

Cours de physique des particules (MA1 ou MA2)
Année académique 2023-24
PHYSF-416 (5ECTS)

CHAPITRE 6: VIOLATION CP
PARTIE 1

PHYSF416 - 2023/24



- I. Introduction et rappels
- II. Symmétries et lois de conservation
- III. Modélisation des interactions fondamentales et prédictions
- IV. Interactions faibles
- V. Interactions électrofaibles
- VI. Violation CP
- VII. Les oscillations des neutrinos
- VIII. Les oscillations des neutrinos: solaires et atmosphériques
- IX. Les oscillations des neutrinos: sources artificielles
- X. Les propriétés des neutrinos

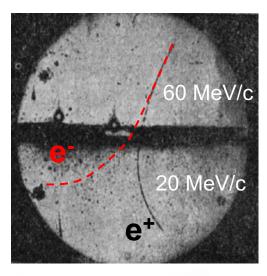
7

Contenu du chapitre VI:

- VI.1. Introduction
- VI.2. CP est-il violé et comment?
- VI.3. Le système K° K°
- VI.4. Evolution dans le temps d'un faisceau de K°
- VI.5. Violation de CP dans les désintégrations de K°
- VI.6. Formalisme de la violation de CP
- VI.7. Violation de CP dans les désintégrations d'autres mésons?
- VI.8. Violation de CP pour les systèmes B°-B°
- VI.9. Les résultats de l'expérience LHCb
- VI.10. Le triangle d'unitarité
- VI.11. Conclusions

3

- L'existence de l'antimatière est une conséquence de la combinaison de la MQ et de la relativité restreinte, confirmée par l'expérience.
- C. Anderson : découverte du positron en 1932 d'abord grâce à l'analyse du rayonnement cosmique (chambre à brouillard). Puis en utilisant une source radioactive (source gamma). Il valide la théorie de Dirac.

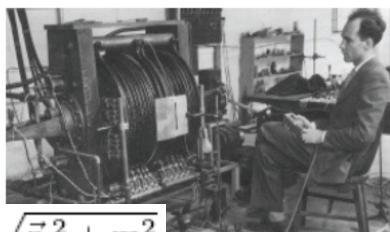


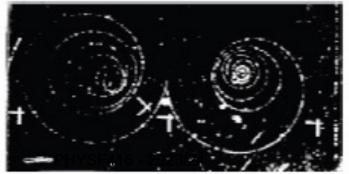
CARL D. ANDERSON

The production and properties of positrons

Nobel Lecture, December 12, 1936

Pb





Les lois de conservations du MS (B, L), supposent que lors du big-bang, particules et antiparticules ont été créées par paires, donc en nombre égal: e^+e^- , qq, vv,...

Equilibre à température élevée
$$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma \quad \gamma\gamma \rightarrow q\bar{q} \quad e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \quad \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$$
 Univers en expansion, T diminue $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma \quad \gamma\gamma \rightarrow q\bar{q} \quad e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \quad \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ Annihilation complète matière - antimatière en rayonnement?

- Aujourd'hui seule de la matière primordiale subsiste autour de nous.
 - ⇒ 2 hypothèses
 - •l' antimatière primordiale de l'Univers est cachée
 - •un léger déséquilibre entre matière et anti-matière s'est produit au cours de l'évolution de l'Univers :

$$\Delta N_{B}/N_{V} = (N(baryon) - N(antibaryon))/N_{V} \sim 10^{-10}$$

- Y a-t-il des régions de l'Univers dominées par l'anti-matière primordiale? Signaux possibles?
 - □ Photons provenant de l'annihilation de matière et d'antimatière aux frontières d'un monde de matière et d'un monde d'antimatière:
 Aucun signal observé → galaxies d'antimatières proches exclues.
 - Rayons cosmiques d'antimatière provenant d'anti-étoiles (anti-He):
 les recherches se poursuivent.

Limite supérieure sur le rapport des flux d'antihelium sur helium

```
Rappel: dans le MS:

Il existe une anti-particule (AP) pour chaque particule (P)

Charge opposée – mais même masse, spin, ...

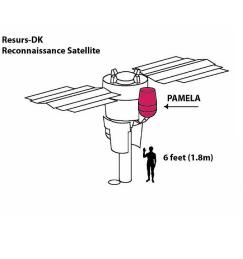
P = AP: Photon, Z<sup>0</sup>, g, graviton (si observé)

neutrinos: ? (voir chapitre 7)
```

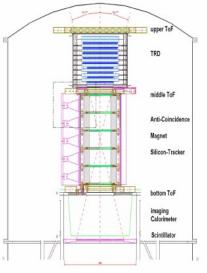
PHYSF416 - 2023/24 6

Searches for astrophysical antimatter

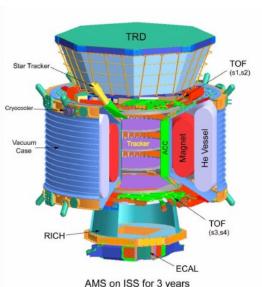
 PAMELA (Payload for AntiMatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics experiment – on board of the Resurs-DK1 satellite Launched on June 2006 AMS: Alpha magnetic spectrometer experiment on board of the ISS (international Space Station) launched in May 2011



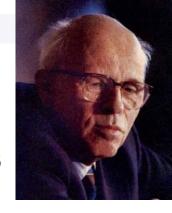
PAMELA



AMS



Un mécanisme favorisant la matière s'est très probablement produit.

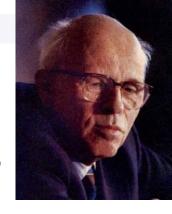


En 1967, A. Sakharov a formulé une série de conditions que doit remplir un tel mécanisme:

- 1) Il faut un processus qui viole la conservation du nombre baryonique (B=1 pour la matière, -1 pour l'anti-matière).
- 2) Les symétries C et CP doivent être violées.
- Ce processus a dû se produire à une période pendant laquelle l'équilibre thermique n'était pas atteint, sinon n'importe quelle réaction i → f serait également probable que la réaction inverse, f → i (symétrie CPT imposée par QFT) et le nombre baryonique resterait globalement inchangé.

PHYSF416 - 2023/24

Un mécanisme favorisant la matière s'est très probablement produit.



En effet, si le déséquilibre provient <u>de</u> particules X, celles-ci ont été produites avec un nombre égal de X. Le déséquilibre doit apparaître dans un processus ultérieur, par exemple, leur désintégration.

Supposons:

 $X \rightarrow 1$ de nombre baryonique N_1 et avec une probabilité p

 $X \rightarrow 2$ de nombre baryonique N_2 et avec une probabilité 1 - p

Dès lors:

 $\overline{X} \rightarrow \overline{1}$ de nombre baryonique -N₁ et avec une probabilité \overline{p}

 $\overline{X} \rightarrow \overline{2}$ de nombre baryonique -N, et avec une probabilité 1 - \overline{p}

Un mécanisme favorisant la matière s'est très probablement produit.



L'asymétrie qui en résulte est proportionelle à:

$$\Delta N_B = N_1 p + N_2 (1-p) - N_1 \overline{p} - N_2 (1-\overline{p}) = (p-\overline{p})(N_1 - N_2)$$

Pour avoir un excès de baryon, il faut:

$$\Delta N_B \neq 0 \implies p \neq p \text{ et } N_1 \neq N_2$$

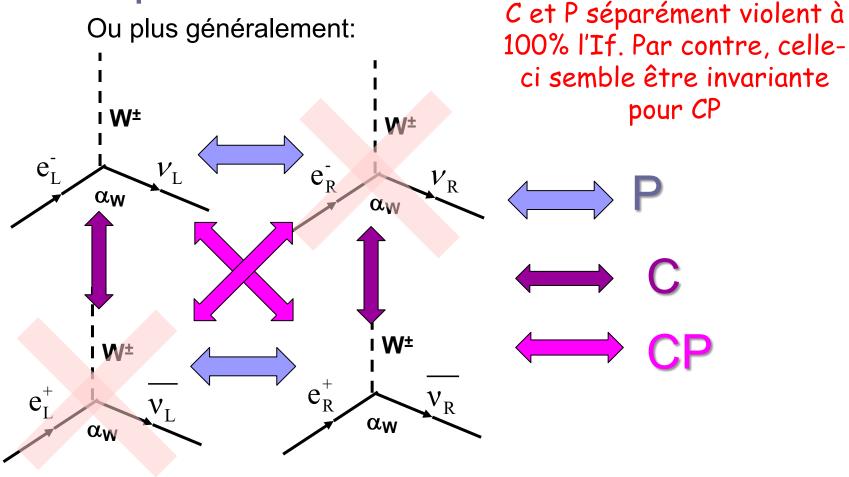
Au moins un des 2 processus, $X \rightarrow 1$ ou $X \rightarrow 2$, doit donc violer la conservation du nombre baryonique.

Comme $C[X \rightarrow 1] = \overline{X} \rightarrow \overline{1}$, $p \neq \overline{p}$ implique la violation de C.

Il faut aussi que CP soit violé sinon autant de baryons gauches que d'anti-baryons droits seraient produits, ainsi qu'autant de baryons droits que d'antibaryons gauches.

$$\Gamma(X \to q_L q_L) + \Gamma(X \to q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \to \bar{q_L} q_L) + \Gamma(\bar{X} \to \bar{q_R} q_R)$$

■ L'opérateur CP



PHYSF416 - 2023/24 11

Oui, mais faiblement.

Ce n'est qu'en 1964 que les premières violations de CP, très faibles, ont été observées dans la désintégration

$$K_L^{\circ}(CP = -1?) \rightarrow \pi\pi (CP = +1)$$
. (voir chapitre II.4)

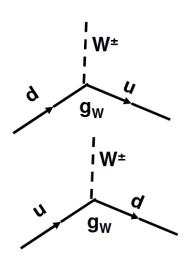
La violation de CP a encore été observée dans quelques autres modes de désintégrations du K°.

Depuis, la violation de CP a été observée, de manière plus importante, pour le B° et aussi pour le D° et le B°_s.

Dans tous ces cas, il s'agit de désintégrations de mésons neutres impliquant la transition d'un quark s, b ou c vers un quark de saveur différente: un quark de charge -1/3 vers un quark de charge 2/3 ou l'inverse. Il s'agit donc d'interactions faibles hadroniques ou semileptoniques à CC.

PHYSF416 - 2023/24 12

RAPPEL sur la matrice CKM : See Chapitre IV section 9 (page 4) :



$$j_{du}^{\mu} = \frac{-ig_{W}}{2\sqrt{2}} V_{ud} \overline{u} \gamma^{\mu} \left(1 - \gamma^{5}\right) d$$

$$j_{du}^{\mu} = \frac{-ig_{W}}{2\sqrt{2}} V_{ud}^{*} \overline{d} \gamma^{\mu} \left(1 - \gamma^{5}\right) u$$

Lorsque le quark de charge -1/3 participe au courant en tant que spineur, c'est V_{ii} qui intervient (1^{er} exemple).

Lorsque le quark de charge -1/3 participe au courant en tant que spineur adloint, c'est V*; qui intervient (2ème exemple).

Comment rendre compte de ces processus dans le cadre du MS? La partie du Lagrangien concernée est celle qui fait apparaître les éléments V_{ij} de la matrice CKM, responsable du mélange entre quarks:

$$L_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{u_i} \gamma^{\mu} W_{\mu}^{-} \underline{V_{ij}} \left(1 - \gamma^5 \right) d_j + \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{d_j} \gamma^{\mu} W_{\mu}^{+} \underline{V_{ij}^*} \left(1 - \gamma^5 \right) u_i$$

qui fait passer un quark de type d (-1/3) vers un quark de type u (2/3). Sous l'opération CP, cela devient :

(Avec aussi $(x,t) \rightarrow (-x,t)$)

$$L_{CC} \xrightarrow{CP} \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{d_j} \gamma^{\mu} W_{\mu}^{\dagger} V_{ij} \left(1 - \gamma^5 \right) u_i + \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{u_i} \gamma^{\mu} W_{\mu}^{\dagger} V_{ij}^{\dagger} \left(1 - \gamma^5 \right) d_j$$

La comparison montre que :

L'invariance pour CP implique V_{ij} = V^*_{ij} et inversément, que la violation de CP dans ce secteur impose la présence d'un terme complexe dans la matrice CKM.

V: matrice 3 x 3, unitaire si pas de 4^{ème} famille de quarks:

$$\sum_{k=1}^{3} |V_{\ell k}|^2 = 1$$

Il y a différentes manières de paramétriser la matrice V.

Exemple: paramétrisation faisant apparaître les angles d'Euler θ_{ij} de la rotation:

$$|d\rangle, |s\rangle, |b\rangle \rightarrow |d'\rangle, |s'\rangle, |b'\rangle$$

Cette rotation se décompose alors en 3 rotations successives:

RAPPEL

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{avec: } c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij}), \ \ s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$$

La matrice de la page précédente est réelle. Pour permettre la violation de CP, on introduit un facteur complexe avec une phase δ :

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{-i\delta}s_{1} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta}s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \Rightarrow \begin{pmatrix} c_{13} & c_{12} & c_{12} & c_{13} \\ c_{13} & c_{13} & c_{13} \\ c_{13} & c_{13} & c_{13} \\ c_{14} & c_{15} & c_{15} \\ c_{15} & c_{15} \\ c_{15} & c_{15} & c_{15} \\ c_{$$

RAPPEL

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} \ c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} \ e^{-i\delta} \\ \left(-s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} \ s_{13} e^{i\delta} \right) & \left(c_{12} c_{23} - s_{12} \ s_{23} s_{13} \ e^{i\delta} \right) & s_{23} c_{13} \\ \left(s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) & \left(-c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} \ e^{i\delta} \right) & c_{23} \ c_{13} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{c} \text{Description} \\ \text{générale de} \\ \text{CKM} \end{array}$$

Pour tenir compte de l'ordre de grandeur des différents éléments, mesurés expérimentalement, on utilise aussi **l'approximation de Wolfenstein**, avec $\lambda \sim 0.22$ et A ~ 0.83 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 \left(\rho \left(i\eta\right)\right) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 \left(1 - \rho \left(i\eta\right)\right) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$
RAPPEL

Reste à mesurer la phase complexe en étudiant la violation de CP!

Mais comment un simple facteur de phase, qui ne modifie pas les modules des amplitudes, peut-il conduire à une violation de CP, c'est-à-dire à un processus qui n'aurait pas la même probabilité de se produire que son conjugué CP?

$$i \to f \implies \widehat{(CP)} : \widetilde{i} \to \widetilde{f} \text{ avec } \Gamma(\widetilde{i} \to \widetilde{f}) \neq \Gamma(i \to f)$$
?

En effet (argument simplifié – voir Griffiths - problem 12.6), si \mathcal{M} est l'amplitude du 1^{er} processus, où i δ est la phase qui provient de la matrice CKM :

$$\mathbf{M} = |\mathbf{M}|e^{i\theta}e^{i\phi}$$
 $\widetilde{\mathbf{M}} = |\mathbf{M}|e^{i\theta}e^{-i\phi}$ $|\mathbf{M}|^2 = |\widetilde{\mathbf{M}}|^2$

Avec un seul diagramme, les deux processus CP conjugués ont la même probabilité.

Pour que les 2 processus puissent avoir une probabilité différente, il faut que le processus puisse se produire via 2 diagrammes de Feynmann, avec chacun leur amplitude \mathcal{M}_1 et \mathcal{M}_2 , qui interfèrent.

$$egin{aligned} M &= |M_1| e^{i heta_1} \, e^{i\phi_1} + |M_2| e^{i heta_2} \, e^{i\phi_2} \ ar{M} &= |M_1| e^{i heta_1} \, e^{-i\phi_1} + |M_2| e^{i heta_2} \, e^{-i\phi_2} \end{aligned}$$

$$|M|^2 - |ar{M}|^2 = -4|M_1||M_2|\sin(heta_1 - heta_2)\sin(\phi_1 - \phi_2)|$$

Pour que les probabilités des 2 processus CP conjugués soient différentes, il faut (entre autres) qu'il y ait plus d'un diagramme qui contribue et que leurs phases θ_1 et θ_2 soient différentes.

- Parité : P
 - □ Parité d'un système :

Les parités intrinsèques sont multiplicatives :

$$\hat{P}\psi(\bar{r}_{a},\bar{r}_{b},\bar{r}_{c},\bar{r}_{d},t) = \xi_{a}\xi_{b}\xi_{c}\xi_{d}\psi(-\bar{r}_{a},-\bar{r}_{b},-\bar{r}_{c},-\bar{r}_{d},t)$$

□ Parité des fermions :

En méca. quant. non relativiste, fermions et antifermions, comme l'électron et le positron, correspondent à 2 solutions distinctes de l'équation de Schrödinger; il n'y a donc pas de connexion évidente entre leur parité intrinsèque. Vous avez dû voir l'an passé, qu'avec une théorie relativiste, les particules de spin 1/2 sont solutions de l'équation de Dirac*. La solution correspondant à un fermion et à son antiparticule se retrouvent au sein d'un même spineur à 4 composantes, ce qui introduit une relation entre leur parité. En effet, on peut montrer :

20

■ Parité : P

□ Parité des fermions : cas des leptons.

On a pu vérifier expérimentalement que :

$$\xi_{e} = -1$$

en étudiant la réaction $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ dans l'état lié dans l'onde S appelé parapositronium. Il s'agit d'une l.ém. ; la parité est donc conservée. Dès lors :

$$\xi_{\text{parapos}} = \xi_{\gamma\gamma}$$
 $\xi_{\text{parapos}} = \xi_{e+} \xi_{e-} \left(-1\right)^l = \xi_{e+} \xi_{e-}$ car l=0 (onde S)

$$\xi_{\gamma\gamma} = \xi_{\gamma}^{2} (-1)^{l_{\gamma}} = (-1)^{l_{\gamma}}$$
 et $\xi_{e+} \xi_{e-} = (-1)^{l_{\gamma}}$

La mesure du moment orbital des γ émis* (à partir de distributions angulaires) a permis de vérifier que

$$\xi_{e} = -1$$

^{*}Description de l'expérience : voir Perkins, p.89

.

Retour sur la parité :

■ Parité : P

□ Parité des fermions : cas des leptons.

Par contre, il n'est pas possible de mesurer individuellement la parité de l'e- ou de l'e+ parce que dans toutes les réactions dans lesquelles ils apparaissent, telles que :

$$\gamma + e^{-} \rightarrow \gamma + e^{-}$$
 ou $e^{-} + e^{-} \rightarrow e^{-} + e^{-}$

le même facteur faisant intervenir ξ_{e_-} apparaît dans les 2 membres et ils se simplifient lorsqu'on applique la conservation de la parité. Comme un électron ne peut jamais être créé ou détruit seul dans une l.ém., sa parité ne peut être déterminée. Il en va de même pour le μ et le τ . Dès lors on postule de manière arbitraire :

$$\xi_{e-} = \xi_{\mu-} = \xi_{\tau-} = 1$$
 $\xi_{e+} = \xi_{\mu+} = \xi_{\tau+} = -1$

■ Parité : P

□ Parité des fermions : cas des quarks.

Nous avons vu que les quarks aussi ne pouvaient être crées ou détruits que par paires quark-antiquark lors des I.F. et des l.ém., il est donc impossible aussi de déterminer leur parité intrinsèque et celle-ci est fixée par pure convention :

$$\xi_{u} = \xi_{d} = \xi_{s} = \xi_{c} = \xi_{b} = \xi_{t} = 1$$

$$\xi_{\bar{u}} = \xi_{\bar{d}} = \xi_{\bar{s}} = \xi_{\bar{c}} = \xi_{\bar{b}} = \xi_{\bar{t}} = -1$$

M

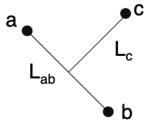
Retour sur la parité :

■ Parité : P

□ Parité des baryons.

Pour un baryon B = a b c, sa parité intrinsèque est donnée par :

$$\xi_{\rm B} = \xi_{\rm a} \xi_{\rm b} \xi_{\rm c} \left(-1\right)^{\rm L_{ab}} \left(-1\right)^{\rm L_c} = \left(-1\right)^{\rm L_{ab} + L_c} = -\xi_{\rm \overline{B}}$$



L_{ab}: moment angulaire des fermions a et b dans leur SCM.

L_c : moment angulaire de c et du système ab dans le SCM du système abc.

Les baryons d'énergie la plus basse, correspondant à $L_{ab} = L_c = 0$, sont donc prédits avec une parité +1. C'est bien le cas des baryons p, n, Λ , ... Les antibaryons correspondants ont une parité -1.

■ Parité : P

□ Parité des mésons.

Pour un méson $M = a \overline{b}$, sa parité intrinsèque est donnée par :

$$\xi_{M} = \xi_{a} \xi_{\bar{b}} (-1)^{L} = -(-1)^{L} = (-1)^{L+1} = \xi_{\overline{M}}$$

Les mésons d'énergie la plus basse, correspondant à L=0, sont donc prédits avec une parité -1. C'est bien le cas des mésons π , K et D. Dans le cas du π^- , elle a été déterminée expérimentalement à partir de la réaction d'absorption au repos par un noyau de deutérium (J=1, onde S): $\pi^- + d \rightarrow n + n$

$$\xi_{\text{initial}} = \xi_{\pi} \xi_{\text{d}} \left(-1 \right)^{L_{\pi \text{d}}} = \xi_{\pi} \xi_{\text{n}} \xi_{\text{p}} \left(-1 \right)^{L_{\text{np}}} = \xi_{\pi}$$

$$L_{\pi \text{d}} = 0 \text{ (absorption depuis l'onde S)} \qquad L_{\text{np}} = 0 \text{ (état lié onde S)}$$

■ Parité : P

□ Parité des mésons.

$$\xi_{\text{final}} = \xi_{\text{n}} \xi_{\text{n}} \left(-1\right)^{L_{\text{nn}}} = \xi_{\text{initial}} = \xi_{\pi} \implies \xi_{\pi} = \left(-1\right)^{L_{\text{nn}}}$$

Dans la plupart des cas, le moment angulaire orbital de l'état final et donc les parités sont obtenues en mesurant les distributions angulaires de l'état final. Dans le cas présent, il est possible de déterminer L à partir d'arguments utilisant le principe d'exclusion de Pauli. En effet, il s'applique pour l'état final nn consitué de fermions identiques : la fonction d'onde totale, produit de la partie espace et de la partie spin, doit être antisymétrique pour l'échange des 2 n.

Partie spin
$$|11\rangle = |1/21/2\rangle |1/21/2\rangle$$
 $|10\rangle = 1/\sqrt{2} \left(|1/21/2\rangle |1/2-1/2\rangle + |1/2-1/2\rangle |1/21/2\rangle \right)$ symétrique $|1-1\rangle = |1/2-1/2\rangle |1/2-1/2\rangle$ $|00\rangle = 1/\sqrt{2} \left(|1/21/2\rangle |1/2-1/2\rangle - |1/2-1/2\rangle |1/21/2\rangle \right)$ antisymétrique

■ Parité : P

□ Parité des mésons.

S = 1 symétrique → L impair (antisymétrique)

S = 0 antisymétrique \rightarrow L pair (symétrique)

$$J_{initial} = J_d (J_{\pi} = 0) = 1 = J_{final} = J_{nn}$$

Si S = 0, $J_{nn} = L = 1$ impair \rightarrow ne va pas!

$$\rightarrow$$
 S = 1 et L impair $\rightarrow \xi_{\pi} = (-1)^{L} = -1$

□ Parité du photon

Contrairement à celle des fermions, la parité du γ peut être déterminée théoriquement. En méca. quant., c'est le potentiel vecteur qui correspond à la fct d'onde du γ :

$$\overline{A}(r,t) = N\varepsilon(\overline{k}) \exp[i(\overline{k}r-Et)]$$

$$\hat{P} \overline{A}(\bar{r},t) = \xi_{\gamma} \overline{A}(\bar{r},t)$$

7

Retour sur la parité :

■ Parité : P

Parité du photon

D'autre part, l'équation de Poisson doit rester valable sous \widehat{P} et donc, $\rho > 0$: $\overline{\nabla} \overline{E}(\bar{r},t) = 4\pi \rho \left(\bar{r},t\right)$

et comme la divergence change dé signe sous la parité, on a :

$$\hat{P} \overline{E}(\bar{r},t) = -\overline{E}(\bar{r},t)$$

Le champ électrique est relié au potentiel vecteur par :

$$\overline{E} = -\overline{\nabla}\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$$

Comme le gradient change lui aussi de signe, A change de signe sous \hat{P} , comme E.

$$\Rightarrow \hat{P} \overline{A}(\bar{r},t) = -\overline{A}(-\bar{r},t) \Rightarrow \xi_{\gamma} = -1$$

7

Retour sur la conjugaison de charge :

■ Conjugaison de charge : C

□ Propriétés de C

Comme pour \hat{P} , \hat{C} appliqué 2 fois revient à l'état initial :

$$\hat{\mathbf{C}}^2 = \mathbf{I}$$

et les valeurs propres de \widehat{C} sont $C = \pm 1$

Toutefois, contrairement à \widehat{P} , la plupart des particules ne sont pas des états propres de \widehat{C} . En effet, lorsque tel est le cas :

$$\hat{\mathbf{C}}|\operatorname{part}\rangle = \pm |\operatorname{part}\rangle = |\overline{\operatorname{part}}\rangle$$

Particule et antiparticule ne diffèrent qu'éventuellement par un facteur de phase correspondant au signe de la valeur propre C et sont donc identiques. Seuls le γ , et les mésons π° , η , η' , ρ° , ... identiques à leur antiparticule sont des états propres de \widehat{C} et leur valeur propre est appelée C-parité.

v

Retour sur la conjugaison de charge :

■ Conjugaison de charge : C

□ Propriétés de C

Pour un système à n particules dont les k 1ères sont états propres:

$$\hat{\mathbf{C}}|p_1p_2p_3...p_kp_{k+1}...p_n\rangle = \mathbf{C}_1\mathbf{C}_2\mathbf{C}_3...\mathbf{C}_k|p_1p_2p_3...p_k\overline{p_{k+1}}...\overline{p_n}\rangle$$

Un système particule-antiparticule est état propre de $\widehat{\mathbf{C}}$:

$$\hat{\mathbf{C}} | \mathbf{p} \, \mathbf{p} \rangle = | \mathbf{p} \, \mathbf{p} \rangle = \pm | \mathbf{p} \, \mathbf{p} \rangle$$

suivant que la fct d'onde est symétrique ou antisymétrique pour la permutation des 2 particules.

Exemple, pour un système de mésons dont le spin est nul (S=0):

$$\widehat{\mathbf{C}} \left| \pi^+ \pi^- \mathbf{L} \right\rangle = (-1)^{\mathbf{L}} \left| \pi^+ \pi^- \mathbf{L} \right\rangle$$
 L: moment orbital des 2 pions

En effet, interchanger le π^+ et le π^- revient à inverser leur vecteur position relatif dans la fct d'onde spatiale.

Retour sur la conjugaison de charge :

- Conjugaison de charge : C
 - □ Détermination de la C-parité du photon

Comme pour la parité, la C-parité du γ peut être déduite du comportement du potentiel électrique classique :

$$\widehat{C} \overline{A}(\overline{r},t) = C_{\gamma} \overline{A}(\overline{r},t)$$

Comme toutes les charges changent de signe sous l'effet de \widehat{C} , le champ électrique et le potentiel scalaire changent de signe. De la relation :

$$\overline{E} = -\overline{\nabla}\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}$$

On déduit que le potentiel vecteur change de signe et que :

2

Retour sur la conjugaison de charge :

■ Conjugaison de charge : C

\square Détermination de la C-parité du π° :

La valeur $C_{\pi^{\circ}} = 1$ peut être déduite de l'observation de la désintégration ém: $\pi^{\circ} \rightarrow 2$ γ , si on suppose C conservé dans les l.ém..

En effet:

$$\widehat{C}$$
 | $YY > = CY$ | $YY > = (-1)^2$ | $YY > = YY > \Rightarrow C_{\pi^{\circ}} = C_{YY} = 1$

Par contre, la désintégration $\pi^{\circ} \not \to 3 \gamma$ n'a jamais été observée alors qu'aucune autre loi ne l'interdit :

$$\widehat{\mathbf{C}}$$
 Iyyy> = \mathbf{C} Y \mathbf{C} Y Iyyy> = $(-1)^3$ Iyyy> = $-$ Iyyy>

Une telle désintégration ne respecterait pas l'invariance pour la conjugaison de charge dans les l.ém. Expérimentalement, le rapport des taux de désintégration:

$$R = \frac{\Gamma(\pi^0 \to 3\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \to 2\gamma)} < 3 \times 10^{-8} \ll \alpha$$

Le K°, tout comme le B°, le D° et le B°_s, est un méson neutre ayant un # quantique qui le différencie de son antiparticule (S dans le cas du K°); ce nombre est conservé dans les IF mais pas dans les If. Cela lui impose de se désintégrer par If, avec la possibilité d'observer des effets de la violation de CP. Il peut aussi avoir des oscillations $K^0 \rightleftharpoons \overline{K^0}$, ce qui est un des moyens de produire le $2^{\grave{e}me}$ diagramme nécessaire à l'observation de la violation de CP.

□ Etats propres de CP

Le K $^{\circ}$ et le K 0 n'ayant pas la même étrangeté, ne sont pas des états propres de CP:

$$K^{0}(498 \text{MeV/c}^{2}) = d\overline{s} \quad S = +1 \qquad \overline{K}^{0}(498 \text{MeV/c}^{2}) = s\overline{d} \quad S = -1$$

 $d\overline{s} \neq s\overline{d} \rightarrow K^{0} \neq \overline{K}^{0}$

Seules les particules identiques à leur antiparticule sont états propres de $\hat{\mathbf{C}}$

33

□ Etats propres de CP

Par conséquent, ces états propres d'étrangeté ne sont états propres ni de \widehat{CP} . Rappelons que:

$$\hat{C} | K^{0} \rangle = | \overline{K}^{0} \rangle \quad \text{et} \quad \hat{C} | \overline{K}^{0} \rangle = | K^{0} \rangle \\
\hat{P} | K^{0} \rangle = - | K^{0} \rangle \quad \text{et} \quad \hat{P} | \overline{K}^{0} \rangle = - | \overline{K}^{0} \rangle \\
\hat{P} | K^{0} \rangle = - | K^{0} \rangle \quad \text{et} \quad \hat{P} | \overline{K}^{0} \rangle = - | \overline{K}^{0} \rangle \\
\hat{P} | K^{0} \rangle = - | K^{0} \rangle \quad \hat{C} | \overline{K}^{0} \rangle = - | \overline{K}^{0} \rangle \\
\hat{P} | K^{0} \rangle = - | K^{0} \rangle \quad \hat{C} | \overline{K}^{0} \rangle = - | \overline{K}^{0} \rangle \\
\hat{P} | K^{0} \rangle = - | K^{0} \rangle \quad \hat{C} | \overline{K}^{0} \rangle = - | \overline{K}^{0} \rangle$$

Soit K°_{1} et K°_{2} les états propres de \widehat{CP} . Nous pouvons vérifier que:

Etats propres de CP

Etats propres de saveur

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

Supposons dans un premier temps que CP soit conservé dans les I.f. Le K_1° doit alors se désintégrer uniquement en états de CP = 1 et le K_2° en états de CP = -1.

■ Violation de CP dans K°→pions

□ Désintégrations à 2 pions

$$\pi^{\circ}\pi^{\circ}$$
:
 $P = \xi_{\pi^{0}}^{2} \left(-1\right)^{L} = 1$ $C = C_{\pi^{0}}^{2} = 1$ $\Rightarrow CP = 1$

en effet L = 0 en vertu de la conservation de J (les spins du K° et des π sont nuls).

$$\begin{array}{ll} \pi^+\pi^-: \\ P = \xi_{\pi^+} \xi_{\pi^-} \left(-1\right)^L = \left(-1\right)^2 & C = C_{\pi^+\pi^-} = 1 \\ \text{en effet, C permute les 2 pions chargés}: \\ C \left|\pi^+\pi^-\right> = \left|\pi^-\pi^+\right> & \Rightarrow & C_{\pi^+\pi^-} = \left(-1\right)^L \end{array}$$

On s'attend donc à ce que ce soit le K°₁ et uniquement lui qui se désintègre en 2 pions.

■ Violation de CP dans K°→ pions

□ Désintégrations à 3 pions

La situation est plus compliquée car il faut considérer 2 moments angulaires, L₁₂ et L₃ (voir schéma). Tenant compte du spin nul du K° et des pions,

On a
$$\hat{L} = \hat{L}_{12} \oplus \hat{L}_3$$
 avec $L = 0 \rightarrow L_{12} = L_3 \rightarrow P = \xi_{\pi}^3 \left(-1\right)^{L_{12}} \left(-1\right)^{L_3} = \xi_{\pi}^3 = -1$

$$\pi^{\circ}\pi^{\circ}\pi^{\circ}: C = C_{\pi^0}^3 = 1 \Rightarrow CP = -1$$

$$\pi^{+}\pi^{-}\pi^{\circ}: C = C_{\pi^0}^0 C_{\pi^{+}\pi^{-}} = \left(-1\right)^{L_{12}} \Rightarrow CP = \left(-1\right)^{L_{12}+1} = -1 \quad \text{pour } L_{12} = 0$$

L₁₂ ≠ 0 est assez peu probable (seulement E ~80 MeV disponibles), confirmé par distributions angulaires des pions.

■ Violation de CP dans K°→pions

En résumé, s'il n'y a pas de violation de CP:

$$K_1^0$$
 (CP=+1) $\to \pi\pi$ (CP=+1) $K_1^0 \to \pi\pi\pi$ très rare K_2^0 (CP=-1) $\to \pi\pi\pi$ (presque tjrs CP=-1) $K_2^0 \not\to \pi\pi$

Donc l'obervation $K_2^0 \rightarrow \pi\pi$ implique une violation de CP

Comme il y a plus d'énergie disponible pour la désintégration en 2 π , on s'attend à ce que le K°_{1} ait un temps de vie sensiblement plus court que le K°_{2} . En fait:

$$\tau_{\text{K}^{\circ}1} \sim 0.9 \ 10^{-10} \ \text{s}$$
 $\tau_{\text{K}^{\circ}2} \sim 0.5 \ 10^{-7} \ \text{s}$ $\kappa^{\circ}_{1} = \kappa^{\circ}_{\text{S}} \ (\text{Short})$ $c_{\tau} = 2.7 \ \text{cm}$ $c_{\tau} = 15.5 \ \text{m}$ $\kappa^{\circ}_{2} = \kappa^{\circ}_{\text{L}} \ (\text{Long})$

Dès lors, à q.q. mètres du point de production des K° ou des K^0 ,on s'attend à ne plus observer que des désintégrations à 3 π ... si CP est conservé dans les I.f.

- Violation de CP dans K°→pions
 - □ La découverte de la violation de CP Expérience de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay (1964)

Cette expérience a permis de mettre en évidence des désint.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

- Préparation du faisceau de K°_L: ?
- Detection system pi+ pi- ?

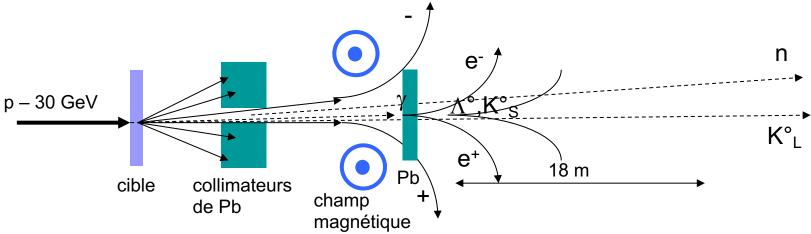
■ Violation de CP dans K°→pions

 □ La découverte de la violation de CP – Expérience de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay (1964)

Cette expérience a permis de mettre en évidence des désint.

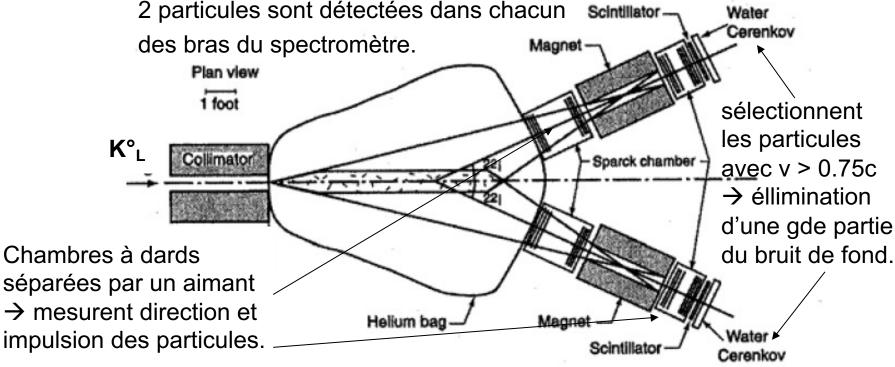
$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

■ Préparation du faisceau de K°_L:



→ faisceau de K°_L avec des neutrons et quelques photons qui n'ont pas été absorbés par le Pb

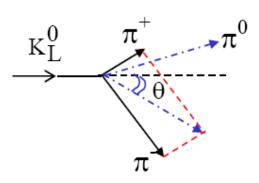
- Violation de CP dans K°→pions
 - □ La découverte de la violation de CP Expérience de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay (1964)
 - Détecteur des désintégrations de K°_L:

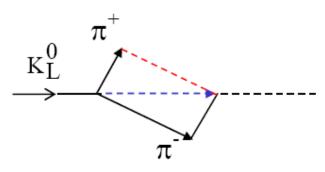


■ Violation de CP dans K°→pions

Analyse des données:

Lorsque les 2 particules sélectionnées ont des charges opposées, leur masse invariante est calculée ainsi que θ , l'angle entre la ligne de vol du CM des 2 particules et la direction du faisceau de K°_L. Pour le bruit de fond, et notamment pour les désintégrations de K°_L à 3 π , aucune direction préférentielle n'est attendue alors que s'il s'agit d'une désintégration K°_L \rightarrow 2 π , cet angle devrait égal à 0, aux erreurs de mesure près.



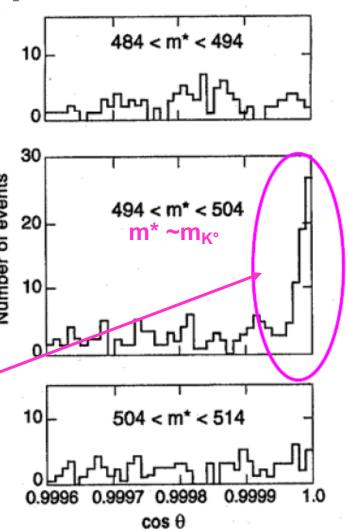


■ Violation de CP dans K°→pions

■ Analyse des données:

On regarde la distribution de cos θ pour différentes fenêtres de masse invariante. Dans la figure centrale, la masse invariante des 2 pions chargés est compatible avec celle d'1 K°, contrairement aux 2 autres figures. Seulement dans cette figure centrale un signal est observé au-dessus du bruit de fond uniforme, pour cos θ ~1.

 $K^{\circ}_{L} \rightarrow 2 \pi$



■ Violation de CP dans K°→pions

Ce signal correspond à (49 ± 9) désintégrations en 2π dans un faisceau de K°_{L} , dans une proportion de (2.0±0.4)×10⁻³ par désintégration de K°_{L} *.

A priori, cette violation de CP peut être soit **directe**, provenant de la désintégration violant CP : $\mathbb{K}^0_2 \not \to \pi\pi$

soit **indirecte**, due aux transitions: $K^0 \rightleftharpoons \overline{K^0}$

En effet, le K° peut se transformer en son antiparticule et réciproquement, par un double échange de W. Si le processus ne se fait pas au même taux dans les 2 sens, ce qui viole CP, les proportions de K° et de K° sont modifiées et ne correspondent plus à du K°₂ pur. Les désintégrations en 2 pions peuvent provenir de la désintégration de la petite fraction de K°₁ présente et ne viole plus directement CP.

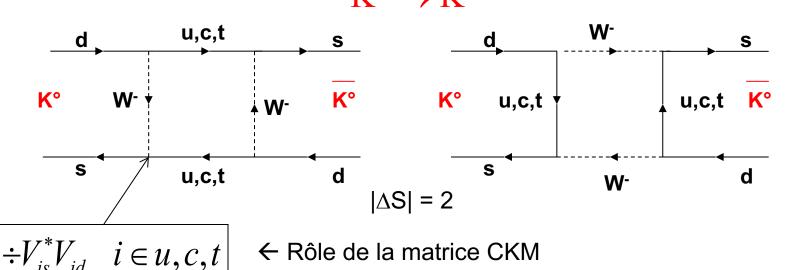
Comment peut-on avoir : $K^0 \rightleftharpoons \overline{K^0}$

*[H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, "Evidence for the 2π Decay of the K₂⁰ Meson," Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).]

PHYSF416 - 2023/24

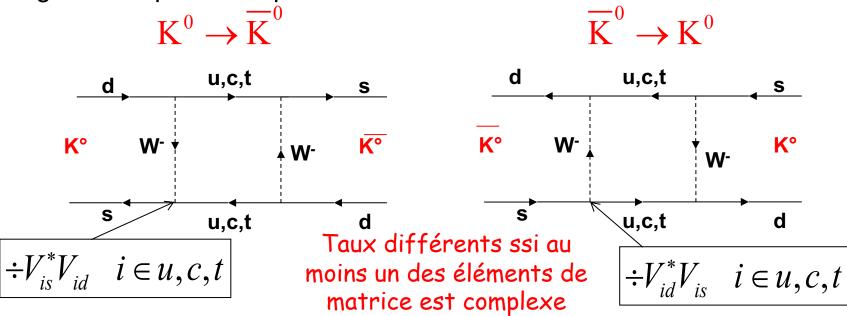
■ Mélange des états

Si lors des interactions de production (I.F.) ce sont des états bien définis d'étrangeté qui sont créés, K° ou \overline{K} °, il n'en va pas de même lors de leur évolution vu que le seul nombre quantique qui distingue un K° d'un \overline{K} ° est son étrangeté qui n'est pas conservée dans les I.f. Ils peuvent osciller d'un état vers l'autre par une interaction faible du $2^{\text{ème}}$ ordre:



■ Mélange des états

En effet, comparons les deux processus inverses pour un des deux diagrammes possibles pour ces transitions:



Dans ce cas, une petite composante de K°₁ peut apparaître dans le K°_L, qui eux, peuvent se désintégrer en 2 pions sans violer directement CP.

■ Mélange des états

On écrit:

$$\begin{aligned} \left| \mathbf{K}_{\mathrm{S}}^{0} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left| \epsilon \right|^{2}}} \cdot \left[\left| \mathbf{K}_{1}^{0} \right\rangle - \epsilon \left| \mathbf{K}_{2}^{0} \right\rangle \right] \\ \left| \mathbf{K}_{\mathrm{L}}^{0} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left| \epsilon \right|^{2}}} \cdot \left[\left| \mathbf{K}_{2}^{0} \right\rangle + \epsilon \left| \mathbf{K}_{1}^{0} \right\rangle \right] \end{aligned} \quad \text{avec } \epsilon = \left| \epsilon \right| e^{i\phi}$$

Les états propres de masse et de temps vie, états propres de l'Hamiltonien, le K°_{L} et le K°_{S} , sont donc différents des états propres de CP, les K°_{1} et K°_{2} . Donc $[H,CP] \neq 0$ et CP n'est pas conservé! Le paramètre complexe ϵ indique la déviation des K°_{L} et K°_{S} d'états propres de CP et par conséquent, le degré de violation **indirecte** de CP dû au mélange K° - $\overline{K^{\circ}}$. Si CP est conservé, ϵ = 0; si ϵ = 0, il n'y a pas de violation indirecte.

L'évolution dans le temps de la fonction d'onde d'une particule de masse m, stable, s'écrit dans son système de repos:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iEt/\hbar} |\psi(0)\rangle \text{ avec } E = mc^2$$

Si en outre la particule se désintègre avec un temps de vie moyen τ :

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iEt/\hbar}e^{-t/2\tau}|\psi(0)\rangle$$

En effet, la probabilité de trouver la particule à l'instant t est:

$$\left| \mathbf{A}(t) \right|^2 = \left| \left\langle \psi(t) \right| \left| \psi(t) \right\rangle \right|^2 = \mathrm{e}^{-\mathrm{t}/2\tau} \mathrm{e}^{\mathrm{i} \mathrm{E} t/\hbar} \mathrm{e}^{-\mathrm{i} \mathrm{E} t/\hbar} \mathrm{e}^{-\mathrm{t}/2\tau} \left| \mathbf{A}(0) \right|^2 = \mathrm{e}^{-\mathrm{t}/\tau} \quad \mathrm{car} \quad \left| \mathbf{A}(0) \right|^2 = 1$$
 En posant : $\Gamma = \hbar / \tau$ et $M = \mathrm{m} - \mathrm{i} \Gamma / 2$ avec $\hbar = \mathrm{c} = 1$, on a:

$$\left|\psi(t)\right\rangle = e^{-iMt} \left|\psi(0)\right\rangle$$

ye.

VI.4. Evolution dans le temps d'un faisceau de K°

Appliqué au K° (en négligeant la violation CP):

$$|K^{0}(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{-iM_{1}t} |K_{1}^{0}(0)\rangle + e^{-iM_{2}t} |K_{2}^{0}(0)\rangle \right]$$

Supposons qu'on parte d'un faisceau pur de K° à l'instant t = 0 s.

La probabilité de trouver encore un K° à l'instant t est:

$$\left| A_{K^{\circ}}(t) \right|^{2} = \frac{1}{4} \left| e^{-iM_{1}t} + e^{-iM_{2}t} \right|^{2} = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_{1}t} + e^{-\Gamma_{2}t} + 2e^{-(\Gamma_{1} + \Gamma_{2})\frac{t}{2}} \cos(\Delta m t) \right)$$

$$\Delta \mathbf{m} = \left| \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2 \right|.$$

Comme:
$$\left| \overline{K^0}(t) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{-iM_1t} \left| K_1^0(0) \right\rangle - e^{-iM_2t} \left| K_2^0(0) \right\rangle \right]$$

la probabilité que le K° se soit transformé en un $\overline{\mathrm{K}^0}$ est:

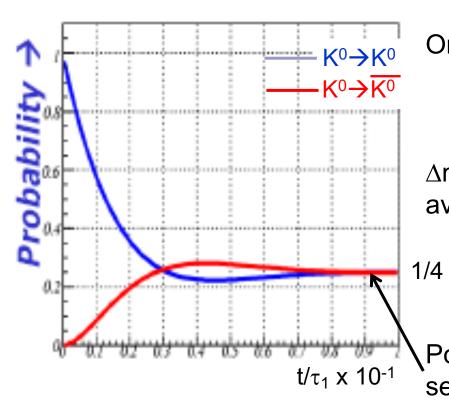
$$\left| A_{\overline{K^{\circ}}}(t) \right|^{2} = \frac{1}{4} \left| e^{-iM_{1}t} - e^{-iM_{2}t} \right|^{2} = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_{1}t} + e^{-\Gamma_{2}t} - 2e^{-(\Gamma_{1} + \Gamma_{2})\frac{t}{2}} \cos(\Delta m t) \right)$$

Nous avons $\tau_1 \ll \tau_2$ et donc $\Gamma_1 \gg \Gamma_2$.

Si $\Delta m = 0$, pour $t \sim n \tau_1 \ll \tau_2$: $\left| A(t) \right|^2 \simeq \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} + 1 \oplus 2e^{-(\Gamma_1)\frac{t}{2}} \right)$

Les 2 probabilités tendent vers 0.25 de manière exponentielle en partant respectivement de 1 et de 0 pour le K° et le K°

Si $\Delta m \neq 0$, une oscillation de période 2 $\pi / \Delta m$ se superpose à ce comportement exponentiel.



On obtient : $\Delta m = 3.48 \times 10^{-6} \text{ eV}$ $\tau_1 = (89.53 \pm 0.05) \times 10^{-12} \text{ s}$ $\tau_2 = (51.14 \pm 0.021) \times 10^{-9} \text{ s}$

 $\Delta m \tau_1 / h = \sim 0.5$: # moyen d'oscillations avant désintégration.

Cette description n'est

/4 qu'approximativement valable; elle
doit être modifiée pour tenir
compte de la violation de CP

Pour $t = 9 - 10 \times \tau_1$, tous les K°_1 se sont désintégrés. Il reste donc

un nombre égal de K° et de $\overline{\mathbb{K}^0}$

Principe de la mesure de cette évolution

■ Comment obtenir un faisceau pur de K°?

En envoyant un faisceau de π - de ~1 GeV/c sur une cible de protons. En effet, c'est juste au-dessus du seuil de la réaction:

$$\pi^{\bar{}}p \rightarrow \Lambda^0 K^0$$

S'il faut produire un K^0 avec les mêmes particules dans l'état initial, plus de particules doivent être produites, 2 baryons pour compenser un éventuel $\overline{\Lambda^0}$,1 baryon et un pion pour compenser un éventuel K^+ . Le seuil de production sera donc sensiblement plus élevé.

■ Comment distinguer les K° des K°?

En les faisant interagir par IF avec la matière car ils produisent des particules d'étrangetés opposées. Par exemple: $\Lambda^{0} = uds$

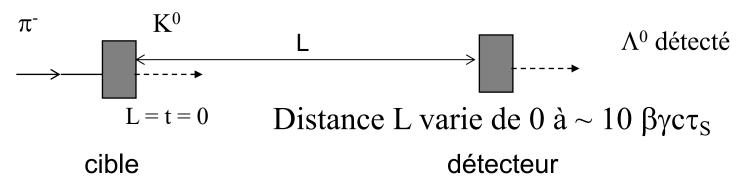
$$K^0p \rightarrow K^+n$$
 alors que $\overline{K^0}n \rightarrow K^-p$, $\Lambda^0\pi^0$

 $K^0 = ds$ $K^+ = us$

Principe de la mesure de cette évolution

Schéma de principe du dispositif

cible et détecteur mobiles



PHYSF416 - 2023/24 **52**