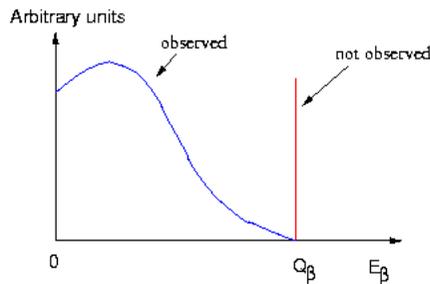


6. DIE SCHWACHE WECHSELWIRKUNG

Historischer Einstieg:

- 1896: Becquerel entdeckt Radioaktivität (Uranpech auf verpackter Photoplatte).
- 1914: Chadwick: β -Strahlen aus nuklearen β -Zerfall haben kontinuierliches Spektrum (im Gegensatz zu z.B. α -Teilchen – diskrete Energieniveaus!).

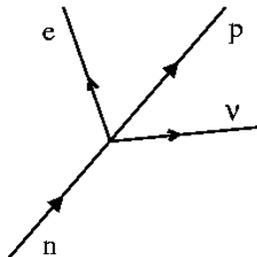


- Interpretation (Ende der 1920er):
 - Energieerhaltung verletzt (Bohr)
 - "Neutrino" trägt Energiedifferenz weg (Pauli).
- 1933: **Fermi und Theorie des β -Zerfalls** in Analogie zur QED (Vierpunkt-WW und Strom-Strom-Form):

$$M = G_{(F)} (\bar{u}_n \gamma_\mu u_p) (\bar{u}_\nu \gamma^\mu u_e)$$

... mit Kopplungskonstante $G \sim 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Beachte das Fehlen eines Propagator-Terms!



- 1955: Wu: **Beobachtung der Paritätsverletzung** in der schwachen WW:



Ausrichten der Co-Spins im B-Feld \rightarrow e⁻-Impuls bevorzugt entgegen Co-Spin \rightarrow Paritätsverletzung!

- **Problem:** Fermi-Matrixelement ist paritätserhaltend! \rightarrow Theorie muss modifiziert werden durch bekannte Faktoren $\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ (Chiralitätsoperatoren).

- Denn:

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \psi \equiv \frac{1}{2}(\psi^\mu - A^\mu)$$

V^μ transformiert unter Raumspiegelungen wie ein Vektor, A^μ wie ein Axialvektor:

$$A'^0 = -A^0 \quad \vec{A}' = \vec{A}$$

Obiger Strom verletzt also die Paritätsinvarianz!

- Damit wird das Matrixelement:

$$M = G_{(F)} \left(\bar{u}_n \gamma_\mu \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) u_p \right) \left(\bar{u}_\nu \gamma^\mu \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) u_e \right)$$

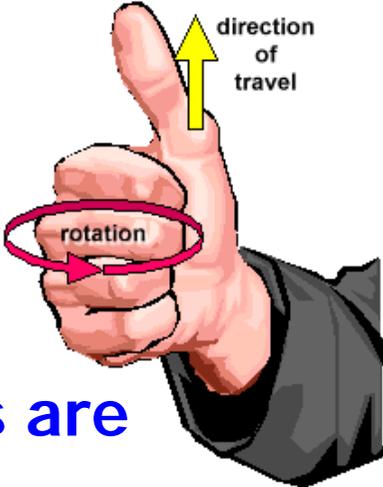
- \rightarrow **(V-A)-Theorie der schwachen Wechselwirkung!** Berücksichtigt Chiralität, beschreibt Paritätsverletzung

The power of symmetries: Parity

Lee & Yang 1956: **weak interactions violate Parity**

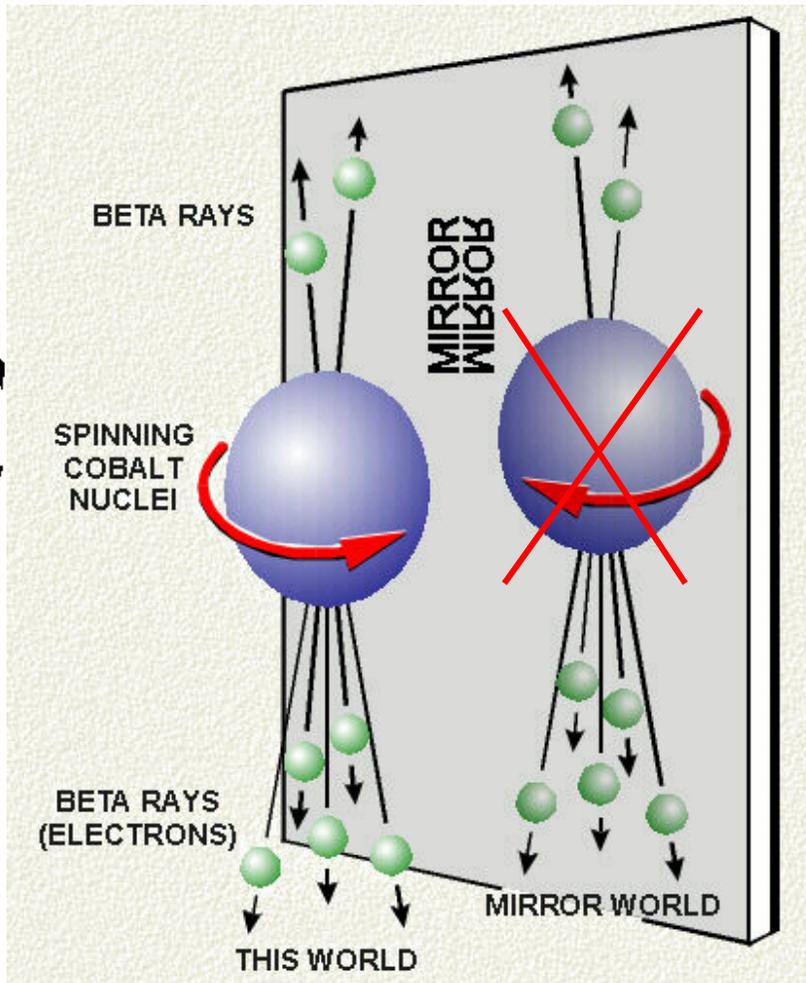
experimentally verified by Wu et al. 1957:

spin



consequence:
neutrinos are always lefthanded !
(antineutrinos righthanded)

Why???



Chen
Ning
Yang

(Nobel
1957)



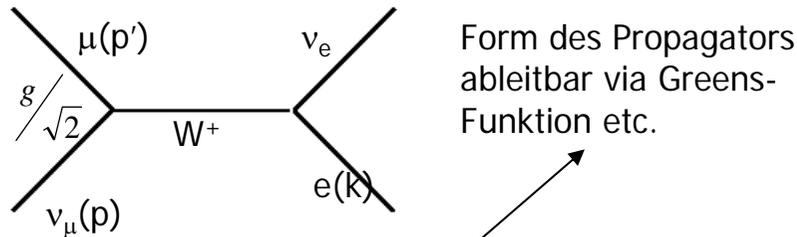
Tsung
-Dao
Lee



Chieng
Shiang
Wu

6.1 BEDEUTUNG VON G_F (Schmüser 6.4)

Matrixelement der $e-\nu_\mu$ -Streuung unter Annahme eines **schweren Eichbosons**:



$$M = \frac{g^2}{2} \left(\bar{u}_{(\mu)} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_{(\nu\mu)} \right) \frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu}{q^2 - M_W^2} \left(\bar{u}_{(\nu e)} \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_{(e)} \right)$$

$$q^2 \ll M_W^2: M = \frac{g^2}{8M_W^2} \left(\bar{u}_{(\mu)} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_{(\nu\mu)} \right) \left(\bar{u}_{(\nu e)} \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_{(e)} \right)$$

Vergleich mit Fermis 4-Punkt-WW: $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$

Beste Bestimmung von G_F aus der Lebensdauer des Myons: $G_F \sim (1.16639 \pm 0.00002) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

G_F ist effektive Kopplung für den Fall kleiner Impulsüberträge Q^2 !

Berechnung des WQS: Spin-Mittelung/Summation etc ...

$$|M|^2 = \frac{G_F^2}{2} \cdot M_{\mu\nu} E^{\mu\nu}$$

... ergibt schliesslich:

$$|M|^2 = 16G_F^2 \cdot s \cdot (s - m_\mu^2)$$

Mit der normalen Formel zur Berechnung des WQS ...

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{1}{s} \frac{p'}{p} |M|^2$$

... folgt dann ($p = \sqrt{s}/2$, $p' = (s - m_\mu^2)/(2\sqrt{s})$):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{4\pi^2} \frac{(s - m_\mu^2)^2}{s} \approx \frac{G_F^2}{4\pi^2} \cdot s \quad \sigma \approx \frac{G_F^2}{\pi} \cdot s$$

Anmerkungen:

- Der diff. WQS ist unabhängig vom Winkel.
- Der WQS steigt mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie an !!! **(Problem!)**
- In der $e-\bar{\nu}_e$ -Annihilation tritt Winkelabhängigkeit auf:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{G_F^2}{4\pi^2} \cdot s \cdot \left(\frac{1 + \cos\theta}{2} \right)^2 \quad \sigma \approx \frac{G_F^2}{3\pi} \cdot s$$

Anschaulich:

- In $e-\nu_\mu$ -Streuung ist $J_z = 0$ (links/links) \rightarrow keine Achse ausgezeichnet.
- In $e-\bar{\nu}_e$ -Annihilation ist $J_z(\text{Anfang}) = +1$ (links/rechts), aber $J_z(\mu\nu_\mu)$ ist nur in mit 33% W'keit +1.
- Erwartung in Neutrino-Nukleon-Streuung:

$$\sigma(\bar{\nu}q) = \frac{1}{3} \sigma(\nu q)$$

6.1 WO IST DAS PROBLEM? (Schmüser 8.1)

Partialwellenzerlegung im optischen Modell (Streutheorie): Der inelastische WQS kann geschrieben werden als:

$$\sigma_{inel} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-|\eta_l|^2)$$

(η_l Amplitude $0 < \eta_l < 1$, l Bahndrehimpuls, k Wellenzahl).
Im Fall der l -ten Partialwelle gilt also:

$$\sigma_{inel} \leq \frac{\pi}{k^2} (2l+1)$$

Andererseits ist die Reichweite der schwachen WW sehr klein:

$$R \approx \frac{\hbar}{M_W} \approx 2.5 \cdot 10^{-18} \text{ m}$$

Es gibt also faktisch keinen Stossparameter – die Streuung erfolgt immer mit $l=0$ (s-Welle). Mit (im CMS) $k=p^*$ folgt also für die inelastische Reaktion

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

$$\sigma(e^- \nu_\mu \rightarrow \mu^- \nu_e) \leq \frac{\pi}{k^2} (2l+1) = \frac{\pi}{p^{*2}}$$

Laut Fermi aber:

$$\sigma(e^- \nu_\mu \rightarrow \mu^- \nu_e) = \frac{G_F^2}{\pi} \cdot s = \frac{G_F^2}{\pi} \cdot 4 p^{*2}$$

Bei Schwerpunktsimpulsen von $p^*=370\text{GeV}$ tritt also ein Konflikt auf

→ **Verletzung der Unitarität**

Grund: Fermi-Kopplung statt Austausch eines W-bosons keine gültige Näherung mehr!

6.1 DIVERGENZEN UND NEUTRALE STRÖME

(Schmüser 8.2)

WQS der (Myon-Neutrino)-Elektron-Streuung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{4\pi^2} \frac{(s - m_\mu^2)^2}{s} \approx \frac{G_F^2}{4\pi^2} \cdot s$$

Wir haben den "Fehler" gemacht, auch für hohe Energien (s!) den Propagator zu vereinfachen:

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu}{q^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{1}{M_W^2}$$

Im Falle sehr hoher Q^2 aber eher:

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu}{q^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{1}{Q^2}$$

Das sieht wieder aus wie der Photon-Propagator → jetzt sollte alles in Ordnung sein. Allerdings: Kompensieren die beiden q im Zähler das Q^2 ? Nein! ($q = p_3 - p_1 = p_4 - p_2$)

$$\left(\bar{u}_3 \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_1 \right) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2 - M_W^2} \left(\bar{u}_4 \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_2 \right) =$$

$$\left(\bar{u}_3 \gamma^\mu (p_{3,\mu} - p_{1,\mu}) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_1 \right) \frac{1}{q^2 - M_W^2} \left(\bar{u}_4 \gamma^\nu (p_{4,\nu} - p_{2,\nu}) \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) u_2 \right)$$

Dirac-Gleichungen der (adjungierten) Spinoren:

$$\bar{u}_3 p_3 = m_\mu \bar{u}_3 \quad p_1 \bar{u}_1 = 0$$

$$\bar{u}_4 p_4 = 0 \quad p_2 u_2 = m_e u_2$$

Beitrag des $q_\mu q_\nu$ -Termes ist also von Ordnung

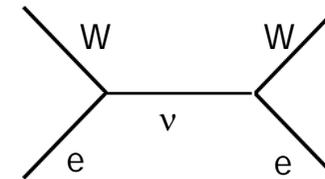
$$\frac{m_e m_\mu}{M_W^2}$$

→ vernachlässigbar klein!

→ Ersetze (in Austauschdiagrammen):

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu}{q^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{1}{q^2 - M_W^2}$$

Aber: Probleme treten wieder auf, wenn **externe W-Bosonen** einbezogen werden, z.B. $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, die linear mit s ansteigt!



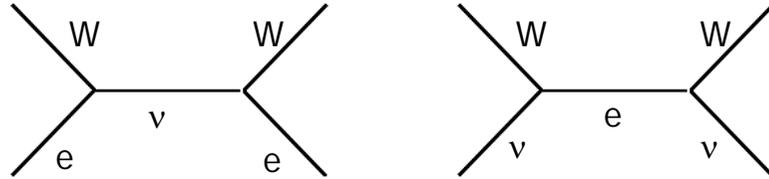
Entscheidender Punkt (ohne Rechnung): Masse des W: $M_W > 0 \rightarrow$ Helizität 0 möglich, und dieser **"longitudinale" Anteil** steigt mit s an.

$$\sigma \approx \frac{G_F^2}{12\pi} \cdot s$$

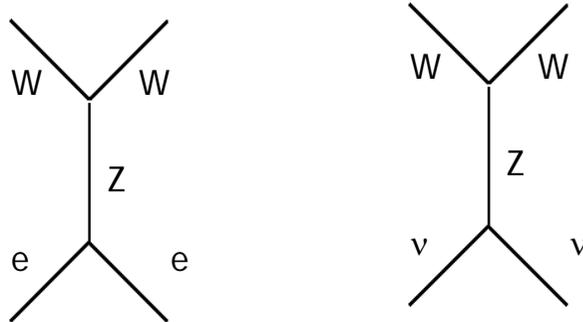
Theoretische Lösung (wegweisend für Experimente!): Existenz eines **neutralen Feldquants (Z^0)**, das die Divergenzen kompensiert.

6.1 DIVERGENZEN UND NEUTRALE STRÖME (Schmüser 8.3)

Divergenzen in:



Kompensation durch:



Damit Kompensation (mit nur einem Z) eintritt, muss gelten: $g(We\nu) \sim g(Zee) \sim g(ZWW) \sim e$

$$g_Z \sim g_W \sim e$$

Mithilfe von folgt in erster Ordnung: $M_W \sim M_Z \sim 40\text{GeV}$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

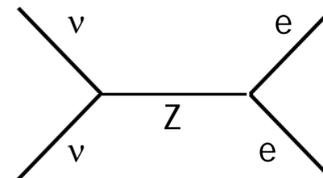
(Modifiziert durch
EW-Mischungswinkel)

Achtung:

- Auch schweres Lepton im t-Kanal kann kompensieren.
- Es kann auch mehrere Z-Bosonen geben!
- falls $m_e > 0 \rightarrow$ weitere Divergenzen \rightarrow Higgs!

Die Theorie fordert also die Existenz von **Neutralen Strömen**:

- Schon früh in tiefunelastischer eN-Streuung Hinweise auf Notwendigkeit schwerer neutraler Feldquanten (Interferenz mit Photon-Term).
- Hinweise aus Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien in e^+e^- -Experimenten (PETRA, später)
- 1973 (Blasenkammer Gargamelle am CERN) erstmals Neutrino-Reaktionen ohne geladene Myonen im Endzustand (keine Flavour/Ladungsänderung \rightarrow "neutral current", NC):



$$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$$

- Gleichzeitig viele hadronische Ereignisse mit grosser Rate, die nur mit NC gehen konnten:

$$\nu_\mu N \rightarrow (\nu_\mu)X, \quad \bar{\nu}_\mu N \rightarrow (\bar{\nu}_\mu)X$$

$$\sigma(\nu_\mu N \rightarrow (\nu_\mu)X) : \sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X) \approx 0.25$$

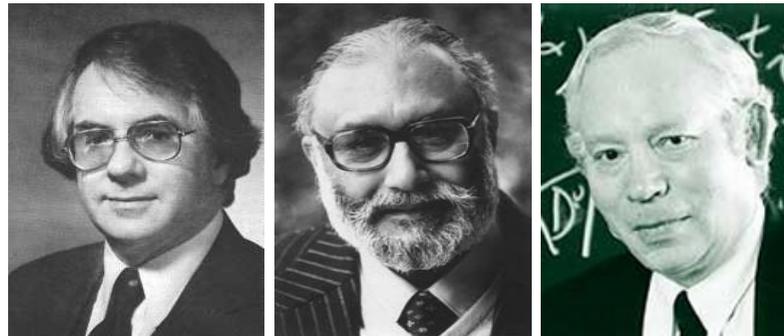
Gleiche Raten legen nahe, dass Kopplung des Z an Quarks/Leptonen etwa wie W-Kopplungen!

- 1984 Entdeckung von W,Z am SppS (UA1,UA2)

Weak Interactions

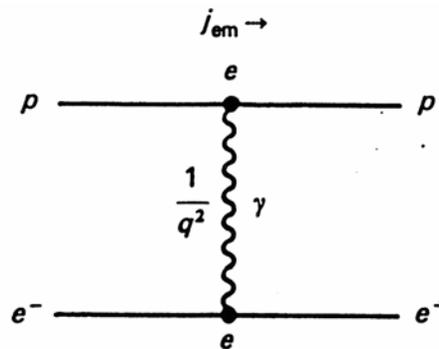
The Theory of GLASHOW, SALAM and WEINBERG

~ 1959-1968

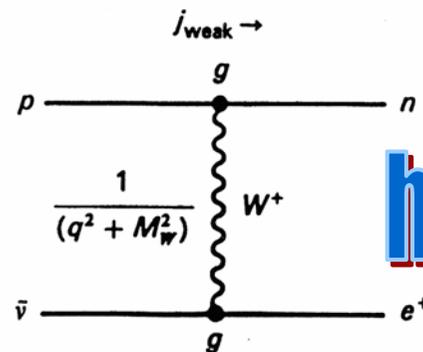


(Nobel 1979)

Theory of the unified weak and electromagnetic interaction, transmitted by exchange of "intermediate vector bosons"

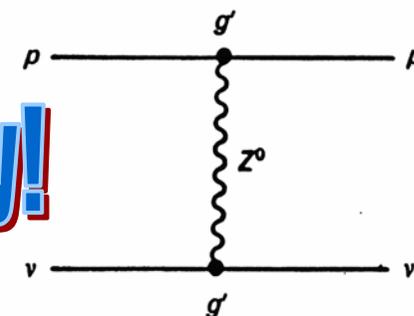


(a) Electromagnetic scattering



(b) Weak scattering (charged current)

heavy!

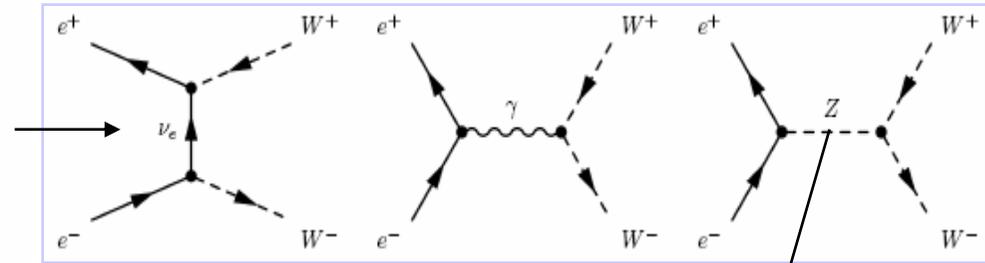
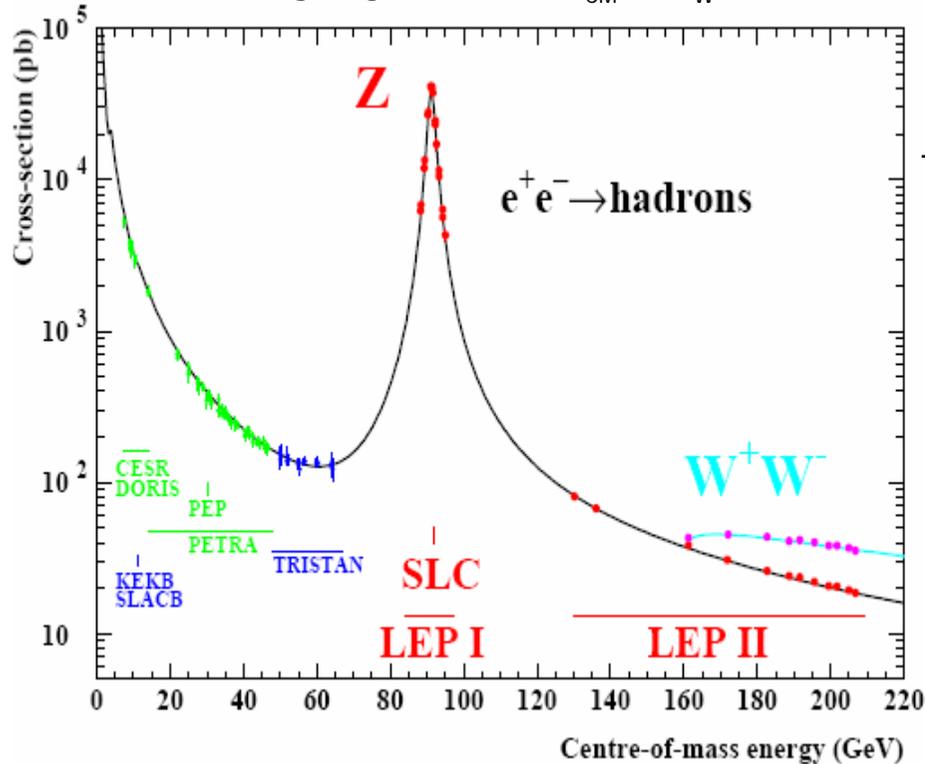


(c) Weak scattering (neutral current)

W-PAAR-PRODUKTION BEI LEP

W-Paarzeugung: (e^+e^- mit $E_{CM} > 2M_W \sim 160$ GeV)

Diagramme (niedrigster Ordnung), die beitragen:



- Amplitude **ν -Austausch** $\sim g^2 \sin^2 \theta_W s / M_W^2$ **divergiert**
- **γ und Z^0 -Graph** (wegen versch. Kopplungen) **notwendig** um Divergenz zu kompensieren!

- Wirkungsquerschnitt $1/100 - 1/1000 \sigma(Z^0) \rightarrow$ Ausbau von LEP \rightarrow LEP II mit höherer Energie (supra-leitenden Beschleunigungskavitäten) und höherer Luminosität

ZWW-Kopplung, die aus Struktur $SU(2)_L U(1)_Y$ folgt direkt nachgewiesen

