KAPITEL 9 : Schwache Wechselwirkung

9.1 Klassifizierung der schwachen WW
9.2 Entdeckung des Neutrinos
9.3 Leptonzahlerhaltung
9.4 Geladener schwacher Strom (CC)
9.5 Neutraler schwacher Strom (NC)
9.6 Entdeckung der $W^{\pm}$ und Z Bosonen
9.7 W und Z Bosonen am LEP
9.8 Universalität der schwachen Ladung
9.9 Schwacher Zerfall von Quarks: CKM Matrix
9.10 Paritätsverletzung
9.11 Zerfall des neutralen K–Mesons
9.12 CP Verletzung im K–System

Schwache Wechselwirkung

Entdeckung der schwachen WW und erste theoretische Formulierung : Kern β –Zerfall

Streuexperimente: Neutrino einziges Teilchen, das nur schwacher WW unterliegt:
jedoch sehr kleiner Wirkungsquerschnitt

Meiste Information über schwache WW: Teilchenzerfälle

Historisch:

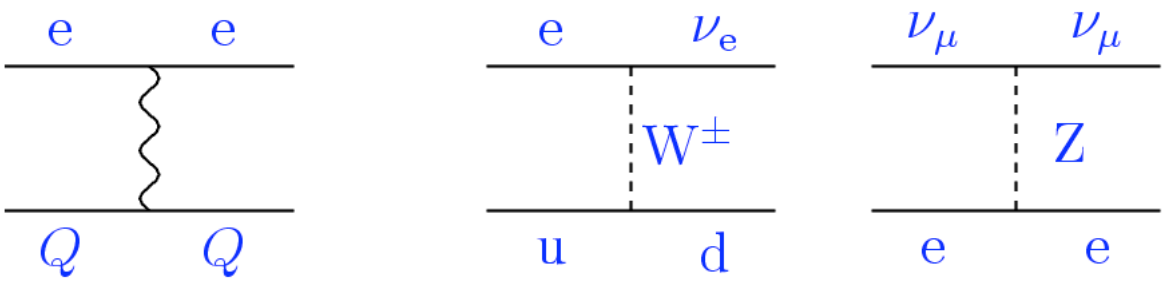
- Pauli und das Neutrino: 1931
  $\longrightarrow$ Fermi baute Theorie Analog zur elm WW auf
- Paritätsverletzung in der schwachen WW: C.S.Wu: 1957
- Unterschiedliche ν –Familien: Ledermann, Schwartz, Steinberger: 1962 (NP:1988)
- CP–Verletzung im K^0–System: Cronin, Fitch: 1964 (NP:1980)
- Entdeckung neutraler Ströme (CERN): 1973
- Entdeckung der $\mathrm{W}^{\pm}$, Z Bosonen (CERN): C.Rubbia: 1983 (NP:1984)

LEP: Beginn 1989: $\sim 2{\cdot}10^7$ Z–Zerfälle studiert ($\sqrt{s} \sim 90$ GeV)
1996: $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \longrightarrow \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ ($\sqrt{s} > 160$ GeV)
1997: $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \longrightarrow \mathrm{Z}\,\mathrm{Z}$ ($\sqrt{s} > 180$ GeV)
November 2000: Ende des LEP Programms
($\sqrt{s}$ = 209 GeV)

9.1 Klassifizierung der schwachen WW

- Schwache WW zwischen Quarks und Leptonen via Austausch von $W^{\pm}$ und Z Bosonen

Vergleich: elektrom. WW und schwache WW



Fluss der erhaltenen elektrischen Ladung

Fluss der erhaltenen schwachen Ladung

- $W^{\pm}$ Austausch: Änderung der elektr. Ladung
  charged current (CC)

  Z Austausch: keine Änderung der elektr. Ladung
  neutral current (NC)

- i.A. Auswirkung der viel stärkeren starken und elm. WW überdeckt schwache WW

Beobachtbar: wenn andere Wechselwirkung durch Erhaltungssätze verboten

wenn Teilchen keine starke oder elektromagnetische Ladung trägt

$\longrightarrow$ Neutrino: spürt nur schwache WW

9.2 Entdeckung des Neutrinos

1896: H. Becquerel: Entdeckung der Radioaktvität
Studium von radioaktiven Zerfällen: α, β, γ – "Strahlen"
Energieerhaltung bei α und γ – Strahlung

Jedoch: $E_\beta \leq E_{\max}$: Kontinuierliches β Spektrum
Energie nicht erhalten

1931: W. Pauli: bei β–Zerfall von Kernen muss neues Teilchen ("Neutron" genannt) gemeinsam mit e^+ oder e^- emittiert werden

Vorhersagen über dieses Teilchen:

- keine Ladung
- durchdringt die Materie ausgezeichnet
- $m \sim 0$, da E_β nahe an $E_{\max}$ gemessen
- Energie des Teilchens: $E_{\max} - E_\beta$
  $\longrightarrow$ Energieerhaltung wieder hergestellt

$\Longrightarrow$ Pauli "erfand" neues Teilchen

1933: Chadwick entdeckte Neutron : das war nicht Pauli's Teilchen !! $m_{\mathrm{p}} \sim m_{\mathrm{n}} \sim 940\,\mathrm{MeV}/c^2$

E. Fermi: führte Idee von Pauli weiter $\longrightarrow$ Theorie des β–Zerfalls
Neutrino ("Das kleine Neutrale")
Keine Garantie für die Existenz dieses Teilchens !

1956: C. Cowan, F. Reines et al: ν das erste Mal nachgewiesen

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins–Tagung zu Tübingen.

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Gloriastr.

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst anzuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich angesichts der "falschen" Statistik der N- und Li^6 Kerne, sowie des kontinuierlichen β–Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, um den "Wechselsatz " der Statistik und den Energiesatz zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren, welche den Spin 1/2 haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und sich von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen müsste von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und jedenfalls nicht grösser als 0,01 Protonenmasse. – Das kontinuierliche β–Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, da beim β–Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert wird, derart, da die Summe der Energien von Neutron und Elektron konstant ist.

Nun handelt es sich weiter darum, welche Kräfte auf die Neutronen wirken. Das wahrscheinlichste Modell für das Neutron scheint mir aus wellenmechanischen Gründen (näheres weiss der Überbringer dieser Zeilen) dieses zu sein, dass das ruhende Neutron ein magnetischer Dipol von einem gewissen Moment μ ist. Die Experimente verlangen wohl, da die ionisierende Wirkung eines solchen Neutrons nicht grösser sein kann als die eines γ– Strahls, und dann darf μ wohl nicht grösser sein als $e \cdot 10^{-13}$ cm.

Ich traue mich vorläufig aber nicht, etwas über diese Idee zu publizieren, und wende mich erst vertrauensvoll an Euch, liebe Radioaktive, mit der Frage, wie es um den experimentellen Nachweis eines solchen Neutrons stände, wenn dieses ein ebensolches oder etwa 10mal grösseres Durchdringungsvermögen besitzen würde wie ein γ–Strahl.

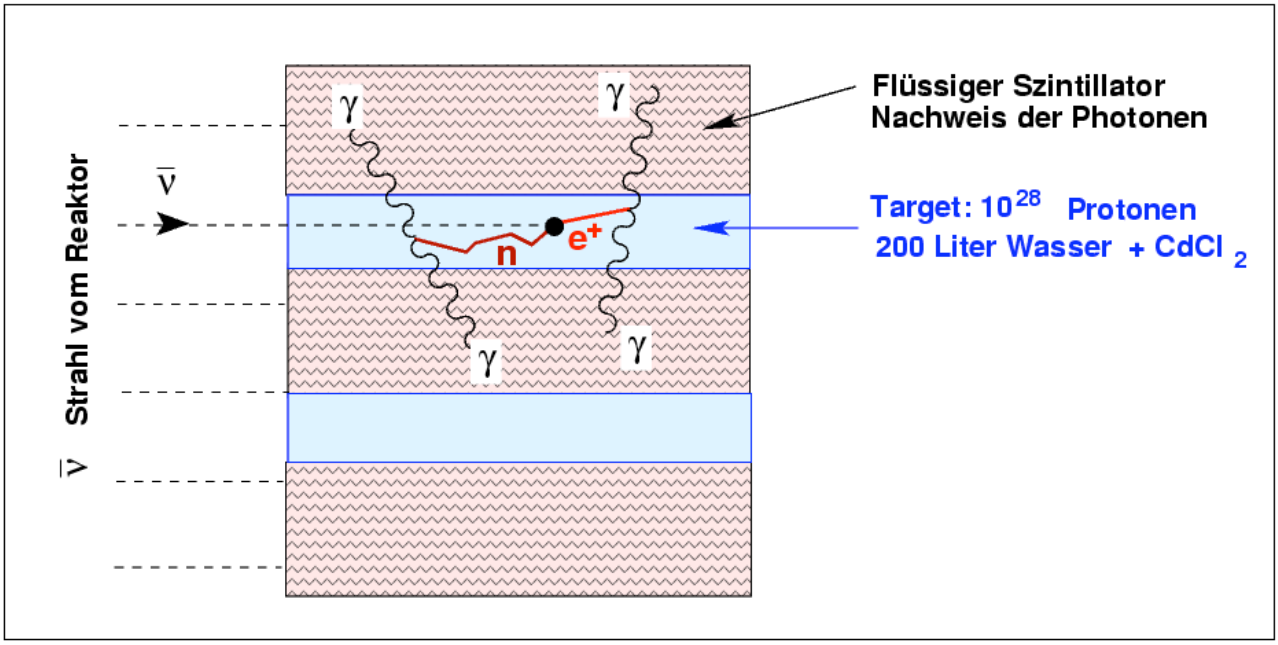
Ich gebe zu, dass mein Ausweg vielleicht von vornherein wenig wahrscheinlich erscheinen mag, weil man die Neutronen, wenn sie existieren, wohl längst gesehen hätte. Aber nur wer wagt, gewinnt, und der Ernst der Situation beim kontinuierlichen β–Spektrum wird durch einen Ausspruch meines verehrten Vorgängers im Amte, Herrn Debye, beleuchtet, der mir kürzlich in Brüssel gesagt hat: "O, daran soll man am besten gar nicht denken, sowie an die neuen Steuern." Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich diskutieren. – Also, liebe Radioaktive, prüfet, und richtet. – Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dez. in Zürich stattfindenden Balles hier unabkömmlich bin.
Mit vielen Grüssen an Euch, sowie auch an Herrn Back,
Euer untertänigster Diener

W. Pauli

ν: Experim. Nachweis (Cowan, Reines)

Der inverse β – Zerfall $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ wurde 1956 von Reines und Cowan beobachtet

Experiment (Cowan, Reines et al.): $\bar{\nu}_e$ – Quelle:
Reaktor in South Carolina
Spaltprodukte des Urans: Überschuss an n:
$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
Fluss $\sim 10^{15}\ \bar{\nu}_e / cm^2/s$, $< E_{\bar{\nu}_e} > \sim 1$ MeV



Nachweis des e^+: e^+ annihiliert mit e^-: in $\sim 10^{-9}$s
$\rightarrow$ 2 γ's: E_γ = 511 keV

Nachweis des n: n im Wasser durch mehrfache elastische Stösse an p moderiert
Cd fängt n ein in $\sim 10^{-5}$s:

Cd(n,γ)Cd* $\rightarrow$ γ's: $E_{tot} \sim 8$ MeV

Signatur: 2 Pulse (von γ's) im Abstand einiger μs

Im Sommer 1956 hat W. Pauli (Professor an der ETH Zürich) folgende Ankündigung gemacht:

ANNOUNCEMENT

W. PAULI

Ecole polytechnique fédérale, Zürich

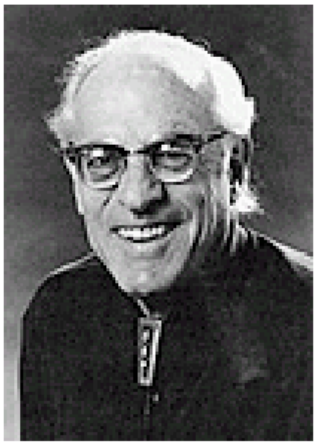
I received on June 15th the following telegram from F. Reines and C. Cowan (Los Alamos):
" We are happy to inform you that we have definitely detected neutrinos from fission fragments by observing inverse beta decay of protons. Observed cross–section agrees well with expected $6{\cdot}10^{-44}$ cm^2."

Not much is known of the details of the experiment but the reaction in question is:

$$\nu + p \rightarrow e^+ + n$$

The detection was made by coincidence of the annihilation radiation of the positron and the capture of the neutron. I make this announcement because otherwise everybody would ask me separately.

W.Pauli: NP 1945 for the discovery of the Exclusion Principle, also called the Pauli Principle



F.Reines: NP 1995 for the detection of the neutrino

9.3 Leptonzahlerhaltung

- Geladene Leptonen: $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $\tau^{\pm}$

  $e^{\pm}$: stabil (Ladungserhaltung)

  $\mu^- \longrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$

  $\tau^- \longrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ bzw. $\tau^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ bzw. Hadr. $+\nu_\tau$

  Neutrale Leptonen: Neutrinos

  ν und $\bar{\nu}$ sind unterschiedliche Teilchen

  1961: $\nu_e \neq \nu_\mu$: Lederman, Schwartz, Steinberger

- Leptonzahlerhaltung:

  $$L_l = N(l) - N(\bar{l}) + N(\nu_l) - N(\bar{\nu}_l) = \text{constant}$$

  Leptonenzahl: $L = L_e + L_\mu + L_\tau$: jede Leptonzahl ist separat erhalten

  Leptonen: $L = +1$, Antileptonen: $L = -1$

- Einordnen in 3 Familien (LEP: $N_\nu = 3$):

  nur Massengrenze:

< 3 eV/c^2	< 0.19 MeV/c^2	< 18.2 MeV/c^2	
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	(direkte Suche)
0.5 MeV/c^2	105.7 MeV/c^2	1777 MeV/c^2	

- Suche nach leptonzahlverletzenden Zerfällen:

$$\frac{\Gamma(\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm}\gamma)}{\Gamma(\mu^{\pm} \longrightarrow \text{alle Kanäle})} < 5 \cdot 10^{-11}$$

$$\frac{\Gamma(\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm}e^{+}e^{-})}{\Gamma(\mu^{\pm} \longrightarrow \text{alle Kanäle})} < 1 \cdot 10^{-12}$$

Identität von ν und $\bar{\nu}$ und LZ–Erhaltung

ν hat keine ladungsartigen Eigenschaften:
$\Longrightarrow$ kann ν und $\bar{\nu}$ nicht durch Vorzeichen unterscheiden

$\Longrightarrow$ **$\nu = \bar{\nu}$ oder $\nu \neq \bar{\nu}$??**

Betrachte: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ und $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$

$L = -1 + 0 = -1 + 0$ $\qquad$ $L = 1 + 0 \neq -1 + 0$

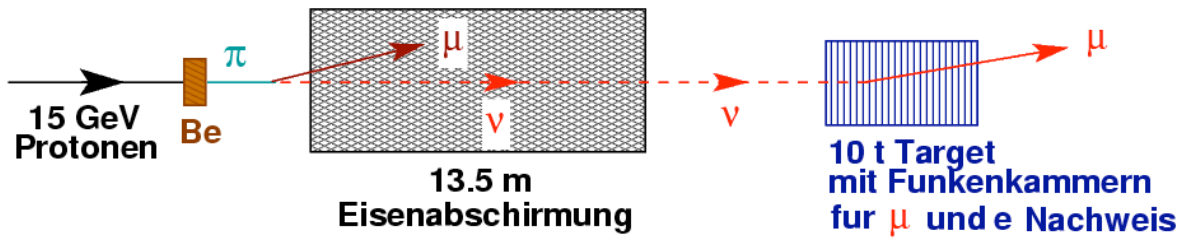
Verschiedenheit von $\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$:

1959: Pontecorvo: sind ν_e und ν_μ dieselben Teilchen ?
hat vorgeschlagen: studiere ν–Reaktionen mit Strahl hochenergetischer ν_μ
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (siehe Kapitel 9.10)

1961: Experiment von Lederman et al:
ν–Strahl vom π–Zerfall erwarte 2 Arten von ν–WW: Erwarte: $N_\mu = N_e$
1) $\nu + N \rightarrow \mu$ + angeregt. Nukleon $\rightarrow N_\mu$
2) $\nu + N \rightarrow e$ + angeregt. Nukleon $\rightarrow N_e$

Messe: $N_\mu \gg N_e$: $\Longrightarrow$ ν hat etwas "μ–artiges": es muss 2 Arten von ν's geben

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$



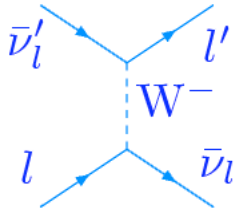
Lederman Schwartz Steinberger

Nobelpreis 1988
for the neutrino beam method and the demonstration of the doublet structure of the leptons through the discovery of the muon neutrino

9.4 Geladener schwacher Strom

Austausch von $W^{\pm}$ Bosonen

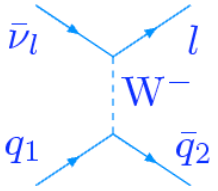
- Leptonische Prozesse: W koppeln an Leptonen



$$l + \bar{\nu}_l \longleftrightarrow l' + \bar{\nu}_l'$$

z.B: τ-Zerfall: $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$

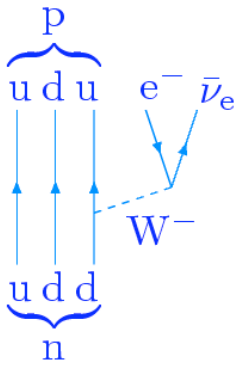
- Semileptonische Prozesse: W koppelt an Leptonen und Quarks



$$q_1 + \bar{q}_2 \longleftrightarrow l + \bar{\nu}_l$$

z.B: $\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ $\quad$ $K^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

$d + \bar{u} \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ $\quad$ $s + \bar{u} \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

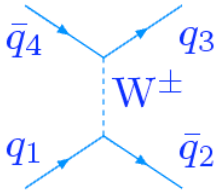


β-Zerfall des n: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$

2 Quarks sind unbeteiligt:
"Zuschauerquarks"
"Spectator Quarks"

- Nichtleptonische Prozesse: W koppelt nur an Quarks

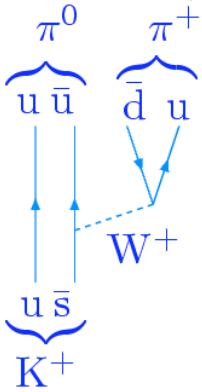


$$q_1 + \bar{q}_2 \longleftrightarrow q_3 + \bar{q}_4$$

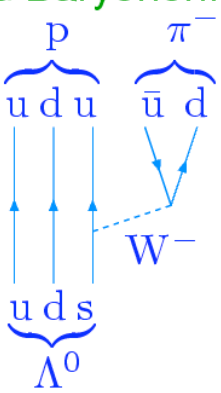
Ladungserhaltung: Quarkkombination mit Gesamtladung $\pm 1e$

z.B.: hadronische Zerfälle von Mesonen und Baryonen:

$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$:



$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$:



Kopplungsstärke des geladenen Stromes

Unterschied zur elm. WW: endliche Masse des Austauschteilchens der schwachen WW

$$M_{fi} \sim g \frac{1}{Q^2c^2 + m_{\mathrm{W}}^2 c^4} g \quad \xrightarrow{Q^2 \to 0} \quad \frac{g^2}{m_{\mathrm{W}}^2 c^4}$$

g . . . schwache Ladung

Da $m_{\mathrm{W}} = 80\,\mathrm{GeV}/c^2$: schwache WW bei kleinem Q^2 viel schwächer als elm WW

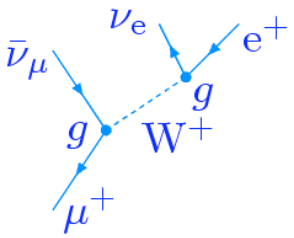
Reichweite der schwachen WW: $\frac{\hbar}{m_{\mathrm{W}} \cdot c} \approx 2.5 \cdot 10^{-18}$ m

Für kleine Viererimpulsüberträge:
WW als Punktwechselwirkung zwischen 4 beteiligten Teilchen beschreiben (Fermi)

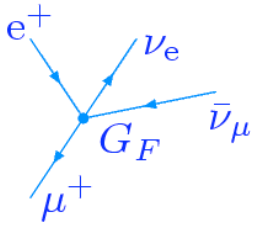
$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha}{2} \frac{g^2}{e^2} \frac{(\hbar c)^3}{m_{\mathrm{W}}^2 c^4}$$

G_F . . . Fermi Konstante (Kopplungsstärke)

Zerfall des Myons: genaueste Bestimmung von G_F



Pkt-WW von 4 Fermionen
$g \longrightarrow G_F$



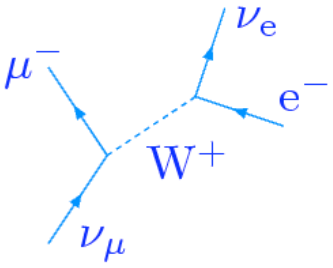
$$\Gamma_\mu = \frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2}{192\pi(\hbar c)^6} (m_\mu c^2)^5 (1 + \varepsilon)$$

Strahlungskorrekt.

aus m_μ und τ_μ Messung:

$$\frac{G_F^2}{(\hbar c)^3} = (1.16639 \pm 0.00001) \cdot 10^{-5} \mathrm{GeV}^{-2}$$

Neutrino - Elektron Streuung



$\nu_\mu\, e^- \longrightarrow \mu^-\, \nu_e$: durch W^+ Austausch

Annahme: kleine Viererimpulse :

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \cdot s$$

im Laborsystem:

$$\sigma_{LAB} = 1.7 \cdot 10^{-41} \text{cm}^2 E_\nu/\text{GeV}$$

Bsp.: 1ν muss $\sim 2.6 \cdot 10^{17}$m Eisen durchlaufen, damit es schwache WW mit e^- erfährt ($\sim$ 28 Lj) für $E_\nu = 1$ MeV

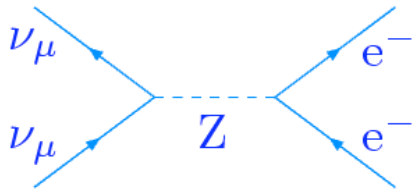
Bemerkung: da $\sigma \sim s$: für $E_\nu \to \infty : \sigma \to \infty$

bei hohem Viererimpulsübertrag: $Q^2 \gg m_W^2 c^2$
Propagatorterm dominiert Energieverhalten des σ, d.h. punktförmige WW keine gute Näherung mehr !!

Energieabhängigkeit des totalen σ:

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \frac{m_W^2 c^4}{s + m_W^2 c^4} s$$

9.5 Neutraler Schwacher Strom



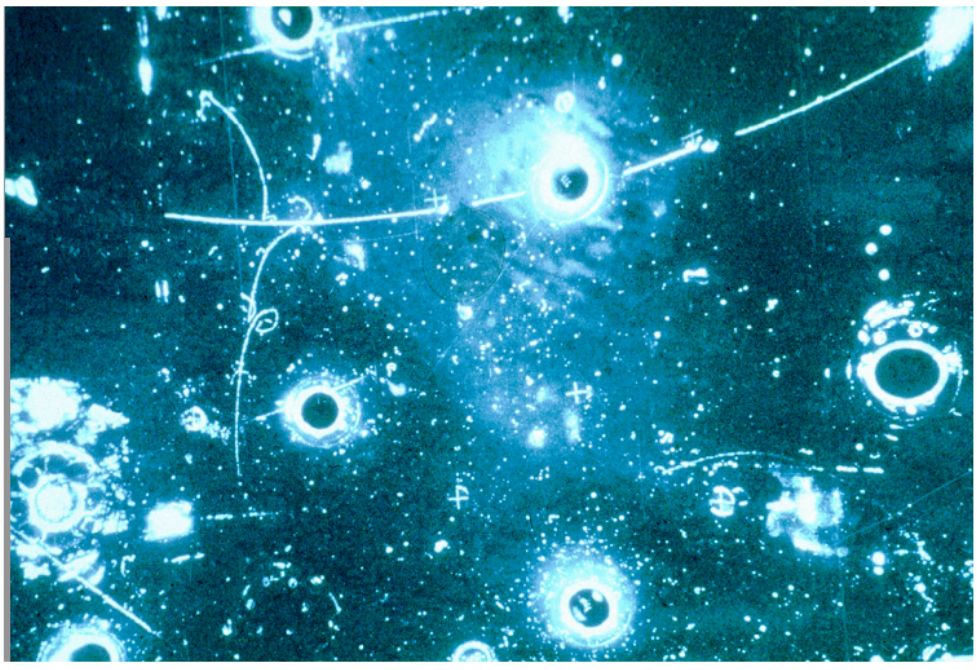
$\nu_\mu\ e^- \longrightarrow \nu_\mu\ e^-$: durch Z Austausch

kein $W^\pm$−Austausch, da Ladungserhaltung gelten muss

1973: neutraler schwacher Strom das erste Mal beobachtet in Reaktion:

$\bar{\nu}_\mu + e^- \longrightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$: Blasenkammer Gargamelle am Cern

e^- durch Bremsstrahlung und Paarbildung entlang Spur identifiziert



3 solche Ereignisse in $1.4\ 10^6$ Bildern gefunden !

$\sim 10^9\ \bar{\nu}_\mu$ durchqueren Kammer bei jedem Beschleunigerimpuls

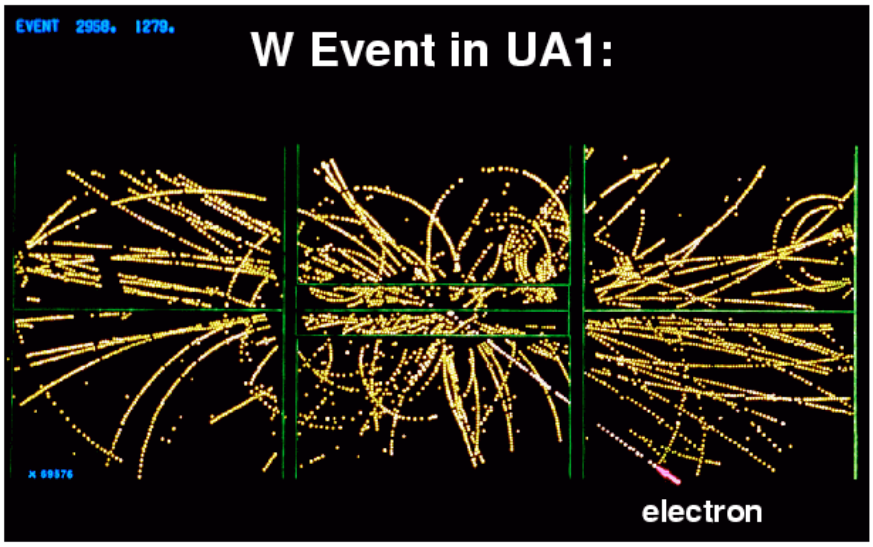
9.6 Entdeckung der W und Z Bosonen

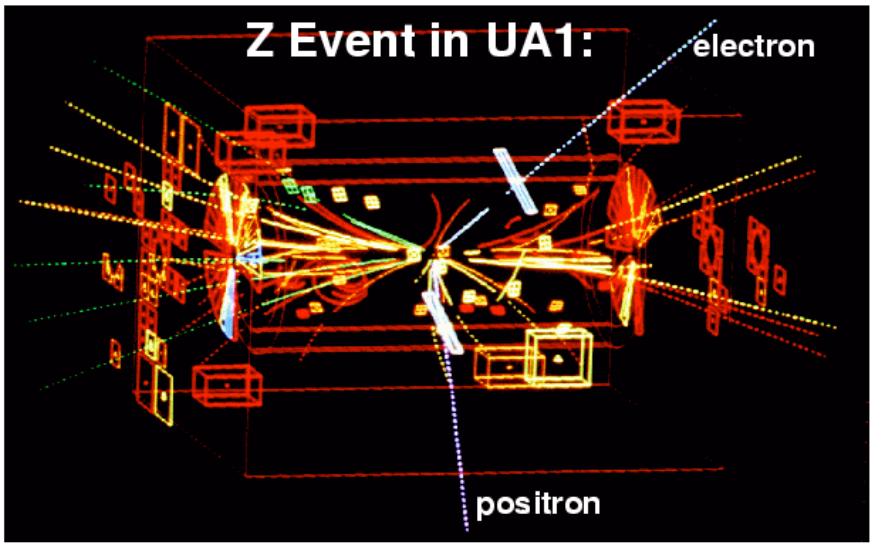
Entdeckung der $\mathrm{W}^{\pm}$ und Z Bosonen in $\mathrm{p\bar{p}}$ Kollisionen
UA1 und UA2 Experiment (1983):

- Quarks im $\mathrm{p}(\bar{\mathrm{p}})$: $< x_v > \sim 0.15 \longrightarrow E_{\mathrm{Strahl}} \geq 270$ GeV
- $\sigma(\mathrm{p\bar{p}} \rightarrow \mathrm{W}^{\pm} \rightarrow \mathrm{e}^{\pm}\nu_{\mathrm{e}}) \sim 1$ nb
- Für 1 $\mathrm{W}^{\pm} \rightarrow \mathrm{e}^{\pm}\nu_{\mathrm{e}}$ Ereignis pro Tag brauche

  Luminosität $L \geq 10^{28}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$

$\longrightarrow$ Erzeugung intensiver $\bar{\mathrm{p}}$ Strahlen schwierig:
Stochastische Kühlung
(siehe Kapitel Beschleuniger)



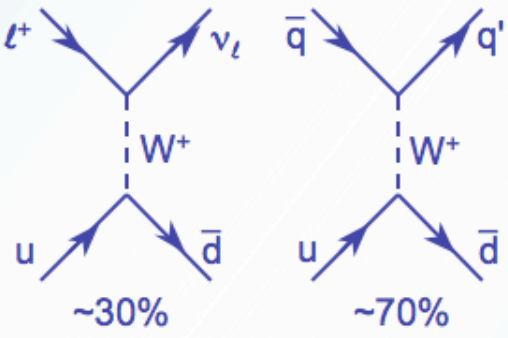


$p\bar{p} \to W^{\pm} \to f\bar{f}'$ und $p\bar{p} \to Z \to f\bar{f}$

Erzeugung und Zerfall via schwacher Wechselwirkung

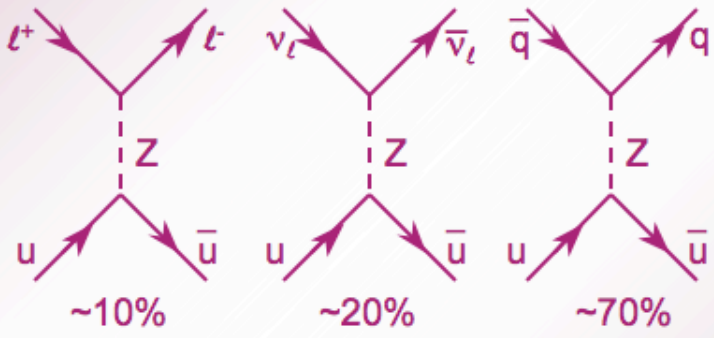
Erzeugung : brauche Strukturfunktion zur Berechnung von σ

W±: Produktion und Zerfall



für Zerfall: q = u,d,s,c
ℓ = e,μ,τ
$\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$

Z: Produktion und Zerfall



uū oder dd̄ für Produktion
für Zerfall: q = u,d,s,c,b
ℓ = e,μ,τ
$\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$

Siehe Particle Physics Booklet

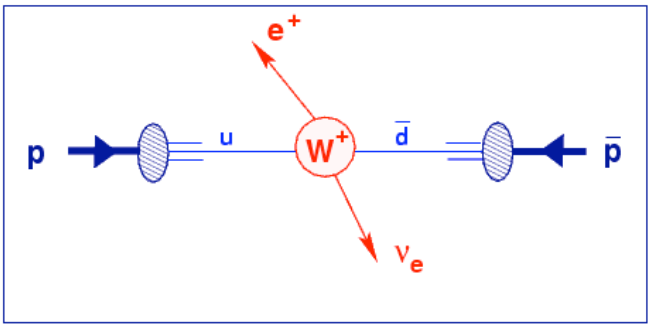
Bemerkung: da $m_t \sim 175\ \mathrm{GeV}/c^2$

$W^+ \not\to t\bar{b}$ $\qquad$ $Z \not\to t\bar{t}$

Entdeckung der W und Z Bosonen im Elektron–Kanal:

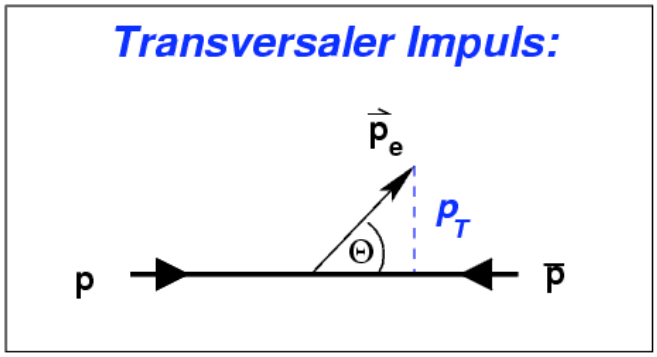
$W^+ \longrightarrow e^+\nu_e$ $\qquad$ $Z \longrightarrow e^+e^-$

$p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\,\nu_e$



$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e) \sim 1$ nb

$\sigma_{tot} \sim 40$ mb = $4 \cdot 10^7$ nb !!



$p_T = p \cdot \sin\Theta$

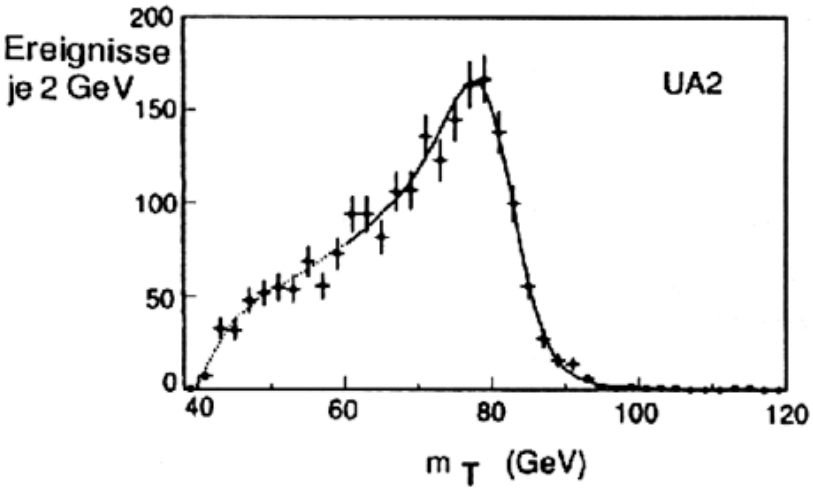
wird $W^{\pm}$ in Ruhe erzeugt:

$p_T^e \sim \frac{m_W \cdot c}{2} \sin\Theta$

$p_T^\nu \equiv p_T^{Miss}$: Fehlender transversaler Impuls p_T^{Miss}

$\vec{p}_T^{Miss} = -\sum_i \vec{p}_i$ $\quad i$ ... alle im Detektor gemessenen Teilchen

$\Longrightarrow$ brauche hermetischen Detektor



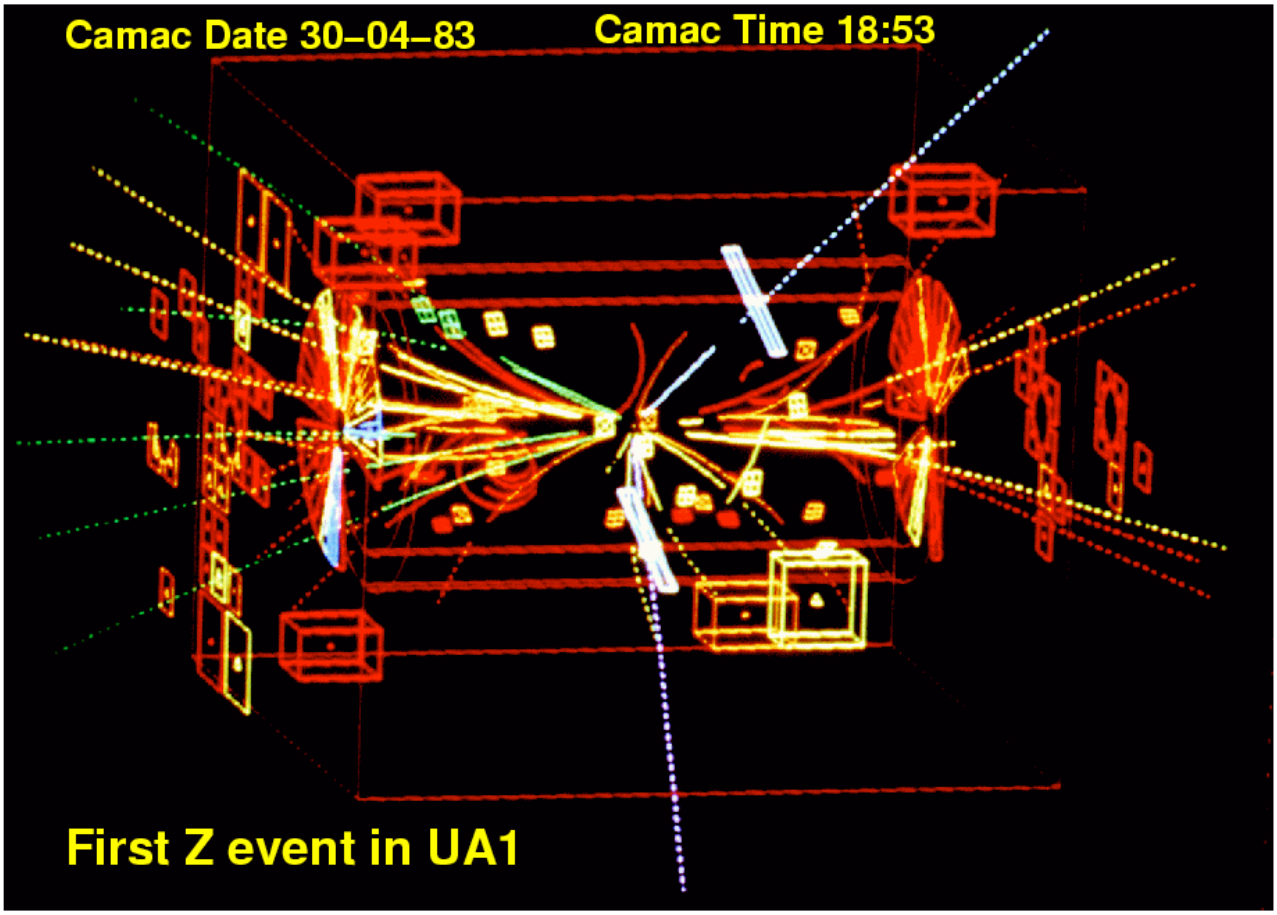
Bestimmung der W Masse:
- aus $p_T(e)$ - Verteilung
- aus m_T - Verteilung

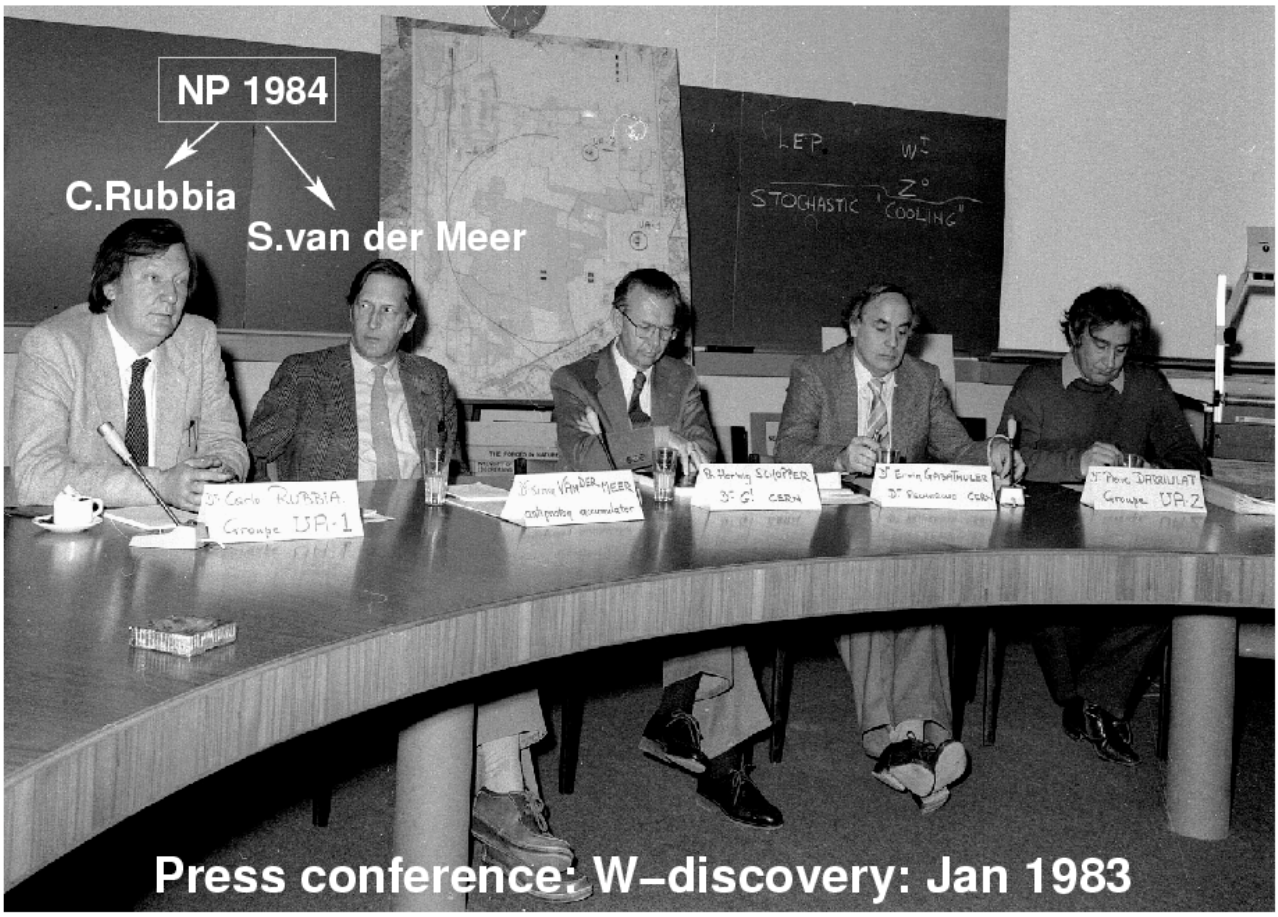
$$m_T^2 = 2 p_T^e p_T^\nu (1 - \cos\phi_{e\nu})$$

Masse und Breite von W:
$m_W = 80.403 \pm 0.029$ GeV/c^2
$\Gamma_W = 2.141 \pm 0.041$ GeV

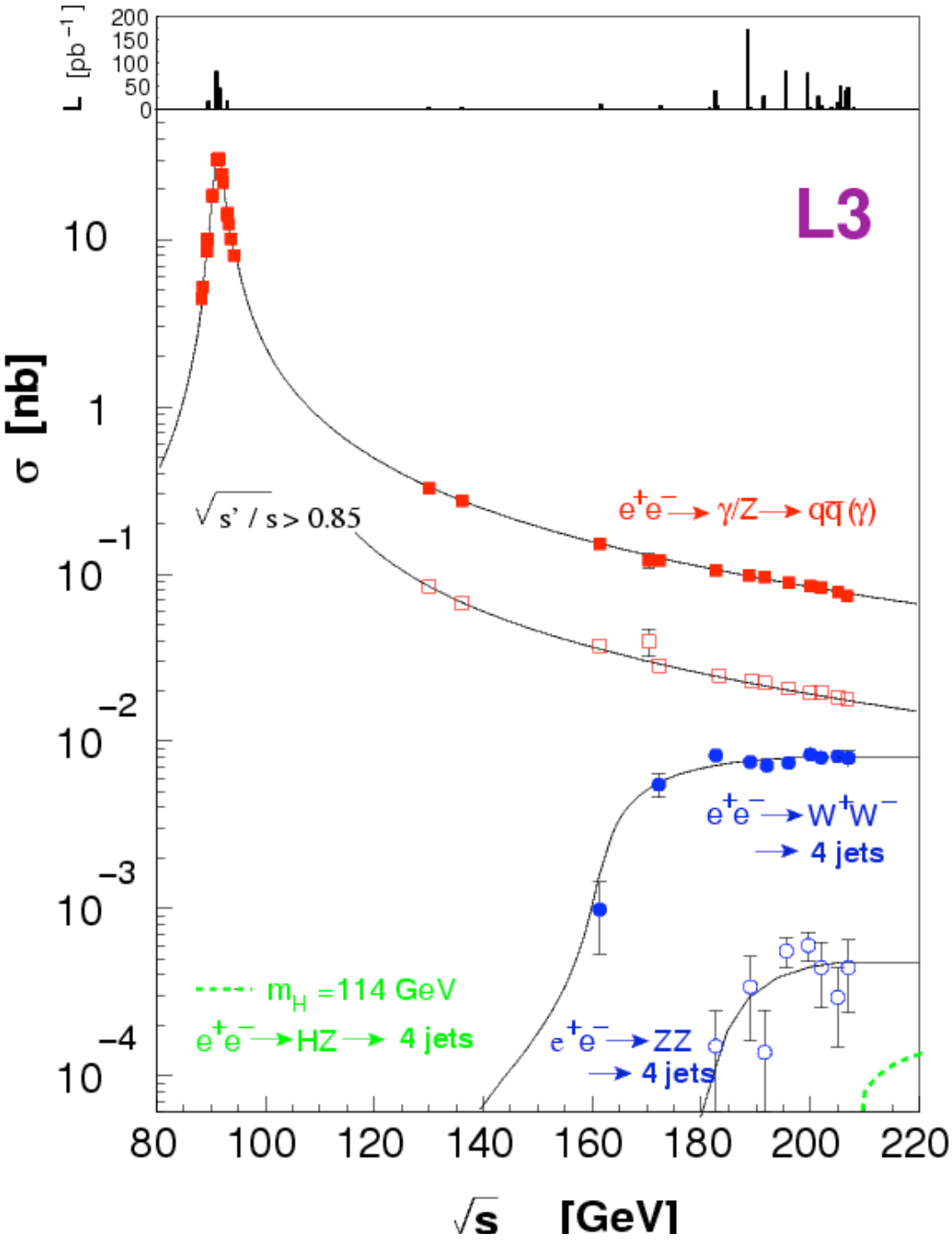
Siehe Particle Physics Booklet

Erstes Z Ereignis in UA1





9.7 W und Z Produktion am LEP



LEP:

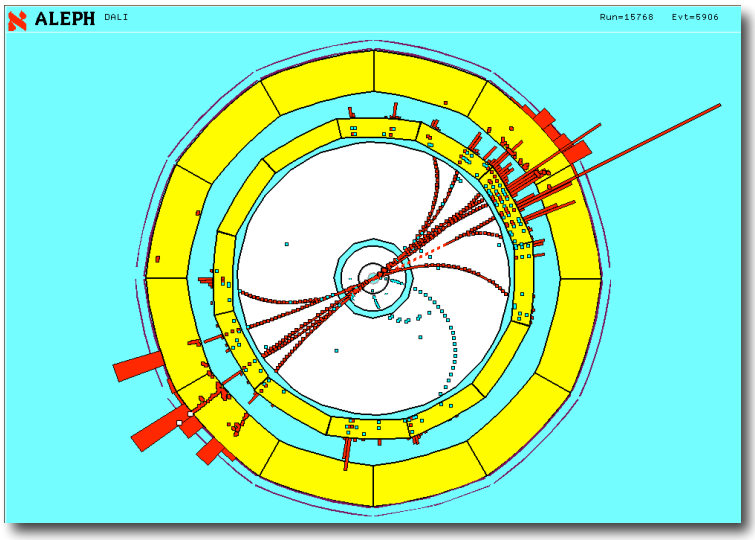
1989 bis 1995: $\sim 5 \cdot 10^6$ Ereignisse per Experiment

1995 bis 2000: stufenweise Erhöhung der Strahlenergie

$\sqrt{s}_{max}$ = 209 GeV

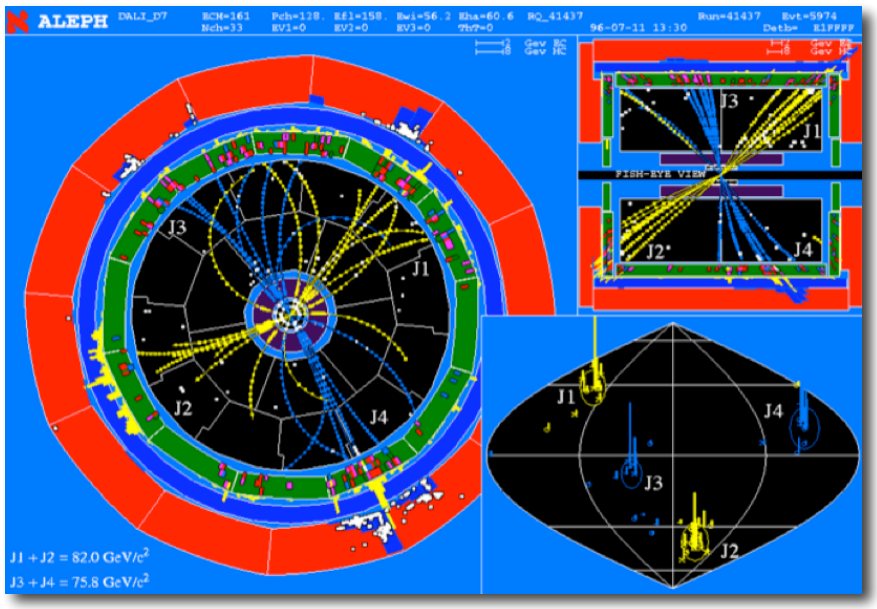
Genaue Messung der Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der Z und W Bosonen

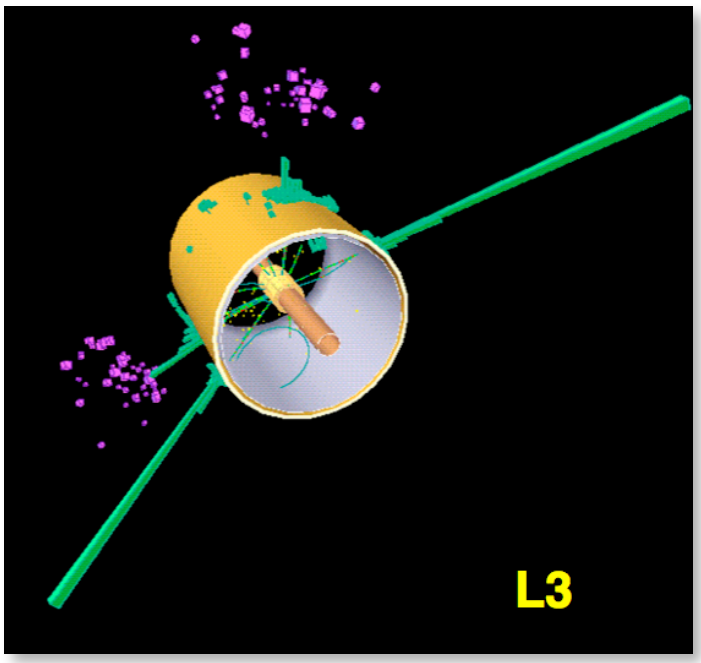
Z, WW und ZZ Ereignisse am LEP



$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow$ 2 Jets

$e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow$ 4 Jets



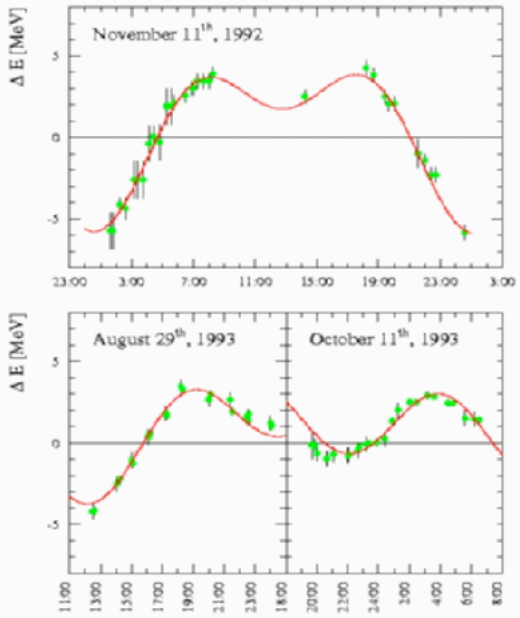


$e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow$ e e jet jet

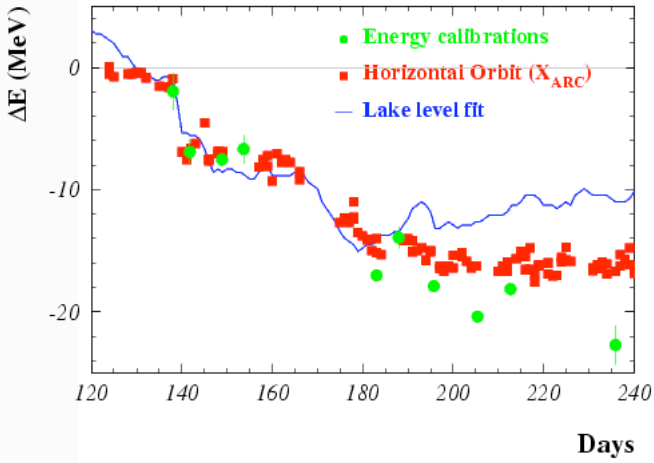
LEP: Bestimmung der Z – Masse

Genauigkeit hängt von Messgenauigkeit für E_{Strahl} ab
Beste Messung von $E_{e^+,\,e^-}$: Resonanz–Depolarisation
$\longrightarrow$ kam auf überraschende Effekte:

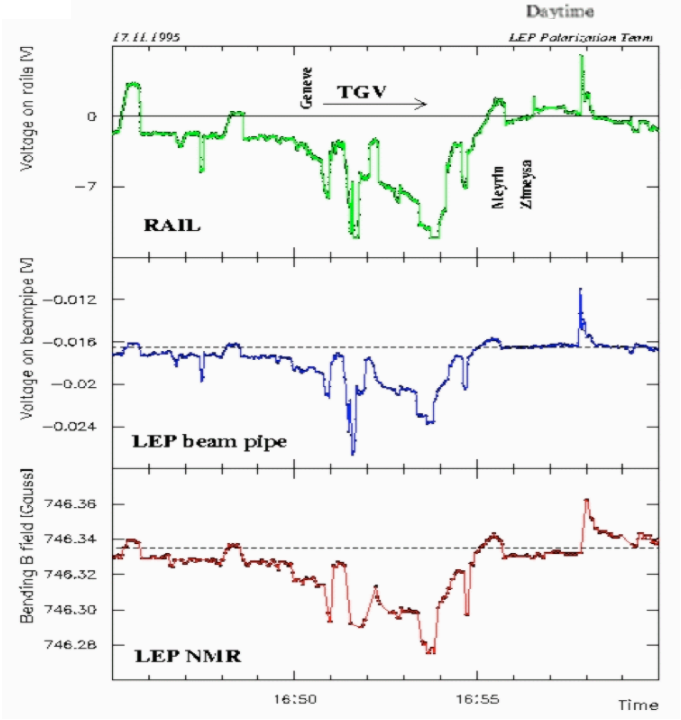
Effekt der Gezeiten

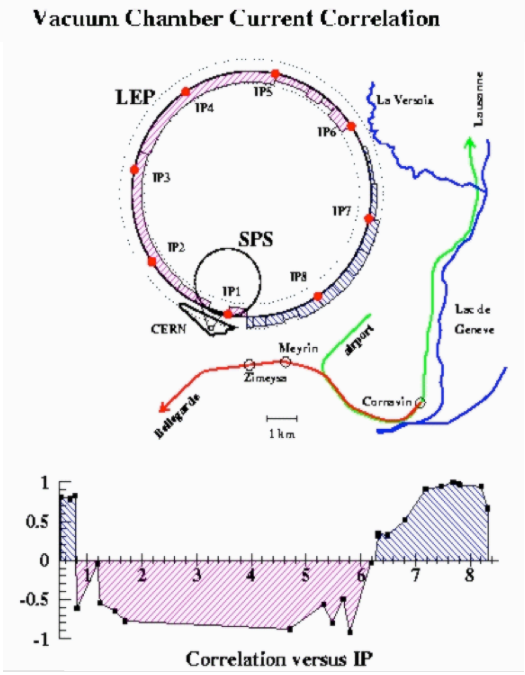


Effekt des Wasserspiegels im Genfer See



Effekt des TGV





$$m_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV/c}^2$$

LEP: Breite der Z – Resonanz

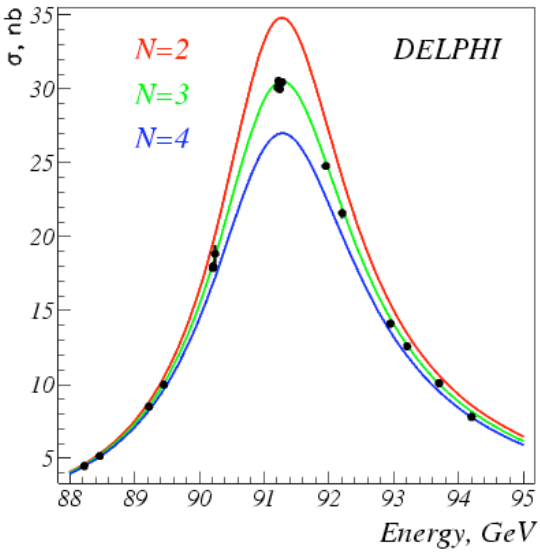
Resonanzkurve hängt von $\Gamma_{\mathrm{tot}}(\mathrm{Z})$ ab

Für jeden Endkanal erhält man Resonanzkurve mit Maximum bei $\sqrt{s} = m_{\mathrm{Z}}c^2$ und einer totalen Breite Γ_{tot}
Höhe der Resonanzkurve: proportional zur partiellen Breite Γ_f

$$\sigma_{i\to f} = 12\pi(\hbar c)^2 \frac{\Gamma_i \cdot \Gamma_f}{(s - m_{\mathrm{Z}}^2 c^4)^2 + m_{\mathrm{Z}}^2 c^4 \Gamma_{\mathrm{tot}}^2}$$

Γ_i ... Zerfallsbreite im Eingangskanal
Γ_f ... Zerfallsbreite im Ausgangskanal
$\Gamma_{\mathrm{tot}}(Z) = \sum_f \Gamma(\mathrm{Z} \to f\bar{f})$: Summe über alle Fermionen f

Experimentelle Bestimmung von Γ_f: $\frac{\text{Ereignisse im Kanal f}}{\text{Gesamtzahl der Z-Ereignisse}}$



$\Gamma_{\mathrm{Z}} = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV

Bestimmung von BR($\mathrm{Z} \to \nu\bar{\nu}$): Z–Zerfall in Neutrinos

$\longrightarrow$ aus $\mathrm{e^+e^-} \to \gamma + \mathrm{Z}$ mit $\mathrm{Z} \to \nu\bar{\nu}$: weniger genau
$\longrightarrow$ aus Breite von Z

$N_\nu = 2.994 \pm 0.012$

3 Neutrino Familien mit $m_\nu \leq \frac{m_{\mathrm{Z}}}{2}$

LEP: $N_\nu \leftrightarrow$ Big Bang Nukleosynthese

Kosmologisches Standardmodell basiert auf:

- Hubble – Expansion des Universums
- Häufigkeit der leichten Elemente aus der primordialen Nukleosynthese
- Kosmische Hintergrundstrahlung

Primordiale Nukleosynthese

Atomkerne im Universum auf zwei Arten entstanden:

- Primordiale NS: p + n ergeben $\mathrm{D}, {}^3\mathrm{He}, {}^4\mathrm{He}, {}^7\mathrm{Li}$ (Y_P)
- Thermonukleare Fusionsprozesse in der Sonne (ΔY_P)

$$Y_0 = Y_\mathrm{P} + \Delta Y_\mathrm{P}$$

Y_0 .. heute

${}^4\mathrm{He}$ sehr stabil $\longrightarrow$ Y_0 gibt obere Grenze für primordialen Massenanteil

Daten: Anzahlverhältnis: $\frac{n_\mathrm{He}}{n_\mathrm{H}} \sim 0.08$

Massenverhältnis: $\frac{m_\mathrm{He}}{m_\mathrm{H}} \sim 0.32$

Massenanteil Y_P des primordialen ${}^4\mathrm{He}$:

$$Y_\mathrm{P} = \frac{m_\mathrm{He}}{m_\mathrm{He} + m_\mathrm{H}} = 0.234 \pm 0.006$$

Bemerkung: kleiner Bruchteil anderer leichter Elemente:

$$\frac{n_\mathrm{D} + n_{{}^3\mathrm{He}}}{n_\mathrm{H}} \sim 4 \cdot 10^{-5}, \quad \frac{n_\mathrm{Li}}{n_\mathrm{H}} \sim 2 \cdot 10^{-10}$$

Annahme: thermisches Gleichgewicht zu jedem Zeitpunkt:

$$\Gamma_i \gg H(t)$$

Γ ... Reaktionsrate,

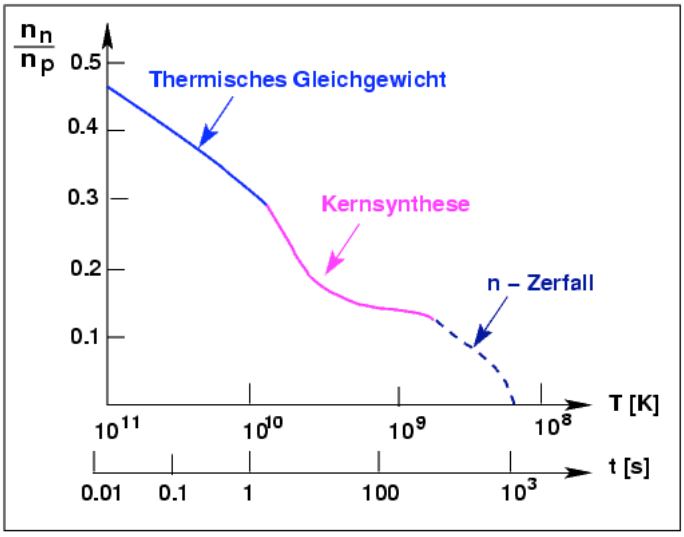
$H(t)$ ... Expansionsrate

Nukleosynthese leichter Elemente

$t < 1\,\mathrm{s},\quad kT > 1\,\mathrm{MeV},\quad T > 10^{10}\,\mathrm{K}$:

Gleichgewicht zwischen n und p durch $\Delta m(\mathrm{n},\mathrm{p})$ und T

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^- \leftrightarrow \mathrm{n} + \nu_\mathrm{e} \quad \text{und} \quad \mathrm{n} + \mathrm{e}^+ \leftrightarrow \mathrm{p} + \bar{\nu}_\mathrm{e}$$



Boltzmann – Faktor:

$$\frac{n_\mathrm{n}}{n_\mathrm{p}} = e^{-(m_\mathrm{n}-m_\mathrm{p})/kT}$$

$m_\mathrm{n} - m_\mathrm{p} = 1.29\mathrm{MeV}/c^2$

$t \sim 1\,\mathrm{s},\quad kT \sim 1\,\mathrm{MeV},\quad T \sim 10^{10}\,\mathrm{K}$:

Schwache WW hört auf: Freeze–out $(T_f) \rightarrow \nu$ entkoppeln
Schwacher Prozess zu langsam um thermisches Gleichgewicht aufrecht zu erhalten

$\Longrightarrow$ Protonüberschuss: $\frac{n_\mathrm{n}}{n_\mathrm{p}} \sim \frac{1}{6}$

Neutronen zerfallen: $\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}$, τ_n = 887.6 ± 3.0 s
Bis zum Zeitpunkt der Nukleosynthese: ∼ 3 min

$$N_\mathrm{n}(t) = (N_\mathrm{n})_f\, e^{-t/\tau_\mathrm{n}} \Longrightarrow \frac{n_\mathrm{n}}{n_\mathrm{p}} \sim \frac{1}{7} \qquad T = 10^9\,\mathrm{K}$$

$t \sim 3\,\text{min},\quad kT \sim 0.1\,\text{MeV},\quad T > 10^9\,\text{K}$:

Zu diesem Zeitpunkt: $\frac{n_\text{n}}{n_\text{p}} \sim \frac{1}{7}$, und Kerne werden gebildet

$$\underset{(\text{np})}{\text{Deuterium}} \longrightarrow \underset{(\text{nnpp})}{\text{Helium}} \quad (^4\text{He})$$

Da $\frac{n_\text{n}}{n_\text{p}} < 1$: nicht–zerfallene n in ^{4}He gebunden $\longrightarrow$

es entstehen $\left(\frac{n_\text{n}}{2}\right)$ – ^{4}He–Kerne

Protondichte nach $\sim$ 3 min: $n_\text{p} = n_\text{p}(t) - n_\text{n}(t)$

Damit: $\frac{n_\text{He}}{n_\text{H}} = \frac{n_\text{n}(t)}{2(n_\text{p}(t) - n_\text{n}(t))} \sim 0.082 \longrightarrow$ $Y_\text{P} \sim 0.24$

Y_P hängt von T_f und damit von N_ν ab:

Wenn $\Gamma_\text{schw} < H(t)$: keine $\text{n} \leftrightarrow \text{p}$ Umwandlung
Expansionsrate abhängig von Dichte des Universums:

$$H(t) = \left[\frac{8\pi G}{3}\ (\rho(t) + \rho_\nu(t))\right]^{1/2}$$

Bei $kT \sim 1\,\text{MeV}$: Universum stahlungsdominiert:

$$\rho(t) = \rho_\gamma + \rho_\text{e} + \rho_\nu$$

$\Longrightarrow$ ^{4}He abhängig von Zahl der relativistischen Teilchen bei T_f

$$N_\nu \uparrow \Rightarrow \rho \uparrow \Rightarrow H(t) \uparrow \Rightarrow T_f \uparrow \Rightarrow \frac{n_\text{n}}{n_\text{p}} \uparrow \Rightarrow Y_\text{P} \uparrow$$

Quantitativ: $\Delta Y_\text{P} \sim 0.014\ \Delta N_\nu$
Daten: $N_\nu < 3.6$ für $2.8 \leq \eta \leq 4.0$ $\quad \eta = \frac{n_\text{B}}{n_\gamma}\ [10^{-10}]$

Bemerkung:

- BBN zählt alle N_ν mit $m_\nu \leq 1\,\text{MeV}/c^2$
- LEP zählt alle N_ν mit $m_\nu \leq 45\,\text{GeV}/c^2$, welche an das Z koppeln

9.8 Universalität der schwachen Ladung

Annahme: schwache Ladung g ist gleich für alle Quarks und Leptonen

Beispiel: τ^-

$$\left.\begin{array}{rl} \longrightarrow & \nu_\tau\ \bar{\nu}_\mathrm{e}\ \mathrm{e}^- \\ \longrightarrow & \nu_\tau\ \bar{\nu}_\mu\ \mu^- \\ \longrightarrow & \nu_\tau\ \bar{\mathrm{u}}\ \mathrm{d} \end{array}\right\} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{c} \Gamma_{\tau\mathrm{e}} \approx \Gamma_{\tau\mu} \\ \Gamma_{\tau\mathrm{d}\bar{\mathrm{u}}} \approx 3\,\Gamma_{\tau\mu} \\ \Uparrow \\ \text{3 Farbkombinationen} \end{array}$$

Aufgrund des Massenterms in Formel von Γ_μ gilt:
(siehe Kapitel 9.4)

$$\boxed{\Gamma_{\tau\mathrm{e}} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 \Gamma_{\mu\mathrm{e}}}$$

$\Rightarrow$ Lebensdauer:

$$\tau_\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{\tau\mathrm{e}}+\Gamma_{\tau\mu}+\Gamma_{\tau\mathrm{d}\bar{\mathrm{u}}}} \approx \frac{\tau_\mu}{5\left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5} \simeq 3.1 \cdot 10^{-13}\mathrm{s}$$

Daten: $\tau_\tau = (2.906 \pm 0.011) \cdot 10^{-13}\mathrm{s}$

$\Longrightarrow$ gute Übereinstimmung mit Annahme, dass Quarks 3 Farbladungen besitzen und dass schwache Ladung g von Quarks und Leptonen gleich ist

9.9 Schwacher Zerfall von Quarks: CKM Matrix

Semileptonische Zerfälle von Hadronen: schwache Kopplung (an Quarks) anscheinend kleiner als beim μ-Zerfall
$\longrightarrow$ Cabibbo (1963) Erklärung

Der Cabibbo-Winkel

bei geladenen Strömen (Austausch von $\mathrm{W}^{\pm}$):
Leptonen: $\mathrm{e}^{-} \longleftrightarrow \nu_{\mathrm{e}}, \quad \mu \longleftrightarrow \nu_{\mu}$ innerhalb Familie

Quarks: auch in Familien einteilen:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}$$

Übergang innerhalb Familie, aber auch Übergang in andere Familie möglich

Betrachten Familie 1 und 2:

"Partner" des Flavour Eigenzustandes $|u>$ ist
Linearkomination von $|d>$ und $|s> := |d'>$

Analog für $|c>$: $|s>$ und $|d> := |s'>$

Koeffizienten der Linearkomb.: $\sin\theta_c$ oder $\cos\theta_c$
$\theta_c \ldots$ Cabibbo-Winkel

Quarkeigenzustände beim W-Austausch ($|d'>, |s'>$):

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

Experimentelle Bestimmung von θ_c: Vergleich von τ und BR
semileptonischer ($M_{fi} \sim g^2 \cos\theta_c$) und
hadronischer ($M_{fi} \sim g^2 \cos\theta_c \sin\theta_c$) Zerfälle

$\sin\theta_c \approx 0.22, \ \cos\theta_c \approx 0.98$

Cabibbo - Kobayashi - Maskawa Matrix: CKM–Matrix für 3 Quarkfamilien

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

Übergangsw'keit von $q \longrightarrow q'$ ist proportional zu $|V_{qq'}|^2$
z.B.: V_{ud} . . . Kopplung zwischen u und d Quarks

CKM-Matrix: unitär, 4 unabhängige Parameter:
3 reelle Winkel: $\theta_1, \theta_2, \theta_3$
1 imaginäre Phase δ ($\longrightarrow \not{CP}$: siehe später)
verschiedene Parametrisierungen möglich

PDG (2004): 90% C.L. Vergleiche mit Particle Physics Booklet

$$|V_{ij}| = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.039 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix}$$

- Diagonalterme: Übergang innerhalb Familie
- schwacher Zerfall von Quarks nur durch W-Austausch, neutraler Strom, der Quarkart ändert (z.B. $\mathrm{c} \rightarrow \mathrm{u}$), bisher nicht nachgewiesen
- für Leptonen: keine Übergänge in andere Familie
  CKM = Einheitsmatrix
  falls $m_\nu = 0$
  Bemerkung :
  Wissen jetzt, dass dies nicht der Fall ist.

9.10 Paritätsverletzung

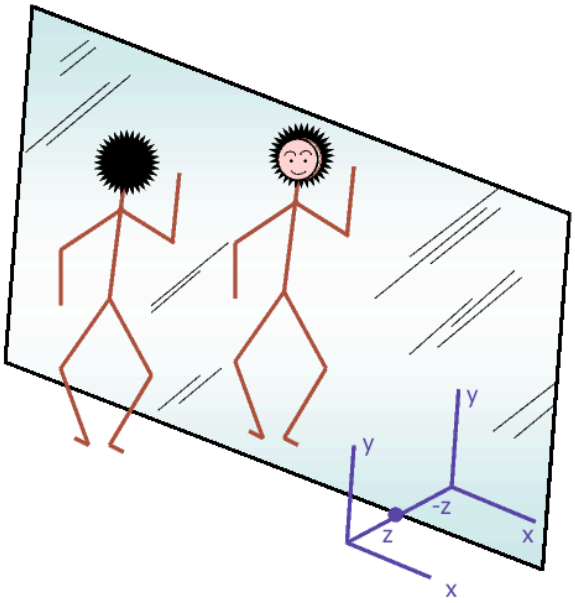
Eigenschaften der schwachen WW: Reaktionen sind nicht spiegelsymmetrisch

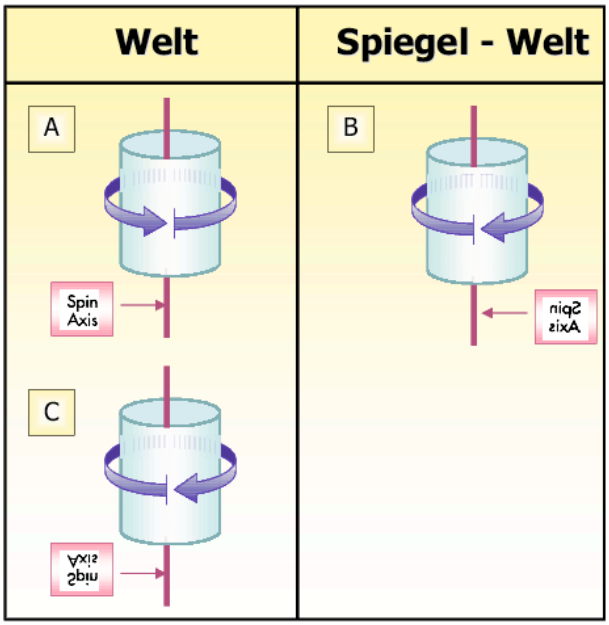
Spiegelsymmetrie: Paritätstransformation $P\psi(\vec{r}) \rightarrow p\psi(-\vec{r})$

$P^2 = 1$: unitärer Operator, Eigenwerte $p = \pm 1$

p ... multiplikative Quantenzahl

Für P– Erhaltung $[P, H] = 0$





A: Teilchen mit Spin dreht sich um seine Achse
B: Spiegelbild
C: ist A umgedreht: kommt in der Natur vor

C≡ B: Spiegelsymmetrie ist respektiert

Helizität

Helizität: $h = \frac{\vec{s}\cdot\vec{p}}{|\vec{s}|\cdot|\vec{p}|}$ ändert sich bei Raumspiegelung

$\vec{s}$: Spin, $\vec{p}$: Impuls

$\Longrightarrow$ WW, die von Helizität abhängt, ist nicht invariant gegenüber Raumspiegelung

Relativistische QM: Teilchen mit Spin = 1/2 werden durch Dirac Gleichung beschrieben: $\longrightarrow$ 2 Lösungen
Für masselose Teilchen mit $\beta = \frac{v}{c} = 1$:

Zustände mit positiver Chiralität (RH) $\equiv$ Fermionen mit $h = +1$
Zustände mit negativer Chiralität (LH) $\equiv$ Fermionen mit $h = -1$

Bemerkung: Spinoren, die Teilchen mit Spin= 1/2 beschreiben, haben drei Merkmale:

- Impuls
- Chiralität (Händigkeit): LH, RH
  Paritätstransformation: LH $\leftrightarrow$ RH
- Helizität (Schraubensinn): $h = \pm 1$
  beschreibt Spinrichtung relativ zur Flugrichtung

LH $\leftrightarrow$ RH: Umkehrung der Händigkeit entspricht Umkehr der Helizität zusammen mit Drehung des Impulsvektors um 180^o

Paritätserhaltende WW: koppelt gleichermassen an LH und RH Teilchen, z.B.: elektromagnetische WW (hat nur einen Vektoranteil)

Helizität: Theoretische Ergänzungen

- Im relativistischen Grenzfall ($\beta \longrightarrow 1$): Erhaltung der Helizität folgt aus Lösung der Dirac Gleichung
- Dirac Gleichung für freie Teilchen:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$$

Ansatz für Gesamtspinor für freie Teilchen

$$\psi = u(\vec{p})e^{-ip_\mu x^\mu}$$

$u(\vec{p})$ .. ortsunabhängiger Spinor

- Erhalte 4 Lösungen für Energie–Eigenwerte:
  2 mit E $>$ 0
  2 mit E $<$ 0
  $\Longrightarrow$ 2 Lösungen für Energie müssen durch Observable unterschieden werden
  Diese Observable muss mit H und $\vec{p}$ vertauschen
  Eigenwerte dieser Observablen unterscheiden 2 Lösungen zum gleichen Energie–Eigenwert
  Observable $\equiv$ Komponente des Spins in Bewegungs-richtung $\equiv$ Helizität

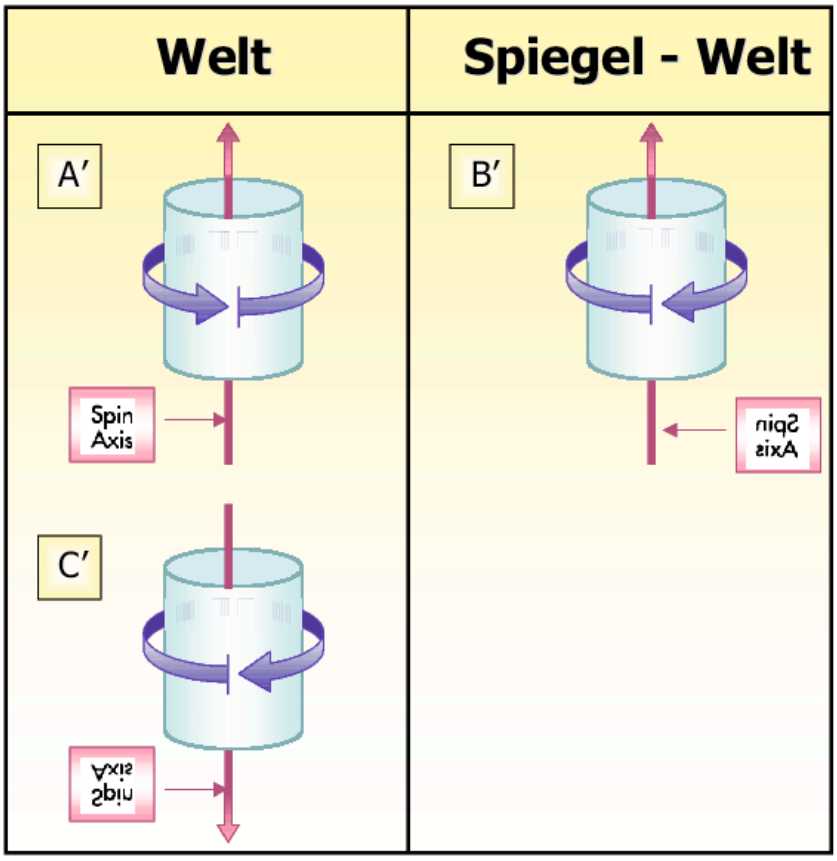
- Masselose Fermionen: Dirac Gleichung reduziert sich zu

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu)\psi = 0 \quad \text{bzw.} \quad H\psi = \vec{\alpha} \cdot \vec{p}\,\psi$$

- Definiere LH–Zustände durch $P_{\mathrm{L}} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$
  Definiere RH–Zustände durch $P_{\mathrm{R}} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$
  $P_{\mathrm{L,R}}$: Projektionsoperatoren, γ_5 : Händigkeitsoperator

  Projektionsoperatoren sind lorentzinvariant

  z.B.: LH Fermion-Wellenfunktion $\psi_{\mathrm{LH}} = P_{\mathrm{L}}\psi$.



C' $\neq$ B' : Welt und Spiegelwelt sind verschieden:

Paritätsverletzung: $\not{P}$

Spin behält Richtung bei Raumspiegelung

Ist WW paritätsverletzend: Matrixelement M_{fi} hat sowohl Vektor– als auch Axialvektor–Anteil

Stärke durch c_{V} und c_{A} beschrieben

Maximale $\not{P}$: $|\, c_{\mathrm{V}} \,| = |\, c_{\mathrm{A}} \,|$

Wechselwirkungen:

V + A : $c_{\mathrm{V}} = c_{\mathrm{A}}$: koppelt nur an RH Fermionen, LH Antifermionen

V – A : $c_{\mathrm{V}} = -c_{\mathrm{A}}$: koppelt nur an LH Fermionen, RH Antifermionen

V – A Theorie der geladenen Ströme:

P ist maximal verletzt, $c_V = -c_A$

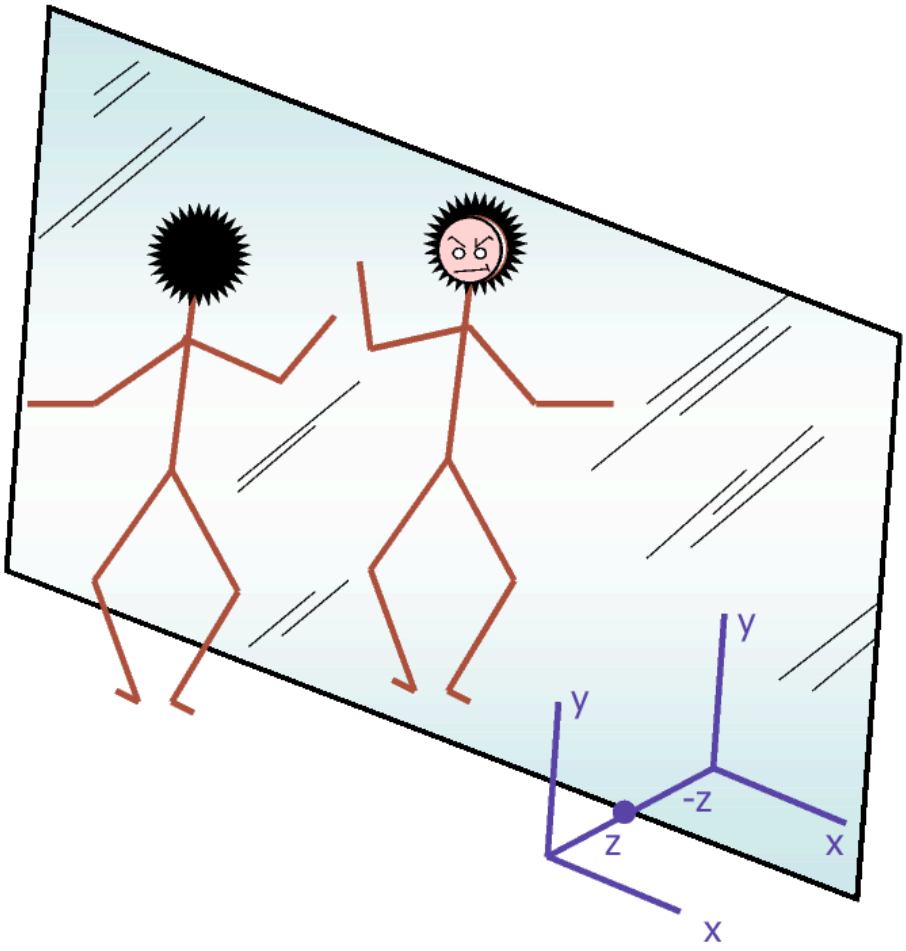
$\Longrightarrow$ wenn durch W–Austausch ein ν oder $\bar{\nu}$ erzeugt wird:

ν hat $h = -1 \Longrightarrow$ LH

$\bar{\nu}$ hat $h = +1 \Longrightarrow$ RH

siehe Goldhaber Experiment

Paritätsverletzung nicht beobachtet,wenn wir in den Spiegel schauen ...



...existiert jedoch bei Elementarteilchen

z.B.: Kern–β–Zerfall (siehe Wu–Experiment: Entdeckung der $\not{P}$)

π und μ–Zerfall

Helizität des Neutrinos

Vorzeichen der h_ν ist wesentlich, um den Typ des WW–Operators zu bestimmen:

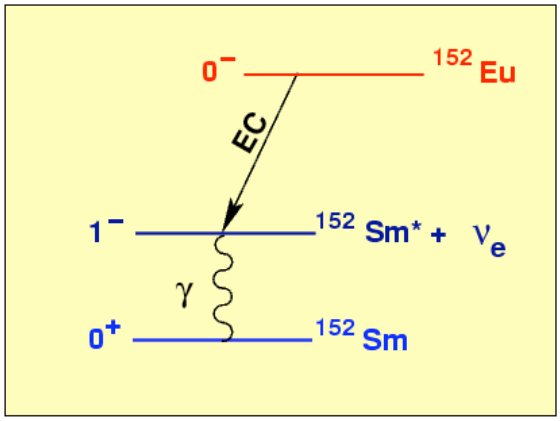
$h_\nu = -1 \Longrightarrow$ V – A Wechselwirkung

1958: **Goldhaber Experiment**

$^{152}_{63}$Eu durch e^-–Einfang in den angeregten $^{152}_{62}$Sm* Zustand

$Sm^* \longrightarrow Sm + \gamma$

E_γ = 960 keV



- $^{152}Eu + e^- \longrightarrow {}^{152}Sm^* + \nu_e$:
  ^{152}Eu ruht, ν_e und Sm* entgegengesetzt gleichen Impuls

  Drehimpulserhaltung: $\Longrightarrow$ Spin(Sm*) $\uparrow$ $\uparrow$Spin(e^-)
  $\Longrightarrow$ Spin(Sm*) $\uparrow$ $\downarrow$Spin(ν_e)

  $\Longrightarrow$ für LH–ν_e: Spin von ν_e und Spin von Sm* entgegen Bewegungsrichtung

  $$h(\nu_e) = h(Sm^*)$$

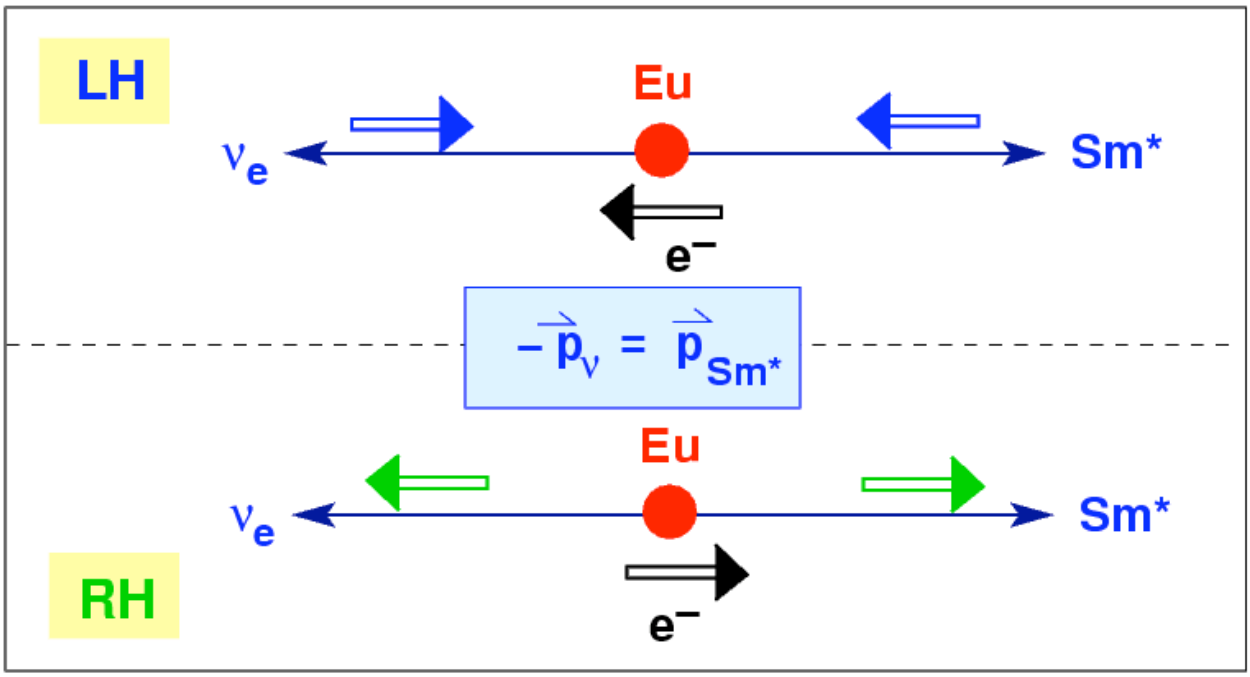
- $Sm^* \longrightarrow Sm + \gamma$
  Betrachte: γ in Flugrichtung von Sm* (vorwärts gestreute γ's)

  Drehimpulserhaltung: Spin(γ) = Spin(Sm*)

  $\Longrightarrow h(\nu_e) = h(Sm^*) = h(\gamma) \Longrightarrow$ $h(\nu_e) = h(\gamma)$

  γ entgegen Flugrichtung von ν_e

  Da Sm* nicht in Ruhe zerfällt: E_γ = 960 keV + E_R(Sm*)
  d.h. γ wird in Richtung des Rückstosses emittiert



- Resonanzstreuung der γ's an ruhendem ^{152}Sm:

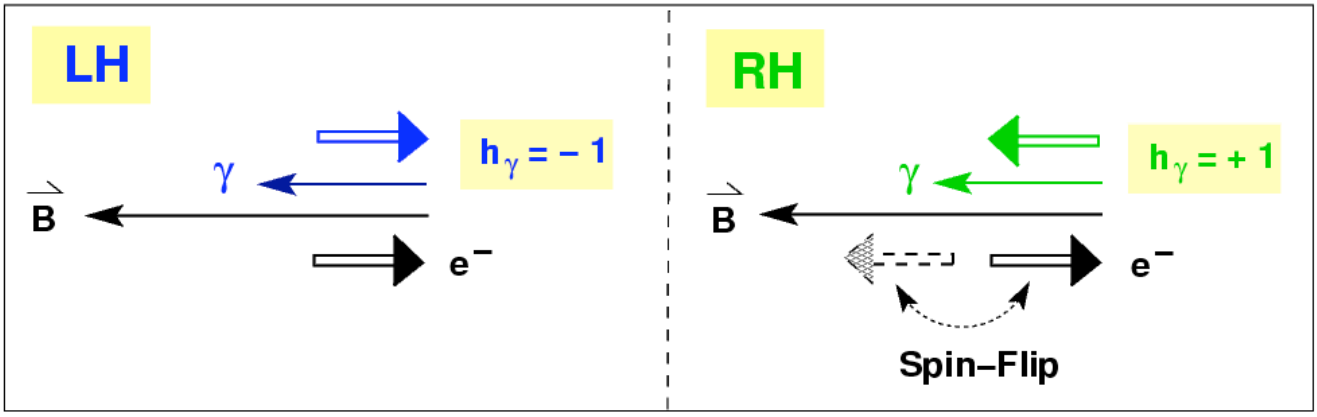
$$\gamma + {}^{152}\mathrm{Sm} \rightarrow {}^{152}\mathrm{Sm}^* \rightarrow \gamma + {}^{152}\mathrm{Sm}$$

Resonanzstreuung für E_γ = 960 keV + E_R
$\Longrightarrow$ nur für vorwärtsgestreute γ's möglich

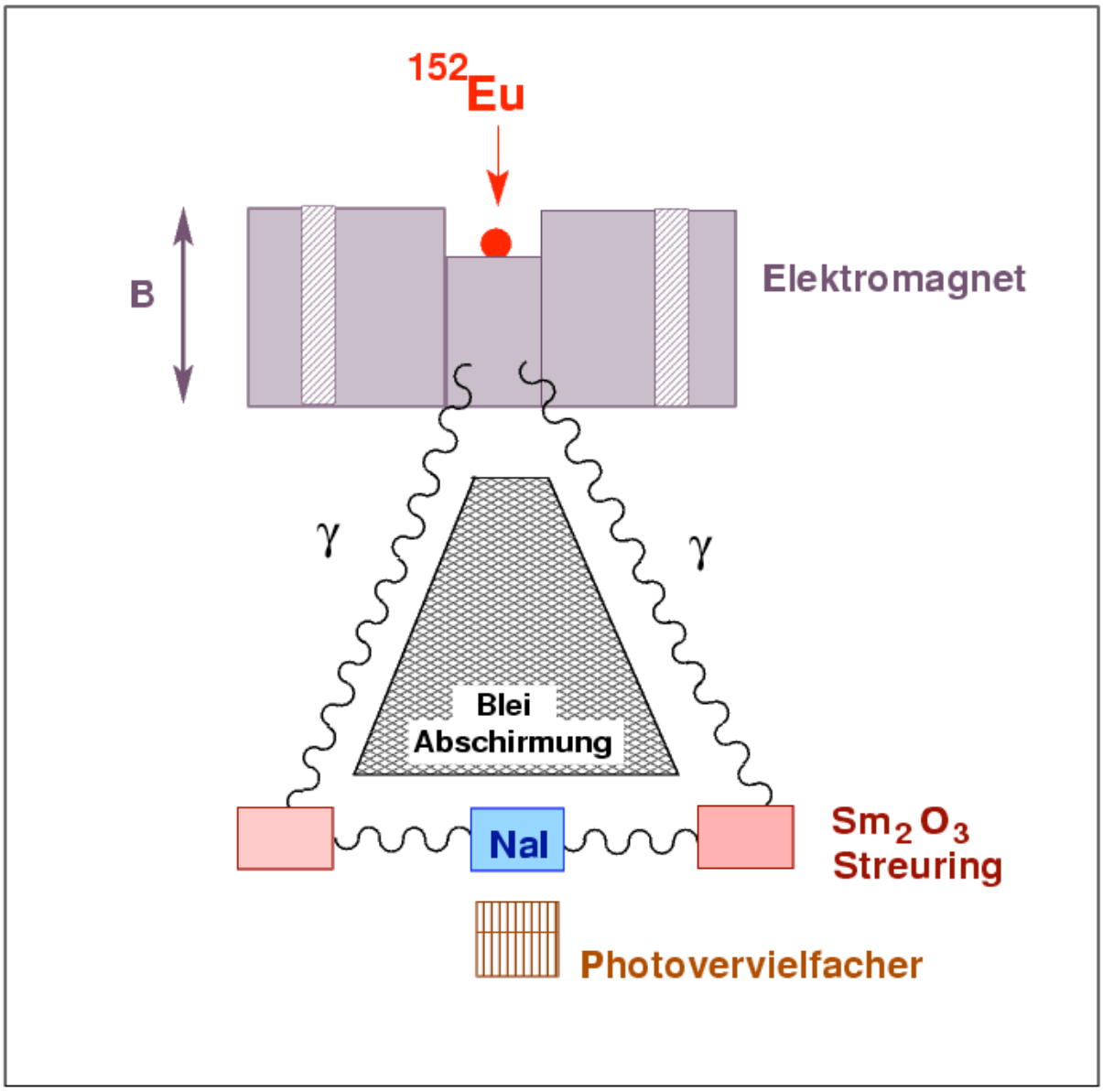
- Messung der Polarisation des emittierten γ: $h(\gamma)$

γ werden vor Resonanzabsorption durch magnetisiertes Eisen geschickt (B–Feld):
Magnetisiertes Eisen: γ's machen Compton Streuung an polarisierten e^-
wenn Spin(γ)$\uparrow\downarrow$ Spin(e^-):
Spin–Flip des e^- durch γ–Absorption
$\Longrightarrow$ weniger γ's durchgelassen

Für $\vec{B}$–Feld in Richtung γ:



ν: Goldhaber Experiment



Photonen können Detektor nur erreichen, wenn sie im Ring aus Sm_2O_3 resonant gestreut werden

Durch Umdrehen des Magnetfeldes und Vergleich der Zählraten $\longrightarrow$ Polarisation des γ gemessen

$$h_{\nu_e} = -1.0 \pm 0.3$$

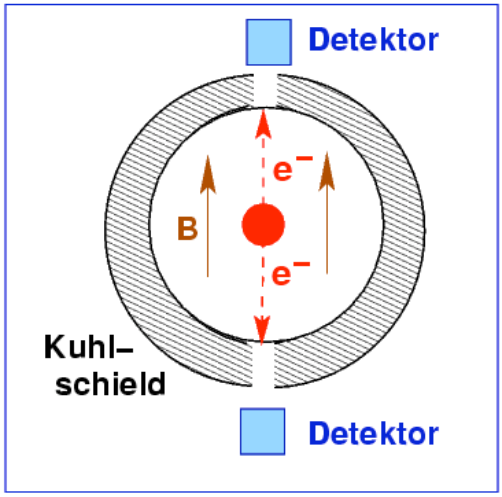
$\Longrightarrow$ Neutrinos sind linkshändig !

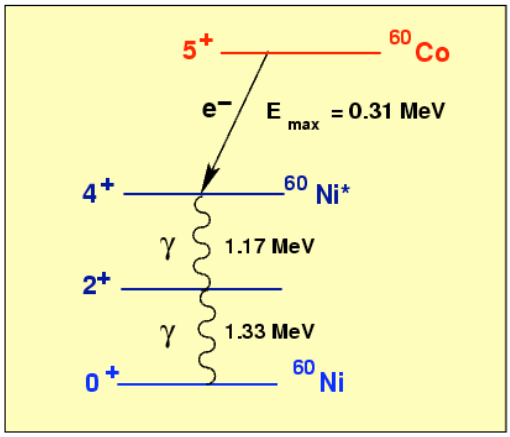
Paritätsverletzung im β–Zerfall

1956: Lee und Yan: aus kritischem Vergleich experimenteller Daten Paritätsverletzung vorhergesagt
1957: Wu et al: Experiment

^{60}Co – Kern in einem $\vec{B}$–Feld ausgerichtet
$\vec{P}_{Co}$ parallel zu $\vec{B}$
$\vec{P}_{Co}$ ... Polarisation von ^{60}Co

brauche T $\sim$ 0.01 K
$\vec{P}_{Co}$ geht durch Erwärm. auf 0 zurück ($\sim$ 6 Min.)

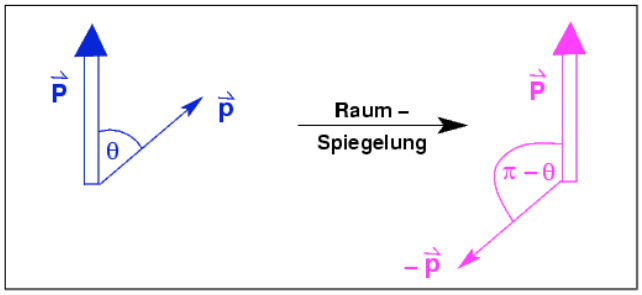




$$^{60}\mathrm{Co} \rightarrow \ ^{60}\mathrm{Ni}^{*} + \mathrm{e}^{-} + \bar{\nu}_{\mathrm{e}}$$

$J^P = 5^+$ $J^P = 4^+$
Gamov-Teller

$\vec{P}_{Co}$ aus Winkelverteilung der beim Zerfall auftretenden γ's
($\vec{P}_{Co} \sim 0.6$)

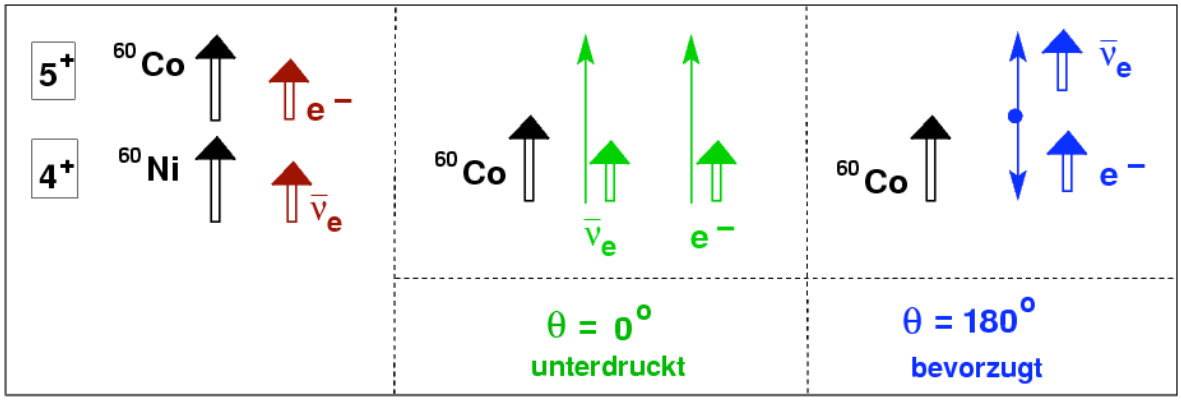


Mit Szintillationszähler messe Rate der e^-, die unter θ und $\pi - \theta$ zur Polarisationsrichtung (Magnetfeldrichtung) austreten

Winkelverteilung im Wu–Experiment

Spineinstellung im β–Zerfall von ^{60}Co für die beiden Grenzfälle:

θ = 0° und θ = 180°



- Da $J_{\mathrm{Co}} = 5$ und $J_{\mathrm{Ni}} = 4$: Spin von e^- und $\bar{\nu}_\mathrm{e}$ nach oben
- Wegen $h(\bar{\nu})$ = + 1: $\bar{\nu}_\mathrm{e}$ nach oben emittiert
- e^- hat für θ = 0° falsche Helizität: $W(\theta = 0°) = \frac{1}{2}(1 - \frac{v_\mathrm{e}}{c})$
  e^- hat für θ = 180° richtige Helizität: $W(\theta = 180°) = \frac{1}{2}(1 + \frac{v_\mathrm{e}}{c})$

Beide Wahrscheinlichkeiten verknüpft durch:

$$W(\cos\theta) = \tfrac{1}{2}(1 - \vec{P}_{\mathrm{Co}} \tfrac{<v_\mathrm{e}>}{c} \cos\theta)$$

$\vec{P}_{\mathrm{Co}}$ ... Polarisation von ^{60}Co
$< v_\mathrm{e} >$ ... v des e^-, über das e^-–Spektrum gemittelt

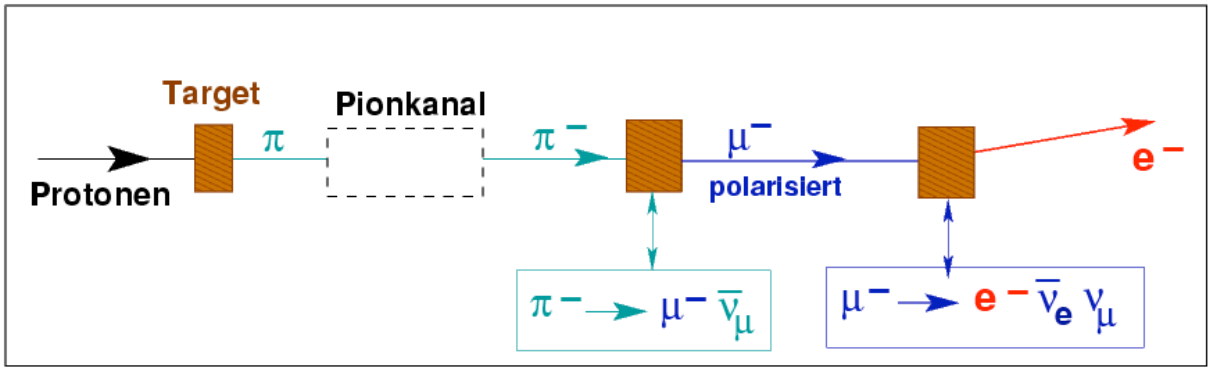
Daten: Zählrate verschieden für θ und $\theta - \pi$

$$W(\cos\theta) = \tfrac{1}{2}(1 - \alpha \cos\theta)$$

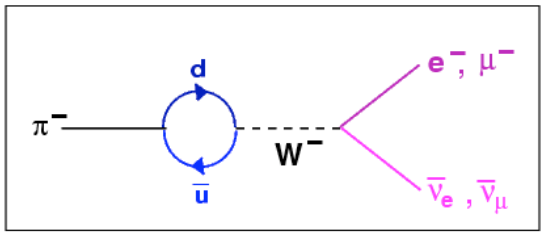
Maximale Paritätsverletzung: $\alpha = \vec{P}_{\mathrm{Co}} \frac{<v_\mathrm{e}>}{c} \sim 0.4$

mit $\vec{P}_{\mathrm{Co}} \sim 0.6$ und $\frac{<v_\mathrm{e}>}{c} \sim 0.6$

Beispiel für $\not{P}$: π und μ – Zerfall



π leichtestes Hadron mit elektrischer Ladung



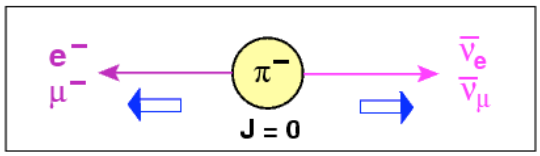
Erwarte:

$$(\pi^- \to e^- \bar{\nu}_e) \sim (3-5)(\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu)$$

(Phasenraum)

Messe: $\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$: BR = 99.9877 %

$\pi^- \to e^- \bar{\nu}_e$: BR = 1.23 10^{-4} %



Im CMS–System: 2 Teilchen in entgegengesetzter Richtung emittiert

Spin$(\pi^-) = 0$

Da $h(\bar{\nu}) = +1$ (RH)

Projektion des Spins in Bewegungsrichtung:

$-\frac{1}{2}$ nicht möglich

$\Longrightarrow$ Spinprojektion für μ^-, e^-: $+\frac{1}{2}$

Jedoch: W koppelt nur an LH Leptonen

Damit: für $m_e = m_\mu = 0$: 2–Körperzerfall existiert nicht !!

Da $m_e \neq m_\mu \neq 0$: mit Spin in Bewegungsrichtung existiert auch LH Komponente proportional zu $(1-\beta)$

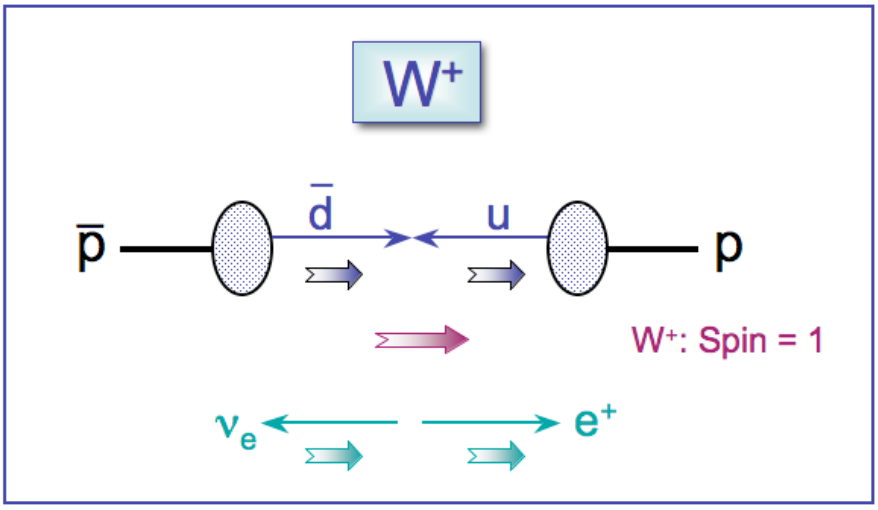
Da $m_e \ll m_\mu$: $(1-\beta_e)$ = 2.6·10^{-5} und $(1-\beta_\mu)$ = 0.72

$\pi^- \to e^- \bar{\nu}_e$ Zerfall stark unterdrückt !!

Beispiel für $\not{P}$: $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\,\nu_e$

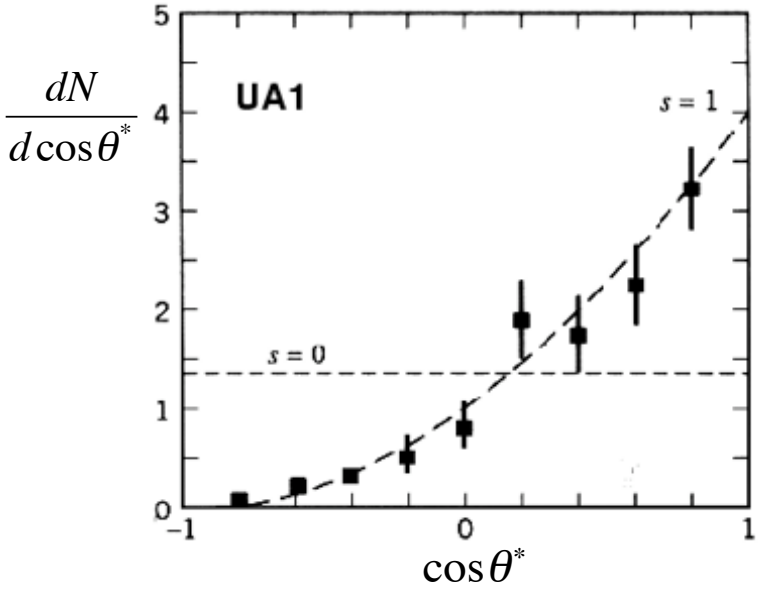
W Bosonen sind Vektorbosonen: J = 1

Erste Messung des W-Spins mit dem UA1 Experiment:
Direkt aus der Winkelverteilung der Leptonen vom
$W \rightarrow e\,\nu_e$ bestimmbar



θ*...Winkel zwischen
e^+ aus W^+ Zerfall
(oder e^- aus W^- Zerfall)
und der Richtung des
Antiproton Strahls
im W-Ruhesystem

Das e^+ aus W^+ fliegt bevorzugt in $\bar{p}$-Richtung: $\theta^* = 0^o$
Das e^- aus W^- fliegt bevorzugt in p-Richtung: $\theta^* = 180^o$



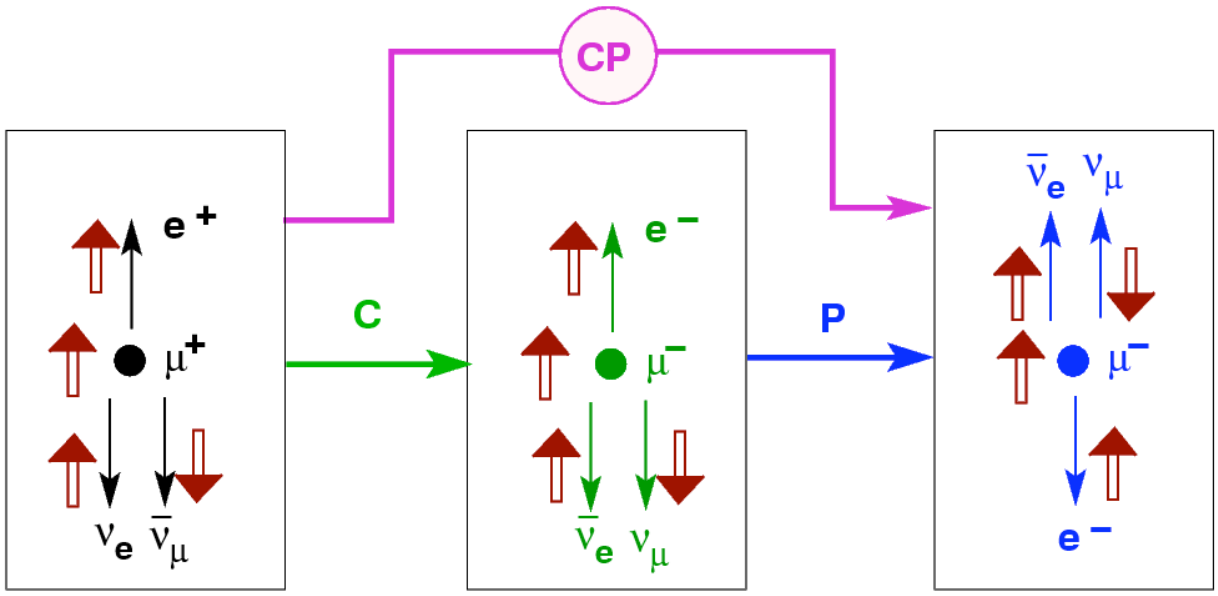
Winkelverteilung der
Leptonen im Ruhesystem
der $W^{\pm}$ Bosonen
ergibt sich aus der (V-A)
Theorie der schwachen
WW:
$W(\cos\theta^*) \sim (1+Q\cos\theta^*)^2$
mit Q=+1 für W^+
mit Q=-1 für W^-

CP – Erhaltung

C–Parität = Ladungskonjugation
C–Operator: aus Teilchen wird Antiteilchen

$C(\nu_{\mathrm{LH}}) \longrightarrow (\bar{\nu}_{\mathrm{LH}})$ existiert nicht!!

$\Longrightarrow$ alle schwachen Prozesse verletzen C–Parität



$\bar{\nu}_e$ und ν_μ haben Helizität, die nicht in Natur vorkommen

Helizität wie erwartet

$\Longrightarrow$ C–Verletzung

$\Longrightarrow$ Schwache WW verletzt separat C und P
invariant unter CP

Jedoch Ausnahme: CP–Verletzung im K^0–System
Siehe später

9.11 Zerfall des neutralen Kaons

K^0: Zerfall via schwacher WW: $\not{P}$, $\not{C}$ aber erwarte CP-Erhaltung

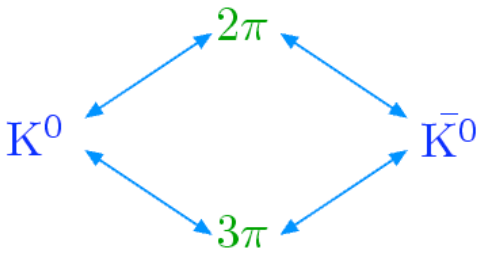
$K^0, \bar{K}^0$: Strangeness-Eigenzustände: $P|K^0> = -|K^0>$

$P|\bar{K}^0> = -|\bar{K}^0>$

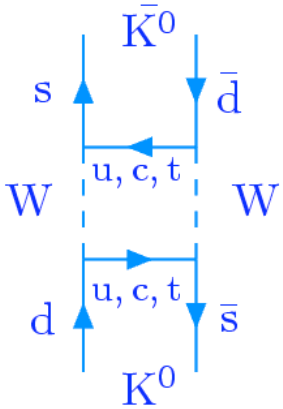
Mischen von K^0 und $\bar{K}^0$:

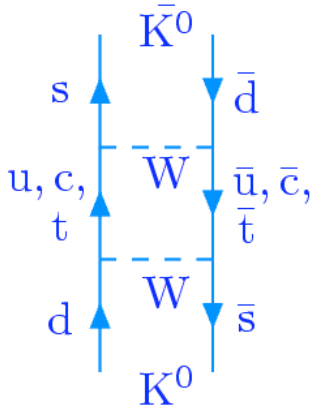
$$\left.\begin{array}{l} K^0 \longrightarrow 2\pi \ (P=+1) \\ \longrightarrow 3\pi \ (P=-1) \end{array}\right\}$$ dass beide möglich sind: $\not{P}$

$\Rightarrow K^0, \bar{K}^0$ können sich über pionische Zwischenzustände ineinander umwandeln



Im Quarkbild: Box-Diagramm:





können über schwache WW mischen

Voraussetzung: Mesonen leben lange genug, dass zwei W-Bosonen ausgetauscht werden können

$\longrightarrow$ führt zur Linearkombination von K^0 und $\bar{K}^0$

CP-Erhaltung

- K^0-Zerfall in 2π und 3π: Eigenzustände des CP-Operators

$$CP|\pi^0\pi^0> = +1|\pi^0\pi^0> \qquad CP|\pi^0\pi^0\pi^0> = -1|\pi^0\pi^0\pi^0>$$
$$CP|\pi^+\pi^-> = +1|\pi^-\pi^+> \qquad CP|\pi^+\pi^-\pi^0> = -1|\pi^-\pi^+\pi^0>$$

jedoch: $CP|\mathrm{K}^0> = -1|\bar{K}^0> \qquad CP|\bar{K}^0> = -1|\mathrm{K}^0>$

- Vor Zerfall: Zustand mit definierter CP: ${\mathrm{K}^0}_1,\ {\mathrm{K}^0}_2$

$$|{\mathrm{K}^0}_1> = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{|\mathrm{K}^0> - |\bar{\mathrm{K}}^0>\right\} \text{ mit } CP|{\mathrm{K}^0}_1> = +1|{\mathrm{K}^0}_1>$$
$$|{\mathrm{K}^0}_2> = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{|\mathrm{K}^0> + |\bar{\mathrm{K}}^0>\right\} \text{ mit } CP|{\mathrm{K}^0}_2> = -1|{\mathrm{K}^0}_2>$$

- Für CP-Erhaltung: ${\mathrm{K}^0}_1 \longrightarrow 2\pi$
  ${\mathrm{K}^0}_2 \longrightarrow 3\pi$: kleinerer Phasenraum
  $m_{\mathrm{K}^0} \approx 3m_\pi$
  $\longrightarrow$ langlebiger

- Experiment: Erzeugung von K^0: $\mathrm{p} + \mathrm{n} \longrightarrow \mathrm{p} + \Lambda^0 + \mathrm{K}^0$

  K^0 $(\bar{\mathrm{K}}^0)$ ist Mischung von $50\%\ \mathrm{K}^0_\mathrm{L},\ 50\%\ \mathrm{K}^0_\mathrm{S}$:
  $\mathrm{K}^0_\mathrm{S} \longrightarrow 2\pi$
  $\mathrm{K}^0_\mathrm{L} \longrightarrow 3\pi$

$\Delta m(\mathrm{K}^0_\mathrm{L}, \mathrm{K}^0_\mathrm{S}) \approx (3.491 \pm 0.009) \cdot 10^{-6}$ eV$/c^2$!!

relativer Massenunterschied: $\frac{\Delta m}{m} = 0.7 \cdot 10^{-14}$

Δm messbar als Oszillationsfrequenz: $\omega = \frac{\Delta m c^2}{\hbar}$

Strangeness Oszillationen

K^0_S und K^0_L haben verschiedene τ und Zerfallskanäle

$\longrightarrow$ erwarte $\Delta m(\mathrm{K}^0_\mathrm{L},\ \mathrm{K}^0_\mathrm{S}) \neq 0$

Amplitude von K^0_S und K^0_L – Zustand:

$$A_\mathrm{S}(t) = A_\mathrm{S}(0)e^{-(\Gamma_\mathrm{S}/2+im_\mathrm{S})t}$$
$$A_\mathrm{L}(t) = A_\mathrm{L}(0)e^{-(\Gamma_\mathrm{L}/2+im_\mathrm{L})t}$$

Annahme: zur Zeit $t = 0$ erzeuge via starker WW einen reinen K^0 Strahl:

$$A_\mathrm{S}(0) = A_\mathrm{L}(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

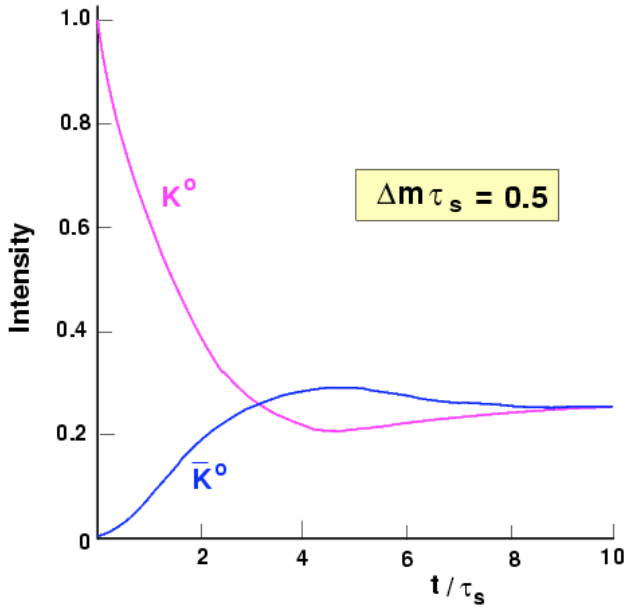
nach Zeit t: Intensität I:

$$I(\mathrm{K}^0) = \tfrac{1}{4}\left[e^{-\Gamma_\mathrm{S}\cdot t} + e^{-\Gamma_\mathrm{L}\cdot t} + 2e^{-(\Gamma_\mathrm{S}+\Gamma_\mathrm{L})\cdot t/2}\cos\Delta m t\right]$$

$$I(\bar{\mathrm{K}}^0) = \tfrac{1}{4}\left[e^{-\Gamma_\mathrm{S}\cdot t} + e^{-\Gamma_\mathrm{L}\cdot t} - 2e^{-(\Gamma_\mathrm{S}+\Gamma_\mathrm{L})\cdot t/2}\cos\Delta m t\right]$$

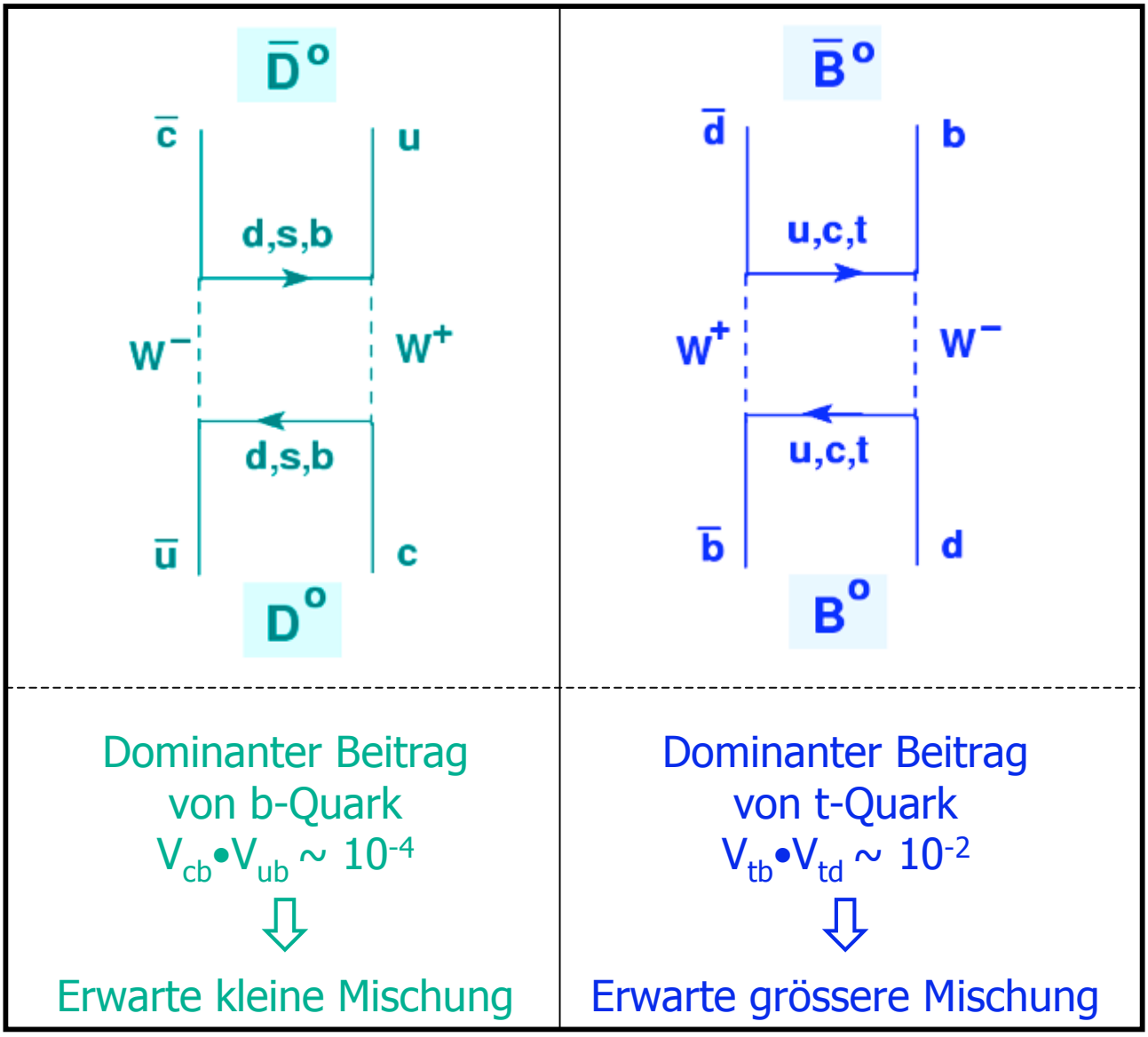
$\Longrightarrow$ K^0, $\bar{\mathrm{K}}^0$ Intensitäten oszillieren mit Frequenz $\Delta m = m_\mathrm{L} - m_\mathrm{S}$

Oszillationen der K^0, $\bar{\mathrm{K}}^0$ Intensitäten als Funktion der Zeit:



$D^0 - \bar{D}^0$ und $B^0 - \bar{B}^0$ Mischung

Mischung via eines gemeinsamen Zerfallskanals auch im neutralen D und B Meson Sektor erwartet



Dominanter Beitrag von b-Quark $V_{cb} \bullet V_{ub} \sim 10^{-4}$ ⇩ Erwarte kleine Mischung	Dominanter Beitrag von t-Quark $V_{tb} \bullet V_{td} \sim 10^{-2}$ ⇩ Erwarte grössere Mischung

$B^0 - \bar{B}^0$

$D^0 - \bar{D}^0$

} Mischung im B^0 und im D^0 System beobachtet
D^0 System: in 2007 (BaBar und Belle)

9.12 CP–Verletzung im K–System

Neutrale Kaonen: Beispiel für zeitliche Evolution der Wahrscheinlichkeitsamplitude in der QM

$K^0, \bar{K}^0$: Erzeugt durch starke WW mit wohldefinierter Strangeness (erhalten in der starken WW)

$K^0, \bar{K}^0$ mischen $\longrightarrow$ gleichviele K^0_L, K^0_S

$$\left.\begin{aligned} \tau_{K^0_L} &= 5.2 \cdot 10^{-8} \text{ s} \\ \tau_{K^0_S} &= 0.89 \cdot 10^{-10} \text{ s} \end{aligned}\right\} \quad \tau_{K^0_L} \sim 500\, \tau_{K^0_S}$$

$\longrightarrow$ K^0_L fliegen im Mittel $\sim$500 mal weiter als K^0_S bevor sie zerfallen

$\longrightarrow$ nach bestimmter Zerfallsstrecke: alle K^0_S zerfallen

Für Flugzeit $t \gg \tau_{K^0_S}$: alle kurzlebigen Kaonen zerfallen

$\longrightarrow$ weit weg von K^0–Produktion beobachte nur mehr K^0_L

Jedoch messe: $K^0_L \to 2\pi : 2.9 \cdot 10^{-3}$

Entweder
Masseneigenzustand $K^0_L \neq$ CP–Eigenzustand ${K^0}_2$
oder
Matrixelement für ${K^0}_2$ Zerfall hat Anteil, der 2π–Zerfall erlaubt

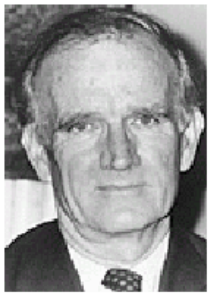
$\Longrightarrow$ CP–Verletzung

1964: Cronin, Fitch et al: Entdeckung der CP–Verletzung im K^0 System

Cronin

Nobelpreis 1980

Fitch



CP–Verletzung

Teilchenphysik vor 1964:

Materie und Antimaterie haben identische Eigenschaften (CP-Erhaltung)

Astrophysik:

Das Universum entstand durch Big Bang:
gleich viel Materie und Antimaterie
danach Ausdehnung $\longrightarrow$ Abkühlung
Messe heute (ca 15 Milliarden Jahre nach BB):
vernachlässigbarer Beitrag von Antimaterie im Universum !

Was ist mit der Antimaterie geschehen ??

Cronin-Fitch Experiment (1964):

Langlebige neutrale Kaonen (CP= -1) zerfallen auch mit BR $\sim 10^{-3}$ in $\pi^+\pi^-$ (CP= +1)
$\Longrightarrow$ CP ist verletzt !!

Kobayashi-Maskawa (1973):

Weinberg–Salam Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung mit 3 Quark Familien hat "natürliche" CP Verletzung (Komplexe Phase)
$\Longrightarrow$ Sagt CP Verletzung voraus

Heute:
CP-Verletzung im Zerfall von neutralen Kaonen und B-Mesonen nachgewiesen (B-Factories am SLC (US) und KEK (Japan), Zukunft am LHC)

CP-Verletzung ist wichtig für Materie-Antimaterie Asymmetrie im Universum