
Physik der Z-Bosonen

Das Z-Boson nimmt im Standardmodell der Teilchenphysik (SM) eine wichtige Rolle ein. Über neutrale Ströme wechselwirkt es mit allen Quarks und Leptonen, wobei sich die Stärke der Vektor- und Axialvektorkopplungen an Fermionen mit unterschiedlichen Ladungs- und Isospinquantenzahlen unterscheiden. Daher lassen sich durch genaue Vermessung von Produktion und Zerfall von Z-Bosonen Präzisionstests des SM durchführen. Besondere Bedeutung besitzen in diesem Zusammenhang die Vermessung der Z-Resonanzkurve und der differenzielle Wirkungsquerschnitt für Prozesse vom Typ $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$.

3.1 Von der Z-Entdeckung zu den Z-Fabriken

3.1.1 Gargamelle: Neutrale Ströme

Der erste indirekte Nachweis des Z-Bosons war die Entdeckung neutraler Ströme (neutral currents, NC) 1973 bei CERN [Has73a]. Ein Strahl von ν_μ oder $\bar{\nu}_\mu$ wurde auf die Gargamelle-Blasenkammer gerichtet. In Wechselwirkungen der Neutrinos mit der Füllung der Blasenkammer (Freon: CF_3Br) wurden zwei Arten von Ereignissen beobachtet (siehe auch Abb. 3.1):

- Geladene Ströme: $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$,
- Neutrale Ströme: $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + e^-$.

Die entscheidende Signatur der NC ist die Abwesenheit eines Myons im Endzustand. Anstatt dessen wird ein Elektron ausgeschlagen, das sich ungefähr parallel zum Neutrinostrahl bewegt und einen elektromagnetischen Schauer in der Blasenkammer hinterlässt. Das erste beobachtete Ereignis dieser Art ist in Abb. 3.2 gezeigt. Die Streuung kann anstatt an Elektronen auch an Nukleonen erfolgen, solche Ereignisse sind allerdings aufgrund des hadronischen Schauers schwieriger zu interpretieren.

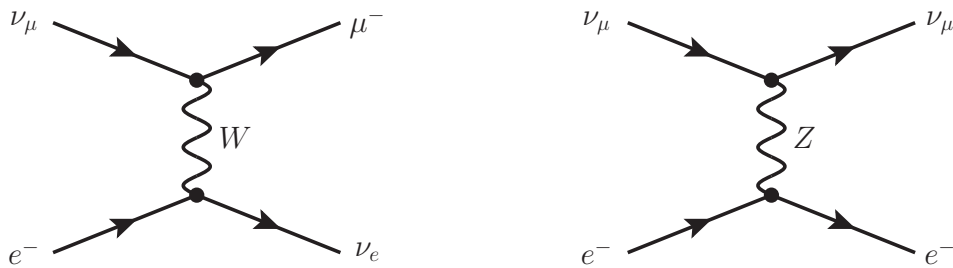


Abbildung 3.1: Neutrino-Elektron-Streuung bei Gargamelle: geladener Strom (links) und neutraler Strom (rechts). Der neutrale Strom kann sowohl durch ν_μ als auch durch $\bar{\nu}_\mu$ induziert werden.

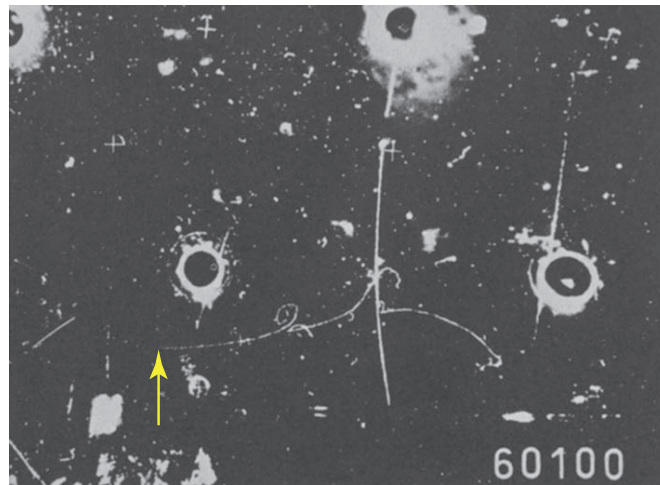


Abbildung 3.2: Blaskammeraufnahme des ersten Kandidaten für den NC-Prozess $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ mit dem Gargamelle-Detektor [Has73b]. Das Neutrino läuft von links ein, der NC-Prozess ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Das ausgehende Elektron induziert einen elektromagnetischen Schauer.

3.1.2 UA1 und UA2: Direkter Z-Nachweis

Am Sp \bar{p} S bei CERN konnten ab 1981 Z-Bosonen erstmalig direkt in $p\bar{p}$ -Kollisionen produziert werden. Der Feynman-Graph auf Bornniveau ist in Abb. 3.3 (a) gezeigt. Der Z-Nachweis erfolgt über die Zerfälle in geladene Leptonen $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dazu rekonstruiert man im Detektor Impuls und Energie der beiden Leptonen und berechnet aus den Vierervektoren p_{ℓ^+} und p_{ℓ^-} die invariante Masse $m_Z^2 = m_{\ell^+\ell^-}^2 = (p_{\ell^+} + p_{\ell^-})^2$, siehe Abb. 3.4. Da am Sp \bar{p} S nur soviel Energie zur Verfügung stand, um das Z-Boson praktisch in Ruhe zu erzeugen, werden die beiden Leptonen aufgrund der Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen im Detektor registriert. Der Z-Nachweis mithilfe der invarianten Masse wird heute noch am Tevatron erfolgreich eingesetzt.

3.1.3 LEP und SLC: die Z-Fabriken

Nach der Entdeckung des Z-Bosons war die genaue Vermessung seiner Eigenschaften der nächste logische Schritt. Dies geschah bei den e^+e^- -Collidern LEP und SLC. Beide wurden jahrelang „auf der Z-Resonanz“ (auch: „am Z-Pol“) betrieben, d. h. die

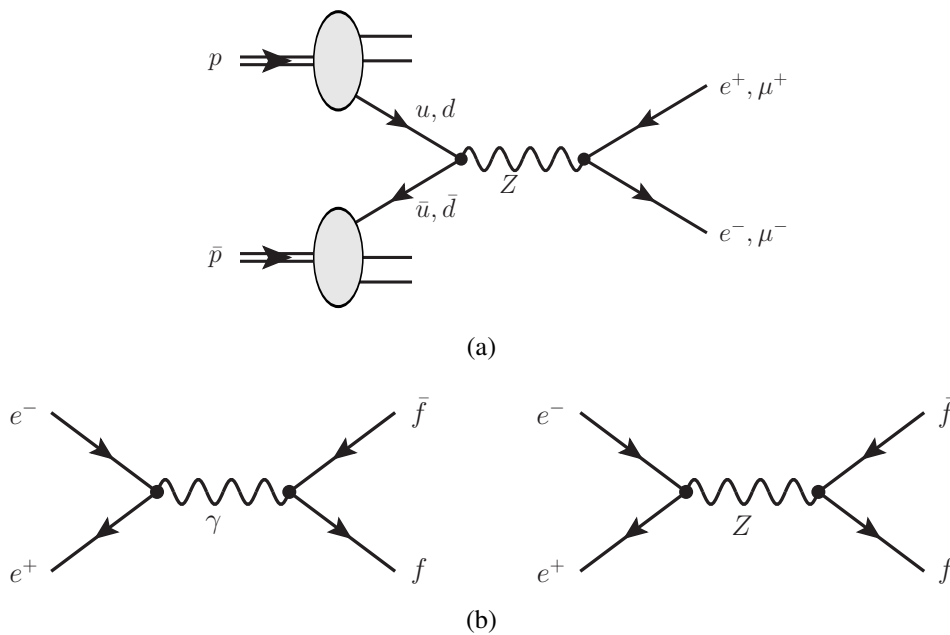


Abbildung 3.3: (a) Feynman-Diagramm für Z-Produktion in Proton-Antiproton-Kollisionen. Das Z-Boson wird über seinen Zerfall in Paare geladener Elektronen und Myonen nachgewiesen. (b) Feynman-Diagramme der e^+e^- -Streuung mit Photon-Austausch (links) und mit Z-Austausch (rechts).

Schwerpunktsenergie war $\sqrt{s} \approx m_Z \approx 91 \text{ GeV}$. Bei dieser Energie dominiert im Prozess $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z$ der Z-Austausch, siehe Abb. 3.3. Das Z-Boson zerfällt in alle Arten von Fermionpaaren $f\bar{f}$ mit Ausnahme von $t\bar{t}$ -Paaren, für deren Erzeugung nicht genügend Energie zur Verfügung steht. Insgesamt steht so ein Datensatz von 17 Millionen Z-Zerfällen (LEP) und 600.000 Z-Zerfällen (SLC) zur Verfügung, wobei die Polarisation der Strahlen bei SLC zusätzliche Messungen erlaubt.

Die Experimente an beiden Beschleunigern besaßen einen ähnlichen zwiebelschalenartigen Aufbau: mit einem zentralen Spurdetektor in einem starken Magnetfeld werden Impuls und Ursprungsort der produzierten Teilchen gemessen. Danach wird im elektromagnetischen Kalorimeter die Energie von Elektronen und Photonen gemessen, anschließend im hadronischen Kalorimeter die Energie der Hadronen. Den Abschluss bildet ein Detektor zum Nachweis von Myonen. Dies ist schematisch in Abb. 3.5 und am Beispiel des OPAL-Detektors bei LEP in Abb. 3.6 gezeigt. Details zur Funktionsweise der Detektoren werden in der Spezialvorlesung „Detektoren in der Teilchenphysik“ behandelt.

Die endgültigen Ergebnisse der Messungen an der Z-Resonanz wurden 2006 publiziert [Z06]. Sie umfassen die bislang genaueste Bestimmung der Masse und Zerfallsbreite des Z-Bosons und dessen Kopplungen an Fermionen.

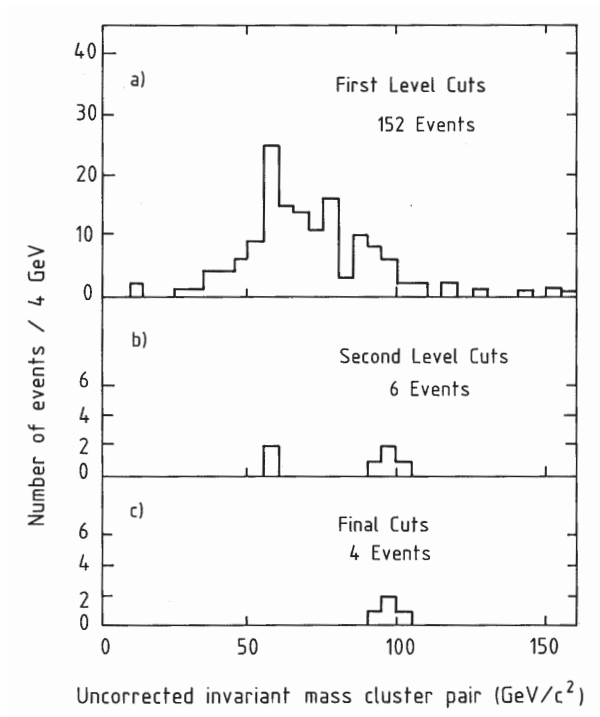


Abbildung 3.4: Invariante Masse von e^+e^- -Paaren im UA1-Detektor [Arn83b]. Nach einer mehrstufigen Selektion bleiben vier Z-Kandidaten mit invarianten Massen um $95 \text{ GeV}/c^2$ übrig.

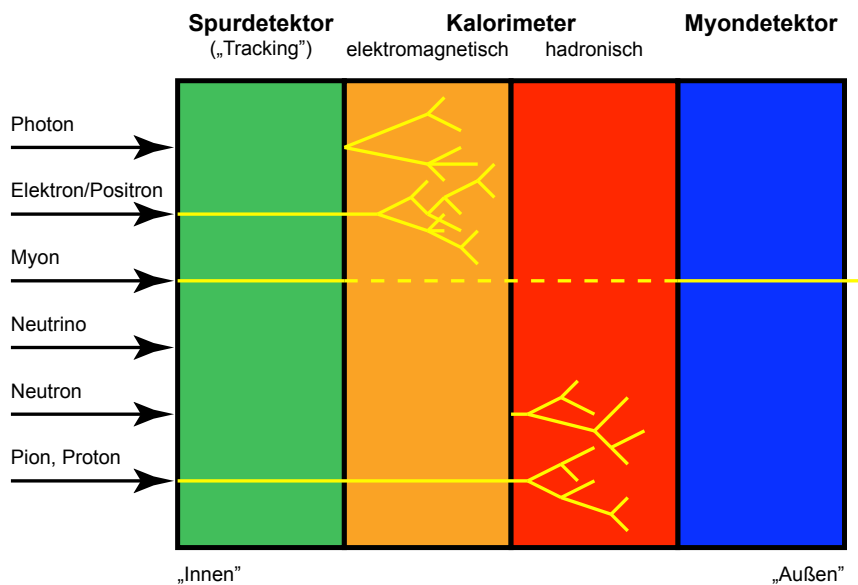


Abbildung 3.5: Anordnung eines typischen Detektors in der Teilchenphysik. Nah am Kollisionsspunkt befinden sich Spurdetektoren, nach außen folgen elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter sowie der Myondetektor. Die typischen Kollisionsprodukte zeigen unterschiedliche Wechselwirkungen im Detektor.

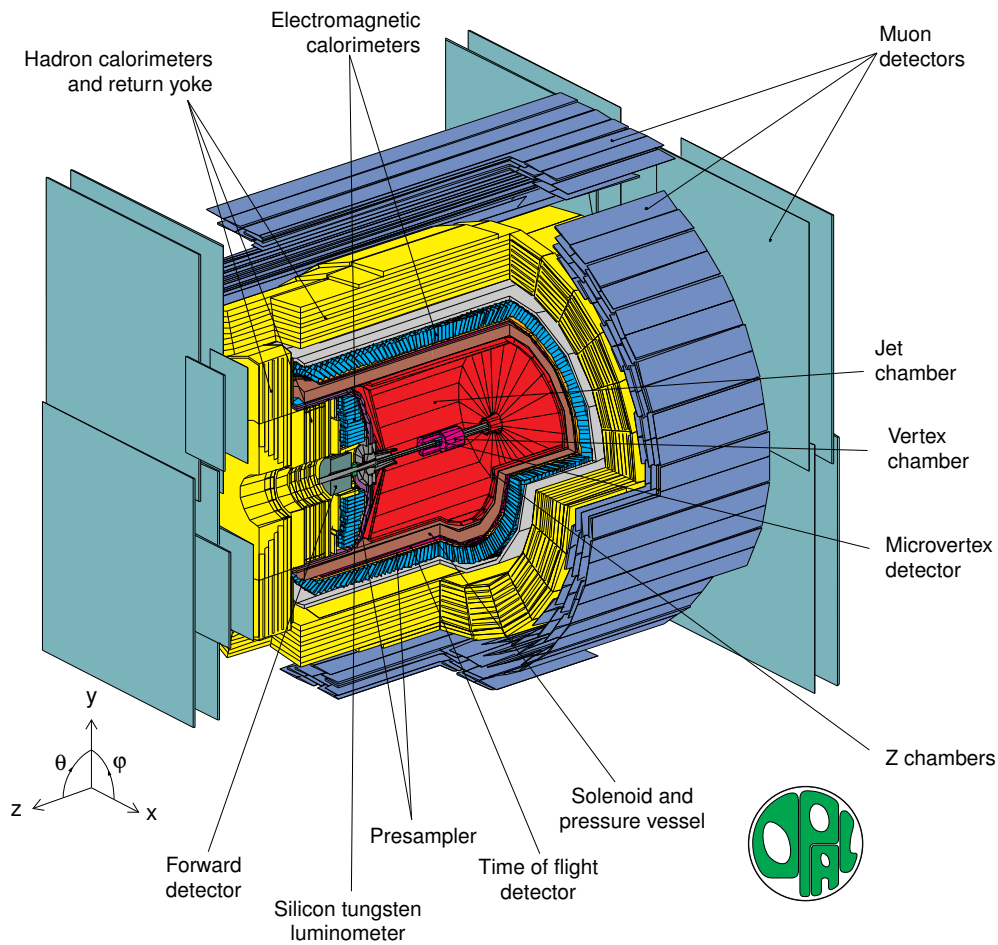


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des OPAL-Detektors am LEP-Speicherring [OPA].

3.2 Untersuchung der Z-Resonanz in e^+e^- -Streuung

3.2.1 Wirkungsquerschnitt

Im allgemeinen setzt sich der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Fermionpaaren in e^+e^- -Streuung $\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})$ aus drei Teilen zusammen,

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \sigma_\gamma + \sigma_{\gamma/Z} + \sigma_Z. \quad (3.1)$$

Dabei ist σ_γ der Wirkungsquerschnitt für den Austausch eines virtuellen Photons, σ_Z der Wirkungsquerschnitt für den Z-Austausch und $\sigma_{\gamma/Z}$ ein Interferenzterm, der zustande kommt, weil Photon und Z-Boson dieselben Quantenzahlen besitzen.

Photon-Austausch

Der Photon-Austausch dominiert die e^+e^- -Streuung bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \ll m_Z$. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozess beträgt auf Bornniveau

$$\sigma_\gamma = N_C^f q_f^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (3.2)$$

Dabei ist N_C^f die Zahl der Farbfreiheitsgrade für das Fermion f , also $N_C^f = 3$ für Quarks und $N_C^f = 1$ für Leptonen, und $\alpha = e^2/4\pi = 1/137,035999679(94)$ ist die Feinstrukturkonstante. Die Massen der Fermionen im Endzustand sind dabei vernachlässigt. Die Winkelverteilung im Endzustand hängt nur von den Spins der beteiligten Teilchen ab und kann aus der Drehimpulserhaltung hergeleitet werden: Ein Spin-1-Teilchen zerfällt in zwei Spin-1/2-Teilchen, deren Spins in dieselbe Richtung zeigen müssen. Man erhält dann mithilfe der Elemente $d_{m,m'}^j$ der Rotationsmatrix für $j = 1$ und $m, m' = \pm 1$ die Winkelverteilung der Fermionen im Endzustand:

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\cos\theta} \sim 2(d_{1,1}^1)^2 + 2(d_{1,-1}^1)^2 = 2 \left[\frac{1}{2}(1 + \cos\theta) \right]^2 + 2 \left[\frac{1}{2}(1 - \cos\theta) \right]^2 = 1 + \cos^2\theta. \quad (3.3)$$

Durch Normierung der Winkelverteilung auf 1 erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels θ :

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\cos\theta} = N_C^f q_f^2 \frac{\pi\alpha^2}{2s} (1 + \cos^2\theta). \quad (3.4)$$

Bhabha-Streuung

Für Elektronen im Endzustand ($f\bar{f} = e^+e^-$) gibt es neben den s -Kanal-Diagrammen in Abb. 3.3 noch Photonaustausch im t -Kanal. Dieser Prozess („Bhabha-Streuung“) besitzt den gleichen Endzustand wie der s -Kanal-Prozess und interferiert daher mit diesem. Wie in der Rutherford-Streuung ist die Winkelverteilung proportional zu $1/\sin^4(\theta/2)$ und liefert so große Beiträge zum Wirkungsquerschnitt insbesondere für kleine Streuwinkel. Da Bhabha-Streuung als reiner QED-Prozess mit großer Präzision berechenbar ist, haben die LEP-Experimente Bhabha-Streuung bei kleinen Winkeln zur Messung der Luminosität benutzt, wie in Abschnitt 3.2.2 genauer erläutert wird.

Z-Austausch

Für $\sqrt{s} \approx m_Z$ tritt neben dem Photon-Austausch σ_γ aus Gleichung (3.2) auch der bisher vernachlässigte Term für Z -Austausch σ_Z auf. Da γ und Z dieselben Quantenzahlen haben, tritt auch ein Interferenzterm $\sigma_{\gamma/Z}$ auf. Der dominante Beitrag stammt dabei vom Z -Austausch. Weiterhin ist zu beachten, dass die Feinstruktur„konstante“ aufgrund von Strahlungskorrekturen eine „laufende Kopplungskonstante“, also eine Funktion der Schwerpunktsenergie ist: $\alpha = \alpha(s)$. Auf der Z -Resonanz beträgt der Wert $\alpha(m_Z) = 1/127,925(16)$.

Die Amplitude A für den Z -Austausch lässt sich anhand der Feynmanregeln der elektroschwachen Theorie schreiben als (Kopplung)² · (Elektronenstrom) · (Z-Propagator) · (Fermionenstrom):

$$A = (\sqrt{2}G_F m_Z^2) \cdot j_\mu^e \cdot \frac{1}{s - m_Z^2 + is\Gamma_Z/m_Z} \cdot j^{\mu,f} \quad (3.5)$$

wobei $g^2/(2\cos\theta_W)^2 = \sqrt{2}G_F m_Z^2$ benutzt wurde. Die Fermionströme sind gegeben durch

$$j^{\mu,f} = \bar{f} \left(g_V^f \gamma^\mu - g_A^f \gamma^\mu \gamma_5 \right) f. \quad (3.6)$$

Das Z-Boson besitzt eine endliche Lebensdauer τ_Z , und die Produktion von Z-Bosonen ist ein Resonanzeffekt. Daher wird dem Z-Propagator zusätzlich ein Imaginärteil hinzugefügt, in den die Breite der Resonanz

$$\Gamma_Z = \frac{1}{\tau_Z} := \sum_f \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}), \quad (3.7)$$

also das Inverse der Lebensdauer, eingeht. Der Wirkungsquerschnitt bekommt dann die charakteristische Form einer (relativistischen) Breit-Wigner-Verteilung.¹ Die Breite kann als Summe der „Partialbreiten“ (partiellen Zerfallsbreiten) in Paare aller Fermiontypen $f\bar{f}$ geschrieben werden. Die Partialbreiten sind gegeben durch

$$\Gamma_f := \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = N_C^f \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \left[(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2 \right], \quad (3.8)$$

man kann also aus einer Messung der Partialbreiten die Quadratsumme der Vektor- und Axialvektorkopplungen der Fermionen bestimmen.

Strahlungskorrekturen

Die obigen Zusammenhänge gelten nur auf Bornniveau, also in niedrigster Ordnung der Störungstheorie und für verschwindende Fermionmassen. Die Präzision der Messungen bei LEP und SLC erlauben es aber, die Vorhersagen des SM auch auf dem Niveau von Strahlungskorrekturen zu überprüfen. An der Z-Resonanz sind solche Strahlungskorrekturen relevant, die zur Resonanz beitragen. Dazu gehören

- QED-Korrekturen, z. B. Abstrahlung von Photonen und Photon-Vertexkorrektur,
- elektroschwache Korrekturen, z. B. Vakuumpolarisation durch Fermionschleifen,
- QCD-Korrekturen, z. B. Gluon-Vertexkorrektur, Beiträge zur Vakuumpolarisation.

Feynman-Graphen für einige dieser Korrekturen sind in Abb. 3.7 beispielhaft gezeigt. Eine wichtige Voraussagen des SM auf dem Niveau von Strahlungskorrekturen war die Masse des Top-Quarks, die schon vor dem direkten Nachweis am Tevatron mit guter Präzision vorausgesagt werden konnte. Dies ist in Abb. 3.8 gezeigt.

Der Einfluss von QED-Korrekturen auf den Wirkungsquerschnitt ist groß, aber gut bekannt, wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wird. Die Strahlungskorrekturen werden berücksichtigt, indem die Partialbreiten entsprechend umdefiniert werden. Der schwache Mischungswinkel θ_W wird damit beispielsweise durch den effektiven schwachen Mischungswinkel $\theta_{W,\text{eff}}$ ersetzt. Die Vorhersagen der elektroschwachen Theorie werden dann nicht mit den Messgrößen selbst, z. B. mit einem Wirkungsquerschnitt σ , sondern mit so genannten „Pseudoobservablen“ verglichen, die die Korrekturen bereits enthalten, z. B. ein korrigierter Wirkungsquerschnitt σ^0 .

3.2.2 Partielle Zerfallsbreiten

Der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ ergibt sich aus der Amplitude (3.5) als das Produkt des Wirkungsquerschnitts am Maximum σ_f^{peak} mit einem Breit-Wigner-Term

¹Diese phänomenologische Motivation funktioniert gut auf Bornniveau. In der elektroschwachen Theorie ergibt sich diese Form, wenn man Korrekturen höherer Ordnung im Z-Propagator aufsummiert.

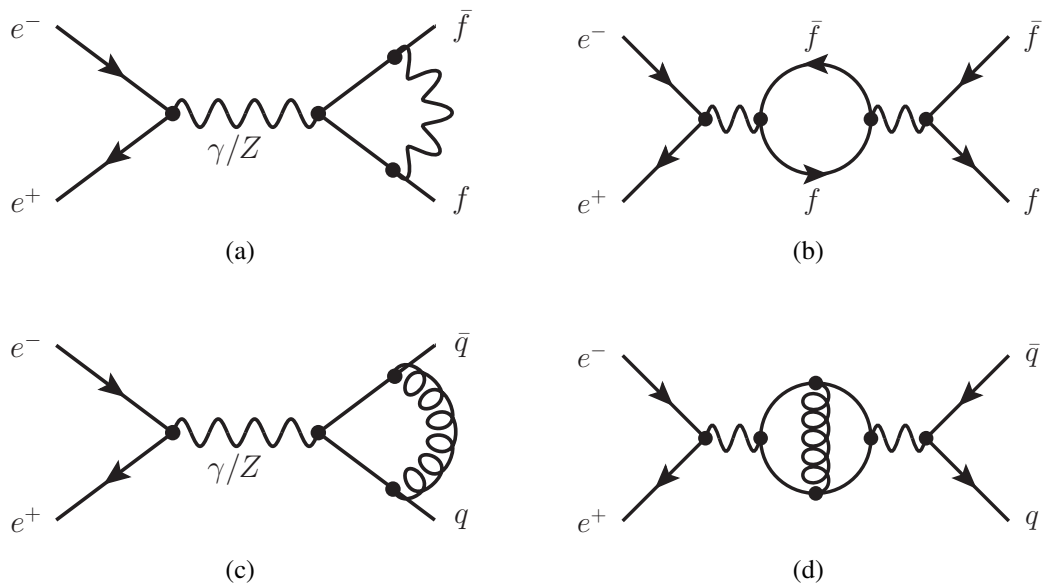


Abbildung 3.7: Strahlungskorrekturen an der Z-Resonanz. (a) QED-Vertexkorrektur. (b) Vakuumpolarisation durch Fermionschleife im γ/Z -Propagator. (c) QCD-Vertexkorrektur. (d) QCD-Korrektur zu einer Fermionschleife im γ/Z -Propagator.

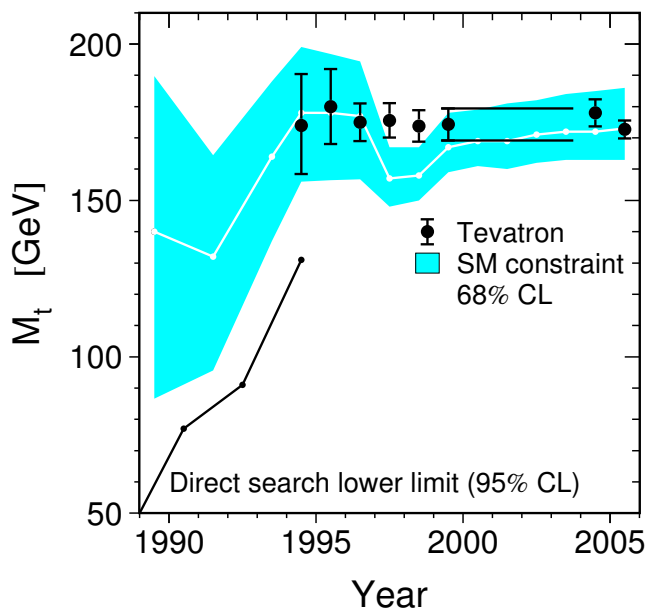


Abbildung 3.8: Vergleich von direkten Messungen der Top-Quark-Masse am Tevatron (Datenpunkte) mit SM-Berechnungen aus Strahlungskorrekturen (farbiges Band) als Funktion der Zeit [Z06].

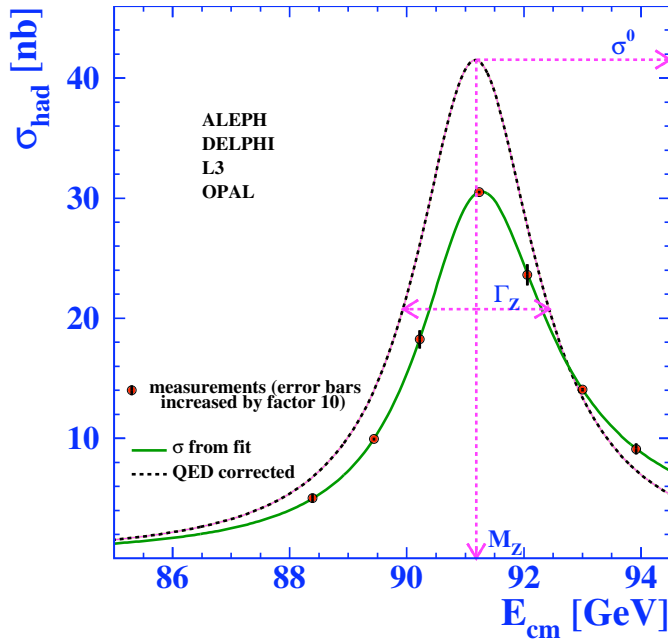


Abbildung 3.9: Hadronischer Wirkungsquerschnitt σ_{had} als Funktion der Schwerpunktsenergie $E_{\text{cm}} = \sqrt{s}$ bei LEP [Z06]. Der Unterschied zwischen der Anpassung der Messdaten und der gestrichelten Linie zeigt die Größe der QED-Korrekturen.

$\chi(s)$, der den Propagator des Z-Bosons mit seiner endlichen Lebensdauer widerspiegelt:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}) = \sigma_f^{\text{peak}} \chi(s) = \left(\frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \right) \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - m_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2}. \quad (3.9)$$

Die Breite des Z-Bosons wird nun aufgeteilt in einen hadronischen Teil ($f = q = u, d, c, s, b$), einen leptonischen Teil ($f = \ell = e, \mu, \tau$) und einen unsichtbaren Teil ($f = \nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$):

$$\Gamma_Z = \sum_{q=u,d,c,s,b} \Gamma_q + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \Gamma_\ell + \sum_{\nu=\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau} \Gamma_\nu =: \Gamma_{\text{had}} + 3\Gamma_\ell + \Gamma_{\text{inv}}, \quad (3.10)$$

wobei im letzten Schritt Lepton-Universalität angenommen wurde. Der hadronische Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}) := \sigma_{\text{had}}$ ist in Abb. 3.9 gezeigt. Die gemessene Resonanzkurve wird auf QED-Effekte wie die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand korrigiert. Damit erhält man als Pseudoobservable σ_{had}^0 . Die Korrektur ist groß, sie erhöht z. B. das Maximum um fast 40%, kann aber präzise berechnet werden. Aus der Form der korrigierten Resonanzkurve lassen sich folgende Parameter bestimmen [Z06]:

- Position des Peaks: Masse des Z-Bosons $m_Z = 91,1875(21)$ GeV,
- Breite des Peaks auf halber Höhe: Breite des Z-Bosons $\Gamma_Z = 2,4952(23)$ GeV,
- Höhe des Peaks $\sigma_{\text{had}}^0 = 41,540(37)$ nb: Produkt der Partialbreiten $\Gamma_{\text{had}} \cdot \Gamma_e$.

Bei LEP und SLC wurden Messungen der Wirkungsquerschnitte für Z-Zerfälle in Hadronen und Leptonen geschickt kombiniert, um die einzelnen Partialbreiten zu extrahieren:

$$\sigma_{\text{had}} \sim \Gamma_{\text{had}} \cdot \Gamma_e, \quad \sigma_e \sim \Gamma_e^2, \quad \sigma_\mu \sim \Gamma_\mu \cdot \Gamma_e, \quad \sigma_\tau \sim \Gamma_\tau \cdot \Gamma_e, \quad (3.11)$$

Das Resultat bestätigt die Annahme der „Lepton-Universalität“ im Standardmodell: alle Leptonen koppeln gleich stark an das Z-Boson, d. h. im Rahmen der Messgenauigkeit gilt $\Gamma_\ell = \Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau \approx 84,0(1)$ MeV.

3.2.3 Experimentelle Vermessung der Z-Resonanz

Der Wirkungsquerschnitt σ_{had} für die Produktion von Z-Bosonen und deren Zerfall in $q\bar{q}$ -Endzustände wird wie folgt experimentell bestimmt:

$$\sigma_{\text{had}}(s) = \frac{N_{\text{sel}} - N_{\text{bkg}}}{\varepsilon \cdot \int L dt}. \quad (3.12)$$

Alle in dieser Gleichung auftretenden Größen können bei LEP-I genau vermessen werden, wie im folgenden diskutiert werden wird.

Schwerpunktsenergie der Kollision

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} wurde bei LEP durch „resonante Depolarisation“ der Strahlen mit einer Genauigkeit von 2 MeV (2×10^{-5}) bestimmt. Damit konnten subtile Einflüsse auf die Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden, z. B. geologische Deformationen durch Gezeiten, starken Regen oder den Wasserstand im Genfer See, sowie Kriechströme durch abfahrende TGV-Schnellzüge.

Zahl der selektierten Ereignisse

Nach Aufzeichnung der Daten wird eine Selektion von Ereignissen vorgenommen, die von Zerfällen $Z \rightarrow q\bar{q}$ stammen könnten. Wie in Abb. 3.10 (c) gezeigt, erwartet man zwei Bündel von Teilchen („Jets“) in entgegengesetzte Richtungen. Nach der Selektion bleiben N_{sel} solche Ereignisse übrig.

Zahl der erwarteten Untergrundereignisse

Nicht jedes selektierte Ereignis stammt notwendigerweise aus einem Zerfall $Z \rightarrow q\bar{q}$. Andere Klassen von Ereignissen mit einer ähnlichen Signatur können mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die Selektion passieren. Die erwartete Zahl N_{bkg} solcher Untergrundereignisse (engl.: background events) kann z. B. aus Simulationsrechnungen abgeschätzt werden.

Nachweiseffizienz

Die LEP-Detektoren konnten den Zerfall $Z \rightarrow q\bar{q}$ mit hoher Effizienz nachweisen, dennoch können vereinzelt Ereignisse nicht aufgezeichnet werden. Um dies in der Berechnung von σ_{had} zu berücksichtigen, wird die Nachweiseffizienz ε für den Zerfall $Z \rightarrow q\bar{q}$ bestimmt. Dies geschieht z. B. in einer Simulationsrechnung, bei der die Effizienz definiert ist als der Anteil der selektierten simulierten $Z \rightarrow q\bar{q}$ -Zerfälle $N_{\text{sel}}^{\text{sim}}$ an der Gesamtzahl der simulierten Zerfälle $N_{\text{ges}}^{\text{sim}}$:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{sel}}^{\text{sim}}}{N_{\text{ges}}^{\text{sim}}}. \quad (3.13)$$

Integrierte Luminosität

Die instantane Luminosität

$$L = f \cdot N \cdot \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.14)$$

ist ein Maß für die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers. Sie hängt ab von der Umlauffrequenz f , der Zahl der Teilchenpakete im Collider N , der Zahl der Teilchen pro Paket n_1 und n_2 für die beiden Strahlen, und der Fokussierung der Strahlen ($\sigma_{x,y}$ Breiten eines gaußschen Strahlprofils in x - und y -Richtung). Typische instantane Luminositäten bei LEP-I lagen bei bis zu $L = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Bei dieser Luminosität wurden etwa 1000 Z-Bosonen pro Stunde aufgezeichnet. Die integrierte Luminosität $\int L dt$ ist dann ein Maß für die Menge an genommenen Daten. Bei LEP-I wurden pro Experiment insgesamt etwa $\int L dt = 200 \text{ pb}^{-1}$ an Daten aufgezeichnet.

Die Detektoren bei LEP-I besaßen spezielle Detektoren, um Bhabha-Streuung bei kleinen Winkeln nachzuweisen. Die Rate von Bhabha-Ereignissen in diesen Detektoren war etwa drei- bis viermal höher als die Rate für die Produktion von Z-Bosonen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess σ_{Bhabha} kann darüber hinaus sehr gut theoretisch berechnet werden, und die Nachweiseffizienz $\varepsilon_{\text{Bhabha}}$ kann genau bestimmt werden. Daher wurde die Luminosität bei LEP-I durch Zählen von Bhabha-Ereignissen bestimmt:

$$\int L dt = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\varepsilon_{\text{Bhabha}} \sigma_{\text{Bhabha}}} \quad (3.15)$$

Dabei wurde eine Präzision von $< 0,1\%$ erreicht.

3.2.4 Zahl der leichten Neutrino flavors

Eine der ersten Messungen nach den Inbetriebnahme des LEP-Speicherrings betraf die Zahl der Neutrino flavors. Z-Bosonen können in $\nu\bar{\nu}$ -Paare aller „leichten“ Neutrino flavors mit $m_\nu < m_Z/2$ zerfallen. Mit der Messung können somit „exotische“ schwere Neutrinos mit $m_\nu > m_Z/2$ nicht ausgeschlossen werden. Wenn man annimmt, dass alle SM-Neutrinos leicht sind und die Leptonen und Quarks parallel in Familien angeordnet sind, resultiert aus der Messung auch die Zahl der Quark- und Leptonfamilien im Standardmodell. Im SM stammt die unsichtbare Z-Breite ausschließlich von den drei Neutrino flavors:

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_{\nu_e} + \Gamma_{\nu_\mu} + \Gamma_{\nu_\tau} = 3\Gamma_\nu. \quad (3.16)$$

Sollten weitere leichte Neutrino flavors existieren, erwartet man einen größeren Anteil von Γ_{inv} an der Gesamtbreite. Damit wird die beobachtbare Breite geringer. Wenn man Lepton-Universalität annimmt, kann man Γ_{inv} aus den sichtbaren Partialbreiten bestimmen:

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - 3\Gamma_\ell - \Gamma_{\text{had}}. \quad (3.17)$$

Da die Partialbreiten untereinander stark korreliert sind, ist es günstiger, die Verhältnisse der unsichtbaren zur leptonischen Partialbreite $R_{\text{inv}}^0 := \Gamma_{\text{inv}}/\Gamma_\ell$ sowie der hadronischen zur leptonischen Partialbreite $R_\ell^0 := \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_\ell$ zu bestimmen:

$$R_{\text{inv}}^0 = \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_\ell} - 3 - R_\ell^0 = \sqrt{\frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{R_\ell^0}{\sigma_{\text{had}}^0}} - 3 - R_\ell^0, \quad (3.18)$$

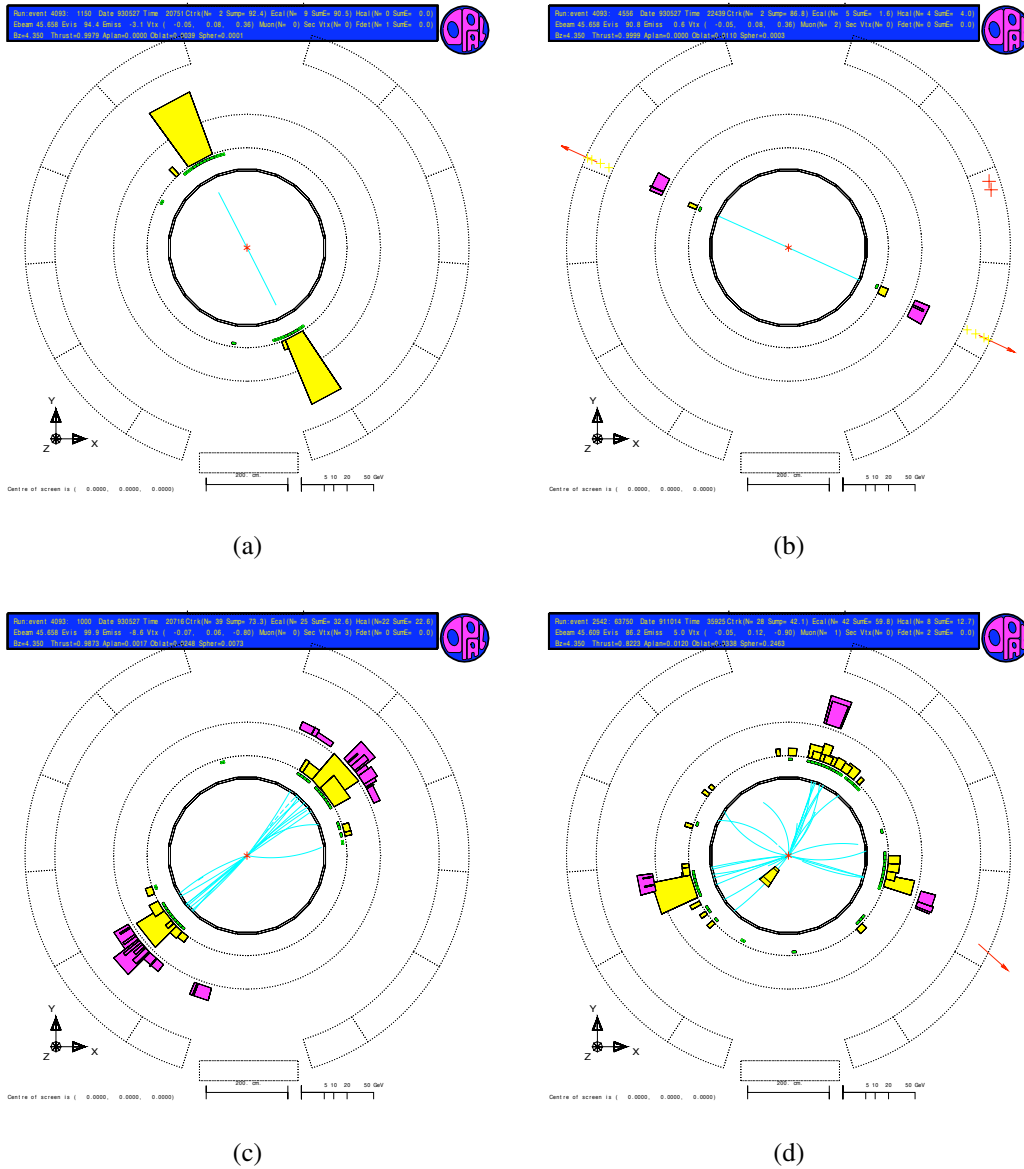


Abbildung 3.10: Typische Signaturen von Z-Ereignissen im OPAL-Detektor (Seitenansicht) [OPA]. (a) $Z \rightarrow e^+e^-$: zwei Spuren geladener Teilchen im Spurdetektor mit $\Delta\phi \approx 180^\circ$, die auf Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter zeigen. (b) $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$: zwei Spuren geladener Teilchen mit $\Delta\phi \approx 180^\circ$ in Spurdetektor und Myondetektor. (c) $Z \rightarrow q\bar{q}$: zwei Bündel geladener Teilchen („Jets“) im Spurdetektor mit mit $\Delta\phi \approx 180^\circ$ und Energiedeposition in elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter (d) $Z \rightarrow q\bar{q}g$: drei Jets in Spurdetektor und Kalorimetern mit $\Delta\phi < 180^\circ$.

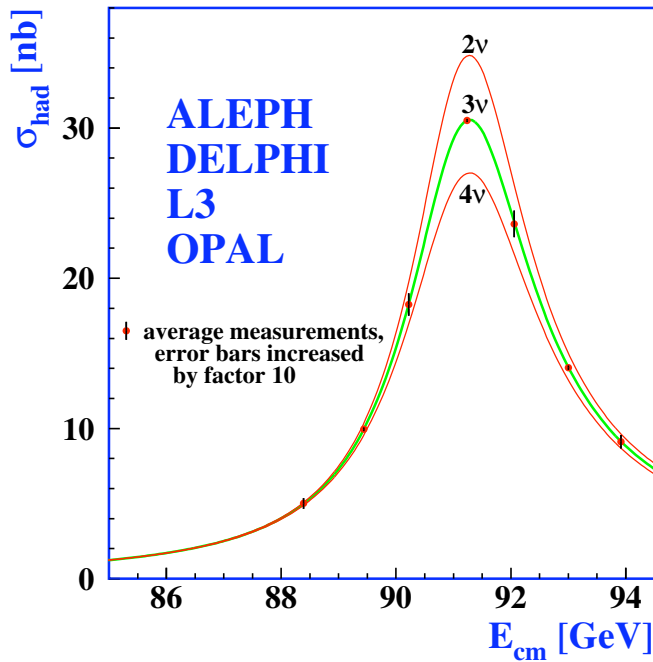


Abbildung 3.11: Gemessener hadronischer Wirkungsquerschnitt σ_{had} als Funktion der Schwerpunktsenergie E_{cm} im Vergleich mit den Vorhersagen für zwei, drei und vier leichte Neutrino flavors [Z06].

wobei Γ_Z nach (3.9) durch den Wirkungsquerschnitt am Z-Peak ersetzt wurde. Die Zahl der leichten Neutrino flavors N_ν erhält man dann aus dem Vergleich mit der SM-Erwartung

$$R_{\text{inv}}^0 = N_\nu \left(\frac{\Gamma_\ell}{\Gamma_\nu} \right)_{\text{SM}}. \quad (3.19)$$

Aus einer Mittelung der Messungen der vier LEP-Experimente und der SM-Vorhersage von $\Gamma_\nu/\Gamma_\ell = 1,991(1)$ ergibt sich ein Wert von $N_\nu = 2,9840(82)$. Die Abhängigkeit der unsichtbaren Breite vom hadronischen Wirkungsquerschnitt am Z-Peak ist in Abb. 3.11 illustriert.

3.3 Kopplung des Z-Bosons an Fermionen

Messungen der Kopplungen des Z-Bosons an Fermionen stellen einen wichtigen Test des SM dar. Insbesondere ist es interessant, die Paritätsverletzung in NC-Prozessen zu quantifizieren. Dazu bestimmt man aus dem Verhältnis der Vektor- und Axialvektorkopplungen g_V^f und g_A^f in Gleichung (2.73) den effektiven schwachen Mischungswinkel $\theta_{W,\text{eff}}^f$:

$$\frac{g_V^f}{g_A^f} = 1 - \frac{2q_f}{I_3^f} \sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f = 1 - 4|q_f| \sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f. \quad (3.20)$$

Hier wurde $I_3^f = +1/2$ ($I_3^f = -1/2$) für Fermionen mit Ladung $q_f \geq 0$ ($q_f < 0$) eingesetzt. An den Z-Fabriken erlauben Messungen der Winkelverteilung der Fermionen Zugriff auf die Vektor- und Axialvektorkopplungen. Unabhängig davon lassen sich Informationen aus Experimenten mit Neutrino-Elektron-Streuung gewinnen.

3.3.1 Neutrino-Elektron-Streuung

Historisch wurden die ersten Untersuchungen zur Kopplung des Z-Bosons an Fermionen in Neutrino-Elektron-Streuung durchgeführt. Dabei werden Neutrinostrahlen auf massive elektronenreiche Targets gelenkt. Beispiele für solche Experimente waren CHARM und CDHS am CERN. Ein Cartoon des CDHS-Experiments ist in Abb. 3.12 gezeigt. Der Detektor besteht aus einem massiven Eisenkalorimeter, in dem die Neutrinos wechselwirken und die Reaktionsprodukte durch Szintillatoren nachgewiesen werden. Die Streuung von ν_μ an Elektronen ist ein NC-Prozess, während bei der $\nu_e e^-$ -Streuung auch ein CC-Prozess mit einer reinen $V-A$ -Kopplung beiträgt. Dies ist in Abb. 3.13 am Beispiel des Prozesses $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ gezeigt. Die daraus resultierenden Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Neutrino flavors sind wie folgt von g_V und g_A abhängig:

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^- : \quad \sigma = \frac{G_{FS}^2}{3\pi} [(g_V^e)^2 + g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2], \quad (3.21)$$

$$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^- : \quad \sigma = \frac{G_{FS}^2}{3\pi} [(g_V^e)^2 - g_V^e g_A^e + (g_A^e)^2], \quad (3.22)$$

$$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^- : \quad \sigma = \frac{G_{FS}^2}{3\pi} [(g_V^e + 1)^2 + (g_V^e + 1)(g_A^e + 1) + (g_A^e + 1)^2], \quad (3.23)$$

$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- : \quad \sigma = \frac{G_{FS}^2}{3\pi} [(g_V^e + 1)^2 - (g_V^e + 1)(g_A^e + 1) + (g_A^e + 1)^2]. \quad (3.24)$$

Aus Gleichungen (3.21)–(3.24) kann man ablesen, dass Messungen in Neutrino-Elektron-Streuung grafisch als Ellipsen in der (g_A^e, g_V^e) -Ebene dargestellt werden können, wie in Abb. 3.14 illustriert. Die Präzision dieser Messungen wurde allerdings durch LEP und SLC bei weitem übertroffen, wie im folgenden beschrieben werden wird. Die Kombination der Ergebnisse brachte Werte von $g_V^e = -0,03783(41)$ und $g_A^e = -0,50123(26)$.

3.3.2 Asymmetrien und Polarisation

Für Untersuchungen der Kopplung des Z-Bosons an Fermionen bei LEP und SLC wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für $e^+ e^- \rightarrow Z \rightarrow f \bar{f}$ als Funktion des Streuwinkels θ bestimmt, des Winkels mit der Richtung des Elektronstrahls. Für unpolarisierte Strahlen lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in vier Anteile zerlegen, abhängig von der Helizität der einfallenden und der auslaufenden Teilchen:

$$\frac{d\sigma_{Ll}}{d\cos\theta} \sim g_{Le}^2 g_{Lf}^2 (1 + \cos\theta)^2, \quad (3.25)$$

$$\frac{d\sigma_{Rr}}{d\cos\theta} \sim g_{Re}^2 g_{Rf}^2 (1 + \cos\theta)^2, \quad (3.26)$$

$$\frac{d\sigma_{Lr}}{d\cos\theta} \sim g_{Le}^2 g_{Rf}^2 (1 - \cos\theta)^2, \quad (3.27)$$

$$\frac{d\sigma_{Rl}}{d\cos\theta} \sim g_{Re}^2 g_{Lf}^2 (1 - \cos\theta)^2. \quad (3.28)$$

Hier beschreiben die Großbuchstaben L, R die Helizität der einlaufenden Elektronen und die Kleinbuchstaben l, r die Helizität der auslaufenden Fermionen. Wenn man

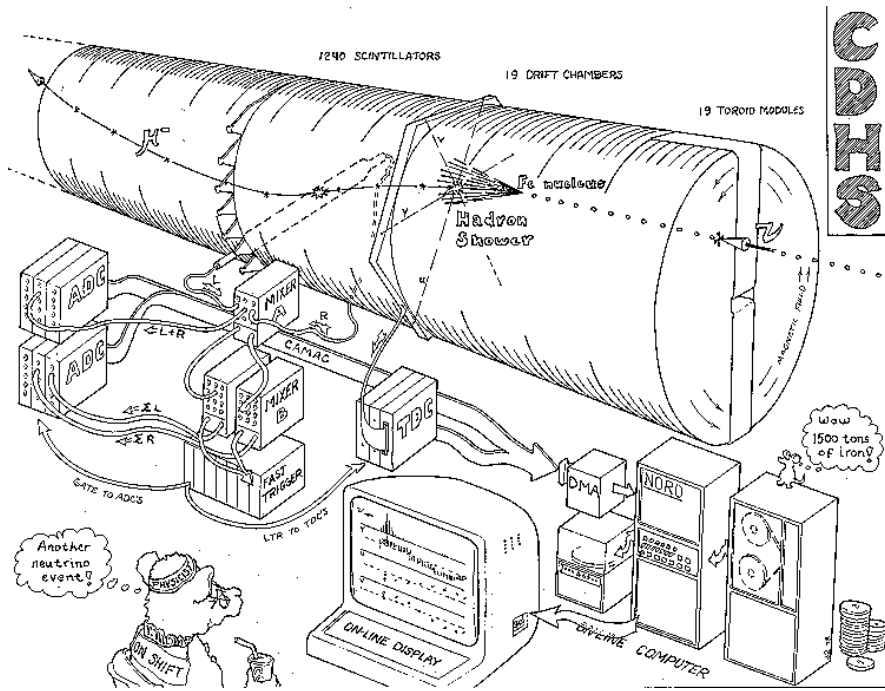


Abbildung 3.12: Cartoon des CHDS-Experiments am CERN [CDH].

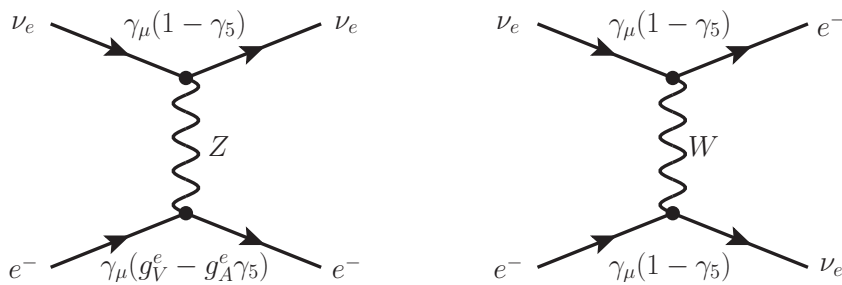


Abbildung 3.13: ν_e - e^- -Streuung. Die Beiträge von NC- und CC-Prozessen besitzen unterschiedliche Vektor- und Axialvektorkopplungen.

punktförmige Wechselwirkung und masselose Teilchen annimmt, ist die Helizität an jedem Vertex erhalten. Da die Fermionen an ein Spin-1-Teilchen koppeln, müssen ihre Spins parallel ausgerichtet sein. Wenn die einlaufenden Teilchen nicht polarisiert sind, ergibt sich als differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma_{Ll}}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_{Rr}}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_{Lr}}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_{Rl}}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \sigma_f^{\text{tot}} [(1 + \cos^2\theta) + 2\mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \cos\theta]. \quad (3.29)$$

Dabei sind die Asymmetrieparameter \mathcal{A}_f definiert als das Verhältnis von Differenz zu Summe der Quadrate der Kopplungen an links- und rechtshändige Teilchen.

$$\mathcal{A}_f := \frac{g_{Lf}^2 - g_{Rf}^2}{g_{Lf}^2 + g_{Rf}^2} = \frac{2g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2} = 2 \frac{g_V^f/g_A^f}{1 + (g_V^f/g_A^f)^2}, \quad (3.30)$$

wobei die Definitionen von g_V^f und g_A^f aus Gleichung (2.73) verwendet wurden. Die Asymmetrieparameter hängen also nur vom Verhältnis der Vektor- und der Axialvektorkopplungen ab. Nach Gleichung (3.20) kann dieses Verhältnis zur Messung des schwa-

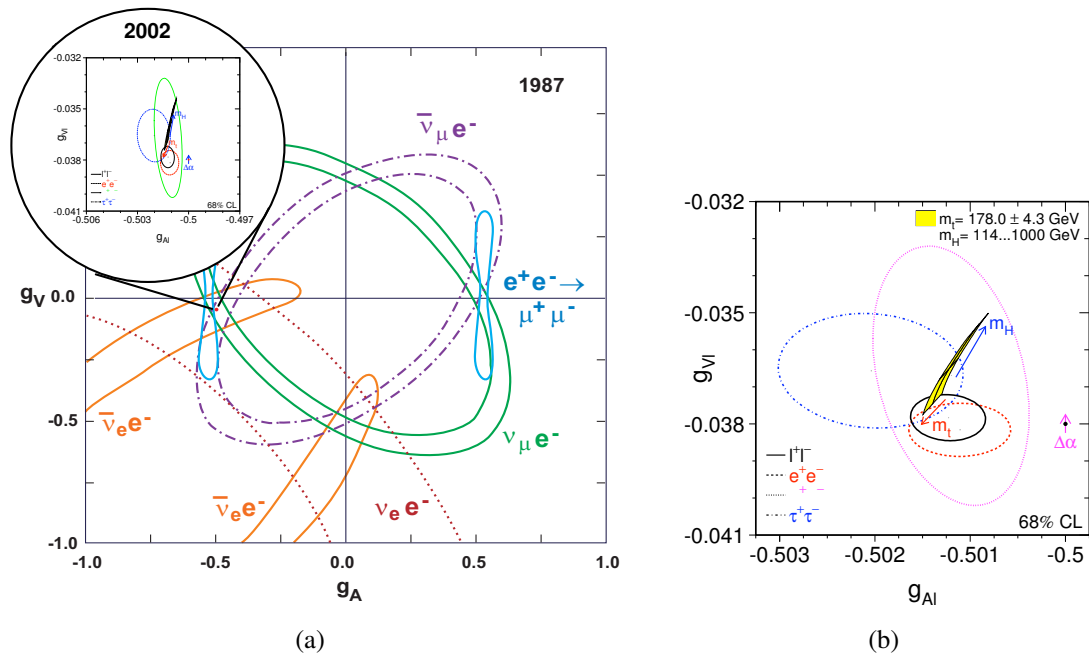


Abbildung 3.14: Bestimmung der Vektor- und Axialvektorkopplungen des Z-Bosons an Leptonen, g_V^l und g_A^l [Z06]. (a) Aus Messungen in Neutrino-Elektron-Streuung: es sind noch Ambiguitäten vorhanden. (b) Nach Präzisionsmessungen bei LEP und SLC: separate Messungen für Elektronen, Myonen und Taus zeigen die Universalität der Z-Kopplung an Leptonen. Das farbige Band zeigt die Abhängigkeit von den Massen des Top-Quarks und des Higgs-Teilchens.

chen Mischungswinkels benutzt werden. Im folgenden werden die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, die Polarisation im Endzustand, sowie die Links-Rechts-Asymmetrie als Observablen eingeführt. In Abb. 3.15 sind diese illustriert. Messungen der Abhängigkeit vom Streuwinkel im Prozesses $e^+ e^- \rightarrow \ell^+ \ell^-$ sind in Abb. 3.16 gezeigt.

Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Das Produkt der Asymmetrieparameter $\mathcal{A}_e \mathcal{A}_f$ kann man bestimmen, indem man die Teilchenrate in Vorwärtsrichtung $0 < \theta \leq \pi/2$ mit der Teilchenrate in Rückwärtsrichtung $\pi/2 < \theta < \pi$ vergleicht. Dies projiziert den Teil des Wirkungsquerschnitts aus Gleichung (3.29) heraus, der asymmetrisch in θ ist, also $\sim \cos \theta$. Man definiert die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie (engl.: forward-backward (FB) asymmetry) als

$$A_{\text{FB}} := \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \quad (3.31)$$

wobei σ_F (σ_B) der gemessene Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung (Rückwärtsrichtung) ist. Durch Einsetzen des Wirkungsquerschnitts aus Gleichung (3.29) erhält man

$$A_{\text{FB}}^f = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f, \quad (3.32)$$

die FB-Asymmetrie ist also sensitiv auf das Produkt der Asymmetrieparameter in Anfangs- und Endzustand.

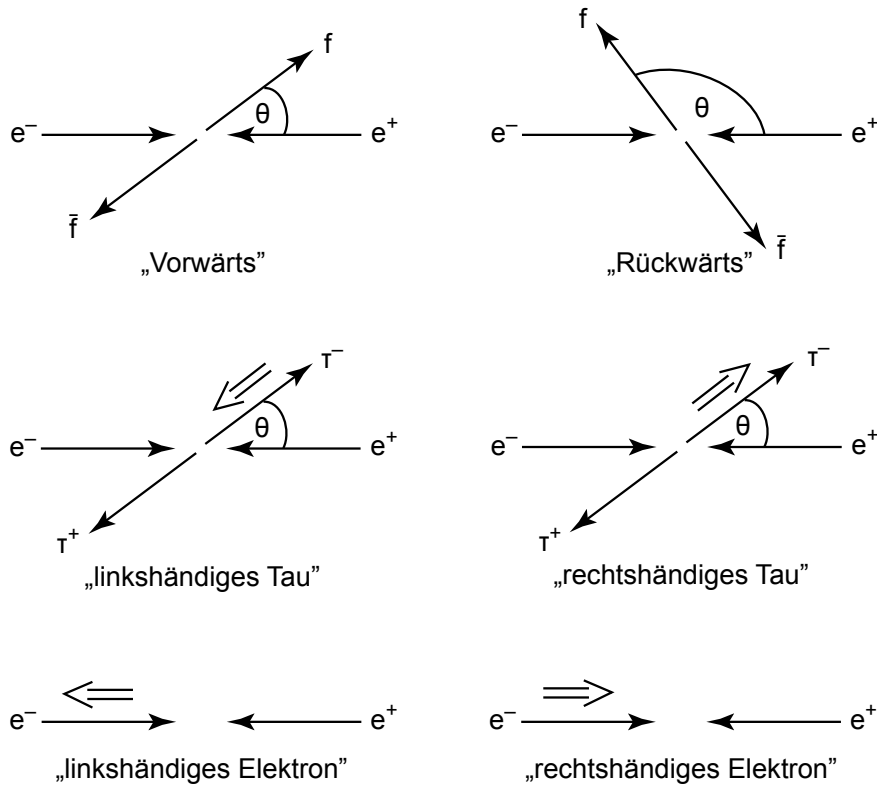


Abbildung 3.15: Asymmetrien: Vorwärts- und Rückwärtsstreuung (oben). Polarisation von τ -Leptonen im Endzustand (Mitte). Streuung linkshändig und rechtshändig polarisierter Elektronen (unten).

Polarisation im Endzustand

Der Asymmetrieparameter im Endzustand \mathcal{A}_f kann separat gemessen werden, wenn man die Polarisation der Teilchen im Endzustand bestimmen kann. Aus Gleichungen (3.25)–(3.28) kann man die Anteile mit rechtshändig polarisierten und linkshändig polarisierten Teilchen im Endzustand vergleichen:

$$\mathcal{P}_f(\cos \theta) := \frac{\sigma_r - \sigma_l}{\sigma_r + \sigma_l} = -\frac{\mathcal{A}_f(1 + \cos^2 \theta) + 2\mathcal{A}_e \cos \theta}{(1 + \cos^2 \theta) + 2\mathcal{A}_f \mathcal{A}_e \cos \theta} \quad (3.33)$$

$$\text{mit } \sigma_r := \frac{d\sigma_{Rr}}{d\cos \theta} + \frac{d\sigma_{Lr}}{d\cos \theta}, \quad \sigma_l := \frac{d\sigma_{Rl}}{d\cos \theta} + \frac{d\sigma_{Ll}}{d\cos \theta}.$$

Wenn man Zähler und Nenner in (3.33) separat über den Winkel θ integriert, bleiben nur Terme übrig, die FB-symmetrisch sind, also $\sim (1 + \cos^2 \theta)$. Man erhält so die mittlere Polarisation im Endzustand

$$\langle \mathcal{P}_f \rangle = -\mathcal{A}_f. \quad (3.34)$$

Eine Messung der Polarisation im Endzustand ist experimentell nur für τ -Leptonen möglich, da man deren Spin aus der Winkelverteilung der Produkte von τ -Zerfällen bestimmen kann. Die Lebensdauer von τ -Leptonen beträgt ca. 0,3 ps, somit zerfallen sie in unmittelbarer Nähe ihres Produktionspunkts. Besonders geeignet für die Polarisationsmessung sind Zerfälle in Hadronen, insbesondere die Zweikörperzerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau + \text{h.c.}$, $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau + \text{h.c.}$ und $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau + \text{h.c.}$ Rein leptonische τ -Zerfälle

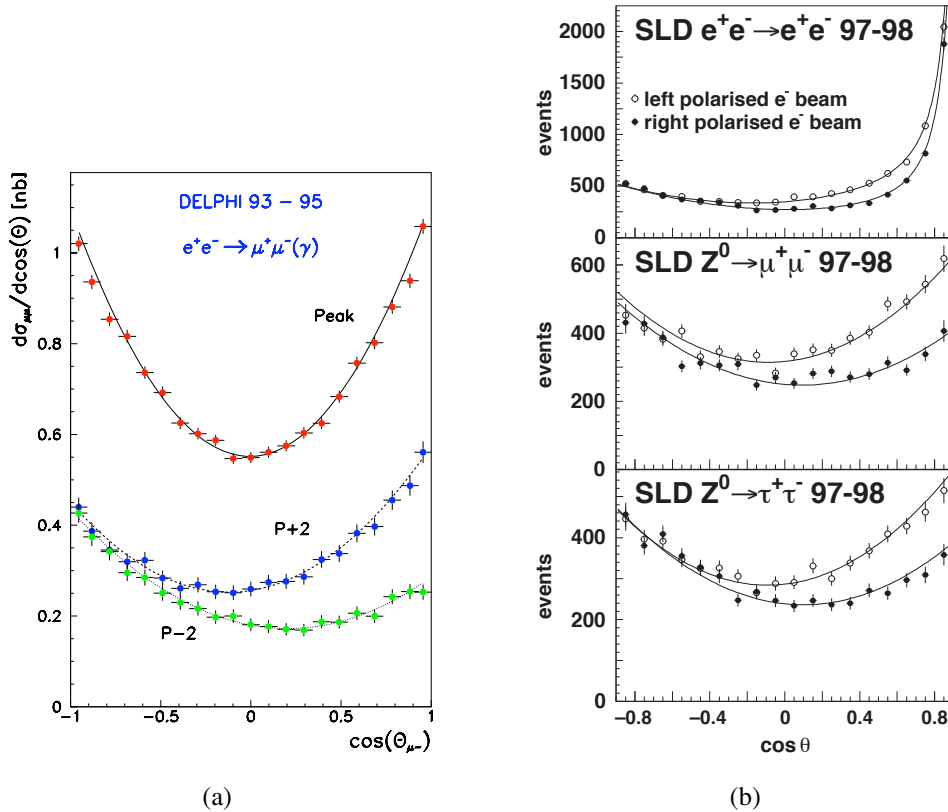


Abbildung 3.16: Messungen der Winkelverteilung in e^+e^- -Streuung [Z06]. (a) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ im DELPHI-Experiment bei drei verschiedenen Schwerpunktsenergien (Peak: $\sqrt{s} = m_Z$, $P \pm 2$: $\sqrt{s} = m_Z \pm 2 \text{ GeV}$) (b) $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ bei SLC für links- und rechtshändig polarisierte Elektronen.

der Form $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ sind schwieriger zu untersuchen, da alle drei Teilchen im Endzustand einen Teil des Drehimpulses übertragen bekommen, jedoch nur eines der drei Teilchen nachgewiesen werden kann. In Abb. 3.17 sind LEP-Daten mit der Erwartung für τ -Leptonen mit positiver und negativer Helizität gezeigt. Die höhere Sensitivität auf die τ -Polarisation der Zerfälle $\tau \rightarrow \pi \nu$ im Vergleich zu $\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}$ ist klar erkennbar. Bei LEP wurde ein Wert von $\langle \mathcal{P}_\tau \rangle = -0,1439(43)$ gemessen [Z06].

Myonen aus Z-Zerfällen besitzen große Impulse und eine deutlich längere Lebensdauer als τ -Leptonen (ca. $2,2 \mu\text{s}$) und zerfallen deshalb nicht im Detektor. Somit kann ihr Spin nicht untersucht werden. Auch die Polarisation von Elektronen und Jets kann nicht untersucht werden, da die Kalorimeter insensitive auf deren Spins sind.

Polarisierte Elektronstrahlen

Durch eine Messung der FB-Asymmetrie ist nur das Produkt $\mathcal{A}_e \mathcal{A}_f$ bestimmt. In Kollisionen polarisierter Elektronen und Positronen werden weitere Asymmetrien experimentell zugänglich. Am SLC wurden Strahlen polarisierter Elektronen verwendet, aber unpolarisierte Positronen. Für polarisierte Elektronen nimmt mit Polarisationsgrad $\mathcal{P}_e > 0$ – dies entspricht im Rahmen der gängigen Konvention einer rechtshändigen Polarisation – die rechtshändige Kopplung zu und die linkshändige Kopplung im gleichen Maße ab. Daher müssen in Gleichungen (3.25)–(3.28) die Größen g_{Le}^2 und g_{Re}^2 ersetzt

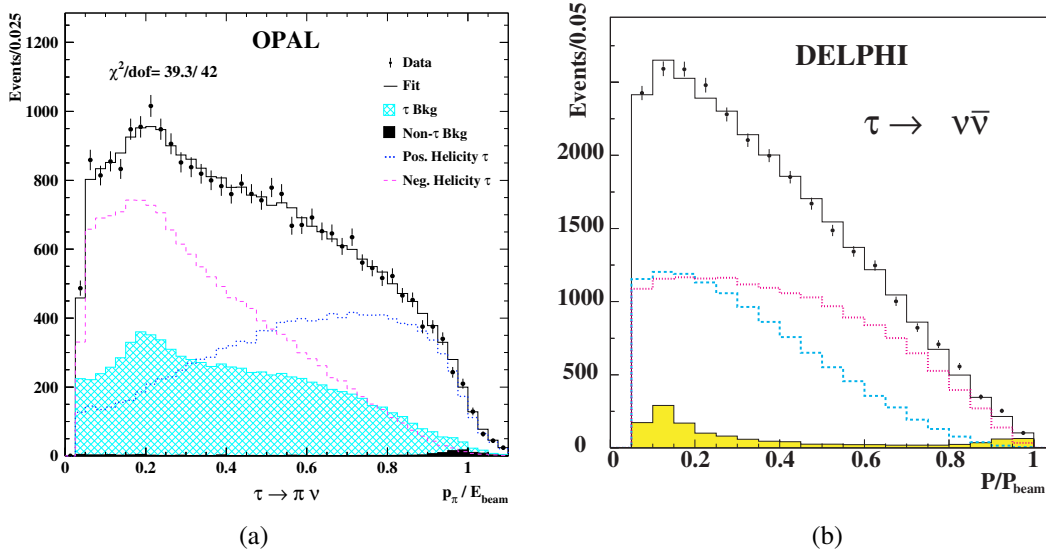


Abbildung 3.17: Messungen der τ -Lepton-Polarisation in e^+e^- -Streuung [Z06]. (a) $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ im OPAL-Experiment. (b) $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$ im DELPHI-Experiment (positive Helizität: gestrichelt, negative Helizität: gepunktet). Die Zahl der aufgezeichneten Ereignisse ist jeweils gezeigt als Funktion des Bruchteils der Strahlenergie, den das π bzw. μ trägt.

werden durch $(1 - \mathcal{P}_e)g_{Le}^2$ bzw. $(1 + \mathcal{P}_e)g_{Re}^2$. Gleichung (3.29) verändert sich dann zu

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_f^{\text{tot}} \left[(1 - \mathcal{P}_e\mathcal{A}_e)(1 + \cos^2\theta) + 2(\mathcal{A}_e - \mathcal{P}_e)\mathcal{A}_f\cos\theta \right]. \quad (3.35)$$

Die gemessene Winkelverteilung der ausgehenden Teilchen für links- und rechtshändig polarisierte Elektronen bei SLC ist in Abb. 3.16 (b) gezeigt.

Die Links-Rechts-(LR-)Asymmetrie ist die Asymmetrie zwischen Streuung an linkshändig und rechtshändig polarisierten Elektronen und definiert als

$$A_{\text{LR}} := \frac{1}{\langle \mathcal{P}_e \rangle} \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = \mathcal{A}_e, \quad (3.36)$$

wobei $\langle \mathcal{P}_e \rangle$ die luminositätsgemittelte Elektron-Polarisation ist. Die LR-Symmetrie projiziert also den Elektron-Asymmetrieparameter aus dem Wirkungsquerschnitt in Gleichung (3.35). Damit kann man das Produkt $g_V^e g_A^e$ und somit das relative Vorzeichen der Vektor- und Axialvektorkopplung bestimmen.

Die LR-Asymmetrie hängt nur vom Anfangszustand der Kollision ab. Für eine Messung reicht es also aus, die Zahl der Z-Ereignisse bei linkshändig und rechtshändig polarisierten Elektronenstrahlen zu vergleichen. Diese Messung wird dann mit der unabhängig davon mit einem Polarimeter bestimmten mittleren Polarisation des Elektronenstrahls korrigiert. Die Messung mit dem SLD-Detektor ergab einen Wert von $A_{\text{LR}} = 0,1514(22)$ [Z06].

Weitere Asymmetrien

Bei LEP und SLC wurden noch weitere Asymmetrien gemessen, z. B. die Kombination aus LR- und FB-Asymmetrie,

$$A_{\text{LRFB}} := \frac{1}{\langle \mathcal{P}_e \rangle} \frac{(\sigma_F - \sigma_B)_L - (\sigma_F - \sigma_B)_R}{(\sigma_F + \sigma_B)_L + (\sigma_F + \sigma_B)_R} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_f, \quad (3.37)$$

mit der bei SLC der Asymmetrieparameter im Endzustand direkt zugänglich ist, und die FB-Polarisationsasymmetrie

$$A_{\text{FB}}^{\text{pol}} := \frac{(\sigma_r - \sigma_l)_F - (\sigma_r - \sigma_l)_B}{(\sigma_r + \sigma_l)_F + (\sigma_r + \sigma_l)_B} = -\frac{3}{4} \mathcal{A}_e, \quad (3.38)$$

die es auch bei LEP erlaubt, aus einer Kombination von FB-Asymmetrie und τ -Polarisation den Asymmetrieparameter im Anfangszustand zu bestimmen.

3.3.3 Schwacher Mischungswinkel

Die Messung des schwachen Mischungswinkels mittels vieler verschiedener Experimente ist ein wichtiger Test des SM. Aufgrund des Zusammenhangs

$$\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f = \frac{I_3^f}{2q_f} \left(1 - \frac{g_V^f}{g_A^f} \right) = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad (3.39)$$

können hierzu Messungen von g_V^f/g_A^f aus Neutrino-Elektron-Streuung, LEP und SLC verwendet werden, dazu Messungen der Z-Boson-Masse von LEP und SLC sowie Messungen der W-Boson-Masse von LEP-II und dem Tevatron. Dieser Test ist nichttrivial, denn Strahlungskorrekturen, z. B. aufgrund der Kopplung an Top-Quark und Higgs-Boson, haben unterschiedliche Einflüsse auf diese Messungen.

Bei LEP und SLC eignet sich besonders die FB-Asymmetrie für Bottom-Quarks, um $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^{\text{lept}}$ für Leptonen zu vermessen. In Abb. 3.18 ist die Abhängigkeit verschiedener Asymmetrieparameter \mathcal{A}_f von $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f$ nach Gleichungen (3.20) und (3.30) gezeigt. Für down-artige Quarks ($f = d, s, b$) ist \mathcal{A}_f groß und somit gut messbar und variiert aufgrund der Ladungs- und Isospinquantenzahlen ($q_f = -1/3$, $I_3^f = -1/2$) nur schwach mit $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f$. Die FB-Asymmetrie verbindet nach Gleichung (3.32) \mathcal{A}_f mit \mathcal{A}_e , einer Größe, die stark von $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^{\text{lept}}$ abhängt.

Experimentell ist das Bottom-Quark das einzige down-artige Quark, das im Detektor mit guter Effizienz identifiziert werden kann. Aufgrund der relativ langen Lebensdauer von Hadronen, die b -Quarks enthalten (ca. 1,5 ps), legen diese im Detektor Strecken von einigen Millimetern zurück, bis sie zerfallen. Im Spurdetektor können somit Teilchenspuren, die vom Zerfallsvertex eines B -Hadronen kommen, unterschieden werden von Spuren, die von der primären Wechselwirkung stammen. Mit dieser Methode können Jets von b -Quarks identifiziert werden (engl.: „ b -tagging“), wie in Abb. 3.19 gezeigt ist. Eine Kombination der Messungen von A_{FB}^b bei LEP ergab $A_{\text{FB}}^b = 0,0992(16)$.

Die Bestimmung des schwachen Mischungswinkels von Messungen an der Z-Resonanz ist in Abb. 3.20 (a) zusammengefasst. Die Resultate der verschiedenen Messmethoden stimmen relative gut überein, jedoch gibt es eine signifikante Diskrepanz

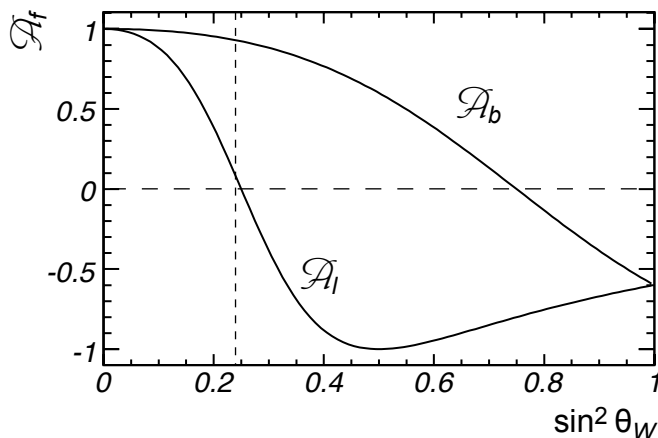


Abbildung 3.18: Abhängigkeit der Asymmetrieparameter \mathcal{A}_f vom schwachen Mischungswinkel $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f$ für down-artige Quarks (\mathcal{A}_b) und für Leptonen (\mathcal{A}_l). In der Nähe des SM-Wertes von $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f \approx 0,25$ hängt \mathcal{A}_b nur schwach von $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f$ ab.

($3,2\sigma$) zwischen Messungen von A_{LR} und somit \mathcal{A}_l bei SLC und von A_{FB}^b bei LEP, die bis heute nicht aufgelöst ist. Ebenso weicht eine unabhängige Messung in Neutrino-Nukleon-Streuung mit dem NuTeV-Experiment um etwa 3σ von der Vorhersage des SM ab [Zel02].

3.4 Zusammenfassung

Der Status von Präzisionstests des SM im März 2009 ist in Abb. 3.20 (b) gezeigt. Die Experimente LEP und SLC an der Z-Resonanz haben dazu durch folgende Messungen entscheidend beigetragen:

- Vermessung der Z-Resonanz: m_Z , Γ_Z , σ_{had} , R_ℓ^0 , $R_q^0 := \Gamma_q/\Gamma_{\text{had}}$ für c - und b -Quarks.
- Asymmetrien: A_{FB} und \mathcal{A}_f für Leptonen, c - und b -Quarks, $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f$.

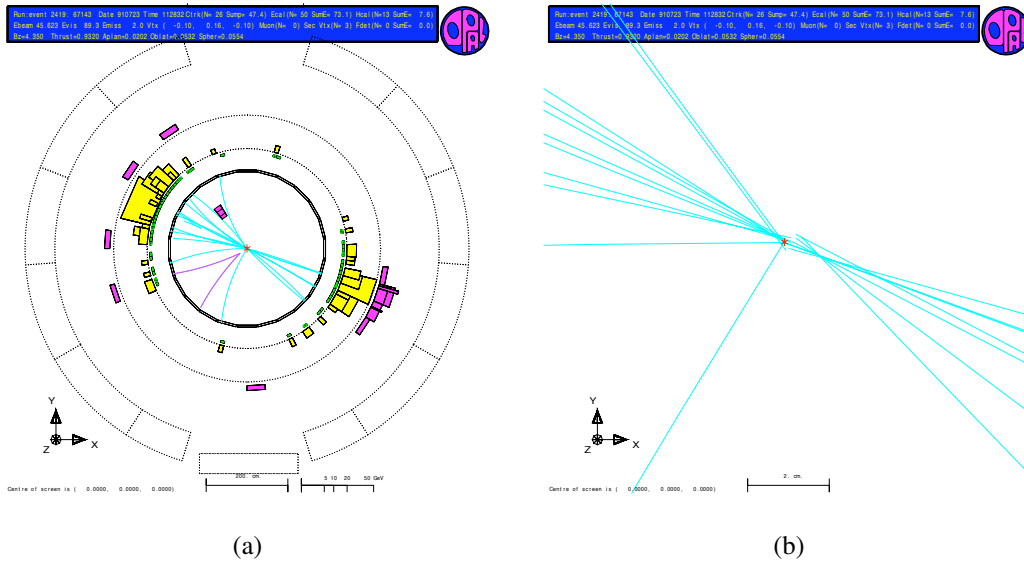


Abbildung 3.19: Identifizierter Zerfall $Z \rightarrow b\bar{b}$ im OPAL-Detektor [OPA]. (a) Seitenansicht (Skala: 200 cm). (b) Vergrößerte Seitenansicht (Skala: 2 cm). Die primäre Wechselwirkung ist mit einem Kreuz markiert. In beiden Jets gehen die meisten Teilchenspuren von versetzten Vertices aus, was auf den Zerfall langlebiger B -Hadronen hindeutet.

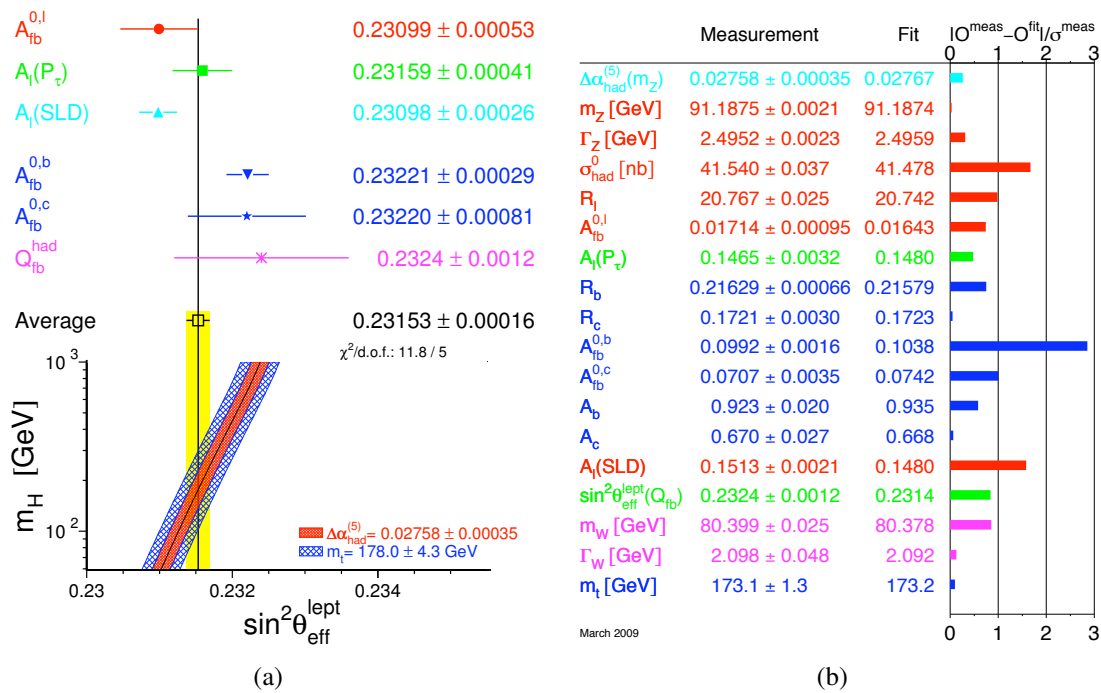


Abbildung 3.20: (a) Vergleich von Messungen des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_{W,\text{eff}}^f$ für Leptonen [Z06]. (b) Status des Standardmodells im März 2009 [LEP]. Die Messungen sind mit einem Fit ans SM verglichen, die Balken zeigen die Abweichung vom SM.