_s} \times \frac{m_{K^0}}{P_{K^0}}$$

Cette relation est valable dans le plan transversal, avec P_{TK^0} , l'impulsion transverse et d_{Tv} la distance transverse :

$$\tau = \frac{d_{Tv}}{\tau_s} \times \frac{m_{K^0}}{P_{TK^0}}$$

Il faut donc pouvoir observer les désintégrations du kaon neutre jusqu'à environ 50cm du centre de la cible ($c\tau_s \approx 2,675$ cm).

- Le bruit de fond, majoritairement composé des annihilations $\bar{p}p$ en plusieurs pions (table 3.1), domine totalement le signal qui a un rapport de branchement très faible.

Table 3.1: Rapport de branchement du signal et des bruits de fond

signal	rapport de branchement
$K^0 K^\pm \pi^\mp$	0,0042
bruit de fond	rapport de branchement
$K^0 K^\pm \pi^\mp + \pi^0$	0,0052
$K^0 K^\pm \pi^\mp + \pi^0 \pi^0$	0,0013
$m\pi^0$ ($m \geq 2$)	0,039
$\pi^+ + \pi^- + m\pi^0$ ($m \geq 0$)	0,424
$2\pi^+ + 2\pi^- + m\pi^0$ ($m \geq 0$)	0,472
$3\pi^+ + 3\pi^- + m\pi^0$ ($m \geq 0$)	0,023
$K^+ K^- + m\pi^0$ ($m \geq 0$)	0,0043
$K^+ K^- + \pi^+ \pi^- \pi^0$	0,008
$K^0 \bar{K}^0 + m\pi^0$ ($m \geq 0$)	0,0065
$K^0 \bar{K}^0 + \pi^+ \pi^- m\pi^0$ ($m \geq 0$)	0,00115
$K^0 \bar{K}^0 + \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	0,0086

Pour obtenir au final une grande statistique, il faut travailler avec un faisceau d'antiprotons de haute intensité, ce qui nécessite un système de sélection en ligne rapide et très efficace (taux de réjection élevé) qui précède l'enregistrement des données.

- La détection d'un événement $K^0 K^\pm \pi^\mp$ appelé par la suite événement *GOLDEN* est signée par la détection d'un couple kaon chargé - pion chargé. Le dispositif expérimental doit comporter un système d'identification de particules chargées permettant la séparation des kaons et des pions.

Le dispositif expérimental de CPLEAR [26] est composé d'une succession de détecteurs cylindriques entourant une cible fixe d'hydrogène gazeux. Tous ces détecteurs sont reliés à un ensemble de trois processeurs câblés qui réalise le système de sélection en ligne.

L'appareillage couvre 80% de l'angle solide total et comprend (figures 3.2 et 3.4):

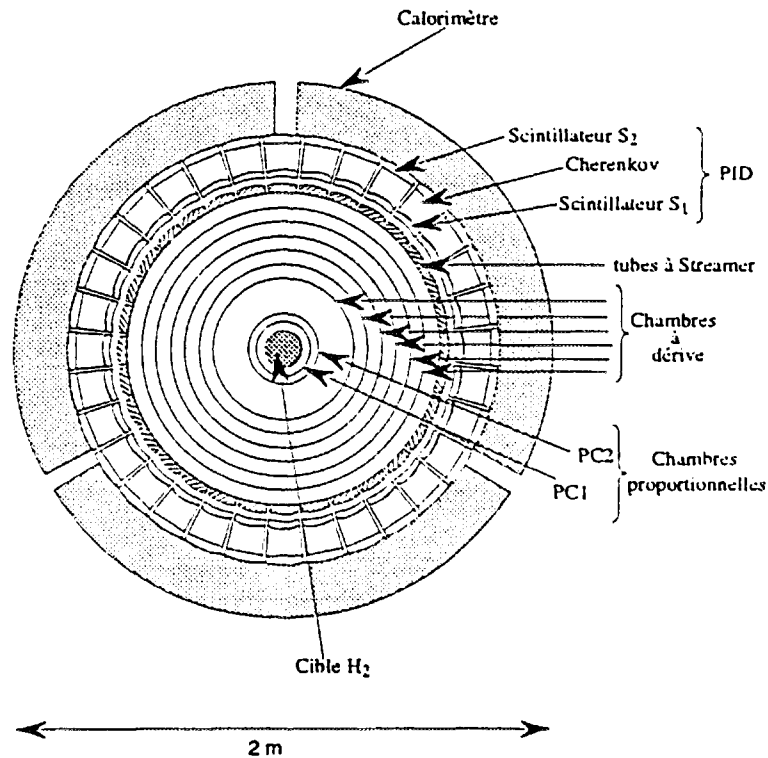


Figure 3.2: Coupe transversale du détecteur de CPLEAR

- une cible d'hydrogène gazeux sous pression ;
- un ensemble de détecteurs dédié à la reconstruction de l'impulsion et des paramètres géométriques des traces chargées ; il est composé de deux chambres

proportionnelles, de six chambres à dérivation et de deux couches de tubes à streamer ;

- un identificateur de particules formé d'une couche de compteurs Cherenkov intercalée entre deux couches de scintillateurs ;
- un calorimètre pour reconstituer les gerbes électromagnétiques des photons γ issus de la désintégration des pions neutres.

Afin de mesurer l'impulsion et le signe des particules chargées, l'ensemble du dispositif de détection est placé à l'intérieur d'un solénoïde qui fournit le champ magnétique de 0,44 T .

Pour faciliter le suivi de traces par l'analyse en ligne, l'ensemble des détecteurs, hormis le calorimètre, est divisé dans le plan transverse en 32 secteurs.

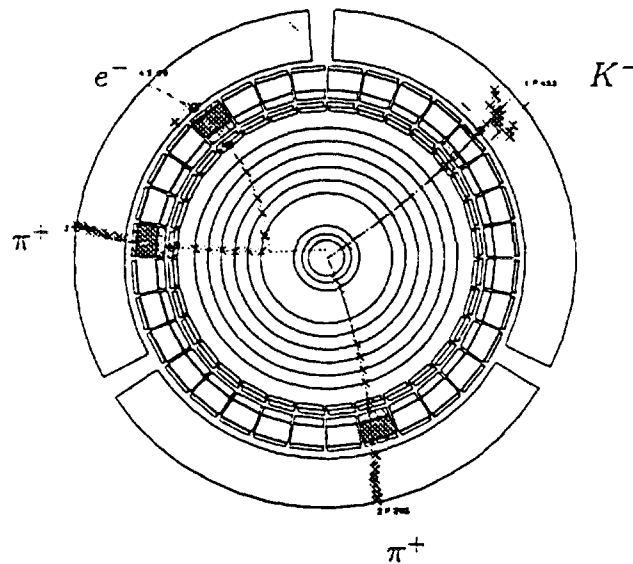


Figure 3.3: Visualisation d'un événement semileptonique dans le détecteur

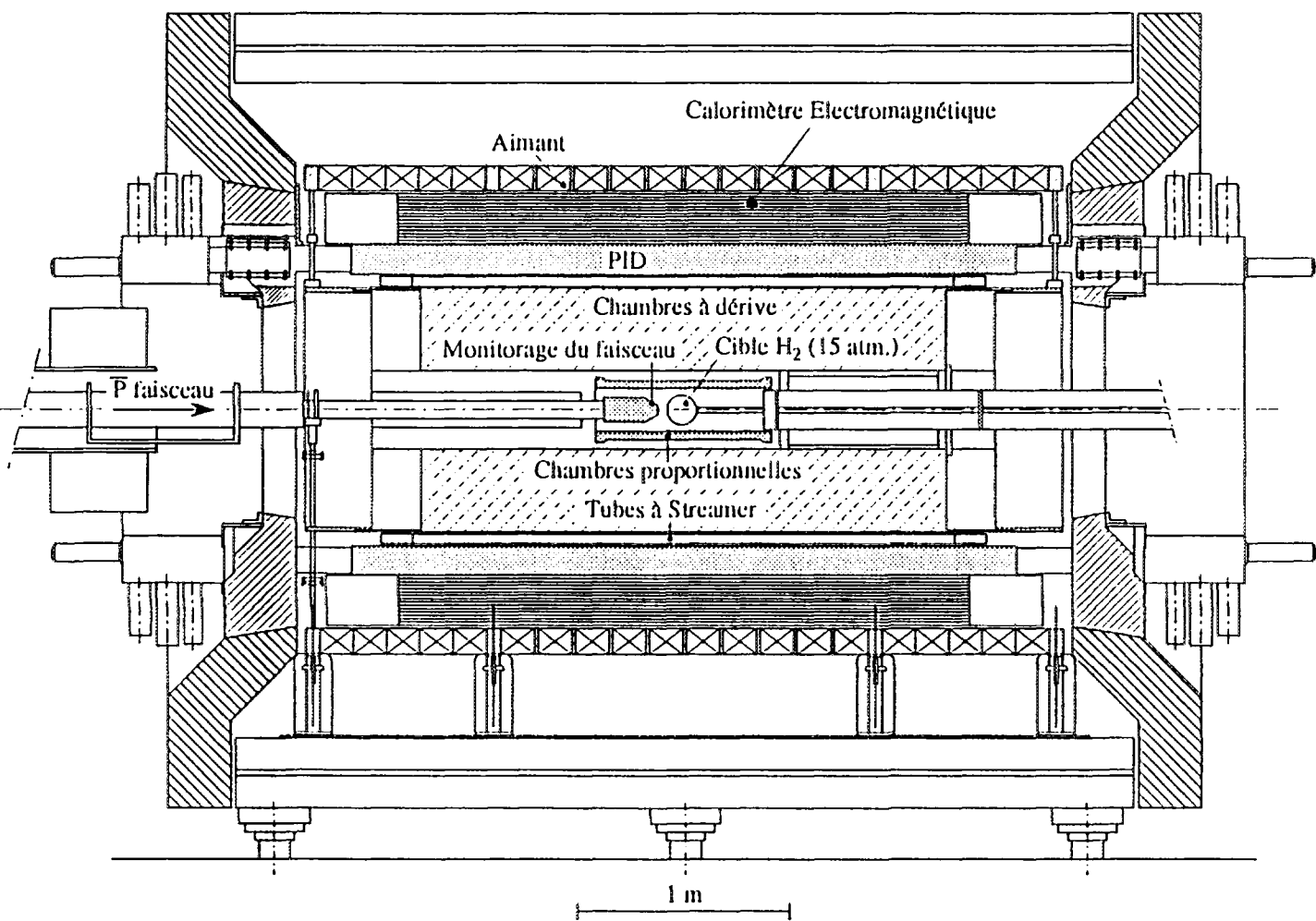


Figure 3.4: Coupe longitudinale du détecteur de CPLEAR

3.1 Faisceau et cible

Faisceau d'antiprotons

- L'anneau de stockage LEAR (Low Energy Antiprotons Ring) [27] fournit des antiprotons d'impulsion fixée dans un intervalle de 100 MeV/c à 2000 MeV/c, avec une dispersion en impulsion de 0,05%. Cet anneau peut emmagasiner environ 5×10^9 antiprotons.

L'expérience CPLEAR demande un faisceau d'impulsion 200 MeV/c d'intensité $10^6 \bar{p}/s$.

- Avant de s'annihiler à l'arrêt au centre de la cible d'hydrogène, le faisceau d'antiprotons est contrôlé et ralenti par un ensemble composé de deux chambres proportionnelles, d'une plaque de béryllium et d'un scintillateur [28] (figure 3.5).

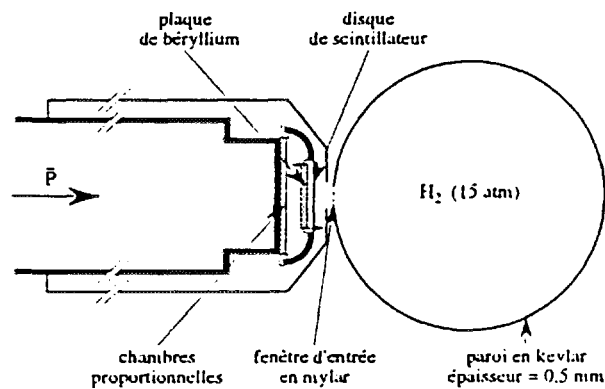


Figure 3.5: Cible et système de contrôle du faisceau

- Les deux chambres proportionnelles donnent la position transversale moyenne (x, y) du faisceau avec une résolution de 0,1 mm dans chaque direction. Elles permettent le centrage automatique du faisceau pendant la prise de données;
- La plaque de béryllium, épaisse de 1,8 mm, ralentit les antiprotons. L'inclinaison réglable de la plaque par rapport à l'axe du faisceau permet d'augmenter jusqu'à $55 \mu m$ la quantité de matière traversée et d'ajuster la zone d'annihilation au centre de la cible.

- Le passage d'un antiproton dans le scintillateur déclenche le système de sélection ; cela donne la référence en temps de chaque événement avec une résolution de 100 ps.

Cible

La cible (figure 3.5), sphérique de rayon 7 cm, contient l'hydrogène gazeux maintenu à la pression de 15 atm.

Elle est formée d'une enveloppe en kevlar de $640\ \mu\text{m}$ d'épaisseur moyenne ($80\ \text{mg}/\text{cm}^2$). La fenêtre d'entrée du faisceau, d'un diamètre de 1,3 cm, est réalisée en mylar de $140\ \mu\text{m}$ d'épaisseur afin de minimiser les interactions en vol.

La cible a été optimisée pour minimiser l'influence des parois sur la régénération et sur la normalisation des K^0 par rapport aux $\bar{K}^0$:

- L'utilisation de l'hydrogène sous forme gazeuse, plutôt que sous forme liquide, évite la mise en place d'un système de cryogénie qui augmenterait la quantité de matière traversée et engendrerait une régénération difficilement estimable.
- Autours de $3\tau_s$, ce qui correspond à une distance de vol de $\sim 7\text{cm}$ (le rayon de la cible), la probabilité de présence d'un K^0 (ou $\bar{K}^0$) est peu différente de la probabilité de présence d'un $\bar{K}^0$ (ou K^0) issu de l'oscillation du kaon produit initialement dans l'annihilation (figure 2.1).

Une interaction affectera de la même manière les K^0 et les $\bar{K}^0$ issus de la production.

3.2 Détecteur de traces chargées

Les chambres proportionnelles (PC) et les chambres à dérive (DC) permettent de déterminer les trois composantes de l'impulsion des traces chargées et de calculer les coordonnées spatiales des deux vertex grâce aux coordonnées cylindriques (R, Φ, z) des points d'intersection des trajectoires des particules chargées avec les fils des chambres.

Les tubes à streamers (ST) fourniront rapidement la coordonnée z au système de sélection en ligne, pour un premier suivi de traces et un premier classement des événements enregistrés.

Lors de l'analyse hors ligne, les informations des PC et DC participeront à la reconstruction cinématique de l'événement .

Ces huit chambres doivent satisfaire aux conditions suivantes:

1. Une étude Monte-Carlo a établi qu'une précision de 10% sur le temps propre des kaons neutres requiert une erreur relative moyenne sur l'impulsion d'environ 5%. Une résolution de 300 μm sur les coordonnées (R, Φ) , pour une longueur transversale de détection de 40cm, avec un champ magnétique de 0,44T satisfait cette condition.
2. La quantité de matière traversée doit être minimisée pour éviter la régénération des kaons K^0_S et K^0_L (source principale d'erreurs systématiques sur η_{+-}) et pour limiter la diffusion multiple des particules chargées (qui dégrade la résolution sur l'impulsion).
3. Afin d'utiliser les informations données par les chambres dans le système de sélection en ligne, la lecture et le traitement des signaux doivent être réalisés en moins de 500 ns.

3.2.1 Chambres proportionnelles

Les deux chambres [29], PC1 et PC2, sont les premiers détecteurs rencontrés par les particules chargées. Elles ont une longueur active de 700 mm avec respectivement un rayon de 9,5cm et 12,7 cm. La résolution spatiale dans le plan transversal est de 300 μm avec une efficacité de 97% par chambre. Dans le système de sélection des données, un signal est demandé dans au moins une des deux chambres.

Chaque plan d'anode, espacé de 3 mm des plans de cathode, est composé de fils (576 pour PC1 et 768 pour PC2) de 15 μm de diamètre, au pas de 1,039 mm, portés à une tension de 2700V et parallèles à la direction du faisceau (figure 3.6).

Le mélange gazeux est constitué de 79,5% argon, 20,0% d'isobutane et 0,5% de fréon.

Au total, la quantité de matière traversée correspond à $2,2 \times 10^{-3}$ longueur de radiation.

Pour le système de sélection en ligne, la géométrie des chambres a été découpée en 64 secteurs angulaires. Chaque secteur de 5,625 degrés regroupe un nombre fixé de fils : 9 pour PC1 et 12 pour PC2.

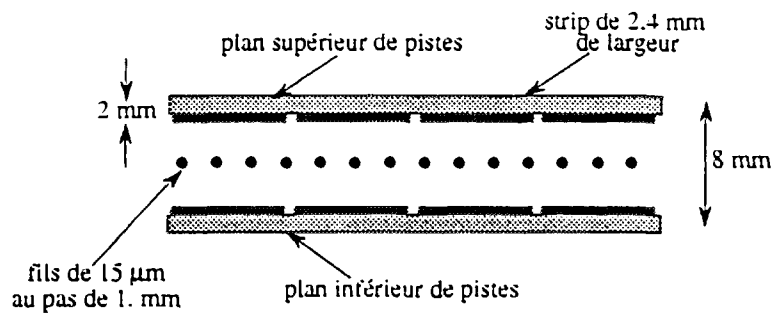


Figure 3.6: Coupe transversale d'une chambre proportionnelle

Ces chambres participent à la détermination des traces dans le système de sélection en ligne et dans l'analyse ultérieure des données. En particulier, une trace est dite "primaire" lorsqu'elle laisse un signal dans une des chambres proportionnelles.

3.2.2 Chambres à dérive

Les six chambres à dérive ([21], [30], [31]) DC1 à DC6, ont été conçues et construites à Saclay.

Géométrie des chambres

Les six chambres ont une longueur active de 2,30 m (pour une longueur totale de 2,50 m) et un rayon qui varie de 25 à 50 cm par pas de 5 cm ; ce qui permet une couverture en temps de vie propre du kaon neutre jusqu'à 18 à 20 τ_s .

La cellule de dérive contient un doublet de fils d'anode distants de 500 μm , en tungstène de 20 μm de diamètre. Elle est délimitée à ses extrémités par deux fils de potentiel négatif placés à 5 mm de part et d'autre du doublet. Ces fils créent le champ électrique de collection des électrons d'ionisation et assurent la stabilité électrique de la cellule de dérive. Tous les fils sont parallèles à la direction du champ magnétique.

Pour diminuer l'effet de la répulsion électrostatique entre les deux fils d'anode, des gouttes de colle sont disposées tous les 20 cm (figure 3.8).

Grâce au système de doublet réalisé pour chaque cellule de dérive, la position de passage d'une particule au voisinage d'un fil de lecture est déterminée en moins

de 500 ns ; ce qui permet d'intégrer les informations des DC dans le système de sélection en ligne.

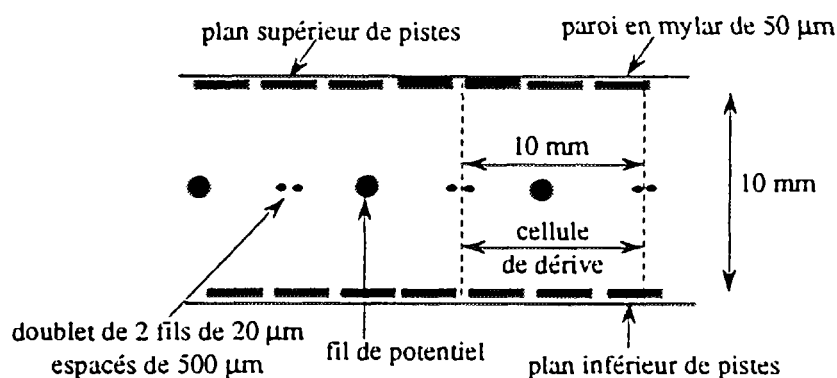


Figure 3.7: Coupe transversale d'une chambre à dérive

Comme dans le cas des chambres proportionnelles, les doublets sont regroupés suivant 64 secteurs angulaires de 5,625 degrés. Le nombre de doublets par secteur augmente avec le numéro de la chambre à dérive (2 doublets par secteur pour DC1 jusque 5 pour DC6) ; ce qui correspond à un nombre total de doublets variant de 160 pour la DC1 à 320 pour la DC6.

Pour réduire la quantité de matière traversée (contraintes dues à la régénération et à la diffusion multiple), les plans de cathode sont composés de pistes métalliques déposées en angle stéréo sur des parois souples gonflables en mylar de 50 μm d'épaisseur. Ces pistes sont formées par un dépôt d'or de 50 à 100 nm d'épaisseur, au pas de 5,6 mm , espacé de 0,4 mm.

La détermination de la coordonnée z se fait à partir de la mesure de la charge induite par l'avalanche sur les pistes de la cathode. La coordonnée sera reconstruite par la méthode du centre de gravité des bandes pondérées par la charge induite sur chacune des bandes. On obtient alors une précision de 1 mm dans la direction orthogonale aux pistes, ce qui correspond à une précision de 10 mm sur la coordonnée longitudinale z en tenant compte de l'angle stéréo des pistes par rapport à la direction du faisceau (figure 3.8).

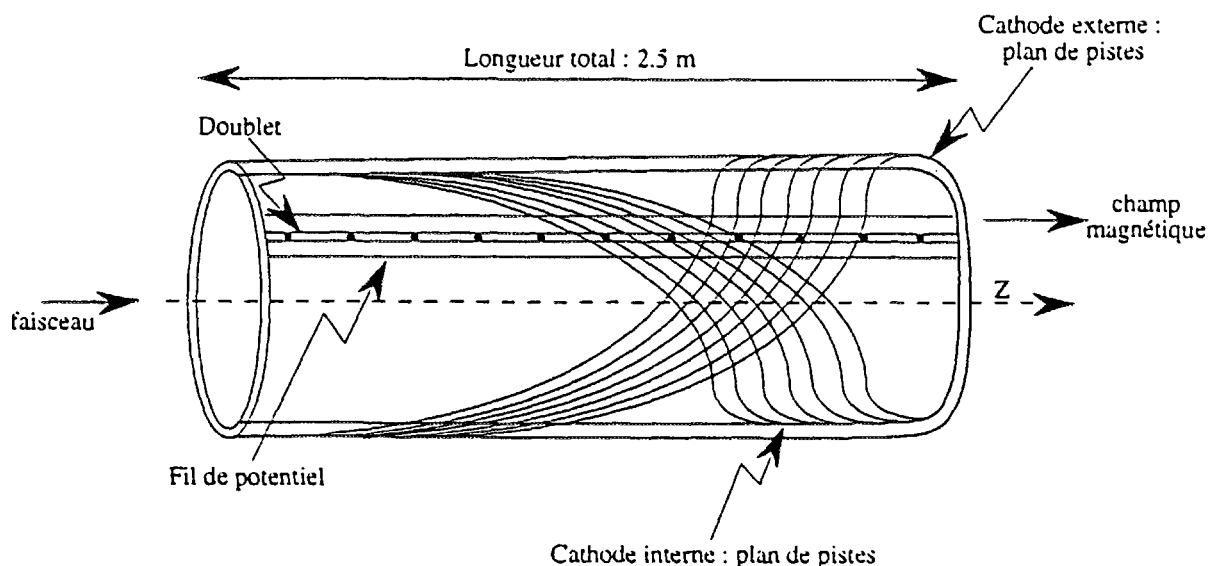


Figure 3.8: Représentation d'une chambre à dérive

La géométrie cylindrique des chambres est assurée par une différence de pression de 2 hPa entre chaque volume (intra et inter chambres), figure 3.9. Le volume le plus interne est séparé de la pression atmosphérique par une paroi cylindrique en "rohacell" de 1,1 cm d'épaisseur et de densité 50 mg/cm².

Le mélange gazeux est constitué de 50% d'argon et 50% d'éthane.

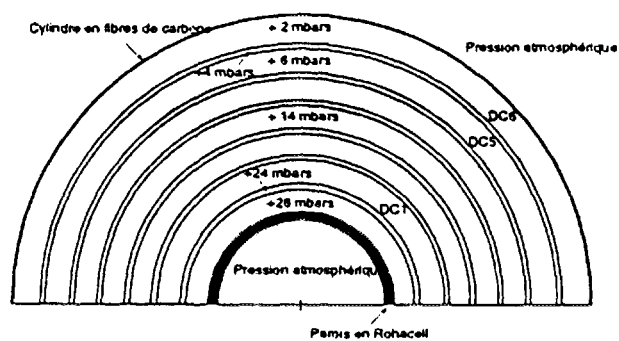


Fig. 9

Figure 3.9: Gradient de pression à l'intérieur des chambres

Electronique d'acquisition des chambres

Les fils et les pistes de chaque chambre ont une électronique d'acquisition différente. La réponse des fils doit parvenir en moins de 500 ns au système de sélection en ligne alors que l'électronique des pistes n'est pas contrainte en temps : la coordonnée z , nécessaire pour le calcul "en ligne" de l'impulsion, sera fournie par les tubes à streamers.

L'électronique des fils

La chaîne d'électronique des fils (figure 3.10) se décompose en plusieurs étapes : elle détermine le fil -gauche ou droit- du doublet touché, le numéro de ce fil et le temps de dérive des électrons.

Elle assure la numérisation des signaux en moins de 200 ns.

- le signal analogique est préamplifié et passe par un comparateur à seuil ($0,5\mu A$ ramené à l'entrée du préamplificateur) afin d'obtenir un signal logique.
- ensuite, les fils sont répartis suivant les 64 secteurs. La carte DISMO distribue les informations pour le système de sélection en ligne.
- la carte de mesure de temps MEMO ne conserve que le fil du doublet dont le signal arrive en premier. En effet, la partie négative du signal induit par l'avalanche sur le second fil du doublet pourrait déclencher le comparateur et simuler le passage d'une autre trace.
- le passage de la trace arrête l'horloge de 100 MHz qui a été déclenchée par le signal issu du premier niveau du système de sélection en ligne ; ce qui mesure le temps de dérive des électrons avec une résolution 3 ns.
- pour finir, les informations (sur le fil touché et le temps de dérive) sont envoyées en parallèle au système de sélection en ligne (pour un suivi de traces et le calcul des impulsions) et au système d'acquisition.

Les informations des fils de DC1 et DC6 sont en plus transmises directement, après le comparateur, à un module du système de sélection en ligne, le "PT cut" (paragraphe 5.6.1).

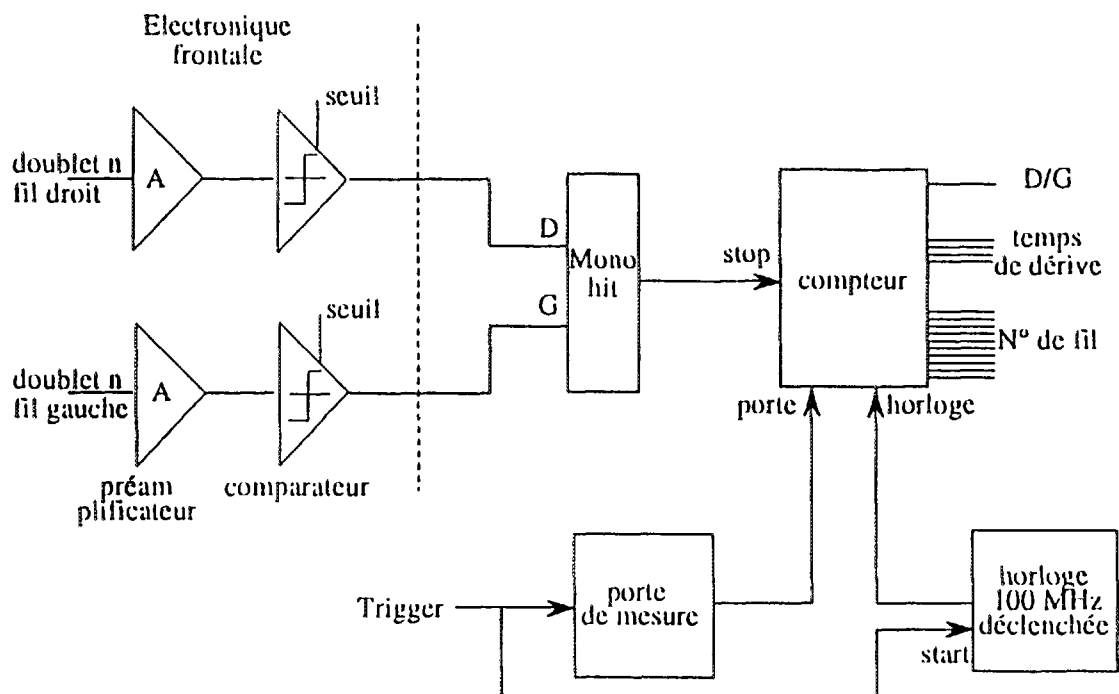


FIG. 3.10 - Chaîne électronique associée aux plans de fils

L'électronique des pistes

La chaîne d'électronique des pistes assure la mémorisation de la charge recueillie sur les pistes en fonction des numéros de pistes. Cette chaîne s'applique sur les chambres DC1, DC2, DC4 et DC6.

- Comme pour les fils, les signaux passent dans un préamplificateur à bas bruit (2 fC), avec une dynamique de 1000. Les signaux sont ensuite retardés par des câbles de 80 m pour être mis en temps avec le signal du trigger. L'ouverture de la porte d'intégration est déclenchée par un signal du trigger.

Afin de diminuer le bruit de fond, les signaux sont transmis en mode différentiel du préamplificateur à l'intégrateur de charges.

- Si le premier niveau du système de sélection est validé, la charge est intégrée et sa valeur mémorisée dans une mémoire analogique.

- Si les conditions du trigger sont satisfaites, la charge est alors numérisée et la charge résiduelle due à l'électronique (le pedestal) est soustraite.

Pour diminuer le nombre d'informations écrites sur bande, seules les charges supérieures de 3σ au bruit électronique sont conservées pour être numérisées.

L'ensemble des voies est numérisé en moins de $100 \mu s$.

- Si les conditions du trigger ne sont pas validées, les charges ne sont pas numérisées et les mémoires analogiques sont effacées.

Performances des chambres

Efficacité et Résolution des fils

- La performance des fils est altérée par la présence des gouttes de colle disposées tous les 20 cm sur les fils des doublets pour éviter la répulsion électrostatique entre eux. La colle est un diélectrique qui diminue le champ électrique et il n'y a pas ou peu d'amplification.

Pour des particules passant au voisinage des fils de lecture, l'efficacité des fils est affectée par les distorsions du champ électrique autour du doublet. L'amplification a lieu dans une région de champ électrique plus faible et les signaux recueillis ont une amplitude plus faible. Le déclenchement du comparateur est

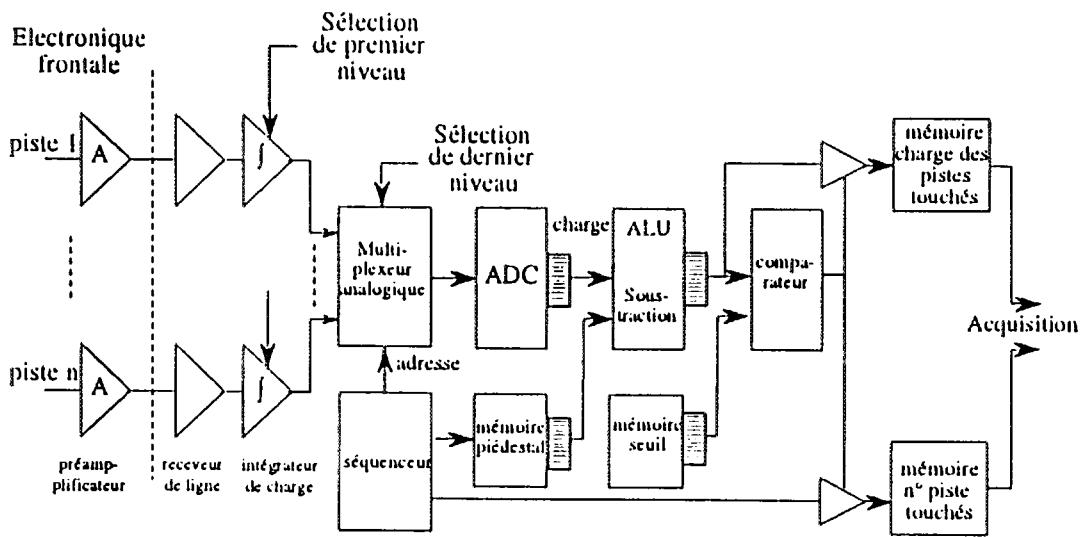


FIG. 3.11 - Chaîne électronique associée aux plans de pistes

alors retardé et la relation entre le temps de dérive et la position de passage de la particule n'est plus biunivoque. L'erreur sur la position peut atteindre 1mm autour des fils du doublet (figure 3.12), au lieu des $300\text{ }\mu\text{m}$ de résolution moyenne pour les six chambres.

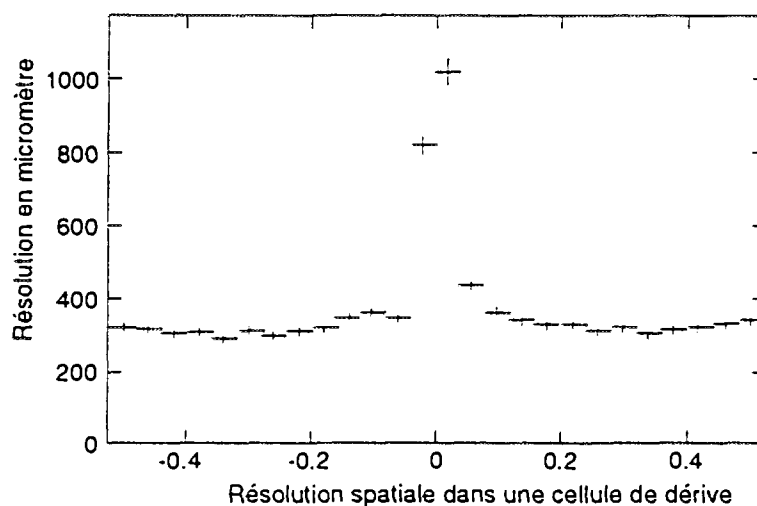


Figure 3.12: Résolution spatiale à l'intérieur d'une cellule de dérive ; le zéro correspond au centre du doublet

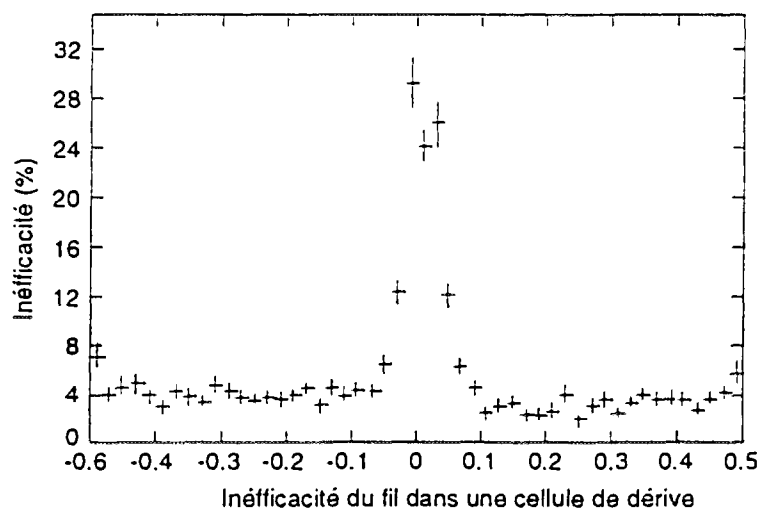


Figure 3.13: Inefficacité des fils à l'intérieur d'une cellule de dérive ; le zéro correspond au centre du doublet

Ces variations d'amplification du signal induisent une inefficacité des fils de 4%, pour une résolution moyenne de $300\mu\text{m}$, figure 3.13.

- L'efficacité de détection et la résolution spatiale peuvent être améliorées en augmentant la valeur de la haute tension appliquée sur les fils : ce qui diminue les distorsions du champ électrique.

Cependant, le risque de décharge des chambres augmente avec la haute tension. Des fragments nucléaires et des protons de basse énergie peuvent être produits lors d'une annihilation dans les parois de la cible. Ils entraînent des ionisations intenses (jusqu'à 100 fois le minimum d'ionisation) et provoquent alors la décharge des chambres dans le cas d'une amplification trop forte, pour des champs électriques trop élevés.

Efficacité et Résolution des pistes

Les variations d'efficacité sont identiques à celles des fils mais comme les pistes reçoivent au maximum un tiers de la charge induite sur les fils, l'efficacité des pistes est de 5% inférieure à celle des fils (figure 3.14).

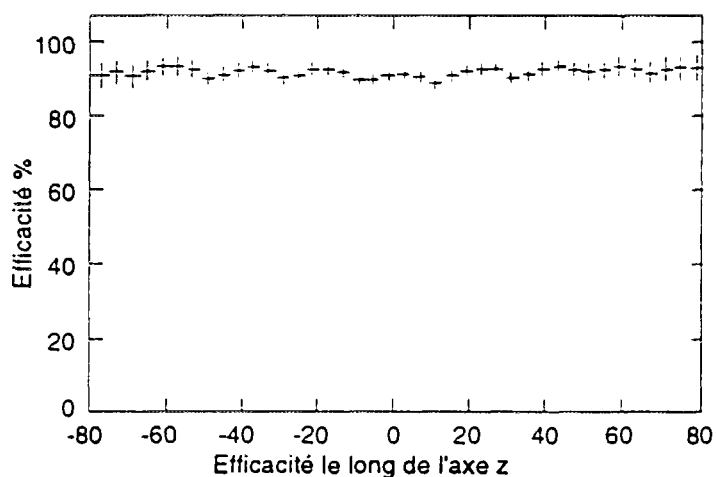


Figure 3.14: Efficacité des pistes le long de l'axe z

3.2.3 Tubes à streamers

Les tubes à streamers [32], [33],[34] fournissent la coordonnée z pour une reconstruction rapide en ligne de l'impulsion des traces primaires: coordonnée calculée en 600 ns avec une erreur de $\sigma_z=1,5$ cm.

Ce détecteur est composé de deux couches de longueur active 252 cm et avec un rayon moyen respectif de 58 et 60 cm.

Les tubes à streamers sont assemblés en 32 modules suivant un découpage angulaire dans le plan transversal de 11,25 degrés. Chaque module contient 6 tubes par couche, la deuxième couche est décalée d'un demi-tube pour réduire l'espace mort des parois des tubes.(figure 5.2).

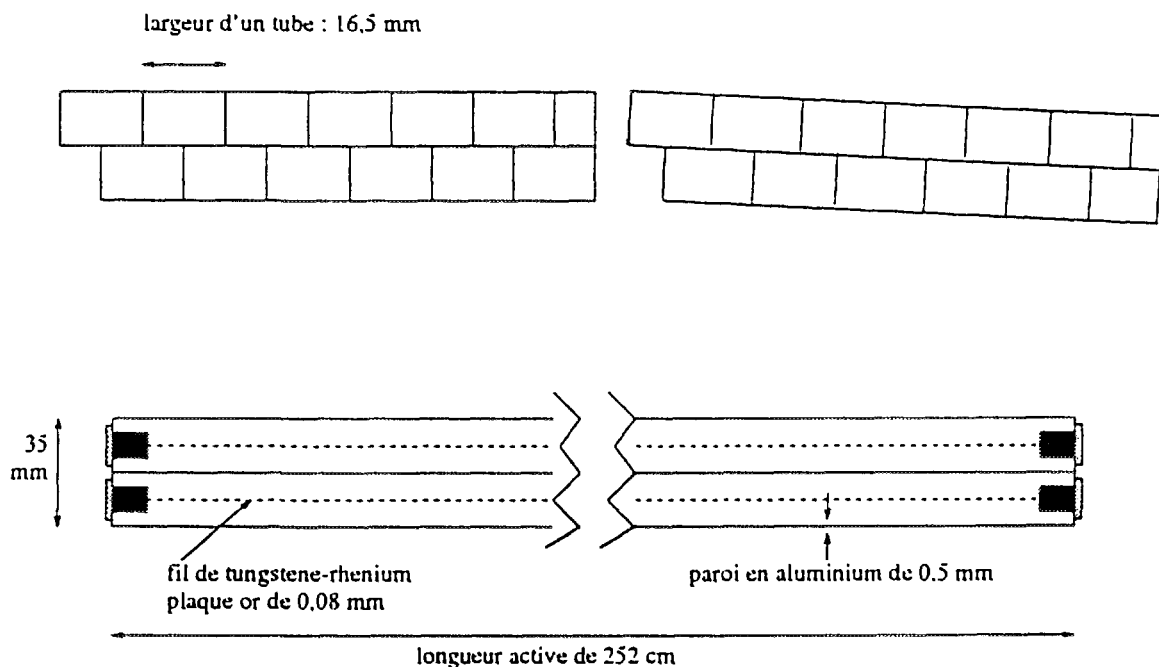


Figure 3.15: Description des tubes à streamer

Un module est associé à deux secteurs de chambres (proportionnelles et à dérive), de telle sorte que la jonction entre deux secteurs soit au milieu du module pour diminuer les espaces morts.

Les parois en aluminium (de 0,5 mm d'épaisseur) des tubes constituent les plans de cathode et l'anode est formée par un fil de 80 μm de diamètre situé au centre du tube de section carrée $1,65 \times 1,65 \text{ cm}^2$.

Ces tubes fonctionnent en mode streamer limité (limitation de l'avalanche le long du fil).

La coordonnée z est déduite de la différence de temps d'arrivée des signaux à chaque extrémité. La longueur active est de 252 cm mais la superposition du signal incident avec le signal réfléchi en bout de ligne dégrade la résolution aux extrémités de chaque tube (figure 3.16).

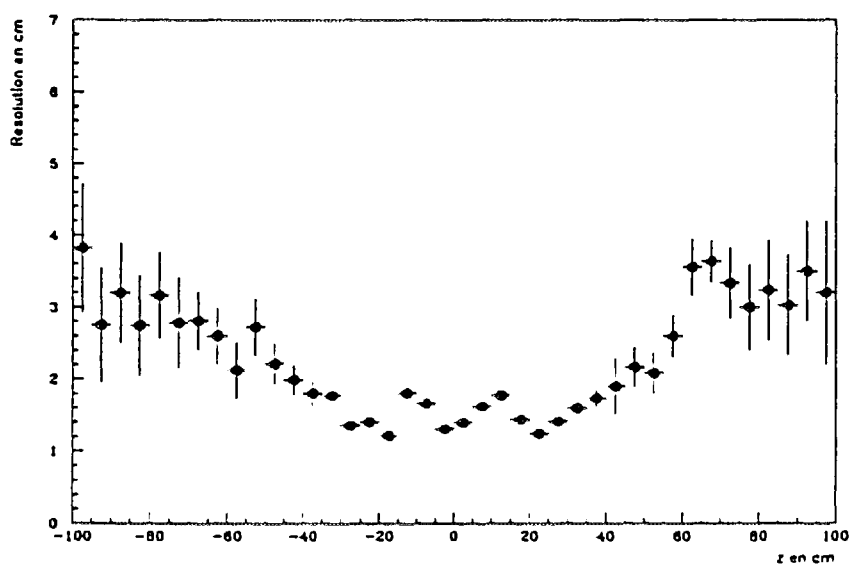


Figure 3.16: Résolution des tubes à streamer en fonction de z

Pour une efficacité de 97,5%, la résolution moyenne sur z est de 1,5 cm ; ce qui correspond à une erreur relative de 10% sur l'impulsion longitudinale P_z .

3.3 Détecteur d'identification de particules

Ce détecteur, ou PID Particle Identification Detector [35], est composé de 32 modules qui correspondent à un découpage en secteurs angulaires de 11,25 degrés dans le plan transversal ; chaque module étant composé d'un scintillateur interne (S_1), d'un Cherenkov (C) et d'un scintillateur externe (S_2) (figure 3.17) .

Les modules de PID sont situés dans la prolongation angulaire des tubes à streamer. Ils sont donc en correspondance avec les secteurs des chambres proportionnelles et à dérive ; sachant que pour diminuer les espaces morts entre les secteurs des chambres , un module de PID est associé à deux secteurs de chambres.

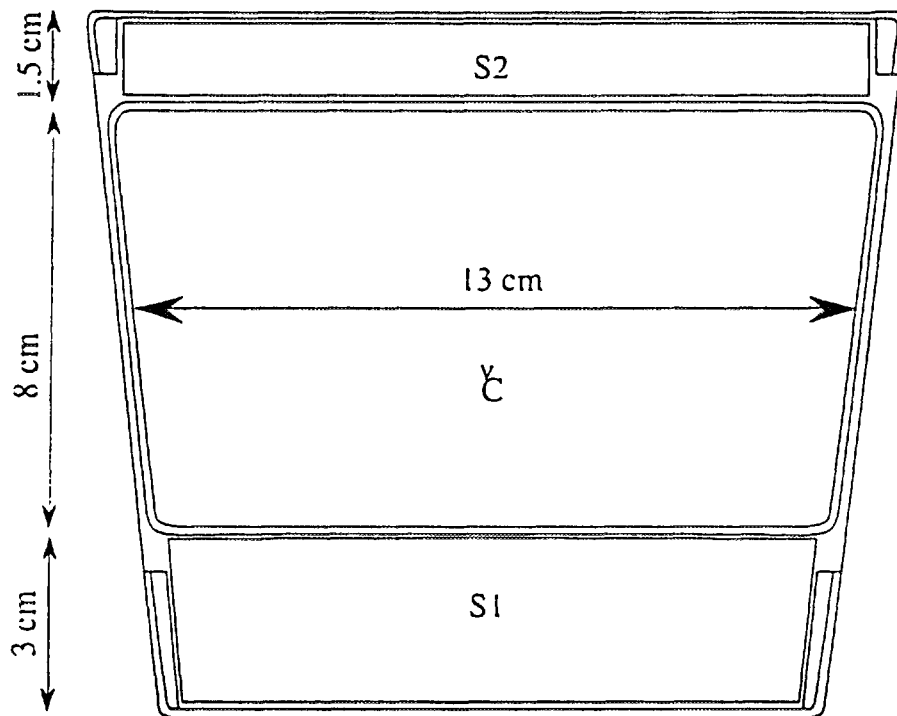


Figure 3.17: Description du système d'identification de particules

Le PID est tout d'abord utilisé comme hodoscope dans le système de sélection en ligne : il signe rapidement le passage des particules chargées et permet une première sélection rapide des événements dès le premier niveau du trigger, par une séparation kaon-pion pour des impulsions comprises entre 300 MeV/c et 750 MeV/c .

Pour le traitement ultérieur des données, quatre informations par trace chargée sont enregistrées pour chaque événement :

- 1,2: l'amplitude du signal dans les scintillateurs S_1 et S_2 donnant la perte d'énergie dE/dx .
- 3: le temps de vol (TOF) mesuré entre le signal du scintillateur du système de monitoring du faisceau et le signal issu du scintillateur S_1 .
- 4: l'amplitude du signal du cherenkov.

Les informations du PID seront à nouveau utilisées dans l'analyse des désintégrations semileptoniques des kaons neutres pour la séparation électron-pion (paragraphe 4.3.3).

3.3.1 Scintillateurs

Chaque scintillateur S_1 et S_2 , de longueur active 310 cm, est équipé à ses extrémités de photomultiplicateurs. Ceux-ci mesurent le temps d'arrivée du signal (information TDC) avec une résolution de 200 ps et l'amplitude du signal (information ADC) pour permettre respectivement la mesure du temps de vol (TOF) et le calcul de la perte d'énergie (dE/dx).

Le scintillateur S_2 permet de vérifier qu'une particule qui n'a pas produit de signal lumineux dans le Cherenkov l'a effectivement traversé.

3.3.2 Cherenkov

Il s'agit d'un compteur Cherenkov à seuil destiné à la séparation kaon-pion. L'observation d'un signal en coïncidence en S_1 et S_2 et en anticoïncidence avec le Cherenkov (signal $S_1 \overline{CS}_2$) permet la discrimination kaon-pion.

Le spectre en $\beta = \frac{p}{E}$ des kaons produits dans les événements GOLDEN lors de l'annihilation proton antiproton (figure 3.18) est distribué jusqu'à une valeur limite $\beta = 0,84$ pour laquelle le bruit de fond, principalement des événements multi pions (table 3.1), est déjà significatif.

Le radiateur utilisé est du C_8F_{14} , fréon liquide d'indice de réfraction 1,26 et de densité $1,68 \text{ g/cm}^3$. Il permet une discrimination des pions de β supérieur à 0,81

compte-tenu des pertes d'énergie dans l'appareillage.

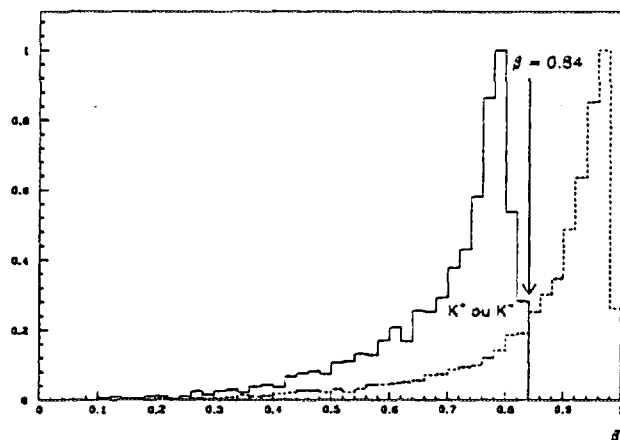


Figure 3.18: Spectre en β des kaons chargés (en trait plein) et des pions chargés (en pointillé), pics normalisés.

Deux améliorations techniques ont été effectuées pour augmenter l'efficacité de détection du Cherenkov :

1. Du diphenyl-oxazole a été ajouté au radiateur liquide et la lumière émise dans l'ultra violet est alors décalée vers les longueurs d'onde du visible pour lesquelles la sensibilité des photocathodes est la meilleure .
2. Une couche de peinture diffusante a été déposée au centre de chaque Cherenkov sur les parois extérieures, parois en polyméthacrylate. Cela permet de réduire les pertes par réfraction de la lumière dans la zone centrale pour les traces voisines de la normale.

Le Cherenkov élimine les kaons chargés et les pions chargés d'impulsion respectivement supérieure à 700 et 200 MeV/c (fig 3.19) mais ne permet pas d'éliminer les pions de basse impulsion (≤ 200 MeV/c) qui simulent un signal kaon dans le Cherenkov. Pour supprimer cette contamination pionique, une coupure sur l'impulsion transverse du candidat kaon a été introduite dans le trigger (paragraphe 3.7).

Les informations ADC du Cherenkov permettront en outre d'améliorer la reconnaissance des particules chargées (pions et électrons) par comparaison de la valeur mesurée avec la valeur attendue connaissant l'impulsion de la particule.

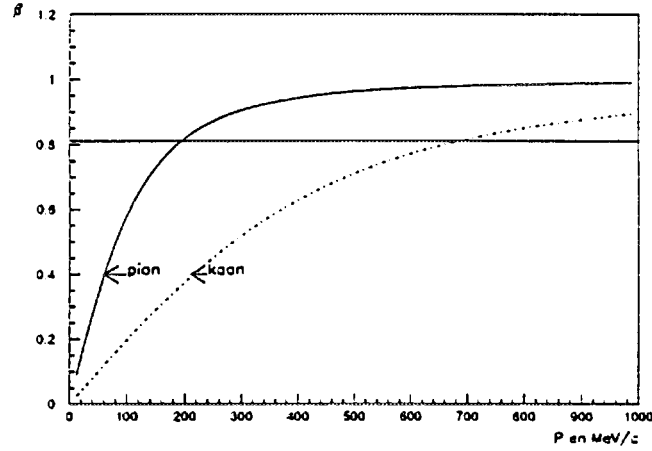


Figure 3.19: β d'une particule en fonction de son impulsion

La détection des kaons par le Cherenkov est soumise à une restriction due à une baisse d'efficacité du PID quand l'impulsion du kaon est trop faible. Lorsque le kaon s'arrête dans le Cherenkov, il peut ne pas y avoir de signal dans le scintillateur S_2 . Cette baisse d'efficacité de détection du PID se traduit par une réduction de l'intervalle d'impulsion des kaons sélectionnés : l'impulsion est comprise entre 300 et 700 MeV/c.

75% des kaons d'impulsion supérieure à 300 MeV/c sont conservés par le trigger.

3.4 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique plomb-gaz [36], [37] a été conçu pour détecter des photons de basse énergie, au-dessus de 50 MeV. Les photons se convertissent dans le plomb et donnent des gerbes électromagnétiques.

Partant de la désintégration des pions neutres en deux photons, le calorimètre permet de reconstruire le vertex de désintégration du kaon neutre pour les événements :

$$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \text{ ou } \overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$$

Les informations du calorimètre seront aussi utilisées pour la sélection des désintégrations : $\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ en identifiant l'un des photons issus de la désin-

tégration du pion neutre.

Le calorimètre est placé entre le PID et la bobine ; il a un rayon interne de 75 cm et externe de 100 cm. Il est découpé en trois secteurs de 120 degrés dans le plan transversal et est formé de 18 couches représentant au total 6,2 longueurs de radiation.

Chaque couche est divisée en cellules élémentaires délimitées par une rangée de huit tubes à streamer de section de $4 \times 4,5 \text{ mm}^2$. Les tubes ont une longueur active de 264 cm et fonctionnent en mode streamer limité.

Des plans de pistes sont disposés de part et d'autre des tubes avec un angle stéréo par rapport à la direction des fils des tubes : +30 et -30 degrés. Ils mesurent la position longitudinale de la gerbe.

Pour le développement de la gerbe électromagnétique, une feuille de 1,5 mm de plomb entourée par 0,3 mm d'aluminium est placée devant chaque première couche de pistes (figure 3.20).

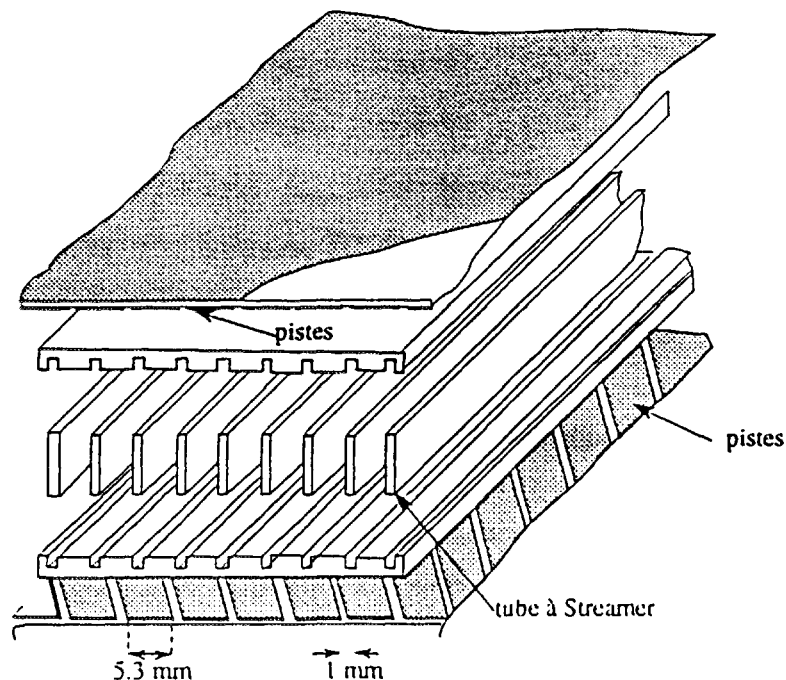


Figure 3.20: Description du calorimètre

La reconstruction des pieds de gerbe assure la détermination des coordonnées du vertex secondaire en imposant comme contraintes cinématiques la masse du pion neutre (pour les photons) et la masse du kaon neutre (pour les pions neutres reconstruits).

Une étude Monte Carlo a montré que, grâce à ces contraintes cinématiques, la connaissance de l'énergie des photons n'est pas essentielle pour reconstruire la désintégration des événements neutres $K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ et $K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$.

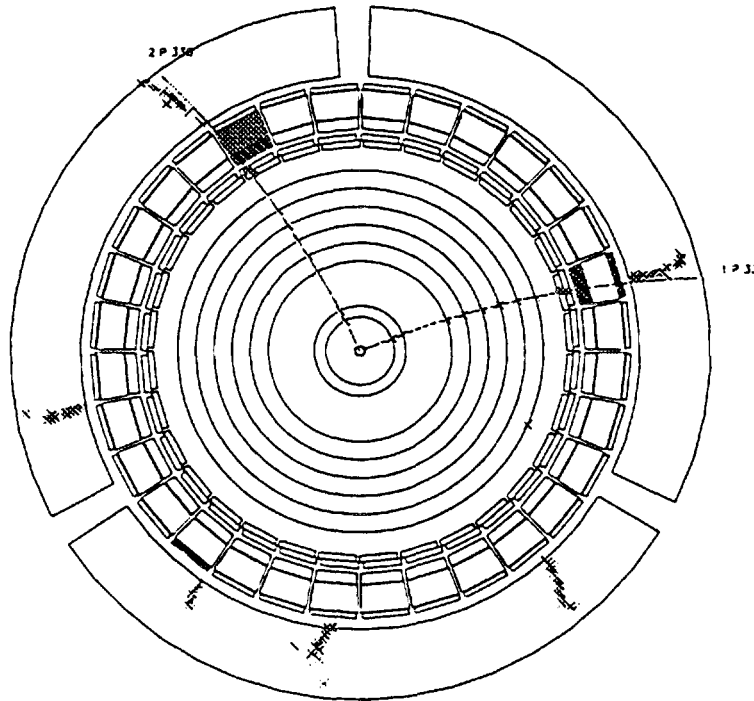


Figure 3.21: Événement $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

L'énergie-impulsion du kaon neutre est calculée à partir des deux traces chargées produites conjointement. En supposant que l'annihilation s'est faite à l'arrêt, l'impulsion totale des trois particules primaires (pion chargé, kaon chargé et kaon neutre) est nulle et l'énergie totale vaut deux fois la masse d'un proton.

Ainsi, les coordonnées des vertex primaire, secondaire et l'énergie-impulsion des trois particules primaires sont bien connues.

La haute granularité (environ 63000 canaux) assure la bonne résolution du pied de gerbe des photons issus de la désintégration des pions neutres : 3,6 mm en $R\Phi$

et 7,1 mm en z.

La résolution spatiale est de 1,5 mm dans le plan transversal et de 3 mm en z. Finalement, la position du vertex secondaire est connue avec 1,6 cm de précision pour le canal $\pi^0 \pi^0$ et seulement 6 cm pour le canal $\pi^0 \pi^0 \pi^0$, car la cinématique à trois corps est moins contrainte.

La résolution en énergie donne une erreur relative sur l'énergie de $\frac{13\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$, soit une erreur de 40% en moyenne pour des photons d'énergie moyenne 100 MeV.

L'efficacité globale du calorimètre est mesurée en utilisant les photons provenant de l'annihilation : $p\bar{p} \rightarrow \Phi \pi^0 \rightarrow K^+ K^- \gamma \gamma$.

L'efficacité en fonction de l'énergie des photons est constante au-dessus de 200 MeV. Les photons de basse énergie produisent des gerbes électromagnétiques dont l'énergie déposée est trop faible pour que ces photons soient détectés par le calorimètre : les électrons sont absorbés par le plomb (figure 3.22).

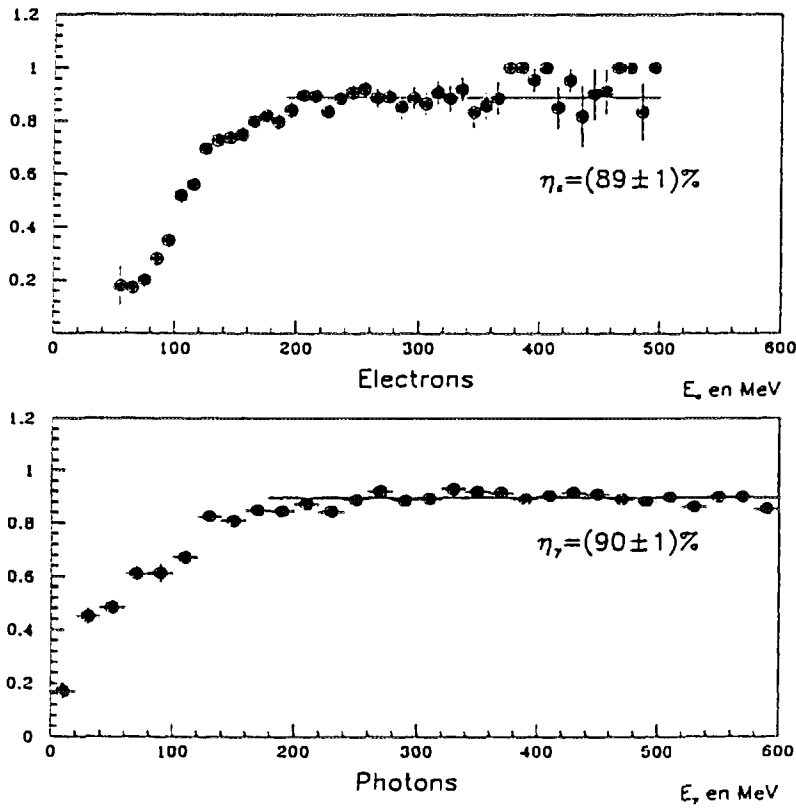


Figure 3.22: Efficacité du calorimètre pour les électrons et les photons

3.5 Aimant

L'aimant, un solénoïde, fournit un champ magnétique de 0,44 T parallèle à la direction du faisceau. Il a une longueur de 3,62 m et un diamètre intérieur de 2 m.

Le calorimètre électromagnétique est situé à l'intérieur de l'aimant. Celui-ci correspond à 1 longueur de radiation ; si le calorimètre avait été placé à l'extérieur de la bobine, 65% des photons auraient interagi dans l'aimant.

3.6 Récapitulatif

Un résumé des caractéristiques des différentes parties du détecteur est présenté en annexe A.

3.7 Système de sélection "en ligne"

Le faible rapport d'embranchement (4×10^{-3}) de production des événements GOLDEN nécessite une sélection des données avant enregistrement sur bande. De plus, l'obligation de travailler avec un taux élevé d'annihilations (10^6 par seconde) requiert un système de sélection rapide.

Ce système doit pouvoir reconnaître rapidement un événement GOLDEN sous la forme d'un couple kaon chargé + pion chargé tel que l'énergie manquante corresponde à celle d'un kaon neutre ; nous avons vu que l'énergie totale vaut $2 \times (\text{masse du proton})$ pour des annihilations d'antiprotons à l'arrêt.

Tout d'abord, un kaon chargé est détecté. Ensuite, une reconstruction topologique des traces chargées permet le calcul des impulsions et une identification d'au moins un couple kaon chargé + pion chargé. Toutes ces étapes sont réalisées indépendamment du canal de désintégration du kaon neutre.

Enfin, pour les seuls candidats K^0 se désintégrant en $n\pi^0$, un nombre minimal de gerbes électromagnétiques dans le calorimètre est demandé.

Un dispositif composé de trois processeurs câblés (HWP1, HWP2, HWP2.5) constitue le système de sélection "en ligne" ou trigger [38], [39], [40].

3.7.1 Première étape : suivi de traces et coupure cinématique

Le scintillateur du système de monitoring du faisceau déclenche le système de sélection "en ligne" dès le passage d'un antiproton.

Pour éviter la superposition dans les détecteurs (essentiellement les DC, les ST et le CALO) de traces chargées provenant de deux événements proches dans le temps, l'intervalle minimal entre deux annihilations est fixé à 90 ns. Dès qu'un autre antiproton est détecté à l'intérieur de cet intervalle de temps (± 90 ns), l'événement est rejeté.

1. Décision rapide

Cette première étape, nommée Early Decision Level (EDL) sélectionne grossièrement les événements GOLDEN ($\pi^\pm K^\mp K^0$)⁽⁻⁾ quel que soit le canal de désintégration du kaon neutre. Elle demande la signature d'au moins deux traces chargées (celles du pion et du kaon issus du vertex d'annihilation) et parmi elles au moins un candidat kaon chargé, nommé par la suite candidat kaon.

Un secteur de scintillateur S_1 touché compte pour une trace chargée. Un secteur $S_1 \overline{C} S_2$ détecté signe un candidat kaon : la particule a laissé un signal dans deux secteurs associés de scintillateur S_1 et S_2 alors que le secteur correspondant du Cherenkov ne donne pas de lumière.

Dans le cas d'une réponse positive à cette première étape, la numérisation est activée.

2. Coupure sur l'impulsion transverse du candidat kaon

Après le premier niveau du trigger, les kaons et les pions d'impulsion respectivement inférieure à 700 MeV/c et 200 MeV/c sont considérés comme des candidats kaons et donc conservés dans la sélection.

L'étape " P_T cut ou coupure en P_T " permet d'éliminer en partie les pions lents qui simulent un kaon chargé par une coupure appliquée sur l'impulsion transverse de la trace associée au secteur $S \overline{C} S$.

A partir de chaque secteur $S \overline{C} S$ sélectionné par l'EDL, un fil touché est recherché dans les deux secteurs correspondants de DC6 (soit donc parmi 20 fils au total). Ensuite, en supposant que l'annihilation a eu lieu au centre de la cible (figure 3.23), un intervalle de courbure et donc d'impulsion trans-

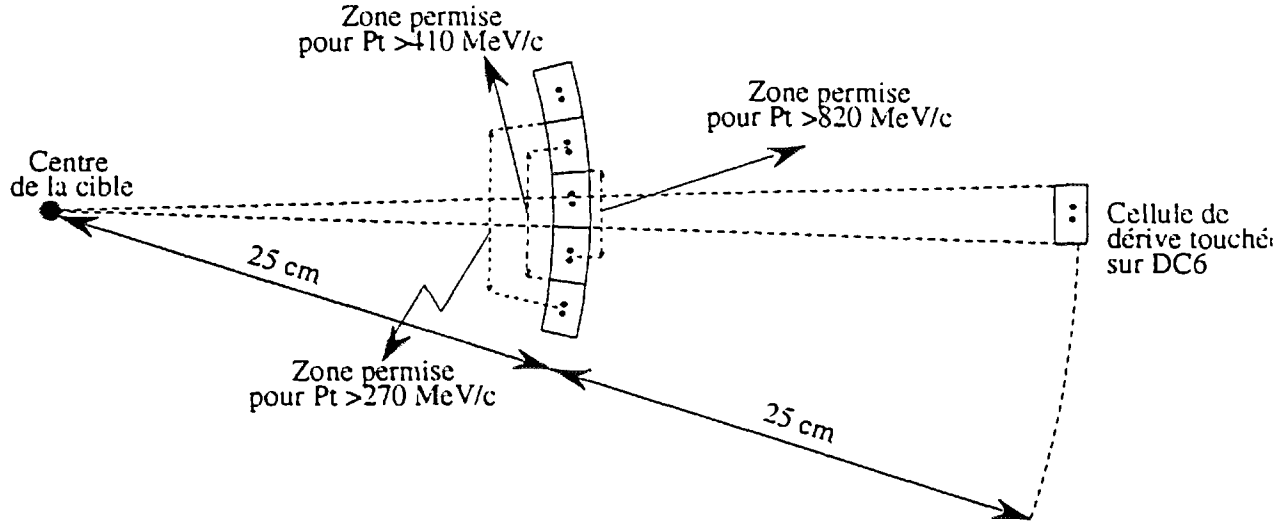


Figure 3.23: Mode de fonctionnement du Pt-cut

verse est défini dans DC1 par une zone de fils déterminée à partir du fil de DC6 touché et associé au secteur $S\bar{C}S$. Tout fil touché de DC1 qui se situe à l'intérieur de cet intervalle indique que le secteur $S\bar{C}S$ est relié à une impulsion transverse d'une valeur supérieure correspondant aux bornes de l'intervalle.

Un intervalle de 4, 3, 2 ou 1 fil(s) délimite une région d'impulsion transverse de seuil minimal fixé respectivement à 200, 270, 410 ou 820 MeV/c.

Cette méthode permet donc de couper tous les candidats kaons avec un secteur $S\bar{C}S$ associé à une impulsion transverse trop faible.

3. Premier suivi de trace

A ce niveau de trigger, Intermediate Decision Level (IDL), une première sélection des traces est effectuée à partir des secteurs touchés dans les PC, les DC et les modules de scintillateurs S_1 . Les corrélations angulaires entre ces secteurs formeront un premier tracé des trajectoires des particules chargées. A ce niveau de trigger, les traces, traces "primaires" et candidats kaon sont définis par:

$$- \text{trace}_{\text{IDL}} = (DC_8 \oplus DC_5) \otimes (S_1)$$

$$- \text{trace}_{\text{primaire}} = (\text{trace}_{\text{IDL}}) \otimes (DC_2 \oplus DC_1) \otimes (PC_2 \oplus PC_1)$$

$$- \text{kaon}_{\text{IDL}} = (\text{trace}_{\text{primaire}}) \otimes (\overline{SCS})_{P_r}$$

Pour les chambres proportionnelles, la recherche d'un fil touché se fera dans 3 demi-secteurs pour la trace kaon et dans 5 demi-secteurs pour l'autre trace primaire puisque son impulsion est en moyenne plus faible. Dans les chambres à dérive, le nombre de secteurs de recherche vaut toujours 3.

Trois types d'événements sont sélectionnés:

- IDL=2: (2, 3, 4 primaires et 2 ou ≥ 4 traces)
- IDL=3: (2 primaires et ≥ 2 traces)
ou (3 primaires et ≥ 4 traces) ou (4 primaires et ≥ 4 traces)
- IDL=4: (2 primaires et ≥ 4 traces)

avec pour chaque type au moins un candidat kaon.

4. Suivi fin des traces

Ce niveau de trigger (nommé CONF) se décompose en deux étapes: le Track Follower (TF) et l'étape CONFIG.

- le TF affine le trajet IDL de chaque particule: le trigger utilise les informations des fils touchés et non plus des secteurs de chambre. Le TF définit réellement une trace en fournissant une première trajectoire de la particule dans les chambres.

Pour chaque secteur S_1 touché et vu par l'IDL, le TF interroge au fur et à mesure, les informations des neuf détecteurs (ST, DC_6 à DC_1, PC_2, PC_1): le numéro du ST touché, le numéro de la chambre (proportionnelle ou à dérive) qui a répondu, le numéro du fil touché et le temps de dérive. Il cherche un secteur de ST touché puis établit une trajectoire dans les chambres et calcule rapidement la coordonnée angulaire ϕ_i de chaque trace dans chaque détecteur (figure 3.24) grâce à des tables de correspondance (Look Up Table ou "LUT").

Le TF fonctionne en mode "pipeline" pour minimiser le temps mort, avec une horloge interne de 10 MHz .

Le TF décompte le nombre total de traces trouvées, le nombre de traces primaires et le nombre de traces-candidat kaon définies par:

- $\text{trace}_{\text{CONF}}$ = au moins 3 coups validés (dans PC ou DC) issus d'une trace allumant un secteur S_1

- $\text{trace}_{\text{primaire}} = \text{trace}_{\text{CONF}}$ avec un des coups dans PC
- $\text{kaon}_{\text{CONF}} = \text{trace primaire associée à un secteur } S\overline{C}S_{P_{T\text{cut}}}$

Chaque trace doit comporter au moins une information dans une des deux couches de Tubes à Streamer.

• CONFIG prépare l'étape suivante du trigger et donne, pour chaque trace, le z issu des ST, ϵ , ρ et ϕ_0 (figure 3.24). Dans l'approximation où les ϕ_i sont peu différents par trace, ces quatre paramètres sont calculés à partir de combinaisons linéaires des différences de ϕ_i .

- z : coordonnée dans le plan longitudinal
- ϵ : distance de moindre approche de la trace à l'origine
- ρ : courbure de la trace ($\rho = \frac{1}{R}$)
- ϕ_0 : angle, pour chaque chambre, de la trace avec l'axe Ox

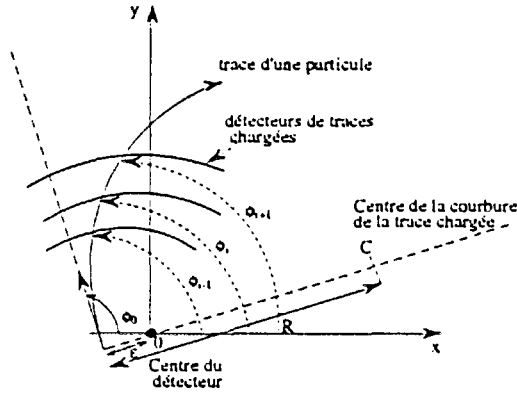


Figure 3.24: Paramètres décrivant une trace

- Trois types d'événements sont sélectionnés dans cette étape:
 - CONF=2: (2, 3, 4 primaires et 2 ou 4 traces)
 - CONF=3: (2 primaires et 2, 3 ou 4 traces)
ou (3 primaires et 4 traces) ou (4 primaires et 4 traces)
 - CONF=4: (2 primaires et 4 traces)

avec pour chaque type au moins un candidat kaon.

5. Rangement des traces

A ce niveau de trigger, nommé Register control ou REG, les paramètres géométriques des traces calculés dans CONFIG sont placés dans des registres pour préparer l'étape suivante d'identification des particules. Un nouveau comptage des traces sera réalisé.

Il range en premier les coordonnées du candidat kaon, puis celles de la trace primaire de courbure opposée à celle du candidat kaon. Si d'autres traces existent, REG place d'abord la trace de courbure opposée à celle du candidat kaon.

REG vérifie que parmi les particules de charges opposées au kaon (une ou deux), il existe au moins une trace primaire avec coups dans les PC. REG contrôle la conservation de la charge : la somme des signes des quatre courbures doit être nulle.

A ce stade, un comptage du nombre total de traces, du nombre de candidats kaon et de traces primaires est effectué afin de classer l'événement :

- REG=2 : (2 primaires et 2 traces)
- REG=3 : (2 primaires et 4 traces) ou (2 primaires et 3 traces)
ou (3 primaires et 4 traces)
- REG=4 : (2 primaires et 4 traces)
- REG=5 : (4 primaires et 4 traces)
- REG=6 : (REG=2) ou (REG=3) ou (REG=5)
- REG=7 : (REG=2) ou (REG=4) ou (REG=5)
- REG=8 : (REG=3) ou (REG=5)
- REG=9 : (REG=2) ou (REG=5)

Avec pour chaque type au moins un candidat kaon requis.

6. Coupe cinématique (KIN)

Cette étape a pour but d'éliminer la plupart des événements $(K^0 K^{\mp} \pi^{\pm}) + \pi^0$ qui auraient été validés par les étapes précédentes.

Ces événements "GOLDEN $+\pi^0$ " ont un rapport d'embranchement du même ordre de grandeur que les événements GOLDEN : 6×10^{-3} (table 3.1); ils seront en majeure partie éliminés par une coupe sur la somme

des modules des impulsions des candidats kaon et pion primaire associé comme le montre la figure 3.25.

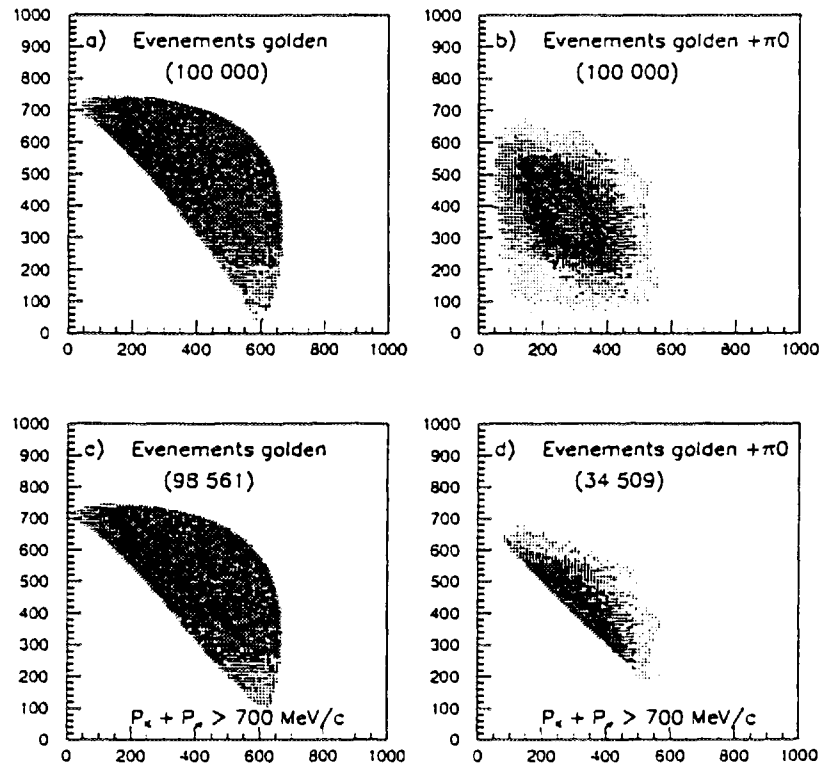


Figure 3.25: Effet de la coupure en $P_K + P_\pi$ sur des événements simulés GOLDEN et GOLDEN + π^0 ; figures (a et b) sans coupure et (c et d) avec coupure sur la somme des impulsions

Cette coupure élimine plus de 60% des événements "GOLDEN + π^0 " et conserve 98% des événements GOLDEN.

Les impulsions transverse et longitudinale P_T , P_Z sont calculées pour toutes les traces identifiées comme primaires, à partir de la charge q et des coordonnées ρ , z .

Pour un candidat kaon, il existe au maximum deux candidats pion détectés comme primaires. La coupure s'appliquera sur les couples kaon-pion primaire trouvés par le trigger et il suffit qu'un seul de ces couples satisfasse

la condition de coupure pour que l'événement passe cette étape du trigger. Par rapport au calcul de la masse manquante au vertex primaire, qui requiert des hypothèses de masse, cette coupure a l'avantage d'être indépendante de l'identification du pion et du kaon chargés. Elle est beaucoup plus simple à réaliser dans le processeur câblé et aussi beaucoup plus performante.

Dans le système de sélection en ligne, la coupure a été fixée à 700 MeV/c.

- KIN = 0 : pas de coupure sur $P_K + P_\pi$
- KIN = 1 : $P_K + P_\pi \geq 700 \text{ MeV/c}$

La totalité de cette première étape de suivi de traces et de coupure cinématique est réalisée par un processeur câblé, nommé HWP1.

3.7.2 Deuxième étape : séparation, identification kaon-pion

A ce niveau de sélection, il reste encore des événements pour lesquels un pion simule un candidat kaon. Les informations du PID vont permettre d'en réduire le nombre. Pour cela, le trigger utilise les pertes d'énergie (dE/dx) des particules chargées dans le scintillateur S_1 , la quantité de lumière produite dans le Cherenkov et les différences de temps de vol entre le vertex d'annihilation et les compteurs S_1 .

1. coupure sur le dE/dx en S_1 (facteur de réduction 3,5)

Pour chaque particule chargée et primaire, la perte d'énergie mesurée par les ADC des scintillateurs S_1 est comparée à la perte d'énergie calculée, en fait tabulée à partir de l'impulsion et de l'hypothèse de masse de la particule. Ceci permet de rejeter les pions et les protons identifiés comme des kaons (figure 3.26).

2. coupure sur le nombre de photo électrons

La quantité de lumière collectée dans le Cherenkov (nombre de photo électrons) est comparée à la valeur attendue.

3. coupure sur le temps de vol (facteur de réduction 1,2)

Le temps de l'annihilation n'est pas connu exactement. En effet, la référence en temps t_0 de l'événement est donnée par le passage d'un antiproton

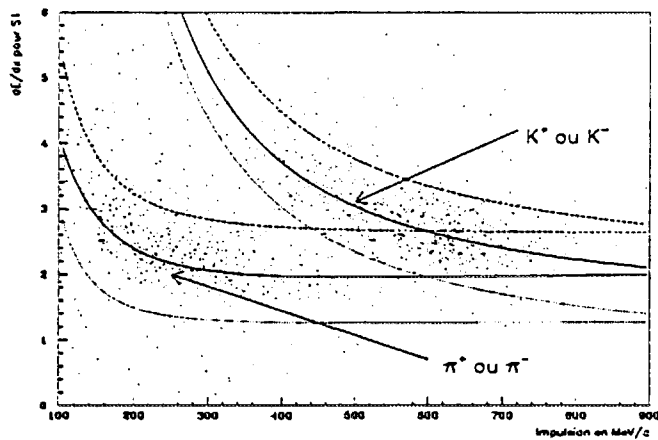


Figure 3.26: Perte d'énergie en fonction de l'impulsion, pour les kaons et les pions chargés

dans le scintillateur du système de monitoring, passage qui déclenche le trigger. Pour connaître le temps exact de l'annihilation, il faudrait pouvoir déterminer précisément le temps " δ_t " que met cet antiproton pour venir s'annihiler avec un proton du centre de la cible d'hydrogène. La fluctuation de δ_t , de l'ordre de 2 ns, ne permet pas de connaître exactement le temps de l'annihilation.

Cette lacune conduit à utiliser les différences des temps de vol du candidat kaon avec celui du ou des candidats pions primaires.

La valeur expérimentale est ensuite comparée à la valeur théorique calculée. Par la suite on notera le temps de vol TOF (Time Of Flight).

Pour réaliser ces trois coupures, les coordonnées des impulsions des particules chargées ont été fournies par l'étape cinématique (KIN).

Cette deuxième étape correspond au deuxième processeur câblé HWP2.

Différentes possibilités de coupures ont été introduites dans le système de sélection en ligne. Cette étape de trigger est codée par un mot à partir de trois bits: bit 0 = dE/dx (S_1), bit 1 = TOF, bit 2 = amplitude du signal Cherenkov.

3.7.3 Troisième étape : coupure sur le nombre de gerbes dans le calorimètre

Cette dernière étape du système de sélection en ligne est dédiée à la sélection des événements où le kaon neutre s'est désintégré en pions neutres : $K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ et $K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$.

Pour les événements contenant uniquement deux traces chargées (et primaires), le trigger recherche dans le calorimètre un nombre minimal de 6 gerbes électromagnétiques, correspondant aux gerbes laissées par les deux particules chargées détectées et par les photons issus de la désintégration des pions neutres.

En imposant de détecter au moins 6 gerbes, les désintégrations du K_L hors des limites du détecteur sont éliminées.

Cette dernière étape du système de sélection en ligne correspond au processeur câblé HWP2.5.

3.7.4 Performances

Table 3.2: Caractéristiques des différentes étapes du système de sélection

Processeur	étape	temps d'action	taux de réjection	nombre d'évènements : 10000
HWP1	EDL	60 ns	4	2500
	PT cut	400 ns	3,1	806
	IDL	80 ns	1,8	448
	TF	1,9 μ s	1,4	320
	CONF	500 ns	1,3	246
	KIN	500 ns	1,5	164
HWP2	3 coupures	1,9 μ s	6,4	26
HWP2.5	6 gerbes	17 μ s	2,9	9
trigger complet		34 μ s	≈ 1000	9

Les caractéristiques des différentes étapes du trigger sont rappelées dans la table 3.2, où les temps d'exécution tiennent compte des temps de calcul des étapes concernées. Au total, le trigger donne sa décision en $26\mu s$ au maximum.

Le taux de réjection dépend des différents paramètres des processeurs câblés (nombre de traces primaires autorisées à l'IDL et au TF, nombre de coupures pour HWP2) et le taux final de réduction est d'environ 1000, pour une efficacité de fonctionnement globale du système de sélection en ligne de 88 %.

3.7.5 Numérotation

On désigne un type de trigger suivant la numérotation : $T N_9 N_8 N_7 N_6 N_5 N_4 N_3 N_2 N_1$.

- N_1 : étape EDL (1 ou 3)
- N_2 : étape PT CUT (2 ou 3)
- N_3 : étape IDL (2 ou 3)
- N_4 : étape CONFIG (2 ou 3)
- N_5 : étape REG (7 ou 6)
- N_6 : étape KIN (1)
- N_7 : étape " HWP_2 " (5 ou 7)
- N_8 : réservé à une coupure sur la masse (mis à 0)
- N_9 : étape " $HWP_{2.5}$ " (6)

Chaque N_i étant défini précédemment dans la description des étapes du système de sélection en ligne (annexe B). Les valeurs généralement utilisées lors des prises de données sont indiquées entre parenthèses.

Des bandes ont été écrites avec un trigger minimum T1 pendant chaque période de prise de données. Le trigger demande au moins un coup dans les scintillateurs S_1 , ce qui permet d'étudier les erreurs systématiques indépendamment du système de sélection et des biais qu'il peut introduire.

3.7.6 Le module SPY

Un module, nommé SPY, permet de contrôler les différentes étapes du trigger. Le SPY regroupe les résultats, pour chaque processeur, des différentes étapes

du trigger ainsi que les informations des détecteurs (fils touchés , numéro de chambre...). Il les envoie au système de prise de données.

Ceci permettra lors de l'analyse de vérifier la qualité des données sélectionnées par le système de sélection en ligne.

3.8 Système d'acquisition

Le système d'acquisition a été décrit dans [42], [43].

L'expérience CPLEAR a choisi d'utiliser le système VALET-PLUS VME [41] utilisé au CERN.

Les sept détecteurs (PC, DC, ST, S_1 , C, S_2 , CALO), le système d'acquisition ainsi que le trigger (HWP), par l'intermédiaire du SPY, sont gérés chacun par un microprocesseur indépendant FIC 8230, 16 MHz avec 4 Mo de mémoire RAM, nommé VALET PLUS.

Lorsque le système de sélection en ligne a validé un événement , chaque VALET reçoit les informations du détecteur qui lui est associé, le VALET du trigger recevant les informations du SPY. Toutes ces données sont ensuite transférées au VALET de "l'Event Builder" qui les regroupe et construit un "événement " sous la forme d'un ensemble de blocs de 2 ko. Les événements sont écrits sur bande par blocs de 23 ko.

Pour gagner du temps, les transferts de données se font en parallèle ; ce qui évite aussi les problèmes de bus et d'arbitrage des priorités pour les transferts de données. Le temps d'écriture d'un événement est en moyenne de 1,1 ms. L'acquisition accepte au maximum 700 evts/sec. Pour les différentes prises de données, le taux d'acquisition est en moyenne de 400 Hz, ce qui correspond a un temps mort de 50%.

La qualité de la prise de données est contrôlée par un système indépendant ; ce qui permet de continuer l'acquisition même si ce système de contrôle est arrêté. Ce système reçoit une partie des événements qui sont traités par une station de travail, pour la visualisation des traces dans le détecteur et pour une vérification de la qualité des données enregistrées. La structure des événements est vérifiée ; la résolution et l'efficacité des différents détecteurs ainsi que les taux de réjection du système de sélection en ligne sont calculés.

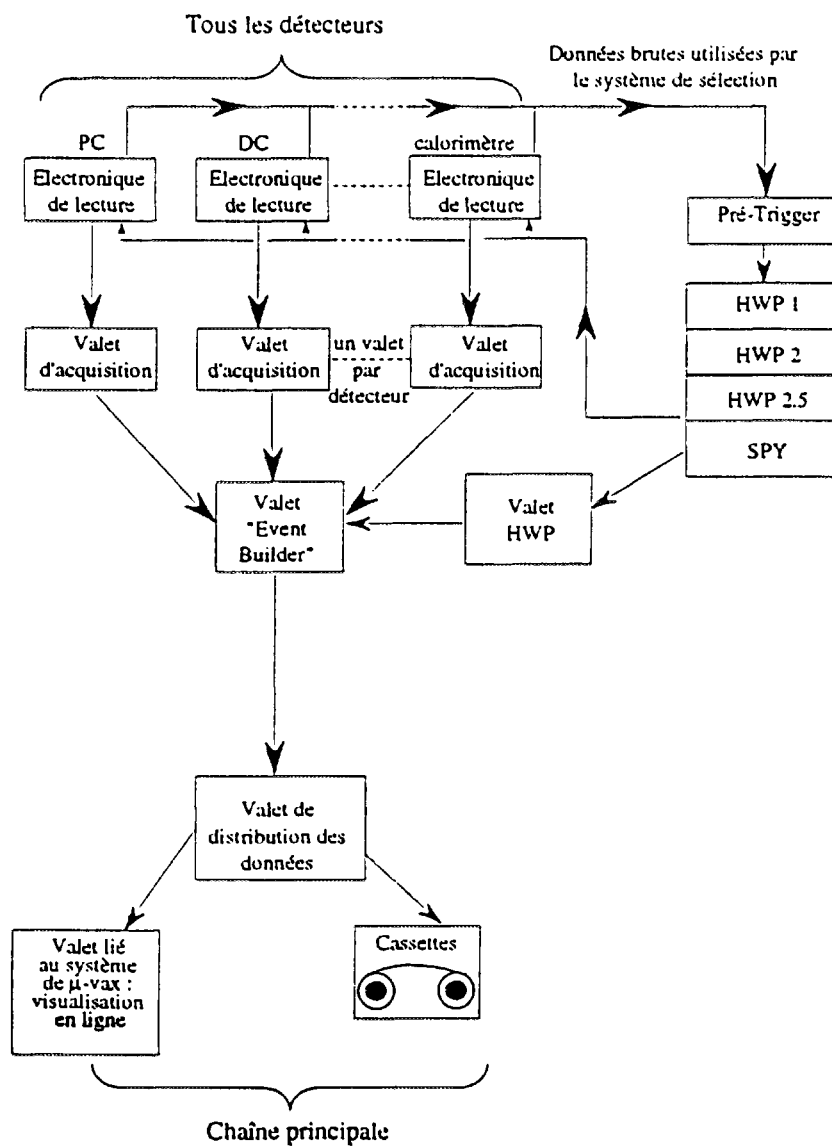


Figure 3.27: Schéma du système d'acquisition

3.9 Historique de la prise de données

La prise de données se divise en trois grandes étapes.

- Années 1990 et 1991 : l'appareillage (détecteurs et trigger) est installé progressivement. Le numéro de trigger n'est composé que de trois chiffres, seules les désintégrations des kaons neutres après 5τ , sont sélectionnées. Les événements enregistrés au cours de ces deux années contribueront peu dans la statistique finale de l'expérience.

- Années 1992,1993,1994 : En 1992, tous les processeurs sont fonctionnels, le trigger est complet.

La prise de données s'est déroulée avec une intensité moyenne du faisceau de 600 kHz et avec un taux d'acquisition des événements de 400 Hz, ce qui correspond à l'écriture d'une bande toutes les 300 secondes. A cause du temps mort du trigger et de l'acquisition, seuls 40% des antiprotons du faisceau, qui se sont annihilés dans la cible, ont été traités par le système de sélection.

Les réjections mentionnées ci-dessus correspondent à cette période.

- Année 1995 : le dispositif expérimental a été modifié et les données enregistrées correspondantes n'entrent pas dans le cadre de cette thèse.

Pour diminuer les erreurs systématiques, la prise de données est réalisée avec les deux polarités du champ magnétique M_1 et M_2 : positive quand le sens du champ est le même que l'axe longitudinal et négative dans le cas contraire. La polarité est changée en moyenne une fois par jour.

Chapitre 4

Sélection des événements

La sélection des événements se divise en trois grandes étapes qui identifient parmi les différents événements enregistrés, les annihilations produisant un kaon neutre puis les désintégrations semileptoniques :

1. les événements sont reconstruits à partir de la connaissance des traces et des gerbes électromagnétiques. Les vertex entre les traces chargées sont reconstruits ;
2. un ensemble de coupures assez grossières sélectionnent les annihilations :

$$\bar{p}p \rightarrow K^{0(-)} K^{\pm} \pi^{\mp}$$

Pour préparer la sélection des désintégrations semileptoniques des kaons neutres, seuls les événements qui possèdent quatre traces chargées sont conservés ;

3. les désintégrations semileptoniques $K^{0(-)} \rightarrow \pi^{\pm} e^{\mp} \bar{\nu}^{(-)}$ sont sélectionnées.

4.1 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements par le trigger n'est pas utilisé. Les traces sont reconstruites de nouveau de façon plus rigoureuse ; une comparaison avec la détermination des traces faite par le trigger est effectuée à la fin du traitement.

Reconnaissance des traces : PATTERN et FIT

- le PATTERN [44]

Le PATTERN détermine les cinq paramètres (ϵ , θ_T , z_0 , C , $\text{tg}\lambda$) de la trace hélicoïdale des particules chargée (figure 4.1) .

Les traces sont reconstruites à partir des coups enregistrés dans les chambres proportionnelles, les chambres à dérives et les tubes à streamer ; elles doivent comporter au moins trois coups dans les chambres et deux informations en z , dont une au moins provient des pistes des DC.

La trajectoire des particules est d'abord reconstruite dans le plan transverse sous la forme d'arc de cercle à partir des coups dans les plans de fils des chambres : PC1, PC2, DC1, DC2, DC3, DC4, DC5 et DC6.

Les tubes à streamer apportent éventuellement une coordonnée z complémentaire aux informations des pistes de chambres à dérives. Si une trace chargée est trouvée dans le plan transverse, la trajectoire complète est reconstruite dans l'espace à trois dimensions sous la forme d'une hélice.

- le FIT [44]

Le FIT réalise un calcul plus précis et complet qui affine la détermination des traces trouvées par le PATTERN. La diffusion multiple est estimée, les particules étant considérées comme des pions et les inhomogénéités du champ magnétique sont aussi prises en compte.

Les points mesurés dans les chambres sont corrigés de certains paramètres, fonctions de la coordonnée z calculée dans le PATTERN, comme :

- le temps de propagation le long des fils (5ns/m),
- le vrillage des chambres à dérives : l'origine ϕ_0 de la coordonnée angulaire dans le plan transverse dépend de z .

Pour chaque trace chargée, un ajustement avec les cinq paramètres est réalisé dans le plan transverse et l'axe longitudinal¹.

La procédure d'ajustement est reprise quand le χ^2 est mauvais. Chaque point de la trace est successivement supprimé et l'ajustement est recommencé. Quand un point est trouvé responsable de la mauvaise valeur du χ^2 , il est éliminé de la trace.

1. un ajustement complet à trois dimensions ne donne pas de résultat significativement différent et consomme beaucoup de temps de calcul

Paramètres des traces chargées

- ϵ : distance du point de moindre approche par rapport à l'origine,
- θ_T : angle de la tangente au point de moindre approche par rapport à l'axe Ox ,
- z_0 : coordonnée longitudinale au point de moindre approche,
- C : courbure de la trace égale à l'inverse du rayon multiplié par le signe de la charge de la particule,
- $\tan \lambda$: tangente entre la direction de l'impulsion totale et l'impulsion transverse.

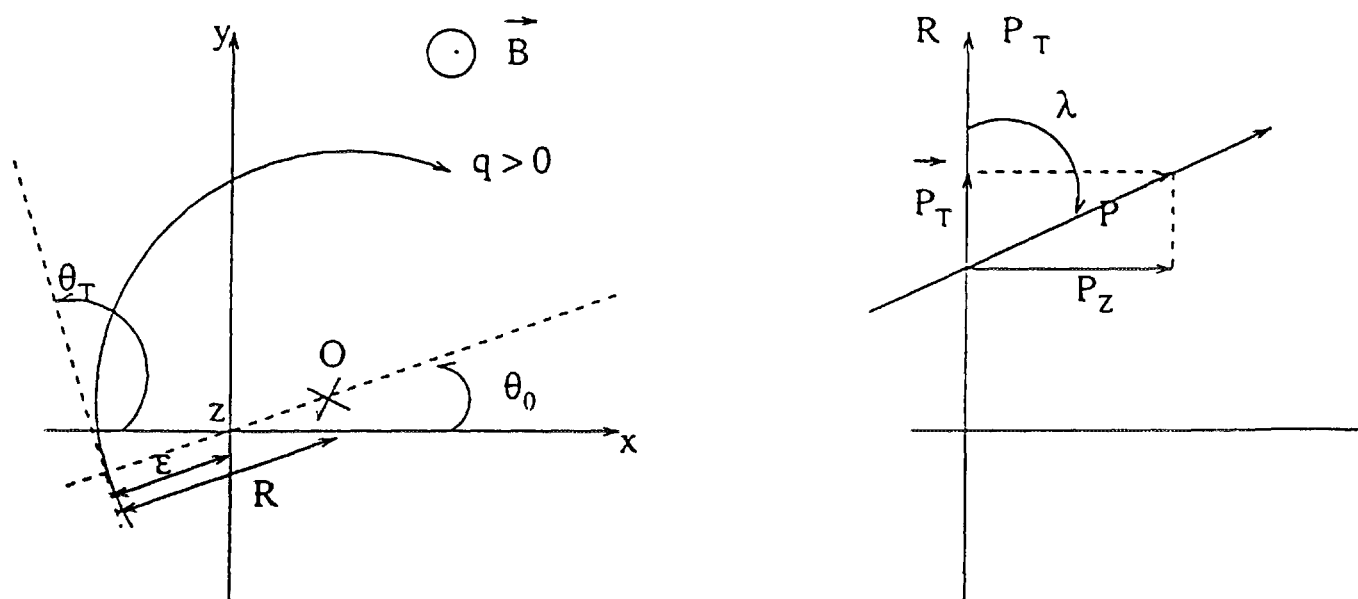


Figure 4.1: Paramètres décrivant une trace

Le repère direct des coordonnées spatiales est défini tel que l'axe Oz longitudinal soit confondu avec l'axe de l'appareillage et que l'axe Ox soit horizontal.

On considère que toutes les traces chargées de l'événement ont été reconstituées lorsque tous les coups dans les chambres ont été associés ou lorsqu'il n'existe pas d'association possible entre les différents coups restants .

A la sortie du FIT, les événements doivent avoir le même nombre de traces qu'à la sortie du PATTERN et la somme des signes de toutes les courbures doit être nulle pour vérifier la conservation de la charge totale.

Seuls les événements à deux ou quatre traces chargées sont conservés pour sélectionner les événements GOLDEN comportant une désintégration neutre ou une désintégration chargée :

$$\bar{p}p \rightarrow \overset{(-)}{K^0} K^\pm \pi^\mp$$

suivie d'une désintégration dans le

canal neutre :	canal chargé :
	$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^+ \pi^-$
	$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \overset{(-)}{\nu}$
	$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^\pm e^\mp \overset{(-)}{\nu}$

Au moins deux traces chargées doivent comporter chacune un coup dans les chambres proportionnelles. Elles sont appelées traces primaires et une d'entre elles doit fournir un signal de kaon chargé.

Recherche des vertex

Le calcul est réalisé en deux parties : dans le plan transverse, où le vertex est défini comme point d'intersection de deux traces circulaires (sinon comme le milieu de la distance de moindre approche entre ces deux traces) puis dans l'espace, où la coordonnée z est obtenue pour chaque trace en utilisant l'équation de l'hélice correspondante.

Le calcul est effectué pour tous les couples de traces chargées ; les coupures sur les vertex interviendront dans l'étape suivante de sélection.

Reconnaissance des gerbes électromagnétiques

A partir des informations données par le calorimètre, les gerbes et pieds de gerbe sont reconstruits.

4.2 Sélection des annihilations GOLDEN

Cette étape recherche et reconstruit les annihilations GOLDEN :

$$\bar{p}p \rightarrow K^{0(-)} K^{\pm} \pi^{\mp}$$

Les deux traces primaires doivent être issues du même vertex et posséder des charges opposées. Seule une de ces deux traces est identifiée comme un kaon et l'autre particule est considérée comme un pion.

Pour réduire le nombre d'événements à conserver et dans le cadre de l'analyse semi-leptonique, seuls sont sélectionnés les événements à quatre traces chargées avec un vertex commun entre les deux traces qui n'ont pas été associées aux produits de l'annihilation.

- Une trace est identifiée comme un kaon lorsque :
 - le secteur de PID associé est identifié comme $S\bar{C}S$: les modules touchés des deux scintillateurs appartiennent au même secteur alors qu'il n'y a pas eu de lumière dans le module de Cherenkov C du même secteur ;
 - l'impulsion transverse est supérieure à 300 MeV/c et l'impulsion totale de cette trace primaire est supérieure à 350 MeV/c ,
 - la perte d'énergie (dE/dx) dans le module S_1 touché est compatible à 4σ près avec celle d'un kaon,
 - le nombre de photoélectrons mesuré dans le Cherenkov est compatible avec le bruit de fond (pas de lumière Cherenkov).
- Le vertex des traces primaires doit satisfaire les conditions géométriques suivantes :
 - dans le plan transverse, la distance du vertex au centre de la cible est inférieure à 2 cm,

- la coordonnée z est inférieure à 7 cm,

- les deux traces sont distantes, dans l'espace, de moins de 10 cm du vertex.

- Les deux traces primaires doivent correspondre aux deux traces primaires déterminées par le trigger.

Les hypothèses sur la nature des particules sont identiques et les coupures réalisées dans le processeur d'identification des particules (HWP2) s'appliquent sur le même kaon et le même pion que ceux trouvés par l'analyse.

- La sélection des annihilations GOLDEN est affinée à l'aide d'un ajustement cinématique à une contrainte en imposant que la masse manquante des particules chargées au vertex primaire soit égale à la masse d'un kaon neutre.

Au vertex primaire, la conservation de l'énergie et de l'impulsion doit être vérifiée et dans l'hypothèse d'une annihilation au repos, quatre équations peuvent être écrites :

$$-(\vec{p}_\pi + \vec{p}_K) = \vec{p}_{K^0} \quad (4.1)$$

$$E_\pi + E_K + E_{K^0} = 2m_p \quad (4.2)$$

Seules les impulsions des particules chargées sont mesurées et les trois composantes de l'impulsion du kaon neutre constituent trois inconnues. Le système est soumis à une seule contrainte (= 4 équations - 3 inconnues) où la masse manquante des particules chargées doit être égale à celle du kaon neutre. L'équation de contrainte utilisée est l'équation (4.2).

La méthode de l'ajustement contraint [45] consiste à minimiser, à la précision numérique requise, une fonction S^2 (équation 4.3) qui s'exprime en fonction des paramètres mesurés (figure 4.1) des traces chargées tout en incluant la contrainte cinématique (équation 4.2) grâce à la méthode des multiplicateurs de Lagrange.

$$S^2(y) = \sum \frac{(y_{i,\text{mesuré}} - y_{i,\text{probable}})^2}{\sigma_{y_i}^2} + \lambda f(y)$$

$$\text{avec : } \begin{cases} y_i & \text{paramètres de chaque trace chargée} \\ \sigma_{y_i} & \text{erreurs sur chaque paramètre } y_i \\ f & \text{équation de contrainte (4.2)} \\ \lambda & \text{multiplicateurs de Lagrange} \end{cases} \quad (4.3)$$

$$f = E_\pi + E_K + E_{K^0} - 2m_p$$

Si les erreurs de mesure sont gaussiennes et les contraintes linéaires, la fonction S^2 suit une loi de χ^2 pour laquelle la distribution de probabilité est uniforme entre 0 et 1, pour des événements qui remplissent la contrainte (4.2).

Dans le cas contraire, pour des événements ne satisfaisant pas l'hypothèse de départ, la distribution de probabilité est étroite et voisine de zéro.

Avec une coupure en probabilité supérieure à 10%, on retient 90% des bons événements et on rejette la quasi totalité des mauvaises hypothèses (fig.4.2).

Ajustement à une contrainte

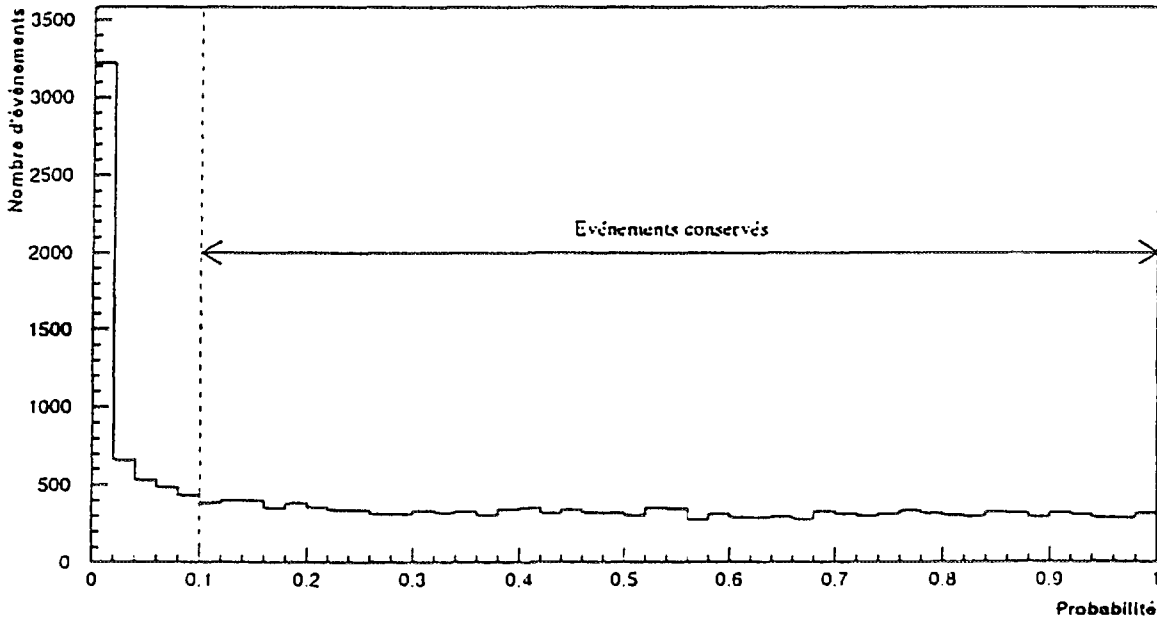


Figure 4.2: Distribution de probabilité de l'ajustement à une contrainte

Cette contrainte cinématique au vertex d'annihilation sélectionne les événements

GOLDEN et réduit considérablement le bruit de fond, notamment les annihilations $\text{GOLDEN} + m\pi^0$.

4.3 Sélection des événements semileptoniques

Les désintégrations semileptoniques peuvent produire soit un muon, soit un électron :

$$\begin{aligned} & \overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^\pm e^\mp \overset{(-)}{\nu} \\ & \overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \overset{(-)}{\nu} \end{aligned}$$

Dans le cas de la production d'un muon, l'identification muon-pion est très difficile cinématiquement car ces deux particules ont des masses voisines ; les informations du PID ne suffisent pas non plus à les séparer. Il sera donc difficile d'éviter une contamination importante des désintégrations $\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Il y aura également un grand nombre de désintégration $\pi^\pm \mu^\mp \overset{(-)}{\nu}$ dans lesquelles le pion aura été identifié comme un lepton et vice-versa. Cela a pour conséquence d'inverser le signe du lepton et donc l'étrangeté du kaon neutre qui s'est désintégré.

Il faudra donc éliminer d'une part les désintégrations non-semileptoniques et d'autre part, identifier l'électron et lui seul. Les désintégrations semileptoniques avec production d'un muon sont rejetées en même temps que les autres bruits de fond dont on peut difficilement les distinguer.

Par la suite, un électron signifiera un e^+ ou un e^- indifféremment ; de même, les termes génériques "muon" et "pion" seront relatifs aux deux signes des particules : μ^+, μ^- et π^+, π^- .

4.3.1 Coupures simples

Une série de coupures géométriques et cinématiques permettent d'enrichir les événements sélectionnés précédemment en signal $\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^\pm e^\mp \overset{(-)}{\nu}$:

1. les traces reconstruites doivent satisfaire des conditions plus sévères que dans le PATTERN et le FIT pour être validées. Toute trace doit :
 - être issue d'au moins quatre coups dans les chambres à dérive

- comporter un coup dans le scintillateur S_1 , tel que le module de scintillateur soit différent pour chaque trace ;
- 2. l'impulsion totale de chaque trace primaire est supérieure à 60 MeV/c pour supprimer les traces qui spiralent dans l'appareillage ;
- 3. le cosinus de l'angle d'ouverture entre les deux traces d'un même vertex est supérieur à -0,98. Cela réduit les cas de rétrodiffusion dans le calorimètre donnant une trace reconstruite en deux traces par le PATTERN et le FIT ;
- 4. dans le plan transverse, le rayon du vertex des deux traces secondaires est inférieur au rayon de la première chambre touchée pour chaque trace. Cela permet de vérifier qu'il n'y a pas eu d'échange entre les traces primaires et secondaires pour former un vertex.

4.3.2 Elimination des désintégrations non semileptoniques

Le bruit de fond est essentiellement constitué par d'autres canaux de désintégration du kaon neutre (table 4.1), les autres canaux d'annihilations $\bar{p}p$ constituant un bruit de fond négligeable.

Table 4.1: Canaux de désintégration des kaons neutres, étudiés dans l'expérience CPLEAR ; R.B. rapport d'embranchement du K_S^0 et du K_L^0

$K^0, \bar{K}^0 \rightarrow$	$\pi^+\pi^-$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^\mp\mu^\pm \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu \end{smallmatrix}$	$\pi^\pm e^\mp \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu \end{smallmatrix}$
R.B. (K_S)	68,61 %	0,0085 %	0,0466 %	0,0668 %
R.B. (K_L)	0,203 %	12,38 %	27 %	38,7 %

Elimination des $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$:

Un ajustement à deux contraintes est réalisé en couplant la contrainte sur la masse manquante au vertex primaire avec la contrainte sur la masse manquante des deux particules chargées secondaires, égale à celle d'un pion neutre dans l'hypothèse d'une désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Les événements ainsi sélectionnés sont rejetés.

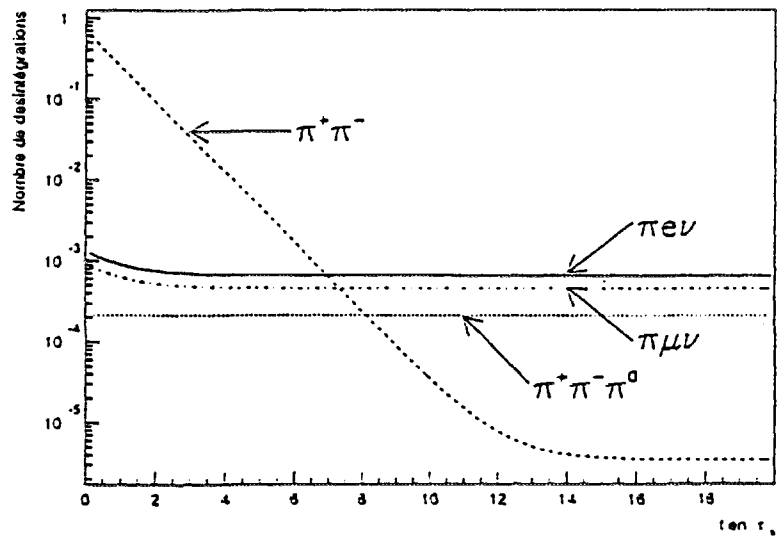


Figure 4.3: Principaux canaux de désintégration des kaons neutres en deux traces chargées, en fonction du temps propre du K_S

Elimination des $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$:

Ce canal provient principalement de la désintégration des K_S et est majoritaire à petit temps de vie des kaons neutres où il domine largement le signal semileptonique. A $2 \tau_s$, il est encore 100 fois plus important.

Une coupure géométrique élimine une partie de ces désintégrations en coupant sur l'angle d'ouverture des deux traces secondaires, dans le repère du centre de masse du kaon neutre. Pour une désintégration en deux corps, l'angle est égal à π et tous les événements avec le cosinus de cet angle inférieur à -0,92 sont éliminés.

La discrimination se poursuit avec un ajustement cinématique suivant le même principe que l'ajustement réalisé avec la contrainte de la masse manquante des particules primaires.

La cinématique est très contrainte : toutes les particules issues de la désintégration sont chargées et détectées. Les impulsions sont mesurées et il n'y a pas d'énergie manquante. L'énergie et l'impulsion du kaon neutre sont connus à l'instant de sa désintégration.

Un ajustement est réalisé avec les quatre contraintes suivantes :

- la masse manquante au vertex primaire des particules chargées est égale à la masse d'un kaon neutre ;
- l'impulsion totale des quatre traces chargées est nulle (annihilation au repos)

Ajustement à quatre contraintes

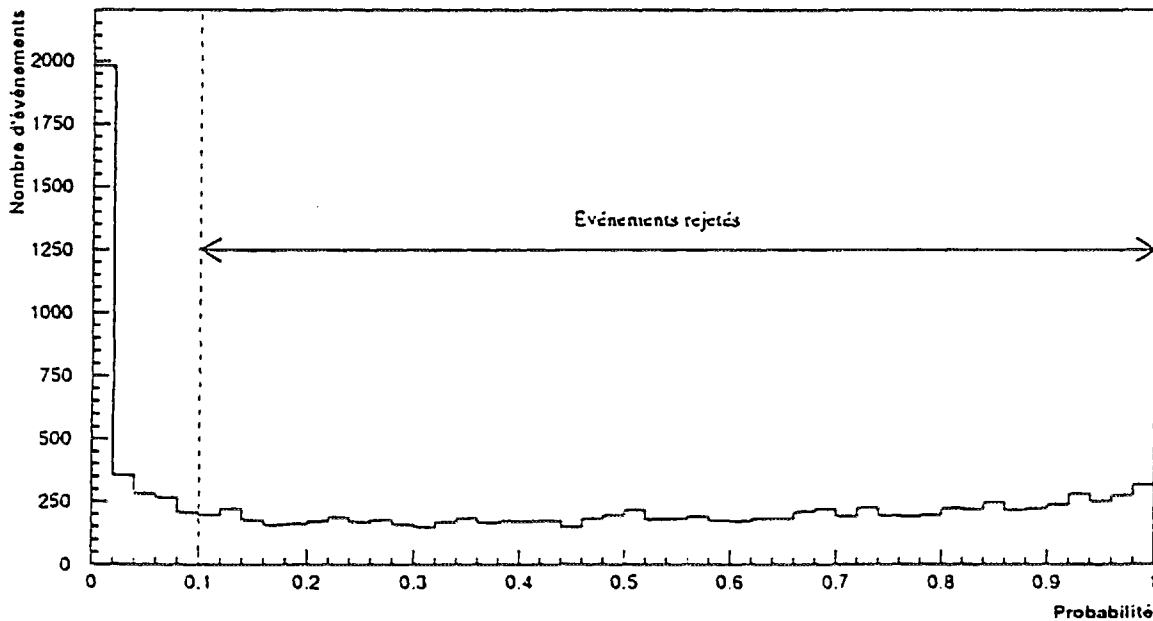


Figure 4.4: Distribution de probabilité de l'ajustement à quatre contraintes

Tous les événements qui vérifient cet ajustement avec une probabilité supérieure à 10% sont considérés comme des événements $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et sont rejetés (figure 4.4).

Remarque:

Dans le cadre de l'analyse des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, un ajustement contraint plus sélectif est effectué. Il reprend les quatre contraintes ci-dessus et introduit cinq nouvelles contraintes.

La première contrainte impose que la masse invariante des deux particules chargées au vertex secondaire soit égale à la masse du kaon neutre.

Les deux suivantes imposent que les traces issues d'un même vertex dans le plan transverse aient la même coordonnée longitudinale à ce vertex, ce qui n'est pas imposé dans le premier calcul des vertex.

Les deux dernières contraintes imposent que la direction de vol du kaon neutre soit alignée avec la direction définie par les deux vertex, dans le plan transverse et suivant l'axe longitudinal.

Si l'ajustement moins contraint a été utilisé pour éliminer les désintégrations $\pi^+ \pi^-$ dans l'analyse semileptonique, c'est bien sûr pour en éliminer un nombre maximal.

4.3.3 Sélection des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu^{(-)}$

La majeure partie du bruit de fond a été éliminée par des coupures cinématiques. Comme nous l'avons déjà dit, afin de minimiser les risques d'erreurs sur le signe de la charge du lepton, nous allons uniquement chercher à reconnaître les désintégrations semileptoniques $\pi^\pm e^\mp \nu^{(-)}$.

En premier lieu, une reconnaissance de l'électron est effectuée à partir des informations données par le PID [46]. Un ajustement contraint sur les événements comprenant un électron identifié conduit à diminuer la proportion de bruit de fond restant (principalement des désintégrations en $\pi^+ \pi^-$) et à améliorer la valeur des paramètres cinématiques tels que le temps de vie du kaon neutre.

Identification de l'électron

La méthode utilisée s'apparente aux analyses multi-dimensionnelles classiques : elle est basée sur la technique des réseaux de neurones artificiels. Le but est d'attribuer à chaque particule chargée secondaire une probabilité de correspondre à un pion.

L'apprentissage du réseau est réalisé à l'aide de deux lots d'événements contenant des pions (π^+ et π^-) et des électrons (e^+ et e^-).

Cinq paramètres relatifs aux informations fournies par le PID correspondent aux paramètres d'entrée du réseau. Ce choix est motivé par le comportement différent des deux particules à l'intérieur du PID : les électrons sont ultra-relativistes, $\beta_e \sim 1$ quelle que soit l'impulsion, tandis que pour les pions, β_π varie en fonction de l'impulsion : $\beta_\pi = 0,6$ pour $p=100$ MeV/c .

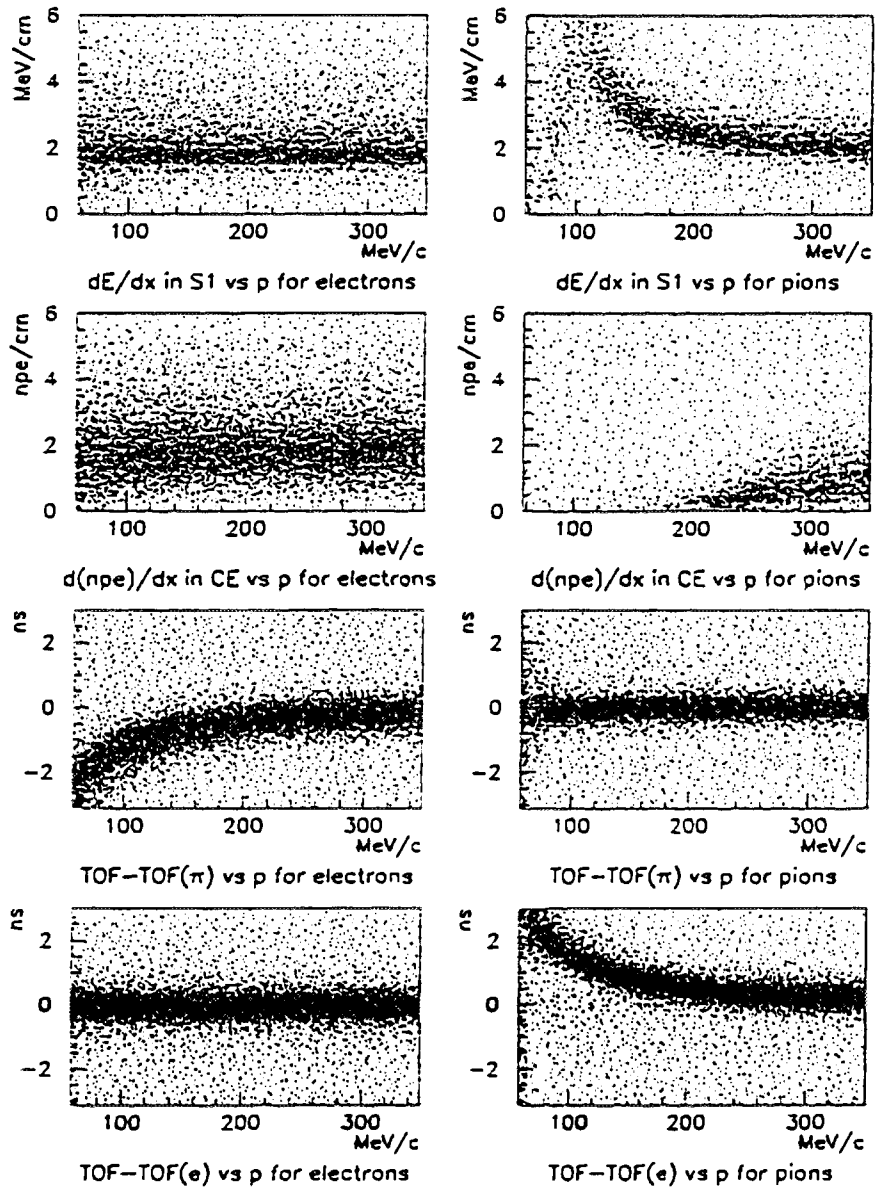


Figure 4.5: Comportement des électrons (à gauche) et des pions (à droite) dans le PID

- la perte d'énergie dE/dx dans S_1 et dans S_2 :

Dans les scintillateurs, les électrons se comportent comme des particules au minimum d'ionisation alors que les pions déposent une quantité d'énergie variable selon leur impulsion : $dE/dx \propto \frac{1}{\beta^2}$, suivant la formule de Bethe-Bloch

- le nombre de photoélectrons par cm dans C :

Dans le Cherenkov, le seuil est fixé à $\beta_c=0,79$ et il correspond à un seuil en impulsion pour les pions de 190 MeV/c , en tenant compte des pertes d'énergie dans le scintillateur S_1 et de l'angle d'entrée de la trace dans le Cherenkov

- la différence entre le TOF mesuré et celui attendu dans l'hypothèse d'un pion et dans l'hypothèse d'un électron. L'origine du temps de vol a été déterminée à partir des particules primaires.

le temps de vol mesuré par les TDC des scintillateurs S_1 est inversement proportionnel à β

La figure 4.5 reprend les différentes informations données par le PID pour l'électron et pour le pion. Elle montre que la différenciation sera très efficace pour des impulsions inférieures à 200 MeV/c , ce qui correspond à 70% du spectre des électrons mesurés dans l'expérience (figure 3.1).

L'apprentissage du réseau est réalisé à l'aide de deux lots d'échantillons d'électrons et de pions. Leur spectre en impulsion est voisin de celui des électrons et des pions issus de la désintégration semileptonique des kaons neutres produits dans CPLEAR.

- Le lot d'électrons est obtenu à partir des conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ dans le détecteur. Les photons proviennent de la désintégration des pions neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ issus de l'annihilation : $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- n\pi^0$. L'identification des particules secondaires e^+ , e^- est réalisée en imposant que :

- la masse invariante des leptons est inférieure à 70 Mev/c²,
- l'angle d'ouverture entre les deux traces secondaires est inférieur à 11°
- le vecteur - somme des deux impulsions des leptons est colinéaire à la direction donnée par les deux vertex (vertex d'annihilation et de désintégration e^+e^-).

- Pour les pions, l'échantillon d'apprentissage est composé des pions issus de la désintégration des kaons neutres à petit temps de vie : $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Ces événements ont été sélectionnés par l'ajustement à neuf contraintes et la contamination du bruit de fond semileptonique est négligeable (de l'ordre de 1 pour mille).

- Dans l'apprentissage du réseau à reconnaître un pion, il est nécessaire de tenir compte du signal des muons dans le PID.

Il est difficile d'obtenir un lot pur de muons parmi les événements enregistrés (même parmi les événements enregistrés avec un trigger T1); le comportement des muons est alors estimé à partir du lot de pions précédent avec un changement d'échelle relatif à la différence de masse entre le pion chargé et le muon.

Cette estimation est suffisante au niveau du PID où le comportement d'une particule est lié principalement à son β .

L'efficacité d'identification d'un électron varie suivant l'impulsion de la particule (figure 4.6).

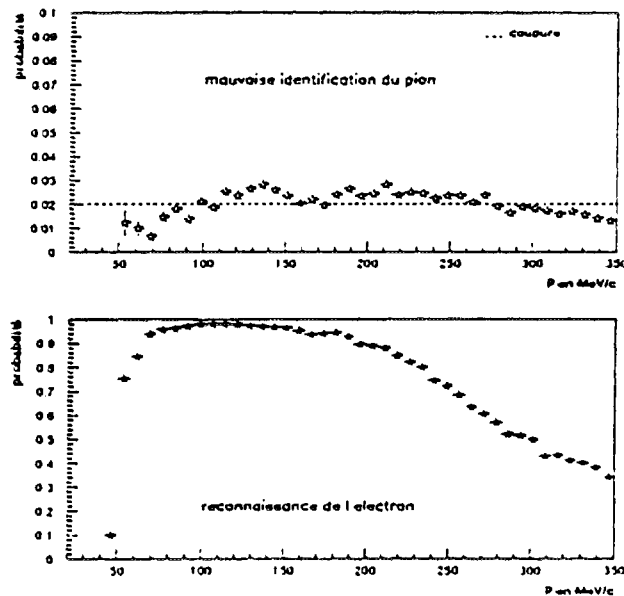


Figure 4.6: Identification de l'électron et mauvaise identification du pion par le réseau de neurones

En imposant une mauvaise identification inférieure à 2% pour les pions, on obtient une efficacité moyenne de 85 % avec une impulsion des électrons comprise entre 40 et 350 MeV/c (ce qui correspond à 90% des électrons) (figure 4.6).

Cette efficacité du réseau est vérifiée avec des événements simulés par Monte-Carlo : $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp$, $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp$. On obtient un pourcentage de mauvaise identification inférieur à 2% pour les pions et les muons, en accord avec les conditions préalables imposées au réseau. L'efficacité d'identification d'un électron est la même que pour les données expérimentales.

Pour être sélectionnés, les événements doivent comporter une seule trace secondaire dont la probabilité de correspondre à un pion est supérieure à 2%.

Ajustements contraints :

Parmi les événements semileptoniques restants, il existe encore des événements de bruit de fond $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp$ alors qu'un électron a été identifié parmi les deux traces secondaires : un pion, un muon a été reconnu comme un électron. Afin d'éliminer ces événements, on réalise un ajustement contraint dans l'hypothèse d'une désintégration $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp$, l'électron étant la particule identifiée par le réseau de neurones, avec les six contraintes suivantes :

- la masse manquante au vertex primaire des deux particule chargées est égale à la masse d'un kaon neutre ;
- la masse manquante au vertex secondaire des deux particules chargées est égale à la masse d'un neutrino ;
- les traces issues d'un même vertex dans le plan transversal admettent la même position longitudinale à ce vertex (deux contraintes) ;
- dans le plan transverse, la direction de vol du kaon neutre est parallèle à la droite joignant les deux vertex ;
- condition similaire suivant l'axe longitudinal.

Ces quatre dernières contraintes permettent d'éliminer les mauvaises combinaisons à un vertex entre une trace primaire et une trace secondaire.

Les événements qui vérifient cet ajustement avec une probabilité supérieure à 1% sont considérés comme des événements semileptoniques $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$ et sont conservés (fig.4.7).

Ajustement à six contraintes

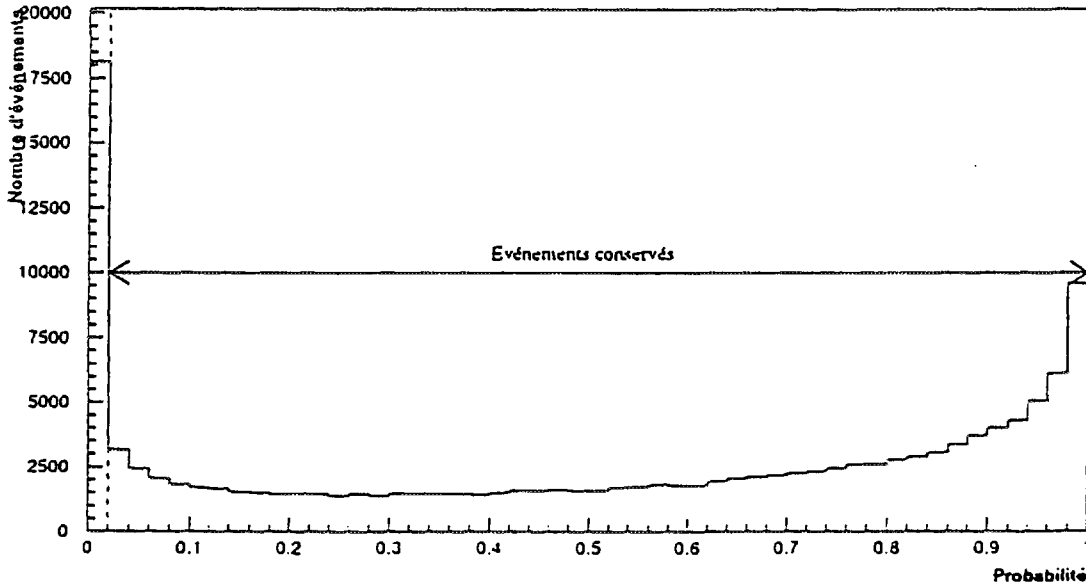


Figure 4.7: Distribution de probabilité de l'ajustement à six contraintes suivant l'hypothèse d'une désintégration semileptonique

L'ajustement contraint des paramètres de chaque trace chargée fournit une mesure plus précise des paramètres cinématiques et géométriques de l'événement :

- l'impulsion des quatre traces chargées ;
- les coordonnées spatiales des deux vertex

Statistiquement, les valeurs obtenues à la fin de ces ajustements sont plus proches de la réalité que les valeurs calculées après l'ajustement géométrique des traces réalisé par le FIT.

La détermination de l'impulsion du kaon neutre $\vec{P}_{K^0}$ ($P_{T,K^0}; P_{z,K^0}$) et de la distance d_T entre les deux vertex est meilleure et apporte une amélioration sur la résolution du temps de vie propre t_{K^0} du kaon neutre :

$$t_{K^0} = \frac{d_T}{\tau_s} \times \frac{m_{K^0}}{P_{T,K^0}}$$

comme le montre la figure 4.8 des distributions de l'erreur sur t_{K^0} avant et après ajustement.

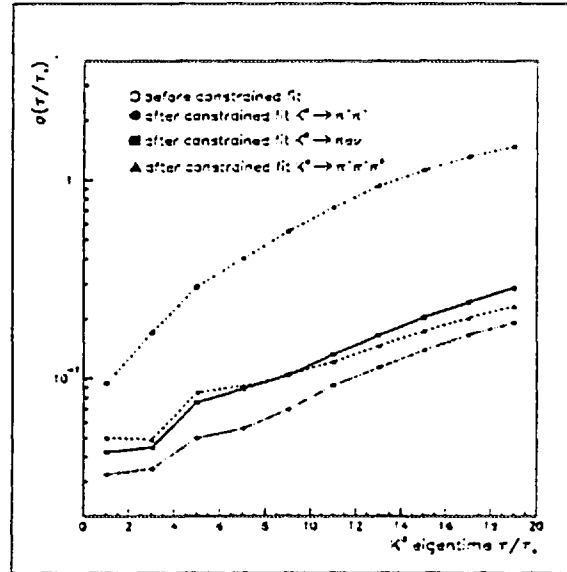


Figure 4.8: Distribution de l'erreur sur le temps de vie du kaon neutre K^0 avant et après ajustement contraint pour les différents canaux de désintégration ⁽⁻⁾

Pour les désintégrations en $\pi^+ \pi^-$, la résolution obtenue est meilleure que pour les événements semileptoniques parce que la cinématique est plus contrainte (désintégration en deux particules chargées).

4.4 Simulation des données

Une simulation des données complète l'analyse des événements enregistrés. Elle permet d'étudier l'acceptance du détecteur et d'estimer la quantité de bruit de fond encore présent à la fin de la sélection.

Les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$ sont simulées ainsi que les autres canaux de désintégration des kaons neutres : $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}^{(-)}$, $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

La simulation, basée sur le programme GEANT315 [47] développé au CERN, se décompose en deux parties :

1. la génération d'un événement
2. la simulation de la réponse de chaque partie du détecteur au passage des particules chargées et neutres de l'événement. Les effets physiques (diffusion multiple), les inefficacités de détection (fils morts dans les chambres, zones mortes dans le PID, effets des doublets..) sont pris en compte.

Les données simulées sont ensuite traitées dans les mêmes conditions que les données réelles avec les mêmes programmes et après qu'une simulation du trigger ait été effectuée.

La figure 4.9 montre les distributions en temps de vie du kaon neutre des événements qui ont satisfait à tous les critères de la sélection semileptonique. Toutes les distributions ont été normalisées au même nombre d'annihilations $\bar{p}p$.

Le signal est constitué par les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$ convenablement identifiées. On peut considérer que les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}^{(-)}$, dans lesquelles le muon a été identifié comme un électron, contribuent au signal. En effet, il s'agit de désintégrations semileptoniques dont le signe du lepton a été correctement identifié et l'étrangeté du kaon neutre déduite du signe du lepton est juste. Il faut noter que cela suppose que les biais observés sont les mêmes pour les électrons et les muons et que les probabilités d'identifier un muon comme un électron sont identiques pour les deux charges.

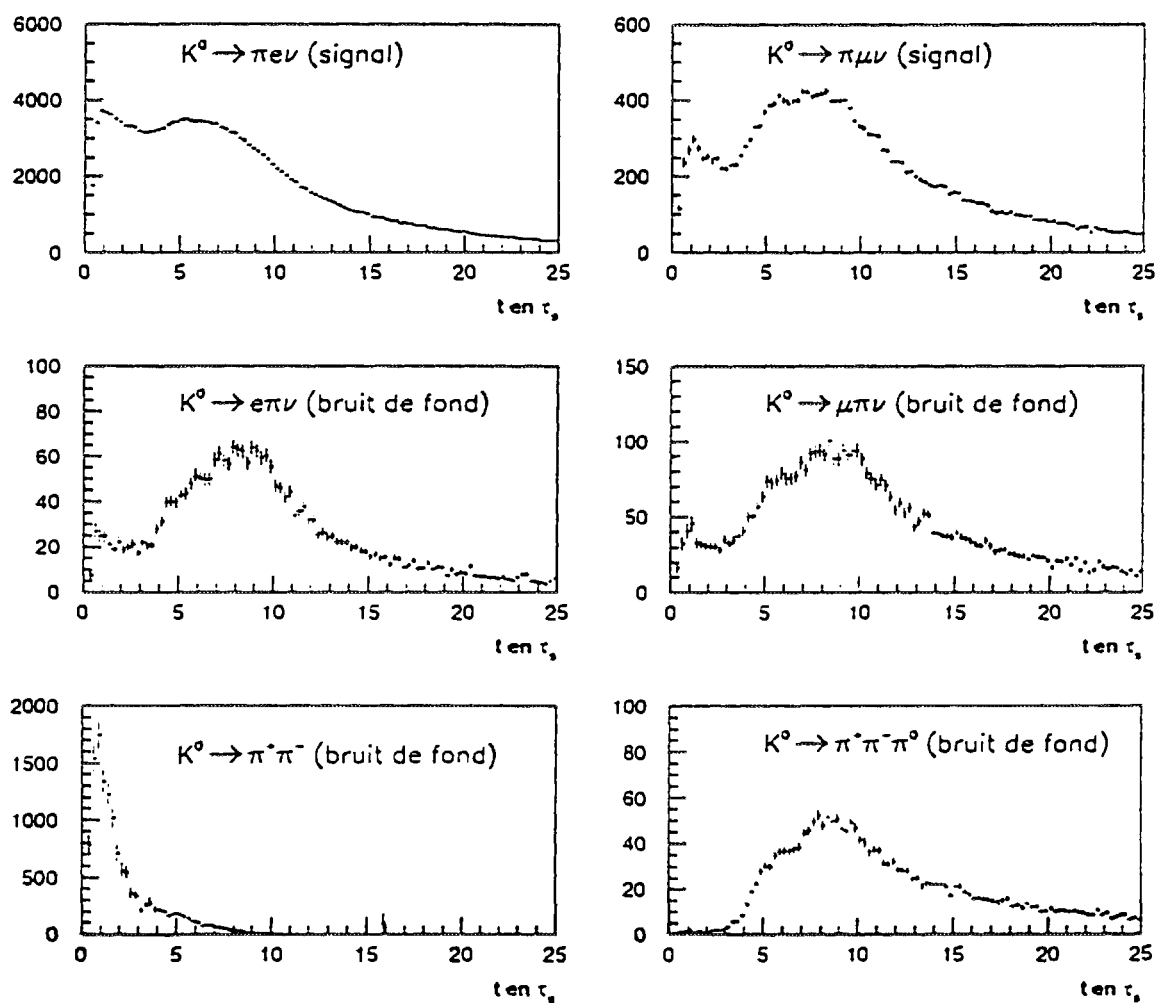


Figure 4.9: Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, pour un même nombre d'annihilations, satisfaisant aux critères de sélection semileptonique

Par contre, les événements semileptoniques pour lesquels le pion a été reconnu comme un électron et l'électron n'a pas été reconnu, contribuent au bruit de fond puisque la charge du lepton est erronée. Les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \nu^{(-)}$ et $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ contribuent évidemment aussi au bruit de fond.

La figure 4.10 montre la contribution des différents canaux considérés, relativement au signal $\pi e \nu$. Les $\pi \mu \nu$ identifiés en $\pi e \nu$ représentent un gain de 15% environ sur le signal.

Après 5τ , le bruit de fond est de l'ordre de 5%.

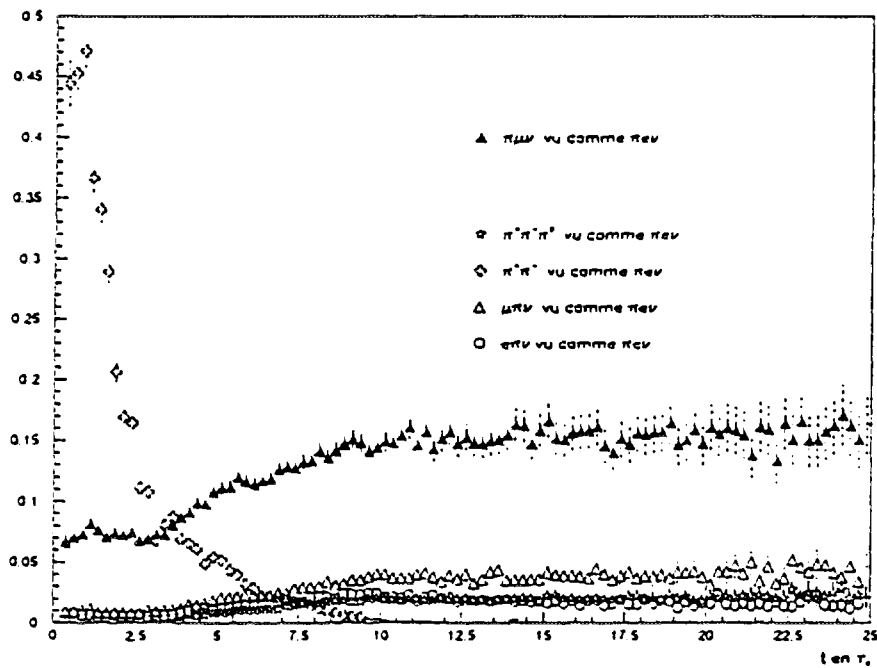


Figure 4.10: Contribution des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu^{(-)}$ et des différents bruits de fond par rapport au signal $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu^{(-)}$

4.5 Nombre d'événements

Le nombre d'événements enregistrés jusqu'à 1994 et qui ont été pris en compte pour cette thèse est de l'ordre de 2 milliards. Le nombre d'événements semileptoniques sélectionnés est de 560 000.

Chapitre 5

Analyse des événements semileptoniques

Comme il a été montré dans le paragraphe (2.1), les paramètres de violation des symétries T ($\Re(\epsilon_T)$), CPT ($\Re(\delta_{CPT})$) et de la règle $\Delta S = \Delta Q$ ($\Re(x)$, $\Im(x)$) peuvent être déduits des quatre asymétries $A_T(t)$, A_{CPT} , $A_1(t)$ et $A_2(t)$, reconstruites expérimentalement à partir de l'étude du comportement temporel des kaons neutres.

Le kaon neutre est produit par interaction forte dans l'annihilation $\bar{p}p$ et il y a création d'autant de K^0 que de $\bar{K}^0$. Expérimentalement, on associe la détection d'un kaon neutre K^0 avec celle du couple de particules primaires $K^\pm - \pi^\mp$ par des conditions imposées dans la sélection en ligne et hors ligne. Les sections efficaces d'interaction avec la matière du détecteur étant différentes pour les particules et les antiparticules (en particulier pour K^+ et K^-), on s'attend à ce que les efficacités de détection des K^0 et $\bar{K}^0$ soient différentes. Il faut donc pondérer les taux de désintégration R (définis au paragraphe 2.2.1) par l'efficacité de détection des couples $K^- - \pi^+$ et $K^+ - \pi^-$ dans les expressions des asymétries.

On note α le facteur de normalisation au vertex primaire :

$$\alpha = \frac{\epsilon(K^+\pi^-)}{\epsilon(K^-\pi^+)} \quad (5.1)$$

avec ϵ : l'efficacité de détection d'un couple $K^\pm \pi^\mp$ (associé au kaon neutre produit à $t=0$ dans l'annihilation $\bar{p}p$).

Au vertex secondaire, l'étrangeté du kaon neutre est identifiée à l'instant t de sa désintégration par le signe du lepton chargé : $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$, en supposant valide la règle $\Delta S = \Delta Q$ comme il a été expliqué au paragraphe 2.2.1. Expérimentalement, la détection du kaon neutre est assurée par la sélection d'un couple $e^\pm \cdot \pi^\mp$ de particules secondaires.

Là aussi, les efficacités de détection des couples $e^- \cdot \pi^+$ et $e^+ \cdot \pi^-$ peuvent être différentes.

On note η le facteur de normalisation au vertex secondaire :

$$\boxed{\eta = \frac{\epsilon(e^- \pi^+)}{\epsilon(e^+ \pi^-)}} \quad (5.2)$$

avec ϵ : l'efficacité de détection d'un couple $e^\pm \pi^\mp$ (issu de la désintégration à l'instant t du kaon neutre K^0).

Les asymétries expérimentales s'écrivent en fonction des nombres d'événements mesurés :

$$A_1(t) = \frac{[\alpha \cdot \eta \times N_+(t) + \bar{N}_-(t)] - [\alpha \times N_-(t) + \eta \times \bar{N}_+(t)]}{[\alpha \cdot \eta \times N_+(t) + \bar{N}_-(t)] + [\alpha \times N_-(t) + \eta \times \bar{N}_+(t)]} \quad (5.3)$$

$$A_2(t) = \frac{[\eta \times \bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t)] - \alpha \times [\eta \times N_+(t) + N_-(t)]}{[\eta \times \bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t)] + \alpha \times [\eta \times N_+(t) + N_-(t)]} \quad (5.4)$$

$$A_T(t) = \frac{\eta \times \bar{N}_+(t) - \alpha \times N_-(t)}{\eta \times \bar{N}_+(t) + \alpha \times N_-(t)} \quad (5.5)$$

$$A_{CPT}(t) = \frac{\bar{N}_-(t) - \alpha \cdot \eta \times N_+(t)}{\bar{N}_-(t) + \alpha \cdot \eta \times N_+(t)} \quad (5.6)$$

avec :

- $N_+(t)$: le nombre mesuré de kaons neutres identifiés comme K^0 aux deux vertex ; $R_{K^0 \rightarrow K^0}(t) = \alpha \cdot \eta \times N_+(t)$,

- $\bar{N}_-(t)$: le nombre mesuré de kaons neutres identifiés comme $\bar{K}^0$ aux deux vertex; $R_{\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0}(t) = \bar{N}_-(t)$,
- $N_-(t)$: le nombre mesuré de kaons neutres identifiés comme K^0 au vertex primaire et comme $\bar{K}^0$ au vertex secondaires: $R_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}(t) = \alpha \times N_-(t)$
- $\bar{N}_+(t)$: le nombre mesuré de kaons neutres identifiés comme $\bar{K}^0$ au vertex primaire et comme K^0 au vertex secondaires; $R_{\bar{K}^0 \rightarrow K^0}(t) = \eta \times \bar{N}_+(t)$,

Ces expressions mettent en évidence l'importance des deux facteurs de normalisation dans la détermination des paramètres $\Re(\epsilon_T)$, $\Re(\delta_{CPT})$, $\Re(x)$. La détermination expérimentale précise des deux facteurs de normalisation des kaons neutres est essentielle pour cette expérience. On expliquera les valeurs de α et η par des effets physiques (interaction des particules chargées avec la matière traversée) et géométriques (asymétrie de l'appareillage) qui jouent sur la détection des particules chargées.

5.1 Facteur de normalisation au vertex primaire

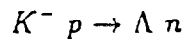
Expérimentalement, α est de l'ordre de 1,15. Cette valeur s'explique par deux types d'effets qui apparaissent au moment de la sélection en ligne et qui jouent sur la détection des deux particules chargées primaires :

1. Effets physiques : les sections efficaces d'interactions fortes avec la matière dépendent de la charge du kaon ou du pion.
2. Effets géométriques : l'efficacité de détection d'une particule dépend du signe de la courbure de la trace ; signe qui s'inverse avec la polarité du champ magnétique.

5.1.1 Description des effets

Effets physiques :

- Les K^- interagissent plus avec la matière que les K^+ (table 5.1) car ils peuvent donner des réactions avec production de baryon étrange sans analogue pour les K^+ , comme :



Dans l'expérience CPLEAR, l'influence des interactions avec la matière joue principalement au niveau du détecteur PID (scintillateurs S_1 , S_2 et Cherenkov) qui identifie les particules chargées car elles traversent au total 0,5 longueurs d'interaction; jusqu'aux tubes à streamers, elles traversent au maximum 5×10^{-2} longueurs d'interaction.

Lorsque les kaons chargés interagissent dans le Cherenkov sans donner de signal dans le scintillateur S_2 , ils sont rejetés par le trigger. Comme la section efficace des kaons K^- est plus élevée que celle des kaons K^+ , on détecte alors davantage de K^+ que de K^- .

Table 5.1: Interaction des kaons chargés avec la matière

à 500 MeV/c	
K^-	$\begin{cases} \sigma_T(K^-p) = 45\text{mb} \\ \sigma_T(K^-n) = 25\text{mb} \end{cases}$
K^+	$\begin{cases} \sigma_T(K^+p) = 12\text{mb} \\ \sigma_T(K^+n) = 10\text{mb} \end{cases}$

- Pour les pions chargés, les sections efficaces d'interaction forte sur un noyau isoscalaire (comme le carbone) sont égales par symétrie d'isospin. Cependant, les réactions d'échange de charge avec le π^- ne produisent que des particules neutres qui ne sont pas détectées par l'appareillage :

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$$

Pour le π^+ , la réaction symétrique de charge produit un proton qui est détecté :

$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$$

Afin de mettre en évidence ces effets physiques sur la détection des pions chargés, on a étudié l'efficacité de détection des pions avec des événements correspondant aux annihilations: $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. L'efficacité de détection étant définie comme le rapport du nombre de pions (π^+ ou π^-) qui donnent un signal dans le scintillateur S_1 sur le nombre total de pions (π^+ ou π^-).

Ces événements sont présents sur les bandes enregistrées avec un trigger T1, indépendamment de toute la sélection en ligne et hors ligne ; le nombre d'événements utilisés est équivalent pour les deux polarités du champ magnétique M_1 et M_2 .

Pour s'affranchir des effets géométriques qui dépendent du signe de la courbure des traces chargées, les distributions des rapports d'efficacité de détection en fonction de l'impulsion sont réalisées pour des particules qui ont le même signe de courbure. On appelle M_3 la distribution qui compare le comportement des π^+ dans le champ M_1 avec le comportement des π^- dans le champ M_2 . On appelle M_4 la distribution qui compare le comportement des π^+ dans le champ M_2 avec le comportement des π^- dans le champ M_1 .

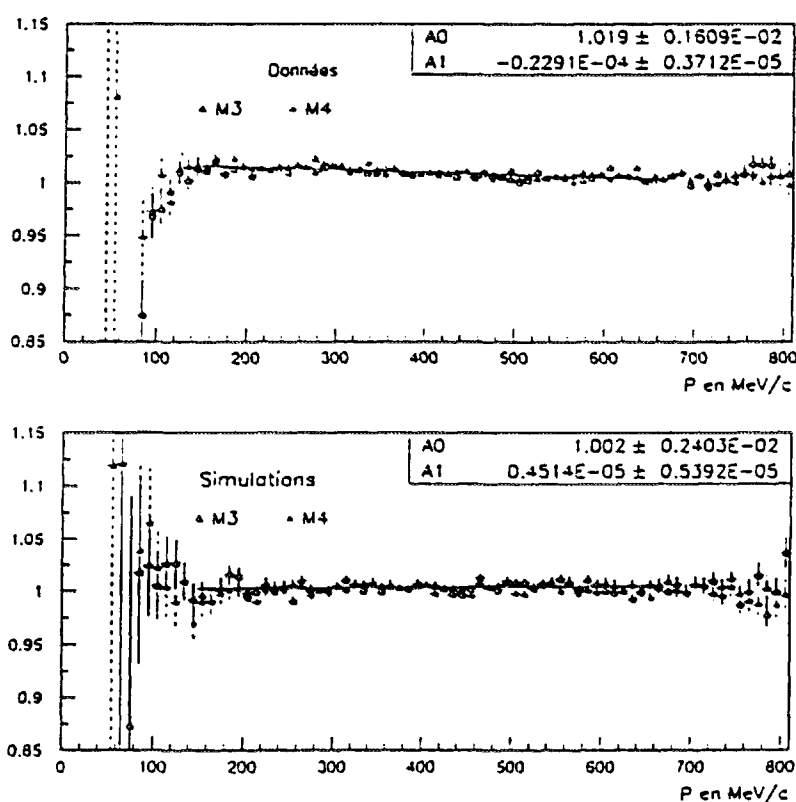


Figure 5.1: Effets physiques dans la détection des pions chargés

Pour les données, les deux distributions sont identiques (figure 5.1) et montrent

clairement un excès de π^+ détectés qui tend à disparaître pour les grandes valeurs d'impulsion.

Avec une simulation de ces annihilations pioniques, le rapport des efficacités obtenu est égal à 1 quelle que soit l'impulsion (figure 5.1). Les effets physiques sont complètement absents : le programme GEANT (on a utilisé FLUKA)[47] ne semble pas reproduire correctement les interactions fortes à basse énergie.

Effets géométriques :

Ils dépendent du signe de la courbure de la trace chargée et rendent les efficacités de détection différentes suivant la charge des particules pour un champ donné. Ces effets sont causés par la coupure en impulsion transverse et par la géométrie asymétrique des tubes à streamer dans le plan transversal.

La coupure en impulsion transverse concerne uniquement les kaons chargés. Elle est réalisée par le système de sélection en ligne à partir des numéros de fil des chambres DC1 et DC6 (voir chapitre 3).

Quand l'annihilation ne se produit pas au centre de la cible ou dans le cas d'un mauvais alignement des chambres à dérive, la correspondance (câblée) entre les numéros de fils des chambres DC6 et DC1 n'est plus réellement exacte. Le faisceau est décalé de 1mm par rapport à l'axe de l'appareillage, ce qui privilégie une courbure. L'effet s'inverse avec le champ magnétique puisqu'il ne dépend que du signe de la courbure.

La simulation Monte Carlo reproduit bien ces effets.

Chaque module de tubes à streamer se décompose en deux couches de six tubes, la seconde couche étant décalée d'un demi tube par rapport à la première.

Ce décalage crée deux zones d'inefficacité situées aux extrémités des modules et qui ne sont pas identiques : une trace peut passer entre deux modules sans être détectée.

Comme l'illustre la fig. 5.2, la trace faisant un angle β avec la normale au module A n'est pas détectée alors que celle d'angle $-\beta$ traverse le module B.

Pour les traces primaires, qui proviennent du centre du détecteur, β est directement lié à l'impulsion transverse ; pour un champ donné, son signe est celui de

la particule. Pour un même champ magnétique, la détection d'une courbure est défavorisée et il faut s'attendre à une différence dans l'efficacité de détection des particules primaires de signe opposé.

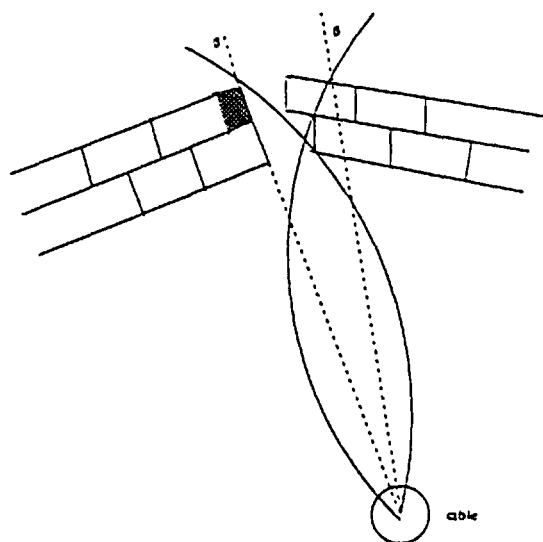


Figure 5.2: Effets des tubes à streamer

Ces effets sont mis en évidence avec le même lot d'événements que pour l'étude des interactions des pions dans la matière.

- Sans condition sur les tubes à streamer, les distributions des rapport d'efficacité de détection (π^+)/(π^-), fig.(5.3), réalisées en fonction de l'impulsion transverse sont identiques dans les deux polarités pour les deux pions chargés (on retrouve l'effet physique précédemment décrit). La détection du pion ne dépend pas du signe de la courbure de la trace.

Ces distributions se différencient lorsque l'on demande un coup dans les tubes à streamer pour chaque trace chargée, condition imposée durant l'étape Track Follower de la sélection en ligne, fig.(5.3).

- L'influence des extrémités des modules de tubes à streamer apparaît clairement sur les distributions des rapports d'efficacité de détection d'une courbure par rapport à l'autre, réalisées en fonction de la position des traces à l'entrée du module (figure 5.4). La coordonnée 0 de l'abscisse correspond à une des extrémités

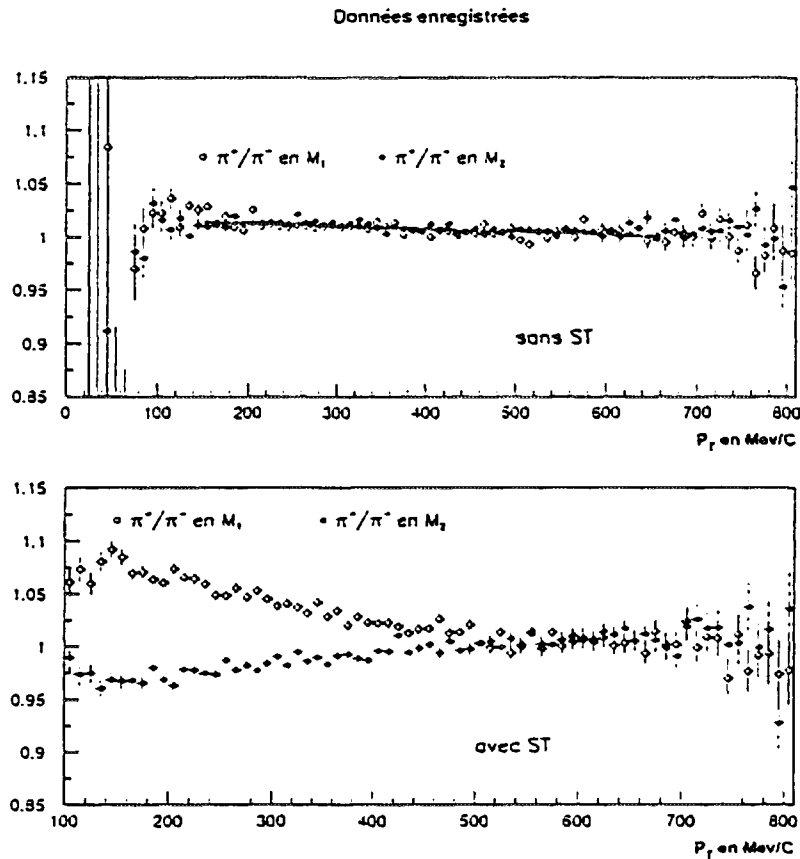


Figure 5.3: Détection des pions avec et sans condition sur les ST

du module et la coordonnée 1 à l'autre extrémité.

Au centre du module, le rapport des efficacités est égal à 1 mais près des extrémités, des variations importantes apparaissent. Pour les impulsions élevées (>500 MeV/c) les traces sont peu courbées, les effets sont faibles et se compensent. Cependant, pour les basses impulsions (par exemple 200 à 300 MeV/c), les traces sont beaucoup plus courbées et les effets ne se compensent plus; le rapport des efficacités peut atteindre 2.

Les effets en champ M_1 et M_2 sont inverses l'un de l'autre et ces effets géométriques se compensent uniquement pour des pions π^+ et π^- de même courbure donc mesurés avec des champs magnétiques inverses.

La figure 5.4 montre aussi l'effet obtenu avec des événements simulés. A basse

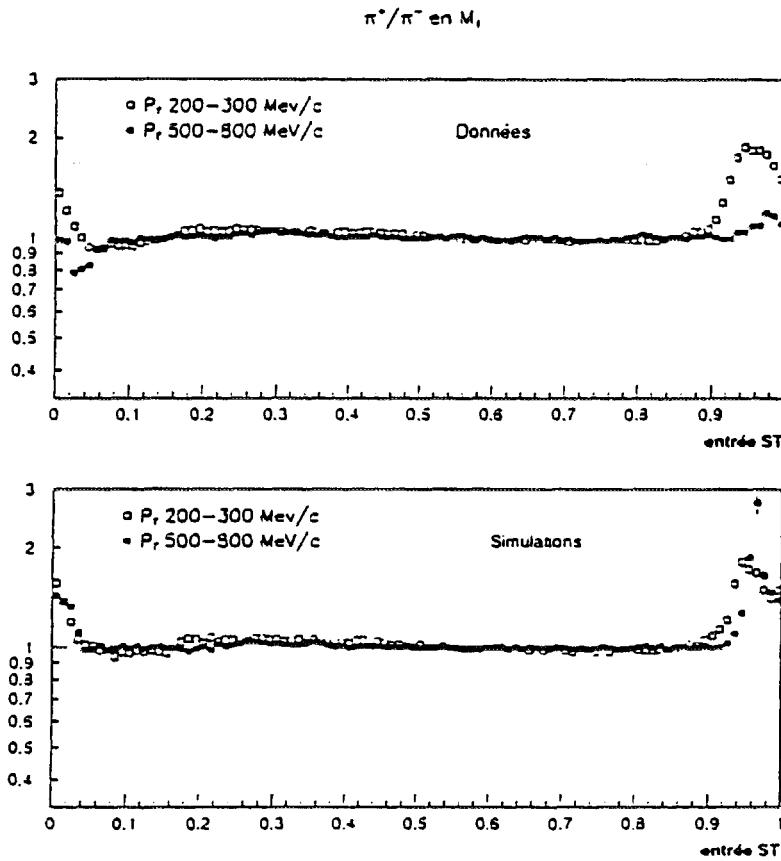


Figure 5.4: Détection des pions à l'intérieur d'un module de ST

impulsion transverse, les effets sont assez bien reproduits , ce qui n'est pas le cas à haute impulsion où ils sont exagérément importants sans raison évidente **actuellement**.

La simulation reproduit incomplètement le comportement des pions et des kaons et ne peut être utilisée pour le calcul de α .

- Les effets géométriques qui s'appliquent sur la détection des pions chargés sont aussi valables pour la détection des kaons chargés.

Mais, il n'est pas possible de chiffrer les effets : il est difficile d'obtenir un lot de kaons chargés avec une statistique équivalente à l'échantillon de pions chargés. Parmi les événements sélectionnés avec le trigger minimal T1, les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K^+K^- + \dots$ ont un rapport d'embranchement d'environ 1% face à 90% pour

les événements constitués parmi les annihilations $\bar{p}p \rightarrow n\pi^+ + n\pi^- + m\pi^0$ ($n>1$, $m\geq 0$).

5.1.2 Détermination de α

A cause des différents effets géométriques et physiques préalablement mentionnés, chaque événement doit être pondéré par une valeur de α qui est fonction de :

- l'impulsion transverse du kaon chargé $P_T(K^\pm)$ pour corriger des effets géométriques dus à la coupure en P_T ,
- l'impulsion longitudinale du kaon chargé $P_z(K^\pm)$
- l'impulsion totale du pion chargé $P(\pi^\pm)$ pour corriger des effets physiques.

Les effets géométriques dus à l'asymétrie des tubes à streamers sont compensés par sommation sur les deux polarités du champ magnétique.

$$\alpha = \alpha(P_T(K^\pm), P_z(K^\pm), P(\pi^\pm))$$

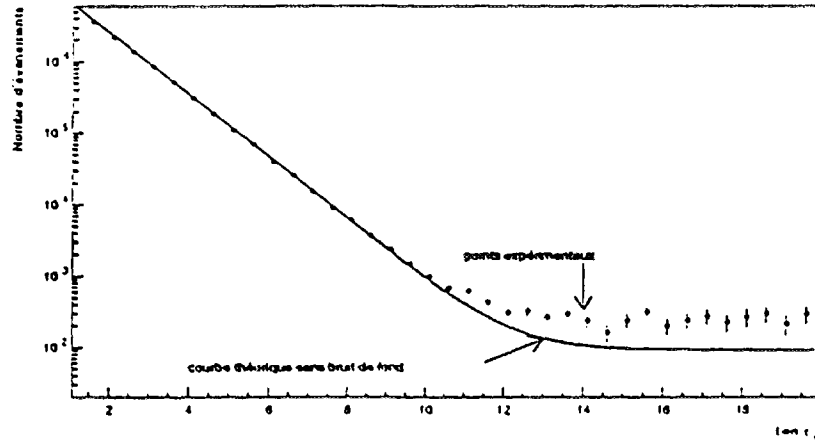


Figure 5.5: Courbe de désintégration des kaons neutres

Pour déterminer α , qui est indépendant de la désintégration du kaon neutre, la solution consiste à utiliser les événements GOLDEN dont le kaon neutre se

désintègre en deux pions chargés avec un temps de vie inférieur à $4 \tau_s$.

Jusqu'à $4 \tau_s$, ils sont présents en grand nombre sans être fortement contaminés par le bruit de fond semileptonique (fig. 5.5) et les effets de violation de CP contribuent peu, comme on peut le voir dans l'asymétrie $A_{+-}(t)$ (fig. 5.6) définie précédemment (voir 2.2.2):

$$A_{+-}(t) = \frac{N(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) - \alpha \times N(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{N(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \alpha \times N(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad (5.7)$$

Les quantités $N(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ et $N(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ indiquent le nombre d'événements GOLDEN identifiés avec une désintégration d'un K^0 en $\pi^+ \pi^-$.

Ces événements ont été sélectionnés par l'analyse 2π avec notamment un ajustement à neuf contraintes décrit précédemment (paragraphe 4.3.2) et une correction de la régénération des K_S .

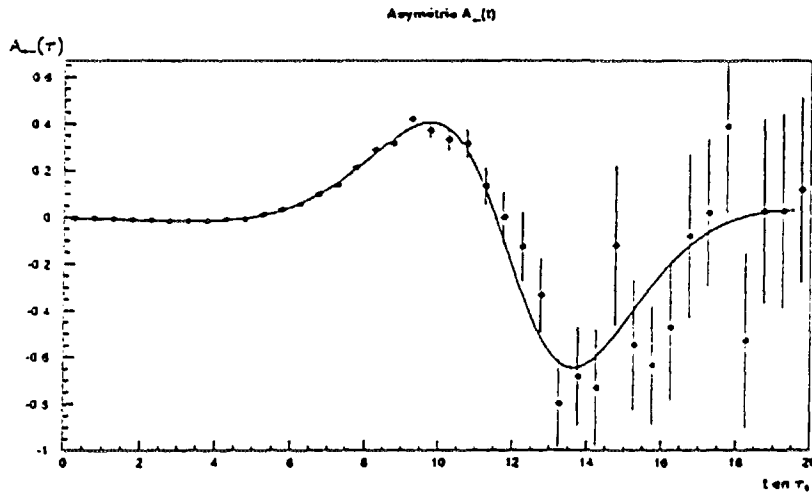


Figure 5.6: Asymétrie $A_{+-}(t)$ expérimentale

A partir de ces événements $\pi^+ \pi^-$, α est tabulé dans une table de correspondance (LUT) à trois composantes $P_T(K^\pm)$, $P_Z(K^\pm)$, $P(\pi^\pm)$ telle que :

- l'intervalle de $P_T(K^\pm)$ est découpé en 22 cellules de 300 MeV/c à 740 MeV/c ;
- l'intervalle de $P_Z(K^\pm)$ est découpé en 10 cellules de -600 à +600 MeV/c ;
- l'intervalle de $P(\pi^\pm)$ est découpé en 10 cellules de 100 à 660 MeV/c .

Les tables de correspondance sont calculées pour chaque période de prise de données (2 par an) et pour les deux champs M_1 et M_2 séparément.

La valeur moyenne de α sur toutes les périodes de prise de données est :

$$\alpha = 1,1479 \pm 0,0015$$

La figure 5.7 montre qu'après correction sur la normalisation, les rapports des distributions d'impulsion entre deux charges (K^+ , K^-) et (π^+ , π^-) deviennent égaux à 1.

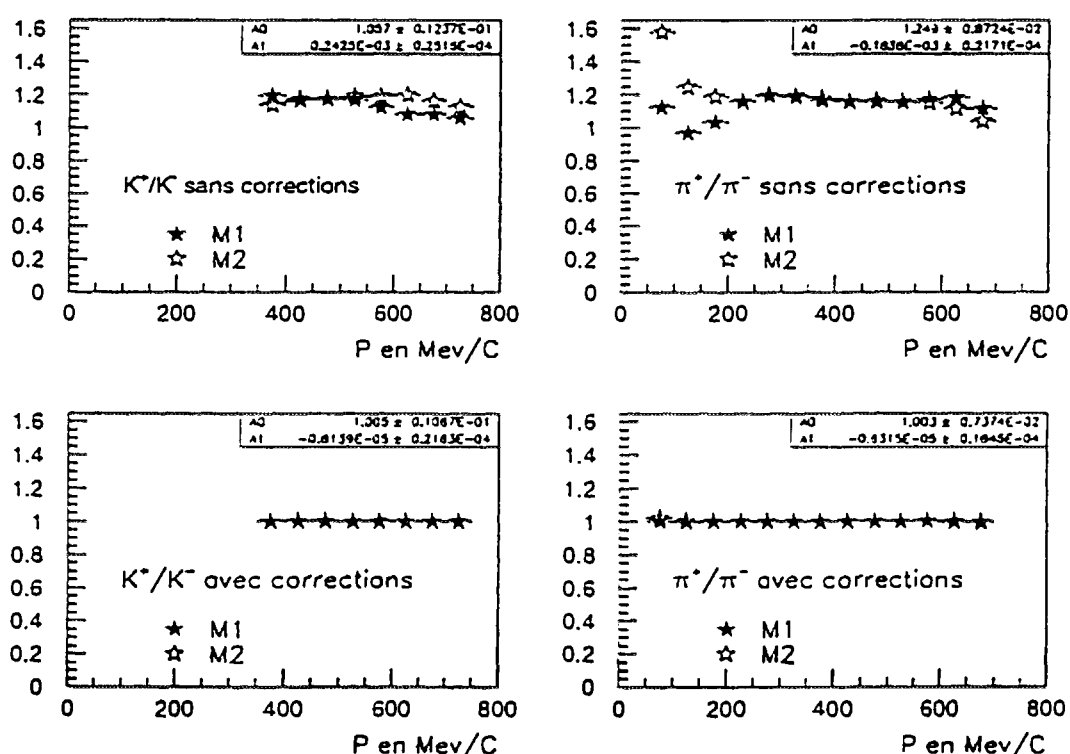


Figure 5.7: Rapport des distributions d'impulsion des kaons et des pions

Une comparaison est effectuée avec des événements simulés: le facteur de normalisation est déterminé à l'aide des désintégrations $\pi^+ \pi^-$ puis appliqué sur des événements $\pi^\pm e^\mp \nu^{(-)}$. On retrouve bien la même valeur de la normalisation que pour les événements réels.

5.1.3 Régénération

Le formalisme de régénération cohérente a été introduit en 1955 par Pais et Piccioni [48] pour expliquer l'apparition de kaons neutres K_S dans un faisceau initialement composé de kaons K_L et qui traverse la matière.

Dans l'expérience CPLEAR, la régénération change les probabilités d'observer à un instant t un K^0 ou un $\bar{K}^0$. Cet effet intervient directement dans l'estimation du facteur de normalisation α à partir des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ⁽⁻⁾.

Après diffusion sur un noyau, les états $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ se transforment respectivement en $f(\theta) |K^0\rangle$ et $\bar{f}(\theta) |\bar{K}^0\rangle$; f et $\bar{f}$ correspondent aux amplitudes de diffusion vers l'avant des mésons K^0 et $\bar{K}^0$ pour un angle de diffusion θ .

A partir d'un faisceau initialement composé de K_L (expression 2.12):

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_L)|K^0\rangle - (1 - \epsilon_L)|\bar{K}^0\rangle]$$

L'amplitude émergente après diffusion dans la matière s'écrit:

$$\Psi_L(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times [(1 + \epsilon_L)f(\theta)|K^0\rangle - (1 - \epsilon_L)\bar{f}(\theta)|\bar{K}^0\rangle]$$

Pour mettre en évidence l'apparition d'une composante $|K_S\rangle$ dans le faisceau, on reprend les expressions (2.14) des $|K^0\rangle$ et $|\bar{K}^0\rangle$ en fonction de $|K_S\rangle$ et $|K_L\rangle$, ce qui donne :

$$\Psi_L(\theta) = \frac{f(\theta) + \bar{f}(\theta)}{2} |K_L\rangle + \frac{f(\theta) - \bar{f}(\theta)}{2} |K_S\rangle \quad (5.8)$$

De même, par interaction avec la matière, il apparaît une composante K_L dans un faisceau de K_S :

$$\Psi_S(\theta) = \frac{f(\theta) + \bar{f}(\theta)}{2} |K_S\rangle + \frac{f(\theta) - \bar{f}(\theta)}{2} |K_L\rangle \quad (5.9)$$

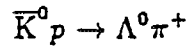
Dans les expressions (5.8) et (5.9), les termes de violation de CP qui interviennent au second ordre sont négligés; cela est d'autant plus justifié que les amplitudes de diffusion f et $\bar{f}$ ne sont pas connues à mieux que 10% en module alors que ϵ_L et ϵ_S sont de l'ordre de 0,1% en module.

Ces deux expressions montrent que si $f(\theta) \neq \bar{f}(\theta)$, il apparaît une composante K_S (K_L) parmi un faisceau composé initialement de kaons K_L (K_S).

Cette condition est réalisée dans le cas d'une diffusion vers l'avant où $\theta \simeq 0$. Le théorème optique relie l'amplitude de diffusion et la section efficace totale :

$$\Im m(f(\theta = 0)) = \frac{k}{4\pi} \sigma_T ; k = p/\hbar$$

Seule l'interaction forte intervient dans le processus. Par conservation de l'étrangeté, il existe des réactions entre un noyau N et un $\bar{K}^0$ sans analogue pour le K^0 , comme :



Les sections efficaces totales sont différentes pour les kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$:

$$\sigma_T(\bar{K}^0 N) > \sigma_T(K^0 N) \quad (5.10)$$

La relation (5.10) entre les deux sections efficaces de diffusion des kaons K^0 et $\bar{K}^0$ implique :

$$|\Im m(\bar{f}(\theta = 0))| > |\Im m(f(\theta = 0))|$$

soit, en supposant que la partie réelle se comporte de la même manière que la partie imaginaire :

$$|\bar{f}(0)| > |f(0)|$$

Il y a donc apparition d'une composante K_S (K_L) pour les diffusions vers l'avant d'un faisceau de K_L (K_S).

Il existe trois types de régénération suivant la valeur de θ , du moment transféré et de l'impulsion initiale :

- la régénération cohérente : correspond à l'addition cohérente des amplitudes de diffusion sur les noyaux. Le moment transféré est très faible et les angles de diffusion petits : $\theta \leq 10^{-7}$ pour $p=1$ GeV/c.
- la régénération diffractive : correspond à l'addition cohérente des amplitudes de diffusion uniquement entre les nucléons d'un même noyau mais pas entre les différents noyaux de la matière traversée. Les moments transférés sont faibles.

- la régénération incohérente : les moments transférés sont importants et le noyau diffuseur est brisé ou passe sur un niveau d'énergie excité. La trajectoire du kaon neutre est déviée ; dans l'expérience, les hypothèses cinématiques permettent de rejeter ces événements .

Dans le cadre de l'expérience CPLEAR , la régénération provient des 640 μm d'épaisseur des parois de la cible en KEVLAR¹ et des 1,2 cm d'épaisseur de la paroi interne en ROHACELL² des chambres à dérive.

L'évolution des kaons neutres K^0 et $\bar{K}^0$ est modifiée et il n'est plus possible d'établir une correspondance entre le kaon chargé et le kaon neutre produits dans l'annihilation. La régénération est estimée [49] et corrigée mais il reste une incertitude importante sur les amplitudes de diffusion dans la gamme d'énergie des kaons neutres de l'expérience : 13% sur le module et 9% sur la phase.

5.2 Facteur de normalisation au vertex secondaire

Les efficacités de détection des couples $\pi^+ - e^-$ et $\pi^- - e^+$ sont différentes : η n'est pas égal à 1, ce qui crée une asymétrie artificielle entre les deux couples pion-électron. A ce jour, il semble que cette différence provienne essentiellement des pions dont la détection est soumise aux mêmes biais physiques et géométriques que la détection des pions primaires.

Deux méthodes sont utilisées pour déterminer η : une méthode détaillée où tous les effets qui font varier la valeur de η sont recherchés et chiffrés et une méthode globale qui prend en compte tous les biais (connus et inconnus) de détection.

5.2.1 Première méthode

Cette méthode suppose que η est le produit de plusieurs efficacités de détection du pion secondaire $\epsilon_i(\pi)$, et de l'électron $\epsilon_i(e)$.

$$\eta = \prod_i \eta_i = \prod_i \frac{\epsilon_i(\pi^+)}{\epsilon_i(\pi^-)} \times \frac{\epsilon_i(e^-)}{\epsilon_i(e^+)}$$

1. KEVLAR= $C_{14}N_2H_{14}O_2$, marque déposée

2. C_2H_6 , densité = 0,056 g/cm³, marque déposée

Certaines étapes de la sélection font ou peuvent faire apparaître des différences dans l'efficacité de détection de deux charges :

1. durant la sélection en ligne
2. durant la reconnaissance des traces par le PATTERN et le FIT,
3. durant les ajustements contraints,
4. durant la reconnaissance de l'électron réalisée par le réseau de neurones artificiels.

Effets de la sélection en ligne

- Les études préliminaires montrent que la détection des électrons, corrigée de l'effet de champ, est équivalente pour les e^+ et les e^- . Le trigger n'introduit pas un biais dans la détection du lepton.

- Les événements dont la désintégration est située avant les PC sont traités par la sélection en ligne différemment suivant la charge du pion secondaire dans les cas d'une mauvaise identification du kaon chargé et d'un mauvais comptage des traces.

Mauvaise identification du kaon chargé : Un pion de basse impulsion simule un kaon chargé quand il ne donne pas de signal dans le Cherenkov (condition $S\overline{C}S$ au niveau EDL) et quand il satisfait la condition d'impulsion transverse (du P_T cut) pour une trace qui comporte au moins un coup dans les PC. Pour un pion chargé, la probabilité de satisfaire la condition $S\overline{C}S$ est différente suivant sa charge et il y a plus de π^+ secondaires que de π^- secondaires qui sont pris pour un kaon chargé primaire.

Ces événements où le kaon a été mal identifié par le système de sélection en ligne sont rejetés par l'analyse ; ce qui entraîne une asymétrie de détection suivant la charge du pion secondaire.

Mauvais comptage des traces : Toute trace chargée doit comporter un coup dans un module de scintillateur S_1 pour être validée par le système de sélection. La probabilité d'interagir avant le scintillateur est plus grande pour les π^- que pour les π^+ et cela conduit à éliminer plus d'événements semileptoniques avec un π^- secondaire.

Cet effet est important pour les événements dont la désintégration du kaon neutre est située avant les PC mais quasi inexistant pour les événements avec une désintégration après les PC où une des traces peut être perdue par le système de sélection. Dans la logique du trigger (étape IDL), les événements avec une désintégration après les PC peuvent être conservés avec seulement trois traces comptabilisées, alors que le trigger exige la validation de quatre traces chargées quand la désintégration du kaon neutre a lieu avant les PC.

La différence de traitement des événements avec une désintégration avant et après les chambres proportionnelles conduit à déterminer une valeur de η suivant la position du vertex de désintégration : avant et après les PC.

Effets du réseau de neurones artificiels

- On ne trouve aucune différence entre l'identification des e^- et celle des e^+ en reprenant l'échantillon utilisé pour entraîner le réseau et composé des événements avec une conversion γ ($\gamma \rightarrow e^+e^-$).

$$P(e^+ \rightarrow e^+) = P(e^- \rightarrow e^-)$$

- Par contre, la mauvaise identification d'un pion en électron est différente pour un π^+ et un π^- :

$$P(\pi^+ \rightarrow e^+) \neq P(\pi^- \rightarrow e^-)$$

Cette différence peut s'expliquer par l'utilisation dans le réseau de neurones des valeurs de perte d'énergie dans les scintillateurs S_1 et S_2 , quantités qui sont fonction des interactions fortes des pions avec la matière.

Le bruit de fond devient asymétrique de charge, ce qui déforme les courbes d'asymétrie. Dans le cas des désintégrations en deux pions :

$$P(\pi^-\pi^+ \rightarrow \pi^-e^+) \neq P(\pi^-\pi^+ \rightarrow e^-\pi^+)$$

Cet effet a été chiffré à $6\% \pm 1\%$. L'erreur est une erreur statistique.

Effets de la reconnaissance des traces et des ajustements contraints

Une analyse est en cours. Pour le moment, il n'y a aucun effet dû au PATTERN et au FIT sur la valeur de η .

Conclusion sur la méthode

Cette méthode présente l'avantage de déterminer la valeur de η en utilisant des canaux de désintégration indépendants des paramètres de violation de T et CPT. Pour le moment, le seul effet mesuré est le rapport des efficacités π^+ / π^- au niveau du scintillateur S_1 . En tenant compte de la distribution en impulsion des pions secondaires (fig. 3.1), on obtient :

$$\eta = 1,013 \pm 0,002$$

L'erreur sur η est uniquement statistique.

5.2.2 Deuxième méthode

L'asymétrie $A_3(t)$ qui compare les désintégrations semileptoniques des kaons neutres produisant un e^+ (et un π^-) et celles produisant un e^- (et un π^+) apporte une autre détermination de la valeur de η .

Cette asymétrie est définie à partir des mêmes quantités R que les asymétries A_1 , A_2 , A_T et A_{CPT} :

$$A_3(t) = \frac{[R_{K^0 \rightarrow K^0}(t) + R_{\bar{K}^0 \rightarrow K^0}(t)] - [R_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}(t) + R_{\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0}(t)]}{[R_{K^0 \rightarrow K^0}(t) + R_{\bar{K}^0 \rightarrow K^0}(t)] + [R_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}(t) + R_{\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0}(t)]}$$

En reprenant les expressions (2.17) et (2.18), $A_3(t)$ s'écrit :

$$A_3(t) = \frac{2\Re(\epsilon_S)e^{-\gamma_S t} + 2\Re(\epsilon_L)e^{-\gamma_L t} - 2[\Re(\epsilon_S + \epsilon_L)\cos(\Delta m t) + \Im(\epsilon_S - \epsilon_L)\sin(\Delta m t)]e^{-\Gamma t}}{e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t}}$$

L'asymétrie reconstruite avec les données expérimentales dépend très peu de α :

$$A_3(t) = \frac{\eta \times [\alpha.N_+(t) + \bar{N}_+(t)] - [\alpha.N_-(t) + \bar{N}_-(t)]}{\eta \times [\alpha.N_+(t) + \bar{N}_+(t)] + [\alpha.N_-(t) + \bar{N}_-(t)]}$$

A grand temps de vie ($t > 8 \tau_s$), les taux de désintégration deviennent du même ordre de grandeur (fig.(2.2) : $R_+(t) \simeq R_-(t) \simeq \bar{R}_+(t) \simeq \bar{R}_-(t)$). L'expression en α et η de $A_3(t)$ s'écrit alors :

$$A_3(t) \simeq \frac{\eta - 1}{\eta + 1} \text{ et } \Delta(A_3) \sim \frac{\Delta(\eta)}{2}$$

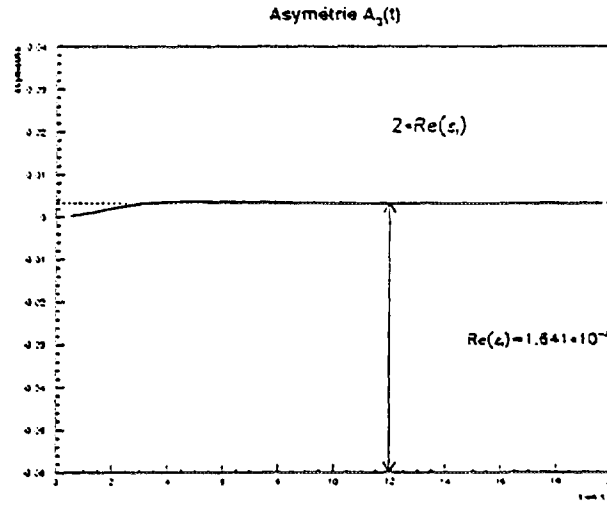


Figure 5.8: Asymétrie $A_3(t)$ théorique

A grand temps de vie, $A_3(t)$ tend vers $2\Re(\epsilon_L)$, $\Re(\epsilon_L) = 1,634 \times 10^{-3}$ [6]. Le facteur de normalisation est déduit de l'ajustement de $A_3(t)$ effectué en fixant $\Re(\epsilon_L)$ et en laissant η libre.

Pour chaque période de prise de données, on détermine quatre valeurs de η parce que :

- les effets de courbure décrits précédemment s'appliquent aux particules secondaires et imposent une détermination de η suivant la polarité du champ magnétique.
- la différence de traitement dans le trigger des événements dont la désintégration se produit avant ou après les chambres proportionnelles conduit à utiliser deux valeurs de η relatives à ces deux types d'événement .

Cette détermination présente l'avantage de fournir une valeur globale de η qui tient compte de tous les effets connus et inconnus portant sur la détection des deux particules chargées secondaires. Mais, la méthode présente deux désavantages majeurs:

1. la valeur de $\Re(\epsilon_L)$ utilisée n'a pas été déterminée par l'expérience,
2. la valeur obtenue est intégrée, ce qui fait disparaître les éventuelles variations de η avec la cinématique de la désintégration du kaon neutre.

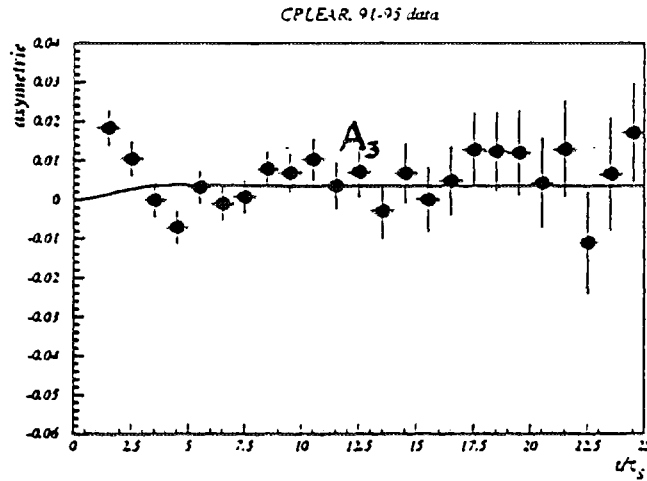


Figure 5.9: Asymétrie $A_3(t)$ expérimentale

Chaque valeur de η trouvée est corrigée des effets géométriques décrits précédemment. Les quatre valeurs corrigées de η sont reportées dans la table 5.2 ; elles sont toutes compatibles entre elles.

Table 5.2: Valeurs du facteur de normalisation des particules secondaires η

valeur de η pour des désintégrations du K^0 ⁽⁻⁾	
avant les PC	après les PC
$1,0191 \pm 0,0039 \left\{ \begin{array}{l} \eta(M_1) = 1,0186 \pm 0,0054 \\ \eta(M_2) = 1,0196 \pm 0,0055 \end{array} \right.$	$1,0165 \pm 0,0032 \left\{ \begin{array}{l} \eta(M_1) = 1,0218 \pm 0,0045 \\ \eta(M_2) = 1,0112 \pm 0,0045 \end{array} \right.$

5.2.3 Valeurs de η

La méthode détaillée ne tenant pas encore compte, à ce stade de l'analyse, de tous les effets jouant sur la détection des particules, nous considérons que la méthode globale, bien que sujette à caution, donne la valeur la plus proche de la réalité ;

En moyenne, on a :

$$\eta = 1,018 \pm 0,0032$$

On considèrera généralement que $\Delta\eta = 0,0032$

5.3 Détermination des paramètres : Δm , $\Re(x)$, $\Im m(x)$, $\Re(\epsilon_S)$, $\Re(\epsilon_T)$, $\Re(\delta_{CPT})$

L'ajustement des expressions théoriques des asymétries A_1 , A_2 , A_T et A_{CPT} sur les courbes expérimentales reconstruites à partir des événements semileptoniques permet de déterminer les valeurs des paramètres physiques Δm , $\Re(x)$, $\Im m(x)$, $\Re(\epsilon_S)$, $\Re(\epsilon_T)$ et $\Re(\delta_{CPT})$.

Pour chaque paramètre physique déterminé, seront détaillées les principales sources d'erreurs systématiques : bruit de fond (niveau et asymétrie), facteur de normalisation primaire et secondaire, résolution sur le temps de vie et précision sur la valeur de τ_s .

L'erreur systématique totale correspond à la somme quadratique des différentes erreurs systématiques.

- Les ajustements sont réalisés à l'aide du programme MINUIT[50] ; on prendra comme valeur pour les temps de vie des K_S et K_L [6] :

$\tau_S =$	$(0,8926 \pm 0,0012) \times 10^{-10} \text{ s}$
$\tau_L =$	$(5,17 \pm 0,04) \times 10^{-8} \text{ s}$

- Le signal comprend les événements avec une désintégration semileptonique :
 - $\pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$
 - $\pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}^{(-)}$: le muon a été identifié comme un électron par le réseau de neurones (dans 3% des cas).
- Le bruit de fond est constitué essentiellement des canaux de désintégration des kaons neutres K^0 où
 - un pion est pris pour un électron : $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{matrix}$ vu comme $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)} \end{matrix}$
 $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \end{matrix}$
 - le pion d'une désintégration semileptonique a été identifié comme un électron par le réseau de neurones et le lepton, muon ou électron, n'a pas été identifié comme un électron : $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \mu^\pm \pi^\mp \bar{\nu}^{(-)} \end{matrix}$ vu comme $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)} \end{matrix}$. Dans ce cas, le signe du lepton est faux.

La contribution de chaque type de bruit de fond est calculée directement à partir des événements simulés qui passent la sélection. Chaque contribution est tabulée par intervalle de $0,25 \tau$, pour être introduite directement dans les expressions des asymétries.

On notera $B^\pm(t)$ chaque contribution aux amplitudes de désintégration $R^\pm(t)$ définies au paragraphe 2.1 :

- $B^-(t)$ correspond au bruit de fond relatif au signal $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu} \end{matrix}$.
 Le pion secondaire π^- a été reconnu comme un e^- dans les désintégrations $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \end{matrix}$, $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \end{matrix}$, $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \mu^+ \pi^- \bar{\nu} \end{matrix}$.
- $B^+(t)$ correspond au bruit de fond relatif au signal $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu \end{matrix}$.
 Le pion secondaire π^+ a été reconnu comme un e^+ dans les désintégrations $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \end{matrix}$, $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^+ \end{matrix}$, $\begin{matrix} (-) \\ K^0 \rightarrow \mu^- \pi^+ \nu \end{matrix}$.

La proportion de bruit de fond par rapport au signal a été estimée à l'aide du programme de simulation. Si on relâche les coupures pour amener les événements $\pi^+ \pi^-$ (majorité du bruit de fond) au niveau du signal, l'accord entre les données

et les événements simulés après analyse est valable à 10% près. On estime que le bruit de fond est connu avec une erreur systématique de 10%.

On a montré que le réseau de neurones introduit une différence de 6% dans la mauvaise identification des pions : la probabilité d'identifier un π^+ comme un e^+ est différente de la probabilité d'identifier un π^- comme un e^- .

$$\frac{P(\pi^+\pi^-\rightarrow\pi^+e^-)}{P(\pi^-\pi^+\rightarrow\pi^-e^+)}=0.94$$

Le bruit de fond est asymétrique de charge et on maîtrise cette asymétrie à 1% près.

- Les asymétries sont construites à partir des quatres quantités $N_+(t)$, $\bar{N}_-(t)$, $N_-(t)$, $\bar{N}_+(t)$ (voir figure 5.10)

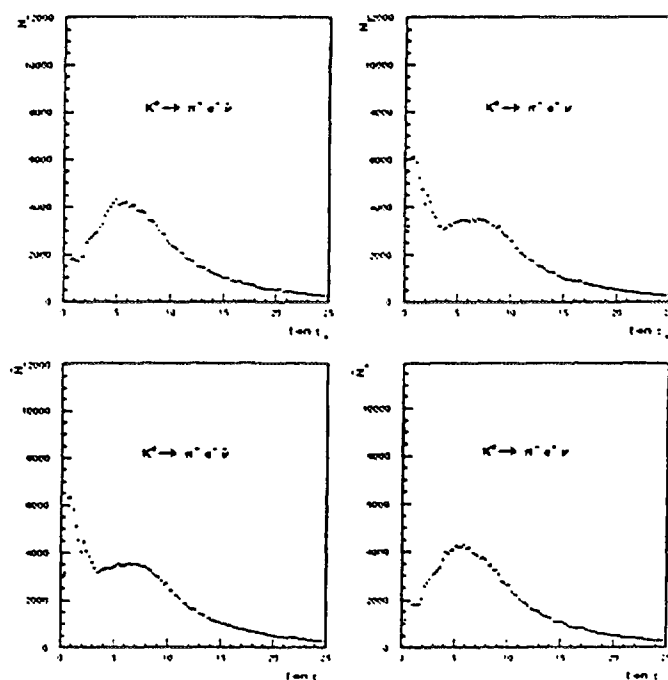


Figure 5.10: Désintégration semileptonique des kaons neutres :

5.3.1 $\Re(\epsilon_T)$

Le paramètre $\Re(\epsilon_T)$ est relatif à la violation de la symétrie T dans le système des kaons neutres ; il est déterminé à l'aide de l'asymétrie A_T qui compare les oscillations des $\bar{K}^0$ avec celles des K^0 .

$$A_T(t) = 4\Re(\epsilon_T) + \frac{4\Im m(x)e^{-\Gamma t} \sin(\Delta m t)}{e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} - 2 \cos(\Delta m t)e^{-\Gamma t}}$$

$$A_T(t) = \frac{\eta \times \bar{N}_+(t) - \alpha \times N_-(t)}{\eta \times \bar{N}_+(t) + \alpha \times N_-(t)}$$

Erreurs systématiques

Influence de la normalisation

On peut montrer que A_T dépend fortement des deux facteurs de normalisation et cela conduit à :

$$\Delta(\Re(\epsilon_T)) \simeq \frac{\Delta\eta}{8} + \frac{\Delta\alpha}{8}$$

- Le facteur de normalisation au vertex primaire est connu à 0,15%, ce qui induit une erreur systématique sur $\Re(\epsilon_T)$ de $\pm 0,2 \times 10^{-3}$
- Le facteur de normalisation au vertex secondaire est connu à 0,32% près, ce qui induit une erreur systématique sur $\Re(\epsilon_T)$ de $\pm 0,4 \times 10^{-3}$.

Influence du bruit de fond

En tenant compte du bruit de fond, l'expression de l'asymétrie devient :

$$A_T = \frac{\eta \bar{N}_+ - \alpha N_- - (\bar{B}_+ - B_-)}{\eta \bar{N}_+ + \alpha N_- - (\bar{B}_+ + B_-)}$$

- La variation de A_T avec le niveau de bruit de fond, $\bar{B}_+ + B_-$, s'écrit :

$$\Delta A_T = \frac{\Delta(\bar{B}_+ + B_-)}{\eta \bar{N}_+ + \alpha N_- - (\bar{B}_+ + B_-)} A_T \quad (5.11)$$

- Si le bruit de fond est asymétrique, la variation de A_T avec une incertitude sur cette asymétrie du bruit de fond s'écrit :

$$\Delta A_T = \frac{\Delta(\bar{B}_+ - B_-)}{\eta \bar{N}_+ + \alpha N_- - (\bar{B}_+ + B_-)} \quad (5.12)$$

Les expressions (5.11) et (5.12) montrent que l'incertitude sur le niveau de bruit de fond contribue moins à l'incertitude sur $\Re(\epsilon_T)$ que l'incertitude sur l'asymétrie du bruit de fond :

- Quand le niveau de bruit de fond est connu à 10% près : $\Delta(\Re(\epsilon_T)) \simeq 0$
- Quand l'asymétrie du bruit de fond est connue à 1% près :
 $\Delta(\Re(\epsilon_T)) \simeq \pm 0,075 \times 10^{-3}$

Table 5.3: Erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(\epsilon_T)$

source d'erreurs systématiques	précision obtenue	$\Delta(\Re(\epsilon_T))$ [10^{-3}]
asymétrie du bruit de fond	$\pm 1,0\%$	$\pm 0,075$
détermination de α	$\pm 0,15\%$	$\pm 0,2$
détermination de η	$\pm 0,32\%$	$\pm 0,4$
total		$\pm 0,45$

Résultats

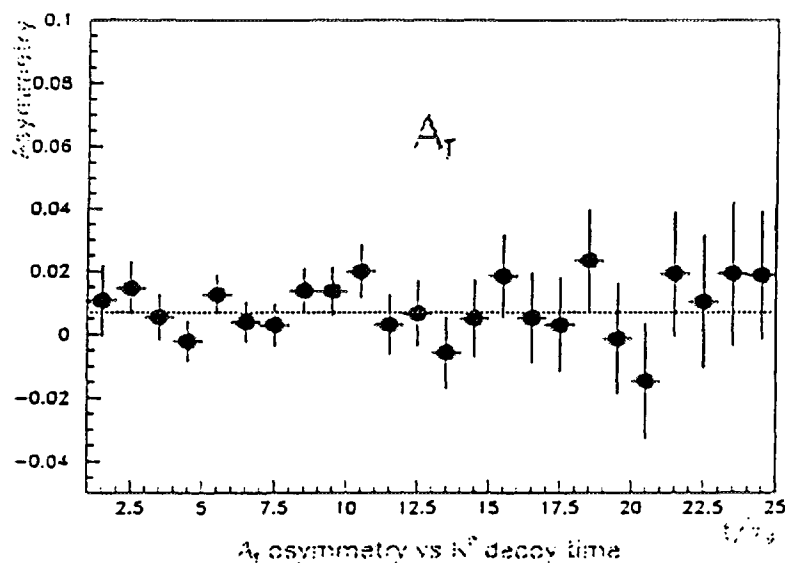


Figure 5.11: Asymétrie expérimentale A_T

On obtient par ajustement de $A_T(t)$:

$$\Re(\epsilon_T) = (1,58 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{yst}) \times 10^{-3}$$

5.3.2 $\Re(\delta_{CPT})$

La valeur asymptotique à grand temps de vie de l'asymétrie A_{CPT} , qui compare les kaons neutres qui n'ont pas changé d'étrangeté ($K^0 \rightarrow K^0$), donne la valeur de $\Re(\delta_{CPT})$.

$$A_{CPT}(t) = 4\Re(\delta_{CPT}) \times \frac{e^{-\gamma_S t} - e^{-\gamma_L t}}{e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 \cos(\Delta m t) e^{-\Gamma t}} + \frac{4\Im m(x - 2\delta_{CPT}) \sin(\Delta m t) e^{-\Gamma t}}{e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 \cos(\Delta m t) e^{-\Gamma t}}$$

$$A_{CPT}(t) = \frac{\bar{N}_-(t) - \alpha \cdot \eta \times N_+(t)}{\bar{N}_-(t) + \alpha \cdot \eta \times N_+(t)}$$

Erreurs systématiques

Influence de la normalisation

Comme la précédente asymétrie, A_{CPT} dépend fortement de la normalisation des kaons neutres et :

$$\Delta(\Re(\delta_{CPT})) = \frac{\Delta\eta}{8} + \frac{\Delta\alpha}{8}$$

Par conséquent, les erreurs systématiques sur $\Re(\delta_{CPT})$ sont les mêmes que pour $\Re(\epsilon_T)$:

- $\pm 0,2 \times 10^{-3}$ pour une précision de 0,15% sur α
- $\pm 0,4 \times 10^{-3}$ pour une précision de 0,32% sur η .

Influence du bruit de fond

La démonstration est identique à celle de $\Re(\epsilon_T)$ et les erreurs systématiques sont les mêmes :

- Quand le niveau de bruit de fond est connu à 10% près : $\Delta(\Re(\delta_{CPT})) \simeq 0$.
- Quand l'asymétrie du bruit de fond est connue à 1% près : $\Delta(\Re(\delta_{CPT})) = \pm 0,075 \times 10^{-3}$.

Table 5.4: Erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(\delta_{CPT})$

source d'erreurs systématiques	précision obtenue	$\Delta(\Re(\delta_{CPT}))$ [10^{-3}]
asymétrie du bruit de fond	$\pm 1,0\%$	$\pm 0,075$
détermination de α	$\pm 0,15\%$	$\pm 0,2$
détermination de η	$\pm 0,32\%$	$\pm 0,4$
total		$\pm 0,45$

Résultats

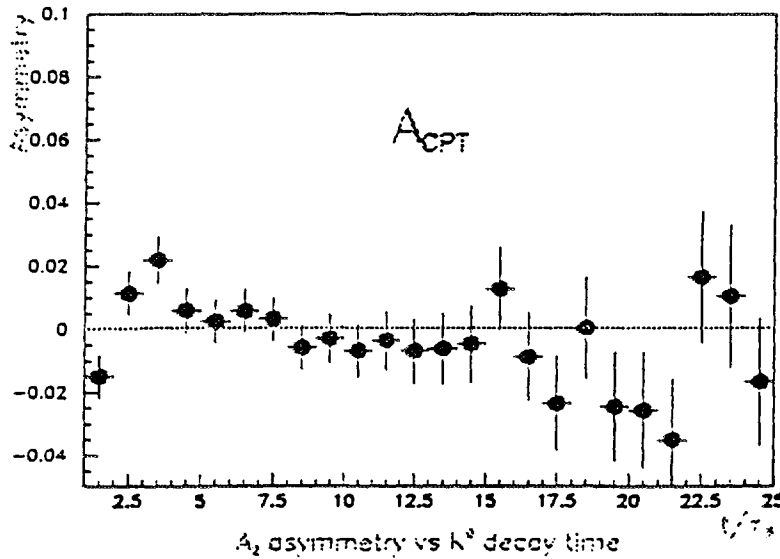


Figure 5.12: Asymétrie A_{CPT} expérimentale

On obtient par ajustement de $A_{CPT}(t)$:

$$\Re(\delta_{CPT}) = (-0,07 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{syst}) \times 10^{-3}$$

5.3.3 $\Re(\epsilon_S)$ et $\Im m(x)$

Les paramètres $\Im m(x)$ et $\Re(\epsilon_S)$ sont déterminés à l'aide de l'asymétrie $A_2(t)$.

$$A_2(t) = \frac{2\Re(\epsilon_L)e^{-\gamma_S t} + 2\Re(\epsilon_S)e^{-\gamma_L t} - 2[\Re(\epsilon_S + \epsilon_L) \cos(\Delta m t) - (2\Im m(x) - \Im m(\epsilon_S - \epsilon_L)) \sin(\Delta m t)]e^{-\Gamma t}}{e^{-\gamma_L t} + e^{-\gamma_S t}}$$

$$A_2(t) = \frac{[\eta \times \bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t)] - \alpha \times [\eta \times N_+(t) + N_-(t)]}{[\eta \times \bar{N}_+(t) + \bar{N}_-(t)] + \alpha \times [\eta \times N_+(t) + N_-(t)]} \quad (5.13)$$

- A grands temps de vie, l'asymétrie A_2 tend vers la valeur asymptotique $2 \times \Re(\epsilon_S)$.
- Un maximum dans la courbe d'asymétrie signe une valeur non nulle de $\Im m(x)$, si on suppose $\Im m(\epsilon_S - \epsilon_L) = 0$ c'est à dire CPT conservée.

Erreurs systématiques

Influence de la normalisation

Comme A_2 compare le nombre de K^0 identifiés au vertex primaire avec le nombre de $\bar{K}^0$ identifiés au vertex primaire, la détermination de $\Re(\epsilon_S)$ est très sensible à la valeur de α .

$$\Delta A_2 \simeq \frac{\Delta \alpha}{2}$$

ce qui donne pour $\Re(\epsilon_S)$: $\Delta \Re(\epsilon_S) \simeq \frac{\Delta \alpha}{4}$

La valeur de la normalisation est également importante pour $\Im m(x)$.

Une erreur systématique de 0,15% sur α se traduit par une erreur de :

$$\begin{cases} \Delta(\Re(\epsilon_S)) = \pm 0,37 \times 10^{-3} \\ \Delta(\Im m(x)) = \pm 0,3 \times 10^{-3} \end{cases}$$

L'erreur sur la valeur du facteur de normalisation au vertex secondaire intervient uniquement dans la détermination de $\Im m(x)$ car ce paramètre compare les deux états de désintégration semileptonique des kaons neutres :

$$\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu} \text{ et } \overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^- e^+ \nu$$

Par contre, la valeur de $\Re(\epsilon_S)$ est peu sensible à η car elle est obtenue par comparaison de l'étrangeté des kaons neutres à l'instant de leur production ; il y a sommation sur les deux états de désintégration semileptonique des $\overset{(-)}{K^0}$.

Une erreur de 0,32% sur la valeur de η conduit à une erreur :

$$\begin{cases} \Delta(\Re(\epsilon_S)) = \pm 0,04 \times 10^{-3} \\ \Delta(\Im(x)) = \pm 0,4 \times 10^{-3} \end{cases}$$

Influence du bruit de fond

Le bruit de fond, qui est déterminé par simulation Monte Carlo, provient des autres canaux de désintégration des kaons neutres et contribue peu dans la détermination de $\Re(\epsilon_S)$: A_2 compare l'étrangeté des kaons neutres à l'instant de leur production et non de leur désintégration . L'erreur systématique est négligeable. Par contre, la valeur de $\Im(x)$ est déterminée à petits temps de vie, là où le bruit de fond du canal $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est le plus important. La détermination de $\Im(x)$ est très sensible à la précision sur le bruit de fond.

En faisant varier la contribution du bruit de fond de 10% (précision à laquelle il est connu), cela conduit à une erreur systématique de :

$$\begin{cases} \Delta(\Re(\epsilon_S)) = \pm 0,03 \times 10^{-3} \\ \Delta(\Im(x)) = \pm 0,3 \times 10^{-3} \end{cases}$$

Table 5.5: Erreurs systématiques dans la détermination de $\Im(x)$

source d'erreurs systématiques	précision obtenue	$\Delta(\Im(x))$ [10^{-3}]
niveau du bruit de fond	$\pm 10\%$	$\pm 0,3$
détermination de α	$\pm 0,15\%$	$\pm 0,3$
détermination de η	$\pm 0,32\%$	$\pm 0,4$
total		$\pm 0,6$

Table 5.6: erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(\epsilon_S)$

source d'erreurs systématiques	précision obtenue	$\Delta(\Re(\epsilon_S))$ [10^{-3}]
niveau du bruit de fond	$\pm 10\%$	$\pm 0,03$
détermination de α	$\pm 0,15\%$	$\pm 0,37$
détermination de η	$\pm 0,32\%$	$\pm 0,04$
total		$\pm 0,37$

Résultats

On obtient par ajustement de $A_2(t)$:

$$\begin{aligned}\Re(\epsilon_S) &= (1,51 \pm 0,78_{stat} \pm 0,37_{sys}) \times 10^{-3} \\ \Im(x) &= (4,8 \pm 4,3_{stat} \pm 0,6_{sys}) \times 10^{-3}\end{aligned}$$

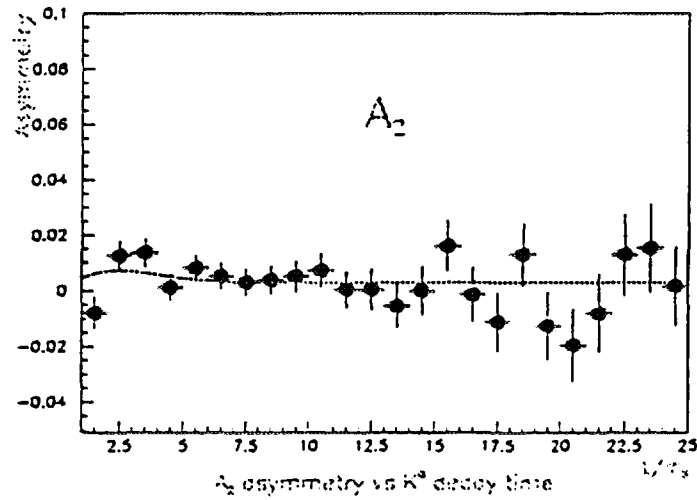


Figure 5.13: Asymétrie A_2 expérimentale

Le coefficient de corrélation entre ces deux paramètres vaut -0.39.

La courbe ajustée ne montre pas d'oscillation et $\Im m(x)$ est compatible avec zéro ; quand la valeur de $\Im m(x)$ est imposée à zéro et la valeur de $\Re(\epsilon_S)$ est laissée libre dans la procédure d'ajustement, on obtient :

$$\Re(\epsilon_S) = (1,83 \pm 0,72_{stat} \pm 0,37_{sys}) \times 10^{-3}$$

5.3.4 Δm et $\Re(x)$

On détermine la valeur des paramètres Δm [51] et $\Re(x)$ à partir de l'asymétrie A_1 . Cette asymétrie compare les kaons neutres (K^0 et $\bar{K}^0$) qui ont changé d'étrangeté et les kaons neutres (K^0 et $\bar{K}^0$) qui ont conservé leur étrangeté après un intervalle de temps Δt suivant leur production.

$$A_1(t) = \frac{2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t)}{(1 - 2\Re(x))e^{-\gamma_L t} + (1 + 2\Re(x))e^{-\gamma_S t}} \quad (5.14)$$

$$A_1(t) = \frac{[\alpha \cdot \eta \times N_+(t) + \bar{N}_-(t)] - [\alpha \times N_-(t) + \eta \times \bar{N}_+(t)]}{[\alpha \cdot \eta \times N_+(t) + \bar{N}_-(t)] + [\alpha \times N_-(t) + \eta \times \bar{N}_+(t)]} \quad (5.15)$$

- La valeur de Δm ne dépend que du numérateur de l'expression (5.15). Elle est fortement liée à la position du point d'intersection de la courbe avec l'axe des abscisses.

Δm est sensible au bruit de fond et à la résolution sur le temps de vie : une variation du temps de vie se traduit pour la courbe d'asymétrie par un déplacement de ce point d'intersection le long de l'axe des abscisses.

- La valeur de $\Re(x)$ influe sur la valeur du minimum de l'asymétrie. La détermination de $\Re(x)$ est très sensible au bruit de fond qui change aussi le minimum de l'asymétrie et donc la valeur de $\Re(x)$.

Erreurs systématiques

Influence du bruit de fond

La précision obtenue sur la connaissance du bruit de fond ($\pm 1\%$ sur l'asymétrie et $\pm 10\%$ sur le niveau) constitue la principale source d'erreur systématique. Dans toute la procédure, la contribution du bruit de fond est fixée et l'erreur

systématique sur Δm et $\Re(x)$ est donnée par la variation de la valeur centrale de ces paramètres lorsque le bruit de fond est modifié de un σ :

$$\begin{cases} \Delta(\Delta m) = \pm 0,0004 \times 10^{10} \hbar s^{-1} \\ \Delta(\Re(x)) = \pm 6,8 \times 10^{-3} \end{cases}$$

Influence de la normalisation

Les deux facteurs de normalisation α et η interviennent dans l'expression (5.15) de A_1 mais on montre que A_1 y est très peu sensible :

$$\frac{\partial A_1}{\partial \alpha} \simeq 0 ; \quad \frac{\partial A_1}{\partial \eta} \simeq 0$$

La précision obtenue sur la valeur de α et η (0,15% et 0,32%) contribue peu aux erreurs systématiques sur la valeur de Δm et $\Re(x)$.

Par exemple, un nouvel ajustement de l'asymétrie réalisé avec une valeur qui s'éloigne de 2,5% de la valeur déterminée précédemment et utilisée dans l'ajustement de l'asymétrie pour la détermination de Δm et $\Re(x)$, conduit à des changements négligeables, par rapport à l'erreur systématique due au bruit de fond :

$$\begin{cases} \Delta(\Delta m) = \pm 0,0001 \times 10^{10} \hbar s^{-1} \\ \Delta(\Re(x)) = \pm 0,2 \times 10^{-3} \end{cases}$$

Même si la valeur de $\Re(x)$ est directement reliée à la détermination du signe du lepton et donc à η , la connaissance du bruit de fond est primordiale dans la détermination de $\Re(x)$.

Influence de la résolution sur le temps de vie

Lorsque la courbe de résolution du temps de vie est convoluée avec la courbe théorique de l'asymétrie A_1 , seule la valeur de Δm , qui dépend du point d'intersection avec l'axe des temps, est modifiée de : $(0,0009 \times 10^{10} \pm 0,0001 \times 10^{10}) \hbar s^{-1}$.

Précision sur τ_s

La valeur du temps de vie τ_s , utilisée dans l'ajustement est connue à $0,0012 \times 10^{-10}$ s près, ce qui induit uniquement une erreur sur Δm de $\pm 0,0001 \times 10^{10} \hbar s^{-1}$.

Table 5.7: Erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(x)$

source d'erreurs systématiques	précision obtenue	$\Delta(\Re(x))$ [10^{-3}]
niveau de bruit de fond	10%	$\pm 6,8$
asymétrie du bruit de fond	1,0%	
correction maximale sur η	$\pm 2,5\%$	$\pm 0,2$
total		$\pm 6,9$

Table 5.8: Erreurs systématiques dans la détermination de Δm

source d'erreurs systématiques	précision obtenue	$\Delta(\Delta(m))$ [$10^{10}\hbar/s$]
niveau de bruit de fond	$\pm 10\%$	$\pm 0,0004$
asymétrie du bruit de fond	$\pm 1,0\%$	
résolution sur le temps de vie	$\pm 10\%$	$\pm 0,0001$
correction maximale sur η	$\pm 2,5\%$	$\pm 0,0001$
précision sur τ_s	$\pm 0,0012 \times 10^{-10}s$	$\pm 0,0001$
total		$\pm 0,0005$

Résultats

L'ajustement est réalisé à partir de $2\tau_s$: la corrélation entre Δm et $\Re(x)$ est la plus faible et le bruit de fond est moins important.

On obtient :

$$\Delta m = (0,5274 \pm 0,0029_{stat} \pm 0,0005_{sys}) \times 10^{10} \hbar s^{-1}$$

$$\Re(x) = (12,4 \pm 11,9_{stat} \pm 6,9_{sys}) \times 10^{-3}$$

La corrélation entre les valeurs de ces deux paramètres est faible : le coefficient de corrélation vaut 0,068.

Les erreurs systématiques sur $\Re(x)$ sont essentiellement dues à une mauvaise connaissance du bruit de fond. Pour $\Re(x)$ et Δm , les erreurs systématiques sont

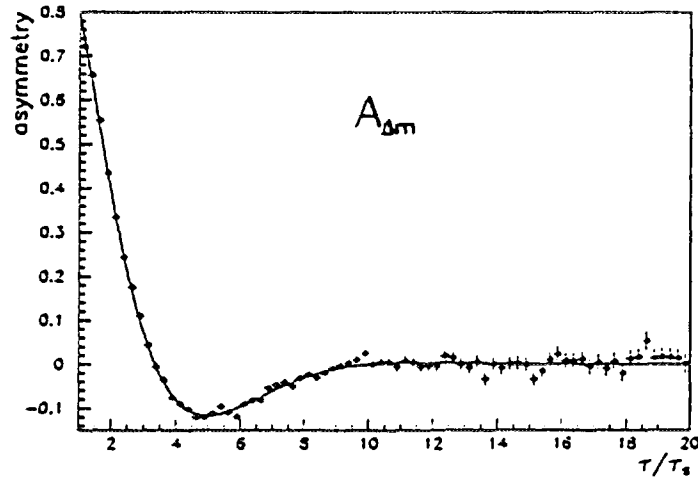


Figure 5.14: Asymétrie A_1 expérimentale

dominées par l'erreur statistique qui est importante.

5.4 Résultats

Table 5.9: Résultats des mesures

Δm	$= (0,5274 \pm 0,0029_{stat} \pm 0,0005_{sys}) \times 10^{10} \hbar s^{-1}$
$\Re(x)$	$= (12,4 \pm 11,9_{stat} \pm 6,9_{sys}) \times 10^{-3}$
$\Im m(x)$	$= (4,8 \pm 4,3_{stat} \pm 0,6_{sys}) \times 10^{-3}$
$\Re(\epsilon_S)$	$= (1,51 \pm 0,78_{stat} \pm 0,37_{sys}) \times 10^{-3}$
$\Re(\epsilon_T)$	$= (1,58 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{sys}) \times 10^{-3}$
$\Re(\delta_{CPT})$	$= (-0,07 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{sys}) \times 10^{-3}$

Les valeurs finales des paramètres sont présentées dans la table 5.9, une discussion de ces résultats est donnée dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Discussion des résultats

Ce chapitre a pour but de discuter et confronter les résultats expérimentaux de CPLEAR avec les précédentes mesures ([6]).

6.1 Autres analyses

- Canal $\pi^+ \pi^-$

Comme il a été vu, ce canal de désintégration permet la mesure de la violation de CP dans le système des kaons neutres.

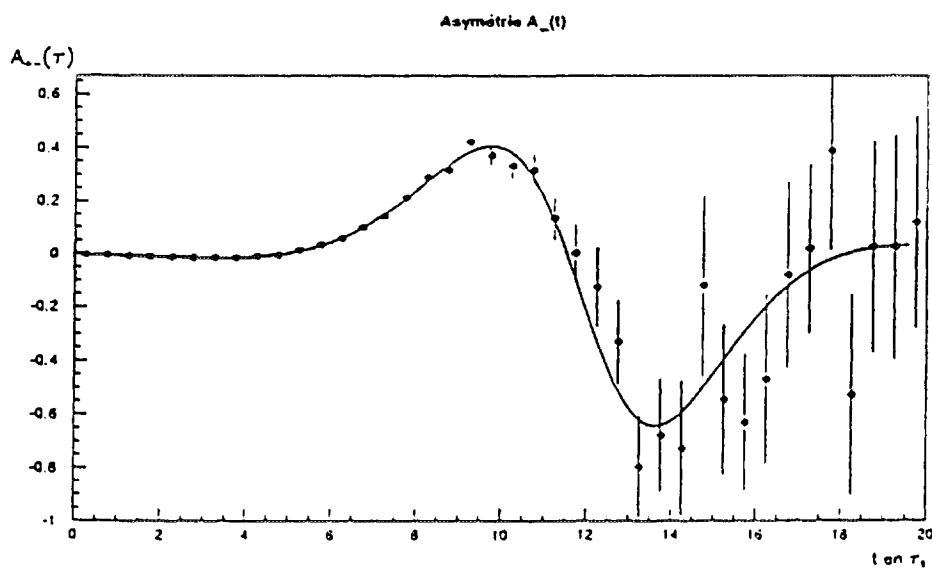


Figure 6.1: Asymétrie $A_{+-}(t)$ expérimentale

Table 6.1: Valeurs des paramètres déterminés par CPLEAR , donnés dans le PDG et erreurs finales attendues pour CPLEAR

paramètre	CPLEAR	PDG	erreur attendu
$\Delta m [10^{10} \hbar s^{-1}]$	$0,5274 \pm 0,0029_{stat} \pm 0,0005_{syst}$	$0,5333 \pm 0,0027$	$\pm 0,0024$
$\Re(x) [10^{-3}]$ $\Im(x) [10^{-3}]$	$12,4 \pm 11,9_{stat} \pm 6,9_{syst}$ $4,8 \pm 4,3_{stat} \pm 0,6_{syst}$	$+6 \pm 18$ -3 ± 26	± 9 $\pm 2,5$
$\Re(\epsilon_S) [10^{-3}]$	$1,51 \pm 0,78_{stat} \pm 0,37_{syst}$	— — —	$\pm 0,50$
$\Re(\epsilon_T) [10^{-3}]$	$1,58 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{syst}$	— — —	$\pm 0,38$
$\Re(\delta_{CPT}) [10^{-3}]$	$-0,07 \pm 0,53_{stat} \pm 0,45_{syst}$	— — —	$\pm 0,38$
$ \eta_{+-} [10^{-3}]$	$2,312 \pm 0,043_{stat} \pm 0,030_{syst} \pm 0,011_{\tau_s}$	$2,269 \pm 0,023$	$\pm 0,026$
ϕ_{+-}	$42,7^\circ \pm 0,9^\circ_{stat} \pm 0,6^\circ_{syst} \pm 0,9^\circ_{\Delta m}$	$44,3^\circ \pm 0,8^\circ$	$\pm 0,55^\circ$
$\Re(\eta_{+-0}) [10^{-3}]$	$-6 \pm 13_{stat} \pm 1_{syst}$	— — —	± 8
$\Im(\eta_{+-0}) [10^{-3}]$	$-2 \pm 18_{stat} \pm 3_{syst}$	— — —	± 10

L'expérience CPLEAR a mesuré :

$$|\eta_{+-}| = (2,312 \pm 0,043_{stat} \pm 0,030_{sys} \pm 0,011_{\tau_s}) \times 10^{-3}$$

$$\phi_{+-} = 42,7^\circ \pm 0,9^\circ_{stat} \pm 0,6^\circ_{sys} \pm 0,9^\circ_{\Delta m}$$

La valeur de Δm utilisée dans l'expression de $A_{+-}(t)$ est celle déterminée par CPLEAR dans l'analyse semileptonique.

La mesure de la phase ϕ_{+-} présente l'avantage d'être déterminée sans corrélation avec Δm . En comparaison avec les valeurs du PDG (table 6.1), la valeur de ϕ_{+-} est proche de la précision mondiale.

• canal $\pi^+ \pi^- \pi^0$

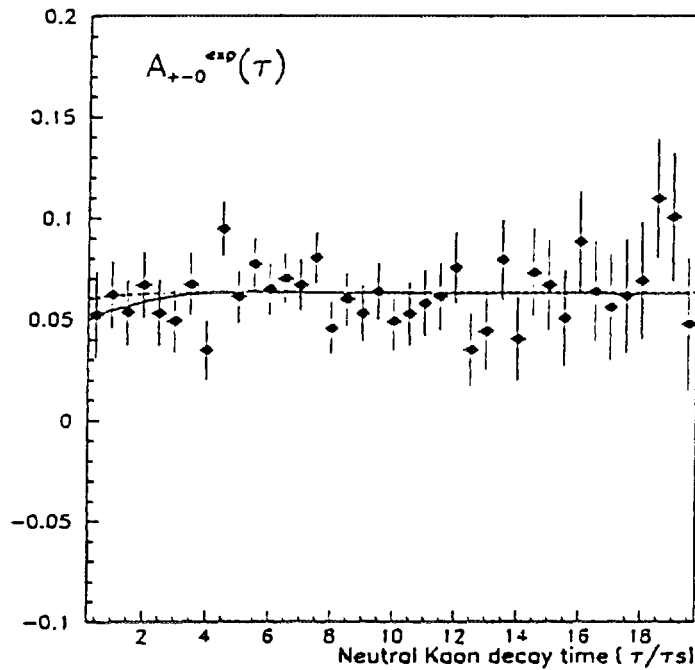


Figure 6.2: Asymétrie $A_{+-0}(t)$ expérimentale

$$\Re(\eta_{+-0}) = (-6 \pm 13_{stat} \pm 1_{sys}) \times 10^{-3}$$

$$\Im(\eta_{+-0}) = (-2 \pm 18_{stat} \pm 3_{sys}) \times 10^{-3}$$

Il s'agit de la meilleure mesure à ce jour. Cette mesure est compatible avec le résultat de E621 [52] [53] :

$$\Re(\eta_{+-0}) = (19 \pm 27) \times 10^{-3}$$

$$\Im(\eta_{+-0}) = (19 \pm 61) \times 10^{-3}$$

On obtient donc comme valeur limite de $|\eta_{+-0}|$ avec 90% de niveau de confiance :

$$|\eta_{+-0}| < 0,037$$

6.2 Analyse semileptonique

• Violation de la symétrie T

Il s'agit de la première mise en évidence directe d'une violation de T dans le système des kaons neutres indépendamment d'une hypothèse sur la conservation de CPT. Cette mesure est compatible avec une violation de T à 98% de niveau de confiance.

$$\Re(\epsilon_T) = (1,58 \pm 0,70) \times 10^{-3}$$

La valeur de $\Re(\epsilon_T)$ est compatible avec celle de $\Re(\epsilon_L)$, conformément à l'égalité $\epsilon_T = \epsilon_L$ escomptée dans le cas d'une conservation de CPT.

Les erreurs systématiques sont dominées par l'incertitude sur le facteur de normalisation des particules secondaires.

Conservation de la symétrie CPT

La conservation de CPT est confirmée directement par la mesure du paramètre $\Re(\delta_{CPT})$ et indirectement par la mesure de $\Re(\epsilon_S)$.

Mesure de $\Re(\delta_{CPT})$: L'expérience CPLEAR apporte la première mesure directe de la conservation de CPT dans le système des kaons neutres, en obtenant une valeur de $\Re(\delta_{CPT})$ compatible avec zéro. Cette mesure a été réalisée sans hypothèse sur la violation de T (sans condition sur ϵ_T).

$$\Re(\delta_{CPT}) = (-0,07 \pm 0,70) \times 10^{-3}$$

Les erreurs statistiques sont du même ordre de grandeur que les erreurs systématiques. Avec toute la statistique, l'erreur statistique sera améliorée : $\pm 0,38 \times 10^{-3}$

Mesure de $\Re(\epsilon_S)$: Il s'agit de la première mesure directe de $\Re(\epsilon_S)$ établie sans hypothèse sur la conservation de CPT qui impose $\epsilon_L = \epsilon_S$.

La valeur obtenue est compatible avec la violation de CP et avec la conservation de CPT :

$$\begin{aligned}\Re(\epsilon_S) &= (1,51 \pm 0,86) \times 10^{-3} \\ \Re(\epsilon_L) &= (1,635 \pm 0,100) \times 10^{-3} [6]\end{aligned}$$

Les erreurs sont dominées par l'erreur statistique et même avec la totalité des données enregistrées jusqu'à 1995, l'erreur statistique finale attendue ($\pm 0,50 \times 10^{-3}$) sera dominante.

L'erreur systématique est essentiellement due à une mauvaise connaissance du facteur de normalisation au vertex primaire. L'augmentation de la statistique des événements $\pi^+ \pi^-$ permettra d'améliorer la précision sur α et donc de diminuer l'erreur systématique sur $\Re(\epsilon_S)$.

Conservation de la règle $\Delta S = \Delta Q$

Les valeurs de $\Re(x)$ et $\Im(x)$ sont actuellement les plus précises par rapport aux dernières expériences ([54], [55], [56], [57], [58], [59]) et compatibles avec une conservation de la règle $\Delta S = \Delta Q$.

$$\begin{aligned}\Re(x) &= (0,0124 \pm 0,0140) \\ \Im(x) &= (0,0048 \pm 0,0043)\end{aligned}$$

Les erreurs sont dominées par la statistique pour les deux paramètres et même avec la totalité des événements enregistrés de 1991 à 1995, l'erreur statistique demeurera importante (voir table 6.1). On attend :

$$\begin{aligned}\Delta(\Re(x)) &= \pm 0,009 \\ \Delta(\Im(x)) &= \pm 0,0025\end{aligned}$$

L'erreur est largement moins importante sur $\Im(x)$ que sur $\Re(x)$. Ceci est dû au mode de détermination différent de $\Re(x)$ et $\Im(x)$ à partir des asymétries $A_1(t)$ et $A_2(t)$:

- Dans l'expression de $A_1(t)$, le paramètre $\Im(x)$ est directement proportionnel au terme d'oscillation du numérateur :

$$\Im(x) \times \sin(\Delta m) \times e^{-\Gamma t}$$

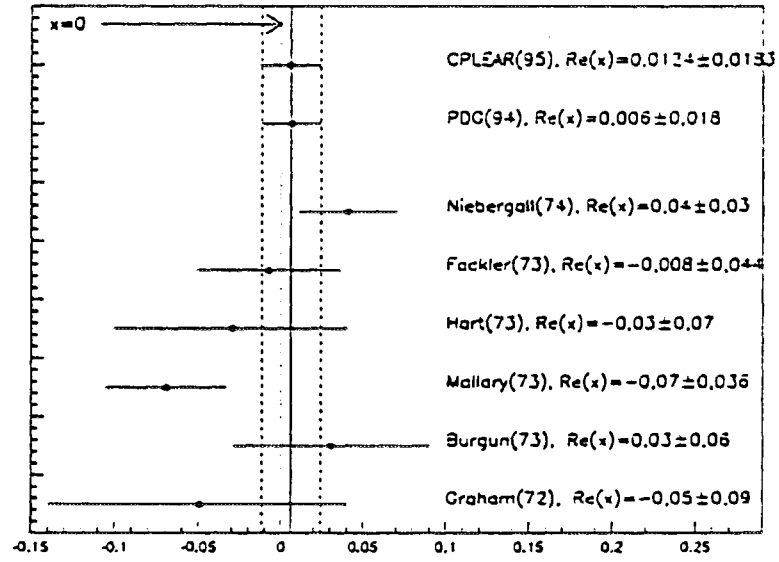


Figure 6.3: Tableau comparatif des mesures de $\text{Re}(x)$

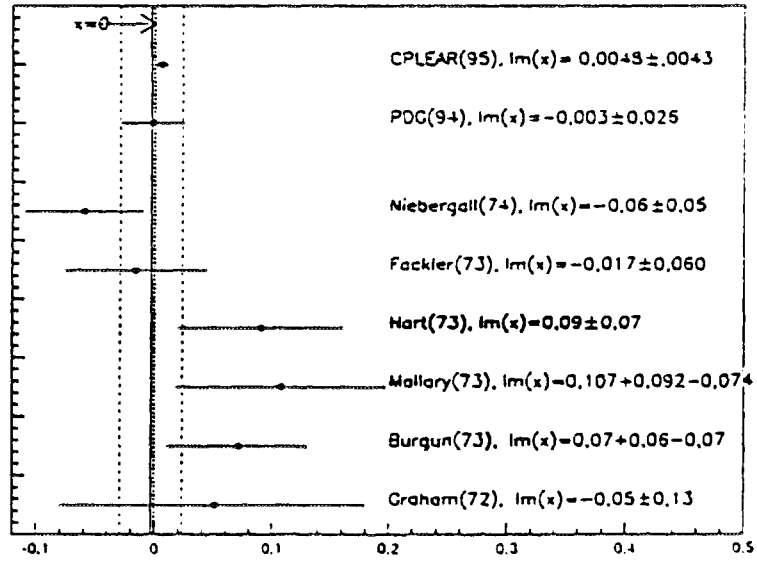


Figure 6.4: Tableau comparatif des mesures de $\text{Im}(x)$

- Dans l'expression de $A_2(t)$, le paramètre $\Re(x)$ n'est présent qu'au dénominateur :

$$(1 - 2\Re(x))e^{-\gamma_L t} + (1 + 2\Re(x))e^{-\gamma_S t}$$

il est déterminé en comparaison de 1 alors que sa valeur est 1000 fois plus faible.

L'asymétrie A_1 est beaucoup plus sensible aux variations de $\Im m(x)$ que l'asymétrie A_2 à celles de $\Re(x)$.

Les dernières mesures datent de plus de vingt ans quand la conservation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ était considérée comme une règle phénoménologique. Depuis, dans le modèle standard, $\Delta S = \Delta Q$ provient simplement du couplage élémentaire des quarks (up) et (down); on a calculé que les transitions du type $\Delta S = -\Delta Q$ seraient de l'ordre de 10^{-8} par rapport aux transitions $\Delta S = \Delta Q$ ([60], [61]).

Néanmoins, le test de cette loi garde tout son intérêt car une valeur non nulle de x simulerait une violation de CPT.

Mesure de la différence de masse des kaons neutres K_L et K_S

On voit sur la figure (6.5) que la valeur de Δm , obtenue indépendamment de ϕ_{+-} , est la plus précise à ce jour.

$$\Delta m[\text{CPLEAR}] = (0,5274 \pm 0,0029) \times 10^{10} \hbar s^{-1}$$

A partir des différents résultats [62] et en tenant compte du facteur de corrélation pour chaque mesure entre ϕ_{+-} et Δm , on obtient comme valeur mondiale :

$$\langle \Delta m \rangle = (0,5307 \pm 0,0013) \times 10^{10} \hbar s^{-1}$$

La précision sur ϕ_{SW} est améliorée :

$$\phi_{SW} = \arctan\left(\frac{2\Delta m}{\Delta \gamma}\right) = 43,49^\circ \pm 0,08^\circ$$

Nous allons voir que le test de CPT par comparaison de ϕ_{SW} et ϕ_{+-} est amélioré.

6.3 Mesure de la conservation de CPT, évaluation de la différence de masse des K^0 et $\bar{K}^0$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, paragraphe 2.2.1, la mesure de la différence des phases ϕ_{+-} et ϕ_{SW} permet de mesurer une éventuelle violation de

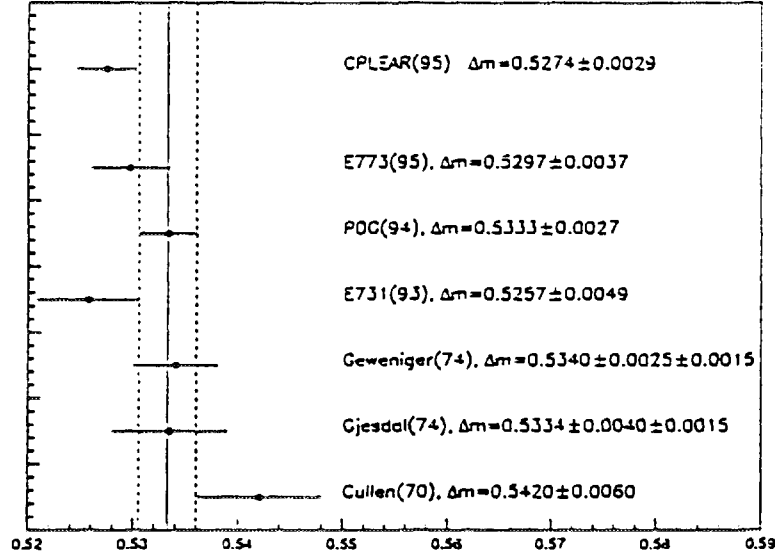


Figure 6.5: Tableau comparatif des mesures de Δm réalisées dans les expériences [63], [64], [65], [66], [67]

CPT dans la matrice de masse. A partir de l'expression de δ_{CPT} (exp.2.23) et de $\eta_{+-} = \epsilon_T - \delta_{CPT} + i(\phi_0 + \frac{\phi_T}{2}) + \epsilon'$, en égalant les parties imaginaires, on obtient :

$$\frac{|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|}{m_{K^0}} = \sqrt{2} \frac{2\Delta m}{m_{K^0}} [|\eta_{+-}| \times (\phi_{+-} - \phi_{SW}) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\phi_{SW}) \times (\phi_0 + \frac{\phi_T}{2})] \quad (6.1)$$

Tous les canaux de désintégration analysés interviennent dans cette détermination :

- la différence de masse Δm provient de l'analyse des canaux de désintégrations semileptoniques. Sa valeur est déterminée indépendamment de toute hypothèse sur la conservation de CP et de CPT. Elle permet de calculer la phase $\phi_{SW} = \arctan(\frac{2\Delta m}{\Delta \gamma})$ et elle intervient dans la détermination de $|\eta_{+-}|$ et ϕ_{+-} .
- $|\eta_{+-}|$ et ϕ_{+-} sont déterminés à partir des désintégrations $\pi^+ \pi^-$.
- enfin $\phi_0 + \frac{\phi_T}{2}$ est évaluée à partir des désintégrations $\pi^+ \pi^- \pi^0$, $\pi^+ \pi^-$ et semileptoniques :

$$\phi_0 + \frac{\phi_T}{2} \simeq \frac{\gamma_L}{\gamma_S} (4B(K_L \rightarrow \pi e \nu) \Im m(x) - B(K_L \rightarrow 3\pi)(\eta_{I=0} - \eta_{3\pi}))$$

Cela conduit à la limite suivante, avec les valeurs actuelles mesurées par CPLEAR et en tenant compte de toutes les erreurs expérimentales (prises à $1,64\sigma$ pour 90% de niveau de confiance) :

$$\frac{|m_{K^0} - m_{\overline{K^0}}|}{m_{K^0}} \leq 1 \times 10^{-18}$$

Ce résultat constitue la meilleure limite sur la différence de masse entre une particule et son antiparticule.

Cette limite est équivalente à celle provenant du PDG94 et indiquée dans le paragraphe (1.5) car le calcul du PDG ne prend en compte que le premier terme de l'expression (6.1).

6.4 Conclusion

Les résultats ne correspondent pas à la totalité des données enregistrées : ils ont été établis pour des données prises sur quatre ans (1991 à début 1994). En tenant compte de la statistique finale comprenant les données enregistrées de fin 1994 à 1995, on s'attend à multiplier la statistique par un facteur 2,5, ce qui donne les erreurs statistiques présentées dans la table (6.1). La prise de données de 1996 va permettre d'étudier la régénération qui est mal connue aux énergies de CPLEAR .

Chapitre 7

Conclusions

Dans ce mémoire, nous avons vu qu'à partir de la production symétrique de kaons neutres en états purs K^0 et $\bar{K}^0$, l'expérience CPLEAR a pu développer une méthode interférométrique entre les K_L^0 et les K_S^0 et a mesuré les paramètres suivants de la violation de T, CPT et CP : $\Re(\epsilon_T)$, $\Re(\delta_{CPT})$, $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} , $\Re(\eta_{+-0})$ et $\Im(\eta_{+-0})$.

L'originalité de la méthode réside dans l'identification de l'étrangeté du kaon neutre à l'instant de sa production et ce, à partir du signe du kaon chargé (d'étrangeté opposée) produit conjointement dans l'annihilation antiproton proton.

La reconstruction de la désintégration du kaon neutre permet de reconstruire des asymétries temporelles très sensibles aux paramètres définis ci-dessus.

Dans les désintégrations semileptoniques, l'étrangeté du kaon neutre est signée par la charge du lepton, ce qui permet de suivre l'évolution temporelle d'un état d'étrangeté. On peut ainsi observer les oscillations $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ et mesurer directement la violation de T (CPT) sans faire d'hypothèse sur CPT (T). CPLEAR est la seule expérience à haute statistique qui permet ce type de mesure.

$$\Re(\epsilon_T) = (1,58 \pm 0,70) \times 10^{-3}$$

$$\Re(\delta_{CPT}) = (-0,07 \pm 0,70) \times 10^{-3}$$

C'est la première fois qu'une violation de T est mise en évidence de façon directe. L'analyse des événements semileptoniques a aussi permis de mesurer directement et pour la première fois le paramètre de violation de CP dans les désintégrations du K_S :

$$\Re(\epsilon_S) = (1,51 \pm 0,86) \times 10^{-3}$$

Cette mesure est en accord avec la conservation de CPT : la valeur de $\Re(\epsilon_S)$ est compatible avec celle de $\Re(\epsilon_L)$.

La conservation de la symétrie CPT a été à nouveau confirmée par l'expérience CPLEAR par la nouvelle limite sur $|m_{K^0} - m_{\overline{K}^0}|$ établie à partir de l'étude des différents canaux de désintégrations . L'amélioration notable de la valeur de Δm donne une valeur plus précise de ϕ_{SW} et permet de réaliser une mesure indépendante de ϕ_{+-} .

L'expérience CPLEAR a donc fourni des résultats importants concernant les symétries CP, T et CPT. Les résultats n'ont été obtenus qu'avec une partie de la statistique. Ces résultats seront améliorés à la fin de l'analyse.

Annexe A

Caractéristiques techniques des détecteurs

Chambres proportionnelles :

• Caractéristiques de chaque chambre: PC1,PC2

- angle solide couvert : $0,965 \times 4\pi$; $0,940 \times 4\pi$
- nombre de fils : 576; 768
- nombre de pistes pour la cathode externe : 262; 325
- nombre de pistes pour la cathode interne : 246; 310
- rayon externe : 100,25 mm; 132,00 mm
- rayon du plan de pistes externes : 98,25 mm; 130,00 mm
- rayon des fils : 95,25 mm; 127,00 mm
- rayon du plan de pistes internes : 92,25 mm; 124,00 mm
- rayon interne : 90,25 mm; 122,00 mm
- angle des pistes externes : $19,474^\circ$; $27,888^\circ$
- angle des pistes internes : $-19,474^\circ$; $-27,888^\circ$

• Caractéristiques communes aux deux chambres

- tension appliquée : 2750 V
- mélange gazeux : 79,5% argon; 20,0% isobutane; 0,5% fréon
- longueur active : 700 mm
- densité surfacique : $41,3 \text{ mg/cm}^2$
- diamètre des fils : $15 \mu\text{m}$
- distance fil fil : 1,039 mm
- distance fil cathode : 3 mm
- largeur des pistes : 1,721 mm
- distance piste piste : 0,5 mm
- épaisseur de la paroi externe : $5,5 \times 10^{-4} X_0$ (2mm)
- épaisseur de la paroi interne : $5,5 \times 10^{-4} X_0$ (2mm)
- épaisseur de la paroi externe : $1,2 \times 10^{-4} X_0$
- épaisseur totale de la chambre : $1,11 \times 10^{-3} X_0$
- $\sigma = (300 \pm 6) \mu\text{m}$
- $\eta(\text{PC1 ou PC2}) = 99,5 \%$

Chambres à dérive:

• Caractéristiques de chaque chambre: DC1 à DC6

- nombre de doublets: 160; 192; 224; 256; 288; 320
- nombre de pistes pour la cathode externe: 285; 336; 385; 432; 477; 520
- nombre de pistes pour la cathode interne: 275; 324; 378; 424; 465; 510
- rayon de position des fils (mm): 25,46; 30,56; 35,65; 40,65; 45,84; 50,95
- angle des pistes externes: 10,60°, 13,06°, 16,34°, 20,06°, 23,04°, 25,40°.
- angle des pistes internes: -11,57°, -15,22°, -18,20°, -21,00°, -23,26°, -25,41°.

• Caractéristiques communes aux six chambres

- tension appliquée: 2350 à 2450 V
- mélange gazeux: 50% argon; 50% éthane
- longueur active: 2,3 m
- distance fil cathode: $5,0 \pm 0,2$ mm
- épaisseur des pistes: 50 nm
- largeur des pistes: 5 mm
- distance piste piste: 0,6 mm
- diamètre des fils: 20 μm (lecture); 100 μm (potentiel)
- distance fil fil (lecture): 500 μm
- largeur d'une cellule: 10 mm
- quantité de matière (parois): $3,5 \times 10^{-4} X_0$
- quantité de matière (fils): $6,7 \times 10^{-5} X_0$
- quantité de gaz par chambre: $3,9 \times 10^{-4} X_0$
- quantité de gaz inter chambre: $2,4 \times 10^{-4} X_0$
- **quantité de matière de la paroi externe:** $11,7 \times 10^{-3} X_0$
- **quantité de matière de la paroi interne:** $1,4 \times 10^{-3} X_0$
- **quantité de matière par chambre:** $8,0 \times 10^{-3} X_0$

• Performances des chambres

- performances des fils pour les 6 chambres:
 - $\eta(\text{fils})=96,7\%$; 98,85%; 96,05%; 96,02%; 96,3%; 95,0%
 - $\sigma_{r,\phi}=335 \mu\text{m}$; 310 μm ; 305 μm ; 320 μm ; 320 μm ; 330 μm .
- performances des pistes pour les 4 chambres DC1, DC2, DC4, DC6:
 - $\eta(\text{pistes})=82,6\%$; 85,3%; 84,0%; 91,2%
 - $\sigma_x=3,9$ mm; 3,0 mm; 2,6 mm; 4,5 mm

tubes à streamer

• Caractéristiques de chaque rangée de tubes: ST1, ST2

- rayon des plans d'anode: 58 cm, 60 cm.
- déplacement de la couche 2 par rapport à la couche 1: 0,825 cm

• Caractéristiques communes aux deux couches

- tension appliquée: 4400 V
- mélange gazeux: 50% argon, 46% isobutane, 4% méthylal
- longueur active d'un tube: 252 cm
- section d'un tube: $(1,65 \times 1,65) \text{ cm}^2$
- nombre de tubes: 192
- quantité de matière (des 2 couches): $3,9 \times 10^{-2} X_0$

• Performances

- $\eta = 97,5 \%$
- $\sigma_z = 1,5 \text{ cm}$

Détecteur d'identification de particules

• Caractéristiques des scintillateurs: SC1 et SC2

- rayon interne (cm): 61,0 ; 72,0
- rayon externe (cm): 64,0 ; 73,5
- nombre de secteurs: 32 ; 32
- longueur active (m): 3,1 ; 3,1
- résolution sur le TOF : 80 ps

• Caractéristiques du Cherenkov

- liquide radiateur : C_6F_{14}
- indice du liquide : 1,26
- densité du liquide : 1,68 g/cm³
- rayon interne (cm): 64,0
- rayon externe (cm): 72,0
- nombre de secteurs: 32
- longueur active (m): 3,1
- $\beta > 0,81$

longueur de radiation d'une couche de PID: 0,50 X_0

Calorimètre:

- nombre de couches : 18
- longueur de radiation d'une couche : $0,33 X_0$
- mélange gazeux : 45% pentane, 55% dioxyde de carbone
- section des tubes à streamers : $4,5 \times 4 \text{ mm}^2$
- tension appliquée : 3200 V
- diamètre des fils d'anode : $40 \text{ }\mu\text{m}$
- nombres de canaux pour les fils : 17112
- angle des pistes : $+30^\circ$, -30°
- nombres de canaux pour les pistes : 45936
- épaisseur de la feuille de plomb : 1,5 mm
- épaisseur des feuilles d'aluminium : 0,3 mm

Annexe B

Description des numéros de trigger

Décision EDL

- 0 : cosmiques
- 1 : $S_1 \geq 1$
- 2 : passive
- 3 : $S_1 \geq 2$ et $S\bar{C}S \geq 1$

Décision de la coupure en P_t

1. : Passive
2. : 200 MeV/c
3. : 270 MeV/c
4. : 400 MeV/c
5. : 800 MeV/c

Décision IDL

1. : Passive
2. : Passive
3. : 2,3,4 Primaires, 2 ou ≥ 4 Traces, au moins 1 kaon
4. : (2 Primaires, au moins 2 Traces) ou (3 Primaires, au moins 4 Traces)
ou (4 Primaires, au moins 4 Traces) et au moins 1 kaon
5. : 2 Primaires, au moins 4 traces , au moins 1 kaon

Décision du Track Follower

1. : Passive
2. : Passive
3. : 2 ou 3 ou 4 Primaires et 2 ou 4 Traces et au moins 1 kaon
4. : (2 Primaires, 2 ou 3 ou 4 Traces) ou (3 Primaires, 4 Traces) ou (4 Primaires, 4 Traces) et au moins 1 kaon
5. : 2 Primaires, 4 Traces et au moins un kaon

Décision du Registre

1. : Passive
2. : Passive
3. : 2 Primaires, 2 Traces et (1 kaon ou un couple K^+K^-)
4. : (2 Primaires, 4 Traces) ou (2 Primaires, 3 Traces) ou (3 Primaires, 4 Traces) et (1 kaon ou un couple K^+K^-)
5. : 2 Primaires, 4 Traces et (1 kaon ou un couple K^+K^-)
6. : 4 Primaires, 4 Traces et (1 kaon ou un couple K^+K^-)
7. : (2) ou (3) ou (5)
8. : (2) ou (4) ou (5)
9. : (3) ou (5)
10. : (4) ou (5)

Décision de la coupure cinématique

1. : Passive
2. : coupure en $p_K + p_\pi$
3. : masse manquante
4. : $p_K + p_\pi$ et masse manquante

Décision de HWP2

1. : Passive
2. : dE/dx dans S_1
3. : ToF
4. : dE/dx dans S_1 et ToF
5. : Cerenkov pulse height
6. : dE/dx dans S_1 et Cerenkov pulse height
7. : ToF et Cerenkov pulse height

8. : dE/dx dans S_1 et ToF et Cerenkov pulse height

coupure sur la masse invariante

1. : Passive
2. : tous les événements
3. : 1 masse invariante
4. : 2 masses invariantes

Décision de HWP2.5

1. : Passive
2. : nombre de gerbes $\geq n$ ($0 \leq n \leq 9$)

Bibliographie

- [1] Lobashov, V.M. et al., Phys.Lett.B25, 104, 1967
- [2] Ernest M. Henley, Ann.Rev.Nucl.Sci. 19,367-432, 1969
- [3] Lee T.D., Yang , Phys.Rev. 104, 254, 1956
- [4] Wu et al., Phys.Rev. 105, 1057, 1957
- [5] Dobrzynski L. et al., Phys.Lett. 22, 105, 1966
- [6] Review of Particles Properties,Phys.Rev.D, 50, 1994
- [7] Weitkamp,W.G. et al., Phys.Rev. 165, 1233, 1968
- [8] Von Witsch,W. et al., Phys.Rev. 169, 923, 1968
- [9] Thornton,S.T. et al., Phys.Rev.Lett. 21, 447, 1968
- [10] Bartlett,D.F. et al., Phys.Rev.Lett. 27, 881, 1971
- [11] Schrock,B. et al., Phys.Rev.Lett. 26, 1659, 1971
- [12] Von Holtey,G. et al., Nucl.Phys. B70, 379, 1974
- [13] Konrad Kleinknecht, Ann.Rev.Nucl.Sci. 26, 1-50, 1976
- [14] Golub R., Lamoreaux S., Phys.Rep. 237, 1, 1994
- [15] Christenson et al., Phys.Rev.Lett. 13, 138, 1964
- [16] Pauli (1955), "Exlcusion Principle, Lorentz Group and Reflection of Space-time and Charge" (New York, Mc Graw-Hill)
- [17] E.P.Wigner et V.F.Weisskopf, Z.Phys.63, 54, 1930

- [18] H.Y.Cheng, Phys.Lett.B 201, 135, 1988
- [19] Barr. G.D. et al., Phys.Lett.B 317, 233, 1993
- [20] Gibbons L.K. et al., Phys.Rev.Lett. 70, 1203, 1993
- [21] C.Yèche, thèse, Université Paris sud, 1993.
- [22] F.Henry-Couannier, thèse, Université d'Aix-Marseille II, 1995.
- [23] L.Wolfenstein, Phys.Rev.Lett, 13, 562-564, 1964
- [24] M.Kobayashi et T.Maskawa, Prog.Theor.Phys.49 , 652, 1973
- [25] A.J.Buras, MPI, PhT/95-30
- [26] CPLEAR collaboration, the CPLEAR detector at CERN, to be submitted
- [27] C.Amsler et al.(1988), "Physics at LEAR" harwood acad.press
- [28] Van den Putte M. (1989), IEEE-Nuclear Science Symposium, San Francisco
- [29] C.Bula, thèse, Institut de technologie de Zurich, 1992.
- [30] M.Dejardin, thèse, Université Paris 7, 1992.
- [31] M.Dejardin et al., Nucl.Inst., A283, 484-486, 1989.
- [32] M.Dogson, thèse, Université de Liverpool, 1990.
- [33] P.M.Sanders, thèse, Université de Liverpool, 1991.
- [34] J.Morrison Bennet, thèse, Université de Liverpool, 1992.
- [35] CPLEAR collaboration, Nucl.Inst., A311, 78-90, 1992.
- [36] CPLEAR collaboration, Nucl.Inst., A321, 458-466, 1992.
- [37] F.Ba. and al., Nucl.Inst., A323, 511-518, 1992.
- [38] T.Alhalel, thèse, Université Paris 6, 1993.
- [39] L.Faravel, thèse, Université de Fribourg, 1993.
- [40] CPLEAR collaboration, Nucl.Inst., A279, 285-289, 1989.

- [41] Y.Perrin et al., VME bus in Research, Zurich, 1988
- [42] C.Bee, International conference on real time data, Dubna, 1994
- [43] F.Touchard , Computing in High Energy Physics, San francisco, 1994
- [44] CPREAD GUIDE, manuel interne CPLEAR, 1991
- [45] Evangelou I. et al., constrained fits, CERN EP/PS195/IE/91-06
- [46] CPLEAR collaboration, to be submitted
- [47] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN 1993
- [48] Pais A. et Piccioni O., Phys.Rev. 100, 1487, 1955
- [49] CPLEAR collaboration, Phys.Lett.B 363, 243-248,1995
- [50] MINUIT - Function Minimization and Error Analysis, CERN, 1994
- [51] CPLEAR collaboration, Phys.Lett.B 363, 237-242, 1995
- [52] Zou Y. et al, Phys.Lett. B329, 519, 1994
- [53] Zou Y. et al, Phys.Lett. B337, 411, 1994
- [54] M.F.Graham et al., Nuo.cim. A9, 166, 1972
- [55] G.Burgun et al., Nucl.Phys. B50, 194, 1972
- [56] M.L.Mallary et al., Phys.Rev. D7, 1953, 1973
- [57] J.C.Hart et al., Nucl.Phys. B66, 317, 1973
- [58] O.Fackler et al., Phys.Rev.Lett. 31, 847, 1973
- [59] F.Niebergall et al., Phys.Lett. B49, 103, 1974
- [60] C.O.Dib et Guberina, Phys.Lett. B255, 113,1991
- [61] P.Heiliger et L.M.Sehgal, Phys.Lett. B265, 410, 1991
- [62] CPLEAR collaboration, Phys.Lett. B369, 367, 1996
- [63] M.Cullen et al., Phys.Lett. B32, 523, 1970

- [64] S.Gjesdal et al., Phys.Lett. B52, 113, 1974
- [65] C.Geweniger et al., Phys.Lett. B52, 108, 1974
- [66] L.K.Gibbons et al., Phys.Rev.Lett. 70, 1199, 1993
- [67] B.Schwingenheuer et al., Phys.Rev.Lett. 74, 4376, 1995

Table des figures

2.1	Evolution des kaons neutres au cours du temps	17
2.2	Taux de désintégration semileptonique des kaons neutres (échelle arbitraire)	20
2.3	Asymétrie théorique $A_T(t)$	21
2.4	Asymétrie théorique $A_{CP T}$	22
2.5	Asymétrie théorique $A_1(t)$	23
2.6	Asymétrie théorique $A_2(t)$	24
2.7	Transition $K^0-\bar{K}^0$ dans le modèle standard et le modèle superfaible	32
2.8	désintégration du K_L	33
2.9	Diagramme "boîte"	35
3.1	impulsions des particules chargées	38
3.2	Coupe transversale du détecteur de CPLEAR	40
3.3	Visualisation d'un événement semileptonique dans le détecteur . .	41
3.4	Coupe longitudinale du détecteur de CPLEAR	42
3.5	Cible et système de contrôle du faisceau	43
3.6	Coupe transversale d'une chambre proportionnelle	46
3.7	Coupe transversale d'une chambre à dérive	47
3.8	Représentation d'une chambre à dérive	48
3.9	Gradient de pression à l'intérieur des chambres	48
3.10	Chaîne électronique associée aux plans de fils	50
3.11	Chaîne électronique associée aux plans de pistes	52
3.12	Résolution spatiale à l'intérieur d'une cellule de dérive; le zéro correspond au centre du doublet	53
3.13	Inefficacité des fils à l'intérieur d'une cellule de dérive; le zéro correspond au centre du doublet	53
3.14	Efficacité des pistes le long de l'axe z	54

3.15	Description des tubes à streamer	55
3.16	Résolution des tubes à streamer en fonction de z	56
3.17	Description du système d'identification de particules	57
3.18	Spectre en β des kaons chargés (en trait plein) et des pions chargés (en pointillé), pics normalisés.	59
3.19	β d'une particule en fonction de son impulsion	60
3.20	Description du calorimètre	61
3.21	Événement $\overset{(-)}{K^0} \rightarrow \pi^0 \pi^0$	62
3.22	Efficacité du calorimètre pour les électrons et les photons	63
3.23	Mode de fonctionnement du Pt-cut	66
3.24	Paramètres décrivant une trace	68
3.25	Effet de la coupure en $P_K + P_\pi$ sur des événements simulés GOL- DEN et GOLDEN+ π^0 ; figures (a et b) sans coupure et (b et d) avec coupure sur la somme des impulsions	70
3.26	Perte d'énergie en fonction de l'impulsion, pour les kaons et les pions chargés	72
3.27	Schéma du système d'acquisition	76
4.1	Paramètres décrivant une trace	81
4.2	Distribution de probabilité de l'ajustement à une contrainte	85
4.3	Principaux canaux de désintégration des kaons neutres en deux traces chargées, en fonction du temps propre du K_S	88
4.4	Distribution de probabilité de l'ajustement à quatre contraintes	89
4.5	Comportement des électrons (à gauche) et des pions (à droite) dans le PID	91
4.6	Identification de l'électron et mauvaise identification du pion par le réseau de neurones	93
4.7	Distribution de probabilité de l'ajustement à six contraintes sui- vant l'hypothèse d'une désintégration semileptonique	95
4.8	Distribution de l'erreur sur le temps de vie du kaon neutre $\overset{(-)}{K^0}$ avant et après ajustement contraint pour les différents canaux de désinté- gration	96

4.9	Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, pour un même nombre d'annihilations, satisfaisant aux critères de sélection semileptonique	98
4.10	Contribution des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}^{(-)}$ et des différents bruits de fond par rapport au signal $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}^{(-)}$	99
5.1	Effets physiques dans la détection des pions chargés	105
5.2	Effets des tubes à streamer	107
5.3	Détection des pions avec et sans condition sur les ST	108
5.4	Détection des pions à l'intérieur d'un module de ST	109
5.5	Courbe de désintégration des kaons neutres	110
5.6	Asymétrie $A_{+-}(t)$ expérimentale	111
5.7	Rapport des distributions d'impulsion des kaons et des pions	112
5.8	Asymétrie $A_3(t)$ théorique	119
5.9	Asymétrie $A_3(t)$ expérimentale	120
5.10	Désintégration semileptonique des kaons neutres :	123
5.11	Asymétrie expérimentale A_T	125
5.12	Asymétrie A_{CPT} expérimentale	127
5.13	Asymétrie A_2 expérimentale	130
5.14	Asymétrie A_1 expérimentale	134
6.1	Asymétrie $A_{+-}(t)$ expérimentale	135
6.2	Asymétrie $A_{+-0}(t)$ expérimentale	137
6.3	Tableau comparatif des mesures de $\Re(x)$	140
6.4	Tableau comparatif des mesures de $\Im m(x)$	140
6.5	Tableau comparatif des mesures de Δm réalisées dans les expériences [63], [64], [65], [66], [67]	142

Liste des tableaux

2.1	Paramètres accessibles dans l'expérience CPLEAR	31
3.1	Rapport de branchement du signal et des bruits de fond	39
3.2	Caractéristiques des différentes étapes du système de sélection . .	73
4.1	Canaux de désintégration des kaons neutres, étudiés dans l'expérience CPLEAR; R.B. rapport d'embranchement du K_S^0 et du K_L^0	87
5.1	Interaction des kaons chargés avec la matière	104
5.2	Valeurs du facteur de normalisation des particules secondaires η .	120
5.3	Erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(\epsilon_T)$	125
5.4	Erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(\delta_{CPT})$	127
5.5	Erreurs systématiques dans la détermination de $\Im m(x)$	129
5.6	erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(\epsilon_S)$	130
5.7	Erreurs systématiques dans la détermination de $\Re(x)$	133
5.8	Erreurs systématiques dans la détermination de Δm	133
5.9	Résultats des mesures	134
6.1	Valeurs des paramètres déterminés par CPLEAR , donnés dans le PDG et erreurs finales attendues pour CPLEAR	136