Kerne und Teilchen

Moderne Experimentalphysik III

Vorlesung 14

MICHAEL FEINDT
INSTITUT FÜR EXPERIMENTELLE KERNPHYSIK

Mesonen aus leichten Quarks

Mesonen aus leichten Quarks

- Konstituentenmassen von b und c klar getrennt
- leichte Mesonen aus **u d s**: nur kleine Unterschiede → Mischungen
  keine nichtrelativistische Behandlung möglich
- Trotzdem sind die Spektren sehr ähnlich zu $c\bar{c}$, $b\bar{b}$

Konstituenten – Quark – Modell:

Konstituenten – Quark – Masse = **intrinsische Quark – Masse („Current mass“)** + **dynamische Masse von Gluonen und See–Quarks**

Konstituenten – Quark – Masse	=	intrinsische Quark – Masse („Current mass“)	+	dynamische Masse von Gluonen und See–Quarks
		wahrscheinlich aus Higgs–Mechanismus		ca 300 MeV
		u,d : ca. 5 MeV ⋮ t : ca. 175 000 MeV		

u d s : **current mass << dynamische Masse**
c b t : **current mass >> dynamische Masse**

Spin, Parität und Ladungskonjugation

$\boxed{\vec{S} = \vec{s}_q + \vec{s}_{\bar{q}}}$ **Gesamtspin** ; $\oplus$ Bahndrehimpuls $\vec{L}$ ⇨ Gesamtdrehimpuls

$\boxed{\vec{J} = \vec{L} \oplus \vec{S}}$ **Gesamtdrehimpuls** des gebundenen $q\bar{q}$ – Zustands

≡ „Spin des Mesons“

Parität: $\boxed{P = (-1)^{L+1}}$

wg. P (Fermion) = - P (Antifermion)

und P (Ortswellenfunktion) = $(-1)^L$

Ladungkonjugation: $\boxed{C = (-1)^{L+S}}$

Beweis: mit $\hat{C}\left(q(\vec{r}_1,\vec{s}_1)\,\bar{q}(-\vec{r}_1,\vec{s}_2)\right) = C\cdot\left(\bar{q}(\vec{r}_1,\vec{s}_1)\,q(-\vec{r}_1,\vec{s}_2)\right)$

1. $\vec{r}_1$ und $-\vec{r}_1$ vertauschen: $\boxed{(-1)^{L+1}}$

2. Spins $\vec{s}_1$ und $\vec{s}_2$ vertauschen: $\boxed{(-1)^{S+1}}$

antisymmetrisch für S gerade $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$

symmetrisch für S ungerade $\uparrow\uparrow$, $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow$

$$\Rightarrow \quad C = (-1)^{L+1}\,(-1)^{S+1} = (-1)^{L+S+2} = (-1)^{L+S}$$

Flavour – SU(3)

- **Pseudoskalare Mesonen** **(L=0, S=0, ↑↓ , $J^{PC}=0^{-+}$)**

  ⟹ Grundzustand, leichteste Mesonen

  - mit 3 Quarks u, d, s erhält man 9 pseudoskalare Mesonen
    - **u, d: Isospin – Symmetrie SU(2)**
      [starker Isospin, erhalten in starker WW, nicht in e.m.]
    - **s:** etwas schwerer: $m_{konst} \approx 450$ MeV

    ist wg. s nur näherungsweise **Flavour – SU(3) – Symmetrie**
  - Quantenzahl Strangeness (ladungsartig, additiv) erhalten in starker und e.m. WW (aber nicht schwach)

    S (s-Quark) = -1 **S ($\bar{s}$-Antiquark) = +1**

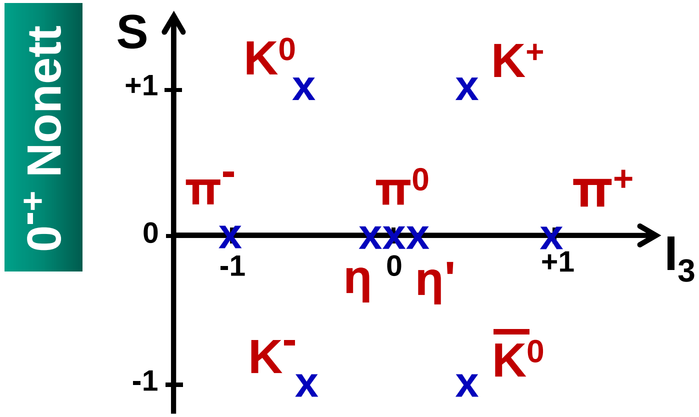
- **Vektormesonen** **(L=0, S=1, ↑↑ , $J^{PC}=1^{--}$)**

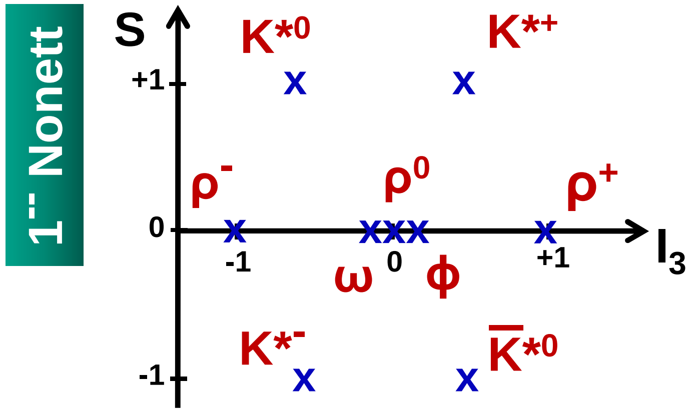
  ⟹ wg. Spin – Spin – WW höhere Massen als 0^{-+} – Mesonen

Flavour – SU(3)

$3q \otimes 3\overline{q}$ ⇨ 9 Mesonen = **Nonett**

Die 9 Mesonen spalten auf in **1 Singulett** und **8 Oktett – Mesonen**





Isospin-Triplett:	π^-, π^0, π^+	:	$\overline{u}d\ ,\ \frac{1}{\sqrt{2}}(u\overline{u} - d\overline{d})\ ,\ u\overline{d}$
2 Isospin-Dupletts:	K^0, K^+	:	$d\overline{s}\ ,\ u\overline{s}$
	$K^-, \overline{K}^0$	:	$\overline{u}s\ ,\ \overline{d}s$
Isospin-Singletts: SU(3)-8:	η	:	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\overline{u} + d\overline{d} - 2s\overline{s})$
SU(3)-1:	η'	:	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\overline{u} + d\overline{d} + s\overline{s})$

Die Isospin – Singletts mischen wegen gebrochener SU(3) – Symmetrie

(Strange–Quark–Mesonen)

Oktett-Singlett – Mischung

- Die 3 Zustände mit S=0, I_3=0 können im Prinzip mischen:

$$\boxed{\begin{aligned} m(\pi^\pm) &\approx m(\pi^0) \\ m(\eta') > m(\eta) &> m(\pi^0) \end{aligned}}$$

Isospin – Symmetrie: gut

SU(3) – Symmetrie: nur näherungsweise

- Oktett-Singlett – Mischung:

$$\boxed{\begin{aligned} |\eta'\rangle &= \cos\theta|\eta_1\rangle - \sin\theta|\eta_8\rangle \\ |\eta\rangle &= \sin\theta|\eta_1\rangle + \cos\theta|\eta_8\rangle \end{aligned}}$$

- Vektormesonen + L=1 – Mesonen: fast „ideale“ Mischung

d.h. ein I=0 – Zustand ist $\approx \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \quad : \omega$

der andere I=0 – Zustand ist $s\bar{s} \quad : \phi$

Massen der Mesonen

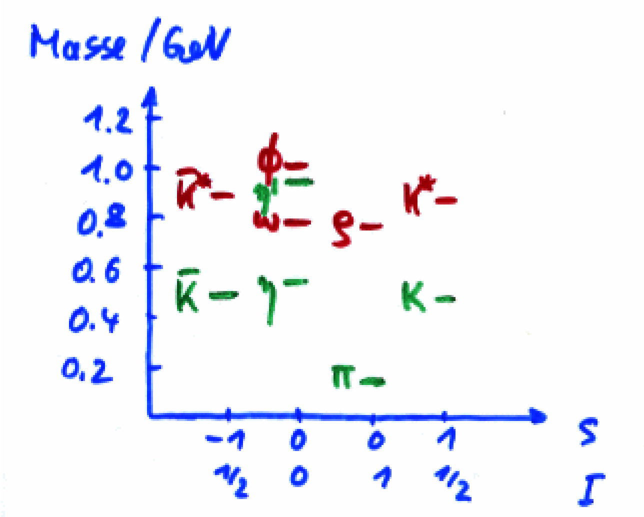
- Spin – Spin – WW:

$$\Delta M_{SS} = \begin{cases} -3 \cdot \frac{8\hbar^3}{9c^3} \frac{\pi\alpha_s}{m_q m_{\bar{q}}} |\psi(0)|^2 & \mathbf{0^{-+}} \\ +1 \cdot \frac{8\hbar^3}{9c^3} \frac{\pi\alpha_s}{m_q m_{\bar{q}}} |\psi(0)|^2 & \mathbf{1^{--}} \end{cases}$$

- Massenformel

$$M_{q\bar{q}} = m_q + m_{\bar{q}} + \Delta M_{SS}$$

beschreibt alle 0^{-+} und 1^{--} – Mesonen auf 1% Genauigkeit



Parameter:
$m_{u,d} \approx 310$ MeV
$m_s \approx 483$ MeV

Mesonen mit L=1

S = 0 : ↑↓ ⇒
Spin - Singlett

$$\vec{J} = \vec{L} \oplus \vec{S} = \vec{L} \oplus 0 = \vec{L} = 1$$

$$P = (-1)^{L+1} = +1$$

$$C = (-1)^{L+S} = -1$$

$$\boxed{\begin{aligned} J^{PC} &= 1^{+-} \\ {}^{2S+1}L_J &= {}^1P_1 \end{aligned}}$$

S = 1 : ↑↑ ⇒
Spin - Triplett

$$\vec{J} = \vec{L} \oplus \vec{S} = 1 \oplus 1 = \begin{cases} 0 & \uparrow\downarrow \\ 1 & \uparrow\rightarrow \\ 2 & \uparrow\uparrow \end{cases}$$

$$P = (-1)^{L+1} = +1$$

$$C = (-1)^{L+S} = +1$$

$$\boxed{J^{PC} = \begin{cases} 0^{++} & {}^3P_0 \\ 1^{++} & {}^3P_1 \\ 2^{++} & {}^3P_2 \end{cases}}$$

L = 0:	0^{++}	Pseudoskalare Mesonen
	1^{--}	Vektor – Mesonen
L = 1:	0^{++}	Skalare Mesonen
	1^{++}, 1^{+-}	Axialvektor – Mesonen
	2^{++}	Tensor - Mesonen

Zerfallskanäle

- Zerfälle müssen kinematisch möglich sein
- dominant: **starke Zerfälle** - restriktivste Erhaltungssätze
  dann: **elektromagn. Zerfälle** - Isospin, SU(3) – Verletzung
  erst dann: **schwache Zerfälle** - viele Symmetrien verletzt, Übergänge zw. Quark – Flavours

Zerfälle der Vektormesonen: starke WW

$\boxed{\rho \rightarrow \pi\pi}$ $\qquad \tau = 4.3 \cdot 10^{-24}$ s

$\boxed{K^* \rightarrow K\pi}$ $\qquad \tau = 1.3 \cdot 10^{-23}$ s
(Phasenraum kleiner)

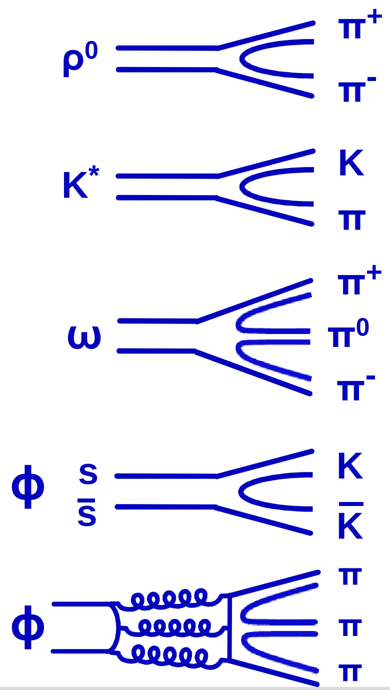
$\boxed{\omega \rightarrow \pi\pi\pi}$ $\qquad \tau = 7.8 \cdot 10^{-23}$ s

$\omega \rightarrow \pi\pi$ wg. G–Parität verboten: $G = C\cdot(-1)^{I} = (-1)^{\#\text{ Pionen}}$

$\boxed{\begin{array}{l}\phi \rightarrow K\bar{K} \\ \quad\ \rightarrow \pi\pi\pi\end{array}}$

83% (Phasenraum klein)

13% Zweig–unterdrückt
(via 3 Gluonen, siehe J/Ψ–Zerfall)



Zerfall der pseudoskalaren Mesonen

$\pi^\pm$: **leichtestes Hadron, geladen $\Rightarrow$ nur schwache WW möglich**

$\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu \qquad \tau = 2.6 \cdot 10^{-8} s$ als Spur rekonstruierbar

π^0 : **neutral, elektromagnetischer Zerfall in 2 Photonen möglich**

$\pi^0 \to \gamma\gamma \qquad \tau = 8.4 \cdot 10^{-17} s$

$K^\pm$: **leichtestes Meson mit Strangeness $\Rightarrow$ schwacher Zerfall**
nötig für **s**→**u** –Übergang

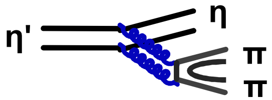
$$\tau = 1.2 \cdot 10^{-8} s \qquad K^+ \to \begin{cases} \mu^+ \nu_\mu & 64\% \\ \pi^+ \pi^0 & 21\% \\ 3\pi & 7\% \end{cases}$$

als Spur rekonstruierbar

η :

$\tau = 5.5 \cdot 10^{-19} s$	$\eta \to 2\gamma$	39%	elektromagnetisch
	$\eta \to 3\pi$	55%	elektromagnetisch

η' :



$\tau = 3.3 \cdot 10^{-21} s$	$\eta' \to \eta\pi\pi$	65%	stark, Zweig–unterdrückt
	$\eta' \to \rho\gamma$	30%	elektromagnetisch

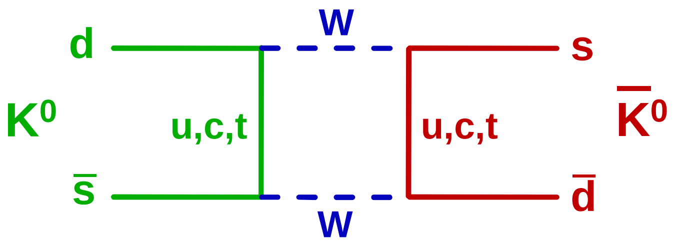
Neutrale Kaonen

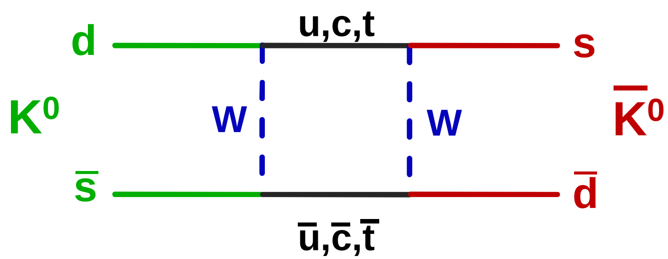
- Neutrale Kaonen können in **2π (P=+1)** und **3π (P=-1)** zerfallen (Paritätsverletzung)

  ⇨ das erlaubt eine Mischung von K^0 und $\overline{K}^0$:

$$K^0 \leftrightarrow \left\{ \begin{matrix} 2\pi \\ 3\pi \end{matrix} \right\} \leftrightarrow \overline{K}^0 \qquad\qquad \Delta S = 2$$

- Auf dem Quark – Level: Box – Diagramme





- K^0, $\overline{K}^0$ haben definierte Strangeness ⇔ Eigenzustände der starken WW
- Durch die schwache WW (2. Ordnung) können K^0 und $\overline{K}^0$ jedoch mischen

CP – Erhaltung in der schwachen WW

- in der schwachen WW sind C und P maximal verletzt, aber C•P ≈ erhalten

Zerfallskanäle:

2π und 3π sind Eigenzustände von CP:

$$\boxed{\begin{aligned} CP\left|\pi^0\pi^0\right\rangle &= (+1)\cdot\left|\pi^0\pi^0\right\rangle \\ CP\left|\pi^+\pi^-\right\rangle &= (+1)\cdot\left|\pi^-\pi^+\right\rangle \\ \text{(mit L=0:)} &= (+1)\cdot\left|\pi^+\pi^-\right\rangle \end{aligned}}$$

$$\boxed{\begin{aligned} CP\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle &= (-1)\cdot\left|\pi^0\pi^0\pi^0\right\rangle \\ CP\left|\pi^+\pi^-\pi^0\right\rangle &= (-1)\cdot\left|\pi^-\pi^+\pi^0\right\rangle \\ &= (-1)\cdot\left|\pi^+\pi^-\pi^0\right\rangle \end{aligned}}$$

K^0 und $\overline{K}^0$ sind keine Zustände mit definierter CP – Parität:

$$\boxed{CP\left|K^0\right\rangle = (-1)\cdot\left|\overline{K}^0\right\rangle} \qquad \boxed{CP\left|\overline{K}^0\right\rangle = (-1)\cdot\left|K^0\right\rangle}$$

Wenn CP erhalten ist und ein Kaon in 2π (bzw. 3π) zerfällt, muss auch das Kaon eine definierte CP – Parität von +1 oder -1 haben

$$\boxed{\begin{aligned} \left|K_1^0\right\rangle &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle - \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) \\ \left|K_2^0\right\rangle &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K^0\right\rangle + \left|\overline{K}^0\right\rangle\right) \end{aligned}} \quad \begin{aligned} &\text{mit} \\ &\text{mit} \end{aligned} \quad \boxed{\begin{aligned} CP\left|K_1^0\right\rangle &= (+1)\cdot\left|K_1^0\right\rangle \\ CP\left|K_2^0\right\rangle &= (-1)\cdot\left|K_2^0\right\rangle \end{aligned}}$$

$\left|K_1^0\right\rangle$ zerfällt in 2 Pionen ($\tau = 8.9\cdot10^{-11}$s)

$\left|K_2^0\right\rangle$ zerfällt in 3 Pionen ($\tau = 5.2\cdot10^{-8}$s) (lebt viel länger, weil der Phasenraum viel kleiner ist)

Erzeugung von neutralen K – Mesonen

z.B. in $\boxed{p + n \rightarrow p + \Lambda + K^0}$

u d s $\quad$ $\bar{s}$ d

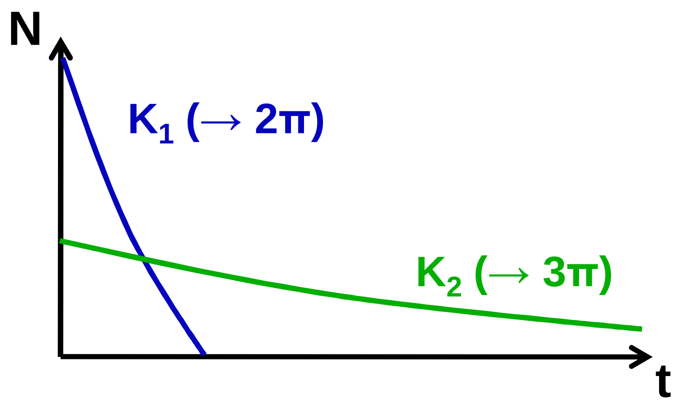
starke WW
definierte Strangeness

- K^0 ist q.m. Superposition von K_1 und K_2 :

$$\boxed{\left|K^0\right\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|K_1^0\right\rangle + \left|K_2^0\right\rangle\right)}$$

sowohl K^0 als auch $\overline{K}^0$ bestehen je zur Hälfte aus kurzlebigen K^0_1 und langlebigen K^0_2

- K_1 – Komponente zerfällt viel schneller als K_2 (in 2 Pionen)
  ⇨ nach einiger Zeit ist nur noch K^0_2 – Komponente übrig



aus K^0 – Strahl (oder $\overline{K}^0$ – Strahl)
wird ein K_2 – Strahl
(weit weg vom Target)

Regeneration von K_1 in Materie

Ein **K_2 – Strahl** (eine bestimmte kohärente Überlagerung von K^0 und $\overline{K}^0$) kann **regeneriert** werden, indem er durch **Materie** geschickt wird:

$$\sigma(K^0\, N) \neq \sigma(\overline{K}^0\, N) \qquad \text{(starke WW)}$$

⇨ K^0 und $\overline{K}^0$ – Komponente werden unterschiedlich stark absorbiert (η_1, η_2)

⇨ effektiv unterschiedliche Kombination von $|K^0\rangle$ und $|\overline{K}^0\rangle$

vorher: $$|K_2\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle\right)$$

nachher: $$|K_2\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{\eta_1}|K^0\rangle + \underline{\eta_2}|\overline{K}^0\rangle\right) = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{\frac{\eta_1+\eta_2}{2}}|K_2\rangle + \underline{\frac{\eta_1-\eta_2}{2}}|K_1\rangle\right)$$

Nach Verlassen des Absorbers enthält der Strahl sowohl $|K_2\rangle$ als auch $|K_1\rangle$

CP – Verletzung in K^0 – System

- Nach vielen K_1 – Lebensdauern sollten alle K^0 in 3π zerfallen. Christensen et.al. 1964: In 0.3% der Fälle zerfallen K_2 in 2π!

  ➡ **CP - Verletzung**

- **Definition** von $\mathbf{K_{Short}}$ und $\mathbf{K_{Long}}$:
  - K_S und K_L als Mischungen der CP – Eigenzustände
  - K_1 und K_2 mit sehr kleiner Mischung

$$\left.\begin{aligned} K_S &= K_1 + \varepsilon K_2 \\ K_L &= K_2 - \varepsilon K_1 \end{aligned}\right\} \quad \textbf{indirekte CP - Verletzung}$$

- **Zusätzlich direkte CP – Verletzung in Zerfallsamplituden** (durch Interferenz verschiedener Feynman – Diagramme mit unterschiedlichen Phasen ⇔ Phase in der CKM–Matrix kann das erklären!)
- **CP – Verletzung auch im B^0-$\bar{B}^0$ – System** etabliert: BaBar, Belle – Experimente, 2000