

THESE
PRESENTE PAR
Frédérique Pelucchi

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY

Spécialité : Physique des particules

ETIQUETAGE ET NORMALISATION DES K^0 et $\bar{K}^0$
DANS L'EXPERIENCE CPLEAR

Soutenue le 27 Mai 1992

Devant le jury composé de:

Elie Aslanides
Jean-Jacques Aubert
Pierre Chiappetta
Florent Haas
François Montanet
Ludwig Tauscher

Thesis-1992-Pelucchi

THESE
PRESENTE PAR
Frédérique Pelucchi

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY

Spécialité : Physique des particules

ETIQUETAGE ET NORMALISATION DES K^0 et $\bar{K}^0$
DANS L'EXPERIENCE CPLEAR

Soutenue le 27 Mai 1992

Devant le jury composé de:

Elie Aslanides
Jean-Jacques Aubert
Pierre Chiappetta
Florent Haas
François Montanet
Ludwig Tauscher

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081001

CERN LIBRARIES, GENEVA

*à la
mémoire
de ma mère*

Introduction

Avec le développement des accélérateurs de haute énergie et la qualité des résultats obtenus, notre compréhension dans les différentes interactions en physique des particules progresse rapidement et les différents modèles théoriques sont de plus en plus mis à l'épreuve. En particulier, les résultats obtenus auprès du LEP confortent de mieux en mieux le modèle standard. Des mesures d'une grande précision sur les paramètres de la violation de CP deviennent donc d'autant plus cruciales, que des modèles se confirment par ailleurs. En effet, ceux-ci doivent rendre compte du phénomène de violation de CP et pouvoir l'estimer. Une nouvelle évaluation a pu être faite dans le cadre du modèle standard grâce aux limites récentes sur la masse du top.

La faible valeur de l'effet de la violation de CP implique des mesures précises. Jusqu'à présent, les précisions obtenues par les différentes expériences passées, n'ont pas été assez bonnes pour mettre en défaut l'un ou l'autre des modèles.

L'expérience CPLEAR propose une nouvelle méthode pour la mesure de la violation de CP dans le système des kaons neutres. Cette méthode d'interferométrie dans le système $K^0-\bar{K}^0$ permet une mesure des asymétries différentielles et intégrales dans les désintégrations des kaons neutres. Elle permet d'observer les effets de violation de CP dans tous les canaux de désintégrations, même dans ceux qui ne sont pas directement interdits par la conservation de CP. De plus, elle permet de minimiser les erreurs systématiques, d'autre part, fondamentalement différentes de celles des expériences réalisées jusqu'à ce jour. Les mesures d'asymétries nécessitent une grande statistique. Elles sont basées sur un bon étiquetage des kaons neutres et une bonne identification des produits de désintégration neutres et chargés. L'étiquetage passe par la reconnaissance des traces chargées associées au kaon neutre lors de sa création dans l'annihilation $p\bar{p}$ au repos. Les valeurs des asymétries différentielles sont sensibles aux biais que cet étiquetage introduit et doivent être corrigées par une normalisation appropriée. Les asymétries intégrales, utilisées pour le calcul de ϵ'/ϵ , font intervenir un double rapport et n'ont pas besoin de ces corrections.

En mai 1989, le détecteur de CPLEAR a été soumis pour la première fois à un faisceau d'antiprotons qui nous a permis une définition des conditions de fonctionnement des différents éléments du détecteur et de son électronique. Fin 1989, les premières données étaient prises et leurs analyses ont commencé.

L'objet de notre travail a été de vérifier la qualité des données, de déterminer l'efficacité de l'étiquetage et connaître l'effet des biais que cet étiquetage peut provoquer dans les asymétries différentielles. Ces biais sont corrigés par un facteur de normalisation relative qui demande une compréhension parfaite pour atteindre les précisions désirées.

L'ensemble de ces travaux font l'objet du troisième chapitre, après un premier chapitre consacré à une description de la situation théorique et expérimentale de la violation de CP et un deuxième chapitre consacré à une description générale de l'expérience CPLEAR.

Chapitre 1

La motivation de l'expérience CPLEAR : la violation CP

1.1 Symetrie et Formalisme

Une des propriétés fondamentales recherchée dans les systèmes physiques est la propriété de symétrie. Les possibilités sont nombreuses et on les classe généralement dans différentes catégories telles que les symétries discrètes ou continues, globales ou locales, externes ou internes. Mathématiquement, elles se traduisent par l'invariance des équations décrivant le système, et impliquent la conservation de certaines quantités. C'est le cas des transformations de jauge pour les Lagrangiens décrivant les interactions entre particules, dont l'invariance implique, pour les interactions électromagnétiques, par exemple, la conservation de la charge électrique.

Dans un système de particules en mécanique quantique, plusieurs symétries apparaissent naturellement. Parmi les plus importantes se trouvent les trois symétries discrètes de conjugaison de charge (opérateur qui transforme une particule en antiparticule), de parité (inversion de l'espace) et d'inversion dans le temps.

La symétrie résultant du produit des trois opérateurs (CPT ou n'importe quelle autre combinaison) est présumée exacte (théorème CPT) et aucune expérience, jusqu'à maintenant, n'a prouvé le contraire. Elles étaient supposées exactes séparément jusqu'en 1956 où Landau, Lee et Yang [1] arrivèrent à la conclusion que les interactions faibles ne conservaient pas la parité. La violation de P et T furent confirmées en 1957 avec l'expérience de Wu et al [2]. On pensa alors que ces violations se compensaient, et que, globalement, on avait conservation au niveau de CP et T. Mais en 1964, l'expérience de Cronin et al. à Brookhaven [3] met en évidence la violation de CP pour le système des kaons neutres dans le canal de désintégration en deux pions chargés. En 1967, Bennett et al. à Stanford [4] confirme la violation de CP pour les kaons neutres mais cette fois dans les canaux semi-leptoniques $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$.

Depuis beaucoup d'études théoriques ont été faites pour essayer d'introduire la violation de CP dans la description des interactions entre particules élémentaires et plusieurs modèles ont été proposés. Malgré les progrès expérimentaux, les incertitudes qui existent encore dans la détermination des paramètres de violation CP, ne permettent pas de départager avec certitude ces modèles.

Différentes expériences ont été conçues dans le but de mesurer les effets de la violation CP dans le système de kaons neutres mais aussi dans d'autres systèmes tels que celui du neutron où la détection d'un moment électrique dipolaire indiquerait une violation de CP (si CPT est exacte). On espère pouvoir aussi les détecter dans d'autres systèmes de particules-antiparticules tel que les $B^0-\bar{B}^0$ ou les $D^0-\bar{D}^0$. Ceci n'a pas encore été possible à cause de leurs faibles taux de production. Jusqu'à présent seules les expériences utilisant des faisceaux de K_S et K_L ont permis une estimation de cette violation. Les expériences sur les neutrons n'ont toujours pas mis en évidence un moment dipolaire non nul.

L'expérience CPLEAR [29] propose également une étude de la violation CP dans le système des kaons neutres mais en utilisant directement des flux de K^0 et $\bar{K}^0$. Par sa méthode de mesure qui repose sur l'interférométrie, elle peut prétendre à l'étude de la violation CP dans pratiquement tous les canaux de désintégration de ce système.

Dans la suite du chapitre, un résumé du formalisme et des modèles est exposé, suivi d'un bilan des résultats expérimentaux.

1.1.1 Le théorème CPT

Un des théorèmes fondamentaux de la physique des particules, est celui de l'invariance CPT : toutes les interactions doivent être invariantes sous le produit des trois symétries discrètes, correspondant aux opérateurs quantiques C conjugaison de charge, P parité et T inversion dans le temps. Cette invariance vient naturellement dans le cadre de la théorie locale des champs lorsqu'on impose l'invariance de Lorentz et les lois statistiques pour les spins. Jouant un rôle non négligeable pour l'analyse de la violation CP et T, il semble important d'en rappeler l'énoncé avant d'aborder le formalisme standard de la description quantique du système $K^0 - \bar{K}^0$.

Pour cela rappelons quelques propriétés de des transformations C, P et T.
C transforme de la façon suivante :

		C	
<i>un champ scalaire</i>	$\phi(x)$	$\rightarrow$	$\phi^\dagger(\vec{x}, t)$
<i>un spineur de Dirac</i>	$\psi(\vec{x}, t)$	$\rightarrow$	$C\bar{\psi}^T(\vec{x}, t)$
	$\bar{\psi}(\vec{x}, t)$	$\rightarrow$	$-\psi^T(\vec{x}, t)C^{-1}$
<i>un champ vectoriel</i>	$V_\mu(\vec{x}, t)$	$\rightarrow$	$-V_\mu^\dagger(\vec{x}, t)$
<i>un champ axial</i>	$A_\mu(\vec{x}, t)$	$\rightarrow$	$A_\mu^\dagger(\vec{x}, t)$

On utilise la métrique de Feynman, c'est à dire $Q^k = -Q_k$ pour $k = 1, 2, 3$ et $Q^0 = Q_0$, pour tout quadri-vecteur Q^μ . Ici C est une matrice unitaire qui satisfait la condition $C^{-1}\gamma_\mu C = -\gamma_\mu^T$. On prend généralement comme expression $C = i\gamma^2\gamma^0$. Pour les champs complexes on doit introduire une phase arbitraire dans les définitions des transformés. Par exemple, on transforme $\phi(\vec{x}, t)$ par $e^{i\eta}\phi^\dagger(\vec{x}, t)$.

P transforme :

un champ scalaire	$\phi(x)$	$\rightarrow \phi(-\vec{x}, t)$
un champ pseudo - scalaire	$P(\vec{x}, t)$	$\rightarrow -P(-\vec{x}, t)$
un spineur de Dirac	$\psi(\vec{x}, t)$	$\rightarrow \gamma^0 \psi(-\vec{x}, t)$
	$\bar{\psi}(\vec{x}, t)$	$\rightarrow \bar{\psi}(-\vec{x}, t) \gamma^0$
un champ vectoriel	$V_\mu(\vec{x}, t)$	$\rightarrow V_\mu(-\vec{x}, t)$
un champ axial vectoriel	$A_\mu(\vec{x}, t)$	$\rightarrow -A_\mu(-\vec{x}, t)$

Si les champs sont complexes, on introduit aussi une phase arbitraire dans les expressions des champs transformés.

T transforme les formes bilinéaires de la façon suivante :

	$(\vec{x}, t)$	$\xrightarrow{T} (\vec{x}, -t)$
	nombre complexe	$\rightarrow$ nombre complexe conjugué
scalaire	$\bar{\psi}_1 \psi_2$	$\rightarrow \bar{\psi}_1 \psi_2$
pseudo - scalaire	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2$	$\rightarrow -\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2$
vecteur	$\bar{\psi}_1 \gamma_\mu \psi_2$	$\rightarrow \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$
vecteur axial	$\bar{\psi}_1 \gamma_5 \gamma_\mu \psi_2$	$\rightarrow \bar{\psi}_1 \gamma_5 \gamma^\mu \psi_2$
tenseur	$\bar{\psi}_1 \sigma_{\mu\nu} \psi_2$	$\rightarrow -\bar{\psi}_1 \sigma_{\mu\nu} \psi_2$

Le théorème CPT peut s'énoncer de la façon suivante :

1. Soit une théorie locale invariante sous les transformations de Lorentz, pour laquelle il existe une densité appropriée de lagrangien hermitien formée de produits normaux ordonnés,
2. et une quantification de la théorie avec les relations habituelles de commutation ou d'anticommutation amenant aux statistiques des spins

alors l'opération CPT reste une symétrie pour le Hamiltonien associé à la densité de Lagrangien :

$$CPT H (CPT)^{-1} = H$$

avec H , le Hamiltonien correspondant.

En détaillant les états selon la statistique liée au spin, on a N_j champs à spin j notés :

spin 0 : $\phi_1, \dots, \phi_{N_0}(x)$

spin 1/2 : $\psi_1, \dots, \psi_{N_{1/2}}(x)$

spin 1 : $(A_1)_\mu, \dots, (A_{N_1}(x))_\mu$

...

Les champs à spins entiers obéissent à la statistique de Bose, ils peuvent être représentés par un tenseur symétrique de rang j , fonction de x . Les champs à spin demi-entier obéissent à la statistique de Fermi et peuvent être représentés comme le produit d'un spineur de Dirac fois un tenseur symétrique de rang $(j-1/2)$.

On suppose que la densité de Lagrangien est de la forme :

$$\mathcal{L}(x) = \text{somme de produits normaux de } \left(\frac{\partial}{\partial x_\lambda}, \phi_a, \phi_a^\dagger, \psi_b, \psi_b^\dagger, (A_c)_\mu, (A_c^\dagger)_\mu, \dots \right)$$

alors quelque soit la densité de Lagrangien $\mathcal{L}(x)$, elle satisfait :

$$(CPT)\mathcal{L}(x)(CPT)^{-1} = \mathcal{L}^\dagger(-x)$$

et on a :

$$\text{Pour tout } a = 1, 2, \dots, N_0, (CPT)\phi_a(x)(CPT)^{-1} = \phi_a^\dagger(-x)$$

$$\text{Pour tout } b = 1, 2, \dots, N_{1/2}, (CPT)(\psi_b(x))_\alpha (CPT)^{-1} = i(\gamma_5)_{\alpha\beta} (\psi_b^\dagger(-x))_\beta$$

$$\text{Pour tout } c = 1, 2, \dots, N_1, (CPT)(A_c(x))_\mu (CPT)^{-1} = -(A_c^\dagger(-x))_\mu$$

Pour tout champ général de spin entier :

$$(CPT)T_{\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_j}(x)(CPT)^{-1} = (-1)^j T_{\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_j}^\dagger(x)$$

Et pour tout champ général de spin demi-entier j :

$$(CPT)S_{\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_{j-1/2}}(x)(CPT)^{-1} = (-1)^j (i\gamma_5)_{\alpha\beta} S_{\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_{j-1/2}; \beta}(-x)$$

1.1.2 La violation CP

Nous allons maintenant chercher à décrire la violation CP (et T) dans le système des kaons neutres. L'approche du système des kaons neutres par la mécanique quantique n'exige pas la validité de ce théorème. Dans la suite on s'efforcera de souligner les différences de résultats selon que l'on suppose l'invariance CPT ou pas.

Un état général d'un faisceau de kaons neutres se décrit dans le repère du centre de masse par une fonction d'onde de la forme :

$$|\psi(t)\rangle = \psi_1(t)|K^0\rangle + \psi_2(t)|\bar{K}^0\rangle.$$

La phase relative de K^0 et $\bar{K}^0$ est arbitraire et on peut relier les états par

$$|K^0\rangle = e^{iS\theta} CPT |\bar{K}^0\rangle.$$

S est le nombre quantique étrange et θ la phase arbitraire. L'évolution dans le temps est donnée par l'équation de Schrödinger avec une matrice décrivant la désintégration et le mélange de K^0 et $\bar{K}^0$ que l'on peut écrire sous la forme d'une somme de deux matrices hermitiennes :

$$i \frac{d}{dt} \psi(t) = H \psi(t) \equiv (M - i\Gamma) \psi(t)$$

Γ est la matrice de désintégration et M la matrice de masse. On peut supposer que les interactions fortes et électromagnétiques conservent CPT et que seules les interactions faibles peuvent ne pas la conserver. Les états K^0 et $\bar{K}^0$ sont états propres de l'Hamiltonien fort et électromagnétique $H_{fort} + H_{em}$ mais pas de l'Hamiltonien total.

Γ est une matrice positive, c'est à dire :

$$\Gamma_{11} \geq 0, \Gamma_{22} \geq 0, \det(\Gamma) \geq 0$$

Si on suppose l'invariance CPT alors $M_{11} = M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. On voit donc que de la symétrie CPT induit l'égalité des masses et des temps de vie des particules et de leurs anti-particules. La limite expérimentale pour l'égalité des masses dans le système des kaons neutres est de $|(m_{\bar{K}^0} - m_{K^0})/m_{K^0}| < 4 * 10^{-18}$ [10]. Par la méthode des perturbations, on peut exprimer les éléments de matrice M_{ij} et Γ_{ij} comme suit :

$$M_{ij} = \langle i|H|j \rangle + \sum_n P \frac{\langle i|H_{faib}|n \rangle \langle n|H_{faib}|j \rangle}{m_K - m_n}$$

et

$$\Gamma_{ij} = \pi \sum_n \langle i|H_{faib}|n \rangle \langle n|H_{faib}|j \rangle \delta(m_K - m_n)$$

si on néglige les termes en $O(H_{faib}^3)$. P représente les valeurs principales, $|n \rangle$ sont les états propres du Hamiltonien fort et électromagnétique, $m_K = \frac{M_{11}+M_{22}}{2}$ et $\Gamma_K = \frac{\Gamma_{11}+\Gamma_{22}}{2}$, m_n indique la masse de la particule dans l'état n . Les deux vecteurs propres de $M-i\Gamma$ correspondent aux particules physiques appelées K_S et K_L , ils vérifient :

$$(M - i\Gamma)|J \rangle = \lambda_J|J \rangle = (m_J - i/2\Gamma_J)|J \rangle$$

Où $J=L, S$ et

$$\lambda_L = (m_K - i\Gamma_K) + \left(\frac{\Delta m}{2} - \frac{i\Delta\Gamma}{2}\right)$$

$$\lambda_S = (m_K - i\Gamma_K) - \left(\frac{\Delta m}{2} - \frac{i\Delta\Gamma}{2}\right)$$

avec

$$\Delta m = m_S - m_L, \Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L.$$

La partie réelle m_J représente la masse et la partie imaginaire représente la demi-largeur, c'est à dire 2 fois l'inverse du temps de vie. On peut regrouper les états propres $|n \rangle$ du Hamiltonien fort et électromagnétique $H_{fort} + H_{em}$, par canaux $c = \pi^+\pi^-, 2\pi^0, \pi^+e^-\bar{\nu}_e, \dots$ de manière à ce que chaque élément de matrice ne dépende que du canal c et non de chaque vecteur propre associé à ce canal. La largeur totale peut s'exprimer comme la somme sur les différents canaux :

$$\gamma_J = \sum_c \gamma_J(c)$$

où $\gamma_J = 2\pi\rho_c |\langle c|H_{faib}|J \rangle|^2$ et ρ_c est la densité des états dans le canal c ,

$$\rho_c = \sum_{n_c} \delta(m_{n_c} - m_K).$$

Pour chaque canal, on définit un paramètre qui sera, selon la désintégration envisagée, le paramètre caractéristique de la violation CP :

$$\eta_c = \frac{\langle c|H_{f_{aib}}|K_{L,S} \rangle}{\langle c|H_{f_{aib}}|K_{S,L} \rangle} = |\eta_c|e^{i\phi_c}.$$

Les vecteurs propres de $M - i\Gamma$ s'expriment en fonction des états K^0 et $\bar{K}^0$:

$$|K_L \rangle = \frac{(1 + \tilde{\epsilon} + \delta)|K^0 \rangle + (1 - \tilde{\epsilon} - \delta)|\bar{K}^0 \rangle}{\sqrt{2(1 + |\tilde{\epsilon}|^2 + |\delta|^2)}}$$

$$|K_S \rangle = \frac{(1 + \tilde{\epsilon} - \delta)|K^0 \rangle - (1 - \tilde{\epsilon} + \delta)|\bar{K}^0 \rangle}{\sqrt{2(1 + |\tilde{\epsilon}|^2 + |\delta|^2)}}$$

Les définitions des nombres complexes $\tilde{\epsilon}$ et δ apparaissent lors du calcul des vecteurs propres comme étant des phases (non-nulles) de la matrice de l'Hamiltonien total. Le complexe $\tilde{\epsilon}$ caractérise la violation CP si la symétrie CPT est conservée et δ caractérise la violation CPT si la symétrie T est conservée.

Les relations entre $\tilde{\epsilon}$, δ et les éléments de matrices sont :

$$\tilde{\epsilon} = \frac{M_{12} - M_{21} + i(\Gamma_{12} - \Gamma_{21})}{2(\Delta m - i\Delta\Gamma/2)}, \quad \delta = \frac{M_{11} - M_{22} + i(\Gamma_{11} - \Gamma_{22})}{2(\Delta m - i\Delta\Gamma/2)}$$

Les états propres de l'Hamiltonien total peuvent également s'exprimer en fonction des états propres de CP, K_1 et K_2 eux-mêmes reliés à K^0 et $\bar{K}^0$ de la façon suivante :

$$|K_1 \rangle \equiv 1/\sqrt{2}(|K^0 \rangle + |\bar{K}^0 \rangle)$$

et

$$|K_2 \rangle \equiv 1/\sqrt{2}(|K^0 \rangle - |\bar{K}^0 \rangle)$$

avec $|\bar{K}^0 \rangle \equiv -CP|K^0 \rangle$. Les expressions deviennent alors :

$$|K_S \rangle = \frac{|K_1 \rangle + (\tilde{\epsilon} + \delta)|K_2 \rangle}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}|^2 + |\delta|^2}}$$

$$|K_L \rangle = \frac{|K_2 \rangle + (\tilde{\epsilon} - \delta)|K_1 \rangle}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}|^2 + |\delta|^2}}$$

Canal de désintégration en deux pions

Pour relier $\tilde{\epsilon}$ et δ aux quantités mesurables, il est commode de considérer la décomposition en états d'isospin des canaux de désintégration. Dans le cas des désintégrations des kaons neutres en deux pions, la décomposition donne :

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

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

soit :

$$\begin{aligned} \langle \pi\pi, I=0 | H_{f_{aib}} | K^0 \rangle &= A_0 e^{i\delta_0}, & \langle \pi\pi, I=2 | H_{f_{aib}} | K^0 \rangle &= A_2 e^{i\delta_2}, \\ \langle \pi\pi, I=0 | H_{f_{aib}} | \bar{K}^0 \rangle &= A_0^* e^{i\delta_0}, & \langle \pi\pi, I=2 | H_{f_{aib}} | \bar{K}^0 \rangle &= A_2^* e^{i\delta_2}, \end{aligned}$$

Les phases $\delta_i, i = 0, 2$ sont uniquement pour les interactions fortes, c'est pourquoi elles sont égales pour K^0 et $\bar{K}^0$, les A_i sont uniquement dues aux interactions faibles.

On exprime en fonction de ces quantités, les amplitudes pour les K_S et K_L

$$A_{i,S(L)} = \langle \pi\pi, I=i | H_{f_{aib}} | K_{S(L)} \rangle$$

On obtient pour les expressions des $\eta_{2\pi}$:

$$\eta_{+-} = \frac{A_{0,L} + (1/\sqrt{2})A_{2,L}}{A_{0,S} + (1/\sqrt{2})A_{2,S}}$$

$$\eta_{00} = \frac{A_{0,L} - \sqrt{2}A_{2,L}}{A_{0,S} - \sqrt{2}A_{2,S}}$$

Les paramètres intéressants apparaissent alors :

$$\omega \equiv \frac{A_{2,S}}{A_{0,S}} = \frac{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=2)}{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0)},$$

$$\epsilon \equiv \frac{A_{0,L}}{A_{0,S}} = \frac{A(K_L \rightarrow 2\pi, I=0)}{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0)},$$

$$\epsilon' \equiv (1/\sqrt{2})\omega(\frac{\epsilon_2}{\omega} - \epsilon)$$

$$= \frac{A(K_L \rightarrow 2\pi, I=2)A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0) - A(K_L \rightarrow 2\pi, I=0)A(K_S \rightarrow 2\pi, I=2)}{\sqrt{2}(A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0))^2}$$

avec $\epsilon_2 \equiv \frac{A_{2,L}}{A_{0,S}}$.

On voit que :

- ω viole la règle $|\Delta I| = 1/2$,
- ϵ viole CP,
- ϵ' viole les deux.

ϵ est différent de $\tilde{\epsilon}$; seul un choix particulier de phase tel que l'amplitude A_0 soit réelle permet l'égalité.

Les expressions des η deviennent en fonction des ces paramètres :

$$\eta_{+-} = \epsilon + \frac{\epsilon'}{1 + (1/\sqrt{2})\omega}$$

$$\eta_{00} = \epsilon - \frac{2\epsilon'}{1 - \sqrt{2}\omega}$$

Expérimentalement on sait que $|A_2/A_0|$ est de l'ordre de $1/20$ (ref. [12]). On peut donc négliger ω devant 1, on a alors :

$$\eta_{00} \approx \epsilon - 2\epsilon' \quad , \quad \eta_{+-} \approx \epsilon + \epsilon'$$

En faisant le choix de phases [8], [11] tel que $\tilde{\epsilon} = \epsilon$, on peut exprimer plus simplement ϵ et ϵ' en fonction des éléments de matrices M_{ij} et Γ_{ij} , on voit alors que ϵ s'exprime en fonction de termes qui violent CP provenant de la matrice de masse et de désintégration. En première approximation, la contribution du terme provenant de la matrice de désintégration est négligeable et ϵ ne s'exprime alors qu'en fonction de l'élément de matrice de masse non diagonal M_{12} .

$$\epsilon = \frac{H_{12} - H_{21}}{2(m_L - m_S) + i(\Gamma_S - \Gamma_L)} \approx [(1+i)/2] \frac{Im(M_{12})}{Re(M_{12})}$$

La phase de ϵ est déterminée par la condition d'unitarité. En utilisant plusieurs approximations ($\epsilon \ll 1$, $\Delta M = \Delta\Gamma/2$ et $Im(\Gamma_{12}) \ll Im(M_{12})$) on trouve qu'elle est égale à 45° .

Au premier ordre, ϵ est donc le paramètre caractérisant la violation CP dans la matrice de masse. ϵ' ne s'exprimant qu'en fonction de termes provenant des amplitudes de désintégration qui violent CP, est considéré comme le paramètre caractérisant la violation CP dans la matrice de transition $\Delta S = 1$.

$$\epsilon' \approx \frac{i * Im(A_2)}{\sqrt{2} * Re(A_0)} e^{i(\delta_2 - \delta_0 \pm \pi/2)}$$

Les valeurs des phases de η_{+-} et η_{00} jouent un rôle important pour les tests de violation CP et CPT et plus particulièrement la valeur de la différence des phases $\Delta\phi = \phi_{+-} - \phi_{00}$.

La conservation de CPT exige que $\phi_{\epsilon'} = \delta_2 - \delta_0 \pm \pi/2$ [12], ce qui donne une phase de 45° ou -135° , en considérant les valeurs actuelles de la différence ($\delta_0 - \delta_2$). Toute déviation par rapport à cette valeur correspondrait à une violation de la symétrie CPT.

L'expression de ϵ' en fonction des η_f , en prenant $\omega \ll 1$, est :

$$\epsilon' \approx 1/3(\eta_{+-} - \eta_{00}).$$

Si on représente dans le plan complexe ϵ , ϵ' et η_f , on voit apparaître plus clairement la relation entre ces paramètres que l'on appelle le triangle de Wu-Yang, figure 1.1.

En considérant la projection de ϵ' sur la direction définie par le vecteur η_{+-} et sur la direction perpendiculaire à ce vecteur on trouve :

$$\epsilon'_\perp \simeq 1/3|\eta_{+-}|(\phi_{+-} - \phi_{00})$$

$$\epsilon'_\parallel \simeq 1/3(|\eta_{+-}| - |\eta_{00}|)$$

L'invariance CPT exige donc que la composante parallèle soit dominante sur la composante perpendiculaire de manière à avoir un angle proche de 45° , on voit qu'elle est directement proportionnel à la différence de phase $\phi_{+-} - \phi_{00}$.

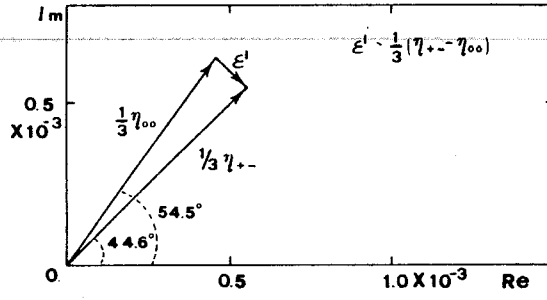


Figure 1.1: représentation de Wu Yang

Phénomène d'interférence

Soit un état quelconque dans le repère du kaon, qui, à $t = 0$, est égal à

$$b_S |K_S\rangle + b_L |K_L\rangle,$$

avec b_i des paramètres constants dépendant du mécanisme de formation. On a pour un temps τ

$$|\psi(t)\rangle = b_S e^{-(im_S + 1/2\gamma_S)t} |K_S\rangle + b_L e^{-(im_L + 1/2\gamma_L)t} |K_L\rangle.$$

L'amplitude de désintégration dans un canal c est donnée par :

$$\langle c | H_{faib} | \psi(t) \rangle = b_S e^{-(im_S + 1/2\gamma_S)t} \langle c | H_{faib} | K_S \rangle + b_L e^{-(im_L + 1/2\gamma_L)t} \langle c | H_{faib} | K_L \rangle.$$

En considérant le cas où $b_S = b_L = 1/2$, le taux de désintégration dans le vide des kaons neutres dans un état final f au premier ordre en ϵ et δ est :

$$\begin{aligned} R(K^0 \rightarrow f) &= (1/2 - \text{Re}(\epsilon) + \text{Re}(\delta)) |\langle f | H_{faib} | K_S \rangle|^2 e^{-\gamma_S t} \\ &\quad + (1/2 - \text{Re}(\epsilon) - \text{Re}(\delta)) |\langle f | H_{faib} | K_L \rangle|^2 e^{-\gamma_L t} \\ &\quad + 2\text{Re}((1/2 - \text{Re}(\epsilon) - i\text{Im}(\delta)) \\ &\quad \quad (\langle f | H_{faib} | K_S \rangle \langle f | H_{faib} | K_L \rangle^* e^{-1/2(\gamma_S + \gamma_L)t + i(m_S + m_L)t})) \\ R(\bar{K}^0 \rightarrow f) &= (1/2 + \text{Re}(\epsilon) - \text{Re}(\delta)) |\langle f | H_{faib} | K_S \rangle|^2 e^{-\gamma_S t} \\ &\quad + (1/2 + \text{Re}(\epsilon) + \text{Re}(\delta)) |\langle f | H_{faib} | K_L \rangle|^2 e^{-\gamma_L t} \\ &\quad + 2\text{Re}((-1/2 - \text{Re}(\epsilon) - i\text{Im}(\delta)) \\ &\quad \quad (\langle f | H_{faib} | K_S \rangle \langle f | H_{faib} | K_L \rangle^* e^{-1/2(\gamma_S + \gamma_L)t + i(m_S + m_L)t})) \end{aligned}$$

Ce qui permet de calculer une expression d'asymétrie dans le système propre des kaons neutres dépendante du temps en fonction des paramètres de violation. Pour un canal de désintégration dans l'état final f , on a :

$$\begin{aligned} A_f(t) &\approx 2 \left[\text{Re}(\epsilon) - \frac{\eta_f e^{\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m - \phi_f)}{1 + |\eta_f|^2 e^{\Gamma_S t}} \right] \\ A_f &= \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow f) - R(K^0 \rightarrow f)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow f) + R(K^0 \rightarrow f)}. \end{aligned}$$

On peut démontrer que l'existence des interférences dans les désintégrations non leptoniques d'un système de mésons particule-antiparticule neutres prouve que l'on a une violation de CP [5].

Ces asymétries dans les canaux de désintégration pionique permet de déduire les valeurs de ϵ et de ϵ' comme on le verra plus en détail dans le chapitre suivant.

Canal de désintégrations semi-leptoniques

Dans le canal semi-leptonique, plusieurs asymétries sont définies suivant que l'on différencie ou pas la nature des leptons. Ces asymétries permettent les tests de la violation T et de la règle $\Delta Q = \Delta S$.

Pour cela on pose plusieurs définitions utiles :

$$f \equiv \langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{faib} | K^0 \rangle$$

$$g \equiv \langle \pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l | H_{faib} | K^0 \rangle$$

où s est l'hélicité du lepton. Sous CPT ces états se transforment comme suit :

$$CPT |\pi^- l_s^+ \nu_l \rangle = e^{i\theta} |\pi^+ l_s^- \bar{\nu}_l \rangle$$

Dans ces réactions, on peut définir la charge Q et l'étrangeté S des hadrons avant et après la désintégration : $\Delta Q = Q_{final} - Q_{initial}$ et $\Delta S = S_{final} - S_{initial}$. On voit alors que f caractérise les réactions qui satisfont l'égalité $\Delta S = \Delta Q$ et g les réactions qui satisfont $\Delta S = -\Delta Q$. Ces définitions sont utiles pour la suite car aux premiers ordres des interactions faibles le processus $\Delta S = \Delta Q$ est le seul possible.

On définit le paramètre x

$$x = \frac{\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{faib} | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{faib} | K^0 \rangle}$$

qui permet de tester cette règle.

Ce dernier est relié, entre autre, à l'asymétrie :

$$\delta_l = \frac{A(K^0 \rightarrow \pi l \nu) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi l \bar{\nu})}{A(K^0 \rightarrow \pi l \nu) + A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi l \bar{\nu})}$$

L'asymétrie qui permet de tester la violation de T distingue les produits de désintégration suivant le signe des leptons. Elle est définie pour l'électron comme :

$$A_T(t) = \frac{R(K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu) - R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \bar{\nu})}{R(K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu) + R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \bar{\nu})}$$

Elle mesure une différence de probabilité entre la transition d'un K^0 en un $\bar{K}^0$ et un $\bar{K}^0$ en un K^0 lorsque la règle $\Delta S = \Delta Q$ est en vigueur, puisqu'alors les deux désintégrations entrant en jeu dans cette asymétrie nécessite une transition préalable du K^0 vers le $\bar{K}^0$ et du $\bar{K}^0$ vers le K^0 .

Effet de régénération et violation CP

Un phénomène qu'il est important de noter mais qui ne sera pas développé ici, est celui de la régénération. Les états physiques étant un mélange des deux vecteurs propres des interactions fortes et ces derniers n'ayant pas les mêmes sections efficaces d'interaction, lorsque l'on fait passer un faisceau de K_L dans de la matière, l'amplitude $\bar{K}^0$ s'atténue plus que celle K^0 et la superposition de ces deux états $K^0-\bar{K}^0$ ne définit plus un état pur de K_L mais une combinaison de K_L et K_S .

En fait, la régénération peut également se produire dans le vide dans le cas d'une violation de CP. Ceci est dû à un terme non diagonal dans la matrice d'évolution dans le temps des K_S et K_L [13] proportionnel à un terme qui devient nul si la symétrie CP est conservée :

$$B_{12}(t) \equiv \text{Im}(\Gamma_{12}M_{12}^*)$$

avec B_{12} le terme non diagonal de la matrice d'évolution des K_S - K_L et $\text{Im}(\Gamma_{12}M_{12}^*) \neq 0$ s'il y a violation de CP.

1.2 Les modèles

1.2.1 Modèle "superfaible"

Ce modèle a été proposé par Wolfenstein [6] en 1964 après l'expérience de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [3]. Il suppose que la violation CP est due à une nouvelle interaction superfaible dont la constante de couplage est de l'ordre de 10^{-9} fois la constante de couplage des interactions faibles usuelles. Cette nouvelle interaction permet les transitions $\Delta S = \pm 2$ mais ne considère la violation que par le mélange dans la matrice de masse et non dans la matrice de transition $\Delta S = 1$ ($\epsilon' = 0$). Pour tous les canaux de désintégration, les paramètres η_f sont égaux.

Ce modèle n'a pas été encore mis en défaut par les résultats expérimentaux mais il ne peut pas prévoir les effets d'une violation de CP autre que dans le système des kaons neutres puisque l'effet d'une telle interaction n'est perceptible que dans des systèmes où la contribution des premiers termes des interactions faibles est de l'ordre de 10^{-8} .

1.2.2 La violation CP dans le Modèle Standard

Le modèle standard inclut la description des deux sortes d'interactions, fortes et électrofaibles. Nous allons rappeler des grandes lignes du modèle standard minimum en mettant en relief ce qui concerne la violation de CP.

- Modèle Standard des Interactions Electrofaibles La densité de Lagrangien pour la partie électrofaible du modèle peut schématiquement s'écrire sous la forme [14] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(f, G) + \mathcal{L}(f, H) + \mathcal{L}(G, H) + \mathcal{L}(G) - V(H)$$

- f = fermions (quarks, leptons)
- G = bosons de jauge ($\vec{W}$, B)
- H = doublet de Higgs

Le lagrangien est construit pour être invariant sous les transformations du groupe $SU(2) \times U(1)$. Sous $SU(2)$, les champs de quarks se transforment comme des doublets s'ils sont d'hélicité gauche (lévogyre) et comme des singlets s'ils sont d'hélicité droite (dextrogyre). Ces champs de quarks sont représentés comme des multiplets

$$\begin{pmatrix} q_{jL} \\ q'_{jL} \end{pmatrix}, q_{jR}, q'_{jR}, j = 1, 2, \dots, N$$

où $q \equiv \psi_q(\vec{x}, t) \equiv q(\vec{x}, t)$ et $q_R = \frac{1+\gamma_5}{2}q$, $q_L = \frac{1-\gamma_5}{2}q$.

L'indice j désigne le numéro de famille, on sait maintenant que le nombre de famille se limite à 3 (ref. [15]). Les quarks q_{jL} sont appelés quarks du haut et les quarks q'_{jL} quarks du bas.

On peut démontrer que tous les termes de ce Lagrangien, exprimés en fonction de champs non physiques, conservent CP sauf celui provenant du terme $\mathcal{L}(f, H)$ qui décrit les interactions des fermions sans masse avec le doublet de Higgs. Le doublet de Higgs se représente sous la forme de 4 champs scalaires

$$H \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2}(\phi_1 + i\phi_2) \\ 1/\sqrt{2}(\phi_0 + i\phi_3) \end{pmatrix}$$

Pour faire acquérir des masses aux bosons de jauge, on suppose qu'il y a une brisure spontanée de symétrie qui transforme le champ ϕ_0 en $\phi_0 + v$ où v est un nombre réel qui est appelé la valeur moyenne dans le vide. Cette brisure englobe les trois autres champs dans les termes de masse des bosons de jauge. Les termes impliquant le champ ϕ_0 font apparaître des quantités qui sont appelées les matrices de masses des quarks. Elles proviennent du produit des constantes de couplage des Higgs et des quarks par v .

$$\mathcal{L}_{masse} = m_{jk} \bar{q}_{jL} q_{kR} + m'_{jk} \bar{q}'_{jL} q'_{kR} + hc$$

$$m_{jk} = -(v/\sqrt{2})Y_{jk}, m'_{jk} = -(v/\sqrt{2})Y'_{jk}$$

où Y_{jk} sont les constantes de couplages dans $\mathcal{L}(f, H)$, les indices j et k rappellent les familles de quarks. Ce champ ϕ est appelé le champ de Higgs physique. A ce niveau, on peut voir que ces termes ne conservent pas CP si les matrices de masses ne sont pas réelles.

Lorsque l'on exprime ensuite ce Lagrangien en terme de champs physiques trouvés en diagonalisant les matrices de masse des quarks, on voit que l'expression qui entraînait la violation CP dans $\mathcal{L}(f, H)$ disparaît mais, en contre partie, un autre terme violant CP apparaît dans le secteur d'interaction des fermions avec les bosons de jauge c'est à dire dans $\mathcal{L}(f, G)$.

Ce terme peut se diviser lui même en deux : les "courants neutres" et les "courants chargés".

Les courants neutres sont les termes qui n'impliquent que des quarks du haut ou du bas mais pas un mélange des deux. Ils sont de la forme :

$$\overline{q_{R,L}^{phys}} \gamma^\mu [\partial_\mu - ig B_\mu] q_{R,L}^{phys}$$

avec $q_{L,R}^{phys} = U_{L,R} q_{L,R}$, $U_{L,R}$ étant les matrices qui diagonalisent les matrices de masse.

Ces courants neutres conservent les saveurs, l'hélicité et CP.

Les courants chargés conservent aussi l'hélicité mais mélangent les quarks du haut et les quarks du bas, ils n'impliquent que les quarks d'hélicité gauche. Le courant de charge est donné par un terme de la forme de :

$$\begin{aligned} X_c &\equiv [W_\mu^1 - iW_\mu^2] \bar{q}_L \gamma^\mu q' + h.c \\ &= [W_\mu^1 - iW_\mu^2] \bar{q}_L^{phys} \gamma^\mu V q_L^{phys} + h.c \\ &\equiv [W_\mu^1 - iW_\mu^2] J_c^\mu + h.c \end{aligned}$$

où J_c^μ représente le courant chargé défini comme :

$$J_c^\mu \equiv \overline{(u, c, t)}_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}$$

C'est dans l'expression de X_c que réside la violation de CP et plus particulièrement dans la la matrice V qui est la matrice de mélange des quarks. Le nombre de paramètres de cette matrice s'élève à 4 : 3 angles de rotation et une phase. La première paramétrisation a été donnée par Kobayashi et Maskawa [16] sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} c_1 & c_3 s_1 & s_1 s_3 \\ -c_2 s_1 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 - c_3 s_2 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -c_1 c_3 s_2 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

où $s_j = \sin(\theta_j)$, $c_j = \cos(\theta_j)$ avec $j=1,2,3$. Les angles θ_j représentent les angles de mélanges et sont compris entre 0 et $\pi/2$, δ entre 0 et 2π . Pour avoir la conservation de la symétrie CP, il faut que la matrice V soit réelle. Autrement dit pour avoir une violation CP dans la matrice de mélange, les conditions suivantes sont nécessaires :

$$\theta_j \neq 0, \pi/2 \quad j = 1, 2, 3 \quad \delta \neq 0, \pi$$

$$m_u \neq m_c, m_c \neq m_t, m_t \neq m_u, m_d \neq m_s, m_s \neq m_b, m_b \neq m_d$$

Deux quarks de même charge ne doivent pas être dégénérés en masse car alors, on pourrait toujours trouver une base où la matrice V est réelle. Cette condition implique qu'aucun des éléments de matrice ne doit être nul. Toutes ces conditions peuvent être résumées en une seule relation :

$$\det C \neq 0$$

ou C est le commutateur des matrices de masse des quarks au carré

$$[mm^\dagger, m'm'^\dagger] \equiv iC$$

avec m la matrice de masse des quarks du haut et m' la matrice des quarks du bas.

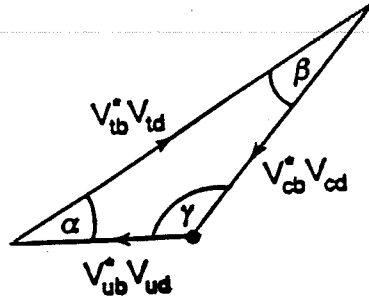


Figure 1.2: triangle unitaire

Les angles α , β et γ sont des quantités physiques indépendantes des conventions de phase.

Une autre manière de visualiser la violation de CP est de représenter les coefficients de la matrice V dans le plan complexe. La condition d'unitarité de la matrice V donne :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

ce qui peut être vu comme un triangle (communément appelé triangle unitaire). En tenant compte du fait que :

$$V_{ud}V_{ub}^* \approx -s_1s_3$$

$$V_{td}V_{tb}^* \approx -s_1s_2e^{-i\delta}$$

$$V_{cd}V_{cb}^* \approx s_1(s_3 + s_2e^{-i\delta})$$

on peut en déduire les valeurs de θ_2 , θ_3 et δ et on voit que lorsqu'il y a conservation de CP, le triangle se confond avec une ligne (figure ??).

Si, maintenant, on veut relier ce modèle avec les paramètres de violation CP ϵ et ϵ' vus dans le paragraphe précédent, il faut reprendre les expressions de ces paramètres en fonction des éléments des matrices de masse et de désintégration.

Pour ϵ on peut faire l'approximation que

$$Im(A_0)/Re(A_0) \ll Im(M_{12})/Re(M_{12}).$$

On a alors une expression approchée égale à :

$$\epsilon \approx [(1+i)/2] Im(M_{12})/2Re(M_{12}).$$

L'élément de matrice M_{12} est calculée avec le Hamiltonien effectif décrivant les transitions $\Delta S = 2$. Ce Hamiltonien a une contribution venant des diagrammes en boîte (voir figure 1.2) qui échangent deux W et une contribution des interactions fortes à courtes et longues distances dont l'évaluation reste difficile.

L'expression de cette élément de matrice peut s'écrire sous la forme :

$$M_{12} = -\frac{G_f^2 m_W^2}{16\pi^2} \left(\sum_{i,j=u,c,t} \lambda_i \lambda_j A_{ij} \right) \mathcal{M}_{12}$$

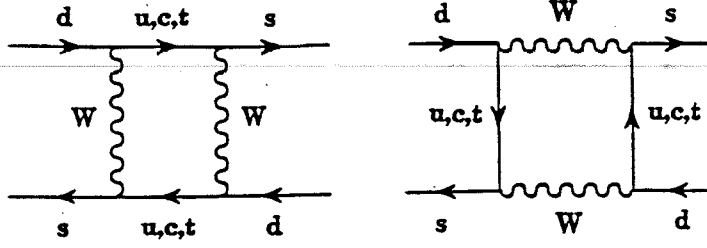


Figure 1.3: Diagrammes en boîte.

où

$$\lambda_i = V_{is}V_{id}^*,$$

G_f est la constante de Fermi et

$$A_{ij} = \frac{x_i + x_j - (11/4)x_i x_j}{(1 - x_i)(1 - x_j)} + \frac{1}{x_i - x_j} \left[\frac{x_i^2 [1 - 2x_j + (1/4)x_i x_j] \ln x_i}{(1 - x_i)^2} - (i \leftrightarrow j) \right]$$

$$x_i = \frac{m_i^2}{m_W^2}, \quad m_W = [\pi\alpha/(\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W)]^{1/2}.$$

On néglige dans cette formule les impulsions associées aux lignes externes des quarks par rapport à la masse m_W . Le terme $\mathcal{M}_{12}$ contient la contribution des interactions fortes. La transition $\Delta S = 2$ dans les interactions fortes à courtes distances peut se décrire par un opérateur local à quatre quarks ayant la symétrie chirale :

$$\mathcal{M}_{12} \equiv \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}_{left} \gamma^\mu d_{left}) (\bar{s}_{left} \gamma_\mu d_{left}) | K^0 \rangle \equiv 4/3 f_K^2 M_K^2 B$$

Le paramètre B est déterminant pour une estimation de la violation CP dans le système $K^0 - \bar{K}^0$ avec le modèle standard. Il induit une physique des interactions fortes non perturbatives. Sa valeur est encore controversée, elle est comprise entre 0.1 et 0.4 ou 0.7 et 1 selon la méthode de calcul utilisée.

ϵ s'écrit finalement sous la forme [20] et [19] :

$$\epsilon \simeq \frac{s_1^2 B G_F^2 f_K^2 m_K^2 m_c^2}{6\sqrt{2}\pi^2 (M_L - M_S)} s_2 s_3 s_\delta [-\eta_1 + \eta_3 \ln(m_i^2/m_c^2) + \eta_2 f(m_i^2/M_W^2)(m_i^2/m_c^2)(s_2^2 + s_2 s_3 c_\delta)] e^{i\pi/4}$$

Les paramètres η_i sont les corrections QCD aux diagrammes en boîte.

Pour ce qui concerne le calcul de ϵ' , on fait intervenir d'autres diagrammes, ceux des désintégrations non leptoniques de transition $\Delta S = 1$, encore appelés diagrammes "pingouins" que l'on peut voir figures 1.4. Ces diagrammes pingouins peuvent se diviser en deux groupes :

1. les pingouins gluoniques : ce sont les diagrammes échangeants, en plus des quarks et des W, des gluons.

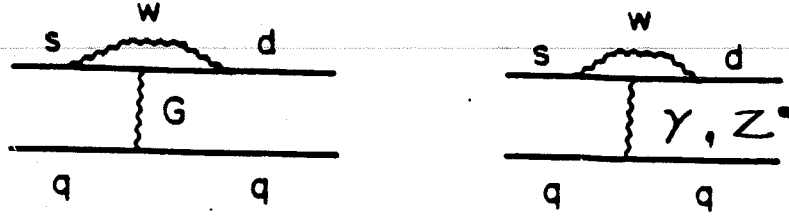


Figure 1.4: Diagrammes pinguins.

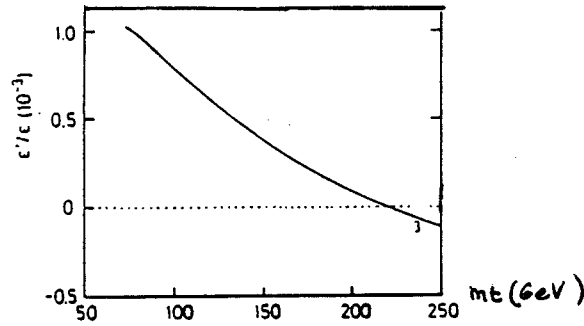


Figure 1.5: dépendance de ϵ'/ϵ selon les contributions des diagrammes pinguin citebubu

Ces courbes ont été calculées avec les valeurs de $B = 0.75$, $s_{23} = 0.05$, $\Lambda = 0.2\text{Gev}$ et $m_s = 175\text{Mev}$.

2. les pingouins électrofaibles : ce sont les diagrammes qui échangent des quarks et des W avec un Z^0 ou un photon.

Leurs amplitudes dépendent des éléments de matrices V_{td}/V_{cd} , de la masse du quark top et de l'échelle de masse μ des hadrons légers. Les diagrammes pingouins gluoniques correspondent seulement à la transition $\Delta I = 1/2$ et ne contribuent donc que dans A_0 et pas dans A_2 contrairement aux diagrammes pingouins électrofaibles qui contribuent aux transitions $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$. Les seconds ont longtemps été négligés par rapport aux premiers, cependant avec les récents résultats sur la masse du top (entre 80 et 170 GeV [15]) les contributions de ces diagrammes pingouins électrofaibles deviennent du même ordre que les diagrammes pingouins gluoniques, spécialement les diagrammes avec le Z^0 [21]. Ces derniers tendent à compenser la contribution des diagrammes gluoniques et provoquent ainsi une diminution de la valeur du rapport ϵ'/ϵ pour une valeur de m_t supérieure à 100 GeV. Cette valeur pourrait s'annuler pour une valeur de la masse du top proche de 200 GeV (voir figure ??). Le modèle standard prévoit actuellement un signe positif pour ϵ' et une valeur comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} pour le rapport de ϵ'/ϵ .

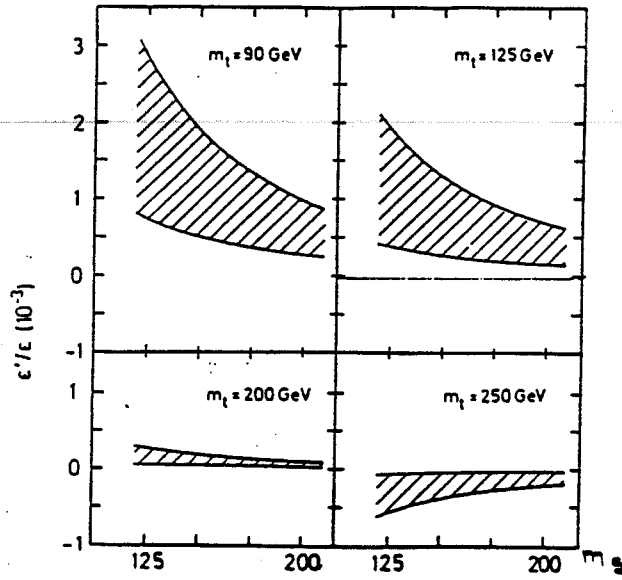


Figure 1.6: Rapport de ϵ'/ϵ pour différentes valeurs de m_t , et $0.6 \leq B \leq 0.9$, $0.046 \leq s_{23} \leq 0.052$ et $0.1 \leq \Lambda \leq 0.3 \text{ GeV}$ [18]

- Modèle Standard des Interactions Fortes : la chromodynamique quantique (QCD)

La violation CP provoquée uniquement par les interactions fortes, si elle existe, doit être très faible.

La densité de Lagrangien des interactions fortes s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{L} = -1/4 G_{\alpha\beta}^A G_A^{\alpha\beta} + \sum_{\text{saveurs}} \bar{q}_a (i\gamma_\mu D^\mu - m)_{ab} q_b - \frac{1}{2\lambda} (\partial^\alpha \mathcal{A}_\alpha^A)^2 + \partial_\alpha \eta^{A\dagger} (D_{AB}^\alpha \eta^B)$$

Il décrit les interactions entre des quarks de masse m , de spin demi-entier et des gluons sans masse, de spin 1. Les indices A, B et C recouvrent les huit degrés de liberté correspondant aux huit "couleurs" des gluons. D est la dérivée covariante. $G_A^{\alpha\beta}$ est le tenseur des champs de forces venant des champs de gluons $\mathcal{A}_\alpha^A$,

$$G_{\alpha\beta}^A = [\partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - g f^{ABC} \mathcal{A}_\alpha^B \mathcal{A}_\beta^C].$$

Le troisième terme dans l'expression de G résulte de la non commutativité de la théorie. C'est à cause de cette non commutativité que les gluons ont la possibilité d'interagir entre eux. Ce Lagrangien est invariant sous le groupe de transformation SU(3). Les champs de quarks q_a sont dans la représentation triplet du groupe de couleur ($a=1,2,3$). Le choix de jauge se traduit ici dans le paramètre λ . Dans une théorie non-abélienne, le terme fixant la jauge doit être suppléé par un autre terme appelé Lagrangien fantôme qui permet de rétablir l'unitarité que l'on perd en fixant la jauge. Ces champs fantômes ne sont pas physiques, c'est à dire qu'ils ne sont pas des états asymptotiques. On a 8 champs scalaires fantômes qui obéissent à la statistique de Fermi.

A ce Lagrangien, il faut rajouter un terme de surface, pour tenir compte du caractère non perturbatif du vide QCD. Ce terme est habituellement négligé dans

une théorie abélienne. Il provient des configurations des champs de Yang-Mills dans l'espace Euclidien. On les appelle instantons. Il s'exprime sous la forme :

$$\frac{\theta_{QCD} g_s}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \sum_a G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a,$$

g_s est le couplage de jauge et θ_{QCD} l'angle du vide QCD. Ce terme viole P, T et CP. Il pourrait engendrer un moment électrique dipolaire du neutron non nul. Les effets des instantons sont donc importants et rendent la QCD dépendante du paramètre θ_{QCD} et il n'existe pas encore d'argument pour que ce dernier soit nul. Cependant, expérimentalement, aucune violation de P ou de CP n'a été observée dans les interactions fortes. Ceci met une limite pour $|\theta|$ à $5 \cdot 10^{-10}$ [23]. Une solution a été proposée et permet une "rotation" de θ jusqu'à zéro mais elle implique l'existence d'une particule nommée axion qui n'a pas encore été non plus mise en évidence expérimentalement [27].

1.2.3 La violation CP dans les modèles supersymétriques

Malgré le succès du modèle standard, il reste encore beaucoup de points d'interrogation qui laissent la place pour d'autres modèles. Parmi les candidats, les supersymétries sont les plus prometteurs. Ces théories supersymétriques généralisent le modèle standard tout en incluant la gravitation. Leur principe est de relier bosons et fermions, ce qui implique forcément l'apparition de nouvelles particules car à chaque champ de particule connu du modèle standard lui est associée une particule supersymétrique. Plusieurs supersymétries sont possibles mais elles ont toutes en commun un schéma minimal, c'est à dire un nombre minimal de particules. Les différences se font au niveau des spectres de masses et des mélanges entre les particules. La brisure spontanée de l'invariance de jauge $SU(2) \times U(1)$ se fait avec deux doublets de champs de Higgs.

Pour ce qui concerne la violation CP, avec ces nouvelles particules, d'autres sources de violation apparaissent. Ces sources peuvent se classer en deux groupes :

1. les phases dans les matrices de mélanges du type de celle de "Kobayashi-Maskawa".

Le mécanisme est semblable à celui du modèle standard électro-faible avec la matrice de masse de Kobayashi-Maskawa mais il faut ajouter la contribution des particules supersymétriques. Les nouveaux couplages, dus aux particules supersymétriques, tels que les couplages quarks-squarks-gluinos, conduisent à de nouvelles contributions pour les diagrammes en boîte et les diagrammes pingouins, c'est à dire de nouvelles contributions pour ϵ et ϵ' . Ces contributions dépendent des masses réelles des gluinos et des squarks. En fait, les limites connues sur ces masses (à savoir $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}} \geq 100 \text{ GeV}$) excluent une contribution importante pour ϵ et pour ϵ' . Les valeurs de ces deux paramètres resteraient égales à celles du modèle standard.

2. les phases purement supersymétriques provenant de la phase du superpotentiel, des masses complexes des jauginos et du mélange des jauginos et higgsinos.

Ces phases, se divisent en plusieurs catégories. D'abord les phases pour les valeurs possibles du vide peuvent être complexes, et induire une violation CP du même type que le modèle de Higgs à la différence que dans ce cas la violation CP est insensible aux saveurs. Cependant elles ne sont pas observables, on doit les combiner avec les phases complexes des secteurs des jauginos et des higgsinos.

Ensuite, il existe les phases des masses complexes du gluino qui seraient les contributions dominantes violant CP et qui sont elles aussi insensibles aux saveurs. Ces contributions peuvent être notables pour ϵ' .

Un autre effet peut venir du mélange wino-higgsino qui introduit également des phases violant CP dans la matrice de mélange.

Toutes ces phases, purement supersymétriques, tendent à élever notablement la valeur de ϵ'/ϵ par rapport à celle du modèle standard.

Ces différents modèles restent encore à être confirmés. Le modèle standard inclut naturellement la violation CP mais n'est pas capable d'en donner réellement une évaluation car elle dépend d'un angle arbitraire dans la matrice de mélange des quarks qu'il faudrait déterminer par ailleurs. On n'a encore aucune preuve expérimentale d'une violation dans les interactions fortes ni de l'existence des modèles supersymétriques. Les mesures expérimentales n'ont pas encore une précision suffisante pour conclure sur ces modèles.

C'est pourquoi l'étude de la violation CP est toujours d'actualité bien qu'elle ait été mise en évidence depuis plus de 25 ans.

1.3 Mesures expérimentales de violation CP

On peut remarquer plusieurs étapes dans la chronologie de ces mesures liées aux développements techniques et théoriques. La plupart des résultats avant 1970 sont des mesures des η_f , puis viennent les mesures de ϵ'/ϵ à partir de 1972. Le graphe ?? montre l'évolution dans les valeurs mesurées du rapport ϵ'/ϵ pour les dernières années [21].

Les valeurs les plus récentes sont celles de NA31 et E731. Ces deux expériences, l'une située au CERN (NA31), l'autre se trouvant à Fermi-lab, utilisent des faisceaux de K_S et K_L . Elles calculent le rapport ϵ'/ϵ en mesurant le double rapport des taux de désintégrations des K_S et K_L en deux pions chargés et neutres [24] et [25] :

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

Pour cela, leurs efforts se portent essentiellement sur la minimisation des erreurs systématiques provoquées par les différences de temps de vie entre le K_S et K_L .

E731 produit les K_S par régénération cohérente pour avoir le même angle de divergence et des spectres d'impulsion similaires pour les deux pions venant des désintégrations du K_S et du K_L . Ils utilisent en même temps les deux faisceaux de K_S et K_L pour minimiser les erreurs systématiques dues aux instabilités du détecteur et de l'électronique. Les différences dans les durées de vie sont compensées par des études

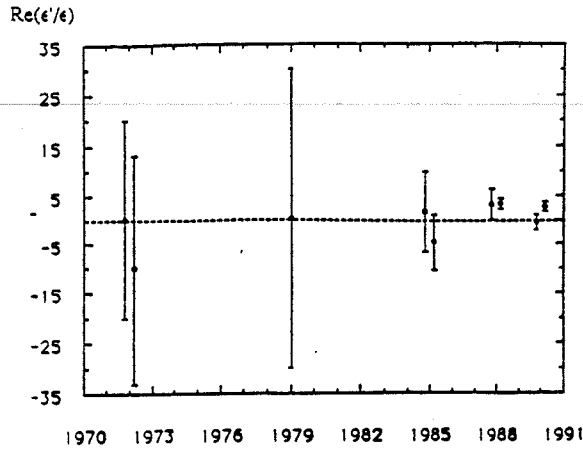


Figure 1.7: Valeurs expérimentales du rapport ϵ'/ϵ

sur des données Monte-Carlo. La régénération cohérente introduit une translation de phase mais celle-ci est éliminée lorsque l'on fait la différence de phase $\phi_{+-} - \phi_{00}$.

NA31 utilise en alternance des faisceaux de K_S et K_L sur des périodes relativement courtes (une dizaine d'heures). Leur cible servant pour la régénération des K_S se déplace le long de l'espace fiduciel pour que la distribution des vertex de désintégrations soit égale à celle des K_L . La difficulté ici est le contrôle de la dépendance en temps dans les efficacités de détection. Les différences dans les distributions en énergie et en z sont également corrigées par les simulations Monte-Carlo.

Leurs asymétries sont ajustées en fonction de l'énergie.

NA31 trouve une valeur positive de $(3,3 \pm 1,1) \times 10^{-3}$ pour ϵ'/ϵ , alors que E731 trouve une valeur négative, compatible avec zéro, de $(-0,4 \pm 1,4) \times 10^{-3}$.

Un résumé des valeurs obtenues jusqu'à présent par les différentes expériences est présenté dans le tableau 1.1 (ref. [26]).

Les valeurs officielles du "Review of Particle Properties" sont :

$$|\eta_{+-}| = (2.268 \pm 0.023) * 10^{-3}$$

$$|\eta_{00}| = (2.253 \pm 0.024) * 10^{-3}$$

$$\epsilon'/\epsilon = (2.1 \pm 1.2) * 10^{-3}$$

L'expérience CPLEAR devrait apporter une contribution aux mesures des paramètres cités ci-dessus. A la différence des deux expériences NA31 et E731, elle utilise des faisceaux initialement purs de K^0 et $\bar{K}^0$ et sa méthode repose à la fois sur la mesure d'asymétries différentielles et intégrées dans le temps [1]. Elle permettra la mesure des paramètres dans les canaux à deux pions mais aussi dans les canaux à trois pions, ce qui n'a jamais réellement été possible. L'intérêt est dans la méthode employée qui permet d'avoir des erreurs systématiques minimisées et différentes des précédentes. Cependant elle a le désavantage de nécessiter une plus grande statistique. Elle devrait pouvoir départager les deux derniers résultats contradictoires de Fermilab et NA31 même si la précision n'en est pas améliorée.

$ \eta_{+-} $				ϕ_{+-}			
$(2.3 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	Christenson et al.	BNL	'64	$(51 \pm 11)^{\circ}$	Bennett et al.	Columbia-BNL	'68
$(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	Abashian et al.	BNL	'64	$(41 \pm 15)^{\circ}$	Böhm et al.	CERN	'69
$(3.0 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	de Bouard et al.	CERN	'65	$(37.1 \pm 7.1)^{\circ}$	Bennett et al.	Columbia-BNL	'69
$(2.3 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	Galbraith et al.	Nimrod	'65	$(44.7 \pm 5)^{\circ}$	Jensen et al.	Chicago	'69
$(2.23 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	Messner et al.	SLAC	'73	$(49.3 \pm 6.8)^{\circ}$	Faissner et al.	CERN	'69
$(2.30 \pm 0.035) \times 10^{-3}$	Geweniger et al.	CERN	'74	$(36.2 \pm 6.1)^{\circ}$	Carnegie et al.	Princeton-BNL	'72
$(2.25 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	De Voe et al.	Chicago	'77	$(45.9 \pm 1.6)^{\circ}$	Gjesdal et al.	CERN	'74
$(2.27 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	Christenson et al.	NYU	'79	$(45.5 \pm 2.8)^{\circ}$	Carithers et al.	Columbia-BNL	'75
				$(41.7 \pm 3.5)^{\circ}$	Christenson et al.	NYU	'79
$ \eta_{00} $				ϕ_{00}			
$(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	Budagov et al.	CERN	'68	$(51 \pm 30)^{\circ}$	Chollet et al.	CERN	'70
$(2.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	Banner et al.	Princeton	'68	$(38 \pm 25)^{\circ}$	Wolf et al.	CERN	'71
$(3.6 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	Gaillard et al.	CERN	'69				
$(2.0 \pm 0.23) \times 10^{-3}$	Barmin et al.	Serpukhov	'70				
$ \eta_{00}/\eta_{+-} $				$\phi_{00} - \phi_{+-}$			
(1.03 ± 0.07)	Banner et al.	Princeton	'72	$(7.6 \pm 18)^{\circ}$	Barbiellini et al.	CERN	'73
(1.00 ± 0.06)	Holder et al.	CERN	'72	$(12.6^{\circ} \pm 6.2)^{\circ}$	Christenson et al.	NYU	'79
(1.00 ± 0.09)	Christenson et al.	NYU	'79	$(0.2 \pm 2.9)^{\circ}$	Barr et al.	CERN	'89
η_{000}							
$0.08 \pm 0.18 + i(0.05 \pm 0.27)$	Barmin et al.	Serpukhov	'83				
η_{+-0}							
$0.13 \pm 0.2 + i(0.17 \pm 27)$	Metcalf et al.	CERN	'72				
$0.05 \pm 0.17 + i(0.15 \pm 0.33)$	Barmin et al.	Serpukhov	'85				
$0.04 \pm 0.03 + i(0.015 \pm 0.07)$	Border et al.	Serpukhov	'86				
δ_{π}							
$(2.24 \pm 0.36) \times 10^{-3}$	Bennett et al.	Columbia-BNL	'67				
$(4.05 \pm 1.35) \times 10^{-3}$	Dorfan et al.	SLAC	'67				
$(3.46 \pm 0.33) \times 10^{-3}$	Marx et al.	Columbia-BNL	'70				
$(2.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	Piccioni et al.	SLAC	'72				
$(3.33 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	Williams et al.	Yale-BNL	'73				
$(3.18 \pm 0.38) \times 10^{-3}$	Fitch et al.	Princeton	'73				
$(3.41 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	Geweniger et al.	CERN	'74				
$(3.13 \pm 0.29) \times 10^{-3}$	Geweniger et al.	CERN	'74				

Tableau 1.1: valeurs expérimentales des paramètres de violation CP

[26]

Chapitre 2

L'expérience CPLEAR

2.1 Interférométrie K^0 - $\bar{K}^0$

L'expérience CPLEAR est basée sur la mesure des interférences dans les désintégrations non leptoniques des kaons neutres. Ces interférences se reflètent dans les asymétries de désintégration qui sont reliées aux différents paramètres de la violation CP :

$$A_f(t) = \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow f) - R(K^0 \rightarrow f)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow f) + R(K^0 \rightarrow f)}.$$

La valeur de Δm étant sensiblement égale à celle de $\Gamma_S/2$, on a le temps d'observer les interférences avant que le K_S ne disparaisse.

2.1.1 Asymétries différentielles

Canal à deux Pions

Pour le canal de désintégration à deux pions, l'asymétrie s'exprime de la façon suivante :

$$A_{\pi\pi}(t) = \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi) - R(K^0 \rightarrow \pi\pi)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi) + R(K^0 \rightarrow \pi\pi)} = 2 \left[\text{Re}(\epsilon) - \frac{|\eta_{\pi\pi}| e^{\frac{\Gamma_S t}{2}} \cos(\Delta m - \phi_{\pi\pi})}{1 + |\eta_{\pi\pi}|^2 e^{\Gamma_S t}} \right]$$

où Γ_L a été négligé devant Γ_S . Comme on peut le voir dans la figure 2.1, la région d'interférence maximum se situe entre $5\tau_S$ et $15\tau_S$, τ_S étant la durée de vie du K_S . La région en dessous de $5\tau_S$ n'apporte aucune information pour cette interférence et peut être ignorée lors de l'étude des asymétries de désintégrations en deux pions ce qui permet de réduire le nombre d'événements à enregistrer.

L'asymétrie mesurée permet de déduire les amplitudes et les phases des paramètres η_{+-} et η_{00} , de préciser la valeur de la différence de phase $\phi_{+-} - \phi_{00}$ et enfin de calculer le rapport ϵ'/ϵ par les relations :

$$\eta_{00} \approx \epsilon - 2\epsilon' \quad , \quad \eta_{+-} \approx \epsilon + \epsilon'$$

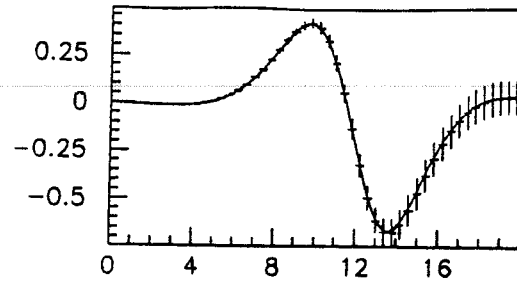


Figure 2.1: courbe d'asymétrie $A_{\pi\pi}$ avec une statistique simulée de 10^{13} anti-protons initiaux

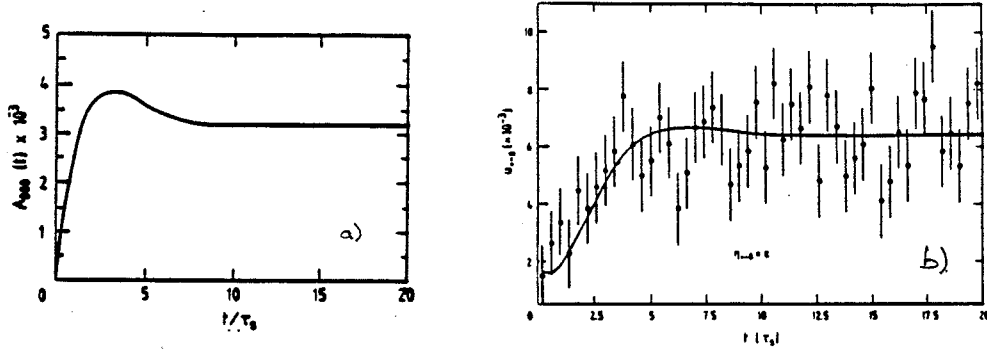


Figure 2.2: courbes d'asymétries de désintégration en 3π
a) courbe théorique de A_{000} . b) courbe simulée de $U_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ avec 10^{13} anti-protons initiaux.

On peut aussi définir le facteur $U(t)$ qui représente la déviation du rapport des taux de désintégration des K^0 et $\bar{K}^0$ par rapport à 1 :

$$U_f(t) = 1 - \frac{R_f^0(t)}{R_f^0(t)}.$$

Canal à trois Pions

Pour le canal à trois pions, l'expression $U_{3\pi}$ devient :

$$U_{3\pi}(t) = 4 \left[Re(\epsilon) - \frac{|\eta_{3\pi}| e^{\frac{\Gamma_S t}{2}} \cos(\Delta m - \phi_{3\pi}) [1 - 4Re(\epsilon)]}{1 + |\eta_{3\pi}|^2 e^{\Gamma_S t} - 2|\eta_{3\pi}| e^{\frac{\Gamma_S t}{2}}} \right]$$

La figure 2.2 b) représente ce rapport pour la désintégration en $\pi^+\pi^-\pi^0$. On remarque ici que la région d'interférence maximum se trouve pour des temps inférieurs à $5\tau_S$.

Les désintégrations en trois π^0 seront plus délicates à observer car le taux de branchement pour les K_S est estimé être de l'ordre de 10^{-9} .

Ce faible rapport pour le canal $\pi^+\pi^-\pi^0$ est la conséquence d'une barrière de moment angulaire et de la règle "empirique" $\Delta I = 1/2$.

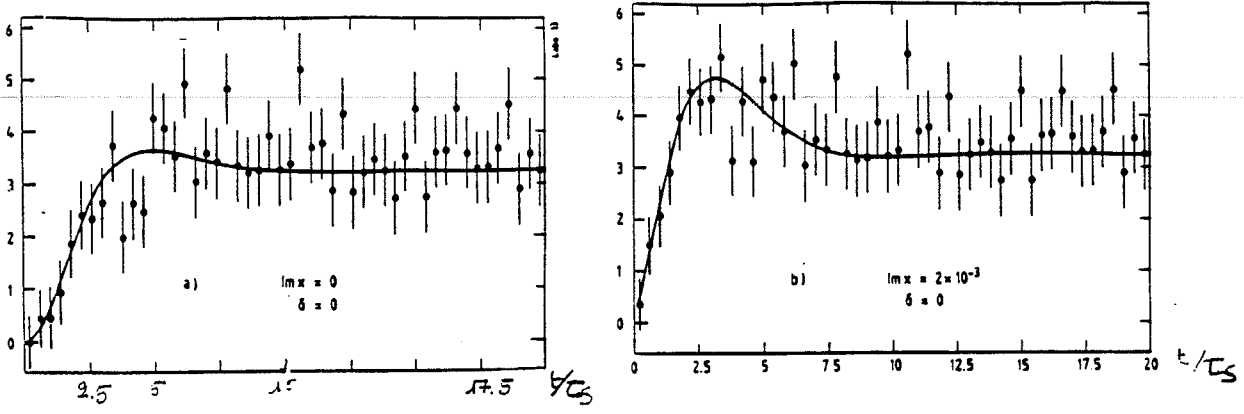


Figure 2.3: asymétries A_l pour le canal semi-leptonique

Ces courbes sont des simulations Monte-Carlo ayant une statistique correspondant à 10^{13} anti-protons initiaux. a) hypothèse $Im(x) = 0$, $\delta = 0$ b) hypothèse $Im(x) = 2 * 10^{-3}$, $\delta = 0$

Canaux semi-leptoniques

Pour les canaux semileptoniques, les possibilités d'asymétries sont plus diversifiées. Le paramètre x , indiquant une violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$,

$$x = \frac{\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{faib} | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^- l_s^+ \nu_l | H_{faib} | K^0 \rangle} = \frac{R(\Delta S = -\Delta Q)}{R(\Delta S = \Delta Q)}$$

est relié par sa partie réelle et imaginaire à l'asymétrie :

$$A_l = \frac{R(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{R(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + R(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}$$

$$A_l \approx \frac{4 \sin(\Delta m t) Im(x) e^{-1/2(\gamma_S + \gamma_L)t}}{(1 + 2Re(x))e^{-\gamma_S t} + (1 - 2Re(x))e^{-\gamma_L t}}$$

On peut voir cette courbe sur la figure 2.3 pour une valeur de $x = 0$ et pour $x \neq 0$. Le phénomène d'interférence en dessous de $7\tau_S$ caractérise l'inégalité $\Delta S \neq \Delta Q$, l'effet de violation CP, ici, réside dans l'asymétrie restante au delà de $7\tau_S$.

Dans la région où la règle $\Delta S = \Delta Q$ est stable ($t > 7.5\tau_S$), on peut identifier sans ambiguïté l'étrangeté des kaons neutres par le signe du lepton produit lors d'une désintégration semi-leptonique. En ayant déterminé indépendamment l'étrangeté du kaon neutre initial, on mesure alors l'asymétrie de transition :

$$A_T(t) = \frac{R(\bar{K}^0 \rightarrow e^+) - R(K^0 \rightarrow e^-)}{R(\bar{K}^0 \rightarrow e^+) + R(K^0 \rightarrow e^-)}$$

$$A_T(t) = 4 \frac{Re(\epsilon)e^{-\gamma_L t} - 2Re(\epsilon)e^{-\gamma_S t} \cos(\Delta m t) - Im(x)e^{-\gamma_S t} \sin(\Delta m t) + Re(\epsilon)e^{-\gamma_S t}}{(1 + 2Re(x))e^{-\gamma_L t} - 2e^{-\gamma_S t} \cos(\Delta m t) + (1 - 2Re(x))e^{-\gamma_S t}}$$

qui nous indique la différence entre les probabilités de transitions d'un K^0 en un $\bar{K}^0$ et d'un $\bar{K}^0$ en un K^0 . C'est une violation directe de la réversibilité du temps.

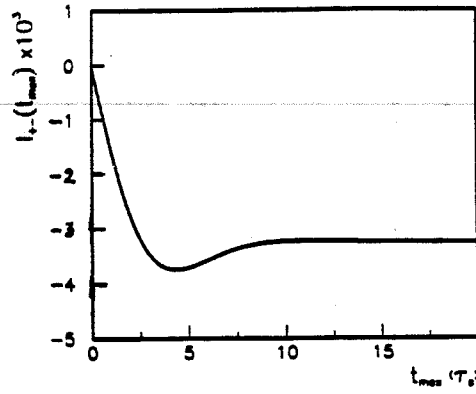


Figure 2.4: dépendance de I en fonction de t_{max}

2.1.2 Asymétries intégrées

Il existe une autre possibilité d'exploiter les effets des interférences pour l'étude de la violation CP. C'est celle des asymétries intégrées I_{00} et I_{+-} .

$$I_f = \frac{\int_0^{t_{max}} R(K^0 \rightarrow f) dt - \int_0^{t_{max}} R(\bar{K}^0 \rightarrow f) dt}{\int_0^{t_{max}} R(K^0 \rightarrow f) dt + \int_0^{t_{max}} R(\bar{K}^0 \rightarrow f) dt}$$

Ces asymétries sont aussi reliées aux paramètres de violation CP. Elles permettront de calculer la valeur de $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$ par ¹ :

$$\frac{Re(\epsilon')}{Re(\epsilon)} = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{I_{00}}{I_{+-}} \right).$$

Cette méthode présente le grand avantage de ne pas nécessiter la reconstruction des vertex et d'être indépendante de la normalisation grâce au double rapport I_{00}/I_{+-} .

La figure 2.4 montre les valeurs de l'asymétrie intégrée en fonction de la borne supérieure d'intégration, elles deviennent stables pour des intervalles de temps supérieurs à $10\tau_S$ car au delà de ce temps les taux de désintégration des K^0 et $\bar{K}^0$ deviennent égaux. Dans cette expérience, la borne supérieure d'intégration est limitée par l'espace recouvert par le détecteur qui représente environ $20\tau_S$.

2.1.3 Précision des mesures

Expérimentalement, en mesurant des asymétries de désintégration dans un système de kaons neutres, on minimise les erreurs systématiques par le fait que les spectres des kaons neutres soient initialement identiques, ainsi que leurs produits de désintégrations. Cela réduit considérablement les erreurs systématiques d'acceptance dans les détecteurs.

Cependant il reste un certain nombre de sources d'erreurs possibles telles que la régénération du K_S , la mésidentification des particules $K^\pm$, $\pi^\pm$, $e^\pm$ et les différences

¹il faut remarquer, que cette méthode ne donne pas directement le rapport $|\epsilon'/\epsilon|$ mais simplement le rapport des parties réelles. Cependant cela devrait être pratiquement équivalent si la symétrie CPT est conservée

paramètre	précision actuelle	précision attendue pour CPLEAR
$ \epsilon'/\epsilon $	$1.1 * 10^{-3}$	$1.5 * 10^{-3}$
η_{+-}	$2.3 * 10^{-5}$	$1.2 * 10^{-5}$
ϕ_{+-}	1.4°	0.3°
η_{00}	$2.4 * 10^{-5}$	$4.5 * 10^{-5}$
ϕ_{00}	2.1°	1°
$\Delta\phi$	2.4°	$< 1^\circ$
Δm	$2 * 10^{-14}$ (Mev)	$7 * 10^{-15}$ (Mev)
η_{+-0}	$3.5 * 10^{-2}$	$7 * 10^{-4}$
η_{000}	-	$1 * 10^{-3}$
$\text{Re}(\epsilon)$	$1.8 * 10^{-3}$	$6 * 10^{-4}$
$\text{Im}(\epsilon)$	$2.6 * 10^{-3}$	$7 * 10^{-4}$
violation de T	-	$6 * 10^{-2}$

Tableau 2.1: Précisions absolues attendues à CPLEAR

d'interaction dans le détecteur des particules chargées suivant leur signe, essentiellement pour les kaons.

Les effets de régénération sont négligeables dans les cinq premiers τ_S . Les détecteurs à fils, placés au centre du détecteur, représentent $8 * 10^{-3}$ fois la longueur de radiation. Ces effets n'affectent donc pas les canaux à trois pions ni les canaux semileptoniques qui ont leur maximum d'interférence dans cette région, par contre il faudra en tenir compte dans les canaux à deux pions.

Les deux autres sources d'erreurs feront l'objet d'une étude plus détaillée lorsque l'on abordera le problème de la normalisation. Le bruit de fond le plus important est dû aux pions qui sont confondus avec des kaons et aux désintégrations à trois corps qui sont mals séparés des désintégrations à deux corps.

La mauvaise identification simultanée d'un kaon et d'un pion devrait rester très inférieure à l'erreur statistique.

Pour $8 * 10^9$ désintégrations observées, on donne dans le tableau 2.1 les précisions attendues pour les différentes mesures.

Les précisions actuelles ne seront pas forcément améliorées pour les canaux de désintégration en deux pions excepté pour la phase ϕ_{00} , par contre, elles le seront nettement pour les désintégrations en trois pions car jusqu'à présent, seules des études sur des diagrammes de Dalitz avaient permis d'approcher l'amplitude $|\eta_{+-0}|$ avec une précision nettement insuffisante, on avait encore aucune mesure directe ni de l'amplitude ni de la phase.

2.2 Mise en œuvre expérimentale

L'interférométrie demande une source intense de kaons neutres car pour obtenir la précision attendue sur toutes les mesures proposées, $8 * 10^9$ kaons neutres sont nécessaires. Ceci est réalisable grâce au complexe d'anti-proton du Cern (ACOL) qui permet de délivrer un flux de 10^6 anti-protons par seconde, ponctuel (moins de 2 mm de diamètre)

et de basse énergie (aux alentours de 200MeV/c) à la sortie de l'anneau LEAR (Low Energy Antiproton Ring).

On utilise [28] l'annihilation $p\bar{p}$ au repos pour produire des kaons neutres. Entre autre, cette annihilation produit des K^0 et $\bar{K}^0$ dans les canaux suivants, que l'on appellera "événements golden" :

$$\begin{array}{rcl}
 & K^{0*} K^0 & \rightarrow \pi^+ K^- K^0 \quad (0.5 * 10^{-3}) \\
 & K^{0*} K^0 & \rightarrow \pi^- K^+ \bar{K}^0 \quad (0.5 * 10^{-3}) \\
 & K^+ K^{-*} & \rightarrow \pi^- K^+ \bar{K}^0 \quad (0.33 * 10^{-3}) \\
 & K^- K^{+*} & \rightarrow \pi^+ K^- K^0 \quad (0.33 * 10^{-3}) \\
 p\bar{p}_{au\ repos} \rightarrow & A_2^+ \pi^- & \rightarrow \pi^- K^+ \bar{K}^0 \quad (0.34 * 10^{-3}) \\
 & A_2^- \pi^+ & \rightarrow \pi^+ K^- K^0 \quad (0.34 * 10^{-3}) \\
 & \pi^+ K^- K^0 & \text{non résonant} \quad (1 * 10^{-3}) \\
 & \pi^- K^+ \bar{K}^0 & \text{non résonant} \quad (1 * 10^{-3})
 \end{array}$$

Les kaons neutres, ainsi produits, ont des taux et des spectres d'impulsion symétriques et sont "étiquetables" grâce à la conservation de l'étrangeté dans les interactions fortes. En déterminant le signe du kaon chargé associé, on connaît l'étrangeté du kaon neutre. Cependant, on voit que les rapports de branchement de ces canaux (appelés "événements golden") sont très faibles. Les mesures de violation CP par interférométrie nécessitant une grande statistique, le système de déclenchement doit être très selectif pour permettre une acquisition de données raisonnable. Pour cela, il faut être capable d'identifier très rapidement les kaons avec leur signe, c'est à dire d'être capable de séparer très rapidement les kaons des pions qui forment la plupart des particules créées lors de cette annihilation. La taille du détecteur doit contenir la région d'interférence maximum des kaons ainsi que les produits de désintégration en vue. Un suivi fin des traces chargées est nécessaire ainsi que la reconstruction des points d'annihilation et de désintégrations pour les particules neutres et chargées. Il faut également un angle solide le plus grand possible puisque les produits de l'annihilation au repos sont isotropes.

2.3 Le détecteur

Sur la figure 2.5, on montre une vue générale du détecteur et sur la figure 2.6, une coupe transversale avec un événement golden.

En allant de la partie centrale du détecteur vers la partie extérieure, on a :

- La cible et le compteur de faisceau.

La cible est constituée d'hydrogène gazeux à 15 atmosphères contenu dans une boule en Kevlar de 14 cm de diamètre et 0.5 mm d'épaisseur. Une fenêtre en Mylar de 11 mm de diamètre et 120 μ m d'épaisseur permet au faisceau de passer. Prés de cette entrée est installé un petit scintillateur circulaire qui donne un signal lors du passage d'un anti-proton. Ce signal est utilisé pour fixer le moment initial d'un événement. Devant, se trouvent deux petites chambres à fils pour contrôler la position du faisceau. La précision dans le plan transversal est de l'ordre d'un millimètre.

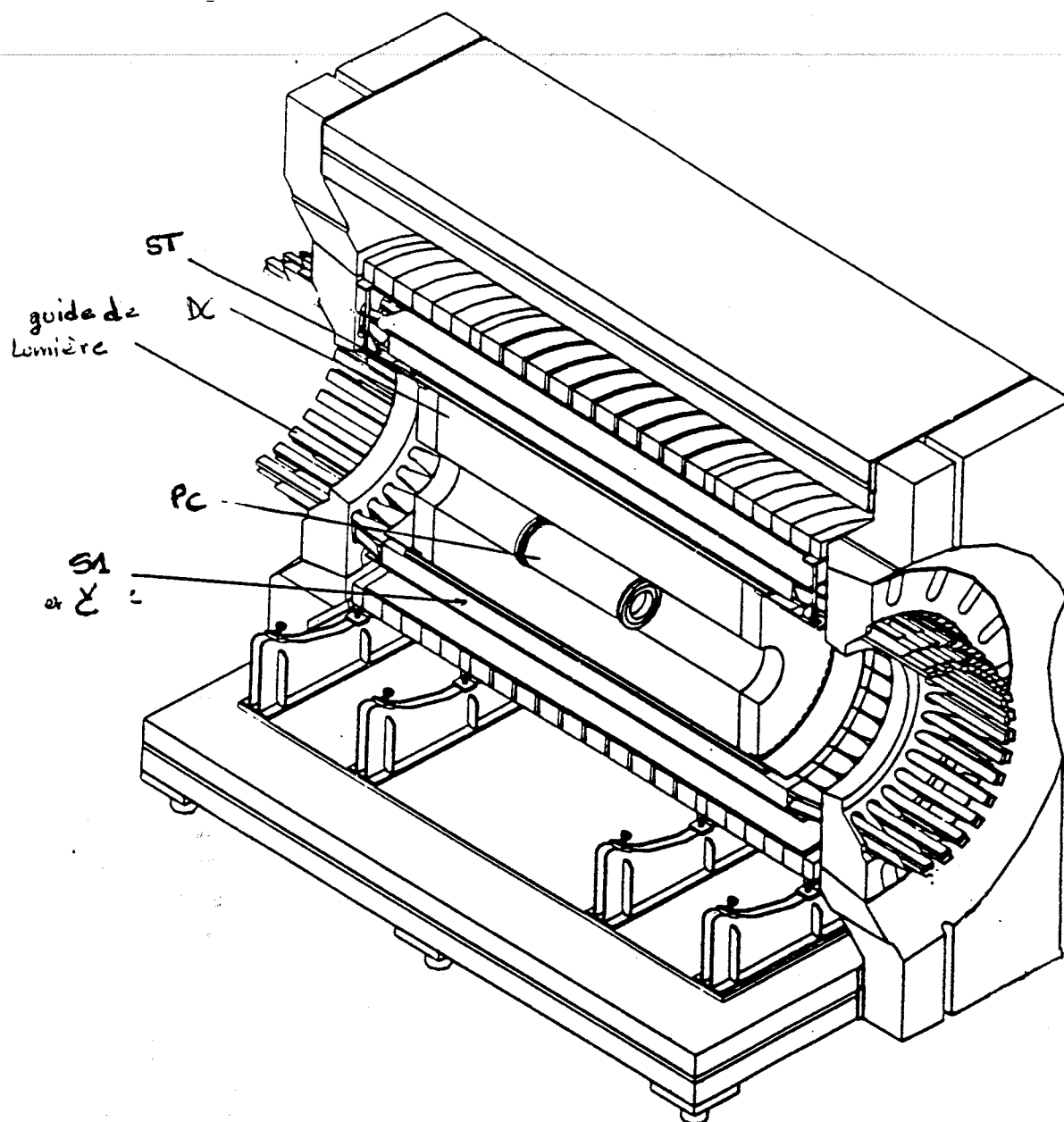


Figure 2.5: vue éclatée du détecteur

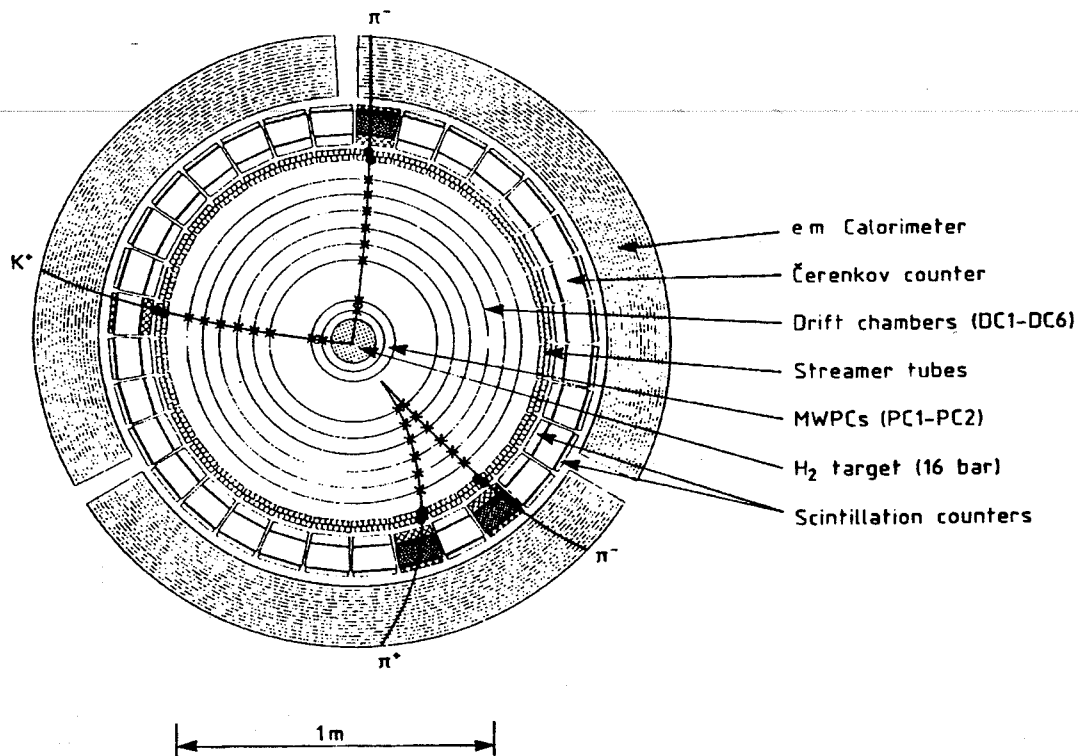


Figure 2.6: vue transversale du détecteur

- Les chambres proportionnelles PC1 et PC2

Les deux chambres proportionnelles multifils PC1 et PC2 ont pour but de déterminer avec précision les deux premiers points d'une trace. Leurs positions radiales sont telles qu'elles recouvrent une région de l'ordre de $5\tau_S$. En ligne, elles permettent au système de déclenchement de calculer (en quelques nano-secondes) la multiplicité interne de l'événement c'est à dire, en accord avec les chambres à dérive, quelles traces peuvent être identifiées comme primaires. Pour réduire les effets de régénération, la densité et l'épaisseur de ces chambres ont été minimisées.

Les cathodes sont réalisées par un dépôt métallique sur les cylindres composites qui supportent la tension des fils. Elles forment des bandes en hélice dont les angles sont de $\pm 15.5^\circ$ pour PC1 et $\pm 17^\circ$ pour PC2, elles ont un espacement de 2.4 mm. Les fils des anodes sont parallèles à la direction du faisceau et espacés de 1 mm. Le mélange gazeux est fait de 79.5% d'Argon, 20% d'isobuthane et 0.5% de Fréon. Le rayon des chambres est respectivement de 9.5 et 12.7 cm, leur longueur est de 70 cm et leur épaisseur est de 8 mm.

Au niveau de l'analyse, les fils d'anodes sont artificiellement regroupés en 64 "minis" secteurs, deux minis secteurs correspondant à un secteur PID (voir plus loin la description des PID).

- Les chambres à dérive DC1 à DC6

Les chambres à dérive sont au nombre de six, de DC1 à DC6. Elles forment,

avec les chambres proportionnelles, le système de suivi des traces et couvrent la région de vol jusqu'à $20\tau_s$ environ. La densité est minimisée pour la réduction de l'effet de régénération, leurs épaisseurs totales représentent à peu près $8 \cdot 10^{-3}$ longueur de radiation.

Les cathodes sont réalisées par dépôt d'or en hélice sur de fines feuilles de mylar qui sont maintenues planes grâce à un système de différence de pression gazeuse entre chaque feuille (chambre dite "ballon"). Elles sont inclinées de $\pm 11.5^\circ$ pour DC1 jusqu'à $\pm 26^\circ$ pour DC6 et espacées de 5.5 mm. Les fils d'anodes et de masses sont parallèles à la direction du faisceau. Les anodes sont groupées par paires (doublets) pour lever l'ambiguïté gauche/droite. L'espacement entre les fils d'un même doublet est de 0.5 mm et de 10 mm entre deux doublets. La distance entre les fils des doublets est assurée par une boule de colle placée régulièrement tous les 20 cm. La composition gazeuse est de 50% d'Argon et de 50% d'éthane. Le rayon des chambres varie de 25,5 cm à 50,9 cm, leur longueur est de 2,33 m, et leur épaisseur est de 10 mm.

De même que pour les chambres proportionnelles, les fils d'anodes sont regroupés artificiellement en 64 "minis" secteurs.

- Les "streamer tubes" (tubes à dard)

Le rôle des deux couches de streamers tubes ST1 et ST2 est de fournir en ligne (700 ns) la mesure de la position longitudinale z de chaque trace. Elle est déduite de la différence des temps de propagation le long des fils d'anodes lues grâce à des convertisseurs digitaux de temps (TDC). Chaque couche de streamers tubes comprend 192 tubes regroupés en 32 secteurs. Chaque secteur est en fait constitué d'un boîtier d'aluminium contenant 2 fois 6 tubes. La composition du gaz consiste en 46% d'isobutane, 50% d'Argon, 4% de méthylal et 0.008% de fréon. Leur rayon est de 58.2 cm et 60 cm. Ils ont une longueur de 2,52 m, une épaisseur de 1,75 cm.

- Système d'identification des particules : PID (Particle Identification Detector) [30]

Ce système est constitué de 32 secteurs trapézoïdaux, eux même formés d'un compteur Čerenkov à seuil (C) pris entre deux scintillateurs, S1 et S2, comme le montre la figure 2.7.

Le but de ce système, dans un premier temps, est de repérer très rapidement (60ns) les candidats kaons. L'identification est basée sur les compteurs Čerenkov à seuil qui émettent de la lumière quand une particule le traverse avec une vitesse plus grande que celle du photon dans ce milieu. Dans notre cas la vitesse seuil $v/c = \beta$ d'une particule pour émettre de la lumière est de 0.84. La majorité des pions ont un β plus grand aux alentours de 0.90, alors que les kaons, étant plus lourds, ont un β aux alentours de 0.78. Pour repérer le passage d'une trace, deux scintillateurs sont utilisés, un avant et un après le compteur Čerenkov. Une particule est alors identifiée kaon lorsqu'elle donne de la lumière dans deux scintillateurs d'un même secteur alors qu'elle n'en donne pas dans le compteur Čerenkov correspondant. C'est ce qui sera

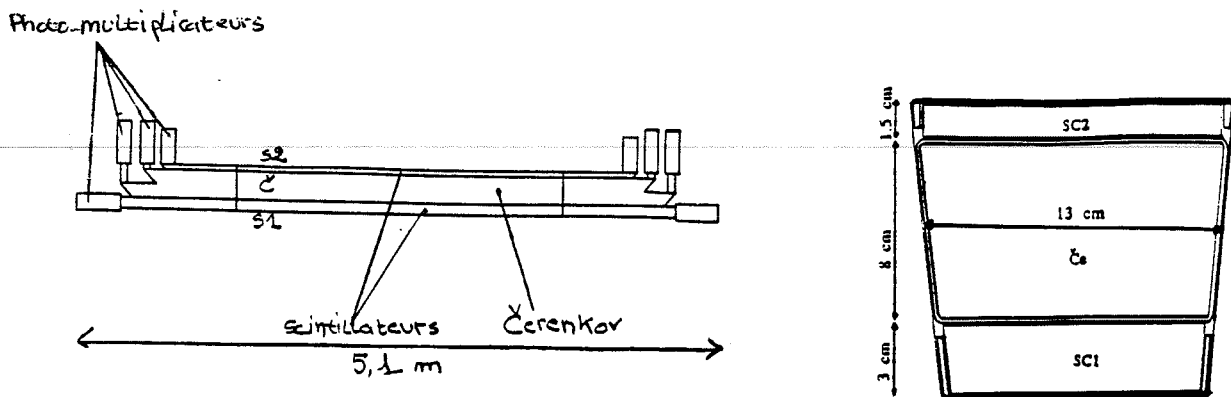


Figure 2.7: a) vue longitudinale et b) transversale d'un secteur PID

appelé dans la suite "trace SCS ".

Le compteur Čerenkov est fait d'une boîte en verre acrylique poli d'une longueur de 3,10 m, d'une hauteur de 8 cm et d'une largeur de 12,5 cm en bas et 14,1 cm en haut, peint au milieu avec une peinture blanche réfléchissante. Il est rempli de FC72 (C_6F_{14}) dont l'indice de réfraction est de 1.26 et la dispersion très basse jusqu'à une longueur d'onde de 200 nm. Ce radiateur émet de la lumière pour des particules avec un $\beta > 0.81$. On lui ajoute du Diphényl Oxazol (PPO) qui absorbe dans l'Ultra-Violet lointain et réémet dans le bleu et l'Ultra-Violet proche. La position radiale du compteur Čerenkov est à 69 cm.

Le premier scintillateur S1 est en plastique Bicron BC408 de même longueur, d'une épaisseur de 3 cm. Le deuxième S2 est constitué de NE102A d'une épaisseur de 1.4 cm. La position radiale du premier scintillateur est de 64 cm et celui du deuxième scintillateur est de 74 cm.

Chaque extrémité est prolongée par un guide de lumière jusqu'à l'extérieur de l'aimant et terminée par un photo-multiplicateur, pour les scintillateurs, et par deux, pour les compteurs Čerenkov. Ces photomultiplicateurs sont du type Philips XP4222B pour les S1, XP2232B pour les S2 et XP3462 pour les compteurs Čerenkov. Ils sont reliés, d'une part à des discriminateurs, d'autre part, à des convertisseurs analogique-numérique (ADC), plus des TDC (convertisseur temps-numérique) pour les scintillateurs.

Le système de déclenchement rapide utilise les réponses des discriminateurs tandis que les valeurs des ADC et des TDC obtenues en une micro-seconde sont exploitées pour une décision plus fine en ligne et pour l'analyse hors ligne.

- Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre sert à l'identification des photons, des électrons et des pions ainsi qu'à la reconstruction des vertex des désintégrations neutres.

La précision dans les reconstructions des vertex neutres est plus sensible à la résolution spatiale dans la détermination des pieds de gerbes qu'à la résolution en énergie. C'est pourquoi un calorimètre à grande granularité a

sous-détecteur	performance
PC	efficacité 99%, résolution $\sigma_{r\phi} = 350 \mu m$,
DC	efficacité 96%, résolution $\sigma_{r\phi} = 250 \mu m$, $\sigma_z = 3 mm$ pour DC1, 2, 3 et 4
ST	efficacité 98%, résolution $\sigma_{r\phi} = 7,5 \mu m$, $\sigma_z = 15 mm$
S1	efficacité 97%, résolution $\sigma_t = 250 ps$, $\sigma_z = 35 mm$
CE	taux de réjection pionique de 0,99 pour $p > 500 MeV/c$
S2	efficacité 97%
calorimètre	efficacité des cellules 95%, $\sigma_\phi = 3 mm$, $\sigma_z = 5 mm$, $\sigma_E = 0.15/\sqrt{E(MeV)}$

Tableau 2.2: Caractéristiques des détecteurs

été choisi. Il est constitué de 18 couches, elles-même formées d'une feuille en plomb d'une épaisseur de 1.5 mm rigidifiée de deux feuilles d'aluminium, suivi d'une couche de streamer tubes et entouré de deux couches extérieures de bandes métalliques (couches U et V) pour la localisation longitudinale. Les angles des bandes U et V sont de $\pm 30^\circ$. La composition du gaz est de 66% de CO_2 et 33% de n-pentane. Le système de lecture est uniquement digital.

L'épaisseur totale du calorimètre représente 6.2 longueur de radiation.

- L'aimant

Le solénoïde utilisé est celui de l'expérience DM2 modifié pour fournir un champ homogène de 0.44 T dans un volume cylindrique. Il a un rayon de 2 m et une longueur de 3,62 m.

Pour réduire les erreurs systématiques d'asymétrie de charge introduite par le détecteur, le champ magnétique est inversé périodiquement.

Les efficacités et résolutions sont résumées dans le tableau 2.2.

2.4 Le système de déclenchement et l'acquisition de donnée

2.4.1 Le système de déclenchement

Comme on l'a vu précédemment, le système de déclenchement doit être très sélectif vu le taux de branchement des canaux recherchés. Pour cela un ensemble de processeurs en ligne a été conçu dont voici une description sommaire. Les temps de décisions indiqués sont comptés à partir du signal venant du compteur de faisceau lors du passage d'un anti-proton.

HWP1 (HardWare Processor 1)

Le premier processeur se divise en plusieurs "modules" donnant chacun une décision sur l'événement :

- Décision rapide EDL (Early Decision Logic)

Le processus de déclenchement commence avec un signal venant du système de contrôle du faisceau, indiquant qu'un anti-proton est passé.

La première décision de déclenchement se fait sur le repérage d'une particule, au moins, ayant un secteur PID $S\bar{C}S$ et sur un nombre minimum de secteurs S1 allumés. Le nombre d'événements passant cette étape est réduit par un facteur de 5. La décision est prise au bout de 60 ns.

- Décisions Intermédiaires

Elles se décomposent en deux décisions distinctes :

1. une coupure sur l'impulsion transverse P_t des candidats kaons
Ceci permet d'éliminer la plupart des pions lents qui ne font pas de lumière dans le Čerenkov et qui simule ainsi un kaon. Le taux de rejection à ce niveau est, suivant le seuil choisi pour l'impulsion transverse, entre 2 (coupure à 280 MeV/c) et 8 (coupure à 800 MeV/c). Le temps pris pour la coupure est de 250ns.
2. une sélection basée sur la nature et le nombre des traces (IDL)
Une trace chargée est définie, à ce stade, par une corrélation des scintillateurs S1 touchés avec un des secteurs DC6 ou DC5 :

$$trace\ IDL = S1 * (DC6 + DC5).$$

Un trace est dite primaire si elle a de plus un secteur PC1 ou PC2 touché et un secteur DC1 ou DC2 :

$$trace\ primaire\ IDL = S1 * (DC6 + DC5) * (DC1 + DC2) * (PC1 + PC2).$$

Sinon elle est dite secondaire.

Une trace kaonique doit être primaire et avoir un secteur PID en coïncidence $S\bar{C}S$:

$$trace\ kaon\ IDL = (S1\bar{C}S2) * P_t * (DC1 + DC2).$$

Une décision est du genre $N_K \geq 1$, $N_{pr} \geq 2$, $N_{ch} = 2\ ou\ 4$. La décision est prise en 100 ns et réduit encore d'un facteur 2 le nombre d'événements.

- Décisions tardives

1. Suivi des traces (Track Follower Decision)
L'étape suivante est la validation de la trace par l'examen des informations détaillées fournies par l'électronique frontale des chambres et des streamers tubes. Une trace est validée si elle possède des informations dans au moins trois chambres et un ST en plus du S1. La trace est validée comme primaire si elle a au moins un signal dans les chambres proportionnelles.
La logique de validation des traces élimine les "doubles traces" dues au déclenchement de deux secteurs PID par une même particule. Seule la première trace est gardée.

- 2. Paramétrisation

Les données détaillées en provenance de l'électronique frontale des chambres (numéro de fils, temps de migration) sont transformées en coordonnées azimuthales (ϕ_i) par des tables de correspondances (Look Up Table). La calibration de la courbure, de l'angle et de la distance de la trace à l'origine permet le calcul de l'impulsion transverse des particules. A l'aide des coordonnées z , déduites des temps de migrations dans les streamer tubes, on calcule P_z .

Toutes les informations des traces validées primaires sont classées dans les "Registres" à savoir le signe de la trace, la coordonnée z , l'angle ϕ , la distance à l'origine, le rayon, l'impulsion transverse et l'impulsion longitudinale. On vérifie que la somme des charges est égale à zéro.

3. Processeur de reconstruction cinématique.

Avec les informations précédentes, on peut envisager le calcul de la masse manquante et de la masse invariante, le cas échéant, sur les traces secondaires.

Le temps pour chaque décision est représenté sur la figure 2.8.

HWP2 (Hard Ware Processor 2)

Ce processeur a comme rôle d'affiner l'identification des particules $K^\pm$ et $\pi^\mp$ par l'analyse des énergies déposées dans les scintillateurs S1, des différences de temps de vol $t_K - t_\pi$ et des nombres de photo-électron dans les compteurs Čerenkov. Les énergies déposées (dE/dx) sont déduites des valeurs des ADC des S1, les temps de vol des TDC des S1 et le nombre de photo-électron sont donnés par les ADC des compteurs Čerenkov.

La décision est prise après comparaison des données expérimentales aux données attendues calculées avec une hypothèse sur la masse à l'aide de tables de correspondances. Les informations sur les impulsions des particules, servant aux calculs, proviennent des registres du processeur HWP1. HWP2 réduit le flux des événements d'un facteur 4.

HWP2.5, HWP3, HWP4

Ces processeurs sont destinés à la sélection des canaux de désintégrations neutres et travaillent donc essentiellement avec les informations du calorimètre.

HWP2.5 détermine le nombre de gerbes dans le calorimètre et élimine les événements à deux traces chargés si le nombre de gerbes dans le calorimètre est insuffisant. De tels événements correspondent aux K_L qui ne se sont pas désintégrés dans le détecteur (environ 96%) ou aux K_S qui ne sont pas reconstituables à cause de l'absence d'un ou plusieurs photons échappés du détecteur. HWP2.5 a un temps de réponse de $25\mu s$ et fait partie des processeurs du système général de déclenchement.

HWP3 distingue le nombre exact de gerbes dues aux particules neutres de celles dues aux particules chargées et détermine leurs coordonnées. Il coupe les événements qui ont moins de 4 photons.

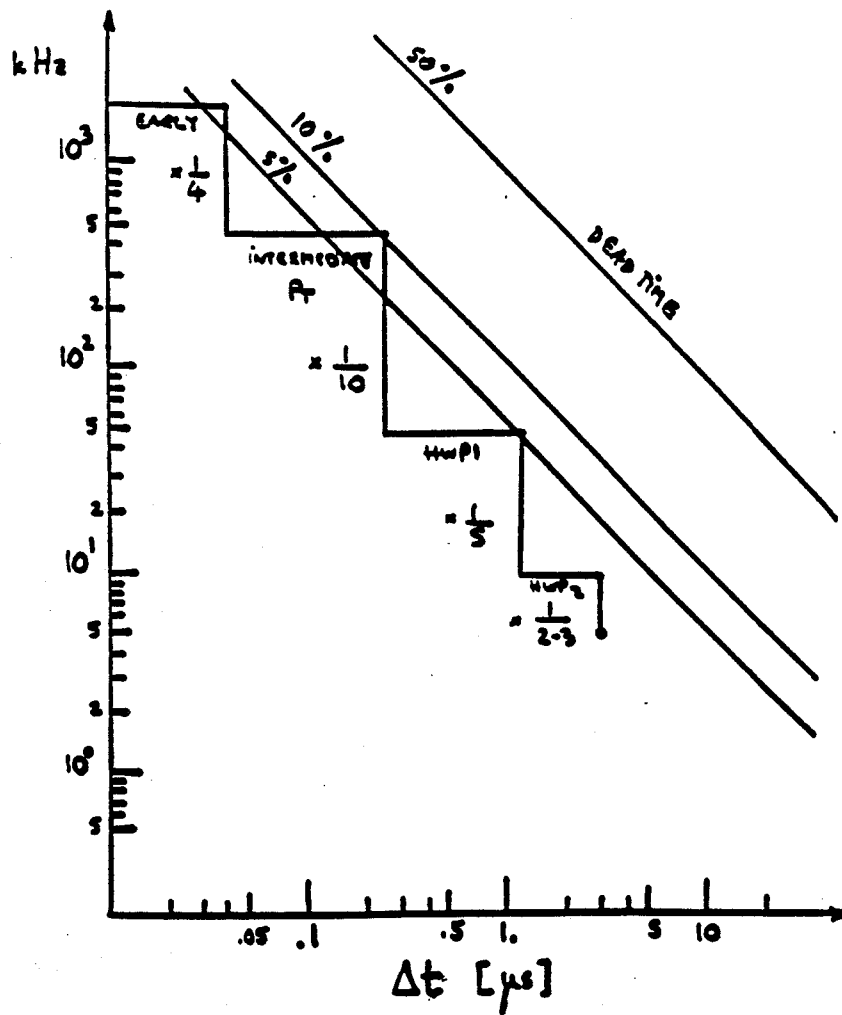


Figure 2.8: temps de décision

HWP4 reconstruit le vertex de désintégration des kaons neutres avec les informations de HWP3. Il coupe les événements qui ont un temps de désintégration inférieur à $5 \tau_S$.

le SPY

Toutes les informations venant des différents processeurs pour l'acquisition de données et pour les tests sont reçues dans un module spécifique appelé "SPY". C'est par lui aussi que passent les informations destinées à calculer en ligne les asymétries intégrales.

Toutes les décisions décrites sont gérées par le contrôle du déclenchement qui prend la décision finale en vue de l'acquisition de données. Un schéma général du système de déclenchement est montré figure 2.9

Pour connaître rapidement quelle décision était enclenchée lors d'une prise de données, il a été convenu d'un numéro caractérisant chaque combinaison possible des décisions. L'unité donne le niveau de décision EDL, les dizaines celui de la coupure P_t , les centaines celui de l'IDL,...etc.

EDL :

- 0 : passif
- 1 : nombre de S1 ≥ 1
- 2 : nombre de S1 = 2, back to back
- 3 : nombre de kaon ($S\bar{C}S$) ≥ 1 et nombre de SC1 ≥ 2

P_t cut :

- 0 : passif
- 1 : 200 MeV/c
- 2 : 270 MeV/c
- 3 : 400 MeV/c
- 4 : 800 MeV/c

IDL :

- 0 : passif
- 2 : 2 ou 4 traces au total, et 2, 3 ou 4 traces primaires
- 4 : plus de 4 traces et 2 traces primaires

TDF (modules de configuration) :

- 0 : non connecté
- 1 : passif
- 2 : nombre de kaons ≥ 1 , nombre de traces primaires ≥ 2 , nombre de traces égale à 2 ou 4

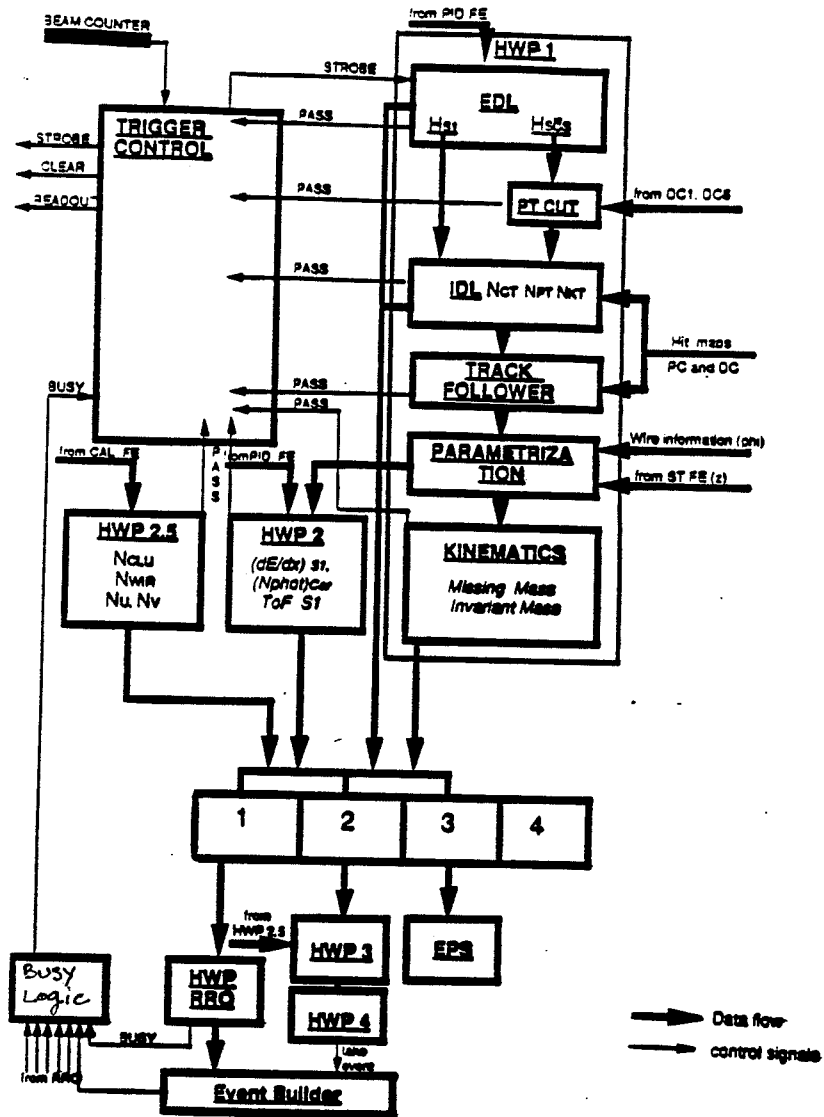


Figure 2.9: schéma du système de déclenchement

- 3 : nombre de kaons égal 1, nombre de traces primaires ≥ 2 , nombre de traces égale à 2 ou 4
- 4 nombre de kaons ≥ 1 , nombre de traces primaires égal à 2 ou (nombre de traces primaires égal à 2 ou 4), nombre de traces ≥ 4
- 5 nombre de kaon égal 1, nombre de traces primaires égal 2 ou 4, nombre de trace égal 2 ou 4

Registres :

- 0 : passif
- 1 : nombre de traces primaires égal à 2, nombre de traces égal à 2
- 2 : nombre de traces primaires égal à 2, nombre de traces égal à 4
- 3 : combinaison des possibilités 1 ou 2
- 4 : nombre de traces primaires égal à 4, nombre de traces égal à 4
- 5 : combinaison des possibilités 1 ou 4
- 6 : combinaison des possibilités 2 ou 4
- 7 : toutes les combinaisons sont acceptées

Cinématique :

- 0 : non connecté
- 1 : passif
- 2 : masse manquante K^0
- 3 : masse invariante K^0

HWP2 :

- 0 : passif
- 1 : dE/dx dans SC1
- 2 : TOF
- 3 : Čerenkov

Cette liste n'est pas exhaustive car il y a également la possibilité d'avoir des combinaisons entre les 3 premiers niveaux de HWP2 ainsi que pour les niveaux de la cinématique ou des registres.

Selon les combinaisons de décision, on sélectionne plus particulièrement un certain type d'événements.

2.4.2 L'acquisition de données

La prise de données a deux buts distincts qui aboutissent à deux circuits de données différents :

1. le circuit principal
2. le circuit ϵ'/ϵ

Le premier correspond à la prise de données en vue de l'analyse "hors ligne" des canaux de désintégrations des kaons neutres en deux pions (produits à un temps supérieur à $5\tau_S$), en trois pions et semileptoniques. Le second correspond à la prise de données pour le calcul "en ligne" du rapport $Re(\epsilon')/Re(\epsilon)$ à l'aide des asymétries intégrées (cf paragraphe 2.1.2).

Prise de donnée par le circuit principal

Pour l'analyse des données, toute l'information des détecteurs est nécessaire et doit donc être écrite y compris les informations des processeurs HWP. L'écriture se fait sur des cassettes standard IBM. La prise de données se divise en trois étapes principales :

- la lecture de l'électronique frontale de chaque sous-détecteur à l'aide d'un VALET PLUS (système de microprocesseur VME développé au CERN) que l'on appelle RRO (Root Read Out).
- la reconstruction d'un événement par un VALET PLUS "central" rassemblant toutes les informations venant des RRO de chaque sous-détecteur et la décision finale du système de déclenchement. C'est ce qui est appelé "event builder".
- si l'événement est validé, le transfert de l'événement sur le système d'enregistrement des bandes et en parallèle sur le système de contrôle en ligne.

Le contrôle des VALETs se fait grâce à un ensemble de VAX par réseau Ethernet.

Prise de donnée pour la machine " ϵ'/ϵ "

La taille moyenne des événements destinés à l'analyse hors ligne est de 2.5 k-octet. Or la mesure des asymétries intégrées demande une statistique de plusieurs milliards de désintégrations de kaons neutres. Le débit et la quantité d'informations nécessaires pour une telle analyse par la méthode décrite auparavant seraient énormes. C'est pourquoi il a été décidé d'un autre type d'enregistrement pour faire le calcul des asymétries intégrées. Les données seront enregistrées en format hexabyte sur des cassettes à haute densité (cassette vidéo 8 mm), et ne concerneront alors que quelques centaines de bytes au plus par événements.

Pour cette "machine", les informations sont prises au niveau des processeurs HWP par l'intermédiaire du "SPY". De nouveau c'est un VALET PLUS qui gère l'écriture des données.

La figure 2.10 donne une vue générale du système d'acquisition tel qu'il était au début de 1992.

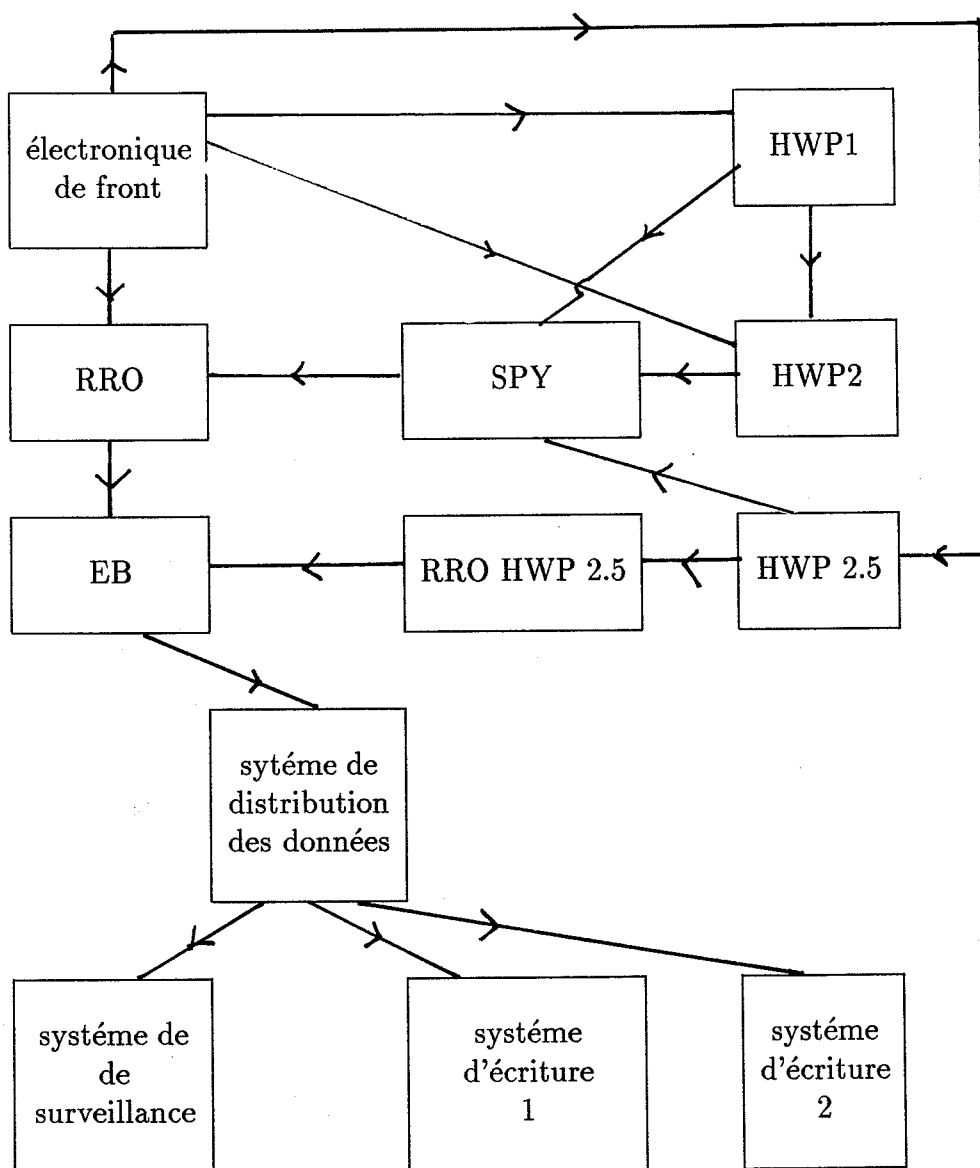


Figure 2.10: schéma de l'aquisition de donnée

Chapitre 3

Etiquetage et normalisation

Malgré les précautions prises pour éviter le plus possible les erreurs systématiques, il subsiste les effets des interactions des particules avec la matière du détecteur. Ces interactions provoquent une perte ou une mauvaise identification de particules, asymétriques en charge. Ces asymétries, indépendantes du phénomène physique que l'on désire mesurer, se retrouvent directement dans l'étiquetage et la normalisation qui sont le sujet de ce chapitre. L'étiquetage du kaon neutre se fait par l'intermédiaire du kaon chargé, dont la charge doit être déterminée pour connaître l'étrangeté. L'efficacité de cet étiquetage dépend donc directement de notre capacité à sélectionner les kaons chargés dans les événements "golden".

La normalisation se fait en comptant le nombre de K^0 et de $\bar{K}^0$ comme le montre l'expression suivante :

$$A(t) = \frac{\bar{N}_f/N_{\bar{K}^0} - N_f/N_{K^0}}{N_f/N_{K^0} + \bar{N}_f/N_{\bar{K}^0}}$$

Avec N_{K^0} le nombre total de K^0 , $N_{\bar{K}^0}$ le nombre total de $\bar{K}^0$, N_f le nombre de désintégration des K^0 dans l'état final f et $\bar{N}_f$ le nombre de désintégration des $\bar{K}^0$ dans l'état final f . Le nombre de kaons neutres étant obtenu en comptant le nombre de kaons chargés la formule devient avec N_{K^+} , le nombre total de kaons positifs, et N_{K^-} , le nombre total de kaons négatif :

$$A(t) = \frac{\bar{N}_f/N_{K^+} - N_f/N_{K^-}}{N_f/N_{K^-} + \bar{N}_f/N_{K^+}}$$

ou encore :

$$A(t) = \frac{\bar{N}_f - n * N_f}{n * N_f + \bar{N}_f}$$

avec $n = \frac{N_{K^+}}{N_{K^-}}$, le facteur de normalisation dans lequel se reflètent les différences d'interactions entre les particules concernées.

Pour s'affranchir des problèmes d'asymétrie de charges au niveau du suivi de traces, dûs à des déformations géométriques du détecteur ou aux algorithmes de reconstruction des traces, le champ magnétique est périodiquement inversé.

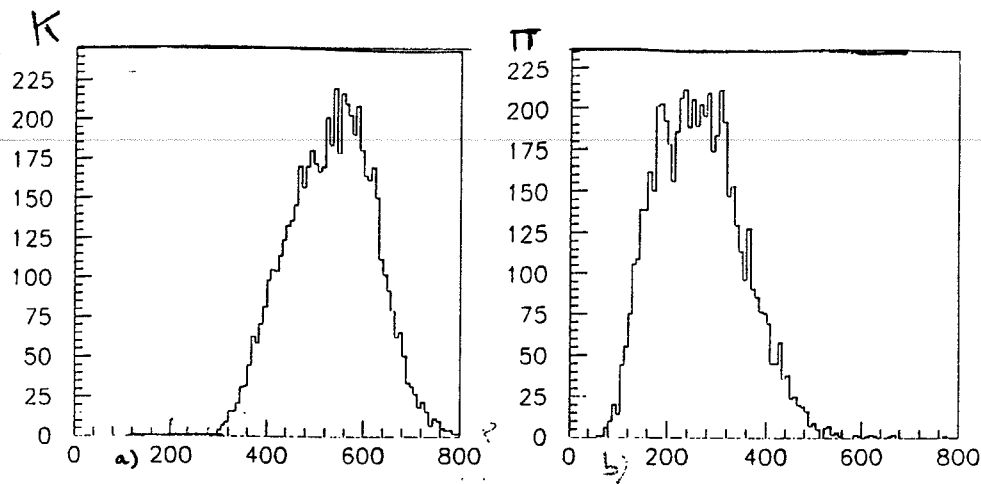


Figure 3.1: spectre d'impulsion (en MeV/c) a) des kaons et b) des pions

3.1 Etiquetage

Avant d'aborder l'analyse des premières données, faisons une brève description des outils hors ligne dont nous disposons et de la situation du détecteur dans les périodes considérées. Pour les prises de données de 1989, 1990 et une partie de 1991, seuls les trois premiers niveaux de déclenchement étaient disponibles. Les combinaisons les plus utilisées ont été le déclenchement 233 et 433. Le 433 correspond au canal de désintégration chargé $\pi^+\pi^-$ qui se produit après un temps supérieur à $5\tau_S$, tandis que le 233 permet de sélectionner des canaux de désintégration chargés et neutres à partir de $0\tau_S$. Les informations du calorimètre n'étant pas encore accessibles pour ces périodes, les canaux de désintégration neutres ne seront pas étudiés. Ces deux types de déclenchement incluent une coupure en ligne sur l'impulsion transverse des kaons à 400 MeV/c. En réalité après reconstruction des traces, on voit que les spectres d'impulsion se situent entre 280 et 800 MeV/c (figure 3.1).

Tous les programmes pour la lecture des bandes, le décodage des informations, les calculs des quantités nécessaires aux analyses et les programmes personnels sont gérés par le système PATCHY. Les informations de chaque événement sont gardées dans des banques créées et gérées par ZEBRA. Un ensemble de programmes fait la "reconnaissance de trace" (pattern recognition) c'est à dire qu'il reconstruit chaque trace chargée avec les informations de chaque détecteur, il détermine alors le nombre de traces chargées reconstituables, calcule les impulsions et les coordonnées de chaque trace. Un autre ensemble de programme sert à ajuster chaque trace trouvée après la reconnaissance, il recalcule alors le nombre de traces, les impulsions et les coordonnées plus précisément ainsi que les énergies. Il existe aussi des programmes plus spécifiques pour le calcul d'énergie perdue, de nombre de photo-électrons,... etc. Les simulations des processeurs en ligne sont également faites. Plus récemment, des ajustements cinématiques contraints ont été mis au point.

Les simulations Monte-Carlo comprennent une description complète du détecteur et des interactions des particules. Les programmes sont basés sur GEANT, le logiciel standard du CERN pour les simulations. Le générateur d'événement est spécifique

à CPLEAR pour les basses énergies et essaie de tenir compte de tous les canaux d'annihilation de $p\bar{p}$.

3.1.1 Biais introduit par l'étiquetage en ligne

L'étiquetage des kaons neutres commence à l'aide des compteurs Čerenkov : le radiateur, dont l'indice de réfraction est égal à 1.26, a été choisi de manière à ce que les kaons ne donnent pas de lumière dans le compteur alors qu'un pion en donne. Les scintillateurs, dans un premier temps, ne sont là que pour détecter le passage de la particule. Le seuil de lumière a été choisi à 0.5 photo-électron sur les quatre photo-multiplicateurs des compteurs Čerenkov. On ajoute la condition qu'au moins deux discriminateurs sur les quatre soient déclenchés. Ceci correspond à un bon compromis pour la réjection du fond pionique et l'acceptance des bons événements entre le centre et les extrémités du compteur.

La première étude porte sur les compteurs Čerenkov et a été réalisée sur des données réelles 233 avec un lot d'événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ dont la sélection est décrite plus loin dans le chapitre (p 57).

Efficacité des compteurs Čerenkov

Cette étude concerne uniquement l'efficacité des compteurs Čerenkov pour sélectionner les kaons par le critère " $S\bar{C}S$ "; la réjection des pions, par ce même critère, a été étudié par ailleurs, elle est globalement égale à 99%.

Les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$, qui sont nombreux à passer l'EDL et l'IDL (cf paragraphe 3.1.2), constituent une source de kaons non biaisés par la signature du Čerenkov. En effet, le système de déclenchement valide un événement s'il a au moins une trace identifiée $S\bar{C}S$ qu'il repère comme candidat kaon après la vérification sur l'impulsion transverse. Ce déclenchement n'exclut pas deux kaons dans un même événement mais aucune condition n'est imposée sur le deuxième kaon. Après des contraintes cinématiques qui éliminent la plupart des autres canaux, le principe de la sélection des événements à deux kaon consiste à faire des coupures sur les temps de vol et les énergies déposées dans les scintillateurs, pour les deux traces kaons, et aucune coupure sur le nombre de photo-électron dans les compteurs Čerenkov pour le "deuxième" kaon.

Pour une impulsion donnée, deux sortes d'événements peuvent être sélectionnés, selon le nombre de kaons identifiés dans l'événement lui-même, avec chacun une probabilité que l'on définit comme il suit :

<i>type d'événements</i>	<i>nombre d'événements sélectionnés</i>
$K_t K_t$	$N * \epsilon_t p_t \epsilon_t p_t$
$K_t K, K K_t$	$N * \epsilon_t p_t (1 - \epsilon_t) p_s$

où N est le nombre initial d'événements $K^-K^+\pi^-\pi^+$ produit durant la période considérée, ϵ_i l'efficacité d'identifier le kaon par la signature $S\bar{C}S$, p_i est la probabilité de sélectionner un kaon identifié et p_s est la probabilité de sélectionner un kaon non identifié $S\bar{C}S$.

Si on suppose que $p_s \simeq p_t$, c'est à dire que la sélection cinématique est suffisamment indépendante de l'étiquetage (cf paragraphe 3.2.2), alors, en rapportant le nombre de kaons identifiés et sélectionnés sur le nombre total de kaons sélectionnés, on obtient l'efficacité d'identification par les compteurs Čerenkov :

$$\frac{N_i}{N_{tot}} = \frac{\epsilon_i^2 p_i^2}{\epsilon_i^2 p_i^2 + \epsilon_i p_i (1 - \epsilon_i) p_s} = \frac{\epsilon_i p_i}{\epsilon_i p_i + (1 - \epsilon_i) p_s} \simeq \epsilon_i$$

Ce calcul a été appliqué pour les K^+ et K^- pris séparément et pris indifféremment.

Les efficacités globales (au dessus de 350 MeV/c) sont de :

- 79% pour l'ensemble des kaons
- 80% pour les K^+
- 78% pour les K^- .

Elles sont données en fonction des impulsions des kaons figure 3.2, 3.3 et 3.4.

On voit nettement que la région de bon fonctionnement du critère $S\bar{C}S$ ne commence que pour des impulsions totales supérieures à 350 MeV/c. En dessous, les kaons sont lents, il s'arrêtent et se désintègrent ou interagissent fortement avec la matière. A basse impulsion, les K^+ interagissent peu mais se désintègrent en produisant des particules qui ont un β suffisamment grand pour avoir une bonne probabilité d'émettre de la lumière dans les compteurs Čerenkov. Par contre les K^- , à basse impulsion, interagissent avec les noyaux et peuvent produire, avec les protons, des pions chargés dont l'impulsion est inférieure au seuil du compteur Čerenkov et qui, ainsi ne produit pas de lumière dans ce dernier mais dans le scintillateur S2. Au dessus de 350 MeV/c, les 20% de perte sont dûs aux électrons de knock-on ainsi qu'aux interactions nucléaires des kaons dans les compteurs, plus particulièrement l'échange de charge pour les K^+ avec les neutrons et la formation d'un Λ et d'un π pour le K^- .

Cette étude a également permis une comparaison des données réelles avec le Monte-Carlo. Elle a révélé une surestimation du bruit de fond dans la simulation des compteurs, essentiellement due aux électrons de knock-on. Après correction on obtient les efficacités que l'on peut voir figure 3.5.

L'étiquetage en ligne se poursuit avec des coupures sur la qualité des traces puis une analyse des énergies déposées (dE/dx) dans les scintillateurs, du signal donné par les compteurs Čerenkov et des temps de vol donnés par les scintillateurs. L'estimation des acceptances de ces coupures en ligne a été possible grâce à une simulation des processeurs, réalisée "hors ligne", et une sélection cinématique très stricte des événements enregistrés après IDL qui a permis d'avoir un échantillon d'événements golden le moins biaisés possibles. Ces événements ont été sélectionnés sans aucune coupure ni sur le dE/dx dans les scintillateurs ni sur les signaux dans les Čerenkov (exceptée la signature $S\bar{C}S$) sur des enregistrements de données réelles 433 et 233. Le calcul et les coupures envisagées pour le processeur HWP2 ne vont pas être détaillées, on va seulement en donner les grandes lignes. Le principe est de calculer :

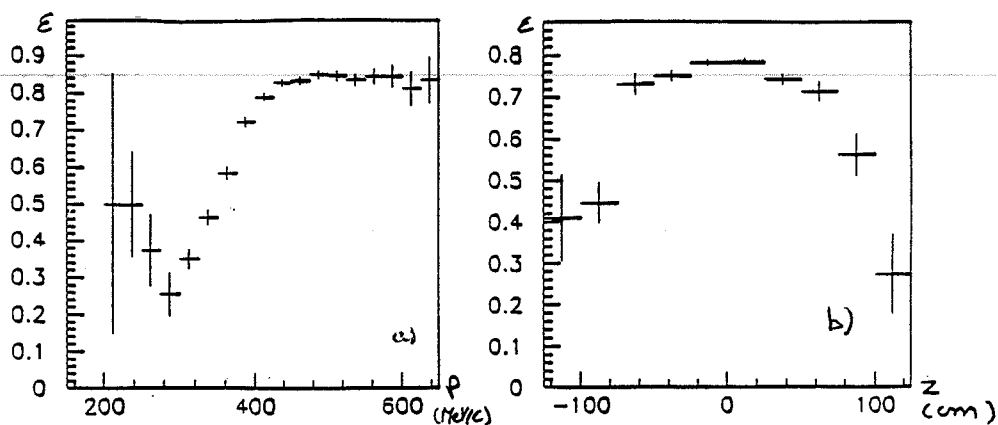


Figure 3.2: efficacité des compteurs Čerenkov pour les kaons a) en fonction de leur impulsion totale (MeV/c) b) en fonction de leur position longitudinale z (cm)

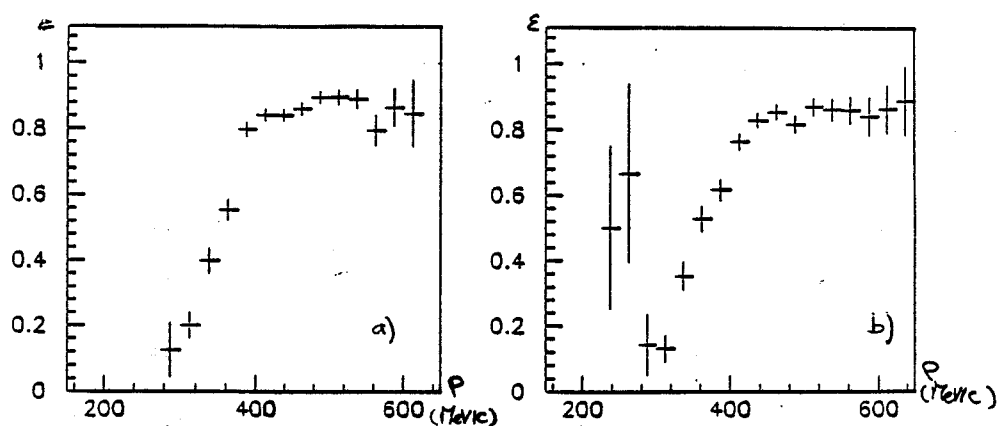


Figure 3.3: efficacité des compteurs Čerenkov pour les K^+ en fonction de leur impulsion (MeV/c), a) pour $|z| < 30$ cm b) $|z| > 30$ cm

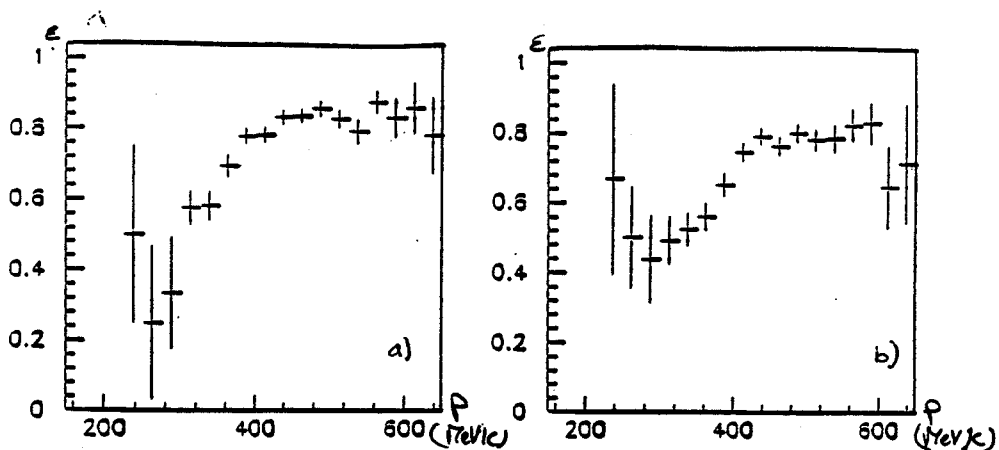


Figure 3.4: efficacité des compteurs Čerenkov pour les K^- en fonction de leur impulsion totale (MeV/c) a) pour $|z| \leq 30$ cm b) pour $|z| \geq 30$ cm

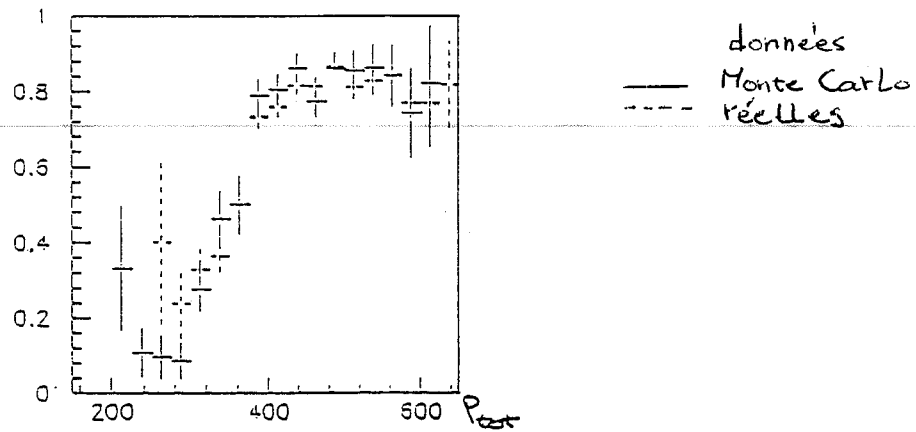


Figure 3.5: efficacité des compteurs Čerenkov avec les données Monte-Carlo en fonction de l'impulsion totale (MeV/c)

- la perte d'énergie dans les scintillateurs pour la trace kaonique signée $S\bar{C}S$ et les deux traces de signes opposés au candidat kaon qui sont supposés être des pions
- le temps de vol (TOF) pour les deux combinaisons possibles kaon-pion
- le nombre de photo-électron produit par le compteur Čerenkov pour la trace $S\bar{C}S$

puis de comparer chaque valeur aux valeurs théoriques calculées en faisant des hypothèses sur la masse de ces particules, connaissant la position longitudinale et l'impulsion dans les scintillateurs de la trace considérée.

Acceptances des coupures effectuées par HWP2

On utilise le lot d'événements golden dont la sélection est décrite dans le tableau 3.1 (p 63) et qui, grâce à une sélection cinématique sévère, est pratiquement exempte de fond. Le kaon et le pion primaire sont bien identifiés. On peut alors faire passer les filtres HWP2 (simulation hors ligne de l'algorithme du processeur HWP2) pour évaluer l'acceptance de chaque coupure pour chaque type de trace. Les acceptances globales ainsi obtenues sont de :

- 94% pour les coupures dE/dx kaons dans S1
- 93% pour les coupures dE/dx pions dans S1
- 97% pour les coupures TOF au niveau des S1
- 98.5% pour les coupures kaons sur le nombre de photo-électron dans les compteurs Čerenkov

Leurs distributions en fonction des impulsions sont montrées dans les figures 3.6 et 3.7.

La séparation entre les kaons et les pions par examen des pertes d'énergie dans les scintillateurs est maximale aux basses impulsions comme le montre les figures 3.8. Cette perte d'énergie est calculée en utilisant la formule de Bethe-Bloch, on connaît l'impulsion de la particule et on fait une hypothèse sur sa

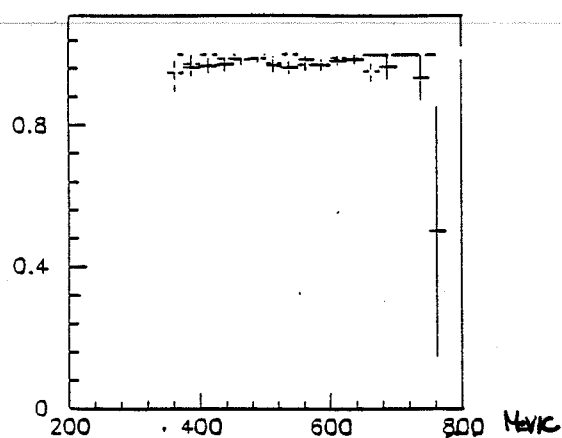


Figure 3.6: acceptance des coupures HWP2 dans les compteurs Čerenkov pour les kaons en fonction de l'impulsion totale p (MeV/c)

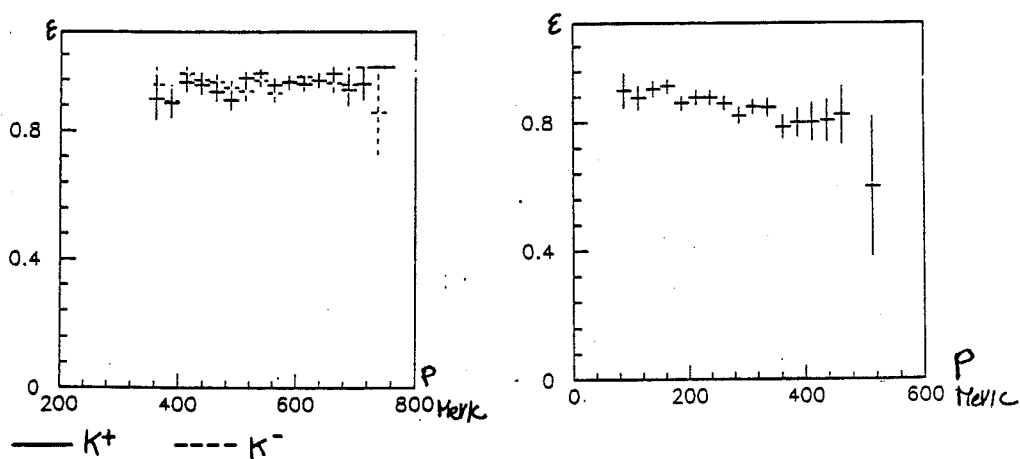


Figure 3.7: acceptance des coupures HWP2 sur le dE/dx (en MeV/cm) dans les scintillateurs S1 en fonction de l'impulsion (MeV/c) a) pour les kaons b) pour les pions

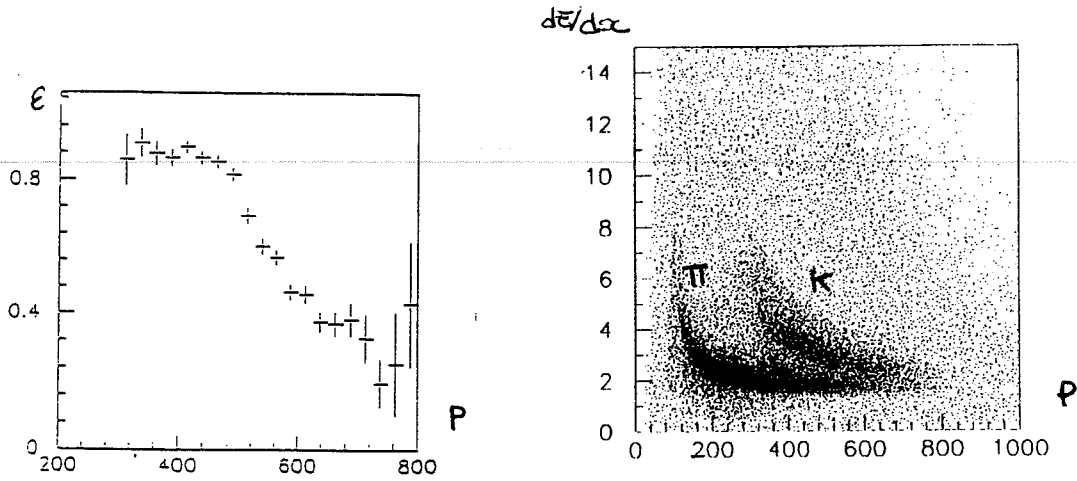


Figure 3.8: identification par les dE/dx

a) énergie déposée (dE/dx en MeV/cm) en fonction de l'impulsion (MeV/c) b) efficacité d'identification de la coupure dE/dx dans S1 pour les kaons en fonction de leur impulsion (MeV/c)

masse (dans notre cas, kaon, pion ou électron). La figure 3.8 b) représente le taux de kaon se trouvant dans la région de perte d'énergie compatible à quatre déviations standards avec l'hypothèse kaon, tout en étant hors de la région de perte d'énergie compatible à trois déviations standards avec l'hypothèse pion. Plus simplement, c'est le taux de kaons où il n'y a pas ambiguïté entre l'hypothèse kaon et pion. Cette figure montre qu'à plus haute impulsion, la perte d'énergie ne distingue plus les kaons des pions. En coupant sur la valeur de la perte d'énergie à quelques déviations standards par rapport à l'hypothèse kaon, on a une méthode complémentaire à celle des compteurs Čerenkov pour la sélection des kaons.

Les coupures sur le temps de vol ne sont faites que sur les différences de temps de vol entre deux traces. En effet en faisant la soustraction, on supprime l'erreur systématique introduite par les fluctuations sur la détermination du temps origine de l'annihilation. Cette différence de temps de vol est ensuite comparée à la valeur théorique que l'on obtient en faisant les hypothèses sur les masses des particules.

La capacité de distinguer les particules par les TOF décroît aux hautes impulsions comme le montre la figure 3.9. Cette figure représente la différence des temps de vol, pour toutes les paires de traces de signes opposés, comparée à la différence théorique calculée avec une hypothèse kaon-pion. Les paires qui sont effectivement des kaon-pion se trouvent autour de la valeur zéro, les autres s'en éloignent, mais à plus haute impulsion, le TOF des événements dont les traces primaires sont des pions ne se distinguent plus des événements kaon-pion. Cependant cette distinction est maximale dans les plages d'impulsions où les compteurs Čerenkov sont les moins efficaces et est, de plus, indépendante des possibles interactions dans la matière des compteurs. C'est donc également une méthode complémentaire et indépendante du signal Čerenkov pour étiqueter le kaon.

En associant les coupures sur le nombre de photo-électron dans les compteurs

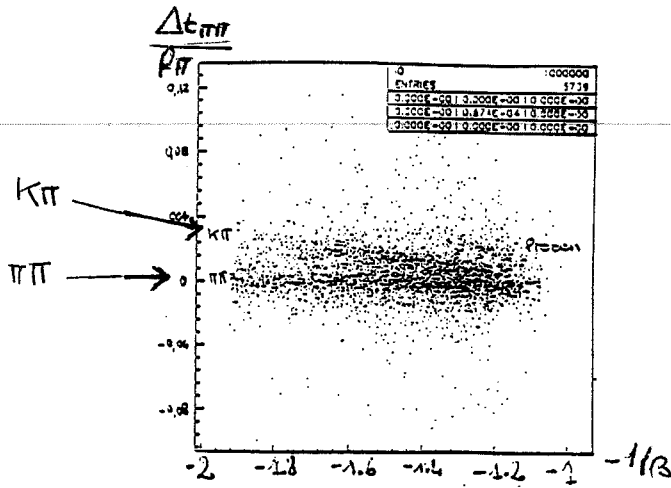


Figure 3.9: différence de temps de vol en fonction de $-1/\beta$ calculée avec l'hypothèse pion-pion

Čerenkov, avec des coupures sur les pertes d'énergie et sur les temps de vol dans les scintillateurs, on arrive à une bonne sélection des kaons chargés et des pions associés. Cependant, tant que la cinématique de tout l'événement n'est pas pris en compte, il subsiste un fond considérable.

3.1.2 Bruit de fond et taux relatifs

Contamination

La contamination des canaux golden est essentiellement due à trois sortes d'événements correspondant aux bruits de fond kaonique chargé, kaonique neutre et pionique. Ces différents canaux sont :¹

fond kaonique chargé :

$\pi^\pm K^\mp K^{0*}$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$(0.98 * 10^{-3})$
$K^{0*} K^{0*}$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$(1.23 * 10^{-3})$
$\pi^\pm \pi^\mp \phi$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	$(0.26 * 10^{-3})$
$K^+ K^- \omega$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(0.65 * 10^{-3})$
$K^+ K^- \eta$		$(0.27 * 10^{-3})$
$K^+ K^- \pi^0$		$(1.0 * 10^{-3})$
$K^\pm K^\mp^*$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^0$	$(0.33 * 10^{-3})$
$\pi^0 K^\pm K^\mp^*$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$	$(0.42 * 10^{-3})$
$K^\pm^* K^\mp^*$	$\rightarrow K^+ K^- \pi^0 \pi^0$	$(0.17 * 10^{-3})$

¹les taux d'embranchement donnés ont, pour l'essentiel, été mesurés dans l'hydrogène liquide des chambres à bulles ou simplement estimés.

fond kaonique neutre :

$$\begin{aligned}
\pi^\pm K^\mp K^{0*} &\rightarrow \pi^\pm K^\mp K^0 \pi^0 & (0.49 * 10^{-3}) \\
\pi^0 K^\pm K^\mp &\rightarrow \pi^0 K^\mp K^0 \pi^\pm & (0.84 * 10^{-3}) \\
\pi^\pm K^0 K^\mp &\rightarrow \pi^\pm K^0 K^\mp \pi^0 & (0.90 * 10^{-3}) \\
K^\mp K^\pm &\rightarrow \pi^\pm K^0 K^\mp \pi^0 & (0.66 * 10^{-3}) \\
K^{0*} K^{0*} &\rightarrow \pi^0 K^\mp K^0 \pi^\pm & (1.23 * 10^{-3})
\end{aligned}$$

fond pionique :

$$\begin{aligned}
p\bar{p} &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- & (0.06) \\
&\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 & (0.19) \\
&\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 & (0.23) \\
&\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 & (0.10)
\end{aligned}$$

Le bruit de fond pionique est initialement le plus important mais il est considérablement réduit par la condition $S\bar{C}S$ comme on l'a vu précédemment. La répartition de ces fonds est différente selon le déclenchement demandé. La détermination des rapports de branchement dans les données CPLEAR progresse, notons, entre autre, la détermination des rapports relatifs de branchement pour les canaux $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $p\bar{p} \rightarrow K^+ K^-$ [31].

Taux relatifs Golden/Golden+ $\pi^0/K^+ K^- \pi^+ \pi^-$

Une estimation des taux relatifs et absolus des canaux passant le déclenchement 233 a été faite sur les données réelles. On a recherché les coupures optimales pour les sélections. Finalement, on a adopté pour caractériser les événements présents sur les enregistrements, les conditions suivantes :

Evénements golden, $K_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Les événements sont considérés golden lorsque

- la trace $S\bar{C}S$ a une impulsion totale supérieure à 350 MeV/c.
- le dE/dx de la trace $S\bar{C}S$ est dans la bande définie "kaon" et le dE/dx des deux traces de signe opposé dans la bande définie "pion" (voir figure 3.12 pour les définitions des bandes).
- Le temps de vol d'au moins une des deux combinaisons possibles kaon-pion est compatible avec l'hypothèse kaon-pion.
- la valeur absolue de l'énergie totale manquante sur les quatre traces, calculée avec l'hypothèse $K\pi\pi\pi$, est inférieure à 120 MeV.
- la norme de l'impulsion totale des quatres traces est inférieure à 130 MeV/c

Les deux dernières conditions correspondent à la zone 1 de la figure 3.10 représentant le plan (E_{tot}, P_{tot}) calculé avec l'hypothèse $K\pi\pi\pi$. Elles caractérisent l'annihilation au repos des antiprotons dans le canal des événements golden. C'est à dire que lorsque l'hypothèse sur les masses des particules chargées est juste, la somme des impulsions et la masse manquante des quatres traces doivent être groupées autour de zéro.

Evénements golden+ π^0

Pour ces événements, les conditions sur les dE/dx et temps de vol sont les mêmes que pour les goldens. Seules les coupures sur les énergies et impulsions totales diffèrent. Les coupures appliquées correspondent à la zone 2 de la figure 3.10. L'impulsion totale et l'énergie manquante ne doivent plus être autour de zéro mais dans la région compatible avec un pion neutre manquant.

Evénements $K^+K^-\pi^+\pi^-$

Ces événements sont reconnus $K^+K^-\pi^+\pi^-$ lorsque

- la trace $S\bar{C}S$ a sa valeur de dE/dx dans la "bande kaon" et une impulsion totale supérieure à 350 MeV/c.
- une des deux traces de signe opposé à la trace $S\bar{C}S$ a la valeur du dE/dx dans la "bande kaon" et une différence de temps de vol avec la trace $S\bar{C}S$ compatible avec l'hypothèse kaon-kaon, tandis que l'autre trace de signe opposé a sa valeur de dE/dx dans la "bande pion" et la différence de temps de vol compatible avec l'hypothèse kaon-pion.
- l'énergie et l'impulsion manquantes sont dans la zone 3 de la figure 3.10. Pour ces événements, l'impulsion totale des quatres traces doit être autour de zéro puisqu'il ne manque pas de particule mais par contre, l'hypothèse sur la masse de la particule associée à la trace $S\bar{C}S$ étant fausse (hypothèse d'un pion), l'énergie manquante est décalée, environ, de la différence de masse entre le kaon et le pion chargé.

Evénements pioniques

Tous les événements zone 4 sont considérés comme pioniques s'ils ont un temps de vol compatible avec l'hypothèse pion-pion.

Les "bandes de dE/dx " sont représentées figure 3.12. Tous les événements ont également des conditions sur la reconstruction et la position du point d'origine de l'annihilation (appelé vertex primaire) et, selon, sur le point d'origine de la désintégration (appelé vertex secondaire). Ces conditions reviennent à avoir un vertex primaire au centre du détecteur et, si besoin est, un vertex secondaire reconstituable.

L'efficacité et les probabilités d'une mauvaise identification de ces coupures ont été testées avec les données Monte-Carlo et une matrice de correction en a été tirée. Cette matrice a permis de remonter au nombre initial que l'on avait sur les bandes en partant du nombre final des événements sélectionnés et en connaissant le nombre total d'événements enregistrés durant la période de prise de données.

Le taux de fond pionique n'est pas donné car la correction avec le Monte-Carlo n'a pas été possible statistiquement.

La matrice d'efficacité que voici tient compte des efficacités de détection et de reconstruction pour la période considérée :

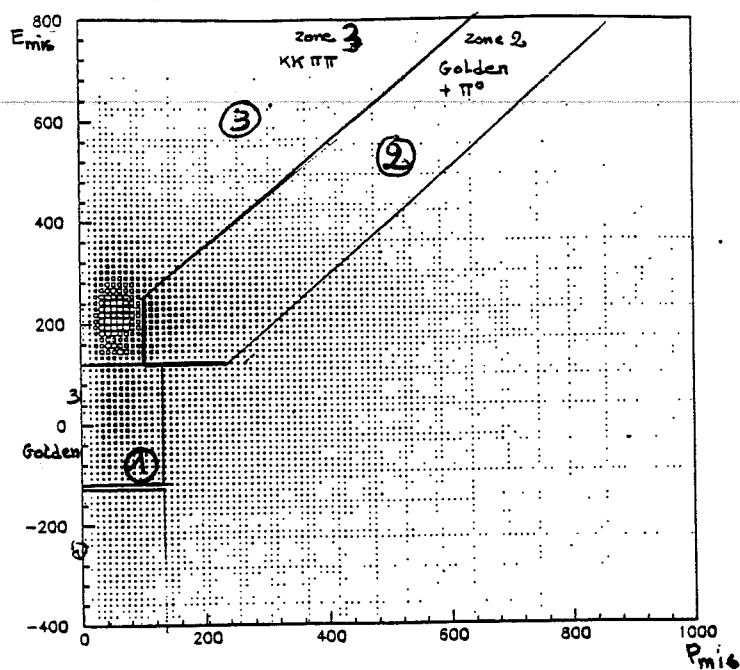


Figure 3.10: Energie manquante (MeV) en fonction de l'impulsion manquante (MeV/c)

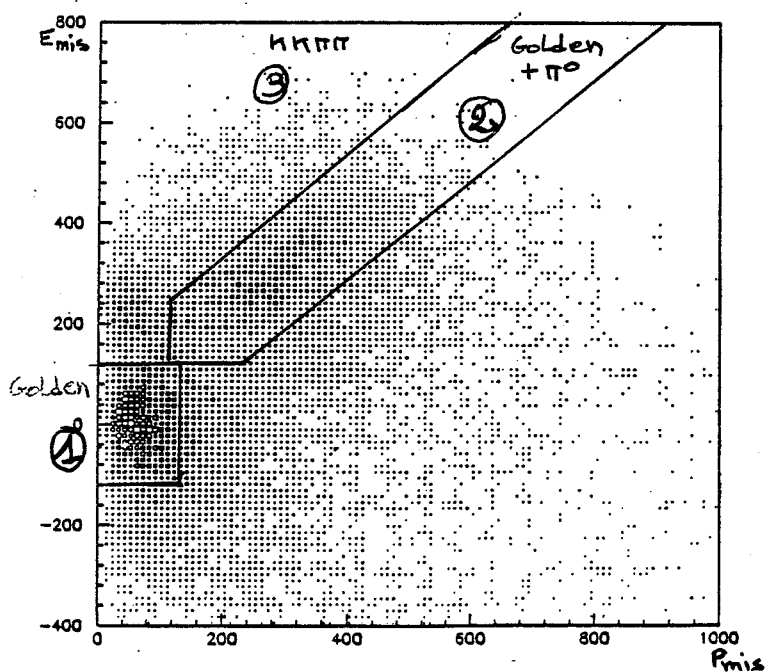


Figure 3.11: Energie manquante (MeV) en fonction de l'impulsion manquante (MeV/c) après les coupures dE/dx et TOF "à la HWP2"

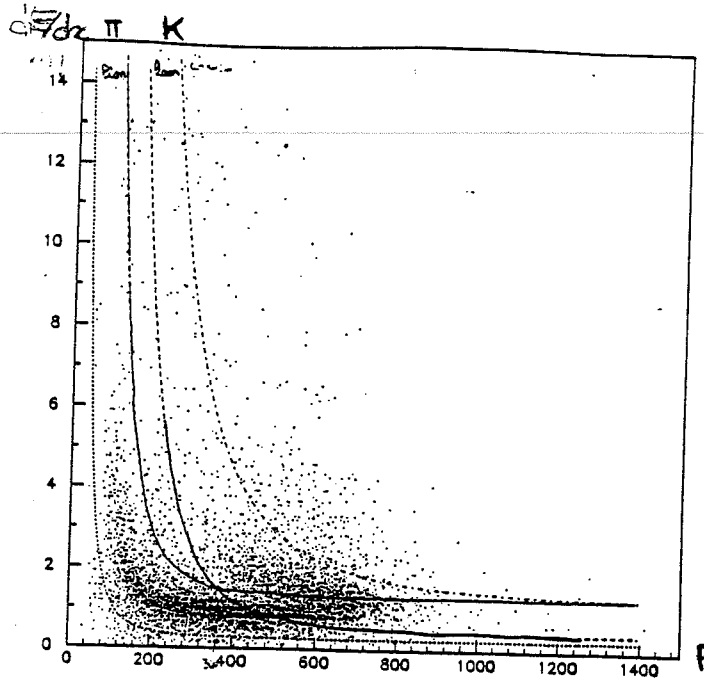


Figure 3.12: définitions des bandes de dE/dx "pion" et "kaon"

$$\begin{pmatrix} N_{golden} \\ N_{golden+\pi^0} \\ N_{KK\pi\pi} \end{pmatrix}_{s\acute{e}lectionn\acute{e}s} = \begin{pmatrix} 4.1 * 10^{-2} & 4.9 * 10^{-4} & 1.1 * 10^{-4} \\ 2.5 * 10^{-4} & 1.7 * 10^{-2} & 8.8 * 10^{-5} \\ 7.4 * 10^{-5} & 1.2 * 10^{-3} & 1.0 * 10^{-2} \end{pmatrix}_{M-C} \begin{pmatrix} N_{golden} \\ N_{golden+\pi^0} \\ N_{KK\pi\pi} \end{pmatrix}_{r\acute{e}els}$$

La diagonale de cette matrice représente l'efficacité de la sélection tandis que le reste des coefficients sont les probabilités de mal identifier. Les valeurs, qui sont faibles, peuvent s'expliquer par l'absence d'une partie des ADC et TDC des PID qui fonctionnaient alors mal (seuls 60% des événements avaient une information en temps de vol), et par les acceptances géométriques de chaque sous-détecteur.

Les taux absolus, par événement passant la décision 433, sans correction, sont de :

- $2.1 * 10^{-4}$ pour les événements golden
- $3. * 10^{-4}$ pour les événements $golden+\pi^0$
- $2.7 * 10^{-4}$ pour les événements $KK\pi\pi$

Après correction les taux absolus sont de :

- $5.1 * 10^{-3}$ pour les événements golden
- $1.8 * 10^{-2}$ pour les événements $golden+\pi^0$
- $2.7 * 10^{-2}$ pour les événements $KK\pi\pi$

ce qui donne comme taux relatifs :

$$\frac{golden+\pi^0}{golden} \simeq 3.5$$

$$\frac{KK\pi\pi}{golden} \simeq 5.3.$$

Ces taux d'événements enregistrés sur cassette correspondent à ceux qui ont passé le troisième niveau de déclenchement HWP1, ils seront nettement améliorés au niveau HWP2 lorsque ce dernier sera complètement installé. Pour le moment, seule une simulation hors ligne a permis l'estimation des taux d'événements passant le processeur HWP2.

La distinction entre les événements ayant passé les coupures "HWP2" est uniquement cinématique, avec l'impulsion et l'énergie manquante comme on le voit figure 3.11. De nouveau les efficacités et probabilités d'une mauvaise identification ont été déduites des données Monte-Carlo. La matrice d'efficacité dans ce cas est égale à :

$$\begin{pmatrix} N_{golden} \\ N_{golden+\pi^0} \\ N_{KK\pi\pi} \end{pmatrix}_{s\acute{e}lectionn\acute{e}s} = \begin{pmatrix} \underline{0.58} & 0.7 * 10^{-2} & 0.29 * 10^{-2} \\ 0.87 * 10^{-2} & \underline{0.60} & 0.29 * 10^{-1} \\ 0.15 * 10^{-1} & 0.23 & \underline{0.36} \end{pmatrix}_{M-C} \begin{pmatrix} N_{golden} \\ N_{golden+\pi^0} \\ N_{KK\pi\pi} \end{pmatrix}_{r\acute{e}els}$$

Les termes diagonaux représentent l'acceptance des coupures "HWP2" pour chaque type d'événements alors que les autres coefficients représentent la probabilité de mal identifier cinématiquement ces événements. Finalement, les taux relatifs après les coupures HWP2 sont de

$$\frac{golden+\pi^0}{golden} \simeq 1.1$$

$$\text{et } \frac{KK\pi\pi}{golden} \simeq 0.85.$$

On voit que les coupures dE/dx et TOF de HWP2 devraient diminuer d'un facteur 5 le fond de $K^+K^-\pi^+\pi^-$ et d'un facteur 3 le fond kaonique neutre. A ce niveau de décision la contamination reste tout de même considérable et on peut difficilement la diminuer sans coupures plus fines réalisables après analyse hors ligne.

3.1.3 Etiquetage "hors ligne"

L'étiquetage commencé en ligne grâce au système de déclenchement se poursuit avec l'analyse des cassettes enregistrées. Pour cela un filtre a été mis au point qui permet d'avoir accès plus rapidement aux canaux désirés.

Elaboration des filtres

Les filtres ont été élaborés pour clarifier les données brutes et permettre les études des différents canaux kaoniques. Il y en a essentiellement deux types, un pour les canaux de désintégrations en particules chargées (c'est à dire correspondant à des événements à quatre traces chargées), un pour les canaux de désintégrations en particules neutres (correspondant aux événements à deux traces chargées). En voici une brève description.

- Après la reconstruction des traces par l'algorithme de reconnaissance, on coupe sur :
 - le nombre de traces chargées trouvées après la reconnaissance (nombre de traces = 2 ou 4).

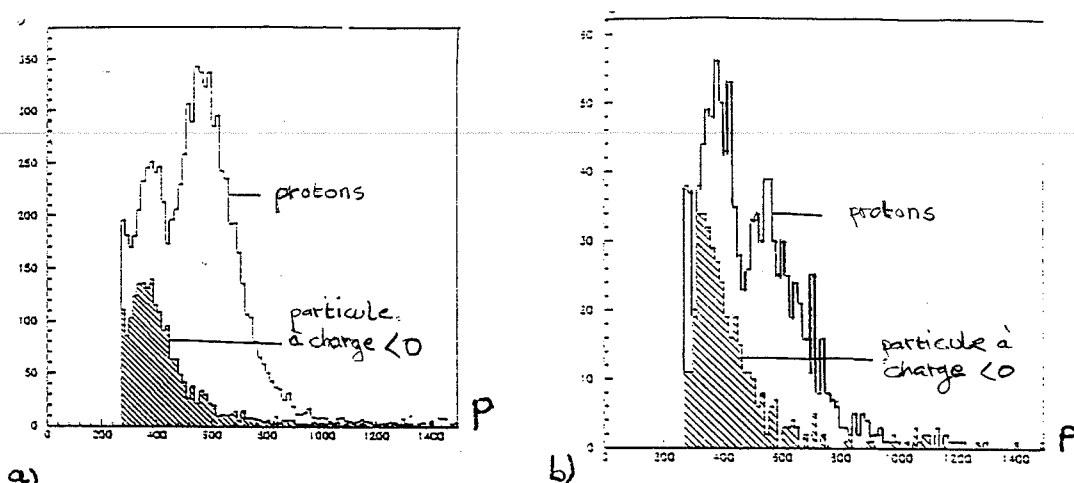


Figure 3.13: distribution de l'impulsion (MeV/c) a) avant et b) après les coupures sur le nombre de traces et la somme des charges

- sur la somme des charges (somme des charges = 0).
- l'information en z dans DC6 ou ST1 ou ST2.

Les deux premières coupures éliminent la plupart des protons provenant des interactions nucléaires avec les parois de la cible, comme le montre les figures 3.13. Ces figures représentent les distributions des impulsions de toutes les traces positives avant et après ces coupures comparées aux distributions des traces négatives. On voit le pic des protons aux alentours de 600 MeV/c. Elles ont été initialement introduites à cause d'un problème de centrage du faisceau dans les premières périodes de prise de données.

- Après ajustement des traces, on compare le nombre final de traces validées à celui que l'on trouvait avec l'algorithme de reconnaissance et on rejette les événements pour lesquels il n'y a pas égalité.
- Des conditions spécifiques à la trace kaonique sont ajoutées :
 - la trace doit avoir au moins un signal dans les chambres proportionnelles, et un secteur $S\bar{C}S$.
 - son impulsion totale doit être supérieure ou égale à 300 MeV/c
 - la perte d'énergie doit être compatible avec l'hypothèse kaon à 4 déviations standards.
- Puis des coupures sur le ou les vertex (point d'intersection des traces) sont appliquées pour une paire de particules de charges opposées. Elles exigent qu'il y ait un vertex restructurable au point d'annihilation de l'antiproton.
 - la position radiale doit être inférieure à 2 cm
 - la position longitudinale inférieure à ± 10 cm

- la distance entre les deux traces au point d'approche minimale (qui définit le vertex) doit être inférieure à 10 cm.

Si l'événement a des traces secondaires, la dernière coupure citée est appliquée également au deuxième vertex. De plus on exige un angle d'ouverture entre ces deux traces supérieure à 18° et inférieure à 162° pour éliminer la diffusion en arrière qui peut se produire lorsqu'un kaon ou un pion interagit avec la matière du détecteur, surtout au delà des streamer tubes, et pour éliminer les conversions de photons.

Ces filtres réduisent les données brutes et permettent la sélection des événements golden (neutres et chargés) et des événements $KK\pi\pi + n\pi^0$ et $KK + n\pi^0$.

Afin de s'assurer de l'efficacité de ces filtres et des coupures faites pour la sélection des événements golden, une étude sur des événements réels goldens a été effectuée en suivant la démarche inverse à celle du paragraphe précédent. Une sélection cinématique très stricte a été appliquée pour obtenir un lot pur d'événements golden, non biaisés par les coupures sur les valeurs de dE/dx et de nombre de photo-électron. Les coupures effectuées ont surtout porté sur les traces secondaires et sur la cinématique globale de l'événement pour garder les traces primaires le moins biaisée possible.

Acceptance des coupures sélectionnant les kaons neutres

Cette étude a été faite sur des événements enregistrés après un déclenchement 433 et 233. Le pourcentage d'événements restant après chaque coupure est donné dans le tableau 3.1.

En plus des coupures sur l'angle d'ouverture entre les deux traces secondaires, on a appliqué une coupure sur l'angle formé par la ligne entre les deux vertex et la direction de l'impulsion manquante afin d'éliminer d'éventuels π^0 au vertex primaire.

Le fond restant a été estimé sous le pic de masse invariante $\pi^+\pi^-$ à 10 % de la totalité du pic pour chaque trigger. On a pu voir qu'il est essentiellement dû à une contamination en K_L puisque la coupure limitant les temps de vie a fait tomber de moitié le fond et a recentré le pic de masse invariante autour de la valeur de la masse du kaon neutre. Ce décalage était provoqué par la mauvaise hypothèse sur la masse d'un lepton pris pour un pion. Dans le déclenchement 233, il y a aussi une contribution du fond pionique que l'on peut voir grâce au temps de vol et aux valeurs d'énergie perdue dans les scintillateurs S1.

Pour les événements qui ont une cinématique telle que l'on peut inverser le kaon avec le pion tout en satisfaisant toutes les coupures (3.5 % des événements), nous avons ajouté des conditions supplémentaires. Ces événements correspondent à des kaons d'impulsion comprises entre 300 et 400 MeV/c alors que le pion associé a une impulsion de 200-300 MeV/c. Lorsque la distinction entre les impulsions n'est pas assez nette, le critère de la différence de temps de vol permet de déterminer lequel est le pion et lequel est le kaon.

Les acceptances trouvées sur les traces primaires sont données ci-dessous :

- Les acceptances globales pour les coupures dE/dx hors ligne sélectionnant

Tableau 3.1: sélection cinématique des goldens

coupures	trigger 433	trigger 233 (4 traces seulement)
événements 4 traces (traces pattern)	100 %	100 % (39 % de tous les 233)
pas de SCS (desaccord entre le pattern et le spy)	98.6 %	100 %
$n_{fit} \neq n_{pat}$ (n=nombre de traces)	78 %	91 %
au moins 2 traces primaire pattern	75.7 %	90 %
$\alpha_{p_{mis}-vert.line}$ ($\cos \alpha_{p-v} > 0.96$)	25.5 %	32.6 %
$\alpha_{sec.tracks}$ ($ \cos \alpha_{s-t} < 0.94$)	14.8 %	25.7 %
vertex secondaire	8 %	15.4 %
E_{mis}, P_{mis} "golden" ($ P_{mis} < 160, E_{mis} < 200$)	1.5 %	2.9 %
mass manq. et inv. K^0 (± 210 MeV), (± 80 MeV)	1.1 %	1.3 % (0.5 % de tous les 233)
$3\tau_s < K^0$ temps de vie $< 7\tau_s$	0.9 %	—

$\alpha_{p_{mis}-vert.line}$ est l'angle entre la ligne de vertex, formée par les deux vertex primaire et secondaire, et l'impulsion manquante.

α_{s-t} est l'angle entre les deux traces secondaires.

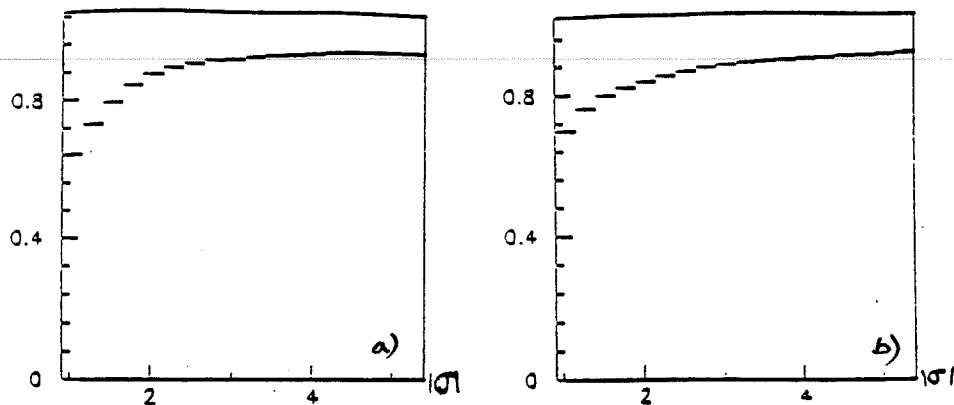


Figure 3.14: acceptance de la coupure sur l'énergie déposée (MeV/cm) a) dans S1 et b) dans S2 en fonction du nombre de déviation standard par rapport à l'hypothèse kaon

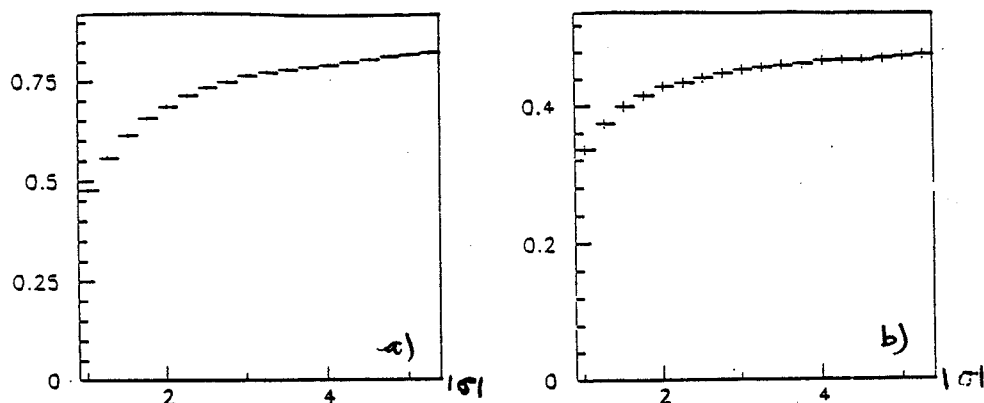


Figure 3.15: acceptance de la coupure sur l'énergie déposée (MeV/cm) a) dans S1 et b) dans S2 en fonction du nombre de déviation standard par rapport à l'hypothèse pion

les kaons à 4 déviations standards par rapport à l'hypothèse kaon et les pions à 3 déviations standards par rapport à l'hypothèse pion sont de :

- 96 % pour les kaons et 78 % pour les pions dans les scintillateurs S1
- 93 % pour les kaons et 49 % pour les pions dans les scintillateurs S2

Les figures 3.16, 3.17 montrent les acceptances en fonction de l'impulsion pour les kaons et pour les pions respectivement.

les figures 3.14 donnent l'acceptance en fonction du nombre de déviations standards pour les pions et les kaons.

La coupure pour les kaons à 4 déviations standards est un compromis entre une bonne acceptance des événements golden et une bonne réjection du fond à basse impulsion, elle est suffisante pour un filtre.

- L'acceptance des coupures faites sur les signaux des compteurs Čerenkov est de 95 % pour les kaons et 56 % pour les pions.

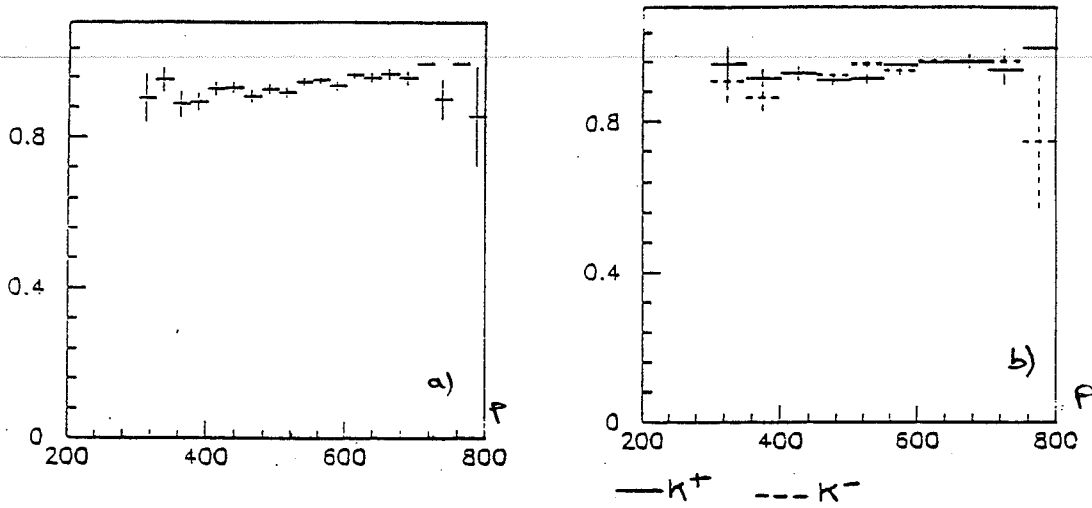


Figure 3.16: acceptance pour les kaons, de la coupure sur l'énergie déposée dans S1, compatible à 4 déviations standards par rapport à l'hypothèse kaon, en fonction de l'impulsion (MeV/c) a) pour l'ensemble des kaons b) pour K^+ et K^- séparément

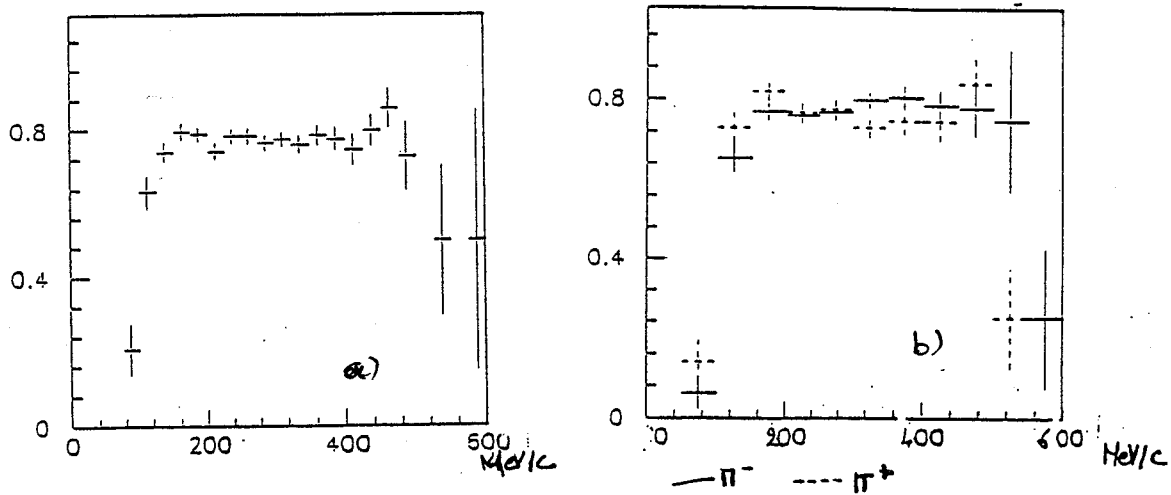


Figure 3.17: acceptance pour les pions, de la coupure sur l'énergie déposée dans S1, compatible à 3 déviations standards par rapport à l'hypothèse pion, en fonction de l'impulsion (MeV/c) a) pour l'ensemble des pions b) pour π^+ et π^- séparément

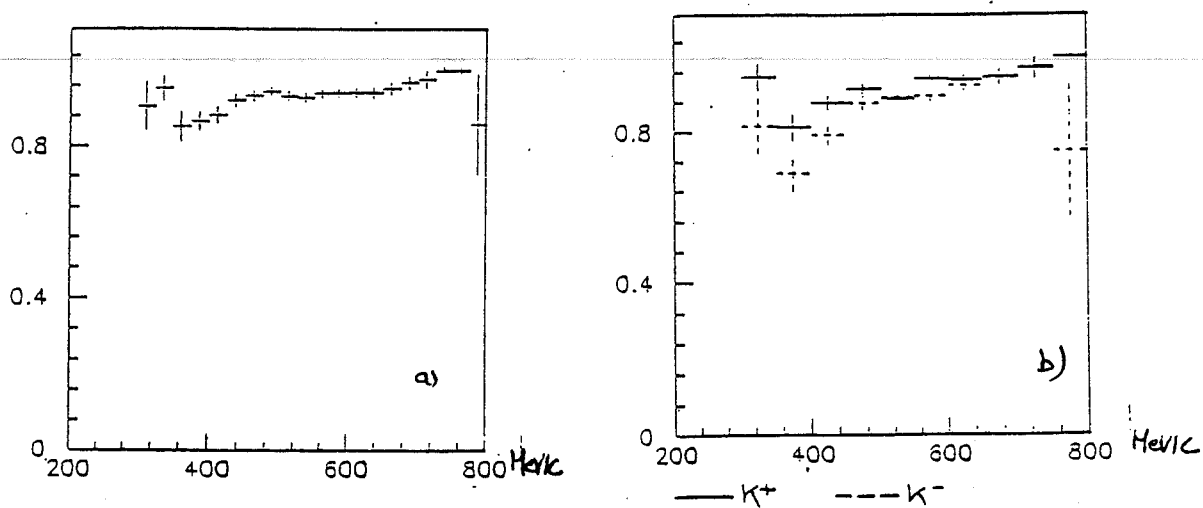


Figure 3.18: acceptance de la coupure sur l'énergie déposée dans S2, compatible à 4 déviations standards par rapport à l'hypothèse kaon, en fonction de l'impulsion (MeV/c) a) pour l'ensemble des kaons b) pour K^+ et K^- séparément

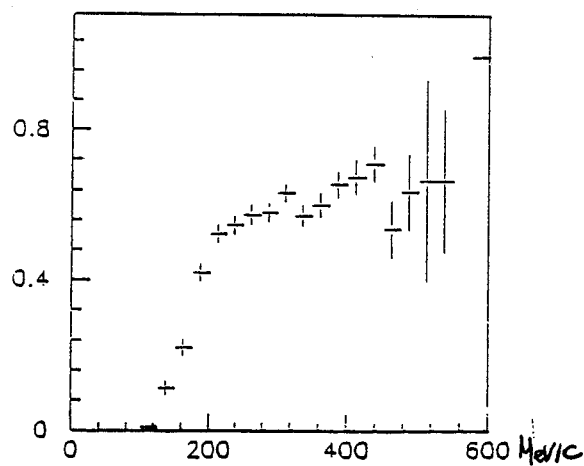


Figure 3.19: acceptance de la coupure π dans S2 en fonction de l'impulsion (MeV/c)

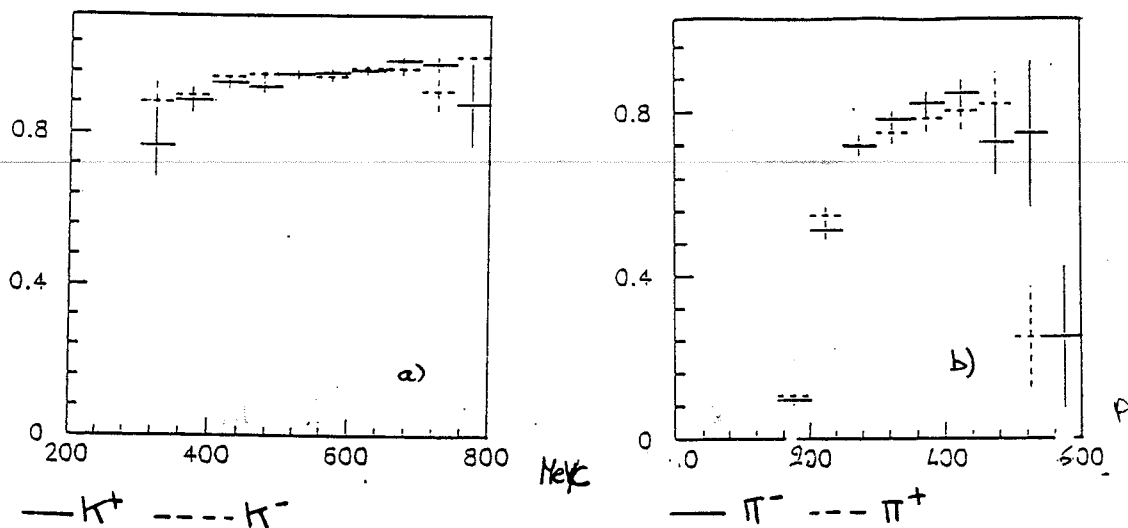


Figure 3.20: acceptance de la coupure sur les signaux dans les compteurs Čerenkov en fonction de l'impulsion (MeV/c)
a) pour les K^+ et K^- b) pour π^+ et π^-

Ces acceptances sont montrées dans les figures 3.20 en fonction de l'impulsion.

- Les acceptances dues aux coupures sur le TOF sont de :
 - 20% avec l'hypothèse K- π stricte
 - 97.4% avec l'hypothèse K- π acceptant les ambiguïtés

Les coupures dans le compteur Čerenkov et S2 ne sont, en fait, utilisées que pour la sélection des kaons.

Les coupures sur la différence de temps de vol sont toujours utilisées au sens large (c'est à dire que l'on accepte les ambiguïtés entre deux hypothèses, ceci ne se produisant qu'à haute), l'intérêt étant de compléter, aux basses impulsions, les coupures sur les signaux des compteurs Čerenkov pour la sélection des kaons.

On a pu également étudier, grâce aux lots d'événements goldens sélectionnés avec la cinématique, l'accord entre les acceptances des données Monte-Carlo et des données réelles. Une comparaison a révélé quelques erreurs dans la façon de simuler les réponses des scintillateurs mais surtout des compteurs Čerenkov. Des corrections ont été apportées, notamment dans la simulation de la lumière en dessous du seuil Čerenkov qui s'est révélée moins importante que prévue initialement.

Il est plus difficile d'estimer réellement l'efficacité de ces coupures pour la réjection du bruit de fond. Cependant, la sélection cinématique des événements golden permet de connaître le taux du bruit pionique restant grâce à l'analyse des temps de vol et des pertes d'énergie dans les scintillateurs. La démarche pour estimer ce taux est expliqué dans ce qui suit.

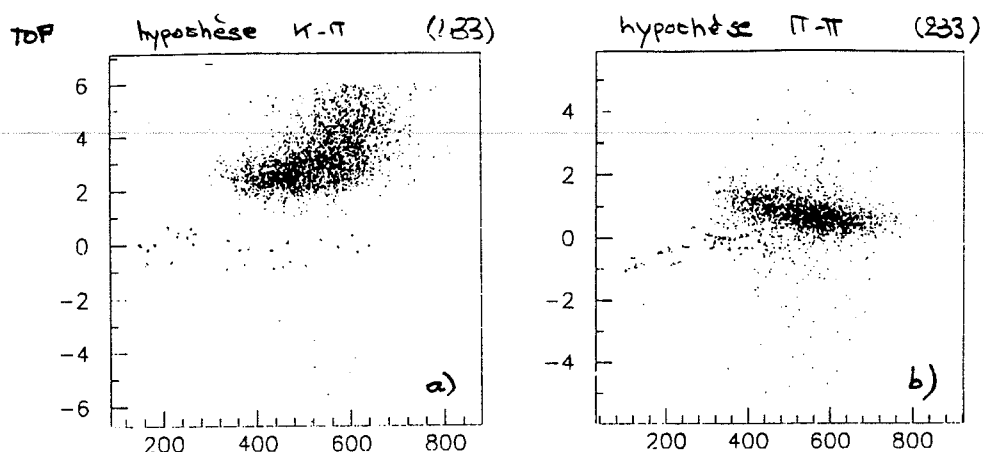


Figure 3.21: TOF (ns) des événements sélectionnés golden cinématiquement en fonction de l'impulsion du kaon (MeV/c)

a) TOF calculés avec l'hypothèse $\pi - K$ b) TOF calculés avec l'hypothèse $\pi - \pi$

Mauvaise identification des kaons et des pions par les coupures dE/dx et Čerenkov

La sélection cinématique sans coupures ni sur le dE/dx , ni sur les TOF, a permis d'utiliser ces dernières quantités pour repérer et évaluer le nombre d'événements golden pour lesquels on avait une inversion $K - \pi$ dans la paire primaire ainsi que le nombre d'événements pioniques (paire primaire $\pi - \pi$) qui avaient été sélectionnés cinématiquement comme golden (figure 3.21). En connaissant, par ailleurs, les inefficacités des coupures sur le dE/dx et sur les TOF pour les kaons et les pions, on a pu alors estimer le taux de mauvaises identifications kaons-pions dans la sélection finale des événements golden.

Inversion $K - \pi$ dans les goldens

Cette estimation a été faite avec les événements sélectionnés après un déclenchement 433.

Les probabilités qu'un kaon passe les coupures dE/dx "pions" sont montrées sur la figure 3.22 b) en fonction de son impulsion et celles pour qu'un pion passe les coupures dE/dx "kaon" sur la figure 3.22 a), également en fonction de son impulsion. Ces probabilités ont été calculées à partir du lot d'événements golden non biaisés en comptant le nombre de kaons, (resp. de pions), préalablement bien identifiés, qui ont passé les coupures destinées aux pions (resp. aux kaons).

Les différences de temps de vol ont servi à repérer les traces primaires golden pour lesquelles le kaon et le pion étaient inversés (figure 3.21) après coupures cinématiques.

Le taux global de mauvaise identification a été trouvé de l'ordre de $1.3 \cdot 10^{-4}$ pour une impulsion $p_\pi > 300$ MeV/c. Il est compatible avec ce que l'on attendait.

Sa distribution en impulsion est montrée figure 3.23. Les erreurs sont uniquement statistiques. Le tableau 3.1.3 résume ces valeurs.

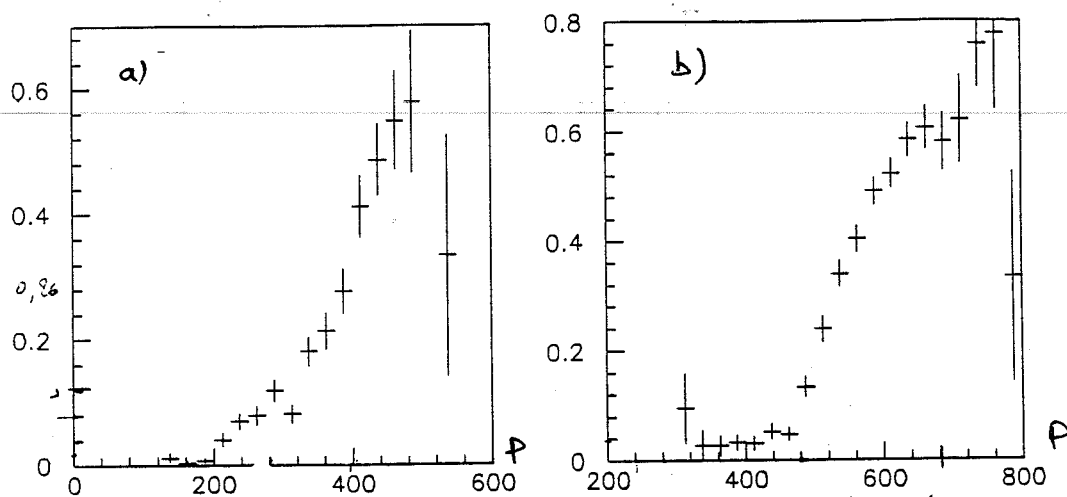


Figure 3.22: inefficacité des coupures dE/dx a) pour les pions b) pour les kaons

	$K^+ \text{ et } K^-$	K^-	K^+
$P_\pi < 300 \text{ MeV}/c$	$2.5 * 10^{-3} \pm 1.5 * 10^{-3}$	$2.3 * 10^{-3}$	$2.70 * 10^{-3}$
$300 < P_\pi < 400 \text{ MeV}/c$	$5.50 * 10^{-5} \pm 4.7 * 10^{-5}$	$5.06 * 10^{-5}$	$5.94 * 10^{-5}$
$400 < P_\pi < 500 \text{ MeV}/c$	$3.65 * 10^{-5} \pm 3.3 * 10^{-5}$	$3.36 * 10^{-5}$	$3.94 * 10^{-5}$
$500 < P_\pi < 600 \text{ MeV}/c$	$2.70 * 10^{-4} \pm 2.2 * 10^{-4}$	$2.49 * 10^{-4}$	$2.91 * 10^{-4}$
$700 \text{ MeV}/c < P_\pi$	$9.38 * 10^{-4} \pm 7.3 * 10^{-4}$	$8.65 * 10^{-4}$	$1.02 * 10^{-3}$

Tableau 3.2: taux de confusions $K - \pi$ dans les événements golden

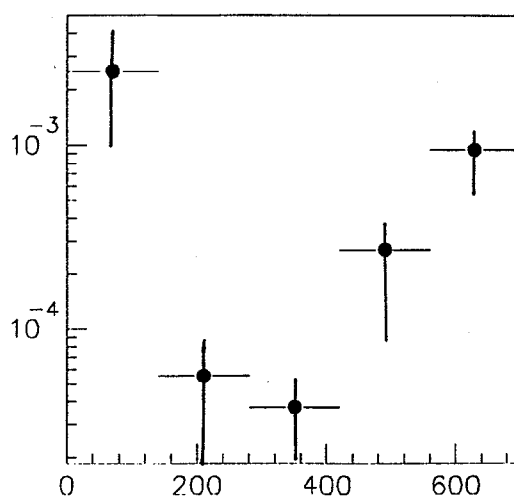


Figure 3.23: taux de confusion kaon-pion dans les événements golden en fonction de l'impulsion (MeV/c) du pion

Compte-tenu des erreurs statistiques, on peut considérer cette confusion kaon-pion symétrique en charge.

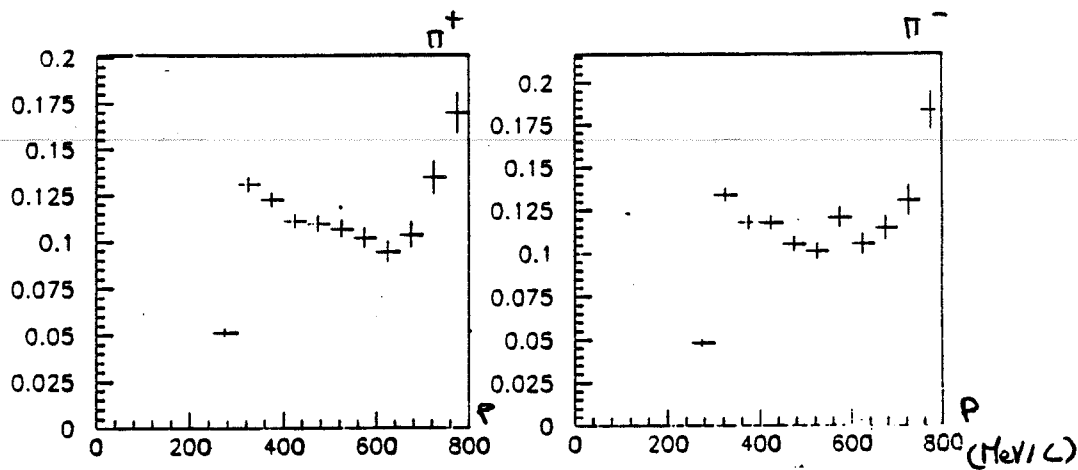


Figure 3.24: inefficacité des coupures sur le dE/dx et sur le signal Čerenkov en fonction de l'impulsion des pions (MeV/c)

Fond pionique pour les événements du type 233

La détermination du taux de fond pionique sur des données réelles a été faite sur les événements sélectionnés cinématiquement après le déclenchement 233, toujours sans coupure ni sur le dE/dx , ni sur les signaux des compteurs Čerenkov ni sur les TOF. Le déclenchement 433 est exempt de fond pionique grâce aux conditions imposées au vertex secondaire par le système de déclenchement lui-même. De nouveau c'est grâce aux différences de TOF que l'on a pu repérer ce fond et grâce à la connaissance des inefficacités des coupures sur le dE/dx et les signaux des compteurs Čerenkov, que l'on a pu estimer le taux de fond restant après la totalité des coupures.

Les inefficacités des coupures "kaons" sur les valeurs du dE/dx et sur les signaux des compteurs Čerenkov ont été évaluées sur des données enregistrées après le déclenchement 1, qui correspond au biais minimal (le nombre de S1 allumé doit simplement être supérieur ou égal à 1). Ces données sont essentiellement des pions. Les probabilités qu'un pion passe les coupures "kaons" sont montrées dans les figures 3.24.

Le taux global de pions restant est de $1 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-4}$, l'erreur est uniquement statistique.

Le tableau 3.3 donne ce taux en fonction de l'impulsion. La figure 3.25 représente ce taux de fond pionique en fonction de l'impulsion. On peut remarquer que les taux de fond de π^+ et π^- sont compatibles avec une asymétrie de charge de 6%.

Ces mauvaises identifications restent dans les limites tolérables de bruit de fond pour atteindre les précisions désirées. On verra dans la section 3.3 leur répercussions dans la normalisation des asymétries pour les désintégrations des kaons neutres en deux pions chargés.

Les acceptances des coupures que l'on effectue au niveau des pertes d'énergie, des temps de vol et des signaux émis par les compteurs Čerenkov sont satisfaisantes. L'étiquetage en ligne s'améliorera nettement avec l'installation des dernières étapes

<i>impulsions</i>	π^+ et π^-	π^+	π^-
$300 < P_\pi < 400 \text{ MeV}/c$	$1.38 * 10^{-3} \pm 1.5 * 10^{-4}$	$1.31 * 10^{-3}$	$1.44 * 10^{-3}$
$400 < P_\pi < 500 \text{ MeV}/c$	$1.36 * 10^{-3} \pm 1.1 * 10^{-4}$	$1.38 * 10^{-3}$	$1.33 * 10^{-3}$
$500 < P_\pi < 600 \text{ MeV}/c$	$2.15 * 10^{-4} \pm 2.3 * 10^{-5}$	$2.09 * 10^{-4}$	$2.20 * 10^{-4}$

Tableau 3.3: taux de fond pionique en fonction de l'impulsion du pion identifié comme kaon

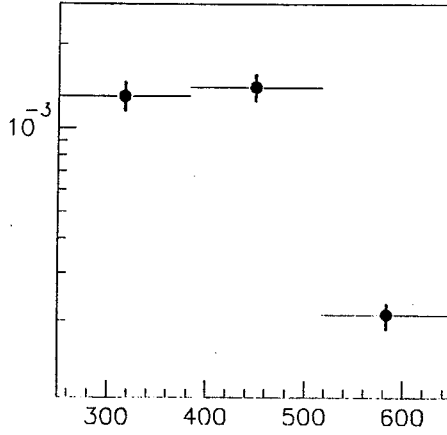


Figure 3.25: taux de fond pionique dans les événements golden en fonction de l'impulsion des pions (MeV/c)

de HWP1 (paramétrisation et cinématique) et des processeurs qui suivent. Nous observons déjà une légère différence d'acceptance en fonction du signe de la particule pour les coupures sur le dE/dx dans les scintillateurs et surtout sur les signaux des compteurs Čerenkov. Ces effets vont être maintenant étudiés plus en détail.

3.2 Symétrie de charge. Normalisation relative

L'effet essentiel dans la normalisation relative des K^0 et $\bar{K}^0$ est dû aux asymétries de charges provoquées par les interactions des particules $K^\pm$ et $\pi^\pm$ avec le détecteur.

Les interactions dominantes sont celles des kaons chargés avec les noyaux qui diffèrent radicalement selon la charge du kaon et son impulsion. Il est difficile de les estimer car il existe très peu de mesures expérimentales pour les sections efficaces des kaons sur les noyaux aux basses impulsions. Des modèles d'interactions nucléaires ont été conçus mais ils ne sont pas tous en accord entre eux, et divergent surtout aux basses impulsions.

Les autres interactions à prendre en compte sont celles des pions avec les noyaux, elles sont beaucoup plus symétriques en charge et leurs écarts sont souvent négligeables.

Dans la suite on va s'efforcer de faire le tour des effets influençant le facteur de normalisation défini au début de ce chapitre 3 et de déterminer une valeur qui devrait être indépendante des canaux sélectionnés. A priori, ce facteur est dépendant

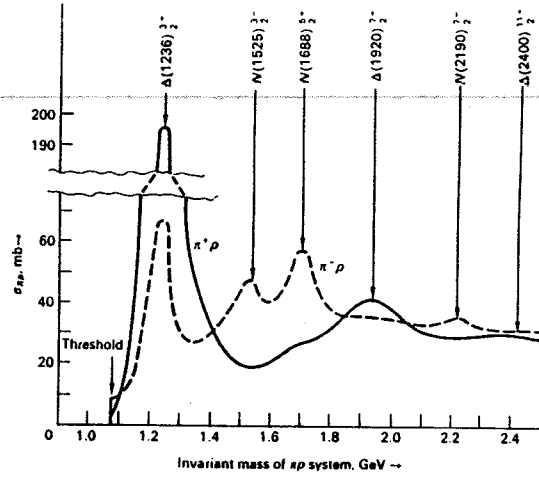


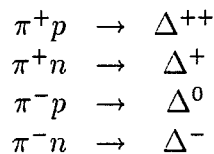
Figure 3.26: sections efficaces totales du π^- et π^+ sur les protons

de l'impulsion du kaon et du pion ainsi que de la coordonnée z de ces deux traces qui reflète la quantité de matière traversée. Sa valeur moyenne devrait varier en fonction des coupures sur le dE/dx et sur les vertex car ces quantités sont très liées à p et z .

3.2.1 Effet des interactions π^- , π^+ dans la matière

Les interactions des pions chargés dans la matière

Les π^+ et π^- font partie du même isodoublet pour les interactions fortes. Leurs sections efficaces sur les neutrons et protons peuvent donc être reliées par l'invariance d'isospin. On connaît ainsi les rapports relatifs entre les sections efficaces des π^- et π^+ sur les nucléons qui varient selon l'isospin dominant dans les régions d'énergie considérées. Expérimentalement, on observe des résonances regroupées sous le nom de Δ :



Il a été trouvé que le nombre effectif des pions réagissant avec les noyaux est fonction de Z (nombre de protons dans le noyau) pour les π^+ et de $A-Z$ (nombre de neutrons) pour les π^- pour des impulsions inférieures à 1000 MeV/c. Les sections efficaces sont donc égales pour des noyaux ayant le mêmes nombres de protons que de neutrons. C'est pour quoi, en moyenne, les interactions des pions dans le détecteur ne devraient pas introduire une asymétrie importante dans la sélection des événements golden. Le seul effet pouvant intervenir est la résonance $\Delta(3,3)$ dans la section hadronique inélastique du π^- pour des impulsions autour de 300 MeV/c (figure 3.26). Cependant, la sélection des pions ne faisant intervenir que les scintillateurs et non les compteurs Čerenkov qui sont les détecteurs les plus massifs, l'effet de cette résonance ne devrait pas être très importante. Le but du paragraphe suivant est de démontrer que ces différences sont effectivement minimales.

Rapport π^-/π^+ dans les données biais minimum

L'étude est faite sur les événements obtenus avec une condition minimale de déclenchement. Ce déclenchement (numéro 1) se faisant à la seule condition du passage d'un anti-proton et d'un signal dans un scintillateur, on peut considérer que les événements kaoniques sont négligeables dans ces données. On vérifie simplement :

- l'existence des informations dans la banque de reconstruction des traces et celle des ajustements.
- que le nombre de traces trouvées après la reconstruction est égal au nombre de traces trouvées après l'ajustement
- que les vertex sont au centre du détecteur :

$$|z_{vert}| < 4.5 \text{ cm}$$

$$|r_{vert}| < 3 \text{ cm}$$

Cette dernière coupure est la plus large possible pour accepter les événements qui n'ont pas été produits exactement au centre à cause d'un défaut de positionnement du faisceau lors de cette période de prise de données.

La valeur moyenne du rapport du nombre de π^- sur le nombre de π^+ est égale à 0.995 ± 0.005 , l'erreur est uniquement statistique. La distribution de ce rapport en impulsion est plate entre 120 et 600 MeV/c (figure 3.27), ce qui est la plage d'impulsion pour les événements goldens. Au delà de 600 MeV/c, il peut y avoir une contamination avec des protons venant de la cible ce qui explique une légère baisse dans le rapport. La distribution en z diminue sensiblement aux extrémités (3.27) à cause de l'augmentation de la quantité de matière à traverser. Les valeurs du rapport selon les coupures effectuées sont données dans le tableau suivant :

coupures	rapport π^-/π^+	
vertex	0.995	± 0.005
vertex + $ z < 100\text{cm}$	0.986	± 0.006
vertex + un signal dans S1	0.987	± 0.006
vertex + dE/dx pion dans S1	0.990	± 0.006
vertex + dE/dx pion dans S2	0.997	± 0.008
vertex + coïncidence S1-S2	0.941	± 0.006
vertex + dE/dx pion dans S1 + $ z > 100\text{cm}$	1.003	± 0.008
vertex + coupure ($\check{C}$ et dE/dx) kaon	0.982	± 0.020

En coupant sur la valeur du dE/dx dans S1, on fait ressortir un peu plus la différence d'interaction à basse impulsion (figure 3.28).

Une déviation par rapport à 1 est notable lorsque l'on demande une coïncidence entre S1 et le S2 correspondant. Ceci est certainement dû à la résonance provoquée par l'interaction des π^- avec les neutrons des compteurs Čerenkov. Dans les compteurs Čerenkov, les neutrons sont en excès par rapport aux protons dû à la présence de fluor qui est en quantité assez importante (360 g/mol). Le fait de demander une coïncidence fait perdre une partie des pions qui ont réagit inélastiquement. La diffusion élastique

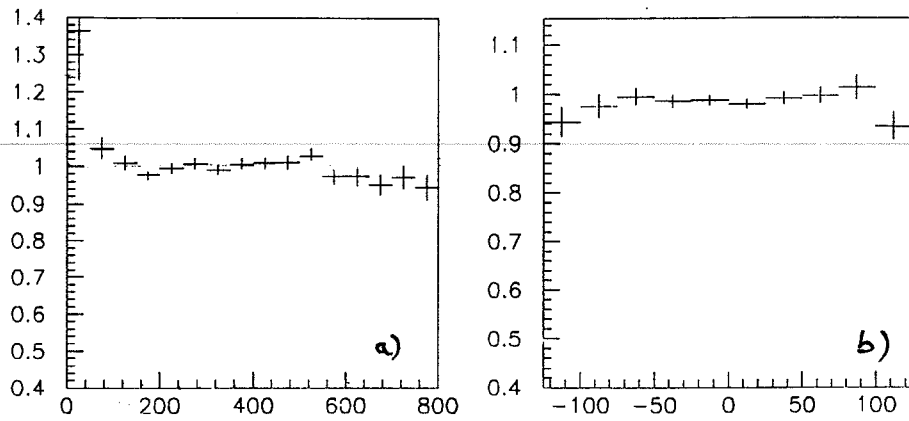


Figure 3.27: distribution du rapport π^+/π^- a) en fonction de l'impulsion (MeV/c) b) en fonction de z (cm)

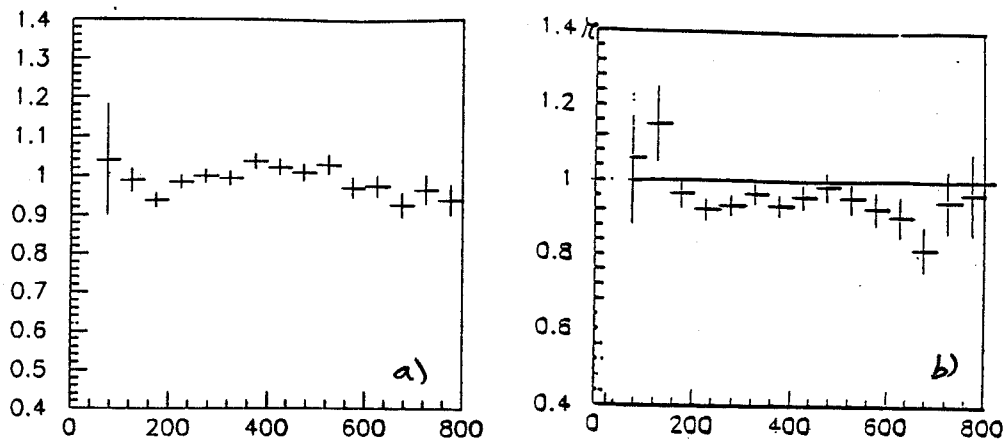


Figure 3.28: distribution du rapport π^+/π^- en fonction de l'impulsion (MeV/c) a) avec une coupure dE/dx "pion" à 3 déviations standard dans S1 b) avec une coïncidence $S1 - S2$

se fait avec un angle assez faible pour considérer les pertes négligeables. Cette coupure n'est pas appliquée pour sélectionner les événements golden, cependant elle donne des renseignements sur le comportement du bruit de fond pionique, entre autre, on sait que la mauvaise identification d'un pion avec un kaon a une asymétrie en charge de 6%.

De cette étude, on peut conclure que les effets des interactions des pions dans le détecteur provoque une asymétrie de charge inférieure à 0.5% dans la sélection des événements golden. Le rapport de normalisation est donc dominé par les interactions des kaons avec le détecteur. Cependant pour la détermination de l'asymétrie de désintégration des kaons neutres en deux pions, il est nécessaire de connaître ce rapport à mieux que 2% près (cf dernier paragraphe 3.3). Il ne faut donc pas négliger les effets des interactions des pions dans le résultat final.

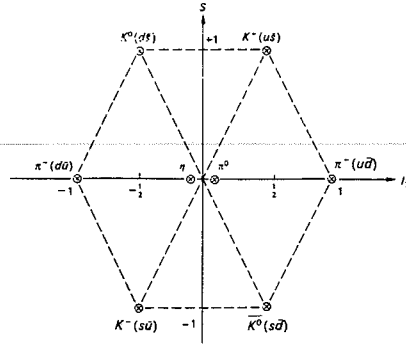


Figure 3.29: octet des mésons pseudoscalaires $J^P = 0^-$

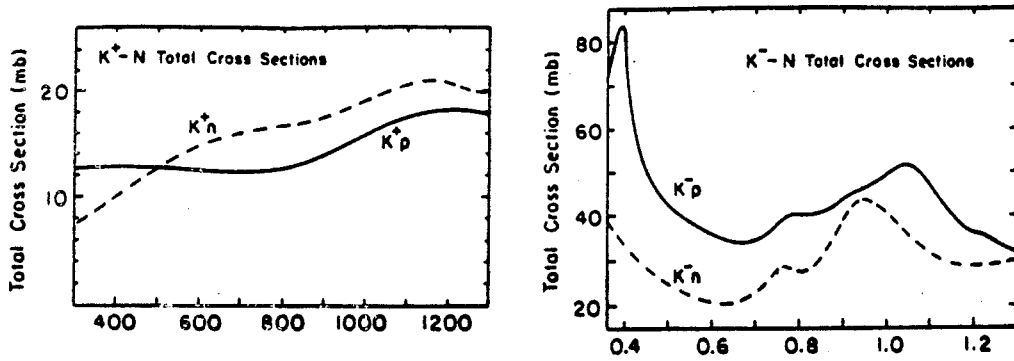


Figure 3.30: sections efficaces totales K-N

3.2.2 Effet des interactions K^+, K^- dans la matière

Les interactions des kaons chargés dans la matière

Contrairement aux pions chargés, les kaons chargés sont très différents dans leurs interactions fortes avec les nucléons et les noyaux atomiques, spécialement à basses et moyennes énergies ($P_{lab} < 1000$ MeV/c), ce qui est justement le cas des kaons produits à CPLEAR. Cette différence met en évidence le rôle du quark étrange dans les interactions fortes.

Les kaons font partie de l'octet de mésons pseudoscalaires dans la symétrie SU(3) supposée être celle des interactions fortes. On peut voir figure 3.29 ce nonet avec la composition en quark de chaque particule. Les K^+ et K^- sont des antiparticules mais ne sont pas membre du même isodoublet et donc leurs sections efficaces hadroniques ne sont pas reliées par invariance d'isospin.

La section efficace du K^- sur les nucléons fait ressortir l'existence de plusieurs résonances pour des impulsions inférieures à 1000 MeV/c tandis que la section efficace du K^+ sur les nucléons varie lentement sans résonance apparente jusqu'à 1200 MeV/c (figure 3.30). Ceci s'explique par l'absence de baryons avec une étrangeté égale à 1 alors qu'il existe plusieurs baryons stables d'étrangeté -1. Pour obtenir une résonance K^+N il faudrait la formation d'un objet à 5 quarks, ce qui n'a jamais été observé expérimentalement à basse énergie. Le seul canal inélastique permis en dessous du seuil de production des pions ($P_{lab} < 800$ MeV/c) est l'échange de charge. Par contre,



Figure 3.31: a) résonance $K^+ N$ b) résonance $K^- N$

le système $K^- N$ peut donner lieu à une résonance formée de 3 quarks seulement dans le canal d'isospin égal à 0 et celui égal à 1. Cette résonance est appelée Y^* et se désintègre dans les canaux $\Sigma\pi$ et $\Lambda\pi$, même à basse énergie. Ceci est illustré figure 3.31.

Le K^- est donc une particule fortement absorbée dans les noyaux. Ses interactions se localisent en premier lieu dans la périphérie nucléaire tandis que le K^+ qui est faiblement absorbé en milieu nucléaire, pénètre très à l'intérieur du noyau.

Ces différences ont été observées pour plusieurs types de noyaux mais les mesures restent très restreintes à des impulsions autour de 800 MeV/c (et plus) qui est la limite supérieure des impulsions pour notre expérience.

Des modèles théoriques existent mais n'ayant pas de support expérimental, ils ne peuvent pas être confirmés pour les basses énergies. Malgré cela, une tentative pour décrire le rapport du nombre de kaons de charge positive sur le nombre de kaons de charge négative K^+/K^- a été faite. Regardons d'abord les rapports K^+/K^- trouvés dans nos données expérimentales.

Etude du rapport K^+/K^- dans les données réelles

Pour déterminer le facteur de normalisation, on calcule le nombre de kaons positifs sur le nombre de kaons négatifs. Dans les données réelles, ce facteur inclut déjà la petite asymétrie provoquée par la sélection des pions puisque la sélection globale des événements se fait au moins sur les deux traces primaires chargées qui sont un kaon et un pion. Pour l'instant, on peut cependant la négliger et ne parler que des effets des interactions des kaons avec la matière lorsque l'on parle du rapport K^+/K^- dans les données réelles.

Si le facteur de normalisation est constant et indépendant du canal étudié, on pourra être sûr de ne pas englober les effets de la violation CP dans cette correction ou de ne pas fausser la forme des asymétries des kaons neutres. Pour cela, il a été étudié sur deux sortes d'événements : les événements golden qui permettent de mesurer la violation de CP et les événements $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ qui ne sont pas concernés par la violation de CP.

Rapport K^+/K^- dans les événements golden

Les sélections ont été faites sur des données réelles filtrées, prises lors de différentes périodes d'acquisition pour des conditions de déclenchements 233. Le mélange de données écrites en champ normal et inverse d'une même période assure la compensation des défauts de symétrie du détecteur ou de

	rapport K^+/K^- dans les goldens				
période	P8	P9	P11	P12	p13
"brutes"	1.15 ± 0.02	1.17 ± 0.01	1.19 ± 0.003	1.14 ± 0.003	1.18 ± 0.003
contraintes	1.14 ± 0.02	1.16 ± 0.02	1.14 ± 0.003	1.12 ± 0.003	1.14 ± 0.003

Tableau 3.4: facteur de normalisation

reconstruction des traces. Cependant un changement d'efficacité dans le temps (absence d'ADC ou TDC au niveau des PID par exemple) affectera la valeur moyenne du facteur de normalisation obtenu.

La première sélection a été faite avec des coupures cinématiques "brutes". La deuxième sélection se fait avec des coupures cinématiques définies par des ajustements contraints pour les masses manquantes, invariantes, ainsi que les impulsions et énergies manquantes. Tous les événements dont la probabilité se situe en dessous de 5% ont été éliminés.

Le tableau 3.4 donne la valeur moyenne du rapport K^+/K^- pour ces deux sélections. Les distributions en fonctions des impulsions et de la coordonnée z sont montrées sur les figures 3.34 a) et b). Au dessus de 400 MeV/c la valeur du rapport K^+/K^- peut être considérée comme constante. La baisse du rapport est due aux acceptances des compteurs Čerenkov et à moindre échelle des scintillateurs. Ceci a été vérifié par un calcul qui évalue le rapport K^+/K^- à l'aide des sections efficaces trouvées dans la littérature. Le calcul suppose que la section des PID est rectangulaire et que la section efficace inélastique des kaons sur les noyaux est égale à :

$$\sigma_{inel(K-Noyau)} = (Z\sigma_{inel(K-p)} + (A - Z)\sigma_{inel(K-n)})/A$$

ce qui est à peu près vrai pour la section totale du K^+ sur les noyaux légers mais beaucoup moins vrai pour les K^- (figure 3.35 et [32]). Cependant cela permet de connaître la forme de la distribution de ce rapport en fonction de l'impulsion (figures 3.32). On remarque bien que ce sont les compteurs Čerenkov qui provoque les plus grandes différences de comportement entre les K^+ et les K^- .

Le tableau 3.4 donne les valeurs du rapport K^+/K^- avec une statistique partielle de chaque période. Les sélections avec les coupures cinématiques brutes donnent des valeurs systématiquement plus grande car le lot d'événements est certainement moins pur. On peut montrer que le rapport est très sensible à la stabilité du faisceau, du détecteur et de son électronique qui était encore mal établie durant ces périodes, où l'installation complète de l'électronique frontale continuait.

En dehors du point à basse impulsion, qui est une région avec peu d'événements donc peu de poids, on peut considérer que la valeur du rapport est constante.

Rapport K^+/K^- dans les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$

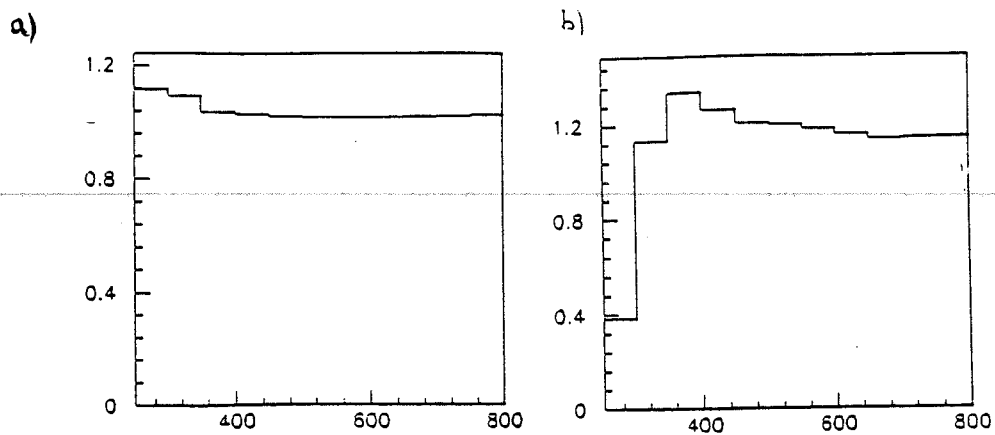


Figure 3.32: rapport K^+/K^- calculé en fonction de p_K (MeV/c) a) dans S1 b) dans les compteurs Čerenkov

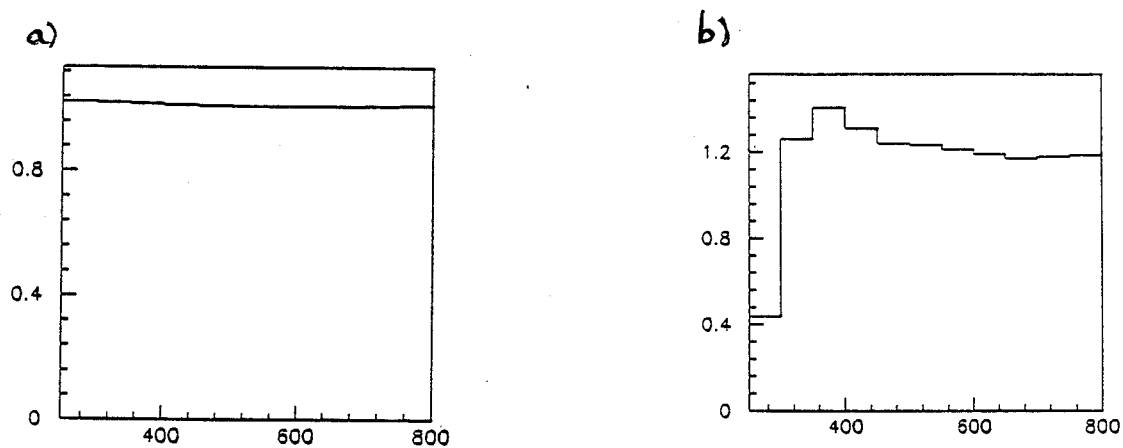


Figure 3.33: rapport K^+/K^- calculé en fonction de p_K (MeV/c) a) dans S2 b) dans S1 + compteurs Čerenkov + S2

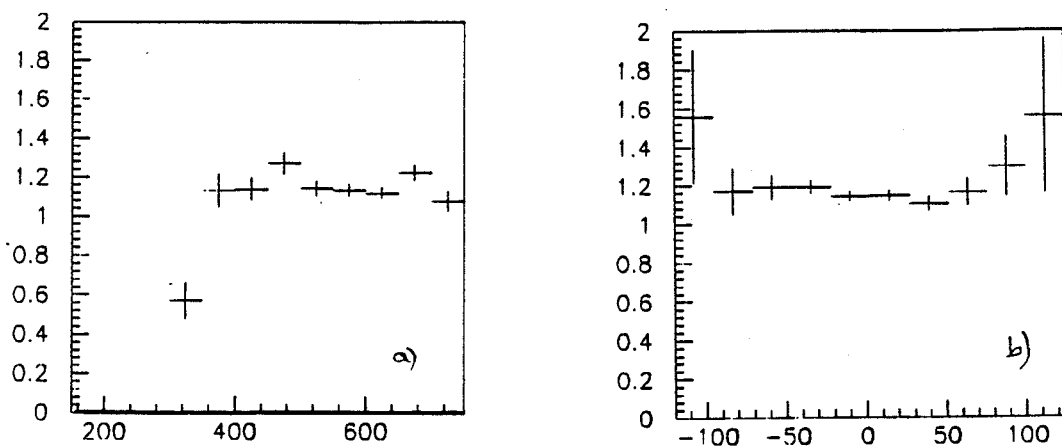


Figure 3.34: rapport K^+/K^- dans les événements golden chargés a) en fonction de p_K et b) en fonction de z

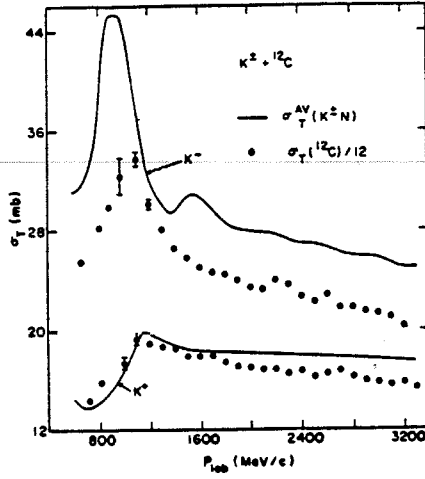


Figure 3.35: sections efficaces des kaons chargés sur les noyaux nucléaires légers

La sélection de ces événements diffère de celle décrite dans le paragraphe 3.2.1 et 3.1.1 au niveau des coupures sur le dE/dx du deuxième kaon et des coupures cinématiques qui sont maintenant faites à l'aide des ajustements contraints.

Si l'on reprend les notations définies plus tôt (section 3.1.1 p 49) en distinguant les charges, on définit les probabilités p_i^+ , p_i^- et p_s^+ , p_s^- de la façon suivante :

p_i^+ = probabilité de sélectionner avec le dE/dx un K^+ identifié $S\bar{C}S$

p_i^- = probabilité de sélectionner avec le dE/dx un K^- identifié $S\bar{C}S$

p_s^+ = probabilité de sélectionner avec le dE/dx un K^+ non identifié $S\bar{C}S$

p_s^- = probabilité de sélectionner avec le dE/dx un K^- non identifié $S\bar{C}S$

on obtient le rapport :

$$\frac{N_{K^+}}{N_{K^-}} = \frac{p_i^+ \epsilon_i^+ (p_i^- \epsilon_i^- + p_s^- (1 - \epsilon_i^-))}{p_i^- \epsilon_i^- (p_i^+ \epsilon_i^+ + p_s^+ (1 - \epsilon_i^+))}$$

Les $p_s^\pm$, étant des probabilités de sélection par le dE/dx qui concernent uniquement les traces "kaons" non identifiées $S\bar{C}S$, on peut faire varier ces critères de sélection, voire les supprimer, c'est à dire rendre $p_s^\pm \approx 1$. On considère que la probabilité de sélectionner par le dE/dx , une particule identifiée $S\bar{C}S$, est la même que cette particule soit positive ou négative et que cette probabilité est proche de 1 ($p_1 = p_2 \approx 1$, cf acceptances figures 3.16). Le rapport se simplifie alors et tend à être égal à celui des événements golden :

$$\frac{N_{K^+}}{N_{K^-}} = \frac{p_i^+ \epsilon_i^+}{p_i^- \epsilon_i^-} \approx \frac{\epsilon_i^+}{\epsilon_i^-}$$

Mais ceci est seulement vrai si les coupures cinématiques n'introduisent pas elles-mêmes des différences de sélection entre les kaons négatifs et positifs, ce

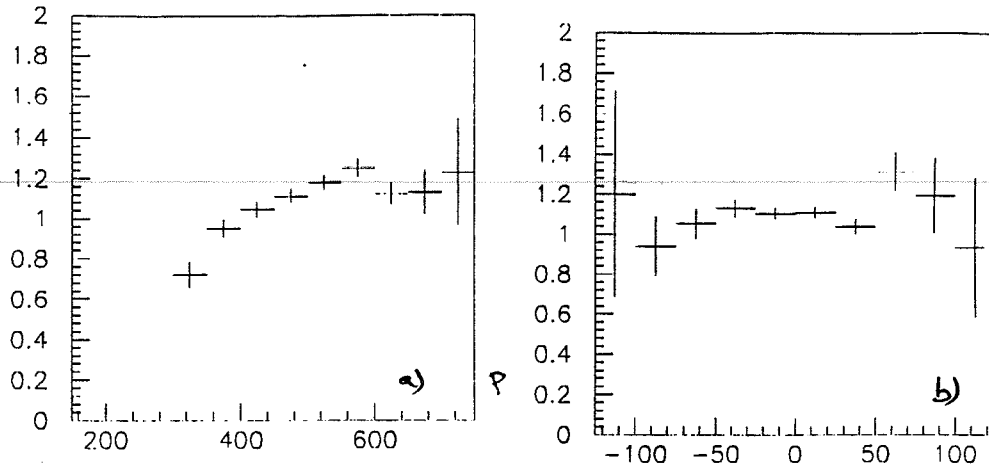


Figure 3.36: rapport K^+/K^- signé dans les événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$
a) en fonction de l'impulsion (MeV/c) b) en fonction de z (cm)

qui, à priori, devrait être le cas et qui se confirme avec les résultats suivants :

coupure dE/dx 2ème K dans les $K^+K^-\pi^+\pi^-$	$K^+K^-\pi^+\pi^-$	golden	golden+ π^0
$ \sigma_K < 4$	1.075 ± 0.028	1.164 ± 0.017	1.170 ± 0.036
$ \sigma_\pi > 1.3$	1.128 ± 0.028		
$ \sigma_\pi > 1.$	1.157 ± 0.027		
sans	1.167 ± 0.026		

σ_{part} est le nombre de déviations standards de la valeur dE/dx calculée avec l'hypothèse *part* (i.e pion ou kaon).

La distribution en impulsion du rapport pour les événements sans coupure sur le dE/dx rest montrée sur la figure 3.36 8% des événements $K^+K^-\pi^+\pi^-$ ont le second kaon hors de la région à 4 déviations standards par rapport à l'hypothèse kaon. Lorsque l'on élimine ces 8%, on ramène le rapport de K^+/K^- signés plus près de 1.

Le rapport évolue dans le sens attendu : plus la coupure sur les kaons non identifiés est stricte, plus l'écart de perte entre les K^- et les K^+ non identifiés augmente. A savoir que l'on perd plus d'événements avec des K^- non identifiés que d'événements avec des K^+ non identifiés, dû au fait que les kaons négatifs réagissent plus avec la matière que les kaons positifs. Ceci a pour conséquence que l'on perd relativement plus d'événements avec un K^+ identifiés qu'avec un K^- identifiés et donc le rapport diminue.

La limite du rapport K^+/K^- signé $S\bar{C}S$ dans les événements à deux kaons, sans coupure sur le deuxième kaon, tend à être égal à celui que l'on a trouvé dans les événements golden, au rapport π^-/π^+ près. Cette valeur est de l'ordre de 1.15.

On a donc prouvé que le facteur de normalisation, calculé en comptant le nombre de K^+ signés sur le nombre de K^- signés dans les événements golden est indépendant du canal.

On peut conclure que le facteur de normalisation applicable pour la sélection de nos événements golden est égal à 1.16 ± 0.01 qui est la valeur moyenne pour les données du début de 1990. L'erreur est statistique. Cette valeur peut être considérée comme constante pour ces périodes. Cependant elle est dépendante des coupures sur les énergies déposées dans les scintillateurs. Plus les coupures seront strictes plus elle augmentera.

Il faut noter qu'elle est également dépendante de l'état fonctionnement du détecteur et de son électronique.

En effet, d'une part la coupure en ligne sur l'impulsion transverse est sensible à un décentrage du faisceau, d'autre part les efficacités, particulièrement celle des PID, peuvent varier dans le temps. Ces deux facteurs, conjugués avec des petits défauts de symétries dans le détecteur lui même, peuvent amener à favoriser un signe de particule plus que l'autre mais différemment selon les périodes de prise de données. On peut alors avoir des fluctuations dans la valeur du rapport K^+/K^- .

Un autre facteur est apparu lors des dernières acquisitions de données de 1991. Certains compteurs Čerenkov se sont partiellement vidés après une surchauffe accidentelle dans le détecteur. Cela a donc modifié la quantité de matière que les particules ont à traverser et peut provoquer une variation du rapport K^+/K^- .

Interprétation des données réelles

Il est important de comprendre la valeur du facteur de normalisation que l'on a trouvé dans les données pour être capable d'en tenir compte correctement dans les asymétries de désintégrations des kaons neutres. Pour cela, une recherche bibliographique sur les interactions des kaons avec la matière a été entreprise pour estimer la valeur du rapport K^+/K^- dans notre détecteur, les simulations Monte-Carlo utilisées n'étant pas encore très satisfaisantes.

Voyons d'abord une première estimation faite avec les sections efficaces telles qu'elles sont données par GHEISHA, qui est l'ensemble des programmes de simulation des interactions fortes utilisé par GEANT (version 3.14). GEANT est le logiciel qui permet de simuler le comportement des particules dans les détecteurs. Il existe plusieurs options pour la simulation des interactions hadroniques :

- HADR2 considère que le kaon s'arrête dès qu'il a interagi inélastiquement et ne produit pas de particules secondaires
- HADR1 produit des particules secondaires après l'interaction forte du kaon
- HADR4 est une option récente qui enclenche une nouvelle version d'interaction hadronique, encore en test actuellement [38]

On a engendré des kaons chargés au centre du détecteur et regardé leur comportement lors de leur propagation. On a étudié le rapport de kaons signés $S\bar{C}S$ reconstruit par l'algorithme de reconnaissance des traces ayant une perte d'énergie dans S1 compatible avec l'hypothèse kaon à 3 déviations standards. On a également regardé le rapport de kaons ayant atteint S1 et déposés une énergie compatible avec l'hypothèse kaon à 4

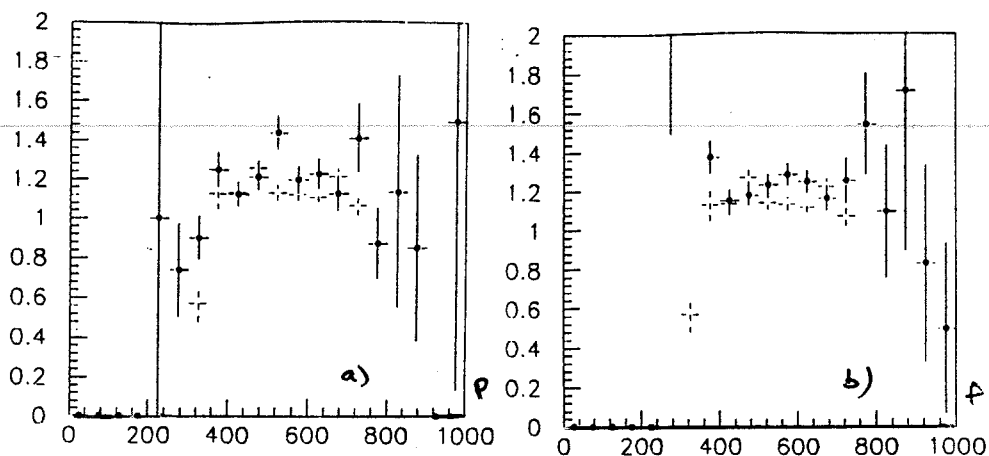


Figure 3.37: facteur de normalisation pour les données Monte-Carlo (trait plein) et réelles (pointillés) en fonction de l'impulsion du kaon (MeV/c) a) avec l'option HADR1 b) avec l'option HADR2

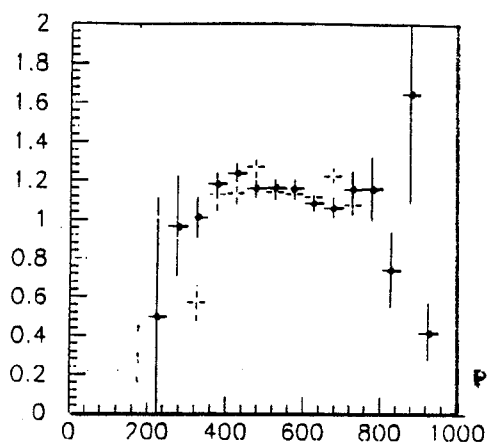


Figure 3.38: facteur de normalisation pour les données Monte-Carlo et réelles en fonction de l'impulsion du kaon (MeV/c) avec l'option HADR4

déviations standards. Les rapports K^+/K^- obtenus sont de :

	HADR1	HADR2	HADR4
kaons SCS	1.220 ± 0.022	1.254 ± 0.018	1.148 ± 0.017
kaons S1	1.206 ± 0.020	1.322 ± 0.015	1.073 ± 0.012

On peut voir leurs distributions, comparées aux distributions des données réelles sur les figures 3.37 et 3.38 en fonction de leur impulsion. L'option HADR2 ne reproduit pas le comportement des données aux basses impulsions.

Les différences entre les données Monte-Carlo peuvent s'expliquer par une mauvaise simulation des interactions des kaons avec la matière, comme le montre la comparaison des sections efficaces d'interactions des kaons sur le carbone, les unes étant données par GEANT et les autres ayant été trouvées dans la littérature (tableau 3.5 et figures 3.40). Une modification dans la routine GHESIG a donc été apportée pour avoir une meilleure

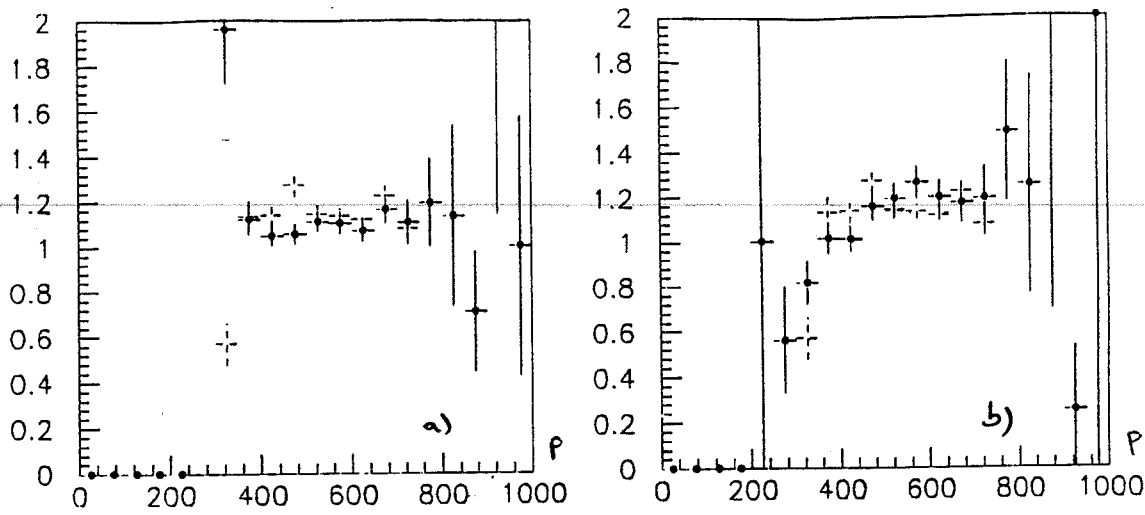


Figure 3.39: comparaison entre le Monte-Carlo modifié et les données réelles en fonction de l'impulsion (MeV/c) a) avec HADR2 b) avec HADR1

concordance. Cet ajustement est montré sur les figures 3.41. On a alors trouvé les rapports suivant :

avec modification dans GHEISHA	HADR1	HADR2
kaon SCS	1.133 ± 0.022	1.105 ± 0.018
kaon S1	1.193 ± 0.020	1.134 ± 0.018

Leur distributions en fonction des impulsions sont montrées sur les figures 3.39

Selon les modèles d'interaction hadronique utilisés on voit que le rapport K^+/K^- varie entre 1.11 et 1.25. Ces valeurs sont compatibles avec les valeurs que l'on obtient dans nos données. On remarque que le modèle de simulation HADR2 ne reproduit pas la forme de la distribution à basse impulsion alors que les autres s'en rapprochent plus. La valeur donnée par la nouvelle version de geant (utilisant FLUKA à la place de GHEISHA) semble mieux traduire le comportement des kaons. On remarque que ces sections efficaces sont déjà plus proches de celles trouvées dans la littérature (figure 3.42).

3.3 Influence du facteur de normalisation dans l'asymétrie $A_{\pi^+\pi^-}(t)$

Les biais de l'étiquetage se traduisent directement dans les asymétries et en particulier dans le facteur de normalisation. Dans ce paragraphe, nous allons voir l'influence, dans l'asymétrie, d'une déviation du facteur de normalisation par rapport à sa valeur réelle. Les erreurs systématiques que l'on peut estimer grâce aux paragraphes précédents (p 68) sont celles provoquées par les inversions du kaon avec le pion dans un événement golden et celles dues au fond pionique.

Pour estimer les répercussions d'une méconnaissance du facteur de normalisation dans l'asymétrie, on définit le rapport théorique :

$$R_{th} = \frac{\bar{N}_{\pi^+\pi^-}^0 / \bar{N}_{tot}^0 - N_{\pi^+\pi^-}^0 / N_{tot}^0}{\bar{N}_{\pi^+\pi^-}^0 / \bar{N}_{tot}^0 + N_{\pi^+\pi^-}^0 / N_{tot}^0} = \frac{N_{\pi^+\pi^-}^+ - N_{\pi^+\pi^-}^- * n}{N_{\pi^+\pi^-}^- + N_{\pi^+\pi^-}^+ * n}$$

impulsion	300	350	400	450	500	550	600	650	700	750	800
section efficace (mb)	(MeV/c)										(MeV/c)
$K^+ - p \text{ inel}$	1.4	0.8	2	0.7	0.4	0.3	0.4	0.7	0.2	0.55	0.2
$K^- - p \text{ inel}$	35	36	70	25	22	21	21	18	16.5	18.2	16.2
$K^- - n \text{ inel}$	—	—	—	—	—	—	6.5	8.4	9.	9.8	10
$K^+ - n \text{ ch exch}$	2	2.85	3.4	4	5	5.5	6.3	6.7	6.8	6.9	7
$K^+ - C \text{ inel}$	90	92	100	101	109	111	114	114	114	114	115
$K^- - C \text{ inel}$	390	375	330	290	260	255	250	252	261	272	300
$K^+ - C \text{ elas}$	60	50	30	30	20	20	20	20	20	20	18.5
$K^- - C \text{ elas}$	—	54	50	45	41	35	33	30	29	28	28
$K^+ - C \text{ tot}$	—	—	—	—	—	—	—	—	160	—	177 ± 1
$K^- - C \text{ tot}$	—	—	—	—	—	—	—	310	—	—	338 ± 1

Tableau 3.5: Sections efficaces (mb) des kaons chargés sur les nucléons en fonction de l'impulsion du kaon (MeV/c)

Ce tableau est une synthèse des différentes mesures et modèles concernant les sections efficaces des kaons. On peut retrouver les sources de ces chiffres dans les références [33], [34], [35], [36], [37], [32].

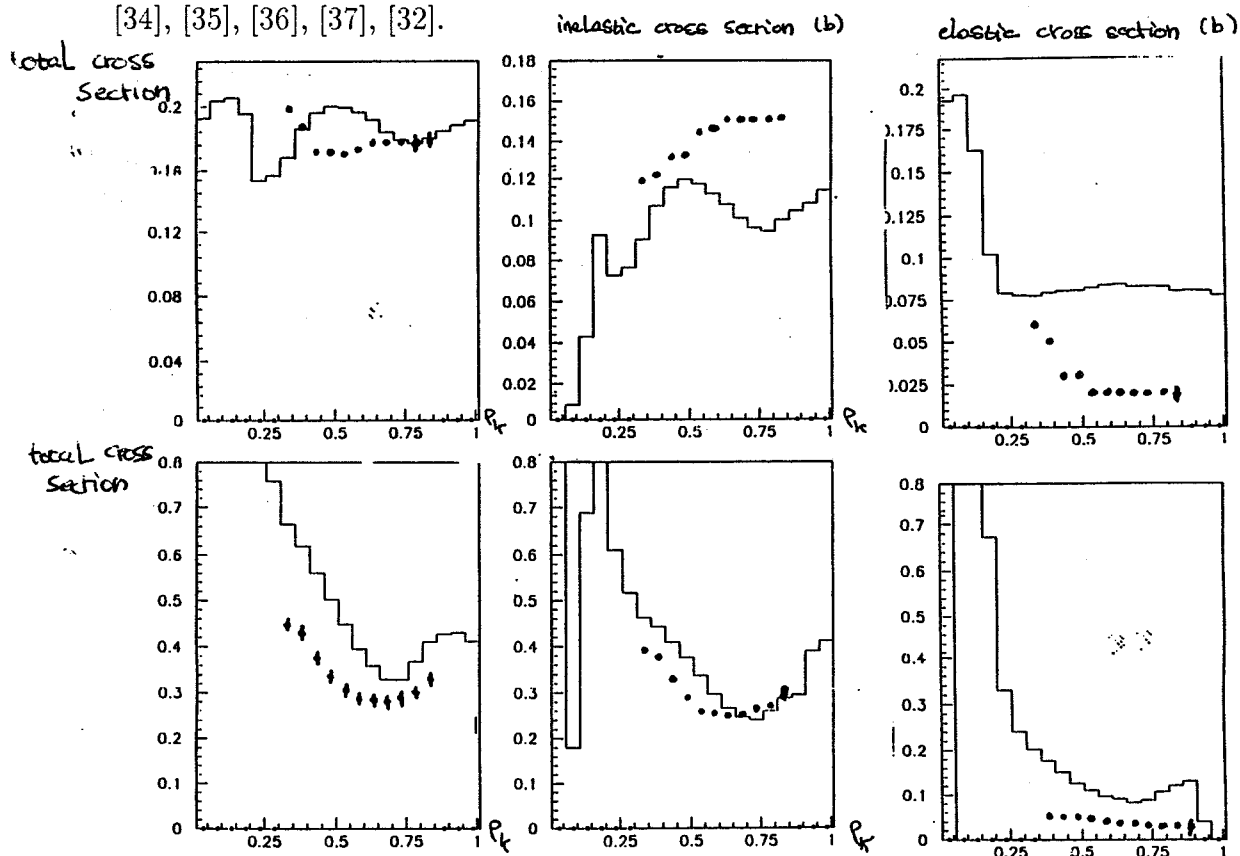


Figure 3.40: comparaison des sections efficaces Monte-Carlo (trait plein) avec celles de la littérature (points)

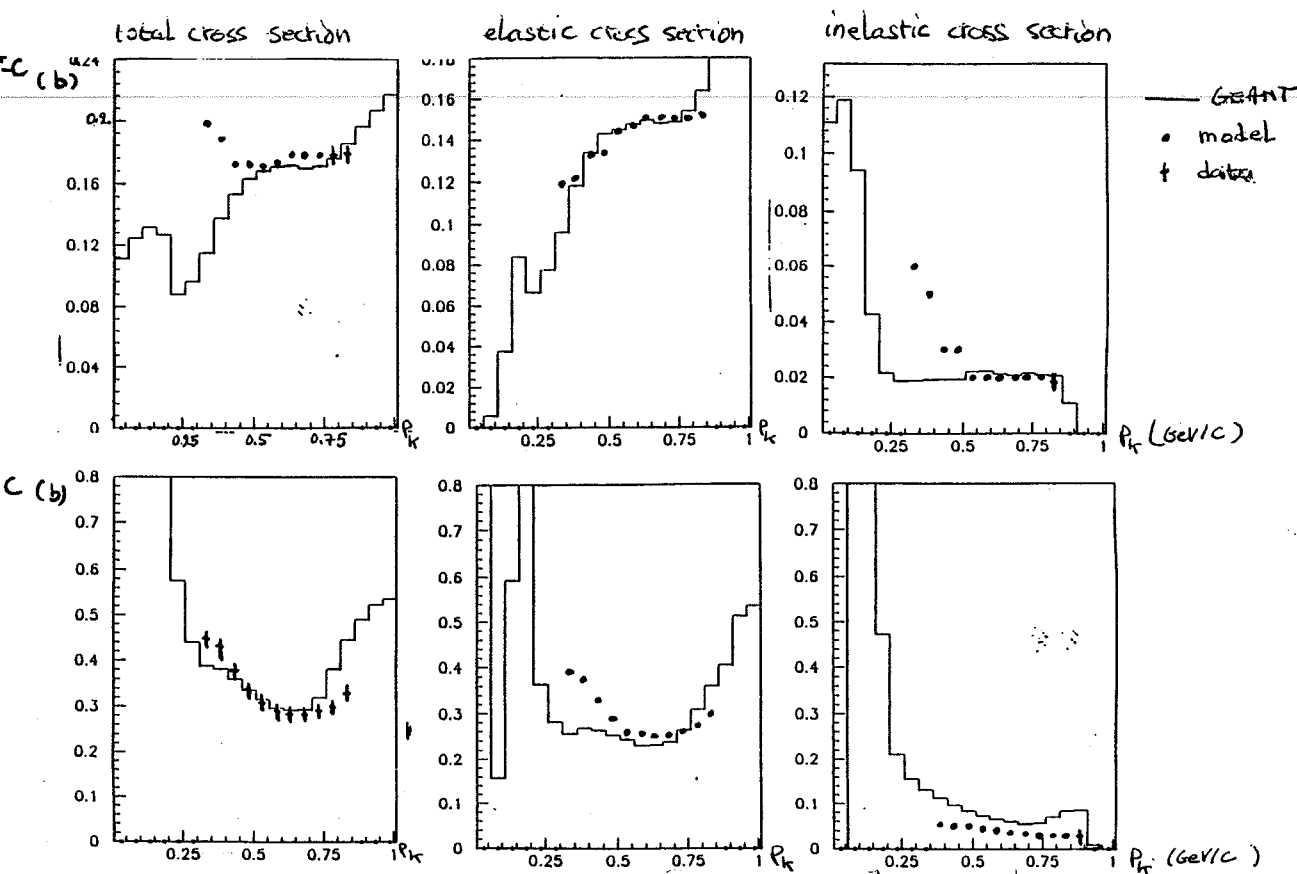


Figure 3.41: ajustement des sections efficaces Monte-Carlo aux données

Les croix représentent des valeurs mesurées. Les points sont des valeurs déduites de modèles réajustés avec les quelques mesures. En trait plein sont les valeurs Monte-Carlo.

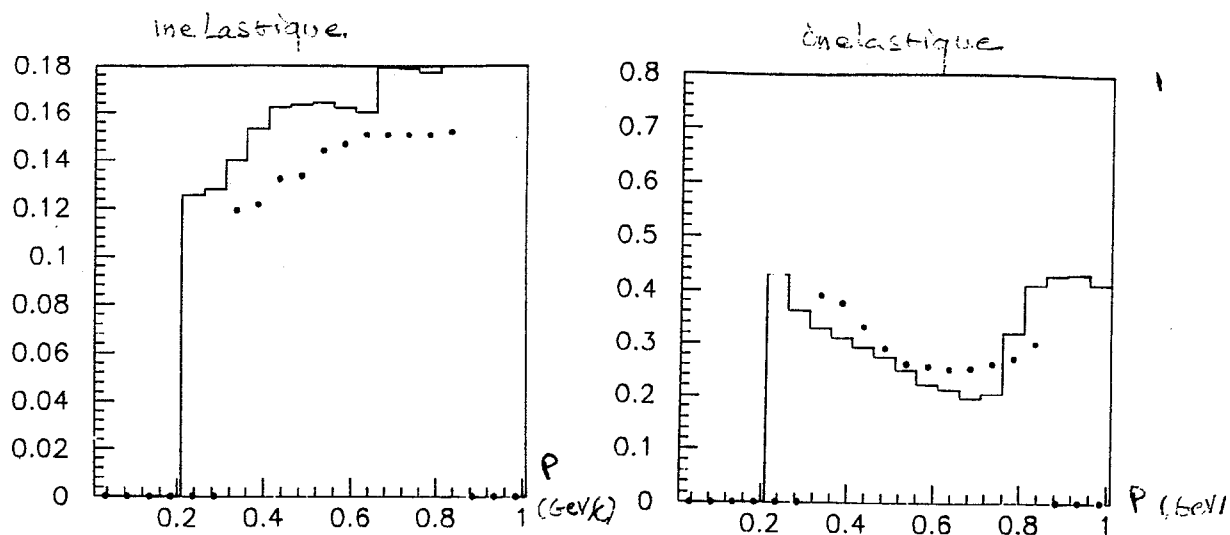


Figure 3.42: sections efficaces inélastiques Kaon-Carbone données par FLUKA (trait plein) comparées aux sections efficaces trouvées dans la littérature (points)

a) $K^+ - C$, b) $K^- - C$

où $N_{\pi^+\pi^-}^0$ le nombre théorique de K^0 désintégrés en deux pions chargé, $\bar{N}_{\pi^+\pi^-}^0$ le nombre théorique de $\bar{K}^0$ désintégrés en deux pions chargés, $N_{\pi^+\pi^-}^+$ le nombre de $\bar{K}^0$ détectés (= nombre de K^+) qui se sont désintégrés en deux pions chargés, $N_{\pi^+\pi^-}^-$ le nombre (= nombre de K^-) de K^0 détectés qui se sont désintégrés en deux pions chargés et n est le facteur de normalisation relative, $n = N_{K^+}/N_{K^-}$.

On définit également la fonction f_{th} comme :

$$f_{th} = \frac{N_{\pi^+\pi^-}^0}{N_{\pi^+\pi^-}^+} = n * \frac{N_{\pi^+\pi^-}^-}{N_{\pi^+\pi^-}^+}$$

On a alors :

$$R_{th} = \frac{1 - f_{th}(t)}{1 + f_{th}(t)}$$

Lorsque n se transforme en $n + \delta n$ le rapport R_{th} devient :

$$R = \frac{N_{\pi^+\pi^-}^+ - N_{\pi^+\pi^-}^- * (n + \delta n)}{N_{\pi^+\pi^-}^+ + N_{\pi^+\pi^-}^- * (n + \delta n)} = \frac{1 - f_{th}(t) - \frac{\delta n}{n} f_{th}(t)}{1 + f_{th}(t) + \frac{\delta n}{n} f_{th}(t)}$$

On peut estimer la valeur de $\frac{\delta n}{n}$ pour l'inversion des kaons avec les pions et pour le fond pionique de la façon suivante :

$$n_{mes} = \frac{N_{K^+} + N_{\pi^+ \rightarrow K^+} - N_{K^+ \rightarrow \pi^+} + N_{\pi^+}}{N_{K^-} + N_{\pi^- \rightarrow K^-} - N_{K^- \rightarrow \pi^-} + N_{\pi^-}} = \frac{N_{K^+} + \Delta N_{K \rightarrow \pi} + N_{\pi^+}}{N_{K^-} - \Delta N_{K \rightarrow \pi} + N_{\pi^-}}$$

$$n_{mes} \approx n \left(1 + \frac{\Delta N_{K \rightarrow \pi} + N_{\pi^+}}{N_{K^+}} + \frac{\Delta N_{K \rightarrow \pi} - N_{\pi^-}}{N_{K^-}} \right) = n \left(1 + \frac{\delta n}{n} \right)$$

$N_{part1 \rightarrow part2}$ indique le nombre de traces *part1* pris pour une trace *part2* dû à la confusion des traces primaires dans les événements golden et N_π le nombre d'événements pioniques pris pour des événements golden. Nous avons estimé dans le chapitre précédent ces taux de fond pionique et de confusion $K - \pi$. Pour avoir une majoration de l'effet, on fait l'hypothèse que l'inversion du kaon avec le pion a une asymétrie de 20% (asymétrie maximum observée dans les données pour le rapport K^+/K^-) et que le fond pionique a une asymétrie de 10% et on prend le taux maximum des tableaux 3.3 et 3.1.3, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_{K \rightarrow \pi}}{N_{K^+}} &= 3 * 10^{-4} \\ \frac{\Delta N_{K \rightarrow \pi}}{N_{K^-}} &= 3 * 10^{-4} \\ \frac{N_{\pi^-}}{N_{K^-}} - \frac{N_{\pi^+}}{N_{K^+}} &= 1.3 * 10^{-4} \end{aligned}$$

et :

$$\frac{\delta n}{n} \simeq 8 * 10^{-4}.$$

Le rapport du nombre de désintégrations des kaons neutres en deux pions est donné par la formule théorique du rapport des taux de désintégration, on le prend égal à :

$$f_{th} = \frac{(1 - 2Re(\epsilon))e^{-\gamma_S t} + 2|\eta| \cos(\Delta m t - \phi) e^{-i(\gamma_S + \gamma_L)/2} + |\eta|^2 e^{-\gamma_L t}}{(1 + 2Re(\epsilon))e^{-\gamma_S t} - 2|\eta| \cos(\Delta m t - \phi) e^{-i(\gamma_S + \gamma_L)/2} + |\eta|^2 e^{-\gamma_L t}}$$

	valeur donné par l'ajustement de 0 à 20 τ_S		valeur donné par l'ajustement de 5 à 20 τ_S	
	$ \eta_{+-} $	ϕ_{+-}	$ \eta_{+-} $	ϕ_{+-}
valeurs de référence	0.002270	45	0.002270	45
avec $\delta n/n=0.0008$	0.002267	44.91	0.002267	44.83
avec $\delta n/n=-0.0008$	0.002267	44.91	0.002267	44.82
avec $\delta n/n=0.03$	0.002274	44.96	0.002276	44.95
avec $\delta n/n=-0.03$	0.002259	44.87	0.002257	44.71
avec $\delta n/n=0.003$	0.002268	44.91	0.002269	44.81
avec $\delta n/n=-0.003$	0.002266	44.91	0.002266	44.87

Tableau 3.6: variation des valeurs données par les ajustements en fonction de l'erreur sur la normalisation

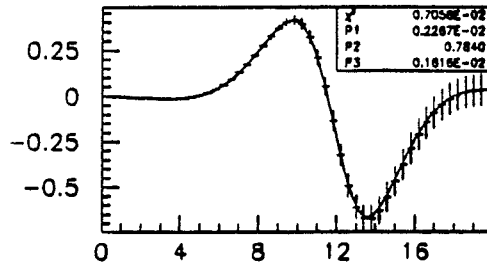


Figure 3.43: courbe d'asymétrie théorique, ajustement avec $\delta n/n = 0$

Les valeurs des paramètres sont prises dans "Review of Particle Properties" :

$$\begin{aligned}
|\eta_{+-}| &= 2.27 * 10^{-3} \\
Re(\epsilon) &= 1.62 * 10^{-3} \\
\Delta m &= 4.77 * 10^{-1} \gamma_S \\
\gamma_S &= 580 \gamma_L
\end{aligned}$$

Pour l'angle ϕ_{+-} on prend la valeur théorique de 45° .

L'ajustement de cette courbe d'asymétrie (que l'on peut voir figure 3.43) est fait par la fonction approchée de l'asymétrie théorique lorsque l'on néglige les termes de deuxième ordre en ϵ (cf 2.1.1), son expression est :

$$A_{\pi\pi} = 2 \left[Re(\epsilon) - \frac{|\eta_{\pi\pi}| e^{\frac{\gamma_S t}{2}} \cos(\Delta m - \phi_{\pi\pi})}{1 + |\eta_{\pi\pi}|^2 e^{\gamma_S t}} \right]$$

Les changements au niveau de l'asymétrie sont montrés figures 3.44, les valeurs sont données dans le tableau 3.6.

Les figures 3.45 et 3.46 montrent la déviation relative des différents ajustements par rapport aux valeurs de référence données par un ajustement sans erreurs sur le facteurs de normalisation. Les erreurs statistiques minimum attendues pour CPLEAR sont de l'ordre de $1.5 * 10^{-3}$ pour $|\eta_{+-}|$ et 1° pour ϕ_{+-} (cf 2.1.1) Avec les valeurs données dans

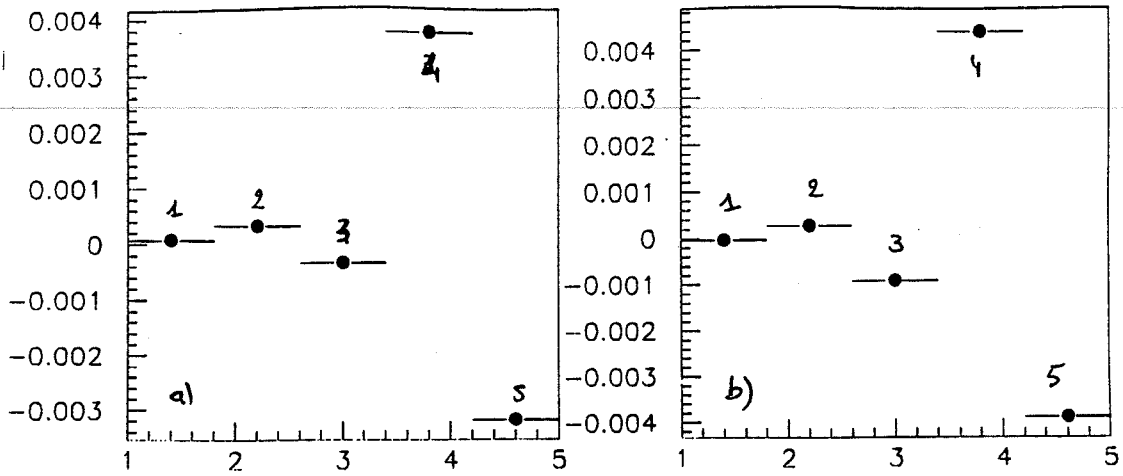


Figure 3.45: erreurs relatives de $|\eta_{+-}|$ pour différentes erreurs sur la valeur du facteur de normalisation a) avec un ajustement entre 0 et $20\tau_S$ b) avec un ajustement entre $5\tau_S$ et $20\tau_S$
 $\times 10^{-2}$

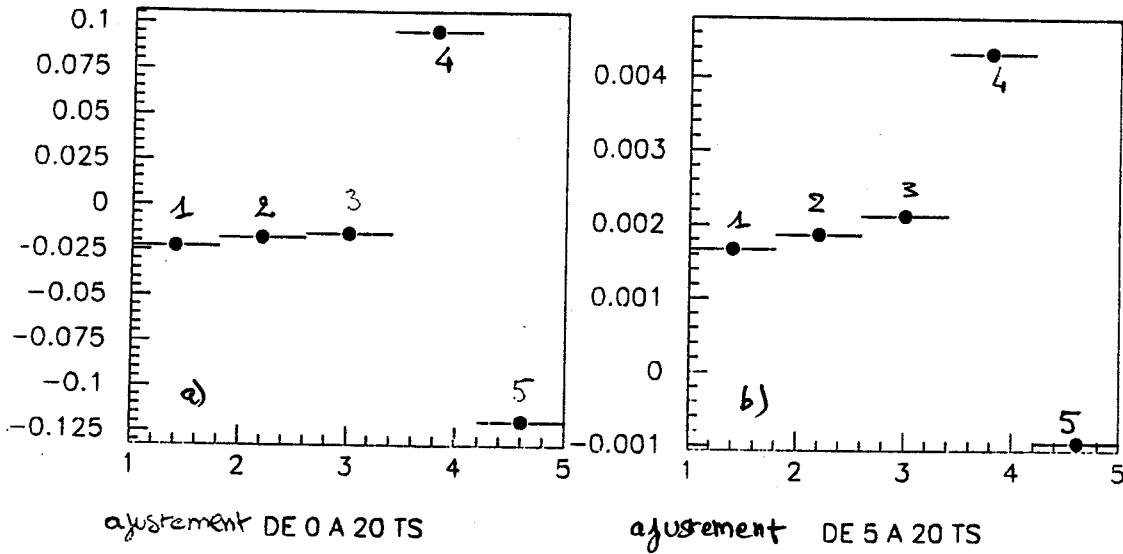


Figure 3.46: déviation des valeurs de ϕ_{+-} pour différentes erreurs sur le facteur de normalisation a) avec un ajustement entre 0 et $20\tau_S$ b) avec un ajustement entre $5\tau_S$ et $20\tau_S$

- 1 : $\delta n/n = 8 \times 10^{-4}$
- 2 : $\delta n/n = 3 \times 10^{-3}$
- 3 : $\delta n/n = -3 \times 10^{-3}$
- 4 : $\delta n/n = 3 \times 10^{-2}$
- 5 : $\delta n/n = -3 \times 10^{-2}$

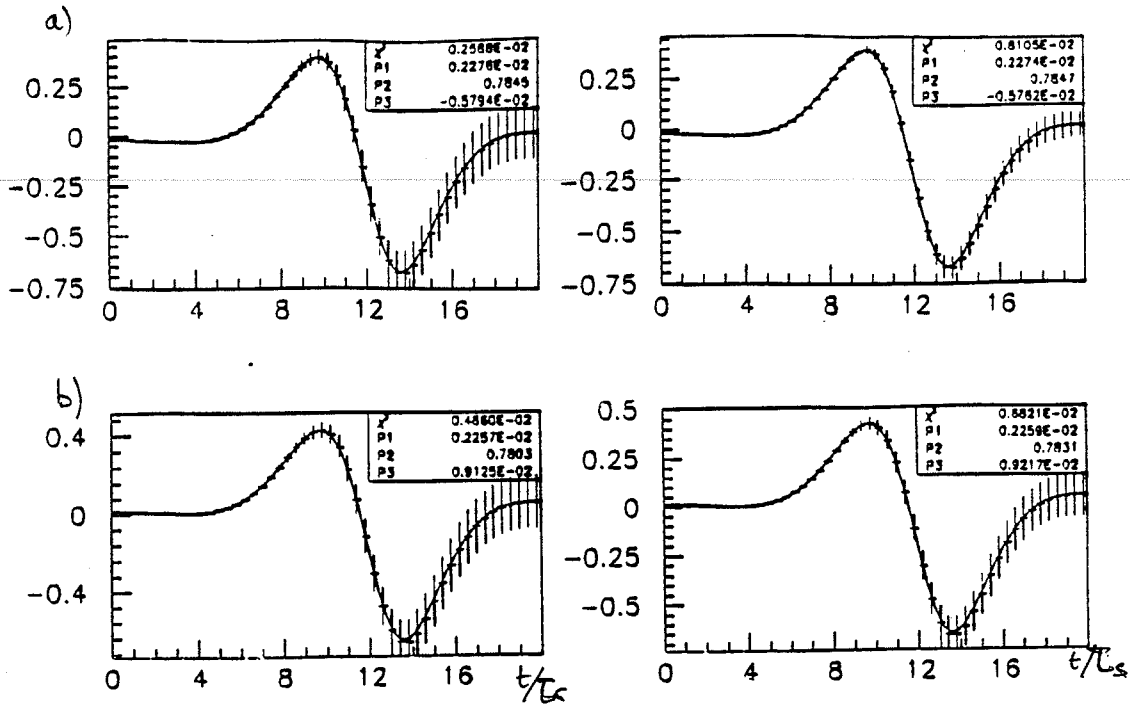


Figure 3.44: ajustements d'asymétrie d'abord dans la région entre $5\tau_S$ et $20\tau_S$, ensuite dans la région entre 0 et $20\tau_S$ pour a) $\delta n/n = 0.03$ b) $\delta n/n = -0.03$

le tableau 3.6, on peut vérifier que la valeur de $|\eta_{+-}|$ reste assez semblable que l'on fasse l'ajustement entre 0 et $20\tau_S$ ou entre $5\tau_S$ et $20\tau_S$ par contre la valeur de ϕ_{+-} est plus sensible à l'intervalle de temps sur lequel on ajuste, cependant les différences restent très inférieures aux meilleures erreurs statistiques.

L'erreur systématique dû au fond pionique et aux confusions dans les paires $K - \pi$, qu'entraîne le facteur de normalisation dans l'asymétrie A_{+-} , reste nettement inférieur à l'erreur statistique :

$\delta n/n$	$\delta \eta_{+-} / \eta_{+-} $	$\delta\phi_{+-}/\phi_{+-}$
0	$5 * 10^{-3}$	$2.2 * 10^{-2}$
$\pm 8 * 10^{-4}$	$< 5 * 10^{-5}$	$1 * 10^{-4}$
$\pm 3 * 10^{-3}$	$4 * 10^{-4}$	$3 * 10^{-3}$
$\pm 1 * 10^{-2}$	$1.3 * 10^{-3}$	$3.5 * 10^{-3}$

On voit que, si l'erreur sur la normalisation dépasse 1%, la déviation dépasse la meilleure précision attendue dans les mesures. Par contre pour les valeurs de ϕ_{+-} , même une erreur de 3% sur la valeur de normalisation entraîne une déviation qui reste largement inférieure à l'erreur statistique prévue pour cette expérience.

L'erreur systématique, introduite par le facteur de normalisation dans les asymétries différentielles, est dominée par l'erreur statistique. Elle va donc diminuer en même temps que la statistique augmentera.

Conclusion

Le travail présent, consacré à l'étude des premières données prises en 1990, a permis de vérifier la qualité des données et d'étudier les premiers critères de faisabilité de l'expérience, parmi lesquels l'étiquetage des K^0 et $\bar{K}^0$ occupe une place primordiale. Bien qu'insuffisante ($4 \cdot 10^5$ kaons neutres), la statistique accumulée à cette époque a permis de mener à bien ces études et d'en extraire une première courbe d'asymétrie de désintégration en deux pions chargés. Grâce aux filtres d'analyse que nous avons mis au point, à la connaissance détaillée des efficacités de détection des $K^\pm$ et $\pi^\pm$ ainsi que des biais introduits par nos sélections, nous avons montré que l'étiquetage des K^0 et $\bar{K}^0$ dans l'expérience CPLEAR et la normalisation relative sont maîtrisés.

La normalisation relative s'explique par les différences d'interaction dans le détecteur entre les K^+ et K^- et à moindre échelle entre les π^+ et π^- . Les incertitudes systématiques provenant de l'étiquetage et se traduisant dans le facteur de normalisation sont importantes pour le calcul des paramètres de la violation CP que l'on déduit des asymétries différentielles. Dans le cas présent, l'incertitude sur le rapport de normalisation est essentiellement statistique et s'élève à 1%. Il contribue pour 10% à l'erreur systématique sur l'amplitude de η_{+-} et pour 50% à l'erreur systématique sur la phase de η_{+-} , les valeurs étant respectivement égales à :

$$|\eta_{+-}| = [2.32 \pm 0.14 \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.)}] \times 10^{-3}$$

$$\phi_{+-} = 42.3^\circ \pm 4.4^\circ \text{ (stat.)} \pm 0.4^\circ \text{ (syst.)}$$

A l'avenir, en tenant compte de la statistique définitive, l'incertitude sur le rapport de normalisation baissera jusqu'à la valeur de $8 \cdot 10^{-4}$ qui correspond à l'erreur systématique minimale que l'on pourra atteindre.

Les résultats des analyses portant sur les erreurs systématiques de l'expérience, les bruits de fond pionique et kaoniques, l'étiquetage des kaons neutres, l'efficacité de détection et les résolutions des vertex secondaires en fonction du temps propres montrent que les performances du détecteur sont conformes à celles prévues initialement [40]. L'expérience étant maintenant complète avec l'installation de l'électronique du calorimètre et l'implémentation de l'ensemble des processeurs en ligne, les prises de données pour la mesure des paramètres de violation CP vont commencer.

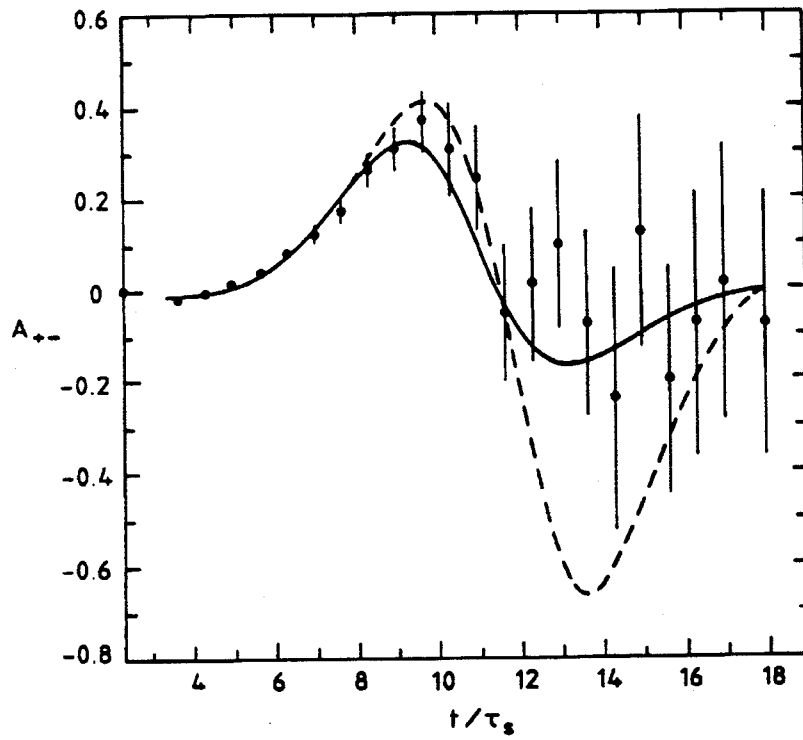


Figure 3.47: ajustement

La courbe en trait plein a été obtenue après un ajustement qui tient compte des corrections relatives au bruit de fond venant des désintégrations des kaons neutres en trois corps et des effets de régénération. La courbe en pointillée est obtenue après un ajustement sans les corrections relatives aux bruits de fond.

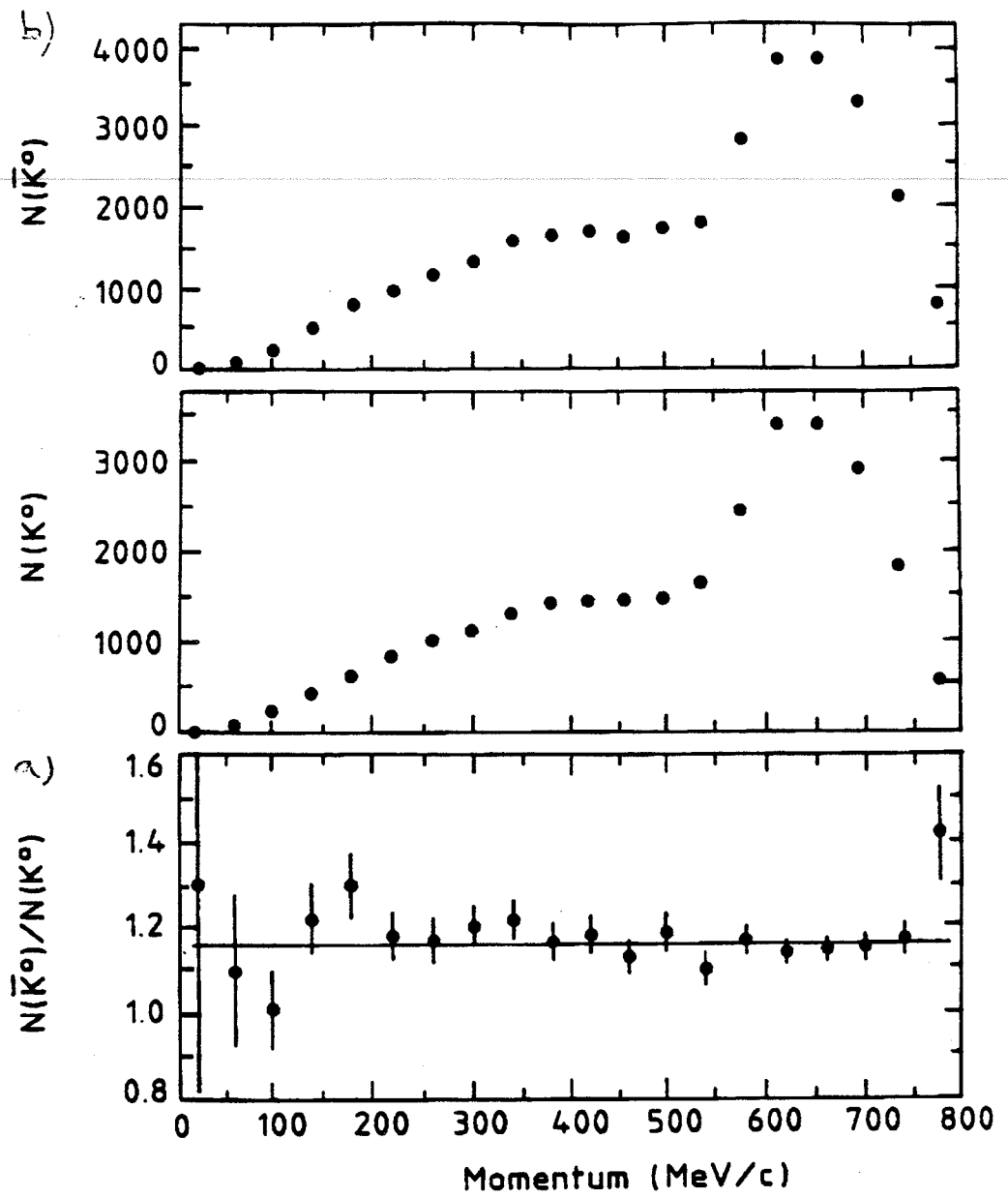


Figure 3.48: a) distribution du facteur de normalisation en fonction de l'impulsion des kaons neutres (MeV/c), b) spectres d'impulsion des kaons neutres (MeV/c)
Le rapport de normalisation utilisé est égal à 1.16 ± 0.01 .

Bibliographie

- [1] T.D. Lee, Phys. Rev. **104** (1956) 254
- [2] Wu et Al., Phys. Rev. **105** (1957) 1413
- [3] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett **13** (1964), 138.
- [4] S. Bennett and al., Phys. Rev. **132** (1967) 993.
- [5] L.M. Sehgal and Wolfenstein, Phys. Rev. **162** (1967), 1362.
- [6] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 562.
- [7] T.D.Lee, Particle Physics and introduction to field Theory, Harwood Academic Publishers 1981
- [8] Ling-lie Chau, Phys. Rep. **95**, (1983) 1.
- [9] V. Gibson, CP Violation in Particle Physics and Astrophysics, Editions Frontières 1989, p213.
- [10] Review of Particle Properties, Phys. Let. **B229** (1990)
- [11] L.Lavoura, DO-TH 90/06, April 1990
- [12] V.V Barmin et al., Nucl. Phys. **B247** (1984) 293.
- [13] C.B. Chiu and E.C.G Sudarshab , Austin, Texas 78712
- [14] C. Jarlskog, CP Violation in Particle Physics and Astrophysics, Editions Frontières 1989, p149
- [15] The LEP Collaboration: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, CERN-PPE/91-232 (20 December 1991)
- [16] M.Kobayashi and Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) p652.
- [17] M. Wise, talk presented at the 5th Nisinomiya Yukawa-Memorial Symposium, October 25-26, 1990.
- [18] G. Buchalla, A. Buras and M.K. Harlander, Nucl. Phys. **B337** (1990) p313
- [19] A.J. Buras, and al., Nucl. Phys. **B347** (1990) p491.

- [20] F.J. Gilman and M.B. Wise, Phys. Rev. **D27** (1983) p1128
- [21] Paula J. Franzini, LBL-30619, April 1991.
- [22] Pich and E. de Rafael, Nucl. Phys. **B367** (1991) p313.
- [23] E de Rafael, CPT preprint 1992
- [24] The NA31 Collaboration, CERN-EP/90-01 (9 January 1990)
- [25] The E731 Collaboration, FERMILAB-Conf-90/163-E (July 1990)
- [26] J Steinberger, CP Violation in Particle Physics and Astrophysics, Editions Frontières 1989, p55
- [27] P. Sikivie CP Violation in Particle Physics and Astrophysics, Editions Frontières 1989, p319
et S.M Barr CP Violation in Particle Physics and Astrophysics, Editions Frontières 1989, p343
- [28] E. Gabathuler and P. Pavlopoulos, Strong and Weak CP Violation at LEAR, proc. of workshop on physics at LEAR with low energy cooled antiprotons, Plenum Publisher, New York (1982) p747
- [29] The CPLEAR Collaboration, CERN/PSCC/85-6 (1985)
- [30] The CPLEAR Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res., A311 (1992) p78
- [31] The CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. **B 267** (July 1991) p154
- [32] C. B. Dover, International School of Intermediate Energy Nuclear Physics Venice July 1988 p165
- [33] C. B. Dover, G. E. Walker, Phys. Reports **89** (1982) p1.
- [34] D. Marlow and Al, Phys. Rev. **C vol 25** number 5 May 1982
- [35] A. S. Rosenthal and F. Tabakin, Phys. Rev. **C vol 22** number 2 August 1980
- [36] CERN HERA 83-01 (1983), Compilation of Cross Sections , part II
- [37] Proceedings of the second kaon factory physics workshop, Vancouver August 10-14,1981
- [38] K. Lassila Geant Development Note /91/1 Hadronic Cascade Simulation in Geant
- [39] The CPLEAR Collaboration, CERN-PPE/92-32 (February 1992)
- [40] The CPLEAR Collaboration, CERN/SPSLC 92-7 (1992)

Table des matières

Introduction	3
1 La motivation de l'expérience CPLEAR : la violation CP	5
1.1 Symétrie et Formalisme	5
1.1.1 Le théorème CPT	6
1.1.2 La violation CP	8
1.2 Les modèles	15
1.2.1 Modèle "superfaible"	15
1.2.2 La violation CP dans le Modèle Standard	15
1.2.3 La violation CP dans les modèles supersymétriques	22
1.3 Mesures expérimentales de violation CP	23
2 L'expérience CPLEAR	27
2.1 Interférométrie $K^0-\bar{K}^0$	27
2.1.1 Asymétries différentielles	27
2.1.2 Asymétries intégrées	30
2.1.3 Précision des mesures	30
2.2 Mise en œuvre expérimentale	31
2.3 Le détecteur	32
2.4 Le système de déclenchement et l'acquisition de donnée	37
2.4.1 Le système de déclenchement	37
2.4.2 L'acquisition de données	44
3 Etiquetage et normalisation	47
3.1 Etiquetage	48
3.1.1 Biais introduit par l'étiquetage en ligne	49
3.1.2 Bruit de fond et taux relatifs	55
3.1.3 Etiquetage "hors ligne"	60
3.2 Symétrie de charge. Normalisation relative	72
3.2.1 Effet des interactions π^- , π^+ dans la matière	73
3.2.2 Effet des interactions K^+ , K^- dans la matière	76
3.3 Influence du facteur de normalisation dans l'asymétrie $A_{\pi^+\pi^-}(t)$	84
Conclusion	91

Remerciements

Je remercie M. Aubert de m'avoir accepté au CPPM et permis de faire une thèse en physique des particules.

Je remercie M. Aslanides d'avoir accepté la direction de ma thèse.

Je tiens à remercier M. P. Chiappetta, M. F. Haas et M. Tauscher, membres de mon jury, pour s'être donné la peine de venir et de lire mon manuscrit.

Je tiens à remercier tout particulièrement François Montanet pour avoir dirigé mes travaux et su m'inculquer ses connaissances et méthodes de travail avec lesquelles j'ai progressé et présenté un travail cohérent.

Je voudrais remercier les membres de l'équipe CPLEAR pour leur accueil.

Je remercie infiniment les amis qui m'ont accompagnée et qui m'ont permis de passer les étapes de ces années. Gisèle et Cécile ont toujours été là aux bons moments. Vincent, Théo ont été indissociables de mon quotidien, Guylaine, Carlos et Paula de mes soirées !

Je finirais en remerciant ma fille, Hannah, pour m'avoir rappelé où est la vie.

