

# **Experimentalphysik V - Kern- und Teilchenphysik Vorlesungsmitschrift**

Dozent: Prof. K. Jakobs

Verfasser: R. Gugel

12. Februar 2013

# 8. P,C,CP-Symmetrien

## 8.1 Parität, Symmetrie unter räumlicher Spiegelung

Die Paritätsoperation  $P$  stellt die Spiegelung der Koordinaten am Ursprung dar und überführt einen Vektor  $\vec{x}$  oder  $\vec{p}$  in

$$\begin{aligned}\vec{x} &\rightarrow -\vec{x} \\ \vec{p} &\rightarrow -\vec{p}\end{aligned}\tag{8.1}$$

Die Vektoren  $\vec{x}$  und  $\vec{p}$  sind Beispiele sog. *polarer* Vektoren, diese ändern ihr Vorzeichen unter der Paritätsoperation. Neben polaren Vektoren gibt es sog. *axiale* Vektoren, diese bleiben unverändert unter Paritätsoperation. Je nach Transformationsverhalten unter  $P$  unterscheidet man verschiedene Arten von Größen:

$$\begin{aligned}P(\vec{v}) &= -\vec{v} && \text{Vektor, polarer Vektor} \\ P(\vec{a}) &= +\vec{a} && \text{axialer Vektor, Pseudovektor} \\ P(s) &= s && \text{Skalar} \\ P(p) &= -p && \text{Pseudoskalar, z.B. } \vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c})\end{aligned}\tag{8.2}$$

Beispiele für polare Vektoren sind wie bereits gesehen der Orts- und Impulsvektor. Beispiele für axiale Vektoren sind Drehimpuls  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ , aber auch das magnetische Feld  $\vec{B}$ , auf Grund der Struktur der Lorentzkraft, welche einen polaren Vektor darstellt:

$$\vec{F}_{\text{pol.}} = q \left( \begin{matrix} \vec{E}_{\text{pol.}} \\ + \\ \vec{v}_{\text{pol.}} \times \vec{B}_{\text{axial.}} \end{matrix} \right)\tag{8.3}$$

Ein Pseudoskalar ist beispielsweise gegeben durch das Skalarprodukt eines Vektors und eines Pseudovektors.

Für eine Wellenfunktion  $\psi$  ist  $P\psi(\vec{x}, t) = \psi(-\vec{x}, t)$ , d.h.  $P^2 = \text{id}$ , die Eigenwerte des Paritätsoperators sind folglich  $\pm 1$ , die zugehörigen Eigenfunktionen sind

$$\psi_{\pi}(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi(\vec{x}) \pm \psi(-\vec{x}) \}\tag{8.4}$$

## 8. $P, C, CP$ -Symmetrien

Die Invarianz eines Systems unter  $P$  impliziert, dass  $[H, P] = 0 \Leftrightarrow$  Erhaltungssatz der Parität.

Beispiel: elektromagnetische Wechselwirkung, Wasserstoffatom

Die Eigenfunktionen des (ungestörten) Wasserstoffatoms ist

$$\psi_{n\ell m}(r, \theta, \varphi) = R_{n\ell}(r) \cdot Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) \quad (8.5)$$

In Kugelkoordinaten überführt der Paritätsoperator die Koordinaten

$$r \rightarrow r, \quad \theta \rightarrow \pi - \theta, \quad \varphi \rightarrow \pi + \varphi \quad (8.6)$$

so dass die Parität der Wasserstoffwellenfunktion  $(-1)^{\ell}$  ist, da

$$Y_{\ell}^m(\pi - \theta, \pi + \varphi) = (-1)^{\ell} Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) \quad (8.7)$$

Die Parität der Wellenfunktion hängt also vom Bahndrehimpuls  $\ell$  ab. Ist die Parität erhalten, so ergeben sich quantenmechanische Auswahlregeln für Übergänge.

### Intrinsische Parität von Elementarteilchen

Hadronen sind Eigenzustände von  $P$ , die klassifiziert durch eine zusätzliche Paritätsquantenzahl (Eigenparität)

Wir betrachten nun zusammengesetzte Teilchen/Systeme aus Teilchen  $a$  und  $b$  mit relativem Bahndrehimpuls  $\ell$ . Die Parität ist dann

$$P := P_a \cdot P_b \cdot (-1)^{\ell} \quad (8.8)$$

wobei  $P_a$  und  $P_b$  die Eigenparitäten der Teilchen  $a, b$  bezeichnen und  $\ell$  den relativen Drehimpuls.

Quarks besitzen per Definition positive Eigenparität  $+1$  (historisch bedingt, da bereits für ein Proton  $P(p) = +1$  definiert wurde). Antiquarks besitzen eine Eigenparität von  $-1$  (Quantenfeldtheorie: Fermionen/Antifermionen besitzen entgegengesetzte Parität).

**Mesonen** • Für die Mesonen  $\pi, K, \eta, \dots$  sind  $\ell = s = 0$ . Folglich ist ihre Parität

$$P = (-1) \cdot (+1) \cdot (-1)^0 = -1 \quad (8.9)$$

Diese Mesonen werden zu den pseudoskalaren Mesonen gezählt.

• Für  $\rho, \omega, K^*, \dots$  mit  $\ell = 0, s = 1$  ist die Parität

$$P = (-1) \cdot (+1) \cdot (-1)^0 = -1 \quad (8.10)$$

Diese Mesonen werden als Vektormesonen bezeichnet.

Es existieren jedoch auch Zustände mit höherem Bahndrehimpuls  $\ell = 1$ , dies liefert einen zusätzlichen Faktor  $-1$ .

## 8. P, C, CP-Symmetrien

**Barryonen**  $p, n, \Lambda, \dots$  mit  $\ell = 0$  besitzen den Paritätseigenwert

$$P = (+1)^3 = +1 \quad (8.11)$$

**Photonen** Aus dem Transformationsverhalten elektromagnetischer Felder<sup>1</sup> ergibt sich die Parität von Photonen (Vektorteilchen) zu

$$P(\gamma) = -1 \quad (8.12)$$

Die Parität ist erhalten in der *starken* und der *elektromagnetischen* Wechselwirkung, so dass gilt:

$$\begin{aligned} a + b &\rightarrow c + d \\ P_a \cdot P_b \cdot (-1)^\ell &= P_c \cdot P_d \cdot (-1)^{\ell'} \end{aligned} \quad (8.13)$$

wobei  $\ell, \ell'$  den relativen Bahndrehimpuls im Anfangs-/Endzustand bezeichnen.

Beispiel:  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ :

$$\begin{aligned} P|\rho^0\rangle &= -1|\rho^0\rangle \\ \text{Spin}(\rho^0) &= +1 \text{ (Vektormeson)} \\ \text{Spin}(\pi^+, \pi^-) &= 0 \end{aligned} \quad (8.14)$$

Somit ist die Parität nur erhalten, wenn genau zwei Pionen (theoretisch  $+2n$  Pionen, jedoch energetisch unterdrückt) produziert werden:

$$\begin{aligned} P_{\rho^0} &= P_{\pi^+} \cdot P_{\pi^-} \cdot (-1)^{\ell'} \\ -1 &= (-1) \cdot (-1) \cdot (-1)^1 = -1 \checkmark \end{aligned} \quad (8.15)$$

Die Parität ist in der schwachen Wechselwirkung verletzt! Berühmtestes Beispiel ist der  $K^+$ -Zerfall:

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^0 \\ (-1) &\rightarrow (-1)(-1) = 1 \text{ Parität verletzt!} \end{aligned} \quad (8.16)$$

Die Parität eines Teilchens kann in Produktionsreaktionen bestimmt werden (idealerweise wird nur ein Teilchen produziert), sofern es durch starke Wechselwirkung produziert wird:

$$\begin{aligned} a + b &\rightarrow a + b + c \\ P_a \cdot P_b \cdot (-1)^\ell &= P_a \cdot P_b \cdot P_c \cdot (-1)^{\ell'} \\ \Rightarrow P_c &= (-1)^{\ell' - \ell} \end{aligned} \quad (8.17)$$

---

<sup>1</sup>Das Vektorpotential  $A^\mu$  transformiert sich wie 4-er Vektoren.

## 8.2 Ladungskonjugation

Der Operator  $C$  konvertiert ein Teilchen  $P$  in das zugehörige Antiteilchen  $\bar{P}$ .

$$C|P\rangle = |\bar{P}\rangle \quad (8.18)$$

- $\rightarrow C$  kehrt alle additiven Quantenzahlen um (Ladung, Baryonenzahl, Leptonenzahl, Strangeness,...)
- Massen, Impuls, Spin bleiben unverändert
- $C^2 = \text{id}$
- Eigenzustände können nur Teilchen sein, die ihre eigenen Antiteilchen sind ( $\gamma, \pi^0, \eta, \rho^0, \dots$ )
- Wird verallgemeinert auf alle Teilchen im Quark-Multiplett ( $\rightarrow G$ -Parität)

Für Photonen ergibt sich auf Grund der Ladungskonjugation und der damit verbundenen Auswirkung auf elektromagnetische Felder, dass

$$C|\gamma\rangle = -1|\gamma\rangle \quad (8.19)$$

Die  $C$ -Parität der übrigen Teilchen ergibt sich aus Zerfällen.

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma & C|\pi^0\rangle &= +|\pi^0\rangle \\ \omega^0 &\rightarrow \pi^0\gamma & C|\omega^0\rangle &= -|\omega^0\rangle \\ &\rightarrow \pi^0\gamma\gamma & & \end{aligned} \quad (8.20)$$

Wieder erhalten die *starke* und die *elektromagnetische* Wechselwirkung die  $C$ -Parität.

Die  $C$ -Parität kann auch für Teilchen-Antiteilchen-Systeme definiert werden, beispielsweise für Positronium oder  $q\bar{q}$ -Systeme. Für diese gilt

$$C = (-1)^{\ell+s} \quad (8.21)$$

wobei  $s$  den Spin des Systems und  $\ell$  dessen Bahndrehimpuls beschreibt. Zum Beweis siehe Übungen (Man betrachte dabei die Paritäten der Spin- und Ortswellenfunktion!)

- Für *pseudoskalare Mesonen* ist  $\ell = 0$ ,  $s = 0$  und  $C = +1$  (z.B.  $\pi^+, \pi^-, \pi^0, K^+, \dots$ ), also  $J^{PC} = 0^{-+}$
- Für *Vektormesonen* ist  $\ell = 0$ ,  $s = 1$  und  $C = -1$  (z.B.  $\rho^0, \omega, \phi, K^*, \dots$ ), also  $J^{PC} = 1^{--}$
- Ebenso ist für Photonen  $J^{PC} = 1^{--}$

## 8. $P, C, CP$ -Symmetrien

Auch die  $C$ -Parität ist, ebenso wie die  $P$ -Parität in der schwachen Wechselwirkung verletzt:

Betrachte beispielsweise ein Neutrino, welches mit dem Impuls  $\vec{p}$  in  $+x$ -Richtung fliegt. Sein Spin ist dann in  $-x$ -Richtung gerichtet (negative Helizität). Unter der  $C$ -Transformation würde diese linkshändige Neutrino  $\nu_L$  in ein Anti-Neutrino  $\bar{\nu}_L$  überführt, mit gleichem Spin und Impuls. Ein solches linkshändiges Anti-Neutrino existiert jedoch nicht! Hingegen existiert die  $CP$ -Transformation: Wird auch der Impuls des Neutrinos gespiegelt, so erhalten wir ein rechtshändiges  $\bar{\nu}_R$ .

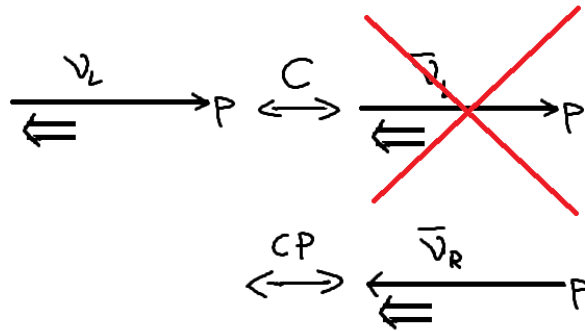


Abbildung 8.1: Die  $C$ -Paritätserhaltung ist für Neutrinos verletzt, jedoch nicht die  $CP$ -Paritätserhaltung

### 8.3 Physik neutraler Kaonen, $CP$ -Verletzung

Es lag die Vermutung vor, dass die schwache Wechselwirkung die kombinierte  $CP$ -Symmetrie befolge. Um dies zu prüfen, wurden Experimente mit  $K^0$ -Strahlen, die die  $K^0$  Zerfälle untersuchen realisiert:

- Die Erzeugung findet mittels starker Wechselwirkung statt:

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow \Lambda K^0, E_{\min}(\pi^-) = 0.91 \text{ GeV} \\ \pi^+ p &\rightarrow K^+ \bar{K}^0 p, E_{\min}(\pi^+) = 1.5 \text{ GeV} \end{aligned}$$

- Kaonen bestehen aus:

$$K^0 \hat{=} (d\bar{s}), \quad \bar{K}^0 \hat{=} (\bar{d}s), \quad K^+ \hat{=} (\bar{s}u) \quad (8.22)$$

Auf Grund der unterschiedlichen Schwellenenergien lässt sich die Produktion eines reinen  $K^0$ -Strahls über die Pion-Energie kontrollieren.

$K^0$ -Teilchen gehören zu den pseudoskalaren Mesonen  $J^{PC} = 0^{-+}$ :

$$\begin{aligned} P|K^0\rangle &= -|K^0\rangle & C|K^0\rangle &= |\bar{K}^0\rangle & CP|K^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle \\ P|\bar{K}^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle & C|\bar{K}^0\rangle &= |K^0\rangle & CP|\bar{K}^0\rangle &= -|K^0\rangle \end{aligned} \quad (8.23)$$

## 8. P,C,CP-Symmetrien

$\Rightarrow |K^0\rangle$  und  $|\bar{K}^0\rangle$  sind *keine* Eigenzustände von CP. CP-Eigenzustände sind hingegen:

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &:= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \} & CP|K_1\rangle &= |K_1\rangle \\ |K_2\rangle &:= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \} & CP|K_2\rangle &= -|K_2\rangle \end{aligned} \quad (8.24)$$

$K_1$  und  $K_2$  wurden eingeführt, da man zwei neutrale Kaonen experimentell beobachtet hatte, mit verschiedener Lebensdauer. Die Nahe am Produktionsort zerfallenden Kaonen zerfielen dabei in Zustände mit  $P = +1$ , die erst in relativ großer Entfernung zerfallenden Kaonen in  $P = -1$ -Zustände.

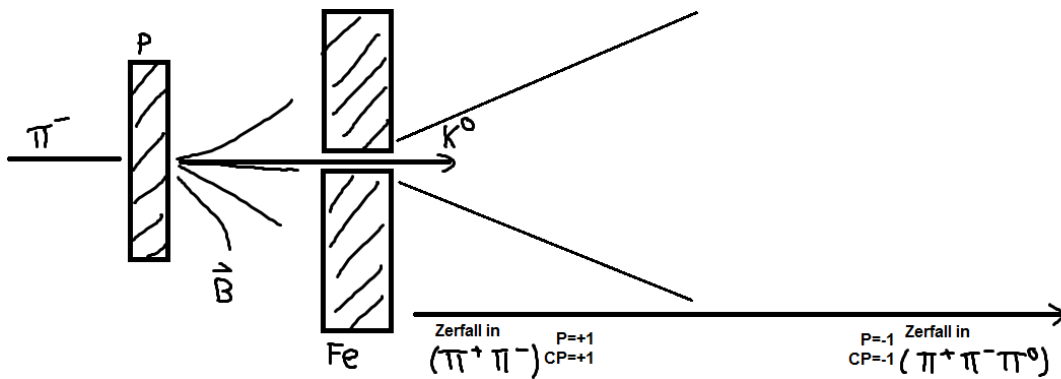


Abbildung 8.2: Experiment zur Untersuchung von  $K^0$ -Zerfällen: Es zeigt sich, dass zwei Arten von  $K^0$  vorliegen, die unterschiedlich schnell zerfallen.

### Experimenteller Befund:

- Der Zerfall zeigt zwei Komponenten: kurzlebige  $K_S^0$  ( $K$ -short) und langlebige  $K_L^0$  ( $K$ -long)
 
$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- & \tau &= 0.89 \cdot 10^{-10} \text{s} \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 & \tau &= 5.2 \cdot 10^{-8} \text{s} \end{aligned} \quad (8.25)$$
- Neutrale Kaonen können nur durch schwache Wechselwirkung zerfallen und zeigen klare Paritätsverletzung.

Als Teilchen mit definierten Lebensdauern und Massen<sup>2</sup> sind  $K_L^0$  und  $K_S^0$  die physikalischen Teilchen. Es stellt sich somit die Frage: Sind  $|K_S^0\rangle$  und  $|K_L^0\rangle$  mit  $|K_1\rangle$  und  $|K_2\rangle$  identisch?

- Produziert werden die Teilchen  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$
- Die zerfallenden Teilchen sind  $K_S^0$ ,  $K_L^0$  (schwacher Zerfall)

<sup>2</sup>Die Masse eines  $K^0$  beträgt 498MeV, die Massendifferenz zwischen  $K_L^0$  und  $K_S^0$  jedoch nur  $\Delta m = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{eV}$ , d.h.  $\Delta m/m = 1 : 10^{14}$ !

## 8. $P, C, CP$ -Symmetrien

- Die  $CP$ -Eigenzustände sind  $|K_1\rangle, |K_2\rangle$

Falls die  $CP$ -Parität erhalten ist, so ist  $|K_S\rangle = |K_1\rangle$  und  $|K_L\rangle = |K_2\rangle$ . Das Schlüsselerperiment zur Beantwortung dieser Frage wurde 1964 durch Cronin und Fitch durchgeführt: In einem langen Zerfallstunnel ( $\rightarrow$  reine  $K_L^0$ -Komponente, sehr kleiner  $K_S^0$ -Untergrund) beobachteten sie  $2\pi$ -Zerfälle im  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfall. Wenn  $K_L = K_2$  ist, so sollten nur  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfälle auftreten. Sie beobachteten

- $\sim 22700$   $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfälle
- $45$   $\pi^+\pi^-$ -Zerfälle

$\Rightarrow$  Auch  $CP$  ist in der schwachen Wechselwirkung verletzt! Der physikalische Zustand  $K_L$  ist also kein reiner  $CP$ -Eigenzustand.

$$\begin{aligned} |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}} \{ |K_2\rangle + \epsilon |K_1\rangle \} & \epsilon &= 2.3 \cdot 10^{-3} \\ |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}} \{ |K_1\rangle + \epsilon |K_2\rangle \} \end{aligned} \tag{8.26}$$

$\epsilon$  beschreibt die Abweichung von der  $CP$ -Invarianz. Es existiert also keine exakte Spiegelsymmetrie in der Natur!

Die Differenz der Massen dieser beiden Teilchen wurde gemessen<sup>3</sup> zu

$$\Delta m = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \tag{8.27}$$

Weitere Evidenz für  $CP$ -Verletzung findet sich in semi-leptonischen Zerfällen:

- (i)  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$
- (ii)  $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$

Diese beiden Zustände lassen sich durch  $CP$ -Spiegelung ineinander überführen:  $CP|i\rangle = |\bar{i}\rangle$ . Bei  $CP$ -Erhaltung müssten gleiche Verzweungsverhältnisse auftreten, jedoch ist

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)} - 1 = 3.3 \cdot 10^{-3} \tag{8.28}$$

d.h. auch hier ist die  $CP$ -Symmetrie verletzt (Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie)! Die Konsequenzen umfassen

- Schock für die Physiker: Es existiert keine exakte Spiegelsymmetrie in der Natur  $\rightarrow$  Verletzung der Zeitumkehrinvarianz

---

<sup>3</sup>Wie in einem späteren Abschnitt zu ersehen ist, lässt sich diese winzige messen auf Grund von Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen.



## 8. $P, C, CP$ -Symmetrien

- Die  $CP$ -Verletzung erlaubt eine eindeutige Festlegung der Ladungsvorzeichen
- Die  $CP$ -Verletzung gibt eine Erklärung für den Überschuss an Materie über Antimaterie im Universum.

Während die Massen von  $|K_L^0\rangle$  und  $|K_S^0\rangle$  leicht voneinander abweichen, sollten nach dem CPT-Theorem die Massen von  $|K^0\rangle$  und  $|\bar{K}^0\rangle$  als Teilchen/Antiteilchen identisch sein. Eine Massendifferenz würde zur  $CP$ -Verletzung beitragen, heutige Grenzen sind

$$\frac{m(K^0) - m(\bar{K}^0)}{m(K^0)} < 10^{-18} \quad (8.29)$$

### 8.4 Teilchen-Antiteilchen Oszillationen

Bei neutralen Mesonen kann die schwache Wechselwirkung Oszillationen zwischen Teilchen und Antiteilchen bewirken:

$$\begin{matrix} K^0 & \leftrightarrow & \bar{K}^0, & D^0 & \leftrightarrow & \bar{D}^0, & B_d^0 & \leftrightarrow & \bar{B}_d^0, & B_S^0 & \leftrightarrow & \bar{B}_S^0 \\ (d\bar{s}) & & (d\bar{s}) & (c\bar{u}) & & (c\bar{u}) & (\bar{b}d) & & (\bar{b}d) & (\bar{b}s) & & (\bar{b}s) \end{matrix} \quad (8.30)$$

Physikalische Teilchen sind solche, die eine definierte Masse und Lebensdauer besitzen. Unter Vernachlässigung der  $CP$ -Verletzung entsprechen

$$K_S^0 \approx K_1, \quad K_L^0 \approx K_2 \quad (8.31)$$

sowie analog für die restlichen, o.g. Teilchen, z.B.

$$\begin{aligned} |B_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle \} & M_1, \Gamma_1 &= 1/\tau_1 \\ |B_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle \} & M_2, \Gamma_2 &= 1/\tau_2 \end{aligned} \quad (8.32)$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Teilchens mit Lebensdauer  $\tau$  bzw. Zerfallskonstante  $\Gamma$  ist

$$P(t) = \Gamma e^{-\Gamma t} = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (8.33)$$

Die zeitliche Entwicklung eines quantenmechanischen Zustands  $(M, \Gamma)$  ist

$$\boxed{|B_1^0(t)\rangle = |B_1^0(0)\rangle \cdot e^{-i(M_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t}} \quad (8.34)$$

Wie sieht nun die zeitliche Entwicklung eines in starker Wechselwirkung erzeugten  $B^0$  oder  $\bar{B}^0$  Zustands aus?

$$\begin{aligned} |\psi(0)\rangle &= |B^0(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |B_1^0\rangle + |B_2^0\rangle \} \\ |\psi(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ |B_1^0(0)\rangle \cdot e^{-i(M_1 - \frac{i}{2}\Gamma)t} + |B_2^0(0)\rangle \cdot e^{-i(M_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} \right\} \end{aligned} \quad (8.35)$$

## 8. $P, C, CP$ -Symmetrien

Wir definieren nun die mittleren Massen  $M$  und Zerfallskonstanten  $\Gamma$  so, dass

$$\begin{aligned} M_{1,2} &= M \pm \frac{\Delta m}{2} \\ \Gamma_{1,2} &= \Gamma \pm \frac{\Delta \Gamma}{2} \end{aligned} \quad (8.36)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein  $B^0$ , welches zum Zeitpunkt  $t = 0$  erzeugt wurde, zum Zeitpunkt  $t$  wieder als  $B^0$  vorzufinden, ist gegeben durch

$$P_{B^0 \rightarrow B^0}(t) = |\langle B^0(t) | \psi(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \Gamma \left[ e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2 \cdot e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m \cdot t + \varphi) \right] \quad (8.37)$$

Analog ist die Wahrscheinlichkeit ein  $\bar{B}^0$  vorzufinden

$$P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}(t) = |\langle \bar{B}^0(t) | \psi(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \Gamma \left[ e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2 \cdot e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m \cdot t + \varphi) \right] \quad (8.38)$$

Falls die Lebensdauern annähernd gleich sind (Näherung im  $B^0$ -System), so vereinfachen sich die Gleichungen zu ( $\Gamma_{1,2} = \Gamma$ ,  $\Delta \Gamma = 0$ ,  $M_1 \neq M_2$ ):

$$\begin{aligned} P_{B^0 \rightarrow B^0}(t) &= \frac{1}{2} \Gamma e^{-\Gamma t} \{1 + \cos(\Delta m \cdot t + \varphi)\} \\ P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}(t) &= \frac{1}{2} \Gamma e^{-\Gamma t} \{1 - \cos(\Delta m \cdot t + \varphi)\} \\ P_{B^0 \rightarrow B^0 \vee \bar{B}^0}(t) &= \Gamma e^{-\Gamma t} \end{aligned} \quad (8.39)$$

Diese Oszillation entspricht dem klassischen Analogon von gekoppelten Pendeln. Die Kopplung bzw. die Übergänge werden durch die schwache Wechselwirkung induziert, wobei Beiträge höherer Ordnung (Box-Diagramme) auftreten (vgl. Abb. 8.4).

Die „Oszillationsfrequenz“  $\Delta m$  kann theoretisch berechnet werden:

$$\Delta m(B_d^0) \sim |V_{tb}^* V_{td}|^2 \cdot m_t^2 \cdot m(B_d^0) \quad (8.40)$$

Aus den Oszillationsfrequenzen können CKM-Matrixelemente bestimmt werden. Gut geeignet sind Verhältnisse von Massendifferenzen verschiedener Mesonen:

$$\frac{\Delta m(B_d^0)}{\Delta m(B_s^0)} \simeq \frac{m(B_d^0)}{m(B_s^0)} \cdot \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} \quad (8.41)$$

8.  $P, C, CP$ -Symmetrien

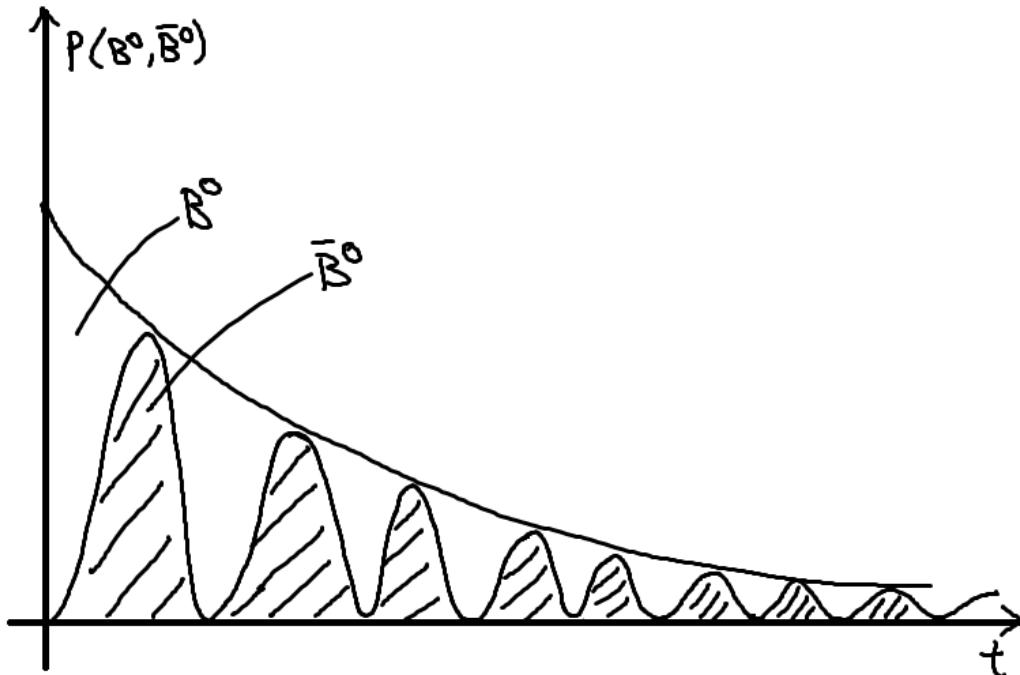


Abbildung 8.3: Oszillation von  $B^0$  und  $\bar{B}^0$ . Nach der Hälfte einer Oszillationslänge  $\Delta m \cdot t = \pi$ , d.h.  $t = \frac{\pi}{\Delta m}$  sind die Mesonen komplett in  $\bar{B}^0$  umgewandelt.

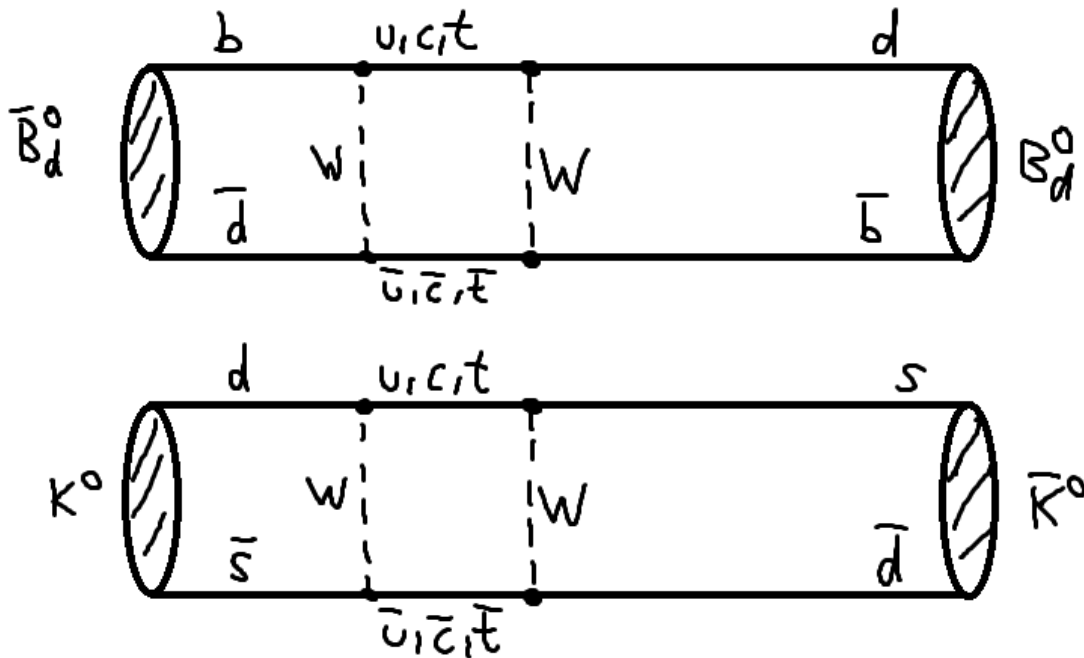


Abbildung 8.4: Feynman-Diagramme der Oszillation von  $B^0$  und  $K^0$ -Mesonen, analog für  $D^0$  möglich.

# Literaturverzeichnis

- [1] Th. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, Teuber Verlag
- [2] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen - Moderne Physik von den Atomen bis zum Standardmodell*, Springer Verlag
- [3] B. Povh, K.Rith, C.Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer Verlag
- [4] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann, *Kernphysik*, Springer Verlag
- [5] D. Griffith, *Introduction to Elementary Particles*, Verlag Wiley-VCH
- [6] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, Verlag J. Wiley
- [7] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag
- [8] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag
- [9] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teuber Verlag
- [10] E. Bodenstedt, *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung*, BI Wissenschaftsverlag (1978)
- [11] P. A. Tipler und R. A. Llewellyn, *Moderne Physik*, Oldenburg Verlag (2002)
- [12] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer Verlag
- [13] *Reaktorphysik*, Universität Bonn (1982)