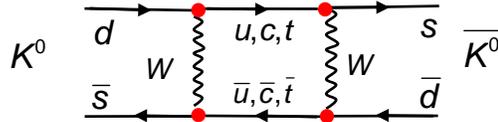


**b) Schwache Eigenzustände neutraler Kaonen**

$K^0$  und  $\bar{K}^0$  sind keine Eigenzustände der schwachen WW.  
 Aufgrund schwacher WW mischen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  miteinander:



d.h. schwache WW wandelt ein  $K^0$  in ein  $\bar{K}^0$  um

Diese Mischungsgraphen existieren in gleicher Weise für das  $B^0(\bar{b}d) - \bar{B}^0(b\bar{d})$  und das  $D^0(c\bar{u}) - \bar{D}^0(\bar{c}u)$  System.

→ Eigenzustände der schwachen WW = Linearkombination aus  $K^0$  und  $\bar{K}^0$

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle \\ |K_2\rangle &= p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle \end{aligned} \quad p^2 + q^2 = 1$$

Experimentell beobachtet man ein "kurzlebige  $K^0$ " =  $K_S$  das in 2 Pionen zerfällt und ein „langlebige  $K^0$ " =  $K_L$ , das in 3 Pionen zerfällt.

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 && \text{mit } CP(\pi\pi) = +1 \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0 && \text{mit } CP(\pi\pi\pi) = -1 \end{aligned}$$

Vernachlässigt man mögliche CP Verletzung so kann man die folgenden CP-Zustände als Eigenzustände der schwachen WW wählen:

$$\left. \begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \sim K_S \quad CP = +1 \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \sim K_L \quad CP = -1 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{wegen} \\ CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \end{array}$$

Die Lebensdauer  $\tau(K_S^0) \approx 0.089 \cdot 10^{-10} \text{s}$  und damit auch die Breiten  $\tau(K_L^0) \approx 51.8 \cdot 10^{-8} \text{s}$

der schw. Eigenzustände sind unterschiedlich. Aufgrund unterschiedlicher Kopplungen können sich auch die Massen unterscheiden:  $(m_1, \Gamma_1) \neq (m_2, \Gamma_2)$

### c) $K^0 \bar{K}^0$ Oszillation

Aufgrund der unterschiedlichen Massen und Zerfallsbreiten entwickeln sich die Zustände  $K_1$  und  $K_2$  unterschiedlich in der Zeit

$$|K_i, t\rangle = e^{-imt} e^{-(\Gamma_i/2)t} |K_i, t=0\rangle$$

Das bedeutet aber, dass sich ein anfänglich ( $t=0$ ) reiner  $K^0$  Strahl mit der Zeit in der Zusammensetzung ändert:

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1\rangle + |K_2\rangle)$$

$$|\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1\rangle - |K_2\rangle)$$

Für die Wahrscheinlichkeit nach der Zeit  $t$   $\bar{K}^0$  Teilchen zu finden ist:

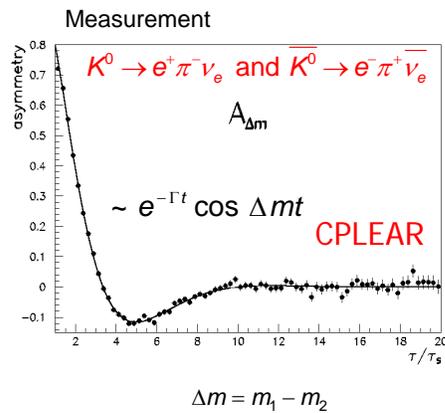
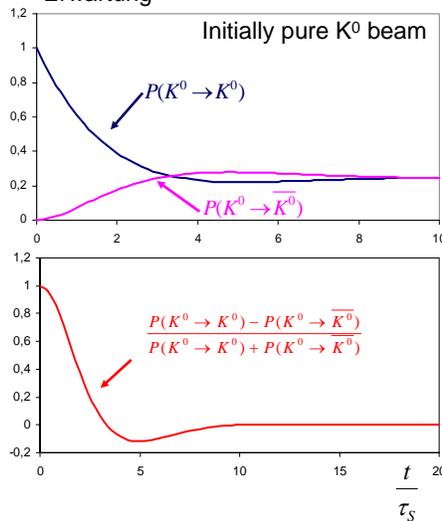
$$P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) = \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos \Delta m t] \quad \Delta m = m_1 - m_2$$

$$\text{bzw } K^0 \quad P(K^0 \rightarrow K^0) = \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t/2} \cos \Delta m t]$$

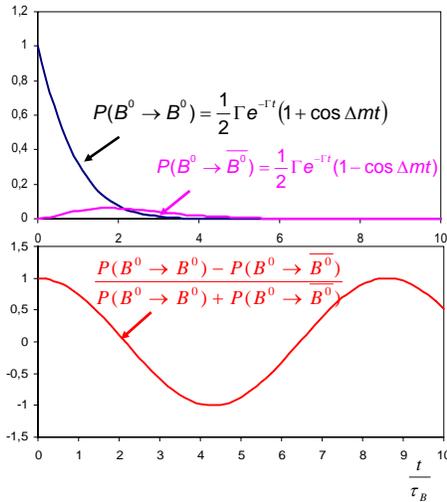
d.h. nach Zeit  $t$  haben sich ein Teil nicht zerfallenen  $K^0$  in  $\bar{K}^0$  umgewandelt:  
Man spricht von  $K^0 \bar{K}^0$  Oszillation.

### Messung der $K^0 \bar{K}^0$ Mischung/Oszillation

Erwartung

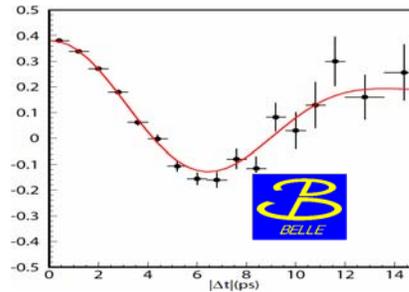


Flavor Oszillationen wurden auch im Falle des  $B^0$  Mesons beobachtet:



$$A = \frac{\text{unmixed} - \text{mixed}}{\text{unmixed} + \text{mixed}}$$

$$\Delta m_d = 0.511 \pm 0.005 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}$$



Für das  $D^0$  ist es bisher experimentell nicht gelungen Oszillationen nachzuweisen.

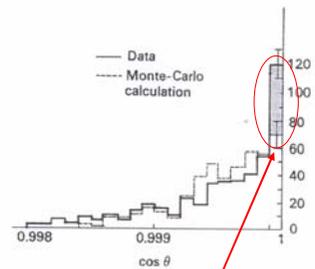
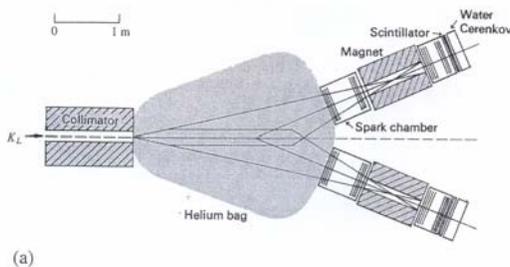
#### d) CP Verletzung im Kaon System

$$K_S \Leftrightarrow |K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \right) \quad CP = +1 \quad K_S \rightarrow \pi\pi \quad CP(\pi\pi) = +1$$

$$K_L \Leftrightarrow |K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \right) \quad CP = -1 \quad K_L \rightarrow \pi\pi\pi \quad CP(\pi\pi\pi) = -1$$

Wenn CP erhalten ist sollte  $K_L$  immer in 3 und nie in 2 Pionen zerfallen!

Christenson et al., 1964



50 Ereignisse  
 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad BR \sim 10^{-3}$   
 $CP = +1$

Die im Kaonzerfall beobachtete CP Verletzung wird als "indirekte" CP Verletzung oder auch als CP Verletzung in der Mischung bezeichnet:  $K_L$  und  $K_S$  sind keine reinen CP Eigenzustände sondern Mischungen:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \left( |K_1^0\rangle - \varepsilon |K_2^0\rangle \right)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \left( |K_2^0\rangle + \varepsilon |K_1^0\rangle \right)$$

CPLEAR 2001:

$$4\text{Re}(\varepsilon_m) = (6.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$$

Bis zum Jahr 2000 blieb das  $K^0$  das einzige Teilchensystem in dem CP Verletzung beobachtet wurde.

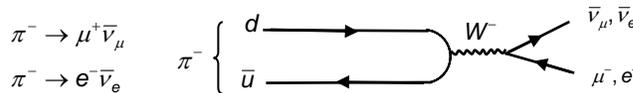
Seit dem wurde an den B Fabriken CP Verletzung in einer Vielzahl von B Zerfällen beobachtet.

## 2.6 Pion-Zerfall

*In der Vorlesung nicht behandelt.*

*Literatur: Povh, Teilchen und Kerne;*

*Perkins, Introduction to HEP*



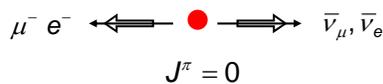
Aufgrund des Phasenraumfaktors würde man bei gleichem Matrixelement für das Verhältnis der Verzweungsverhältnisse erwarten:

$$\frac{BR(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{BR(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \approx 2$$

Experimentell findet man:

$$\frac{BR(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{BR(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = (1.230 \pm 0.004) \cdot 10^{-4}$$

→ Unterdrückung aufgrund des Matrixelementes:  
 Verständlich als Resultat der V-A Kopplung (Kopplung an LH Teilchen)



Drehimpulserhaltung und das RH Anti-Neutrino zwingen Lepton in falschen Helizitätszustand: unterdrückt mit  $(1-\beta) \sim (1-v/c)$ , d.h. im Limit masseloser Leptonen ist Zerfall vollständig unterdrückt.

Man findet für die Zerfallsbreiten:

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \frac{G_F^2}{8\pi} \cdot f_\pi^2 \cdot m_\pi m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)$$

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2}{8\pi} \cdot f_\pi^2 \cdot m_\pi m_e^2 \left(1 - \frac{m_e^2}{m_\pi^2}\right)$$

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right) = 1.275 \cdot 10^{-4}$$

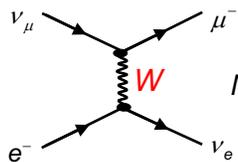
Pion-Formfaktor:  
Berücksichtigt dass nicht freie Quarks sondern im Pion gebundene Quarks wechselwirken.

➔ Bestätigung der V-A Theorie: Geladener Strom koppelt nur an LH Teilchen (RH Antiteilchen)

## 2.7 Neutrino Streuung

a) Wirkungsquerschnitt für  $\nu_\mu e^-$  Streuung  $\nu_\mu \longrightarrow e^-$

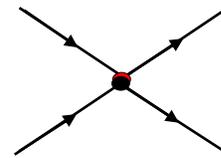
$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$



$$M_{fi} \sim \frac{g_w^2}{q^2 - M_W^2}$$

Fermi's 4-Pkt WW

➔  $q^2 \rightarrow 0$  Limit



$$M_{fi} \sim G_F$$

In Fermi Theorie ( $q^2 \rightarrow 0$  Limit) findet man für den WQ:

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi} s$$

Die s -Abh. ergibt sich bereits alleine aus Dimensionsgründen

$$[G_F] = \text{GeV}^{-2}$$

Im Laborsystem ruht das  $e^-$  und mit der Neutrinoenergie  $E_\nu$

$$[\sigma] = \text{GeV}^{-2}$$

ergibt sich für s:  $s = 2m_e E_\nu$

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi} s = \frac{G_F^2}{\pi} 2m_e E_\nu = 1.7 \cdot 10^{-41} \text{cm}^2 \cdot E_\nu [\text{GeV}]$$

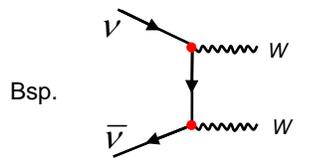
Bemerkung:

Fermi's 4/Pkt WW sagt  $\sigma \sim s$  voraus, d.h. WQ steigt mit s beliebig an und verletzt irgendwann die Unitarität (WW Wahrscheinlichkeit wird größer als 1).

Lösung des Problems war die Einführung eines massiven Austauschteilchens durch Lee und Wu (1965). Berücksichtigt man den Propagator:

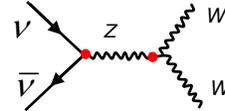
$$\sigma \sim \frac{G_F^2}{\pi} \cdot M_W^4 \cdot \left( \frac{1}{q^2 - M_W^2} \right)^2 \rightarrow \frac{G_F^2}{\pi} \cdot \frac{M_W^4}{s} \quad \text{o.k.}$$

Allerdings bleiben andere Probleme der V-A Theorie zurück: Boson-Produktion



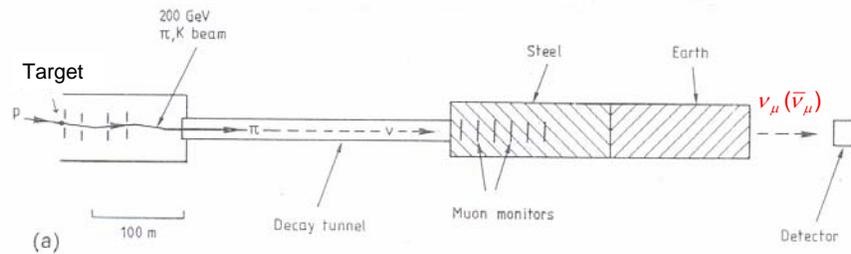
Prozess verletzt ebenfalls Unitarität

Berücksichtigt man den im Standardmodell vorhandenen Prozess:



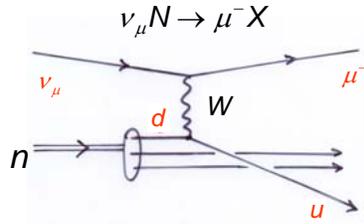
Bleibt WQ für Paarproduktion innerhalb des Unitaritätslimit

**b) Erzeugung von Neutrinostrahlen**



1.  $\sim 400$  GeV Protonstrahl (CERN SPS) auf Be-Target:  $p + N \rightarrow \pi^\pm, K^\pm + XY$
2. Impuls und Ladungssektion der entstandenen geladenen Hadronen
3. Zerfall der selektierten  $\pi$ 's and  $K$ 's in Tunnel:  $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$
4. Nicht zerfallene Hadronen und und Zerfallsmyonen werden absorbiert ( $\sim 400$  m Eisen, Beton, Erde): Nur noch Neutrinos nach Absorber

c) Neutrino-Quark (Nukleon) Streuung



Neutrinostrahlen wurden auch benutzt die Proton/Neutron Strukturfunktionen  $F_2^{pN}$  bzw.  $F_3^{pN}$  zu bestimmen (s.a. Kap V).

CC Neutrino-Ereignis in Blasenkammer: BEBC (CERN)

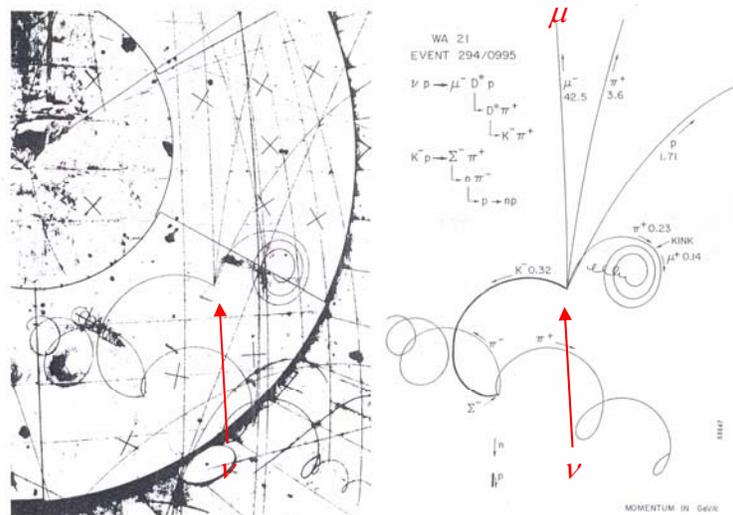


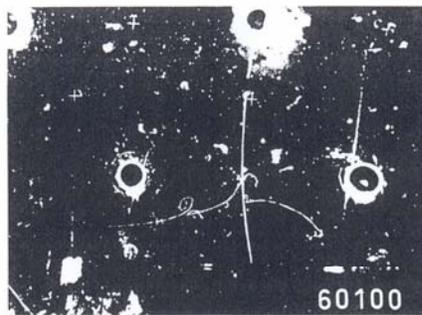
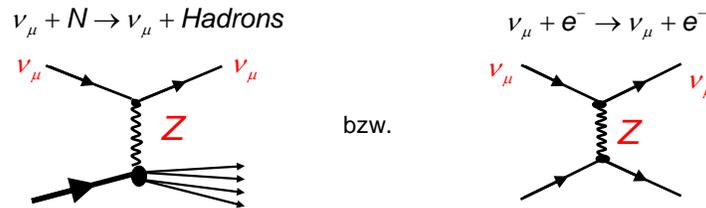
Figure 2.15 Example of charmed-particle production and decay in the hydrogen bubble chamber BEBC exposed to a neutrino beam at the CERN SPS. (Courtesy CERN.)

### 3. Neutraler Strom

#### 3.1 Entdeckung des neutralen Stromes (1973)

1973 wurden mit dem CERN Neutrino-Blasenkammer-Experiment "Gargamelle"  $\nu_\mu$  Neutrino-Ereignisse ohne ein Myon im Endzustand beobachtet.

Diese Ereignisse werden als schwache WW mit Z/Austausch (neutraler Strom) interpretiert:



a)  
 Neutraler Strom  
 = "schwaches Licht"  
 b)

Die neutralen  $\nu N$  Ereignisse finden mit erheblicher Rate statt:

$$R_\nu = \frac{\sigma_{NC}(\nu N \rightarrow \nu X)}{\sigma_{CC}(\nu N \rightarrow \mu X)} = 0.307 \pm 0.008$$

d.h. etwa 1/3 der  $\nu N$  Wechselwirkungen geschieht aufgrund des Z-Austauschs

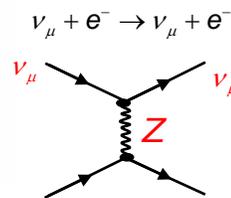
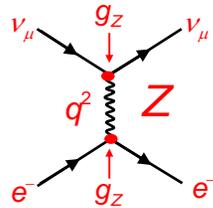


Abb. 9. Dieses erste Ereignis mit einem neutralen schwachen Strom wurde in Aachen entdeckt. Ein Neutrino dringt von links in die Blasenkammer ein (auf dem Bild nicht sichtbar) und wird elastisch an einem Elektron gestreut. Das Elektron ist als rechte Spirkaskade (Bremsstrahlung) zu erkennen. Dieses Bild ist in die Geschichte des CERN eingegangen

One out of three  $\nu e \rightarrow \nu e$  events

### 3.2 Fermion-Kopplung an Z-Boson



$$M_{fi} \sim \frac{g_Z^2}{q^2 - M_Z^2} \rightarrow \frac{g_Z^2}{M_Z^2} \quad q^2 \rightarrow \infty \text{ Limit}$$

Analog zum geladenen Strom definiert man  $G_{NC}$  für  $q^2 \rightarrow 0$  limit:

$$\frac{G_{NC}}{\sqrt{2}} = \frac{g_Z^2}{8M_Z^2} = \frac{g_W^2}{8M_W^2} \cdot \underbrace{\frac{g_Z^2 M_W^2}{g_W^2 M_Z^2}}_{=1 \text{ im SM}} = \frac{g_W^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

Man findet weiter, dass der "neutrale Strom" sowohl an LH als auch an RH Fermionstromanteil koppelt: Kopplungsstärke  $g_Z g_L$  bzw.  $g_Z g_R$ .

Zur Berechnung von  $g_L$  und  $g_R$ : siehe nächster Abschnitt,

## 4. Standardmodell der elektroschwachen WW

### 4.1 Ausgangspunkt

#### a) Fermionmultipletts

	I	II	III	T	T <sub>3</sub>	Q	Y	
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	-1	LH Dubletts
	$e^-_R$	$\mu^-_R$	$\tau^-_R$	0	0	-1	-2	RH Singletts
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	LH Dubletts
	$u_R$ $d_R$	$c_R$ $s_R$	$t_R$ $b_R$	0 0	0 0	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	$\frac{4}{3}$ $-\frac{2}{3}$	RH Singletts

## b) Wechselwirkungen

1. Geladener schwacher Strom bewirkt Übergänge innerhalb eines schwachen LH Isospin-Dubletts: vermittelt durch  $W^\pm$  mit  $T = 1$   $T_3 = \pm 1$
2. Neutraler schwacher Strom vermittelt durch Z-Bosonen koppelt an LH und RH Fermionen mit unterschiedlicher Stärke.
3. Neutraler e.m. Strom vermittelt durch Photonen koppelt an LH und RH Fermionen mit gleicher Stärke.

Frage:  $W^\pm$  sind zwei Felder eines Isospin  $T=1$  Triplets. Was ist mit  $W^3$  Feld ?  
Kann man  $W^3$  mit Z-Boson identifizieren ?

Nein.  $W^3$  mit  $T=1, T_3=0$  entspricht nicht dem Z Boson sondern einem unphysikalischem Feld, das ebenfalls nur an Teilchen der LH Isospindubletts koppelt.

Frage: Was ist mit Photon das ebenfalls an LH und RH Felder koppelt ?