

7. Quarks und fundamentale Symmetrien in der Natur

● Symmetrien & Erhaltungssätze

- ▷ kontinuierliche Symmetrien
- ▷ diskrete Symmetrien
- ▷ Parität P / Ladungskonjugation C / Zeitumkehr T
- ▷ Invarianzen unter CP und CPT

● Quarks & Schwache Wechselwirkung

- ▷ Quarkmischung
- ▷ CKM-Mischungsmatrix
- ▷ Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen
- ▷ Unitaritätsdreieck

● CP-Verletzung

- ▷ Bedeutung für Entwicklung d. Universums
- ▷ Entdeckung bei $K^0 - \bar{K}^0$
- ▷ Neue Experimente zu $B^0 - \bar{B}^0$

Symmetrien & Erhaltungssätze

Symmetrien sind besonders nützlich, wenn man die vollständige Lösung eines Problems (z.B. einer Differentialgleichung) nicht kennt. Sie gestatten es, Aussagen über die Lösung zu machen und Relationen aufzustellen, die mögliche Lösungen erfüllen müssen.

Beispiel: ungerade Funktion $f(x) = -f(-x)$
$$\rightarrow \int_{-3}^{+3} f(x) dx = 0 ; \int_{-7}^{+7} [f(x)]^2 dx = 2 \cdot \int_0^{+7} [f(x)]^2 dx$$

Dies gilt insbesondere auch für physikalische Probleme! Gerade in der Physik kann man häufig keine exakte Formel für das Verhalten eines Systems angeben, aber Symmetrien des Systems sind leicht feststellbar (z.B. die Grenzflächen von mehreren sich berührenden Seifenblasen)

Durch das Noether-Theorem sind Symmetrien mit Erhaltungssätzen verknüpft!

Symmetrien

haben zentrale Bedeutung im Standard-Modell

E. Noether-Theorem:

Symmetrien \leftrightarrow Erhaltungssätze

z.B.: Translationsinvarianz \leftrightarrow Impulserhaltung

Zeit invarianz \leftrightarrow Energie \sim

Rotationsinvarianz \leftrightarrow Drehimpuls \sim

Eichtransformationsinv. \leftrightarrow Ladungserhaltung

in Elektrodynamik:

Vektorfeld $\vec{A} \rightarrow \vec{A} - \vec{\nabla}\chi$
Potential $\phi \rightarrow \phi + \frac{\partial\chi}{\partial t}$
 $\chi = \chi(\vec{r}, t)$ } ohne Einfluß auf
Lösung der
Maxwell-Gleichungen

\Downarrow

Ladungsdichte $\rho = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \phi$

bleibt erhalten

sind Beispiele für kontinuierliche Symmetrien
(die Erhaltungsgrößen verhalten sich wie additive Größen,
sie können jeden beliebigen Wert annehmen.)

diskrete Symmetrien: Parität

Im Unterschied zu den zuvor genannten Symmetrien, die alle kontinuierlich sind, haben die Erhaltungsgrößen diskreter Symmetrien ^{nur} eine endliche Anzahl von Werten, die sie annehmen können. Eine solche Sym. wurde bereits früher besprochen: Parität P mit $P(\text{Größe}) = \pm 1 \cdot \text{Größe}$, falls die Größe der Paritätsymmetrie unterliegt, hat zwei mögliche Werte: gerade (+1) oder ungerade (-1)

Beispiele:	Energie	$P: E \mapsto +E$
	Ort	$P: \vec{r} \mapsto -\vec{r}$
	Impuls	$P: \vec{p} \mapsto -\vec{p}$
	Zeit	$P: t \mapsto +t$
	Drehimpuls	$P: \vec{J} \mapsto +\vec{J} = -\vec{r} \times -\vec{p}$
	elektr. Feld	$P: \vec{E} \mapsto -\vec{E} = -\vec{\nabla}(+\phi)$
	magnet. Feld	$P: \vec{B} \mapsto +\vec{B} = (-\vec{\nabla}) \times (-\vec{A})$
	Kugelflächenfkt.	$P: Y_\ell^m(\theta, \varphi) \mapsto (-1)^\ell \cdot Y_\ell^m(\theta, \varphi)$
	(beschreibt winkelabhängige Wellenfkt. bei kugelsym. Systemen)	

Eigenparität von Elementarteilchen

Elementarteilchen besitzen eine intrinsische Parität

z.B. **Photon** hat Eigenparität -1 , denn die Wellenfunktion des Photons ist das Vektorpotential \vec{A} , das unter der P -Operation in $-\vec{A}$ übergeht.

Die Parität von Fermionen und Antifermionen ist entgegengesetzt, wobei aufgrund der willkürlichen Festlegung der Protonparität auf $+1$:

Fermionen: Parität $+1$

Antifermionen: Parität -1 haben.

Daraus folgen die Paritäten der zusammengesetzten Teilchen, wenn man den Bahndrehimpuls l beachtet.

z.B.

$$\text{Baryon (mit } l=0): \quad P |qqq\rangle = (+1)^3 |qqq\rangle = +|qqq\rangle$$

$$\text{Antibaryon (} l=0): \quad P |\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle = (-1)^3 |\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle = -|\bar{q}\bar{q}\bar{q}\rangle$$

$$\text{Meson (} l=0): \quad P |q\bar{q}\rangle = +1 \cdot -1 |q\bar{q}\rangle = -|q\bar{q}\rangle$$

$$\text{Meson (} l=1): \quad P |q\bar{q}\rangle = +1 \cdot -1 \cdot (-1)^l |q\bar{q}\rangle = +|q\bar{q}\rangle$$

diskrete Symmetrien: Ladungskonjugation C ...

- Ladungskonjugation C macht aus Wellenfkt. eines Teilchens die des Antiteilchens; Alle ladungsartigen Quantenzahlen (Ladung Q , magnet. Moment μ , Baryonzahl B , Leptonzahlen L_e, L_μ, L_τ , Strangeness S, \dots) ändern ihr Vorzeichen, während Masse, Spin, Lebensdauer unverändert bleiben.

$$C: |\text{Proton}\rangle \mapsto |\text{Antiproton}\rangle$$

$$C: |\text{Elektron}\rangle \mapsto |\text{Positron}\rangle$$

...

Eigenwerte des C-Operators ^(sog. C-Parität) können nur solche Teilchen sein, deren ladungsartige Quantenzahlen Null sind:

$$\pi^0, \eta, \rho^0, \eta/\eta', \chi, \gamma$$

Das Photon hat

$$C: |\gamma\rangle \mapsto -|\gamma\rangle$$

(weil sich alle Ladungsarten umkehren)

und für n Photonen gilt: $C: |\gamma \dots \gamma\rangle \mapsto (-1)^n |\gamma \dots \gamma\rangle$

$$\Rightarrow C: |\pi^0\rangle \mapsto (-1)^2 \cdot |\pi^0\rangle, \text{ weil } \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

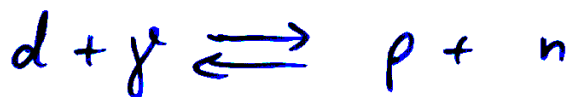
erfällt. Da $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ nicht beobachtet wird \rightarrow C-Erhaltung!

... und Zeitumkehr T

- **Zeitumkehr T** dreht den Zeitpfeil um, läßt alle Prozesse "rückwärts" ablaufen: $T: (\vec{x}, t) \mapsto (\vec{x}, -t)$
Daß die Invarianz von Vorgängen unter Zeitumkehr makroskopisch selten gegeben ist, stellt eine Alltagserfahrung dar (Die Vase zerbricht in Scherben, die sich nicht von alleine wieder zu einer Vase zusammenfügen, nur reversible Prozesse, d.h. $d(\text{Entropie})=0$ lassen sich umkehren).

Mikroskopisch, also für Teilchenreaktionen findet man (nahezu) immer eine Invarianz unter Zeitumkehr, (Erst im vergangenen Jahr konnte ein Prozeß beobachtet werden, der die Zeitumkehrinvarianz verletzt)
also lassen sich (insbesondere für dmagn. und starke Wechselwirkungen) alle Prozesse umkehren und weisen dabei die gleiche Reaktionsrate auf (\leadsto Prinzip des detaillierten Gleichgewichts)

z.B.



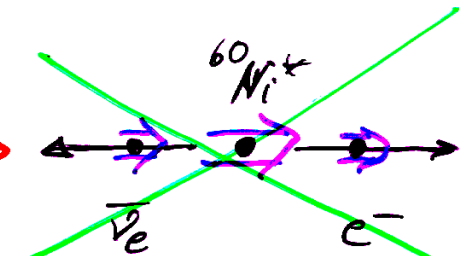
weitere Erhaltungssätze

- el. Ladung Q \longrightarrow $U(1)$ elmag. Symmetrie
- Farbladung \longrightarrow $SU(3)$ Farbe "
- Baryonenzahl B \longrightarrow ? Symmetrie
Proton zerfällt nicht
- Leptonzahl L \longrightarrow ? Symmetrie
konkret: L_e, L_μ, L_τ
für Elektron, Myon, Tau
z.B. $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e$
 $L_\mu=1$ $L_\mu=1, L_e=1, -1$
- Flavourerhaltung
nur in elmag. & starker Wechselwirkung $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$
 $d\bar{u} + uud \rightarrow u\bar{s} + dds$
nicht in schwacher Wechselwirkung
-

Wechselwirkungen und C, P, T Symmetrien

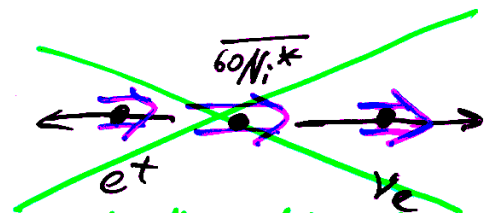
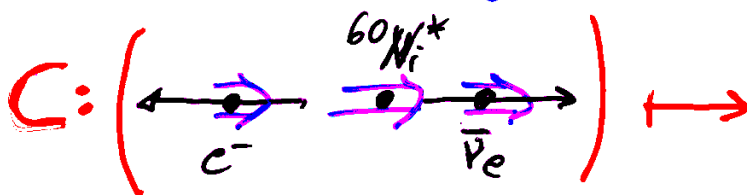
	P	C	CP	T
• electromagn.	✓	✓	✓	✓
• stark	✓	✓	✓	✓
• schwach	⚡	⚡

▷ Paritätsverletzung:



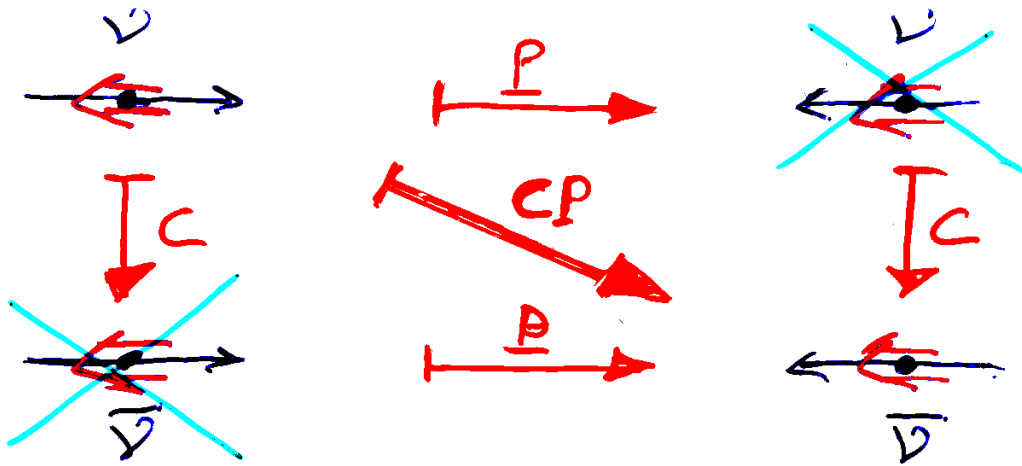
tritt nicht auf!
(kein linkshändiges $\bar{\nu}$)

▷ C-Paritätsverletzung



tritt nicht auf!
(kein rechtshändiges ν)

CP-Invarianz der schwachen Ww.?



⇒ CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung scheint vorzuliegen (aber ... [s.u.])

• Betrachte K^0 -Meson: $|K^0\rangle = |d\bar{s}\rangle$

K^0 ist zunächst kein Eigenzustand der CP-Operation

$$CP|K^0\rangle = CP|d\bar{s}\rangle = -C|\bar{s}d\rangle = -|s\bar{d}\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$$

⇒ konstruiere CP-Eigenzustände:

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle); CP = +1$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle); CP = -1$$

K_1 und K_2 sind Eigenzustände der CP-Operation
und sind die für die schwache Wechselwirkung
relevanten (Teilchen-)zustände, wenn die schwache
Wechselwirkung invariant unter der CP-Operation ist.

CPT-Invarianz...

... ist ein Theorem, eines der tiefgründigsten Ergebnisse der Quantenfeldtheorie. Es basiert auf den allgemeinsten Annahmen: Lorentzinvarianz, Quantenmechanik und der Idee, daß Wechselwirkungen durch Felder vermittelt werden.

Dieses Theorem besagt, daß jede Wechselwirkung exakt identisch zu der Wechselwirkung ist, die man nach Anwendung von Paritäts^utransformation, Ladungskonjugation und Zeitumkehr erhält.

Es ist unmöglich eine Quantenfeldtheorie zu konstruieren, die CPT verletzt.

Wenn dieses Theorem experimentell stimmt, dann müssen Teilchen und Antiteilchen exakt die gleiche Masse und Lebensdauer haben.

(Würde zwar schon aus C-Invarianz folgen, die aber verletzt ist.)

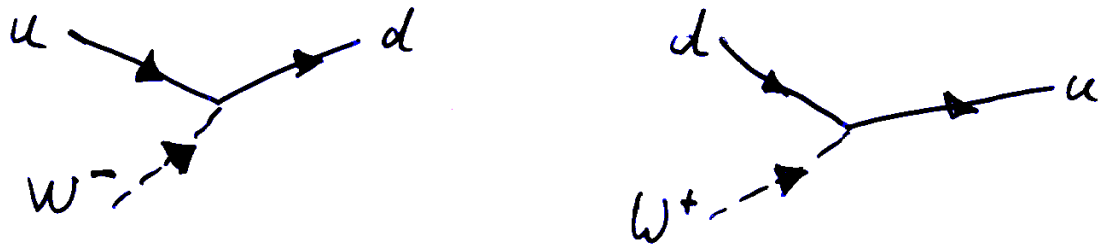
Sollte CPT-Invarianz experimentell nicht gegeben sein, so würde das "Quantenfeldtheoriegebäude" wanken, wenn nicht einstürzen und damit unser Standardmodell

Quarks & schwache Wechselwirkung

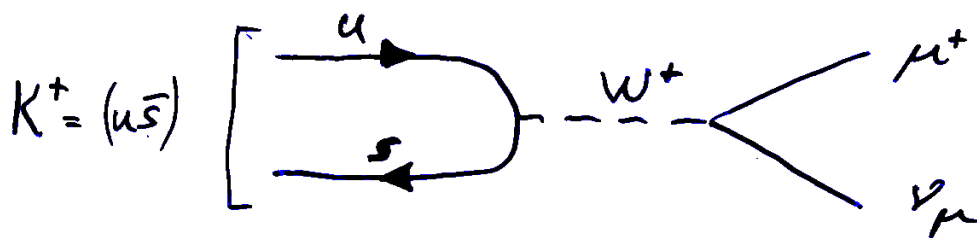
- Quarks (und Leptonen) nehmen an der schwachen Wu von geladenen W-Bosonen teil, wenn sie zu einem linkshändigen Dublett gehören, z.B.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$$

Die Wechselwirkung eines oben-/unterstehenden Fermions mit einem W^-/W^+ führt dieses in ein unten-/obenstehendes Fermion über:



- Dieses Bild ist jedoch unvollständig, weil es den Zerfall $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ nicht erklären kann.



Um die Universalität des Bildes der schwachen Wu zu erhalten, muß man die Quarkdubletten modifizieren

Quarkmischung

Um eine schwache Kopplung zwischen u - und s -Quark zu ermöglichen, betrachtet man "rotierte" oder "gemischte" Quarkzustände, welche für die Kopplung der W -Bosonen relevant sind:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

wobei

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$$

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c$$

Der willkürliche Parameter θ_c , der **Quarkmischungswinkel**, ist als Cabibbo-Winkel bekannt (von N. Cabibbo 1963 eingeführt, um Zerfälle von Teilchen mit s -Quarks zu erklären). Die Größe des Mischungswinkels folgt aus dem Vergleich analoger Zerfälle von Teilchen mit und ohne s -Quark, z. B.

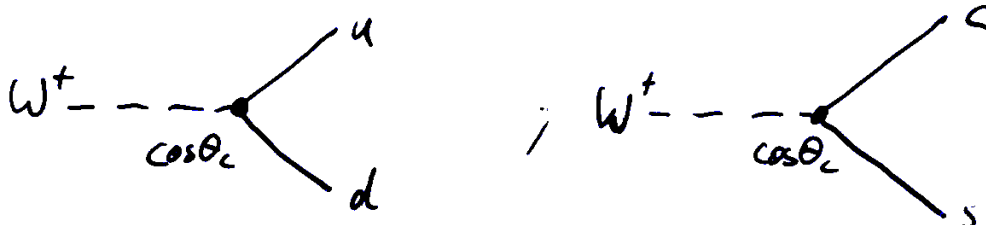
$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{B(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \cdot \frac{\tau_{K^+}^{-1}}{\tau_{\pi^+}^{-1}} \sim \sin^2 \theta_c$$

$$\Rightarrow \boxed{\sin \theta_c \approx 0.225 \cong \theta_c \approx 13^\circ}$$

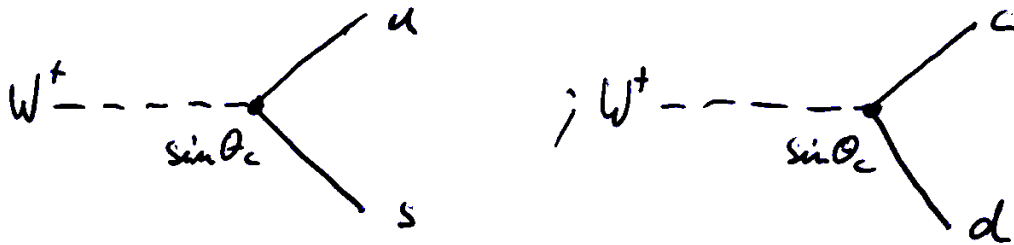
Quarkmischung

Diese Mischung zwischen den d- und s-Quarks führt bei der Kopplung an ein W-Boson zu zusätzlichen Faktoren $\cos\theta_c$ und $\sin\theta_c$ in den Kopplungsstärken.

Da $\cos\theta_c \approx 0.97 \Rightarrow \sin\theta_c \approx 0.225$ spricht man auch von Cabibbo-erlaubten

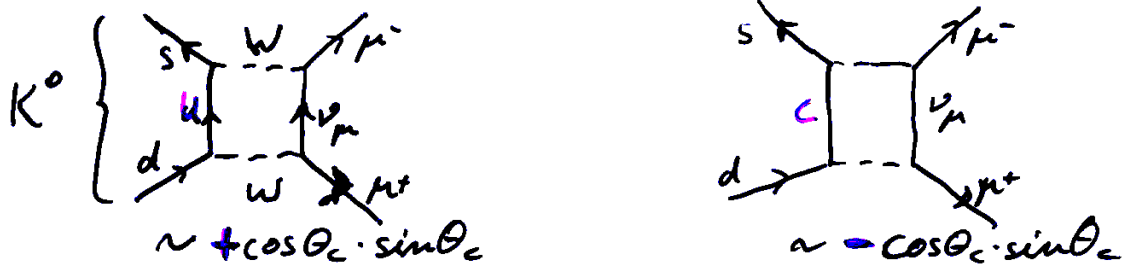


und Cabibbo-unterdrückten Zerfällen:



(analog für W^-).

N. Cabibbo hat eigentlich nur u, d und s betrachtet. Erst Glashow, Iliopoulos und Maiani (GIM) haben ¹⁹⁷⁰ die Existenz des c-Quarks lange vor dessen Entdeckung ¹⁹⁷⁴ postuliert, um die Nichtbeobachtung eines Zerfalls $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ zu erklären: **GIM-Mechanismus**



Quarkmischung...

... ist auch so zu verstehen: Die flavour-ändernden W-bosonen koppeln linkshändige $u \leftrightarrow d'$, $c \leftrightarrow s'$ Quarkzustände wobei d' und s' orthogonale Kombinationen der physikalischen (= Massen-) Eigenzustände der Quarks mit Flavour d, s sind:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Fragen:

- Warum Mischung nur im d, s -Sektor?

Diese Wahl ist willkürlich. Hätte man den u, c -Sektor gewählt, käme man zu den gleichen Ergebnissen. Man hätte auch ganz allgemein eine Mischung im u, c - und d, s -Sektor wählen können, die man aber immer auf die Mischung in einem der beiden Sektoren vereinfachen kann.

- Warum keine solche Mischung im Leptonsektor?

Der Grund ist, daß eine solche Mischung unbeobachtbar ist, wenn die Neutrinos masselos sind. Jede Rotation à la Cabibbo hinterläßt die Neutrinos als Masseneigenzustände. → Erhaltung der Leptonflavour = Zahlen L_e, L_μ, L_τ

- Was ist mit den übrigen Quarks: b, t ? --->

CKM-Mischungsmatrix

Die Verallgemeinerung vom 4 auf den 6 Quark-Fall wurde 1973 von Kobayashi und Maskawa vorgeschlagen und wird als unitäre 3×3 Matrix formuliert, die auf die unteren ($-\frac{1}{3}$ -zahlig geladenen) Quarkmasseneigenzustände (d, s, b) wirkt (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa=CKM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \equiv V \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

wobei die Indizes der Matrixelemente angeben, bei welcher Kopplung des W -Boson an Quarks das Matrixelement relevant ist, z.B. V_{ud} für $W^+ \rightarrow u\bar{d}$; V_{ts} für $W^+ \rightarrow t\bar{s}$, ...

Alle Matrixelemente können im Prinzip aus schwachen Zerfällen bestimmt werden. Aktuelle Werte sind:

$$V = \begin{pmatrix} 0.9750 \pm 0.0008 & 0.222 \pm 0.004 & 0.004 \pm 0.003 \\ 0.222 \pm 0.003 & 0.9742 \pm 0.0008 & 0.040 \pm 0.003 \\ 0.009 \pm 0.005 & 0.039 \pm 0.004 & 0.9992 \pm 0.0002 \end{pmatrix}$$

Diese Werte entsprechen $|V_{ij}|$. Über Vorzeichen oder Komplexwertigkeit der Matrixelemente V_{ij} machen diese Zahlen noch keine Aussage. Dafür ist eine Parametrisierung erforderlich.

Parametrisierung der CKM-Matrix

- Man kann die CKM-Matrix durch minimal 4 Parameter darstellen. Drei davon sind Mischungswinkel, z.B. $\theta_{12} \equiv \theta_c$ zwischen d und s

θ_{13} zwischen d und b

θ_{23} zwischen s und b

Der vierte Parameter ist eine Phase δ_{13} , die nach der Mischung in der Wellenfunktion verbleibt:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}$$

mit $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ und $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ für die Generationen $i, j = 1, 2, 3$.

- Für $\theta_{13} = 0$ und $\theta_{23} = 0$ erhält man

$$\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

die (verallgemeinerte) Cabibbo-GIM-Mischungsmatrix.

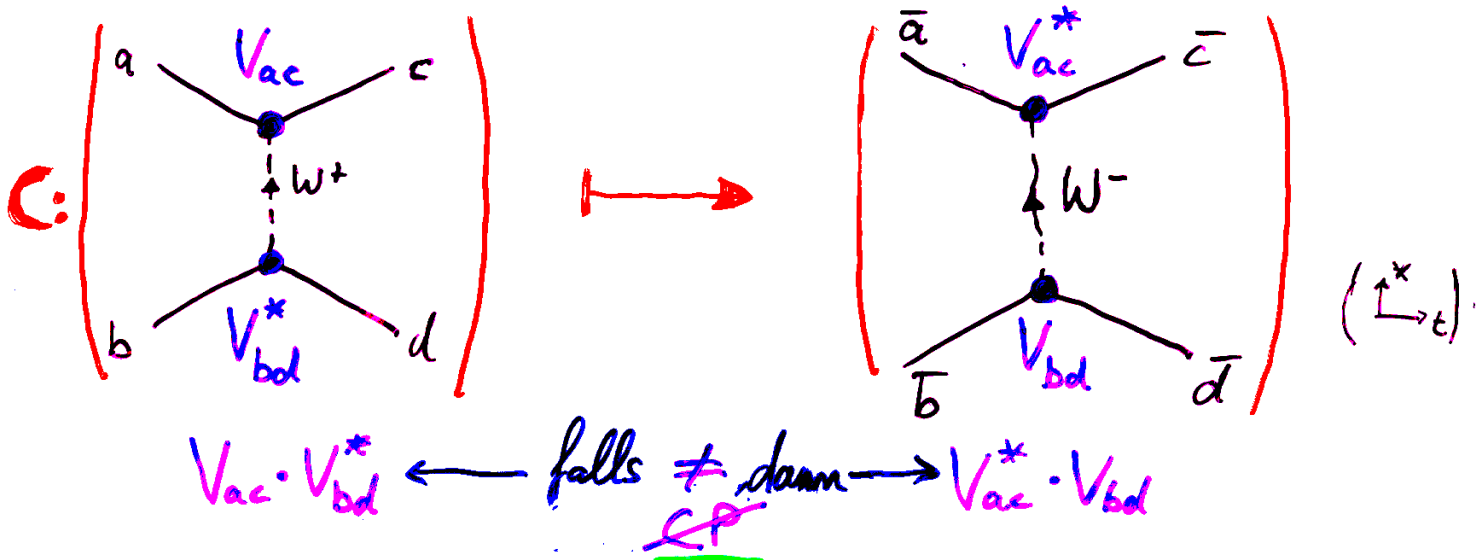
Parametrisierung der CKM-Matrix

Mit den experimentellen Werten für $|V_{ij}|$ findet

man:

- $S_{12} \gg S_{23} \gg S_{13}$
 $(\sin \theta_{12} \gg \sin \theta_{23} \gg \sin \theta_{13})$
 Mischung 1.-2. \gg 2.-3. \gg 1.-3. Generation
- $c_{12} \approx V_{ud}$ mit $|V_{ud}| = 0.9750 \pm 0.008$
 $s_{12} \approx V_{us}$ mit $|V_{us}| = 0.222 \pm 0.004$
 $s_{13} e^{-i\delta_{13}} = V_{ub}$ mit $|V_{ub}| = 0.004 \pm 0.003$
 $s_{23} \approx V_{cb}$ mit $|V_{cb}| = 0.040 \pm 0.003$
 $c_{23} \approx V_{tb}$ mit $|V_{tb}| = 0.9992 \pm 0.0002$

- Phase $0 \leq \delta_{13} < 2\pi$ führt zur Verletzung der CP-Invarianz / -Symmetrie der schwachen Wechselwirkung, falls $\delta_{13} \neq 0$, denn:



Parametrisierung der CKM-Matrix

Da die "Standard"-Parametrisierung der CKM-Matrix wenig einprägsam ist und da eine klare Hierarchie der Mischungswinkel ($s_{12} \gg s_{23} \gg s_{13}$), hat L. Wolfenstein 1983 eine Approximation vorgeschlagen.

$$V \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

wobei $\lambda \equiv s_{12} \equiv \sin \theta_c$ und A, ρ, η reelle Zahlen der Größenordnung 1 sind.

In dieser Darstellung wird der mögliche CP-verletzende Beitrag durch den Wert von η repräsentiert.

Beachte die Eigenschaften der CKM-Matrix:

- Hauptdiagonalelemente ≈ 1
- erste Nebendiagonale $\sim \lambda$ für $1 \leftrightarrow 2$ Generation
 $\sim \lambda^2$ für $2 \leftrightarrow 3$ Generation
- zweite Nebendiagonale $\sim \lambda^3$
enthält CP-verletzende Terme

Unitaritätsdreieck

Die CKM-Matrix V ist eine unitäre Matrix, d.h. $V^\dagger V = \mathbb{1}$. Aus dieser Unitaritätsbedingung folgen sechs Relationen der Art:

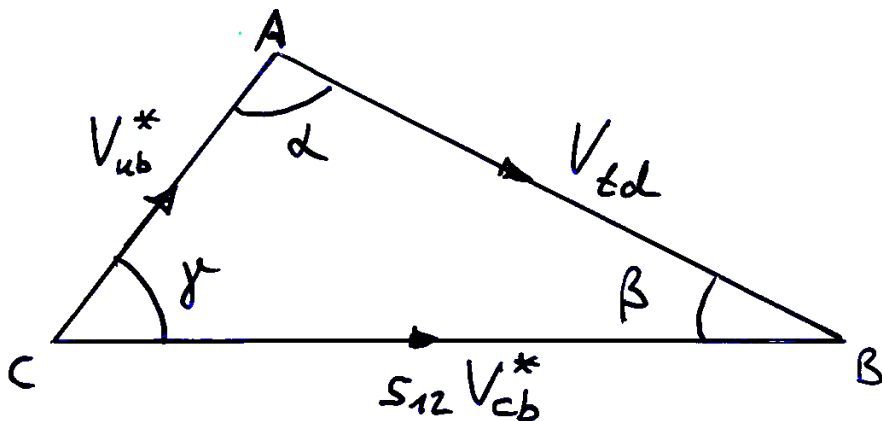
$$V_{ud} \cdot V_{ub}^* + V_{cd} \cdot V_{cb}^* + V_{td} \cdot V_{tb}^* = 0$$

die aus der Kombination der ersten und dritten Spalte der Matrix V folgt. Mit den folgenden Näherungen:

$$V_{ud} \approx 1, \quad V_{cd} = -s_{12}, \quad V_{tb} \approx 1 \quad \text{folgt:}$$

$$V_{ub}^* + V_{td} = s_{12} V_{cb}^*$$

Diese Relation kann man als Dreieck in der komplexen Zahlenebene interpretieren:



Dabei ist der Winkel $\gamma \equiv \delta_{13}$ der CP-verletzenden Phase der CKM-Matrix.

Unitaritätsdreiecke

Große Anstrengungen werden unternommen, das Unitaritätsdreieck präzise zu vermessen.

Unglücklicherweise sind nicht alle Matrixelemente leicht / einfach meßbar:

- V_{cb} folgt aus Zerfällen $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}$ und ist sicherlich die am leichtesten meßbare Größe

$$|V_{cb}| = 0.0402 \pm 0.0019$$

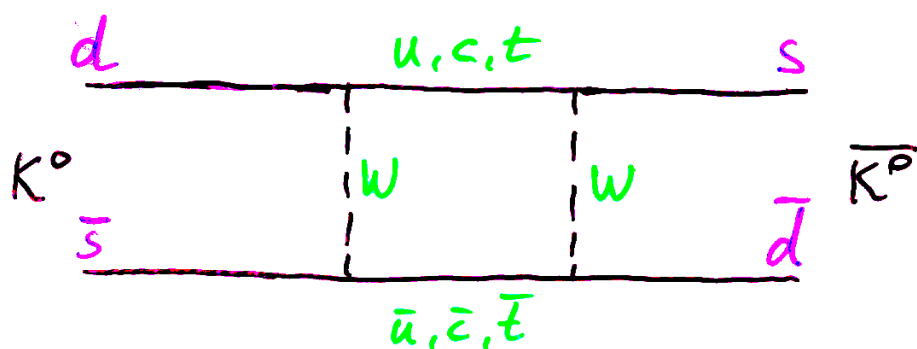
- V_{ub} kann aus dem Prozeß $b \rightarrow u \ell \bar{\nu}$ erhalten werden ($\approx 0.004 \pm 0.003$)

- V_{td} erfordert eine t - d -Kopplung, d.h. man müßte sehr seltene $t \rightarrow d \ell \bar{\nu}$ Zerfälle untersuchen, wobei alleine schon die Erzeugung von t -Quarks sehr schwierig ist.

Generell problematisch bei der Bestimmung der CKM-Matrixelement ist, daß in Zerfällen mindestens ein weitere Quark involviert ist, welches aufgrund der starken WW. innerhalb des gebundenen Quarksystems im Hadron nicht nur eine Zuschauerrolle beim Zerfall des (z.B.) b -Quarks hat. Theoretische Behandlung ist schwierig und trägt zu den Meßunsicherheiten bei.

Teilchen - Antiteilchen - Oszillationen

Die Mischung der Quarks in der schwachen W.W. hat interessante Auswirkungen. Sie macht es möglich, daß sich z.B. K^0 und \bar{K}^0 ineinander umwandeln können:



Damit wird ein K^0 (\bar{K}^0) auf seinem Weg in ein \bar{K}^0 (K^0) oszillieren und wieder zurück.

Die Oszillationsfrequenz ist durch die Massendifferenz der beiden CP-Eigenzustände

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP=+1)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (CP=-1)$$

gegeben. Experimentell ist

$$\Delta m = m_2 - m_1 = 3.489 \cdot 10^{-6} \text{ eV}/c^2$$

$$\Rightarrow \text{Oszillationsfrequenz } \omega \approx 5.3 \cdot 10^9 \text{ 1/s}$$

$$\left(\omega = \frac{\Delta m \cdot c^2}{\hbar} \right)$$

$K^0 - \bar{K}^0$ - Oszillationen

Intensität des K^0 -Anteils nach einer Zeit t mit freiem Zerfall im Vakuum:

$$I(K^0) = \frac{1}{4} \left[e^{-t/\tau_1} + e^{-t/\tau_2} + 2 e^{-\frac{t}{2} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)} \cdot \cos \frac{\Delta m c^2 t}{\hbar} \right]$$

Lebensdauer von
 K_1 und $K_2: \tau_1, \tau_2$

Oszillation
mit $\omega = \frac{\Delta m c^2}{\hbar}$

$$I(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left[e^{-t/\tau_1} + e^{-t/\tau_2} - 2 e^{-\frac{t}{2} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)} \cdot \cos \frac{\Delta m c^2 t}{\hbar} \right]$$

$$t=0 \Rightarrow I(K^0) = 1, \quad I(\bar{K}^0) = 0$$

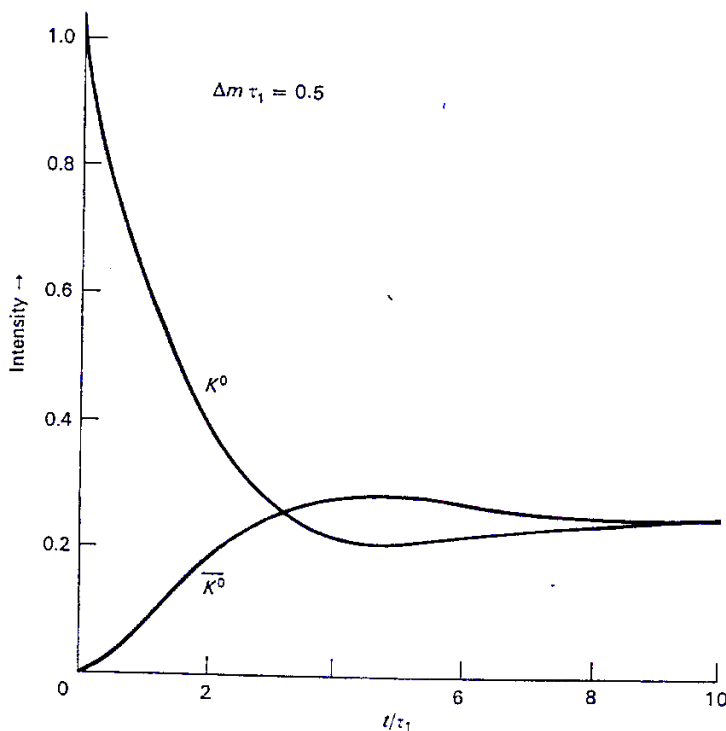


Fig. 6.22 Oscillations of K^0 - and \bar{K}^0 -intensities, for an initially pure K^0 -beam, as calculated from Eqs. (6.84) and (6.85). A value $\Delta m \tau_1 = 0.5$ has been assumed.

Zerfall der CP-Eigenzustände

K^0 -Mesonen können u.a. in 2π oder 3π zerfallen. Für ein Pion gilt:

$$CP|\pi^+\rangle = CP|ud\rangle = -C|\bar{d}u\rangle = -|d\bar{u}\rangle = -|\pi^-\rangle$$

Pionen haben also $CP = -1$. Geladene Pionen sind keine CP-Eigenzustände, neutrale Pionen sind CP-Eigenzustände ($CP|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle$).

Damit ergibt sich, daß der Zerfall in 2 Pionen die CP-Parität $(-1)^2 = +1$ aufweist. Bei 3 Pionen ist es $CP = (-1)^3 = -1$. Auf die CP-Eigenzustände des K^0 -Systems übertragen, folgt:

$$K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 \quad (CP = +1)$$

$$K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0 \quad (CP = -1)$$

Dies unterschiedlichen Zerfälle haben Konsequenzen für die Lebensdauern von K_1 und K_2 . Die Notwendigkeit, ein drittes Pion zu erzeugen, reduziert den Phasenraum des K_2 -Zerfalls, verringert dadurch die Zerfallswahrscheinlichkeit und verlängert somit die Lebensdauer:

$$\tau_{K_1} = 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ s} \rightarrow c \cdot \tau_{K_1} = 2.7 \text{ cm}$$

$$\tau_{K_2} = 5.2 \cdot 10^{-8} \text{ s} \rightarrow c \cdot \tau_{K_2} = 15.5 \text{ m}$$

CP-Verletzung im K^0 -Zerfall

- K^0 -Strahl, in starker Wechselwirkung erzeugt, besteht zur Hälfte aus K^0 und zur Hälfte aus \bar{K}^0 , da die starke Wechselwirkung flavourerhaltend ist (d.h. s und \bar{s} werden assoziiert, also paarweise, in starker Wechselwirkung erzeugt).
- Die schwache Wechselwirkung wirkt auf die CP-Eigenzustände K_1 und K_2 , so daß nach einer Flugstrecke, die z.B. > 100 -Lebensdauer des K_1 entspricht, der Strahl komplett aus K_2 besteht.
- 1964: Christenson, Cronin, Fitch und Turlay finden in einem K_2 -Strahl Zerfälle in $\pi^+\pi^-$ mit einer Häufigkeit von $\approx 10^{-3}$.

Da K_2 $CP = -1$ und $\pi^+\pi^-$ $CP = +1$ haben, bedeuten diese Zerfälle eine Verletzung der CP-Symmetrie in der schwachen Wechselwirkung

- Neue Eigenzustände (Masseneigenzustände):

$$K_S^0 \approx K_1 + \epsilon \cdot K_2 \quad (S = \text{short})$$

$$K_L^0 \approx K_2 + \epsilon \cdot K_1 \quad (L = \text{long})$$

und experimentell gemessenen:

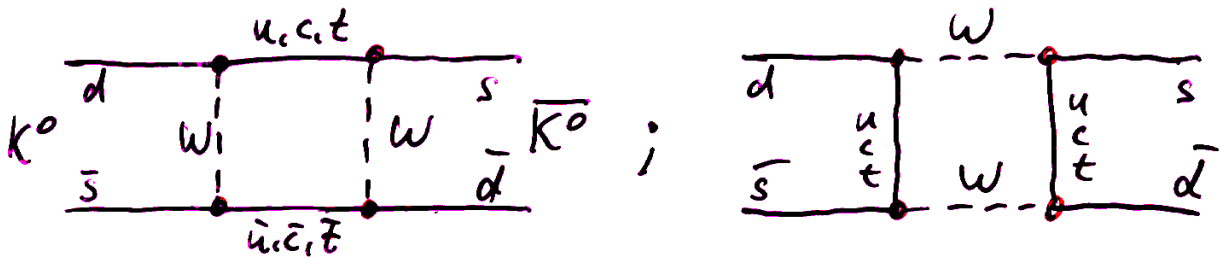
$$|\epsilon| = (2.28 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$$

Kosmologische Bedeutung der CP-Verletzung

- Materie und Antimaterie (Baryonen und Antin) bildeten sich in der Phase der Dominanz starker Wechselwirkung. Diese ist jedoch C-invariant, so daß Materie und Antimaterie in gleicher Häufigkeit erzeugt wurden.
- CP-verletzende Zerfälle könnten für die Entstehung einer winzigen Asymmetrie ($\sim 10^{-9}$) mit Bevorzugung von Materie über Antimaterie in dieser Frühphase des Universums verantwortlich sein.
- Nach der paarweisen Vernichtung von Materie und Antimaterie in Photonen verblieb der geringe Überschuß von Materie übrig, der heute die Materie im Weltall ausmacht, wobei es ca. 10^9 Photonen je Baryon gibt.
- Es wird experimentell mit Ballonexperimenten und einem Experiment ^{AMS}, das in 2001 auf der ISS-Weltraumstation installiert werden soll, nach Anti-Atomkernen (\bar{D} , \bar{He} , ...) gesucht, um die Vermutung zu prüfen, daß es keine Antimaterie (-Regionen) im Weltall gibt.

CP-Verletzung im K^0 -System

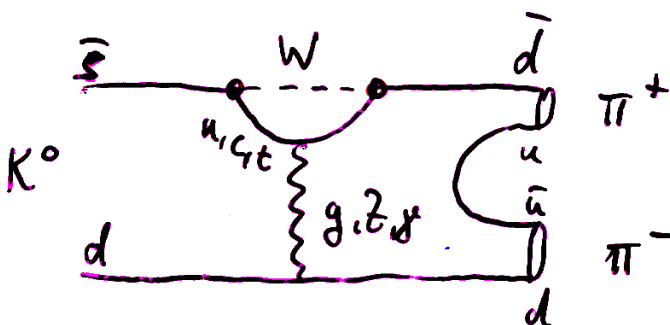
- CP-Verletzung in der $K^0 - \bar{K}^0$ -Mischung wird als **indirekte CP-Verletzung** bezeichnet
 $|\epsilon| \approx 2.28 \cdot 10^{-3}$



involviert: $V_{ud}, V_{us}, V_{cd}, V_{cs}, V_{td}, V_{ts}$

von diesen hat nur V_{td} einen großen Beitrag der CP-verletzenden Phase δ , jedoch $|V_{td}| \approx 0.009$ klein!
 Die Rechnung liefert ϵ in der richtigen Größenordnung.

- CP-Verletzung im K^0 -Zerfall wird als **direkte CP-Verletzung** bezeichnet:



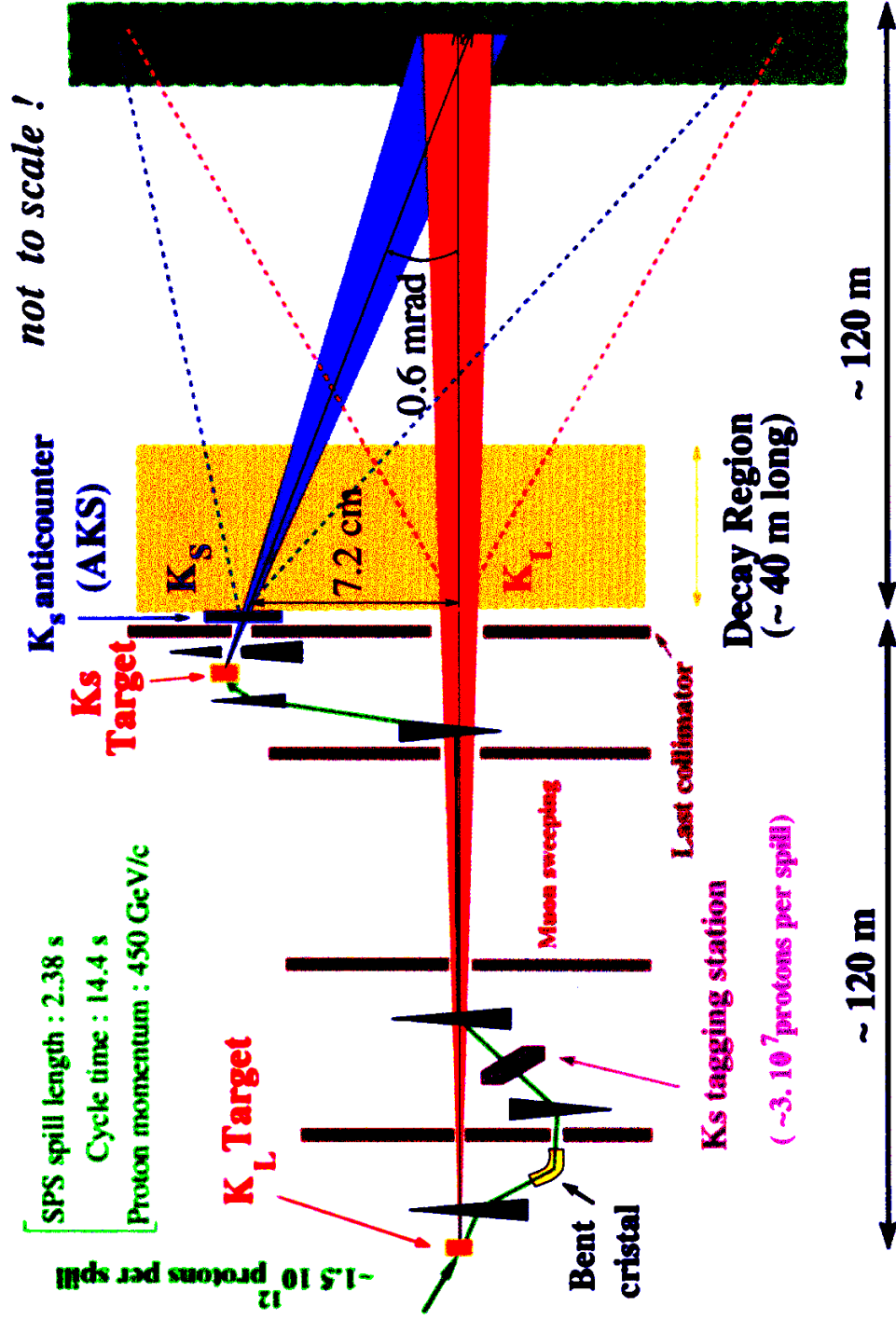
zeigt sich in den Zerfallsamplituden $A(K^0 \rightarrow \pi\pi)$:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx \epsilon + \epsilon'$$

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \approx \epsilon - 2\epsilon'$$

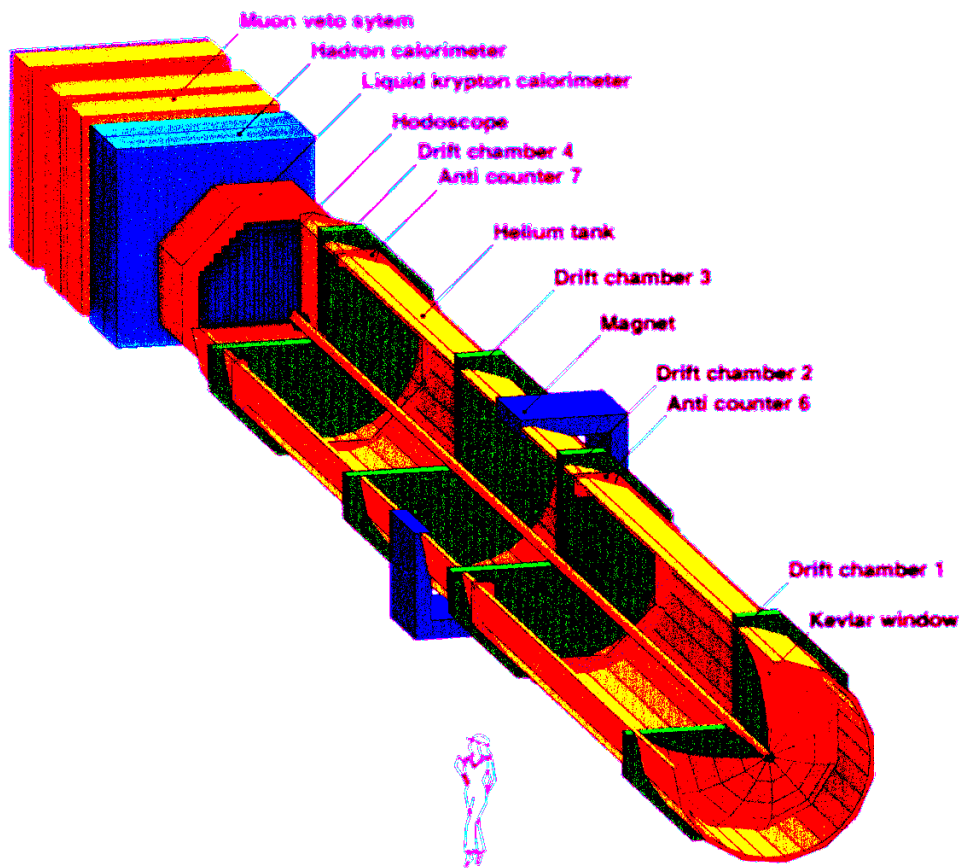
$\left. \begin{array}{l} \text{Re}(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) \text{ messbar aus} \\ \text{Zerfallshäufig-} \\ \text{keiten von} \\ K_L^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 \end{array} \right\} \Rightarrow$

NA48 method: simultaneous K_L and K_S beams



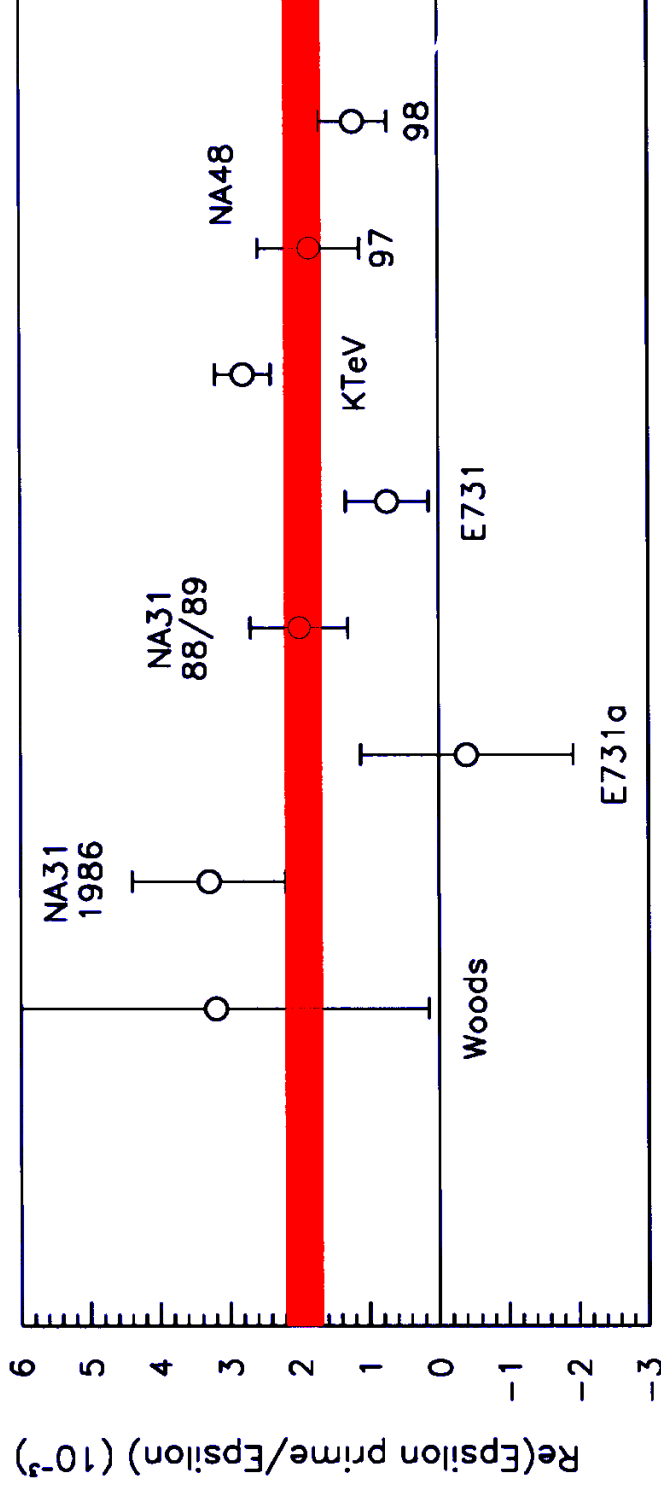
- K_S are distinguished from K_L by tagging the protons upstream of the K_S target
- NA48 detects all four modes from the same decay region

NA48 method: detectors



- $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^-$
 - magnetic spectrometer ($P_T^{kick} \sim 265 \text{ MeV}/c$)
- $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 \pi^0$
 - quasi-homogeneous Liquid Krypton e.m. calorimeter :
 - * high granularity (13212 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ cells)
 - * **projective geometry**

New world average



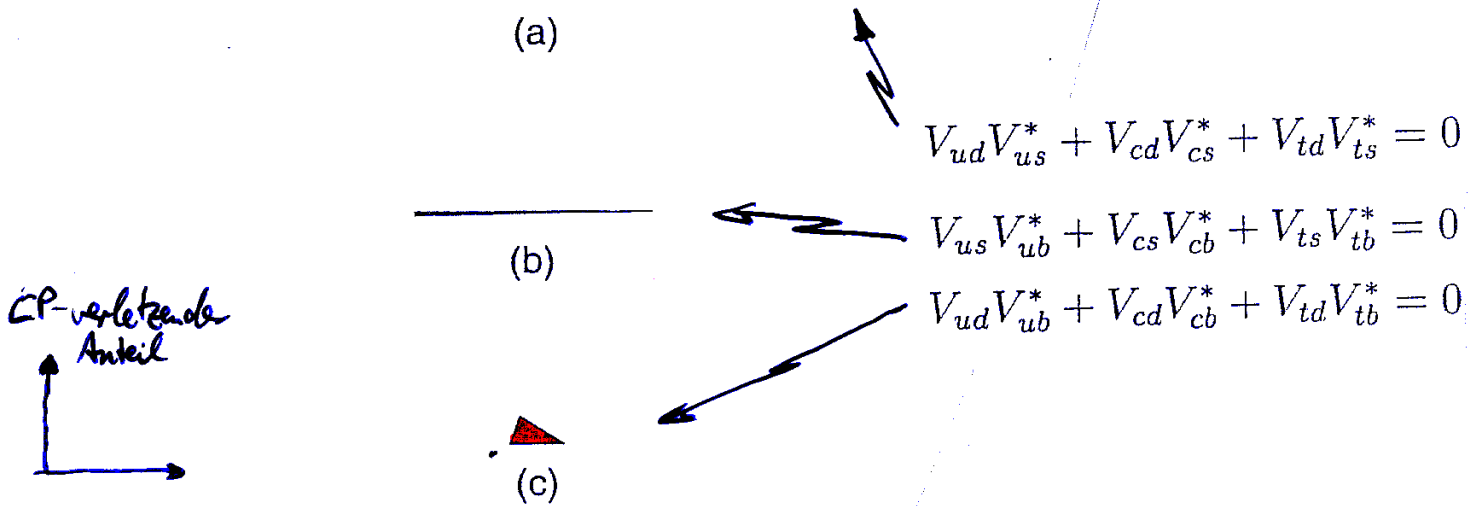
New world average:

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (19.3 \pm 2.4) \times 10^{-4}$$

$$(\chi^2/\text{ndf} = 11.1/5)$$

CP-Verletzung im B^0 -Sektor

Nochmals Unitaritätsdreiecke:



Sensitivität zu CP-verletzendem Anteil ist in c) besonders groß! Diese Kombination von CKM-Matrixelementen involviert Übergänge der Art:



Während:

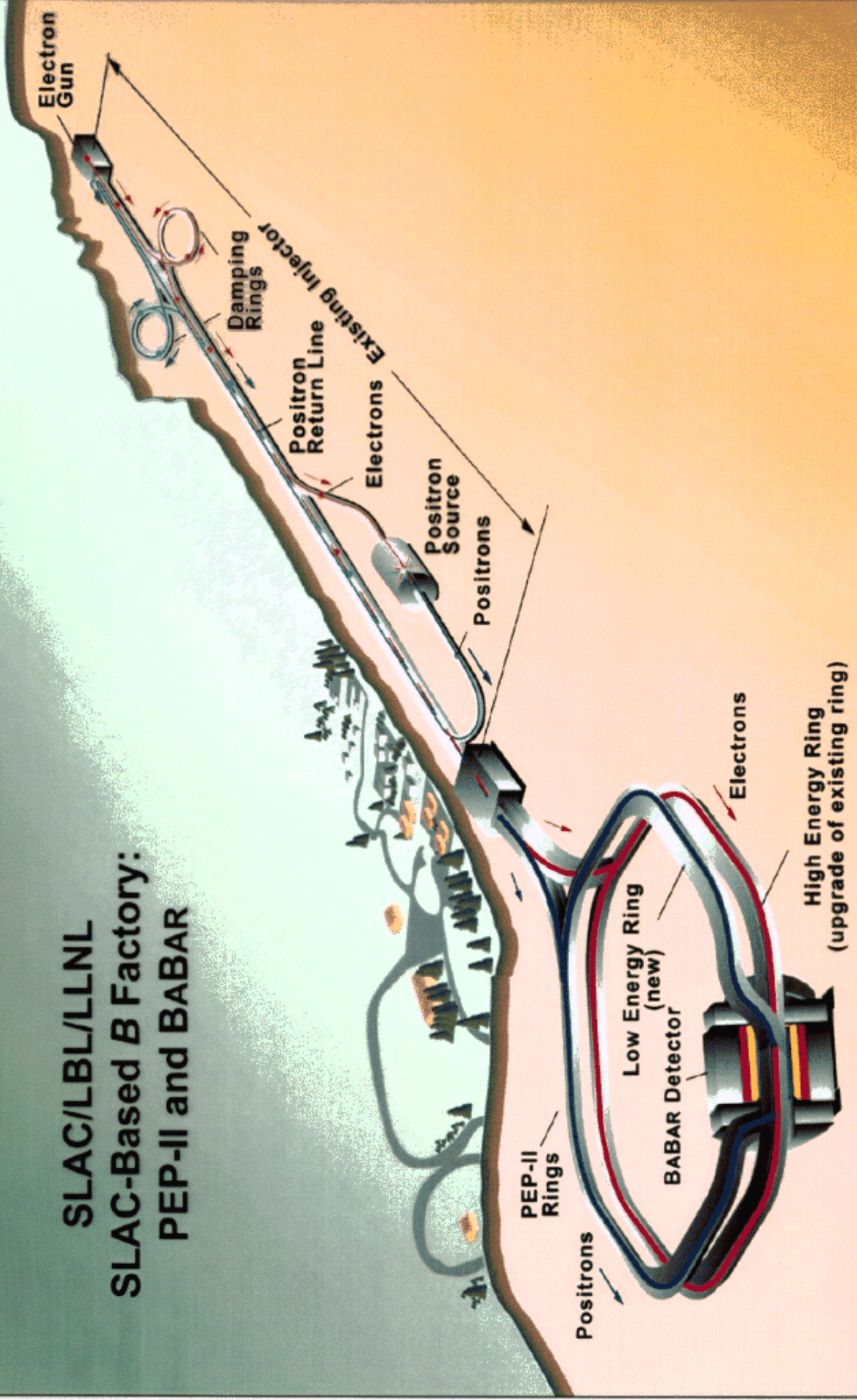


⇒ Untersuchung der CP-Verletzung im B-System

- Bau von "b-Factories" (in U.S.A. & Japan)
- Messung CP-verletzender Zerfälle, z.B.

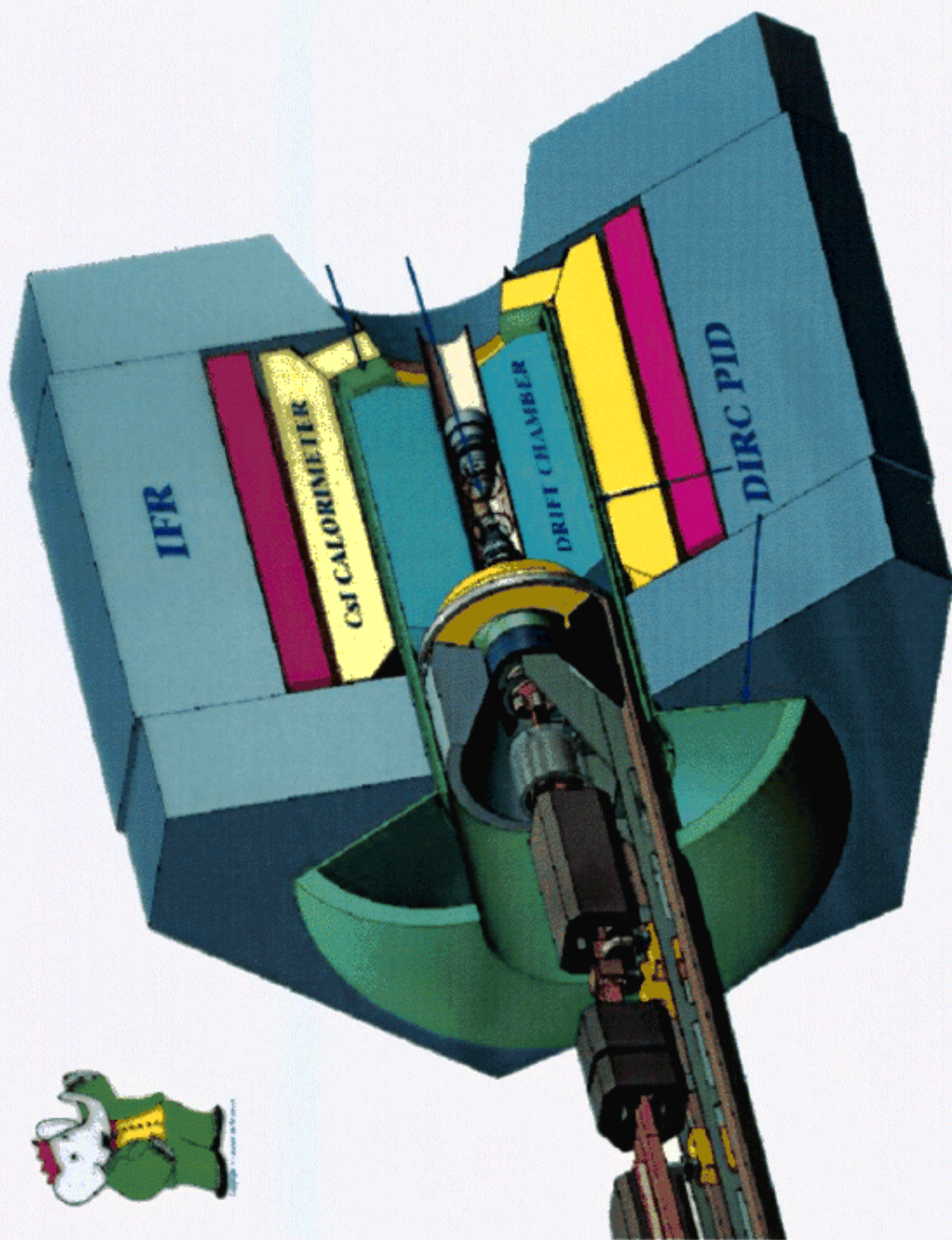


**SLAC/LBL/LLNL
SLAC-Based B Factory:
PEP-II and BABAR**

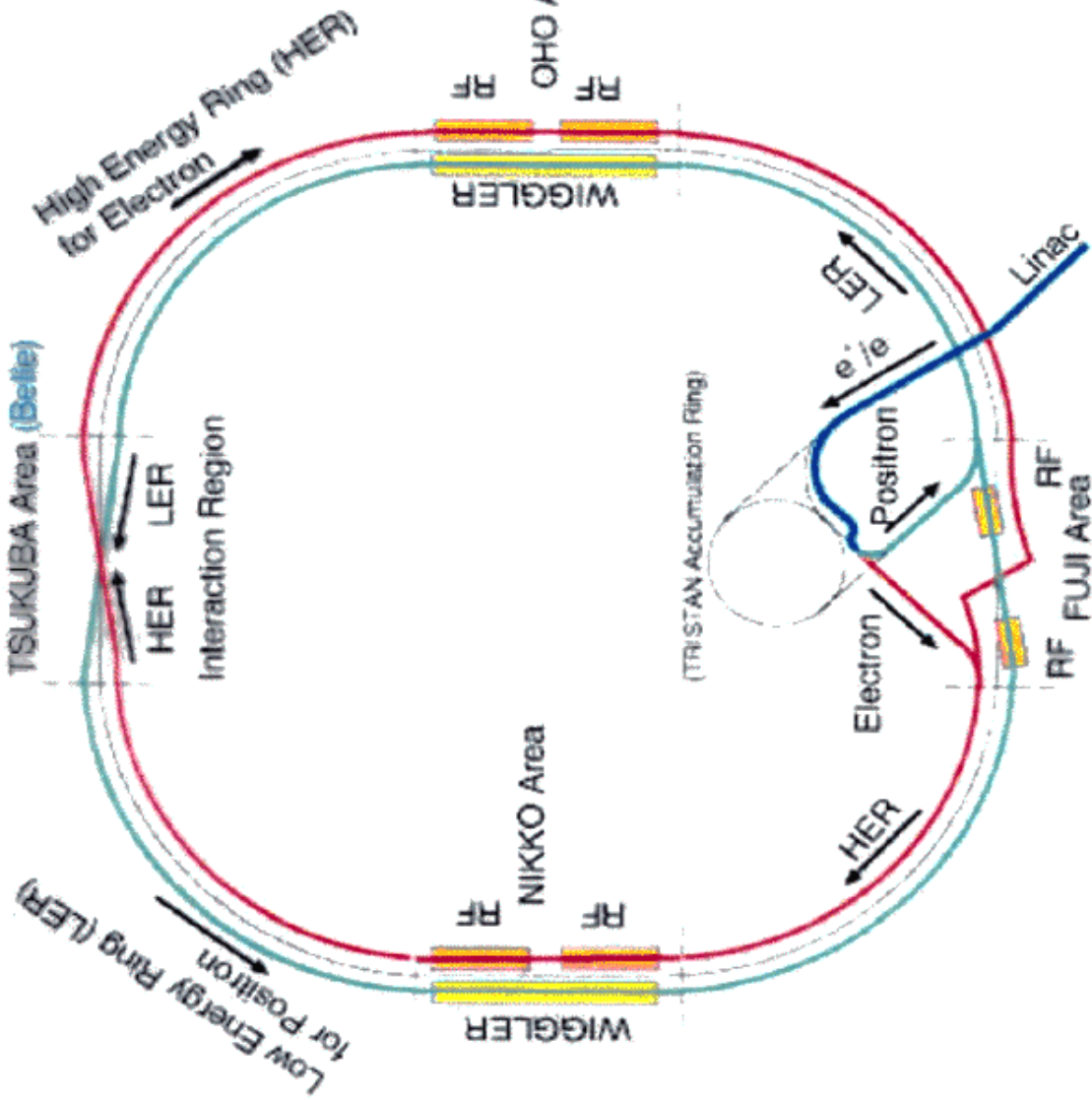


Both Rings Housed in Current PEP Tunnel

Babar ~ Detektor



KEKB



- e^+e^- collider with two separate rings

Asymmetric collision

e^+ (LER) : 3.5 GeV

e^- (HER) : 8.0 GeV

C. M. energy 10,580 GeV at

$\Psi(4S)$

$L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Other accelerator parameters

- 11 mrad crossing angle
- 5120 RF buckets
- 2.6 A (LER) / 1.1 A (HER)
- 3016 m circumference

Commissioning

- Jan. 1999 First collision
- Jun. 1999 Physics run start

Fazit

- CP-Verletzung in K^0 - \bar{K}^0 -Mischung beobachtet.
 $|\epsilon| = 2.28 \cdot 10^{-3}$
- direkte CP-Verletzung im K^0 -Zerfall gemessen.
 $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = 1.9 \cdot 10^{-3} \rightsquigarrow \text{Re}(\epsilon') \approx 10^{-6}$
- noch kein CP-verletzendes Signal im B^0 -System gesehen.
- CP-Verletzung könnte Baryon-Antibaryon-
Asymmetrie des Weltalls erklären, jedoch
CP-Verletzung bei Baryonen bisher noch
nicht beobachtet (insbesondere im Baryon=
zerfall).