Kapitel 4

Neutrale Ströme

Nach den theoretischen Überlegungen zur schwachen Wechselwirkung und deren Eichbosonen wenden wir uns nun den experimentellen Tests des Standardmodelles zu. Dabei beschäftigen wir uns zuerst mit dem Austausch von Z^0-Bossonen oder den sogenannten *neutralen Strömen*. Deren Existenz wurde, abgesehen von den Vorhersagen aus der elektroschwachen Theorie die wir in Kap. 2.2 diskutiert hatten, auch auf Grund theoretischer Probleme gefordert. Wird die Streuung

$$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \to W^+W^- \tag{4.1}$$

ohne einen Beitrag eines Z-Bosons ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \to Z^0 \to W^+W^-$) nur durch den Austausch eines μ beschieben, so verletzt der Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq s = (p_\nu = p_{\bar{\nu}})^2 = E_{CM}^2 \tag{4.2}$$

aufgrund der Proportionalität zu E^2 die Unitaritätsgrenze. Deshalb muss ein zusätzliches Diagramm vorhanden sein, das im Austausch

$$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \to Z^0 \to W^+W^- \tag{4.3}$$

durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \overset{s\to\infty}{\approx} \frac{1}{s} \tag{4.4}$$

dieses Verhalten kompensiert.

4.1 Entdeckung

Bereits 1973 wurden in Neutrino–Streuexperimenten Ereignisse beobachtet, die auf einen neutralen schwachen Strom (***NC*** = *neutral current*) hinwiesen. Ein Beispiel war die elastische Streuung von Neutrinos an Kernen (Abb. 4.1):

$$\nu N \to \nu N$$

Dabei wird der Neutrinostrahl beispielsweise durch den Zerfall von $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$

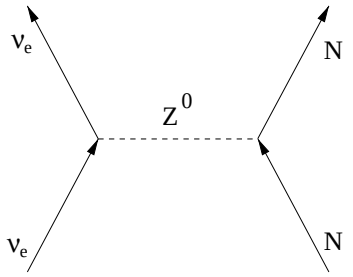

Abbildung 4.1: *Elastische νN–Streuung über Z^0–Austausch.*

erzeugt. In den Neutrinostrahl wird dann eine Blasenkammer gestellt. Findet man dann ein einzelnes Elektron im Endzustand ohne geladenen Partner, kann dies nur durch den Austausch eines neutralen Z^0 Bosons erklärt werden. In Abb. 4.2 ist ein solcher Kandidat der folgenden NC–Reaktion des Experimentes GARGAMELLE am CERN von 1973 gezeigt:

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

Diese Reaktionen konnten nur mit einem neutralen Austauschteilchen erklärt werden, das aber wegen der Kopplung an das elektrisch neutrale Neutrino kein Photon sein konnte. Diese Reaktion muss aber auch klar von der Reaktion

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

unterschieden werden, da dabei aufgrund des μ im Endzustand ein geladener Strom fließen muss.

Die direkte Entdeckung des Z^0 Bosons erflogte 1983 am Proton-Antiproton Speicherring $Sp\bar{p}S$ am CERN durch C. Rubbia et. al. gleichzeitig mit den W–Bosonen über deren Zerfälle in Myon- oder Elektronpaare (Abb. 4.3). Ein reales Ereignis mit zwei hochenergetischen Myonen, die zu einem Z^0 gehören, ist in Abb. 4.4 gezeigt.

Nach der Entdeckung der W und Z Bosonen am hadronischen Beschleuniger wurden deren Eigenschaften mit extremer Präzision am leptonischen e^+e^--Speicherring LEP am CERN vermessen. Die Masse des Z^0–Bosons beträgt etwa 92 GeV. Bei LEP wurden das Z^0 und die $W^\pm$ in großen Mengen produziert, deren Massen sehr präzise vermessen und Produktions– und Zerfallsmechanismen sehr genau untersucht. Alle Resultate haben das Standardmodell der Teilchenphysik mit hoher Präzision bestätigt.

4.2 Die Z^0–Resonanz in der e^+e^- Vernichtung

Bei der Produktion von Z-Bosonen in der e^+e^- Vernichtung muss zwischen den Energiebereichen unterschieden werden, die weit unterhalb der Z-Masse liegen, solche innerhalb der Z-Resonanzkurve und jeden oberhalb der Z-Produktionsgrenze.

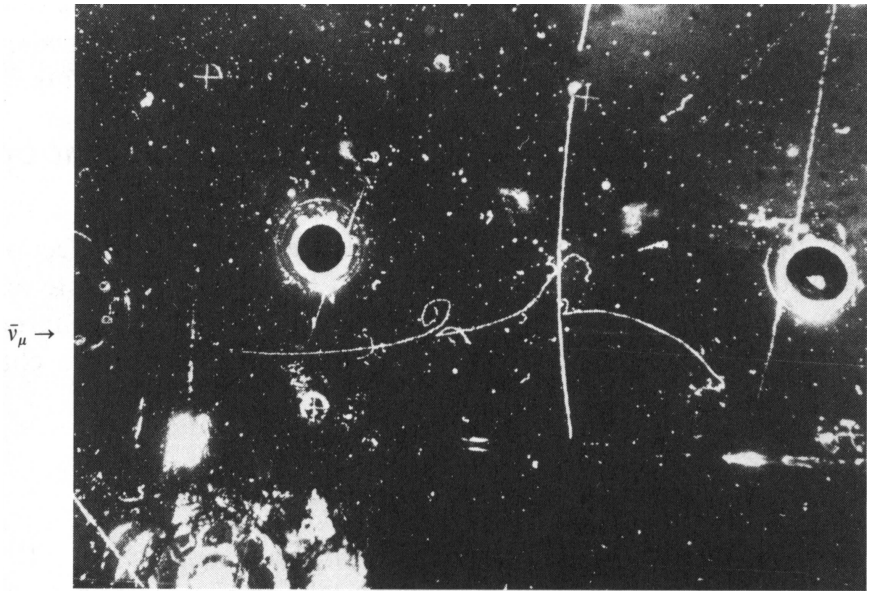

Abbildung 4.2: *Ereignis, das von einem $\bar{\nu}$–Strahl 1973 in der Gargamelle–Blasenkammer am CERN erzeugt wurde. Das Ereginis besteht aus einem einzelnen Elektron, das durch die Abstrahlung eines Bremstrahlungsquants, sichtbar durch die folgende Paarbildung, identifiziert werden kann (der $\bar{\nu}$–Strahl tritt von links her ein).*

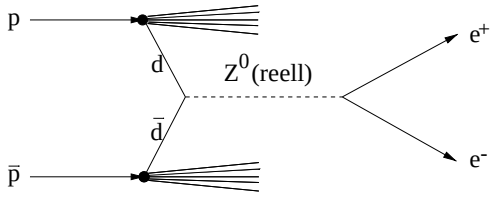

Abbildung 4.3: *Erzeugung und Zerfall eines Z^0–Bosons.*

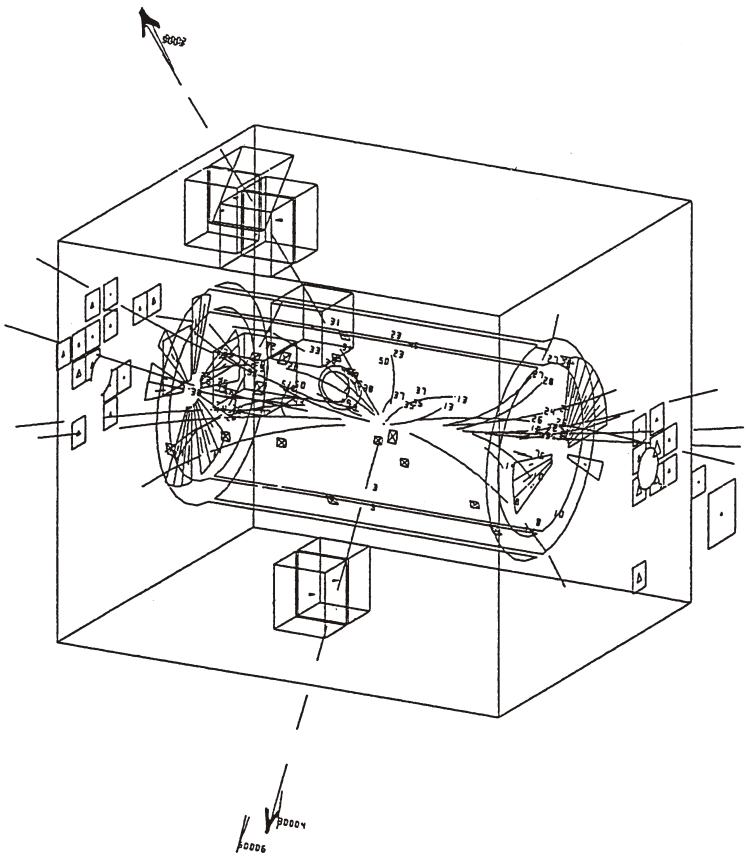

Abbildung 4.4: *Nachweis eines in $p\bar{p}$–Kollisionen erzeugten Z^0–Bosons über dessen Zerfall in ein Myonenpaar (UA1–Experiment).*

e^+e^- bei $\sqrt{s} \ll M_Z$

Wenn die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \ll M_Z$ ist, so hat man es mit reiner QCD, also einem reinen Photonaustausch zu tun. Im CM–System gilt dann $\sqrt{s} = 2 \cdot E_e$. Der Endzustand der Reaktion besteht aus einem Fermion/Antifermion-Paar

$$e^+e^- \to f\bar{f} \quad \text{wobei} \quad f\bar{f} = e^+e^-,\ \mu\bar{\mu},\ \tau\bar{\tau},\ u\bar{u},\ d\bar{d},\ \ldots,\ \nu_e\bar{\nu}_e,\ \ldots$$

wobei im Falle der Quarks 3 Farben aktiv sind, also $c_f = 3$. Der Wirkungsquerschnitt zur Produktion einen jeweiligen Fermions f im Endzustand schreibt sich dann wie folgt:

$$\sigma_f = c_f \cdot Q_f^2 \cdot \sigma_0 \quad \text{mit} \quad \sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \tag{4.5}$$

Die Winkelverteilung ist bedingt durch den Spin $I = \frac{1}{2}$ des Fermions. Das Photon hat Spin 1 und mit der Helizitätserhaltung folgt für die Spinprojektion

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \left(\cos^2\frac{\theta}{2}\right)^2 + \left(\sin^2\frac{\theta}{2}\right)^2 \sim 1 + \cos^2\theta \tag{4.6}$$

e^+e^- bei $\sqrt{s} \sim M_Z$

Liegt hingegen die Schwerpunktsenergie der e^+e^- Vernichtung bei der Masse des Z^0, ($\sqrt{s} \simeq M_{Z^0} \simeq 91$ GeV) dann dominiert der Z–Austausch (Resonanz). Die Breite der Resonanz bestimmt sich aus der Summe aller Einzelbreiten der Zerfälle in Fermion/Antifermion-Paaren (Partialbreite):

$$\Gamma_Z = \sum_f \Gamma_{Z\to f\bar{f}} = \frac{1}{\tau_Z} (\simeq 2.5 \text{ GeV}) \tag{4.7}$$

Für den Lagrangien gilt dann aufgrund des in Kap. 2.2 hergeleiteten Formalismuses

$$\mathcal{A} = \underbrace{\sqrt{2}G_F M_Z^2}_{Kopplung} \underbrace{\cdot}_{\times} \underbrace{j_\mu^{(e)}}_{Strom} \underbrace{\cdot}_{\times} \underbrace{\frac{1}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}}_{Propagator} \underbrace{\cdot}_{\times} \underbrace{j_\mu^{(f)}}_{Strom} + \text{kl.QCD Beitrag} \tag{4.8}$$

Der Strom des Endzustandes schreibt sich als

$$j^{(f)\mu} = \bar{f} \cdot (g_V^f \gamma^\mu - g_A^f \gamma^\mu \gamma_5) \cdot f \tag{4.9}$$

Wenn das Fermion im Endzustand ein Elektron ist, muss ein zusätzlicher QED–Term berücksichtigt werden (Rutherford Streuung $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \frac{1}{\sin^4\theta}$, dominant bei $\theta \to 0$). Die Partialbreiten für die Zerfälle in die jeweiligen Fermion/Antifermionpaare $f\bar{f}$ folgen dann aufgrund der Kopplungen aus den Lebensdauern

$$\Gamma_{Z\to f\bar{f}} \equiv \Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} \left((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2\right) \tag{4.10}$$

Dies ist eine gute Methode zur Messung von $\left((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2\right)$. Die Einzelmessungen werden weiter unten besprochen.

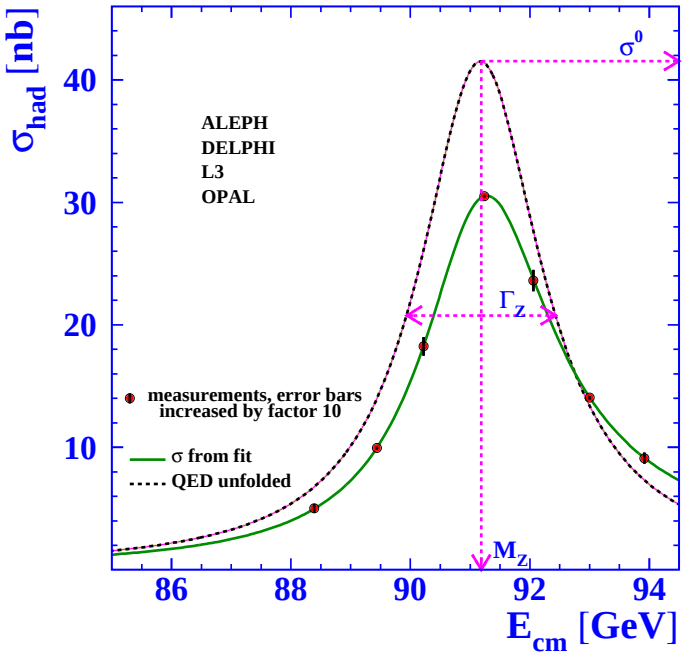

Abbildung 4.5: *Mittelwert aller 4 LEP Experimente des hadronischen Wirkungsquerschnittes als Funktion der Strahlenergie. Die gepunktete Kurve, bei der alle QED-Effekte entfaltet wurden, enthält alle wichtigen Z^0 Paramter.*

4.2.1 Die Z-Resonanzkurve

Den Verlauf des Wirkungsquerschnittes der $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ um $\sqrt{s} \simeq M_Z$ bezeichnet man als die Z^0-Resonnaz. Dabei ist der γ–Austausch aufgrund der hohen Energien vernachläßigbar. Der Verlauf der Kurve hat aufgrund des Propagators (Gl. 4.8 die Form einer Breit-Wiegner Kurve:

$$\sigma_f = \frac{12\pi}{(s - M_Z)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \cdot \Gamma_f \cdot \Gamma_e \tag{4.11}$$

In Abb. 4.5 ist die Messung von LEP der Z^0-Resonanzkurve, also der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie, dargestellt. Dabei sind die wichtigen Parameter, um die Kurve zu charakterisieren, die Position des Maximums (M_Z), dessen Breite (Γ_Z) sowie dessen Höhe ($\sigma_0 \sim \Gamma_f \cdot \Gamma_e$). Durch QED–Effekte, wie der Abstrahlung von Photonen von Fermionen im Endzustand, wird die Kurve aufgrund der dadurch verminderten Energie der Fermionen gegenüber dem wahren Verlauf verflacht. Diese Effekte sind zwar groß, aber gut bekannt und in der QED sehr gut quantitativ beschreibbar und fließen als eine der wesentlichen Korrekturen in die Vermessung der Kurve ein.

Eine Hochpräzesionsmessung der Z^0 Masse wurde mit den 4 Experimenten OPAL, ALEPH, L3 und DELPHI am **L**arge **E**electron **P**ositron Collider (LEP) am CERN in Genf in den Jahren 1989 bis 1995 (LEP-I) durchgeführt. Wir wollen das Prinzip dieser Messung am Beispiel des L3–Experimentes (Abb. 4.10) diskutieren.

Grundsätzlich misst man einen Wirkungsquerschnitt aufgrund der Relation

$$N^f_{wahr} = \sigma_f \cdot \mathcal{L} \tag{4.12}$$

wobei σ_f der zu messende Wirkungsquerschnitt einer spezifischen Reation und N^f_{wahr} die wahre Anzahl der Ereignisse der entsprechenden Reaktion bei der vom Beschleuniger gelieferten Luminosität $\mathcal{L}$ sind. Die Kunst der Messung besteht nun einerseits in einer präzisen Messung der "Leuchtstärke" $\mathcal{L}$ des Beschleunigers sowie einer realistischen Abschätzung der Zahl der wahren Endzustände N^f_{wahr} aus der gemessenen Zahl der selektierten Endzustände N^f_{obs} aufgrund der Akzeptanzen $\mathcal{A}$ und Effizienzen ϵ des zur Messung zur Verfügung stehenden Detektors:

$$\sigma_f = \frac{N^f_{obs}}{\epsilon \cdot \mathcal{A} \cdot \mathcal{L}} \tag{4.13}$$

Die am LEP durchgefürte, hoch präzise Messung der Z^0–Resonanzkurve basiert auf Gl. 4.12 und umfasste mehrere Schritte:

1. **Messung der Strahlenergie** zur Bestimmung von $\sqrt{s}$ durch "Resonante Depolarisation ($\frac{\delta E}{E} = \mathcal{O}(10^{-5})$): Hochpräzise Messung, sensitiv auf Sonne/Mond Gezeiten, Fahrplan des TGV, Wetter, etc. (Abb. 4.6).

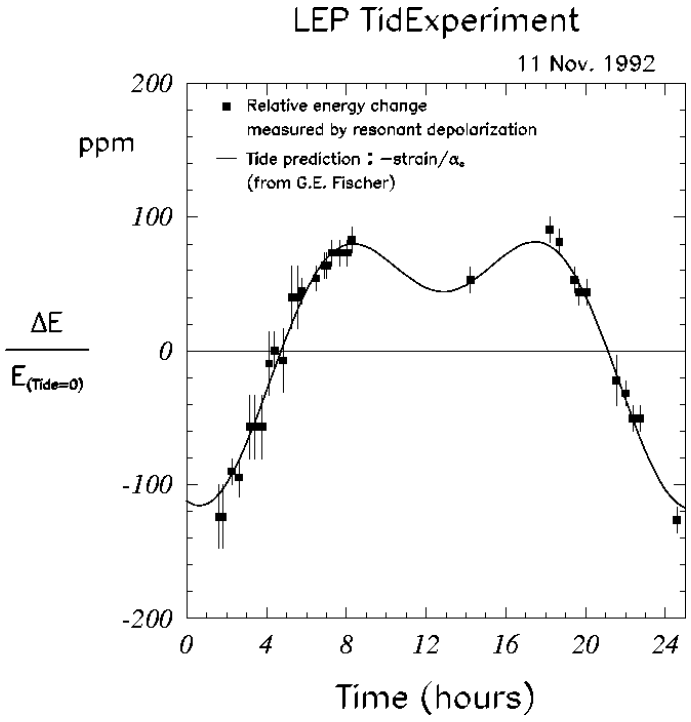

Abbildung 4.6: *Messung der LEP Energie 1992: Durch die Gezeiten verursachten Änderung der Strahlenergie gemessen mittels der resonanten Depolarisation.*

2. **Messung der Luminosität:** mit einem Fehler von 0.2 % messbar über die Referenzreaktion der Bhabha–Streuung, deren Wirkungsquerschnitt als reiner

QED–Prozess sehr gut theoretisch berechnet werden kann: $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}$). Man berechnet den Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha} im Detektor mit QED und zählt die im Detektor registrierten Ereignisse (N_{Bhabha}) Für die Luminosität gilt

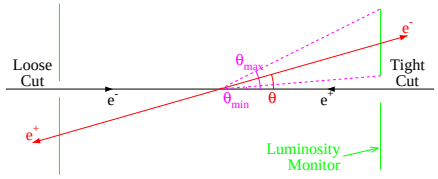

Abbildung 4.7: *Bhabha Streuung zur Messung der Luminosität.*

dann $\int \mathcal{L}\, dt = \frac{N_{Bhaba}}{\sigma_{Bhaba}}$

3. **Selektion der Ereignisse:** das Z^0 kann in verschiedene Endzustände von Fermion/Antifermion-Paaren zerfallen (Fig. 4.8, $f = q, e, \mu, \tau, \nu$), die alle im Folgenden kurz diskutiert werden. Grundsätzlich gilt, dass alle Fermionenpaare auf Grund der Energieerhaltung in der radialen Projektion balanciert sein müssen. Die prinzipiellen Topologien der Ereignisse in einem allgemeinen Teilchendetektor sind schematisch in Abb. 4.9 dargestellt.

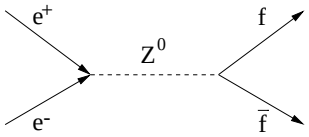

Abbildung 4.8: Z^0 *Produktion bei LEP mit zwei Fermionen* (e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ *etc.) im Endzustand.*

$q\bar{q}$ 2 (oder mehr) Jets (Abb. 4.13), erkennbar an der großen Multiplizität der Endzustände (viele Spuren aufgrund der Fragmentation der Quarks) und an der Aktivität im Hadronischen Kalorimeter.

e^+e^- 2 Spuren mit $p = \frac{M_Z}{2}$ und 2 EM Schauer mit $E = \frac{M_Z}{2}$ (Abb. 4.11), erkennbar an der sehr geringen Zahl an Spuren im Endzustand, der Energien im elektromagnetischen Kalorimeter, die in Koinzidenz zur Elektonenenspur sind und an der fehlenden Aktivität im Hadronischen Kalorimeter.

$\mu^+\mu^-$ 2 Spuren mit $p = \frac{M_Z}{2}$, die minimalionisierend ($E_{EM} \ll \frac{M_Z}{2}$) und entsprechend durchdringend sind (Abb. 4.12), sehr gut zu erkennen an den beiden langen Spuren, die ungehindert den gesammten Detektor durchdringen und erst in den äußersten Muon-Detektoren nachgewiesen werden können.

$\tau^+\tau^-$ zerfallen nach $\tau^+ \to \bar{\nu}_\tau X$ bzw. nach $\tau^- \to \nu_\tau X$ wobei $X = e, \mu, \pi, \ldots$. Dieser Endzustand ist charakterisiert durch einen sekundären Vertex von

$\sim$ 2 mm, von fehlender Energie (E_ν) aufgrund des nicht nachweisbaren Neutrinos der τ-Zerfalles, dem charakteristischen Endzustand X und kleiner Multiplizitäten.

$\nu\bar{\nu}$ unsichtbare Ereignisse, bei denen im Detektor gar keine Aktivität nachgewiesen werden kann, obwohl eine e^+e^- Kollision stattgefunden hat.

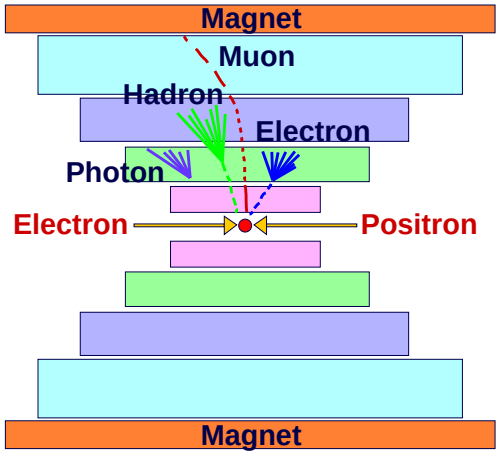

Abbildung 4.9: *Die in der e^+e^- Vernichtung im Detektor entstehenden Teilchen (hier L3 als Prinzipskizze).*

4. **Berechnung des Wirkungsquerschnittes** aus den oben genannten Informationen (nur sinnvoll, falls $N_{Bhabha} \geq N_Z$), da der systematische Fehler auf Grund der Luminositätsmessung ansonsten größer als der statistische Fehler aus der Selektion der jeweiligen Endzustände ($N^f_{obs} \pm \sqrt{N^f_{obs}}$ wäre):

   (a) Zähle N_Z aus allen möglichen Endzuständen

   (b) Berechne den Wirkungsquerschnitt mit der Luminositätsmessung (Gl. 4.12):

$$\sigma_Z = \frac{N_Z}{\int \mathcal{L}\, dt} = \frac{N_Z}{N_{Bhabha}} \cdot \sigma_{Bhabha} \tag{4.14}$$

5. **Anwendung aller Strahlungskorrekturen (QED):** $\sigma_0 \rightarrow 0.754 \cdot \sigma_0^{thrue}$, $\sqrt{s}_{max} = M_Z \rightarrow \sqrt{s} = M_Z + 112$ MeV, $\Gamma_Z \rightarrow \Gamma_Z + 398$ MeV

6. Resultate für den Zerfall $Z \rightarrow$ Hadronen:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.1867 \pm 0,0020 \text{ GeV} \\ \Gamma_Z &= 2.4948 \pm 0,0025 \text{ GeV} \\ \sigma_h^0 &= 41.486 \pm 0,053 \text{ nb} \end{aligned}$$

Diese Messung war die erste Hochpräzisionsmessung zum Test des Standardmodelles. Durch die genaue Kenntiniss aller Parameter war man dabei auch sensitiv auf

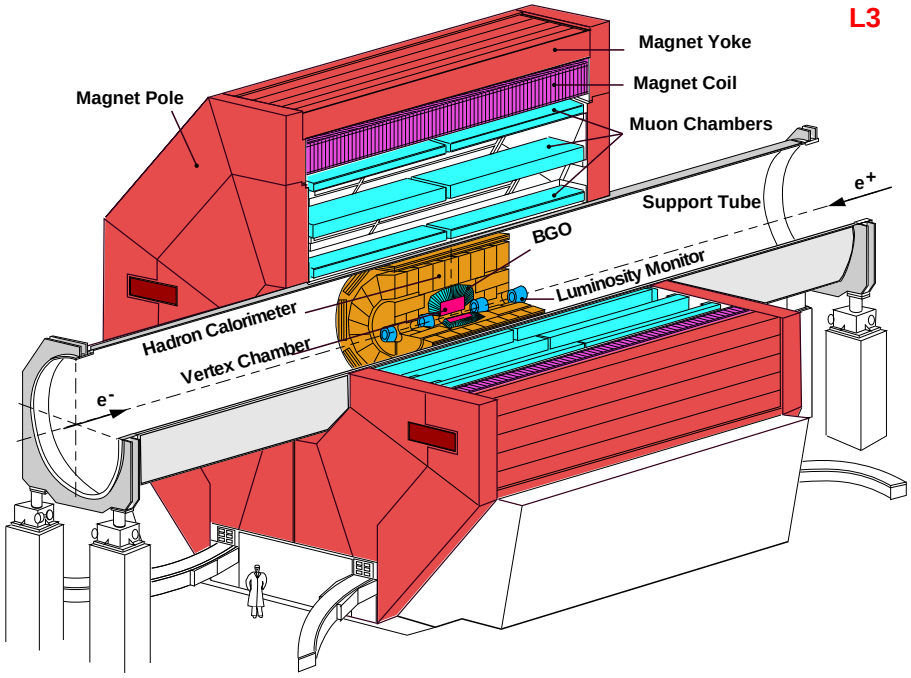

Abbildung 4.10: *Das Experiment L3 am LEP Speicherring bei CERN.*

elektroschwache Korrekturen, wie etwa die Masse des t-Quarks (m_t) und die Masse des Higgs–Bosons ($\log m_H$). Einen weitereren sensitiven Test des Standardmodelles erhält man, wen M_Z aus der Messung fixiert wird (genausow wie G_F und α) und man anschließend Vorhersagen für Γ_Z und σ_h^0 mittels der Vorhersagen des Standardmodelles ausrechnet. Die Resultate von $\Gamma_Z = 2.496$ GeV und $\sigma_h^0 = 41.47$ nb sind sehr gut mit den experimentellen Resultaten verträglich und waren einer der ersten durchschlagenden Erfolge der elektroschwachen Theorie des Standardmodelles.

4.2.2 Die Partialbreiten der Z^0–Resonanz

Zur Bestimmung der Partialbreiten werden die einzelnen Endzustände wie oben diskutiert selektiert:

$$\sigma_f = \frac{12\pi}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} \cdot \Gamma_e\Gamma_f \quad \text{Resonanzkurve für } Z \to f\bar{f} \tag{4.15}$$

$$\Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}\left((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2\right) \quad \text{Partialbreite} \tag{4.16}$$

Man muss dabei zwischen den Leptonen und den Quarks unterscheiden. Aus der Messung der Endzustände der Elekrtonen kann man Γ_e bestimmen, und mit dieser Kenntnis die restlichen Breiten bestimmen (Abb. 4.16):

- $\sigma_e^0 \longrightarrow \Gamma_e^2 \Rightarrow \Gamma_e = 83.94 \pm 0.14$ MeV
- $\sigma_\mu^0 \longrightarrow \Gamma_\mu \cdot \Gamma_e \Rightarrow \Gamma_\mu = 83.84 \pm 0.20$ MeV
- $\sigma_\tau^0 \longrightarrow \Gamma_\tau \cdot \Gamma_e \Rightarrow \Gamma_\tau = 83.68 \pm 0.24$ MeV

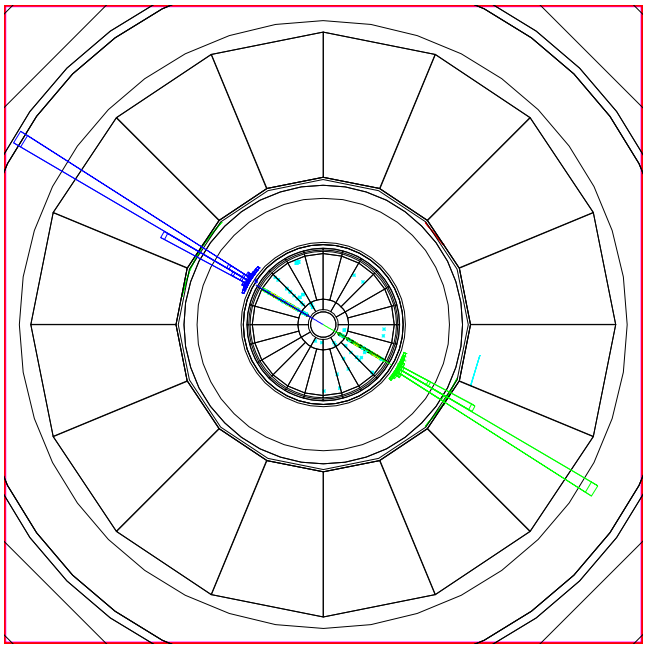

Abbildung 4.11: *Zerfall einer Z^0–Resonanz in e^+e^- Vernichtung in ein Elektron/Positron–Paar bei LEP (Experiment L3).*

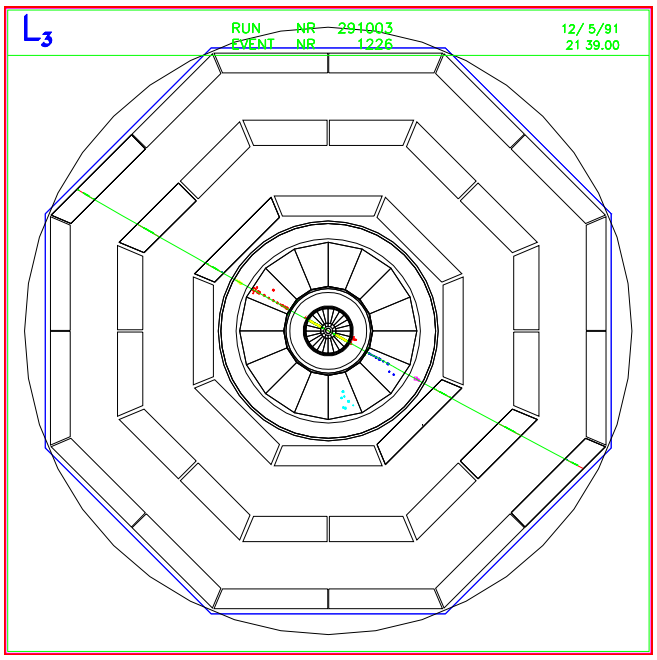

Abbildung 4.12: *Zerfall einer Z^0–Resonanz in e^+e^- Vernichtung in ein Muon–Paar bei LEP (Experiment L3).*

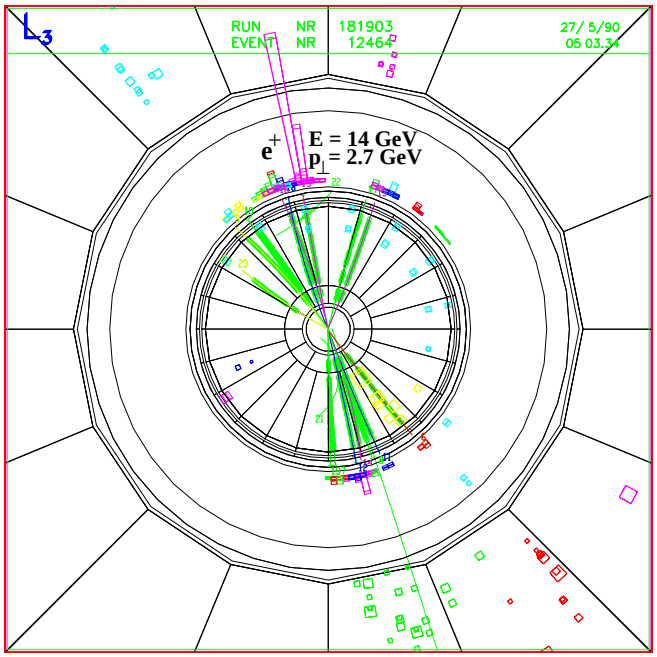

Abbildung 4.13: *Zerfall einer Z^0–Resonanz in e^+e^- Vernichtung in ein hadronische Jets bei LEP (Experiment L3).*

- $\sigma_h^0 \longrightarrow \Gamma_h \cdot \Gamma_e \Rightarrow \Gamma_h = 1743.2 \pm 2.7$ MeV

Als wichtiges Resultat erhält man, dass alle Partialbreiten der Leptonkanäle die selben sind,

$$\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau \equiv \Gamma_l \tag{4.17}$$

Dies ist die Leptonuniversalität der schwachen Wechselwirkung. Die Kopplungstärke ist demnach davon unabhängig, ob das Lepton ein Elektron, Myon oder Tauon ist. Im Falle der Hadronen ist dies nicht erfüllt, da die Quarks keine Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind. Die Partialbreite der hadronischen Zerfälle wird wie im Falle der Leptonen gemessen. Falls die Partialbreiten einzelner Quarkflavours vermessern werden sollen, muss man im jeweiligen hadronischen Endzustand die zu messenden Flavour im entstehenden Jet finden (sogenannter *flavour-tag*). Dies gelingt aber nur bei Quarks mit einer genügend großen Masse wie bei den c- und b-Quarks. Die Selektion erfolgt auf Grund der langen Lebensdauern der schweren Quarks ($\tau_b \sim 1.5$ ps bzw. $\tau_c \sim 0.5 \ldots 1.5$ ps, die sich in einem sekundären Vertex (Abb. 4.14) oder in einem großen Stoßparameter der Spur des im Zerfall des schweren Quarks entstehenden Muons am primären Vertex äußert (Abb. 4.15). Die bei LEP gemessenen Verhältnisse $R^{exp.}$ sind in hervoragender Übereinstimmung mit den entsprechenden Vorhersagen des Standardmodelles R^{SM}:

$$\begin{aligned} R_b^{exp.} &= \frac{\Gamma_b}{\Gamma_{had}} = 0.2170 \pm 0.0009 \qquad R^{SM} = 0.2158 \\ R_c^{exp.} &= \frac{\Gamma_c}{\Gamma_{had}} = 0.1731 \pm 0.0048 \qquad R^{SM} = 0.1723 \end{aligned} \tag{4.18}$$

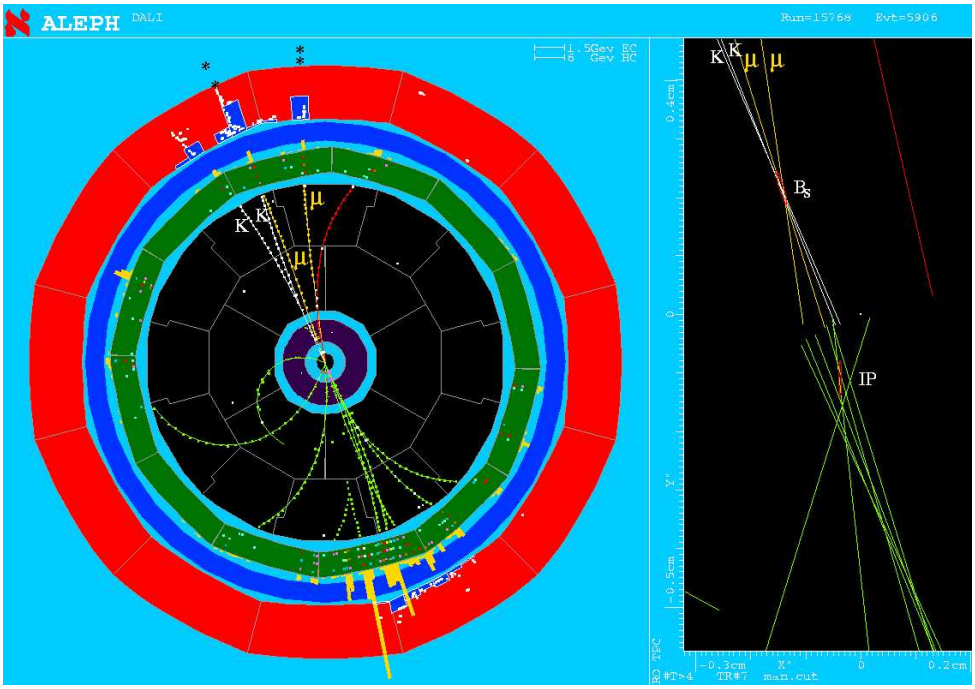

Abbildung 4.14: *Rekonstruiertes $Z \to b\bar{b}$ Ereignis, Identifizierung des B_s im Zerfallskanal $B_s \to \psi'\phi$, mit $\psi' \to \mu^+\mu^-$ und $\phi \to K^+K^-$*

Dies ist wiederum ein sehr erfolgreicher Test der Gültigkeit des Standardmodelles. Für das Verhältnis der Leptonbreite zur hadronischen Breite findet man mit den obigen Zahlen $R_l = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_l} = 20.775 \pm 0.027$, was mit der Vorhersage des Sandartmodelles von $R_l(S.M.) = 20.751$ in sehr guter Übereinstimmung ist.

4.2.3 Zahl der Neutrinos

Es ist sehr wahrscheinlich, dass es nicht mehr als drei Fermion–Familien gibt. Der stärkste Hinweis darauf stammt von den oben bereits erwähnten unsichtbaren Zerfällen des Z–Bosons:

$$Z^0 \to \nu_i \bar{\nu}_i \tag{4.19}$$

Aus den bekannten und gut vermessenen Partialbreiten Γ_h, Γ_l und Γ_Z und der Leptonuniversalität ergibt sich für die unsichtbare Breite:

$$\begin{aligned} \Gamma_{inv} &= \Gamma_Z - \Gamma_h - \Gamma_e - \Gamma_\mu - \Gamma_\tau = \Gamma_Z - \Gamma_h - 3 \cdot \Gamma_l = 500 \text{ MeV} \\ \Rightarrow \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} &= \frac{\Gamma_Z - \Gamma_h}{\Gamma_l} - 3 = 5.959 \pm 0.022 \end{aligned} \tag{4.20}$$

In der Reaktion $e^+e^- \to Z^0 \to \nu_l\bar{\nu}_l$, wobei $l = e, \mu, \tau, \ldots$ die Art der vorkommenden Neutrinos sei, gibt es bei hypotetisch i verschiedenen Arten von Neutrinos N_i Zerfallkanäle, die wegen der Leptonuniversalität alle die selbe Zerfallsbreite haben. Das in Gl. 4.20 angegebene Verhältnis kann im Standardmodell einfach berechnet

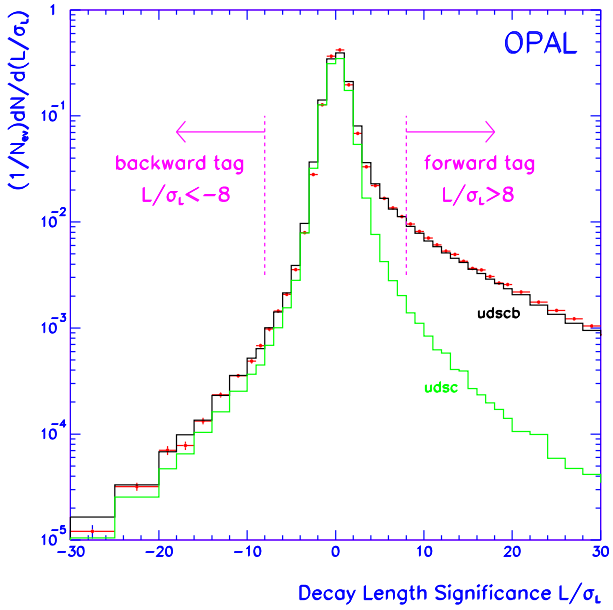

Abbildung 4.15: *Signifikanz der Zerfallslänge: Der Beitrag der b-Quarks ist in der Vorwärtsrichtung deutlich zu sehen.*

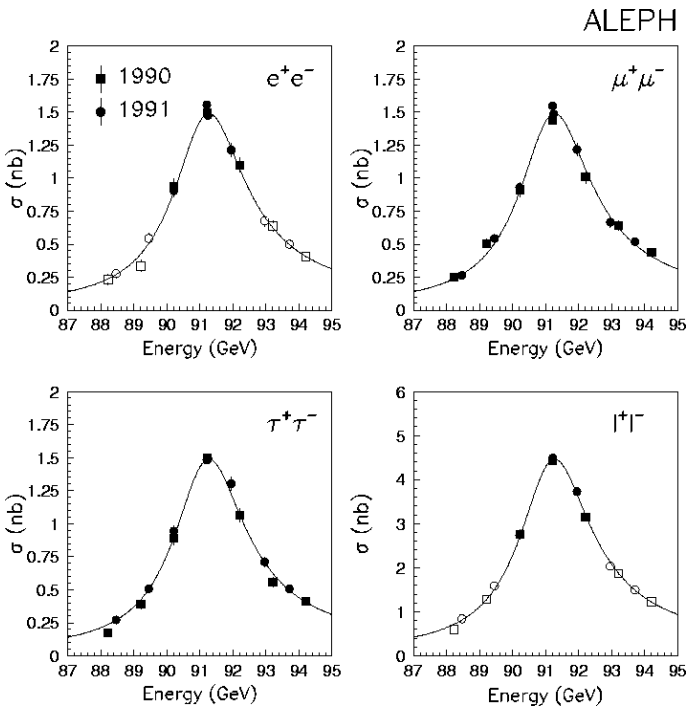

Abbildung 4.16: *Wirkungsquerschnitte der $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ Reaktionen als Funktion der Schwerpunktsenergie zur Messung der Partialbreiten.*

werden:

$$\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_l} = \frac{(g_A^\nu)^2 + (g_V^\nu)^2}{(g_A^l)^2 + (g_V^l)^2} \tag{4.21}$$

und für die unsichtbare Breite gilt, dass $\Gamma_{inv} = N_i \cdot \Gamma_\nu$ ist. Aus dem Standardmodell erhält man $(\Gamma_\nu/\Gamma_l)_{S.M.} = 1.991 \pm 0.001$, woraus für die Zahl der Neutrinoarten folgt:

$$N_i = \frac{(\Gamma_{inv}/\Gamma_l)_{exp.}}{(\Gamma_\nu/\Gamma_l)_{S.M.}} = 2.993 \pm 0.011 \tag{4.22}$$

was der Anzahl von 3 Leptonfamilien (oder Generationen) entspricht. Dies ist auch im Experiment gut bestätigt worden. Die Zerfallsbreite ist sensitiv auf die Zahl der existierenden Neutrinoarten, die gemessene Zerfallsbreite stimmt sehr gut mit der theoretischen Vorhersage für drei Neutrinoarten überein (Abb. 4.17, Messung am LEP (CERN): $n_\nu = 2.993 \pm 0.011$).

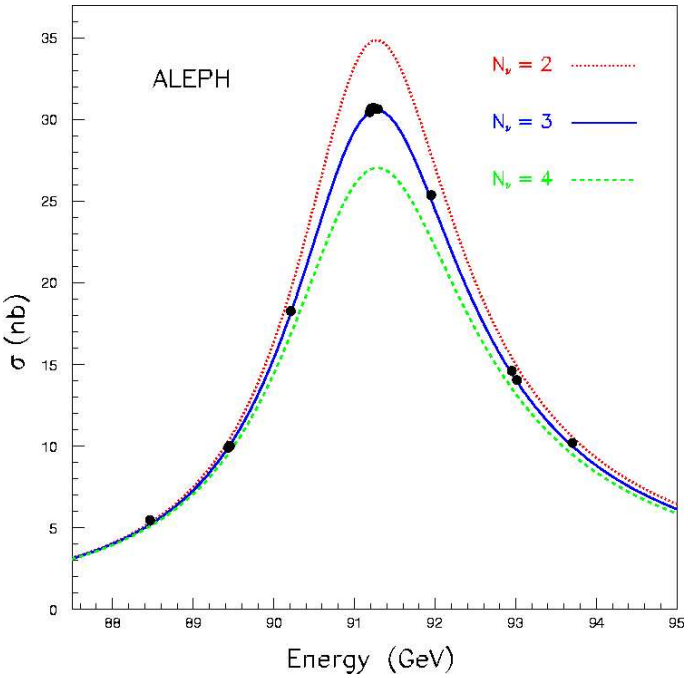

Abbildung 4.17: *Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen im Bereich der Z^0–Resonanz gemessen am LEP (CERN) im Vergleich zur theoretischen Vorhersage von Modellen, die 2, 3 oder 4 Neutrinosorten beinhalten.*

4.3 Kopplung an Leptonen

Nach der Vermessung der Eigenschaften des Z^0-Bosons wenden wir uns nun dessen Kopplungen an die Leptonen und Quarks zu. Dazu erinnern wir uns nochmals kurz an die Resultate der Berechnung des effektiven Lagrangiens aus Kap. 2.2.3, wo die Kopplung des Z^0 an die Fermionen berechnet wurde

$$\mathcal{L}_{Zff} \sim (g_R^f \cdot \bar{f}_R \gamma^\mu f_R + g_L^f \cdot \bar{f}_L \gamma^\mu f_L) Z_\mu$$

$$= (g_R^f \cdot \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(1+\gamma_5)f + g_L^f \cdot \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)f)Z_\mu$$
$$= \Big(\underbrace{\frac{g_R^f + g_L^f}{2}}_{g_V^f} \underbrace{(\bar{f}\gamma^\mu f)}_{Vektorstrom} - \underbrace{\frac{g_L^f - g_R^f}{2}}_{g_V^A} \underbrace{(\bar{f}\gamma^\mu\gamma_5 f)}_{Axialvektorstrom} \Big) Z_\mu \qquad (4.23)$$

mit

$$g_V^f = I_3^f - 2q_f \sin^2(\Theta_W) \qquad \text{und} \qquad g_A^f = I_3^f \qquad (4.24)$$

Im Falle der schwachen neutralen Stöme haben wir es nicht mit einer reinen $(V-A)$ Struktur zu tun. Dem schwachen Mischungswinkel Θ_W (Weinbergwinkel) kommt dabei als fundamentaler Parameter des Standardmodelles eine entscheidene Bedeutung zu. Die Messungen von g_A und g_V und die daraus resultierenden möglichen Bestimmungen von $\sin\Theta_W$ sind weitere fundamental wichtige Tests der Gültigkeit des Standardmodelles. In Abb. 4.18 wird nochmals der gesamte vermessene Bereich der e^+e^--Streuung von verschiedenen Experimenten gezeigt. Deutlich zu erkennen ist auch das "tiefe Tal" vor der großen Z^0-Resonanz, in dem beispielsweise das Experiment Tristan saß. Als dieses Experiment geplant wurde, war leider die Masse des Z^0 noch nicht bekannt, und erste Abschätzungen lieferten einen Wert um ca. $30\ldots40$ GeV, was leider viel zu niedrig lag.

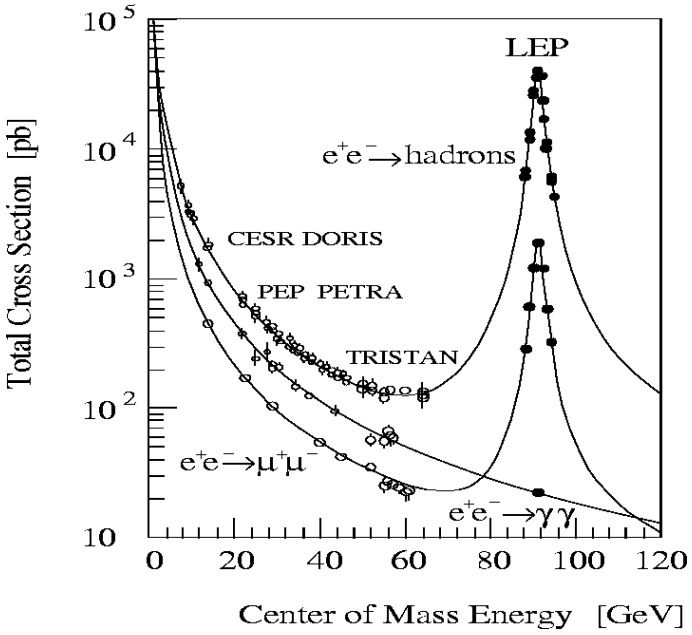

Abbildung 4.18: *Der totale e^+e^- Wirkungsquerschnitt von CESR/DORIS bis zu den Energien von LEP.*

4.3.1 Neutrino Elektron Streuung

In der elastischen Neutrino-Elektron Streuung hat man es in der Regel mit einem reinen Z^0-Austausch zu tun. Allerdings kommen in den jeweiligen Wirkungsquerschnitten die Kopplungen g_V und g_A nur korreliert und in quadratischer Form vor,

sodass mit einer Einzelmessung deren Größe und Vorzeichen nicht bestimmt werden kann. Um eine eindeutige Lösung zu bekommen, müssen die Informationen verschiedener Messungen zusammengefasst werden.

Neutrino-Erzeugung

Ein reiner Neutrinostrahl kommt in der Natur nicht vor, man kann ihn aber in Zerfällen von $\pi^{\pm}$ oder $K^{\pm}$, die durch Protonstöße an einem Target erzeugt wurden, erzeugen. Die Teilchen zerfallen im Flug und in einem Magneten werden die geladenen Zerfallsprodukte aussortiert.:

- p auf Fixed Target zur $\pi^{\pm}$ Produktion, Zerfall in ν_μ bzw. in $\bar{\nu}_\mu$ ($\pi^{\pm} \to W^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$)
- $n \to pe^-\bar{\nu}_e$ im Kernreaktor
- $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\nu_\mu$ (selten)

Streuung am elektronreichen Target

Wir betrachen nun die elastische Streuung verschiedener Neutrinosorten (ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e und $\bar{\nu}_e$) an einem elektronreichen Target (Abb. 4.19) Im Einzelnen gilt für die

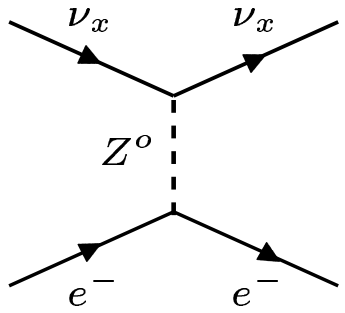

Abbildung 4.19: *Streuung von Neutrinos am Elektrontarget.*

Wirkungsquerschnitte:

- $\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-$ (reiner Z^0-Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi}(g_A^{e^2} + g_A^e g_V^e + g_V^{e^2}) \tag{4.25}$$

  $\Rightarrow$ (g_A^e, g_V^e)–Ellipse um $(0,0)$

- $\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$ (reiner Z^0-Austauch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi}(g_A^{e^2} - g_A^e g_V^e + g_V^{e^2}) \tag{4.26}$$

  $\Rightarrow$ Ellipse um $(0,0)$

- $\nu_e e^- \to \nu_e e^-$ (Z^0- und W^--Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi}\Big((1+g_A^e)^2 + (1+g_A^e)(1+g_V^e) + (1+g_V^e)^2\Big) \tag{4.27}$$

  $\Rightarrow$ Ellipse um $(-1,-1)$

- $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_e e^-$ (Z^0- und W^--Austausch)

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{3\pi}\Big((1+g_A^e)^2 - (1+g_A^e)(1+g_V^e) + (1+g_V^e)^2\Big) \tag{4.28}$$

  $\Rightarrow$ Ellipse um $(-1,-1)$

Alle Beziehungen sind symmetrisch unter $g_A^e \leftrightarrow g_V^e$, es exisitieren demnach immer zwei gemeinsame Lösungen. Aus den e^+e^-–Experimenten von LEP weiß man, dass nur eine Lösung überlebt. Im Standardmodell gilt $g_A^e \simeq -\frac{1}{2}$ und $g_V^e = \frac{1}{2}(-1 + 4\sin^2\Theta_W) \approx 0$ also ist $\sin^2\Theta_W \approx \frac{1}{4}$. Das Vorzeichen von g_V^e ist noch nicht auflösbar. Die Resultate der Messungen der effektiven Lepton–Kopplungen vor den Messungen bei LEP sind in Abb. 4.20 dargestellt. Dort ist deutlich zu sehen, dass eine eindeutige Lösung zwar gefunden werden kann, diese aber noch nicht sehr genau ist.

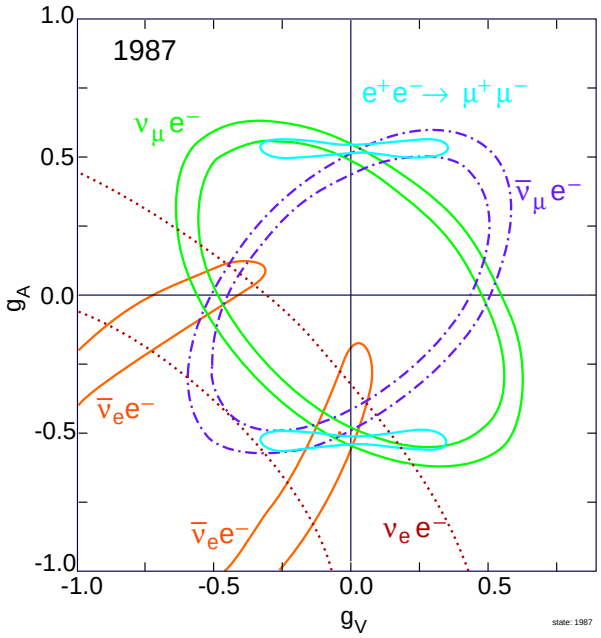

Abbildung 4.20: *Messungen der effektive Kopplungen an das Z^0–Boson vor den LEP Messungen (1987).*

4.3.2 e^+e^-–Vernichtung

Durch die Messungen in der Elektron-Positron-Vernichtung erhält man weitere wesentliche Informationen, um die Messung von g_A und g_V zu präzisieren. In der e^+e^- Streuung können die Paritätsverletzenden Terme g_V^2, $g_V \cdot g_A$ und g_A^2 des Wirkungsquerschnittes σ untersucht werden.

PEP/PETRA

Betrachen wir zunächst e^+e^- Reaktionen $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ bei $\sqrt{s} \ll M_Z$: Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu

$$\sigma \sim \Big|\gamma - \text{Austausch} + Z^0 - \text{Austausch}\Big|^2$$

wobei der γ–Austausch ein reiner V–Strom und der kleine Beitrag des Z^0–Austausches ein fast reiner A–Strom ist. Die Interferenz der beiden Ströme verletzt die Parität. Als Folge davon erhält man eine Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für das Lepton ($\sigma_v \neq \sigma_r$):

$$A^l_{vr} = \frac{\sigma_v - \sigma_r}{\sigma_v + \sigma_r} \sim g^e_A \cdot g^l_A = (g^l_A)^2 \tag{4.29}$$

Die Relation 4.29 gilt wegen der Leptonuniversalität. Der Z^0–Austausch macht sich durch einen zusätzlichen Term bemerkbar:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim a\,(1 + \cos^2\theta) + b\,\cos\theta \tag{4.30}$$

Im Falle einer Paritätsverletzung ist $b \neq 0$ und man beboachtet eine Verschiebung der Winkelabhängigkeit (Abb. 4.21). Der Term $(1+\cos^2\theta)$ ist propotional zu $|A_\gamma|^2 + |A_{Z^0}|^2$ und entspricht im wesentlichen, da der Z^0 Beitrag klein ist, dem QED Anteil. Der paritätsverletzende Anteil der γ/Z^0 Interfrenz ist zu $|A_\gamma + A_{Z^0}|^2$ proportional. Die Messung ist kaum sensitiv auf g^l_V, da der Z–Austausch ein fast reiner Axialstrom ist, und liefert keine Vorzeichenmessung von g^l_A.

SLC, LEP

Wenden wir uns nun Reaktionen zu, bei denen $\sqrt{s} \simeq M_{Z^0}$ gilt, wir es also mit einem fast reinen Z^0 Austausch zu tun haben (Abb. 4.22). Die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie bestimmt sich in diesem Falle aus der Interferenz von $g^l_V\gamma^\mu$ mit $g^l_A\gamma^\mu\gamma_5$. Mit der Leptonuniversalität erhält man

$$A^l_{vr}(Z_{Z^0}) = \frac{3}{4}\,\mathcal{A}_e \cdot \mathcal{A}_l = \frac{3}{4}\,\mathcal{A}_l^2 \quad \text{wobei} \quad \mathcal{A}_l = \frac{2g^l_V g^l_A}{(g^l_V)^2 + (g^l_A)^2} \tag{4.31}$$

Da g^l_V nahe bei Null ist, wird A^l_{vr} fast 0. Aus diesem Grunde muss die $A^l_{vr}(M_Z)$–Messung mit der Γ_l–Messung

$$\Gamma_l = \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi}\Big((g^l_A)^2 + (g^l_V)^2\Big) \tag{4.32}$$

kombiniert werden. Bei LEP wurde die Messung vom $|g^l_V| \cdot |g^l_A|$ durchgeführt, wobei die Messung nicht auf die Vorzeichen von g_A und $_V$ sensitiv ist (Abb. 4.23). Das Verschwinden der Asymmetrie A_{vr} bei der Z^0-Resonanz ist in allen Leptonkanälen deutlich zu sehen. Die Rechts-Links Asymmetrie wurde auch bie SLC mit zirku-

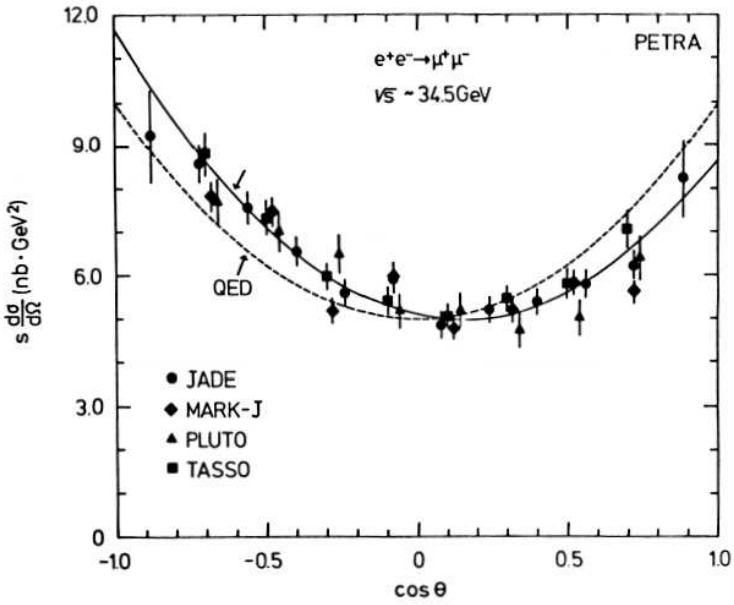

Abbildung 4.21: *Die ersten genauen Messungen der Winkelverteilungen der Reaktion $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ von DESY. Die Abweichung von der QED–Rechnung ist ein Maß für den Grad der Paritätsverletzung.*

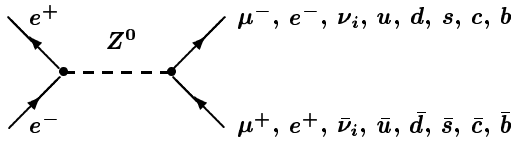

Abbildung 4.22: *Elektron–Antielektron Streuung auf der Z^0 Resonanz.*

lar polarisiertem Laserlicht, das auf eine GaAs+CsF–Oberfäche auftrifft, beobachtet. Dadurch erhielt man longitudinal polarisierte e–Stralen. In diesem Experiment konnte man das durch die Messung von $g_V^e \cdot g_A^e$ das relative Vorzeichen von g_V^e und g_A^e messen. Als Resultat erhielt man

$$A_{rl} = -\mathcal{A}_e \qquad \text{bzw.} \qquad A_{lr} = +\mathcal{A}_e \tag{4.33}$$

Polarisation im Endzustand

Eine weitere einschränkende Information liefert die Messung der Polarisation des Endzustandes am Beispiel des τ–Neutrinos. Für die τ–Polarisation gilt dann:

$$\mathcal{P}_\tau = \frac{\sigma(\tau_R) - \sigma(\tau_L)}{\sigma(\tau_R) + \sigma(\tau_L)} = -\mathcal{A}_\tau \tag{4.34}$$

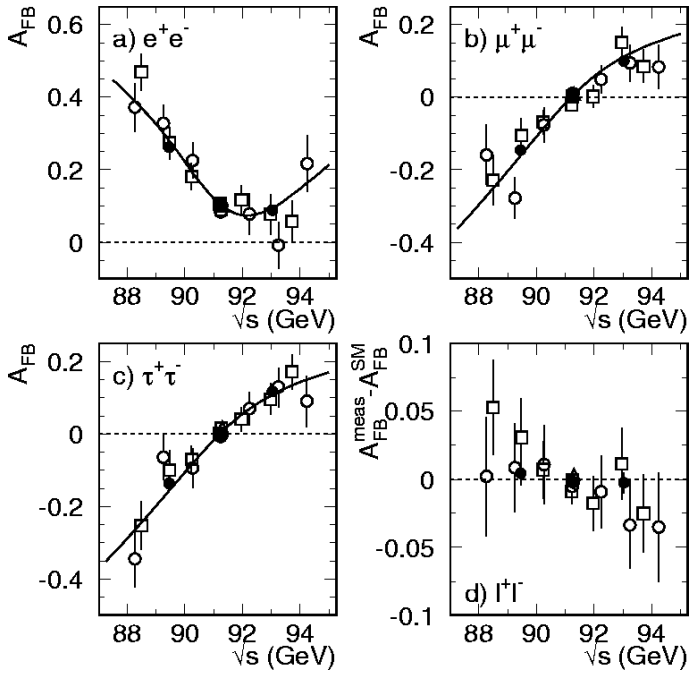

Abbildung 4.23: *Messung des Experimentes ALEPH am LEP zur Vorwärts–Rückwärt Asymmetrie als Funktion der Energie.*

Man misst dann $g_A^l \cdot g_V^l$ mit dem relativen Vorzeichen von g_A^l, g_V^l. In Abhängigkeit des Streuwinkels θ lautet dann die Polarisation für ein Lepton l allgemein formuliert:

$$\mathcal{P}_l = \frac{\mathcal{A}_l(1+\cos^2\theta) + 2\mathcal{A}_e\cos\theta}{(1+\cos^2\theta) + 2\mathcal{A}_l\mathcal{A}_e\cos\theta} \tag{4.35}$$

Daraus folgen dann die Asymmetrien $\mathcal{A}_l$ und $\mathcal{A}_e$. Die experimentelle Herausforderung ist dabei die Messung des Spins. Dies ist auch der Grund, weshalb sich nur der Endzustand der τ-Leptonen eignet.

$l = e$ Detektoren sind nicht sensitiv auf den Elektronenspin

$l = \mu$ Spinmessung aus der Wechselwirkung $\mu \to e\nu_e\nu_\mu$,
aber bei $p = 45$ GeV gilt für die Zerfallslänge l: $l \approx 280$ km !!

$l = \tau$ Spinmessung aus der Winkelverteilung in τ–Zerfällen:
bei $p = 45$ GeV und mit $\tau_\tau \simeq 0.3$ ps erhält man $l = 2$ mm

Der Spinanalysator ist dabei die $(V-A)$ Struktur des Zerfalles.

4.4 Kopplung an Quarks

In den Kopplungen der Z-Bosonen an die Quarks lassen sich weitere fundamentale Messungen durchführen, wie etwa eine experimentelle Bestimmung des Weinbergwinkels $\sin^2\Theta_W$. Wiederum betrachten wir die Prozesse der elastischen Neutrino-Nukleon-Streuung sowie der e^+e^--Vernichtung.

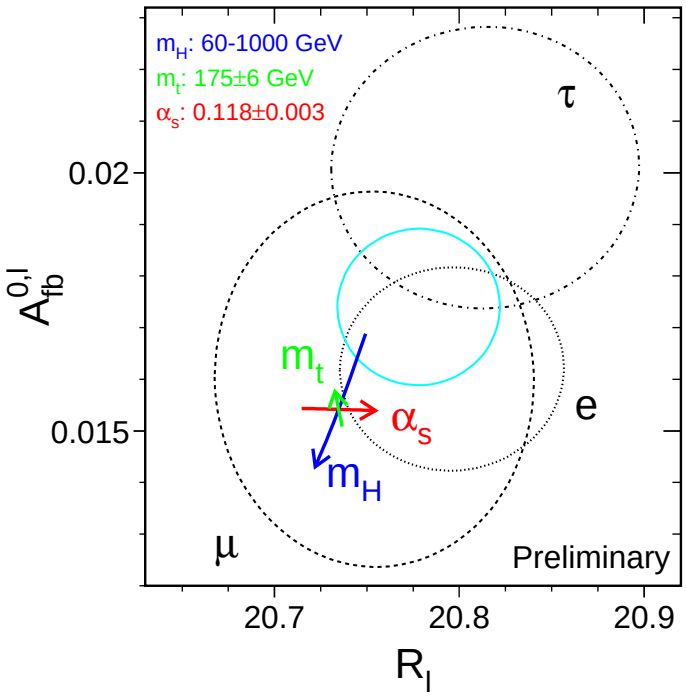

Abbildung 4.24: *Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie von Leptonpaaren als Funktion von R. Die Erwartungen des Standardmodelles ist für verschiedene Annahmen der Größen der t–Quark und H–Boson Massen gezeigt.*

4.4.1 Neutrino Nukleon Streuung

Die Nukleonen $p = |uud\rangle$ und $n = |udd\rangle$ bestehen aus den Valenzquarks u und d, sowie dem Quarksee. Die Ankopplung von Neutrinos an Quarks kann durch neutrale (Z^0–Austausch) oder geladene ($W^{\pm}$–Austausch) Ströme erfolgen:

- Neutrale Ströme:
  - $\nu_\mu(u,d) \to Z^0 \to \nu_\mu(u,d)$: $V-A$–Kopplung
    Quark–Kopplungsterm: $\gamma^\mu(g_V^{(u,d)} - g_A^{(u,d)}\gamma_5)$
  - $\bar{\nu}_\mu(u,d) \to Z^0 \to \bar{\nu}_\mu(u,d)$: $V+A$–Kopplung
    Quark–Kopplungsterm: $\gamma^\mu(g_V^{(u,d)} - g_A^{(u,d)}\gamma_5)$
- Geladene Ströme:
  - $\nu_\mu d \to W^+ \to \mu^- u$:
    $V-A$ Kopplung bei den Leptonen, $V-A$–Kopplung bei den Quarks
  - $\bar{\nu}_\mu u \to W^- \to \mu^+ d$:
    $V+A$ Kopplung bei den Leptonen, $V-A$–Kopplung bei den Quarks

Die Quark–Dichteverteilungen (**PDF**: Parton Density Function) werden durch die Strukturfunktionen der Nukleonen beschrieben. Wir gehen in diesen Beispielen von

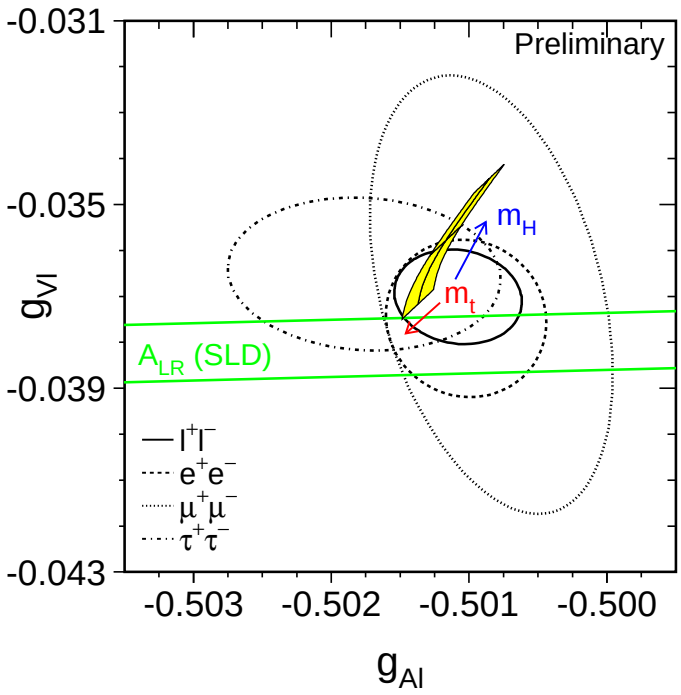

Abbildung 4.25: *Effektive Leptonkopplung an das Z–Boson in der $g_{Vl} - g_{Al}$–Ebene.*

isoskalaren Targets aus (dh. $\#p \equiv \#n$), womit sich die Strukturfunktionsabhängigkeiten aus der Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte herauskürzen. Als Resultat erhält man

$$\begin{aligned} R_\nu &= \frac{\sigma(\nu_\mu N \to \nu_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X)} = \frac{4}{3}\Big((g_V^u)^2 + (g_V^d)^2 + (g_A^u)^2 + (g_A^d)^2 + g_V^u g_A^u + g_V^d g_A^d\Big) \\ &= \frac{1}{2} - \sin^2\Theta_W + \frac{20}{27}\sin^4\Theta_W \qquad (4.36) \\ R_{\bar\nu} &= \frac{\sigma(\bar\nu_\mu N \to \bar\nu_\mu X)}{\sigma(\bar\nu_\mu N \to \mu^+ X)} = 4\Big((g_V^u)^2 + (g_V^d)^2 + (g_A^u)^2 + (g_A^d)^2 - g_V^u g_A^u - g_V^d g_A^d\Big) \\ &= \frac{1}{2} - \sin^2\Theta_W + \frac{20}{9}\sin^4\Theta_W \qquad (4.37) \end{aligned}$$

Durch die Kombination der Resultate verschiedener Targets werden g_V^u, g_V^d, g_A^u und g_A^d getrennt zugänglich.

4.4.2 e^+e^-–Vernichtung

VR–Asymmetrie für $Z \to b\bar{b}/c\bar{c}$

Wie oben bereits erwähnt, können spezifische Quarkflavours im Endzustand durch einen *flavour-tag* selektiert werden.

$$A_{vr}^q = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e \cdot \mathcal{A}_q \quad \text{wobei} \quad \mathcal{A}_l = \frac{2g_A^f g_V^f}{(g_A^f)^2 + (g_V^f)^2} \qquad (4.38)$$

e, μ, τ	$g_V \sim$ -0.03	$A_l \simeq 0.02$
c	$g_V \sim +0.20$	$A_c \simeq 0.07$
b	$g_V \sim$ -0.37	$A_b \simeq 0.10$

Da A relativ groß ist, hat man eine große Sensitivität auf $\sin^2\Theta_W$ (mittels $\sigma(\sin^2\Theta_W) \propto \delta A/A$). Als Resultat erhält man für die b–Quarks $\mathcal{A}_b = 0.900 \pm 0.050$ (Standardmodell Vorhersage 0.935) und für die c–Quarks $\mathcal{A}_c = 0.650 \pm 0.058$ (S.M.: 0.668). Wiederum erhält man eine bemerkenswerte Übereinstimmung von Theorie (Standardmodell) und Experiment.

Hadronische Ladungsasymmetrie

Hier betrachtet man die statistische Rekonstruktion der Quarkladung aus Jet–Hadronen. Im semileptonischen Zerfall eines b– oder c–Quarks ist die Ladung des gemessenen Leptons direkt mit der Ladung des Quarks korreliert. Das impulsgewichtete Ladungsmaß lautet

$$Q = \sum_{Jet} Q_I \cdot (P_L^\kappa)_i / \sum (P_L^\kappa)_i \quad \text{mit} \quad \kappa \simeq 1 \tag{4.39}$$

Über die Winkelverteilung der "thrust"–Achse[1] θ_{thrust}, die in ihrer Orientierung der Flugrichtung des b– oder c–Quarks entspricht, kann A_b direkt gemessen werden. Dabei wird die resultierende Verteilung mit der Gleichung

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{d(\cos\theta_{thrust})} = \frac{3}{8}(1+\cos^2\theta_{thrust}) + A_b \cdot \cos\theta_{thrust} \tag{4.40}$$

beschrieben. Die Messung in in Abb. 4.26 zu sehen. Dabei erhält man eine Mischung der Quarksymmetrien, die mit Monte Carlo Fragmentationsmodellen entfaltet werden können (Sensitivität auf $\sin^2\Theta_W$).

Den Prozess nennt man Hadronisation. Die Hadronen im Jet entstehen dabei durch statistische Rekombination (Abb. 4.27).

4.5 Der schwache Mischungswinkel

Der Weinbergwinkel bestimmt sich (Abb. 4.28)

$$\sin^2\Theta_W = \frac{I_3^f}{2q_f} \cdot \left(1 - \frac{g_V^f}{g_A^f}\right) = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \tag{4.41}$$

Der Wert von M_W wurde am FNAL (CDF, D0) und bei LEP II bestimmt, der von M_Z bei LEP I und SLC und schließlich existieren Messungen von g_V^f und g_A^f von ν–Streuung bei LEP und SLC. Es stellt sich also die Frage, ob die vielen verschiedenen Messungen konsistent sind. Dabei gilt es zu beachten, dass die radiativen Korrekturen ($\sim m_{top}^2$, $\ln(m_{Higgs})$ für verschiedene Messungen unterschiedlich sind. Es handelt sich demnach um einen nichttrivialen Test der inneren Konsistenz der Theorie.

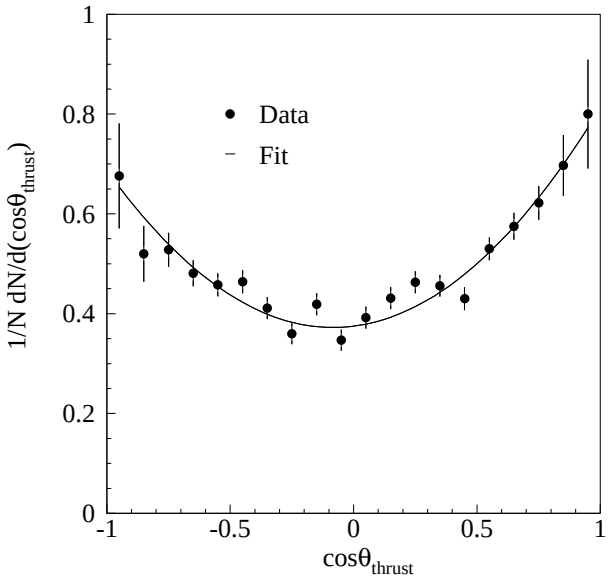

Abbildung 4.26: *Winkelverteilung der "thrust"–Achse von LEP Ereignissen (Experiment L3) bei $p_\perp > 1$ GeV. Die funktionale Abhängigkeit ist in Gl. 4.40 beschrieben.*

Am FERMILAB wurde die Masse des t–Quarks in direkter Messung zu $m_t = (176.6 \pm 5.5)$ GeV bestimmt, woraus sich ein konsistenter Wert von $\sin^2\Theta_W = 0.23152 \pm 0.00023$ für den Weinbergwinkel ergibt (Abb 4.29. Ferner erhält man aus den radiativen Korrekturen ein Abschätzung für die Higgs-Masse von $m_H = 58^{+71}_{-36}$ GeV.

Die bei LEP durchgefürten Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkungen können nun verwendet werden, um gewisse Einschränkungen an die Higgs–Masse m_H zu machen. Dabei führt man eine Anpassungsrechung durch (Abb. 4.31), die $m_H = 84^{+91}_{-51}$ GeV (bzw. $\log_{10}(m_H) = 1.92^{+0.32}_{-0.41}$) liefert. Daraus erhält man eine obere Schranke für die Higgs–Masse von $m_H < 280$ GeV und aus der direkten Suche nach dem Higgs-Boson eine untere Grenze von $m_H > 89.9$ GeV.

[1] Anschaulich bedeuted dies die Ausbreitungsrichtung eines hadronischen Jets

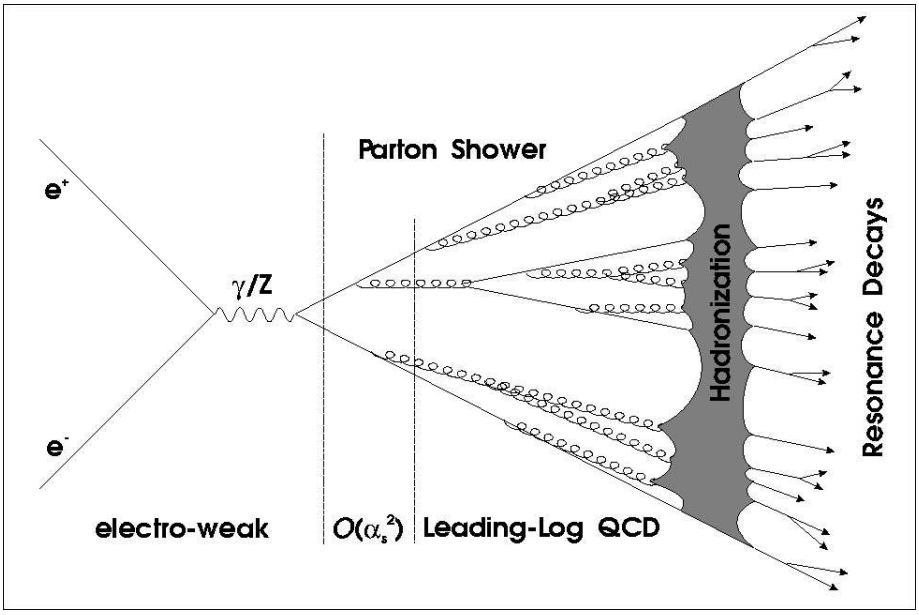

Abbildung 4.27: *Der Prozess der Hadronisation in der e^+e^- Vernichtung.*

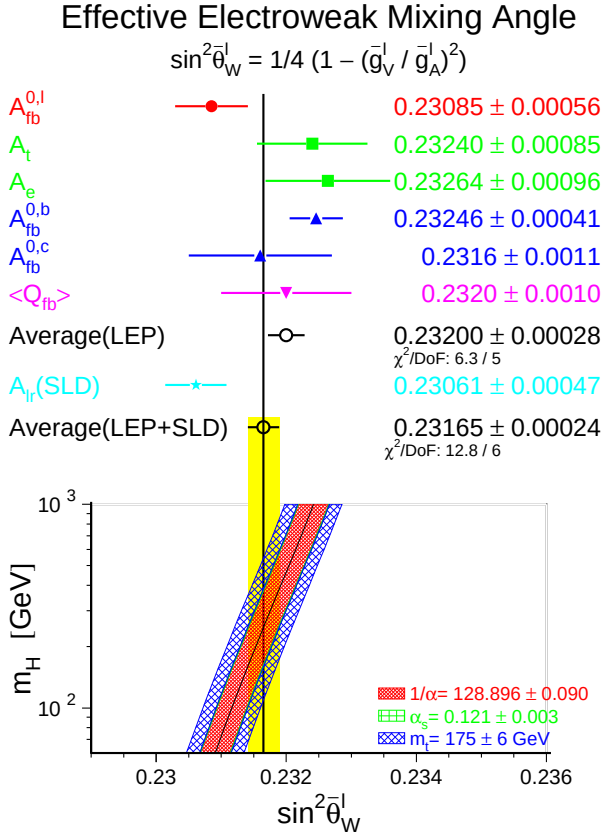

Abbildung 4.28: *Effektiver Wert des elektroschwachen Mischungswinkels* $\sin^2\theta_W$ *aus den Messungen bei LEP,* $\sin^2\theta_W = \frac{1}{4}(1-\frac{\bar{g}_A^l}{\bar{g}_A^l})^2$. *Es wird außerdem die Vorhersage des Standardmodelles als Funktion der Higgs–Masse gezeigt. Die Breite der Vorhersage des Standardmodelles bestimmt sich aus den Unsicherheiten von* $\alpha(m_Z^2)$, $\alpha_s(m_Z^2)$ *und* m_t.

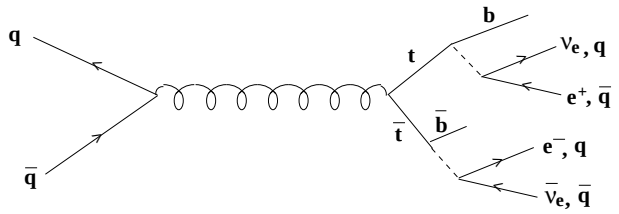

Abbildung 4.29: *Produktion des Top–Quarks am TEVATRON.*

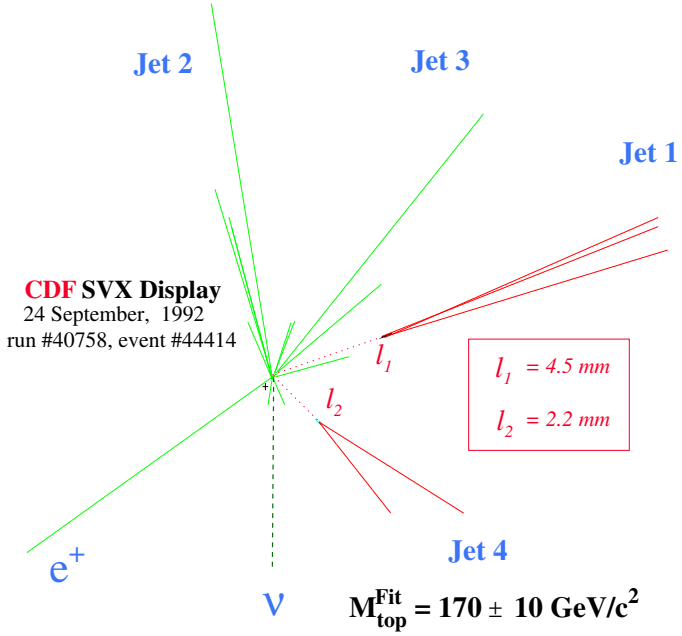

Abbildung 4.30: *Kandidat für ein $t\bar{t}$–Ereignis, bei dem die Sekundärvertizes der B–Mesonen deutlich zu sehen sind.*

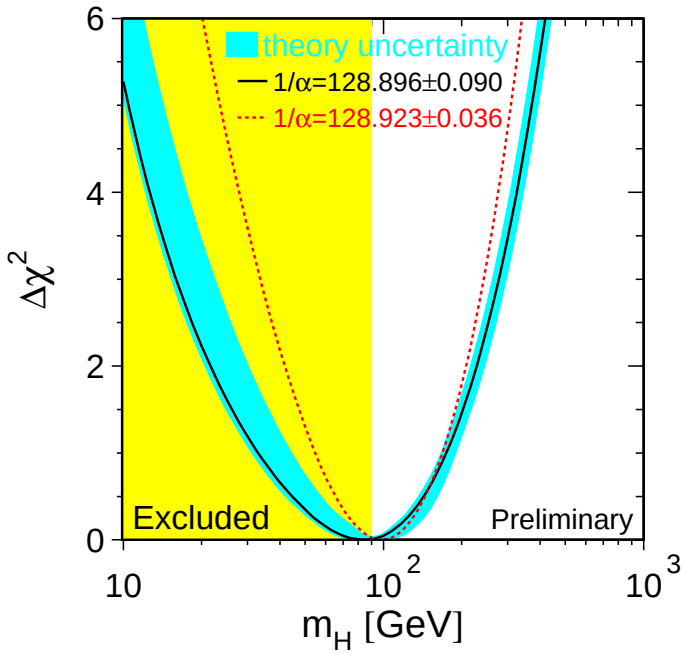

Abbildung 4.31: *Resultat der Anpassungsrechnung an die Higgsmasse, dargestellt ist* $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ *gegen* m_H*, das Band repräsentiert eine Abschätzung der theoretischen Unsicherheit auf Grund fehlender Korrekturen höherer Ordung. Das vertikale Band stellt den Ausschlussbereich der dirketen Higgssuche mit einer Wahrscheinlichkeit von* 95 % *dar.*