1. Einführung
2. Beschleuniger
3. Detektoren
4. Bewegungsgleichungen und Symmetrien
5. Das Quark-Modell und die CKM-Matrix
6. CP-Verletzung im Standardmodell
7. Proton- und Photonstruktur
8. Elektroschwache Präzisionsmessungen
9. Das Higgs-Boson
10. Neutrino-Massen und Neutrino-Oszillationen

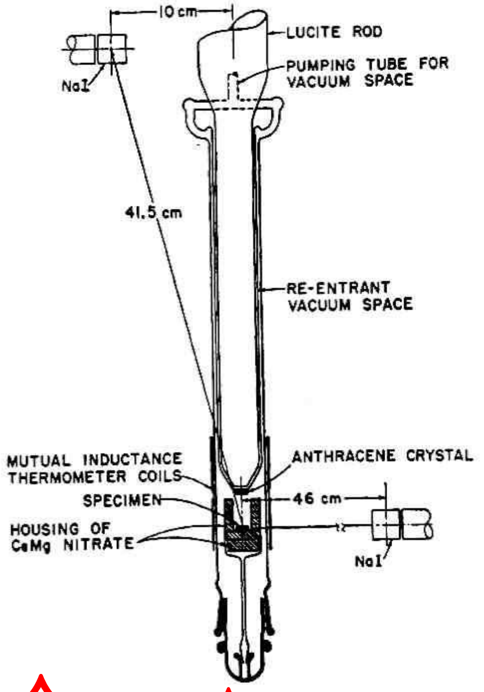
Das Wu Experiment - die Händigkeit von Teilchen

— Die untersuchte Reaktion ist: ${}^{60}_{27}\mathrm{Co}(J=5) \rightarrow {}^{60}_{28}\mathrm{Ni}^*(J=4)\, e^- \bar{\nu}_e$. Deswegen muss das System aus e^- und $\bar{\nu}_e$ den Spin $J=1$ haben.

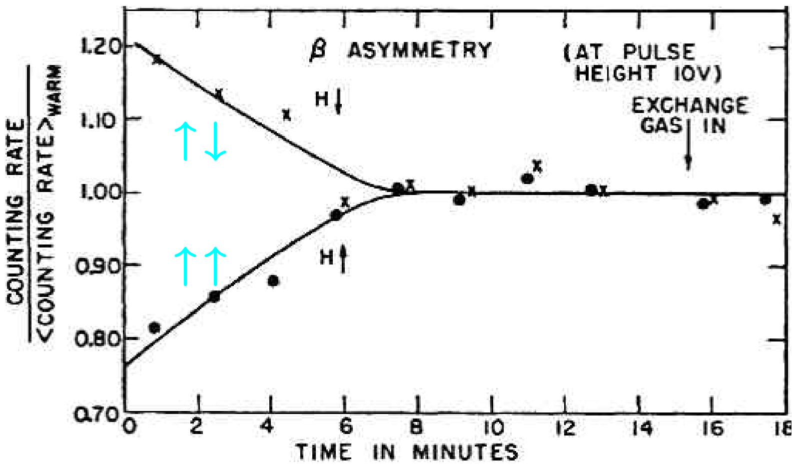
— Das Ausrichten der Co Kerne erfolgt durch ein starkes Magnetfeld bei niedriger Temperatur.

— Die Polarisation des Co Targets wird durch die Anisotropie der ausgestrahlten Photonen des angeregten Nickel Kerns mit Hilfe von NaJ Szintillatoren gemessen.

— Die auslaufenden Elektronen werden durch Szintillationslicht in einem Anthrazen Kristall nachgewiesen.



$$\Uparrow_5 = \Uparrow_4 + \Uparrow_{\frac{1}{2}} \Uparrow_{\frac{1}{2}}$$

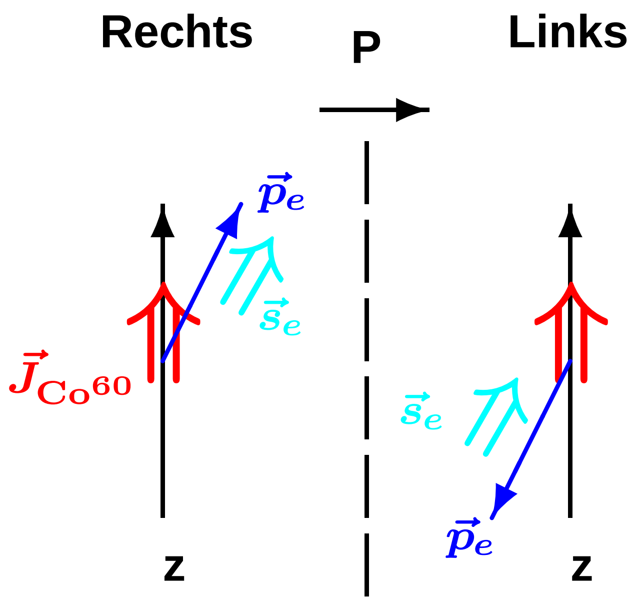


— Die Elektronen werden bevorzugt entgegengesetzt zum Kernspin ausgestrahlt.

— Elektronen sind also bevorzugt Linkshänder $\vec{s}_e \uparrow\downarrow \vec{p}_e$ und keine Rechtshänder, $\vec{s}_e \uparrow\uparrow \vec{p}_e$.

Die Schwache Wechselwirkung unterscheidet also zwischen Rechts und Links.

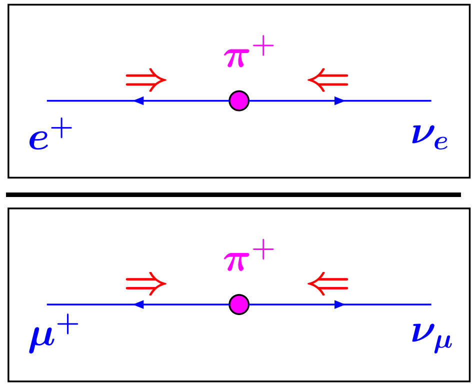
Das Wu Experiment - die Paritätsverletzung



- Die Paritätstransformation dreht den Impuls um: $P|\vec{p}_e\rangle = -|\vec{p}_e\rangle$, aber nicht den Spin, $P|\vec{s}_e\rangle = |\vec{s}_e\rangle$ und $P|\vec{J}\rangle = |\vec{J}\rangle$.
- Masselose, $\beta \equiv c$, Fermionen sind Linkshänder, $\vec{s}_f \uparrow\downarrow \vec{p}_f$, Antifermionen sind Rechtshänder $\vec{s}_{\bar{f}} \uparrow\uparrow \vec{p}_{\bar{f}}$.
- Bei massiven Fermionen ist die falsche Händigkeit mit β unterdrückt, $\langle\lambda_f\rangle = -\frac{1}{2}\beta_f$, mit $\lambda = \frac{\vec{s}\vec{p}}{|\vec{p}|}$.

- Ein weiteres Beispiel für diese Unterdrückung ist der Pion-Zerfall, $s_\pi = 0$, bei dem die geladenen Leptonen mit der falschen Händigkeit auftreten müssen.

$$\frac{\sigma(\pi^+ \to e^+ \nu_e)}{\sigma(\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{\text{[Diagramm } e^+\text{]}}{\text{[Diagramm } \mu^+\text{]}} \approx 10^{-4}.$$



- Wegen $\frac{m_\mu}{m_e} \approx 200$ ist $\beta_e \gg \beta_\mu$ und deswegen der Zerfall in Elektronen stärker unterdrückt.

Das Wu Experiment ist die Manifestation der Paritätsverletzung in der schwachen WW.

Die Grundlagen des elektroschwachen Standardmodells

— Die linkshändigen Dubletts $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ bekommen nun ihre tiefere Bedeutung.

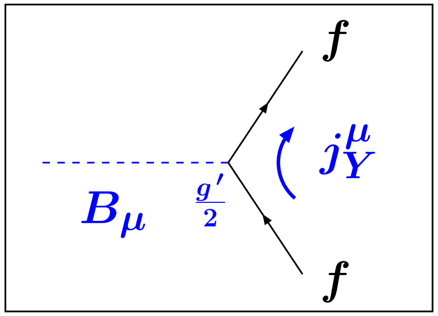
Sie sind Eigenzustände zum schwachen Isospin mit $I_3 = +\frac{1}{2}$ $(-\frac{1}{2})$ für oben (unten).

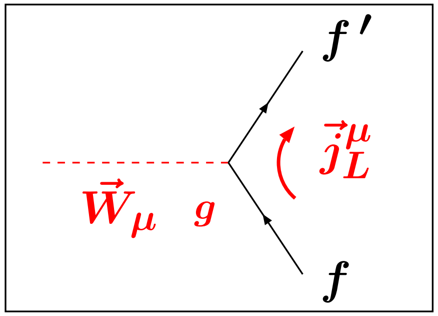
— Zusätzlich gibt es noch rechtshändige Singuletts, $I_3 = 0$, z.B. e_R, außer für die Neutrinos.

— Weiterhin wird den Teilchen eine schwache Hyperladung Y zugeordnet, sodass die Beziehung $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ erfüllt ist. Damit ergibt sich die folgende Zuordnung der Quantenzahlen zu den Fermionen der ersten Generation:

	ν_e	e	e_R	u	d'	u_R	d'_R
I_3	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
Y	-1	-1	-2	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{4}{3}$	$-\frac{2}{3}$
Q	0	-1	-1	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

— Die Eichgruppe $U(1)_Y \times SU(2)_L$ koppelt mit den Eichbosonen B_μ und $\vec{W}_\mu$ an die Ströme j_Y^μ und $\vec{j}_L^\mu$ der Hyperladung Y und des schwachen Isospins I. Die Kopplungsstärken sind $g'/2$ und g.





— Die physikalischen Zustände sind aber nicht B_μ und $\vec{W}_\mu$, sondern $W^\pm$, Z und γ.

Im Glashow-Weinberg-Salam Modell werden die physikalischen Zustände konstruiert.

Die Fermion-Boson Kopplungen im GSW Modell

– Die physikalischen Zustände, $W^{\pm}$, Z und γ sind Linearkombinationen aus B_μ und $W_{\mu i}$.

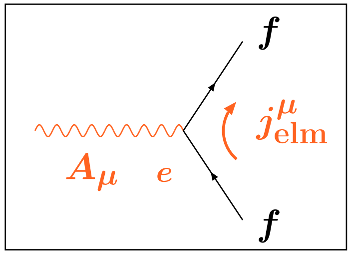
$$W_\mu^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu 1} \pm W_{\mu 2})$$

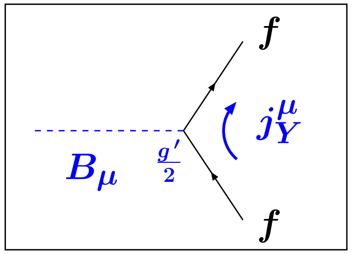
$$\begin{aligned} Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W_{\mu 3}\cos\theta_W \\ A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W_{\mu 3}\sin\theta_W \end{aligned} \quad\Rightarrow\quad \begin{aligned} B_\mu &= -Z_\mu \sin\theta_W + A_\mu\cos\theta_W \\ W_{\mu 3} &= Z_\mu \cos\theta_W + A_\mu\sin\theta_W \end{aligned}$$

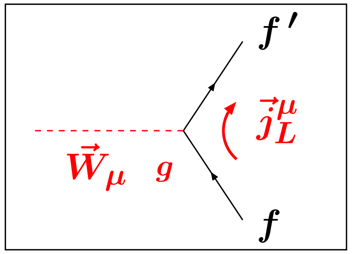
– Der Weinberg Winkel mischt die Eichbosonen derart, dass das Photon masselos wird, das Z-Boson aber eine Masse erhält. Dieser Higgs-Mechanismus wird später in einer separaten Vorlesung behandelt.

– Die Wechselwirkungen werden durch Terme der folgenden Form beschrieben.

H = $-i$ · Kopplungskonstante · Ladungs-Strom · Boson-Feld







$$H_{\mathrm{elm}} = -ie\, j^\mu_{\mathrm{elm}} A_\mu \qquad H_Y = -i\frac{g'}{2}\, j^\mu_Y B_\mu \qquad H_L = -ig\,\vec{j}^{\,\mu}_L \vec{W}_\mu$$

– Wegen $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ folgt dann $j^\mu_{\mathrm{elm}} = j^\mu_{L3} + \frac{1}{2} j^\mu_Y$.

– Die Aufgabe ist nun, in $H_{\mathrm{neutral}} = H_{L3} + H_Y$ die unphysikalischen Felder B_μ und $W_{\mu 3}$ durch die physikalischen Bosonen Z_μ und A_μ zu ersetzen.

Vereinigung von elektromag. und schwacher Kraft

– **Aus** $H_{\mathrm{neutral}} = H_{L3} + H_Y = -ig\, j^{\mu}_{L3} W_{\mu 3} - i\frac{g'}{2}\, j^{\mu}_{Y} B_{\mu}$ **folgt mit**

$B_{\mu} = -Z_{\mu} \sin\theta_W + A_{\mu} \cos\theta_W$ **und** $W_{\mu 3} = Z_{\mu} \cos\theta_W + A_{\mu} \sin\theta_W$

$$\boxed{H_{\mathrm{neutral}} = \underbrace{-i(g \sin\theta_W\, j^{\mu}_{L3} + g' \cos\theta_W \frac{j^{\mu}_{Y}}{2})}_{\mathrm{elm}} A_{\mu} \underbrace{-i(g \cos\theta_W\, j^{\mu}_{L3} - g' \sin\theta_W \frac{j^{\mu}_{Y}}{2})}_{\mathrm{NC}} Z_{\mu}}$$

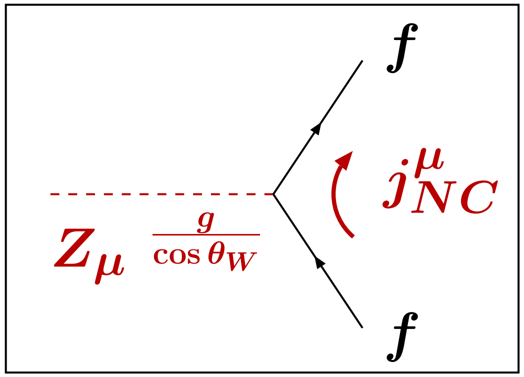
– **Der Vergleich des ersten Terms mit** $H_{\mathrm{elm}} = -ie\, j^{\mu}_{\mathrm{elm}} A_{\mu}$ **und** $ej^{\mu}_{\mathrm{elm}} = ej^{\mu}_{L3} + e\frac{1}{2} j^{\mu}_{Y}$ **liefert**

die Vereinigung der Kopplungen $\boxed{e = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W\,.}$

– **Der zweite Term wird weiter umgeformt:**

$$H_{\mathrm{NC}} = -i\left(g \cos\theta_W\, j^{\mu}_{L3} - g\frac{\sin^2\theta_W}{\cos\theta_W}\left[j^{\mu}_{\mathrm{elm}} - j^{\mu}_{L3}\right]\right) Z_{\mu}$$

$$= -i\frac{g}{\cos\theta_W}\left[j^{\mu}_{L3} - \sin^2\theta_W\, j^{\mu}_{\mathrm{elm}}\right] Z_{\mu}$$



– **Damit ist die** Z_{μ} **Wechselwirkung zu** $H_{\mathrm{NC}} = -i\frac{g}{\cos\theta_W} j^{\mu}_{\mathrm{NC}} Z_{\mu}$

mit dem Strom $j^{\mu}_{\mathrm{NC}} = j^{\mu}_{L3} - \sin^2\theta_W\, j^{\mu}_{\mathrm{elm}}$ **festgelegt.**

Im GWS Modell sind die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung vereinigt.

Vektor- und Axialvektor-Kopplungen

– Mit $j^{\mu}_{L3} = \bar{\Psi}\gamma^{\mu}\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)I_3\Psi$ und $j^{\mu}_{\mathrm{elm}} = \bar{\Psi}\gamma^{\mu}Q\Psi$ folgt für $j^{\mu}_{\mathrm{NC}} = j^{\mu}_{L3} - \sin^2\theta_W\, j^{\mu}_{\mathrm{elm}}$

$$j^{\mu}_{\mathrm{NC}} = \bar{\Psi}\gamma^{\mu}\tfrac{1}{2}\left[\left(1-\gamma^5\right)I_3 - 2\sin^2\theta_W\,Q\right]\Psi = \bar{\Psi}\gamma^{\mu}\tfrac{1}{2}\left[\left(I_3 - 2\sin^2\theta_W\,Q\right) - \gamma^5 I_3\right]\Psi.$$

– Wegen des Transformationsverhaltens von $V \equiv \bar{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi$ und $A \equiv \bar{\Psi}\gamma^{\mu}\gamma^5\Psi$ bezeichnet man die Wechselwirkung als V – A Wechselwirkung und die Kopplungen dementsprechend mit $g_V \equiv \left(I_3 - 2\sin^2\theta_W\,Q\right)$ und $g_A \equiv I_3$, also $\sin^2\theta_W = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_V}{g_A}\right)$.

– Der Axialvektorstrom koppelt also nur an linkshändige Fermionen, der Vektorstrom aber sowohl an links- als auch an rechtshändige Fermionen.

– Mit der Definition $g_{V,A} = g_L \pm g_R$ folgt $\frac{1}{2}\left(g_V - g_A\gamma^5\right) = g_L\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right) + g_R\frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)$

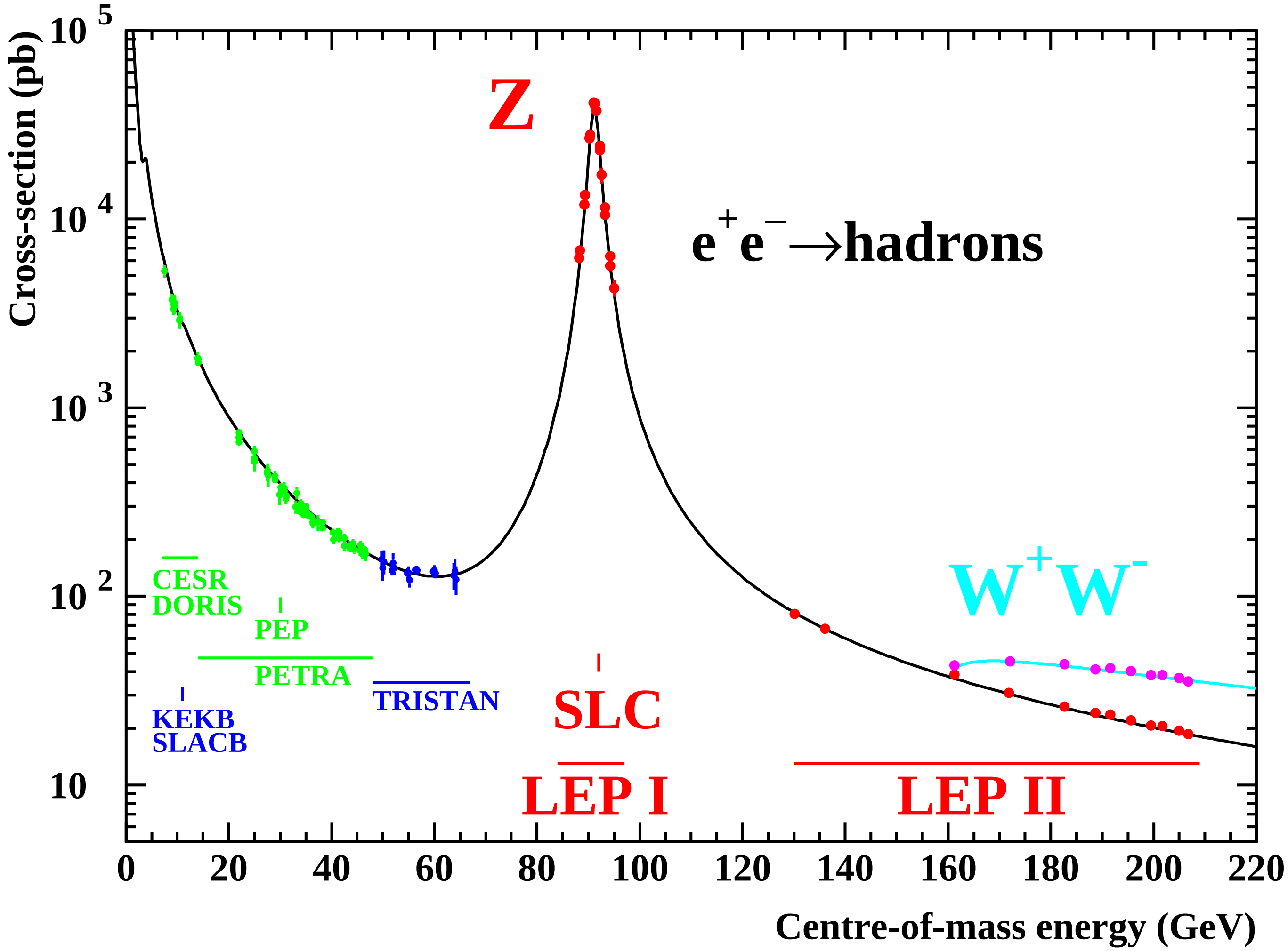
– In der Weyl-Darstellung der Gamma Matrizen ist $\gamma^5 \equiv \begin{pmatrix} -I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}$, damit gilt

$$P_L \equiv \tfrac{1}{2}\left(I-\gamma^5\right) = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad P_R \equiv \tfrac{1}{2}\left(I+\gamma^5\right) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}.$$

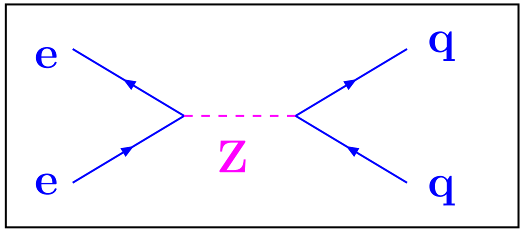
– Dies sind die Projektoren der links- und rechtshändigen Komponenten χ und ϕ des Spinors $\Psi = \begin{pmatrix} \chi \\ \phi \end{pmatrix}$ mit $P_L\Psi = \chi$ und $P_R\Psi = \phi$.

Wegen des QED Anteils koppelt j^{μ}_{NC} auch an rechtshändige Fermionen.

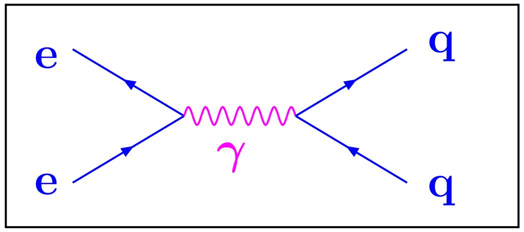
Der Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen



— Unterhalb der W-Boson Schwelle setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus:



+

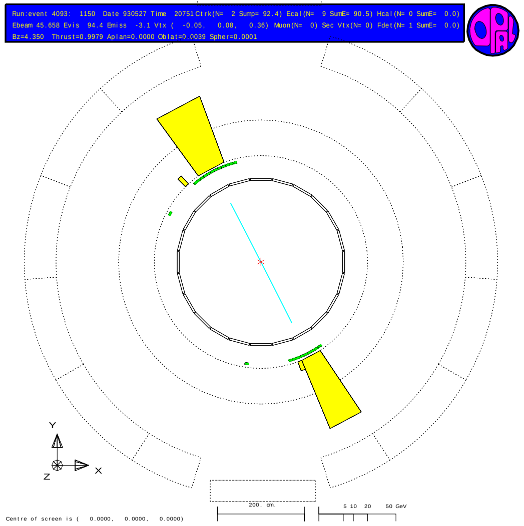


+

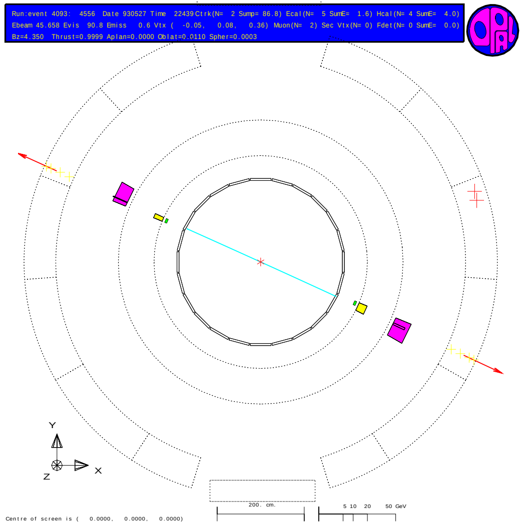
der Interferenz der beiden Graphen zusammen.

Dies ist das Resultat kontinuierlicher Messungen über mehrere Jahrzehnte.

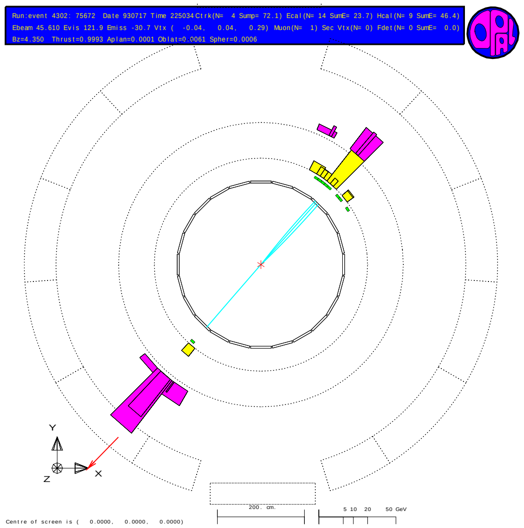
Der Zerfälle des Z-Bosons



$Z \to e^+e^-$



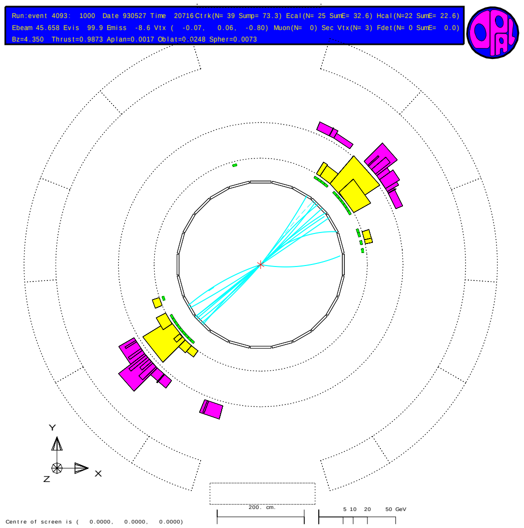
$Z \to \mu^+\mu^-$



$Z \to \tau^+\tau^-$

$N_{\ell^+\ell^-} = 1724k$

für die 4 LEP Experimente zusammen



$Z \to q\bar{q}$

$N_{q\bar{q}} = 15497k$

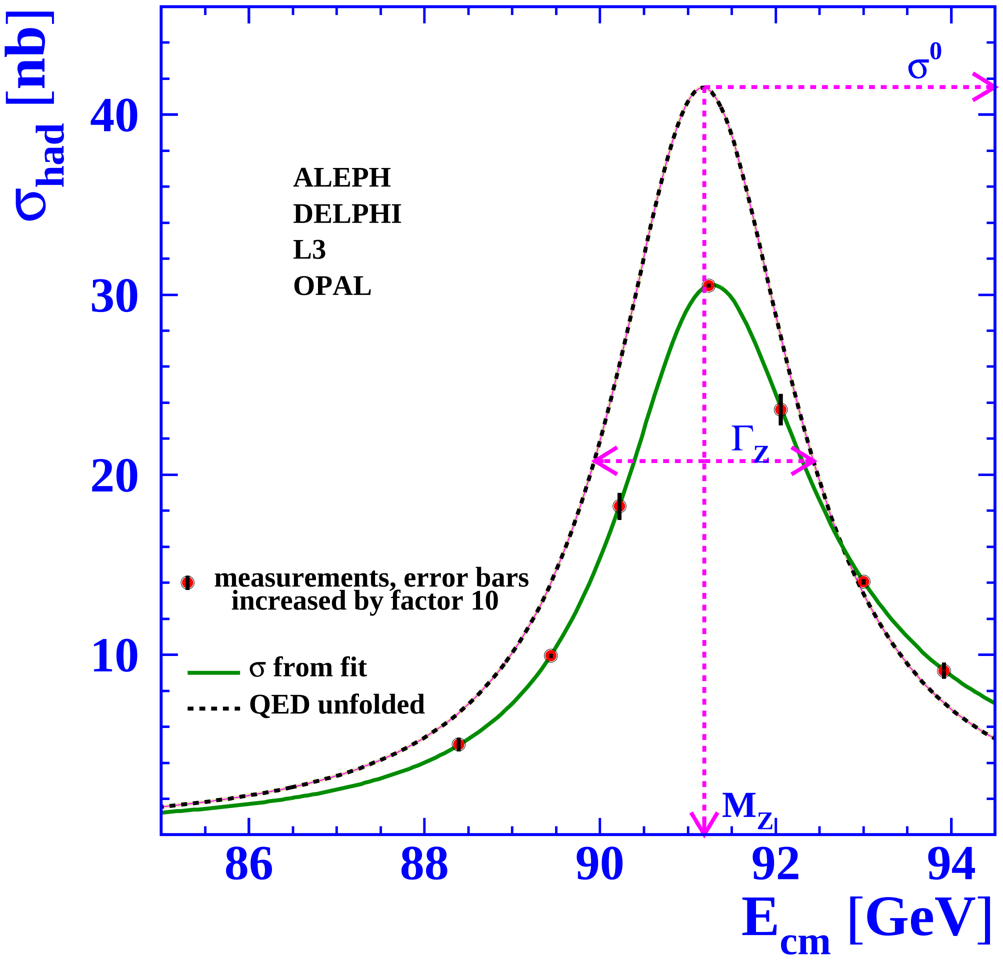
$$\sigma = \frac{N - N_{\mathrm{bgd}}}{\epsilon \mathcal{L}_{\mathrm{int}}}$$

$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} \approx 160\mathrm{pb}^{-1}$

Die Aufgabe besteht darin, die Zerfallskanäle zu erkennen und die Ereignisse zu zählen.

Die Anregungskurve des Z-Bosons im Standardmodell

Die Z-Anregungskurve



— **Im Standardmodell wird die Z-Resonanz durch die Shape Parameter, m_Z, Γ_Z, σ_h^0 , die Verzweigungsverhältnisse, R_e, R_μ R_τ, und die Forwärts-Rückwärts Asymmetrien, A_{FB}^e, A_{FB}^μ, A_{FB}^τ , bestimmt.**

$$\sigma_h^0 = \frac{12\,\pi}{m_Z^2}\frac{\Gamma_{\mathrm{ee}}\Gamma_{\mathrm{had}}}{\Gamma_Z^2}$$

$$R_e = \frac{\Gamma_{\mathrm{had}}}{\Gamma_{\mathrm{ee}}},\ R_\mu = \frac{\Gamma_{\mathrm{had}}}{\Gamma_{\mu\mu}},\ \text{und}\ R_\tau = \frac{\Gamma_{\mathrm{had}}}{\Gamma_{\tau\tau}}$$

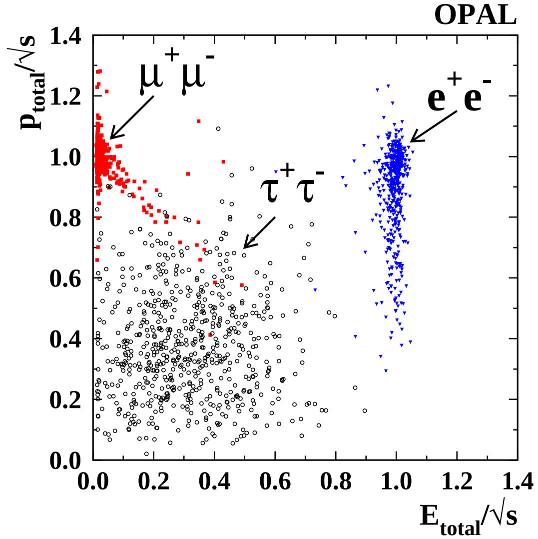
$$A_{\mathrm{FB}}^f = \frac{3}{4}\,A_e\,A_f\ \text{mit}\ A_f = \frac{2 g_{vf} g_{af}}{g_{vf}^2 + g_{af}^2}$$

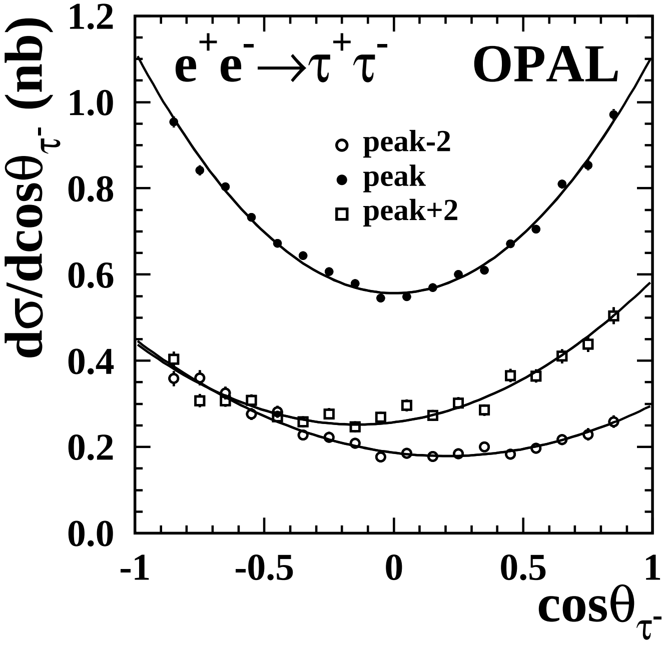
— **Dieser Satz von Parametern hat die kleinsten Korrelationen und ist deswegen optimal zur Kombination der Resultate der vier LEP Experimente.**

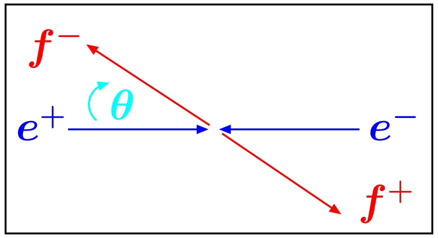
Im LEPI Programm von 1989-1995 wurden diese Parameter mit großer Genauigkeit bestimmt.

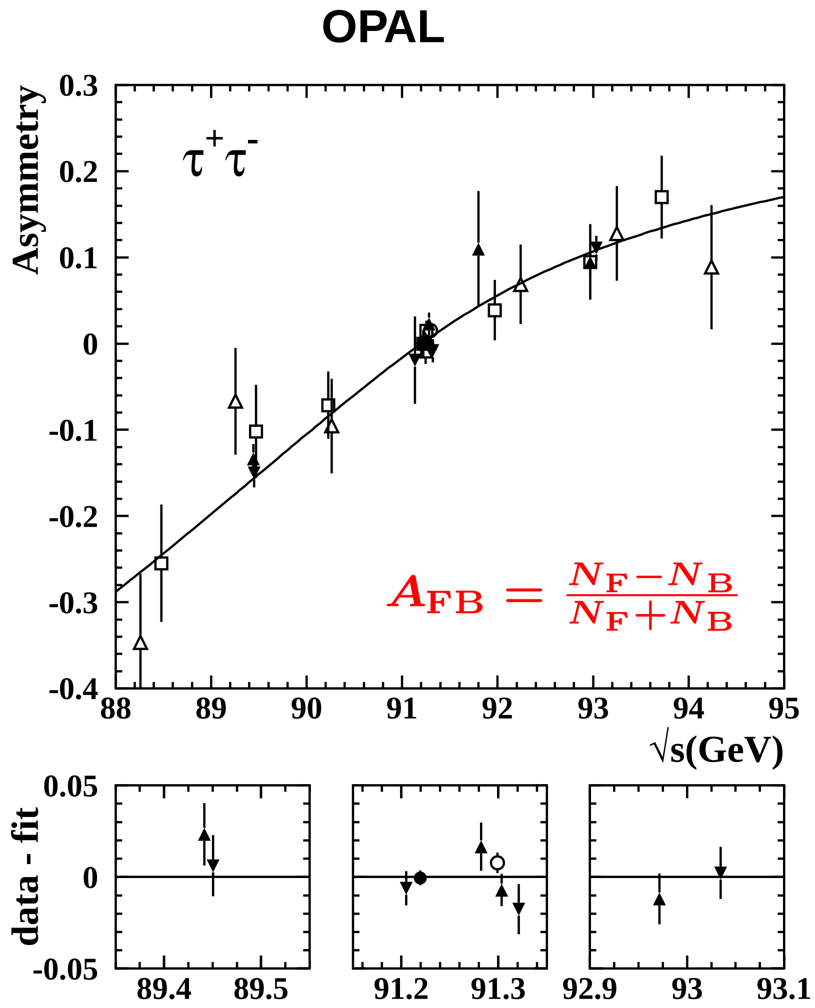
Messung der Forward-Backward Asymmetrie

— Die Trennung der Zerfalls-kanäle ist relativ einfach





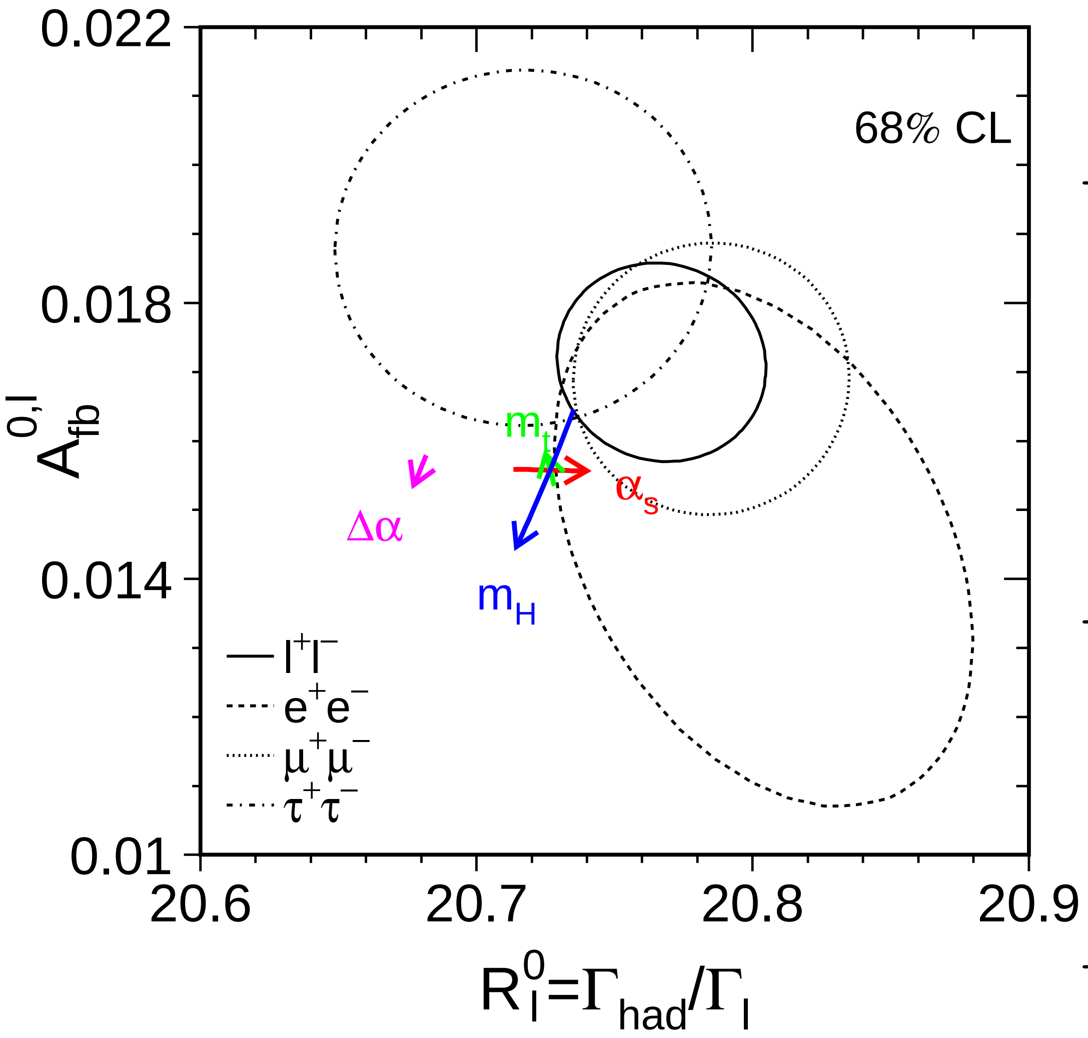




$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = C\left[\left(1+\cos^2\theta\right) + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta\right]$$

Es gibt Messungen für alle Lepton- und Quarksorten an vielen Energiepunkten.

Der Test der Lepton-Universalität



— **Im Falle der Leptonuniversalität gilt:**

1) $R_e = R_\mu = R_\tau \equiv R_\ell = \frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_{\ell\ell}}$

2) $A_{\text{FB}}^e = A_{\text{FB}}^\mu = A_{\text{FB}}^\tau \equiv A_{\text{FB}}^\ell$

— **Nach Anbringen von Massenkorrekturen wegen $m_e : m_\mu : m_\tau \approx 1 : 200 : 3500$, ist die Lepton-Universalität in sehr guter Näherung erfüllt.**

$$R_\ell = 20.767 \pm 0.025$$
$$A_{\text{FB}}^\ell = 0.0171 \pm 0.0010$$

— **Das bedeutet:**

1) Das Z zerfällt zu 10% in geladene Leptonen.

2) Die Lepton-Asymmetrie $A_{\text{FB}}^\ell = \frac{N_{\text{F},\ell} - N_{\text{B},\ell}}{N_{\text{F},\ell} + N_{\text{B},\ell}}$ beträgt 1.7%.

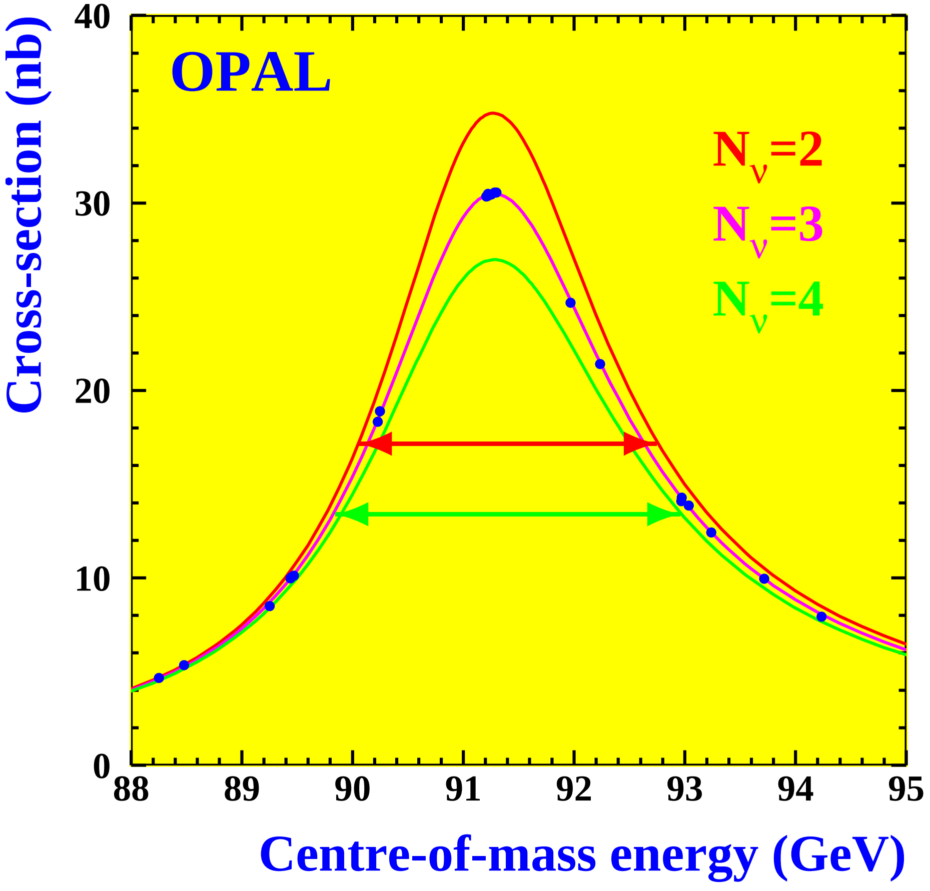
— **Damit reduziert sich der Satz auf 5 Parameter: m_Z, Γ_Z, σ_h^0 , R_ℓ, A_{FB}^ℓ.**

Alle Leptonen koppeln mit der gleichen Stärke an das Z-Boson.

Die Anzahl der Generationen leichter Neutrinos

— Aus der unsichtbaren Breite der Z-Resonanz kann man die Anzahl der Generationen leichter Neutrinos bestimmen: $\Gamma_{\rm inv} = \Gamma_{\rm Z} - \Gamma_{\rm had} - \Gamma_{\rm had}(\frac{1}{R_e} + \frac{1}{R_\mu} + \frac{1}{R_\tau})$.

— Die hadronische Breite $\Gamma_{\rm had}$ erhält man aus σ_h^0 unter Benutzung von $\Gamma_{\rm Z}$, m_Z und R_e,



$$\Gamma_{\rm had} = \left(\frac{\sigma_h^0 m_Z^2 \Gamma_Z^2 R_e}{12\,\pi}\right)^{\frac{1}{2}} = m_Z \Gamma_Z \left(\frac{\sigma_h^0 R_e}{12\,\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$$
$$= \Gamma_Z \cdot 0.70 = 1.7444 \pm 0.00020\ \mathrm{GeV}$$

$$\boxed{\Gamma_{\rm inv} = 0.4990 \pm 0.0015\ \mathrm{GeV}}$$

— Damit ist das Verhältnis der unsichtbaren zur leptonischen Breite :

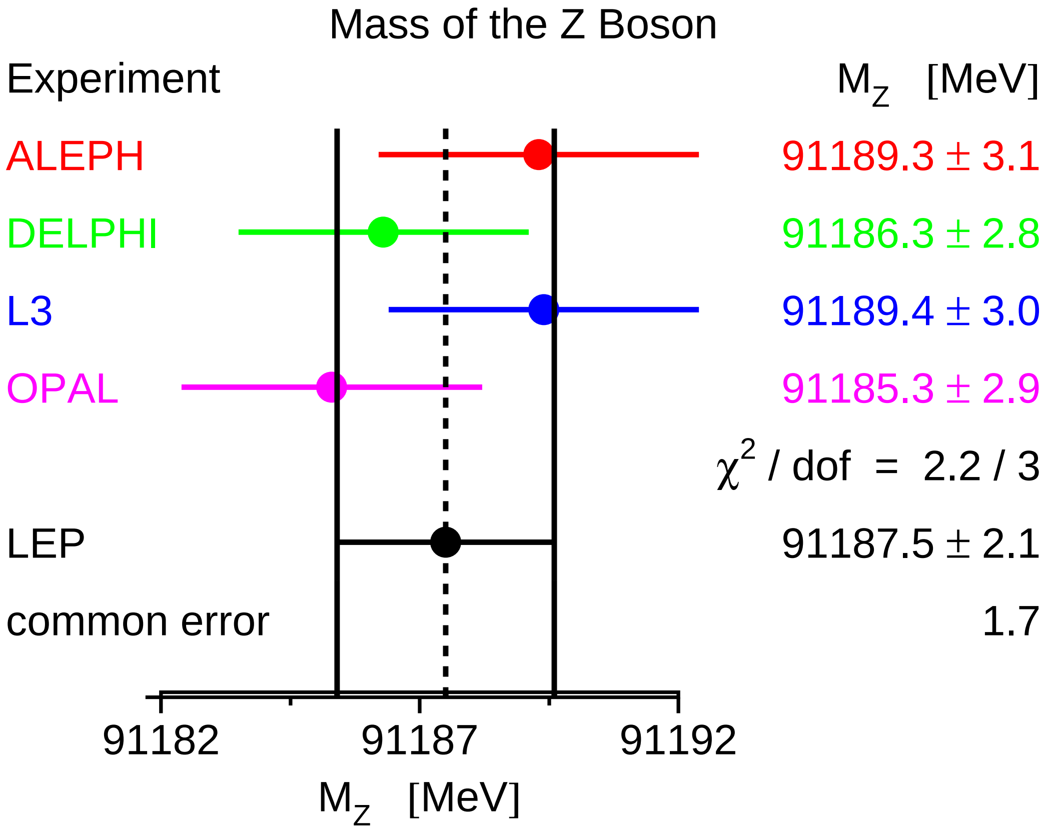
$$\frac{\Gamma_{\rm inv}}{\Gamma_{\ell\ell}} = \frac{\Gamma_{\rm inv}}{\Gamma_{\rm had}} / \frac{\Gamma_{\ell\ell}}{\Gamma_{\rm had}} = 5.942 \pm 0.016$$

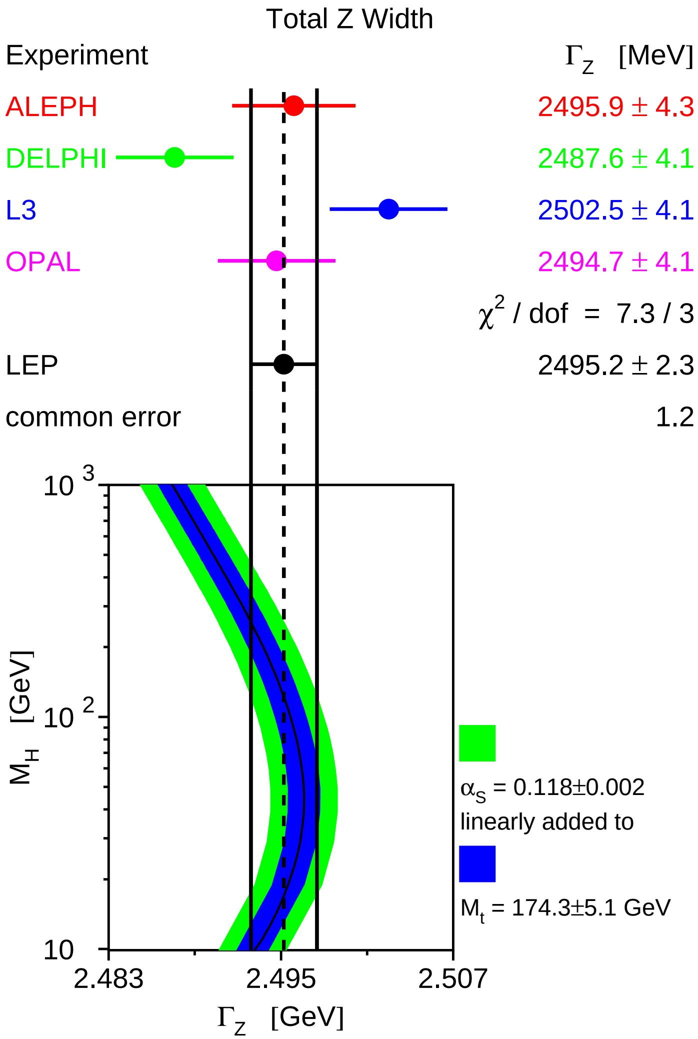
— Die Standardmodellvorhersage ist:

$$\boxed{\frac{\Gamma_{\nu\nu}}{\Gamma_{\ell\ell}} = 1.9912 \pm 0.0012} \quad \Rightarrow \quad \boxed{N_\nu = 3}$$

Es gibt drei Generationen leichter Neutrinos.

Die Masse und Breite des Z-Bosons



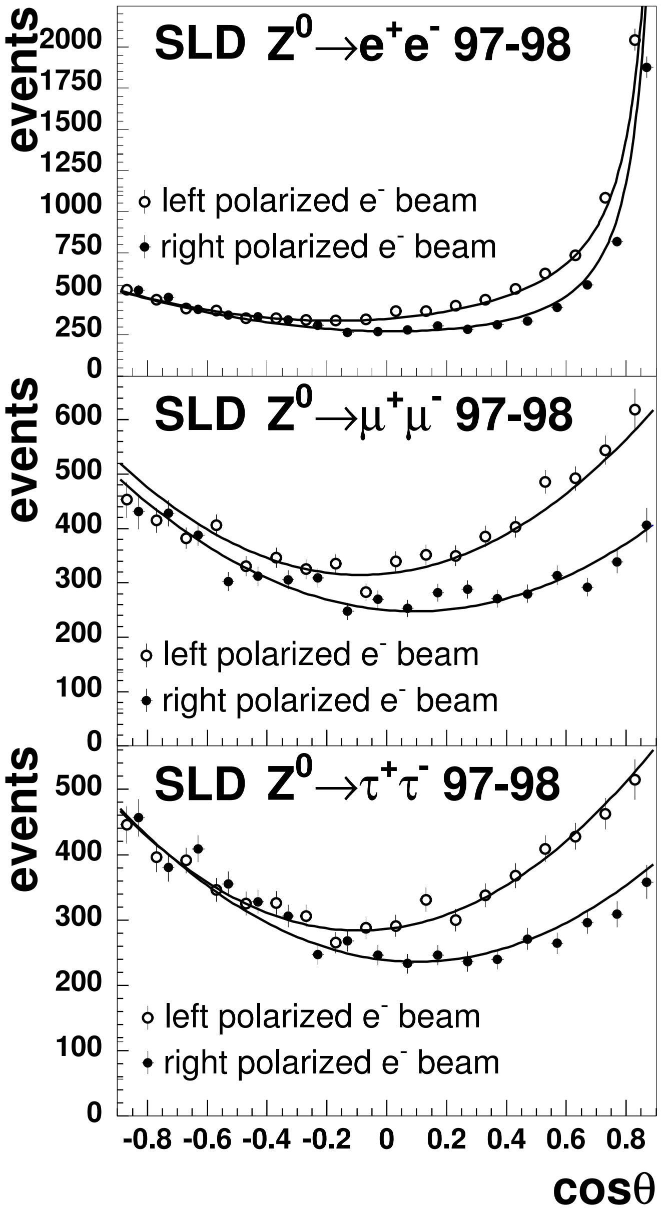


– $\frac{\sigma_{m_Z}}{m_Z} = 0.02$ **Promille!!**

– $\frac{\sigma_{E_b}}{E_b} = 2 \cdot 10^{-5} \Rightarrow \begin{cases} \sigma_{m_Z} = 1.7\ \text{MeV} \\ \sigma_{\Gamma_Z} = 1.2\ \text{MeV} \end{cases}$

Die Masse m_Z und Breite Γ_Z sind mit sehr hoher Präzision bekannt.

Der schwache Mischungswinkel



- Am SLAC wurden polarisierte Elektronenstrahlen mit $|P_e| \approx 75\%$ und Positronstrahlen zur Kollision gebracht.

$$P_e = \frac{R-L}{R+L} = \begin{cases} -1 & \text{alle Links} \\ 0 & \text{Rechts = Links} \\ 1 & \text{alle Rechts} \end{cases}$$

- Die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte für links- und rechtshändige Elektronen ist:

$$A_{\rm LR} = \frac{1}{|P_e|}\frac{N_{\rm L}-N_{\rm R}}{N_{\rm L}+N_{\rm R}} = \frac{g_L^2-g_R^2}{g_L^2+g_R^2} = \frac{2g_V g_A}{g_V^2+g_A^2} = A_e,$$

da $g_{V,A} = g_L \pm g_R$. Ausserdem gilt: $\sin^2\theta_W = \frac{1}{4}\left(1-\frac{g_V}{g_A}\right)$.

- Die link/rechts forward/backward Asymmetrie ist:

$$\tilde{A}^\ell_{\rm FB} = \frac{4}{3|P_e|}\frac{(N_{\rm LF}-N_{\rm LB})-(N_{\rm RF}-N_{\rm RB})}{(N_{\rm LF}+N_{\rm LB})+(N_{\rm RF}+N_{\rm RB})} = A_l,\ A^\ell_{\rm FB} = \frac{3}{4}A_e A_\ell$$

- Die Winkelverteilung ergibt sich zu:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = C\left[(1-P_e A_e)(1+\cos^2\theta) + 2(A_e - P_e)A_f\cos\theta\right]$$

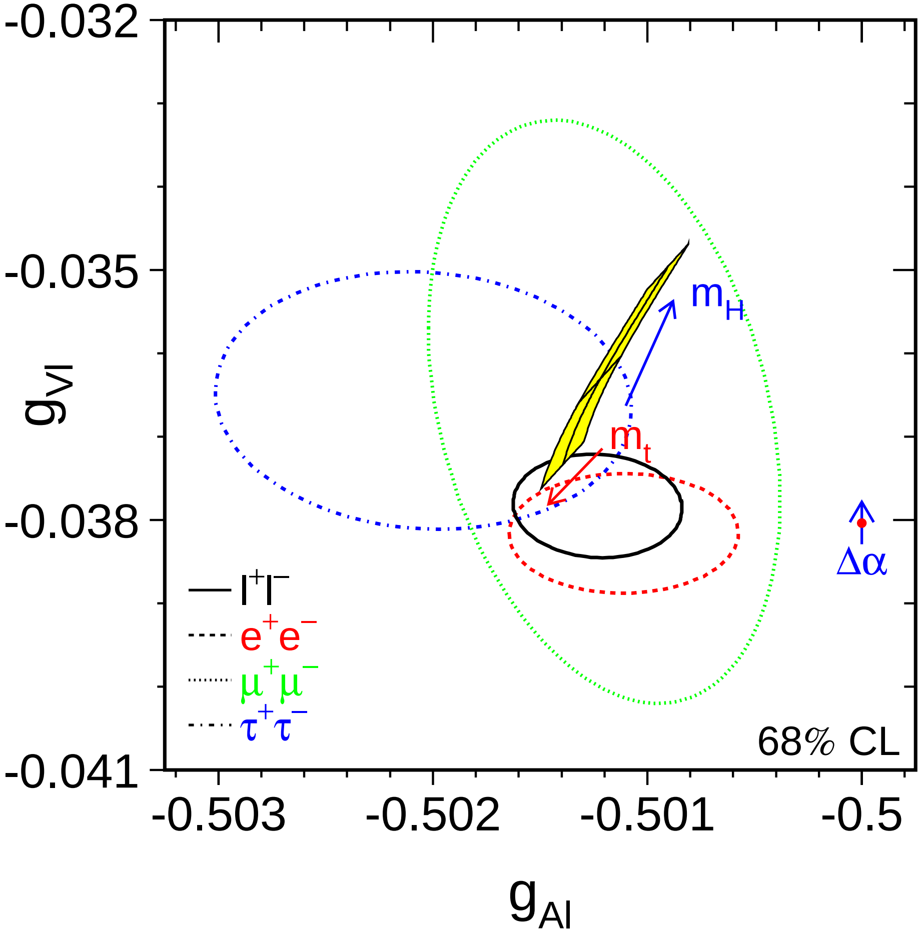
$$A_e/A_\mu/A_\tau = 0.1516 \pm 0.0021/0.142 \pm 0.015/0.136 \pm 0.015$$

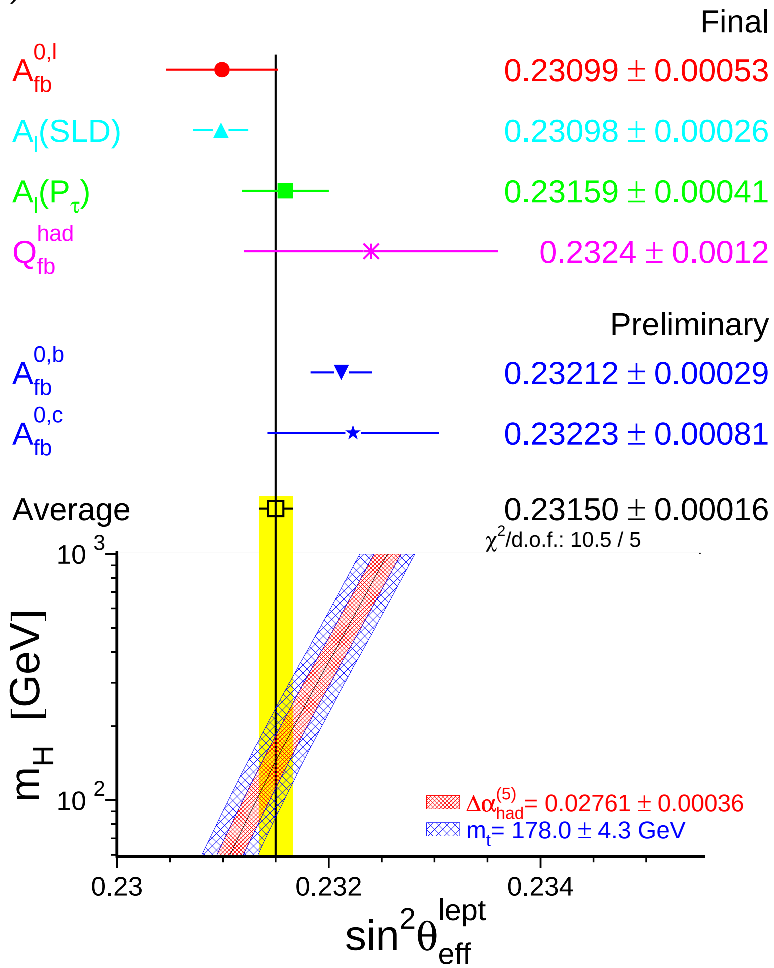
$\Rightarrow A_\ell = 0.15130 \pm 0.00207$ und $\sin^2\theta_W = 0.23098 \pm 0.0026.$

Die polarisierten Elektronen liefern die genaueste Messung.

Die leptonischen Kopplungen

Aus $\Gamma_{\ell\ell} = \frac{G_F m_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} \cdot (g_{Vl}^2 + g_{Al}^2) \cdot \left(1 - \frac{3Q^2\alpha(m_Z^2)}{4\pi}\right)$ **und** $A_l = \frac{2 g_{Vl} g_{Al}}{g_{Vl}^2 + g_{Al}^2}$ **ergeben sich:**

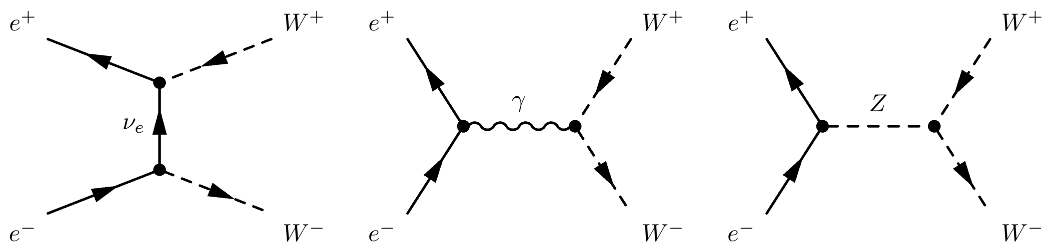




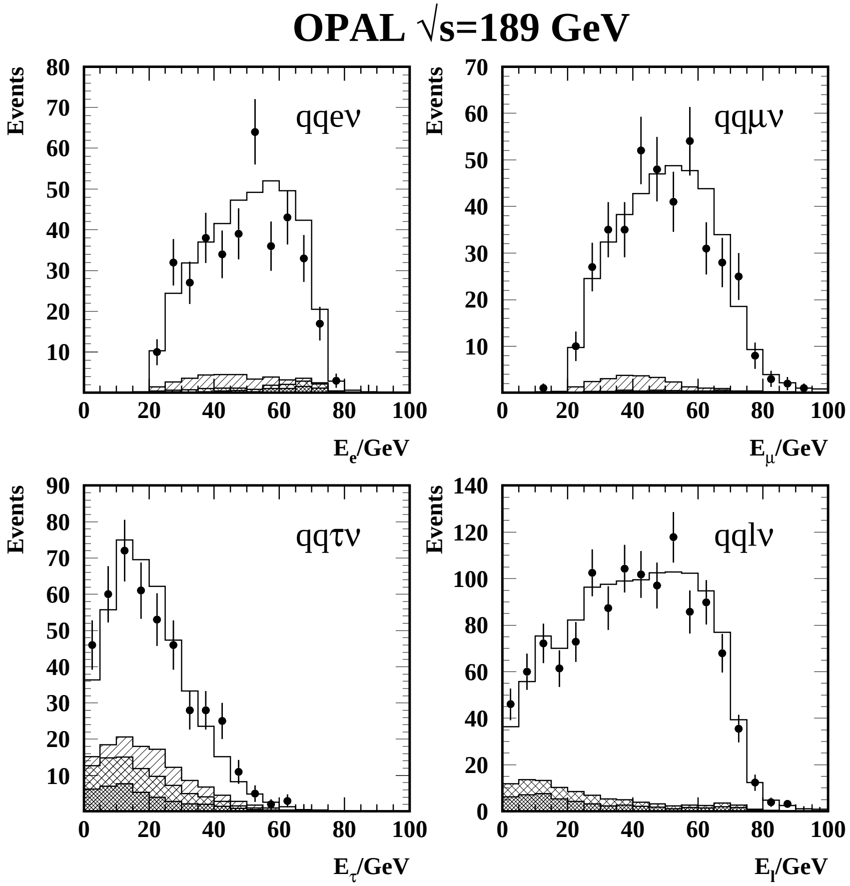
Der schwache Mischungswinkel zeigt eine der wenigen 3σ Diskrepanzen.

Der W-Paar Produktionsquerschnitt - ein Beispiel

— **Die Feynman-Diagramme:**



CC03-Diagramme



— **Die Zerfallskanäle**
z. B.: $W^+ \longrightarrow (e^+\nu_e), (\mu^+\nu_\mu), (\tau^+\nu_\tau),$
$N_c \cdot (u\bar{d}), N_c \cdot (c\bar{s})$.

— **Das sind 9 Kanäle, also 81 Möglichkeiten für den Zerfall** $W^+W^- \longrightarrow X\bar{X}$.

— **Experimentell benutzt man:**

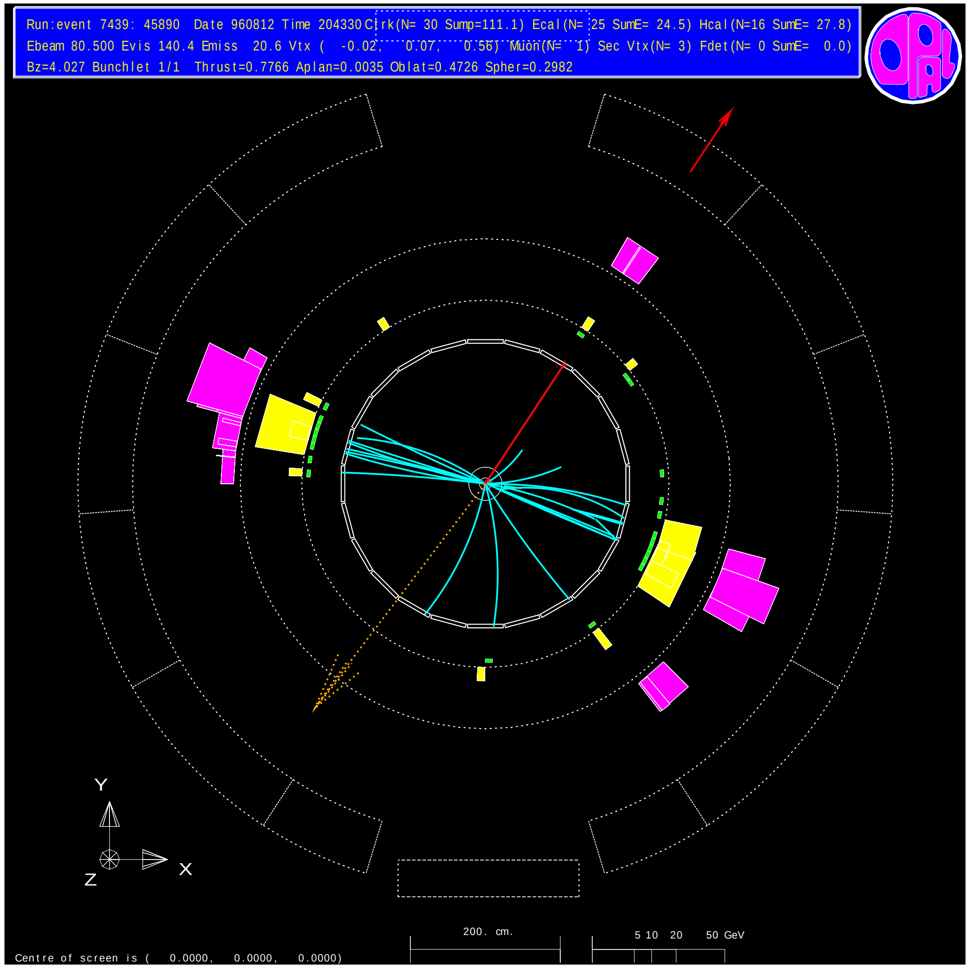
		Eff.	Bgd.
$\ell\nu_\ell\ell\nu_\ell = 3 \times 3 = 9$	$\Rightarrow$ 11%	82%	10%
$q\bar{q}\ell\nu_\ell = 6 \times 6 = 36$	$\Rightarrow$ 44%	87%	10%
$q\bar{q}q\bar{q} = 6 \times 6 = 36$	$\Rightarrow$ 44%	87%	20%

— **Die τ-Kanäle sind am kompliziertesten.**

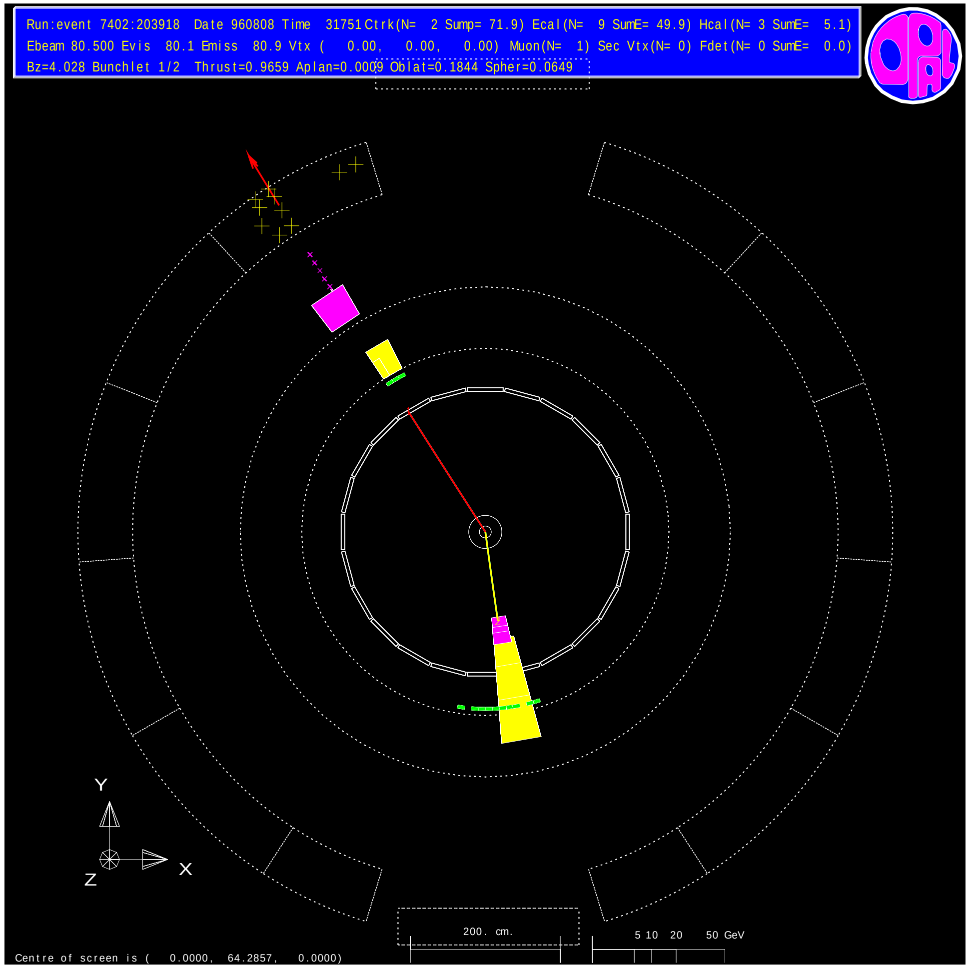
Die W-Paar Produktion ist in allen Kanälen untersucht worden.

Die W-Paar Produktion - zwei Beispiele

$W^+W^- \rightarrow \mu\nu_\mu\, qq'$



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

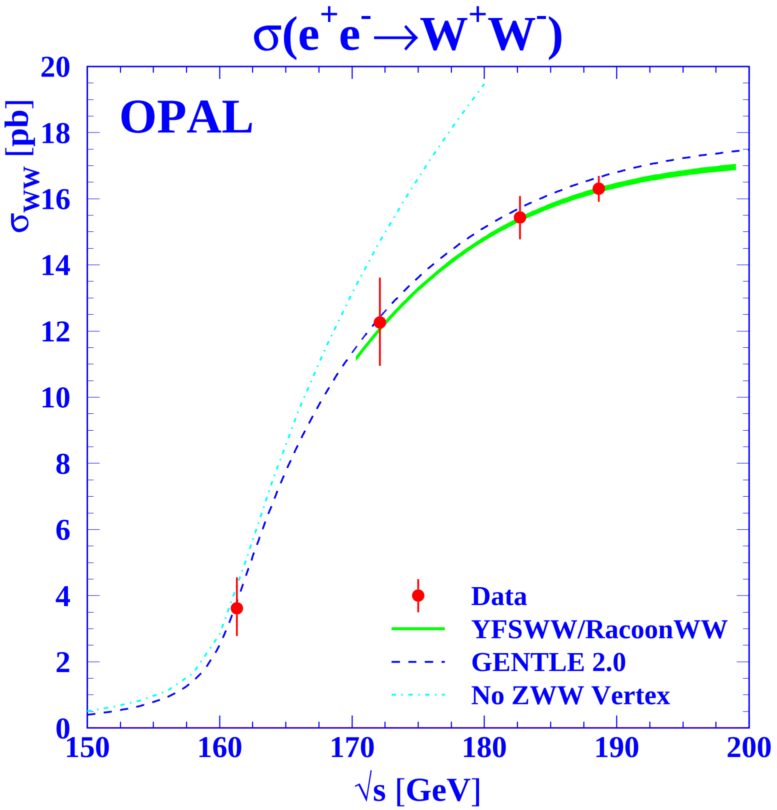


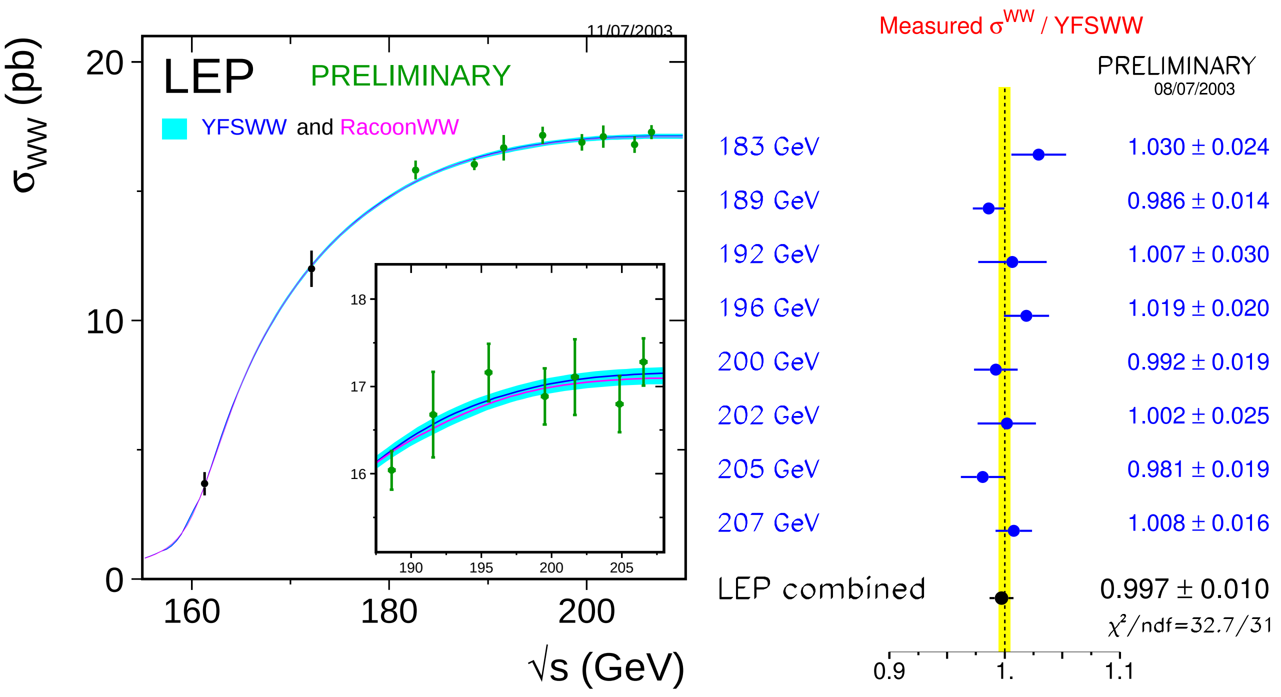
Die W-Produktion liefert klare Signaturen.

Der W-Paar Produktionsquerschnitt - das Resultat

Ein Beispiel

Die Kombination der LEP Resultate



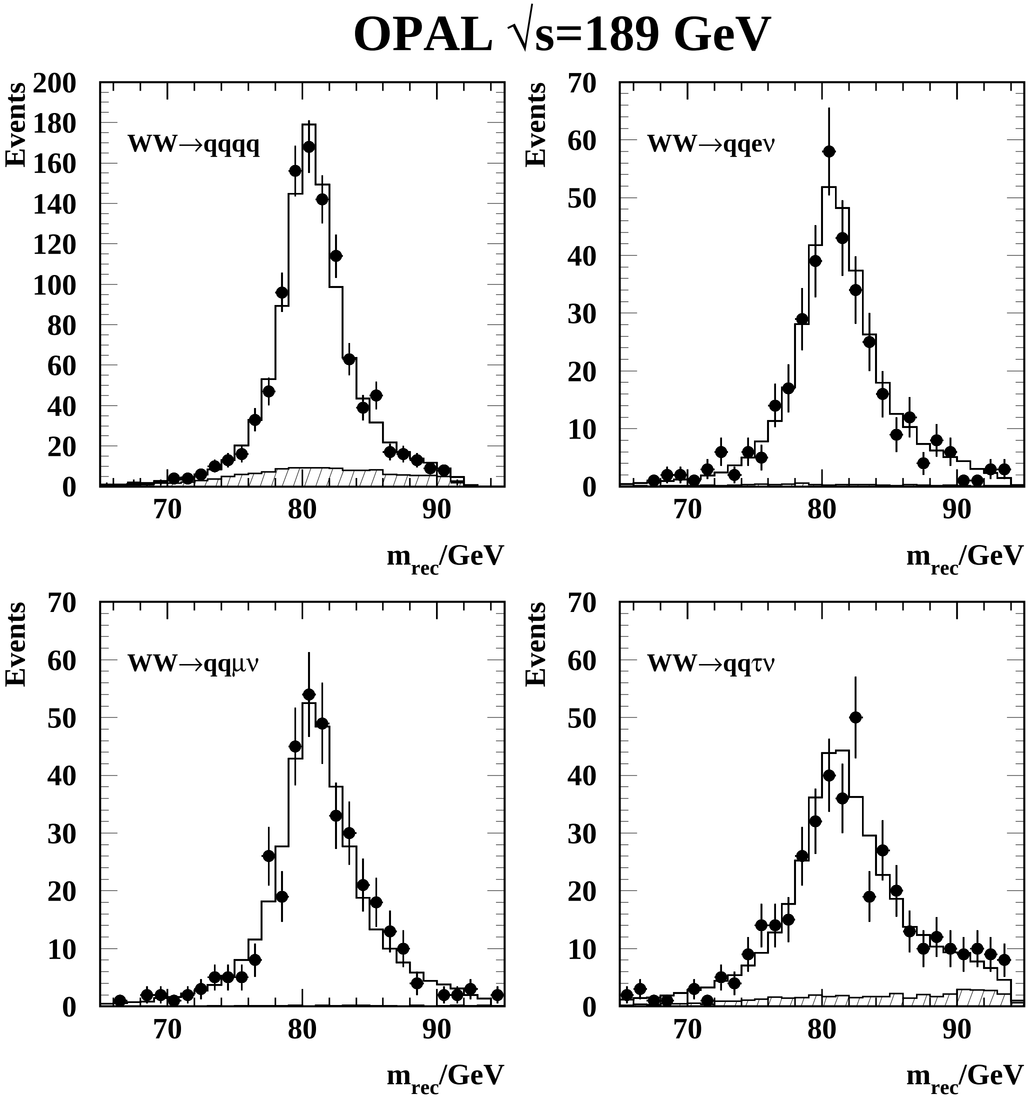


— **Das Resultat belegt klar die Existenz des ZWW Vertex.**

— **Die W-Paar Produktion ist je Energiepunkt mit ca. 2% Genauigkeit gemessen worden.**

Das Standardmodell beschreibt den Wirkungsquerschnitt mit etwa 1% Genauigkeit.

Der W-Paar Massenbestimmung - ein Beispiel



— Die besten Kanäle sind $q\bar{q}q\bar{q}$ und $q\bar{q}\ell\nu_\ell$.

— Der Nachteil von $q\bar{q}q\bar{q}$ sind Wechselwirkungen der Quarks verschiedener W-Bosonen, 'Color reconnection' und 'Bose-Einstein Correlation', die auftreten können, da die Zerfallslänge von 0.1 fm kleiner ist als die Reichweite der starken WW von ca. 1 fm.

— Der Nachteil von $q\bar{q}\ell\nu_\ell$ ist das unsichtbare Neutrino.

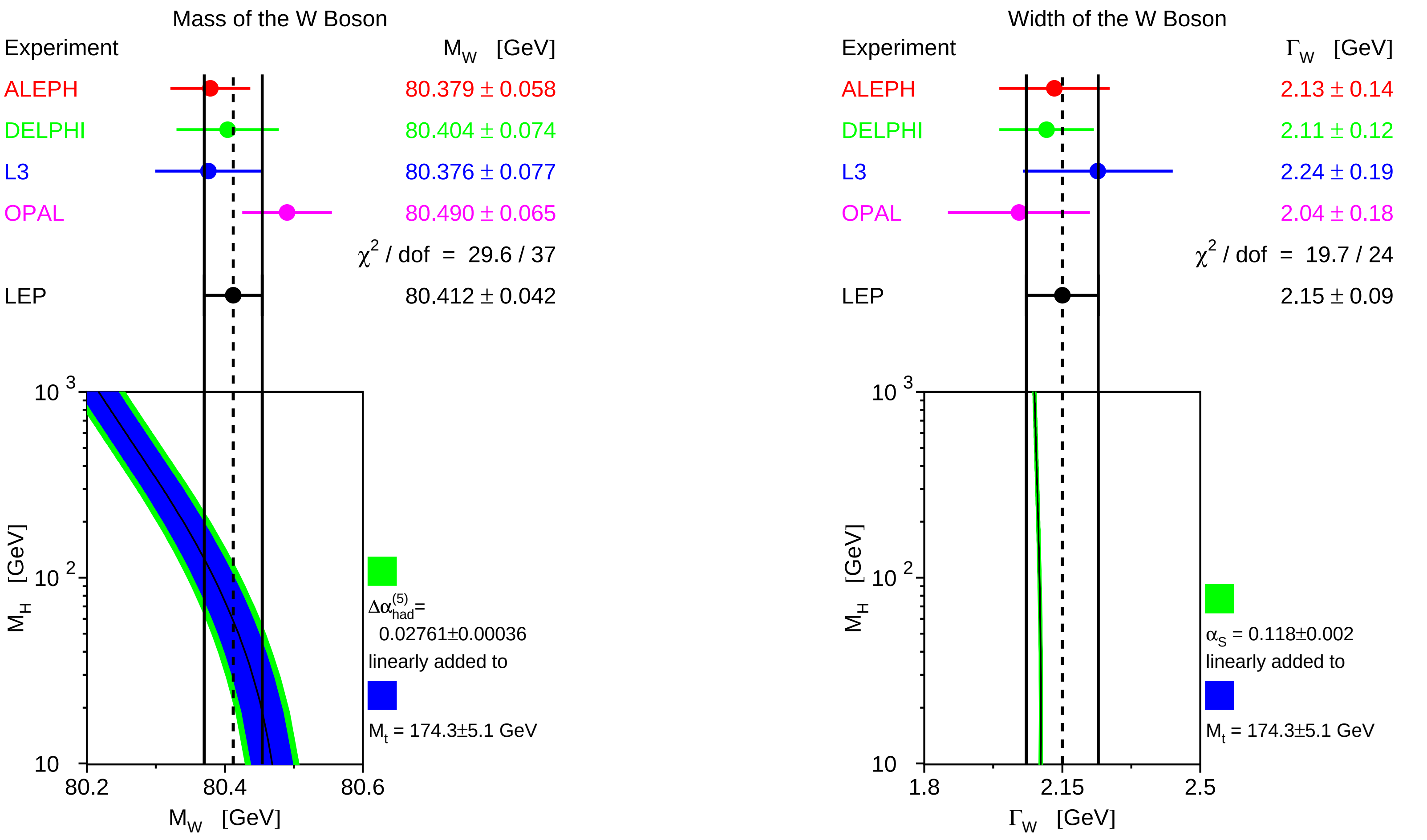
— Die Massen der W-Bosonen werden durch Anpassungen mit Nebenbedingungen $\sum E = 2E_\mathrm{b}$, $\sum \vec{p} = 0$ und $M_{W^+} = M_{W^-}$ bestimmt.

— Durch diese Constrained fits wird die Massenauflösung entscheidend verbessert.

$$M(W \to q\bar{q}\ell\nu_\ell) = (80.516 \pm 0.073)\ \mathrm{GeV}$$
$$M(W \to q\bar{q}q\bar{q}) = (80.407 \pm 0.120)\ \mathrm{GeV}$$

Wegen der systematischen Unsicherheiten von $q\bar{q}q\bar{q}$ liefert $q\bar{q}\ell\nu_\ell$ das genauere Resultat.

Die Masse und Breite des W-Bosons

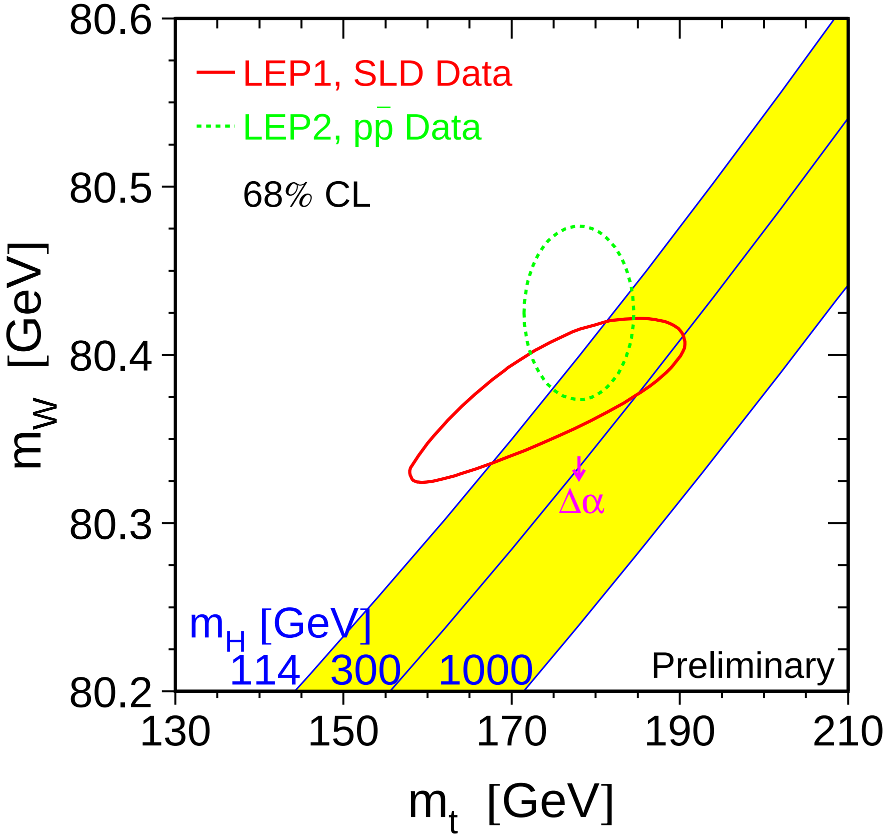


– **Die indirekte Massenbestimmung liefert** $M(W) = (80.387 \pm 0.023)\ \mathrm{GeV}$

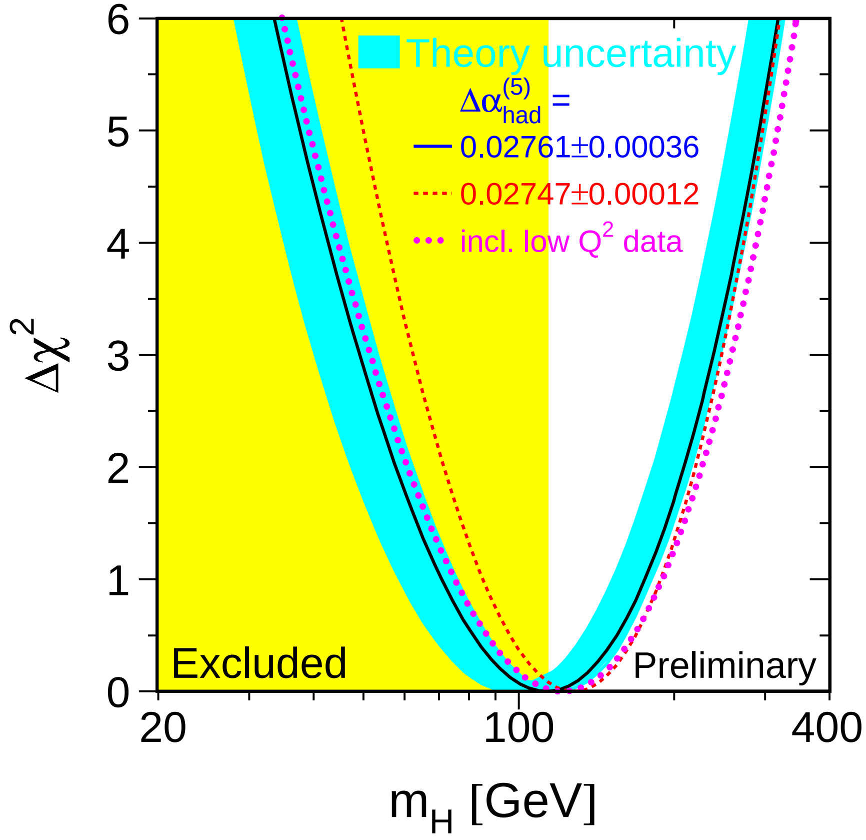
Die indirekte Bestimmung der W-Masse ist immer noch genauer als die direkte.

Standardmodell-Fits und die Higgs-Masse

Indirekte vs. direkte Messungen



Der Fit aller Daten



– **Gute Übereinstimmung von direkten und indirekten Messungen.**

– **Der beste Fit $M_H = 96^{+60}_{-38}$ GeV und $M_H < 219$ GeV, mit 95% CL.**

Das Standardmodell hat Promille Tests schadlos überstanden.

Zusammenfassung

- Die Entdeckung der Paritätsverletzung war ein Meilenstein zum Verständnis der schwachen Wechselwirkung.
- Das elektroschwache Standardmodell vereinigt elektromagnetische und schwache Wechselwirkung.
- Im GSW Modell koppeln die $W^{\pm}$-Bosonen an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen. Wegen der Mischung über den Weinbergwinkel koppelt der neutrale elektroschwache Strom auch an rechtshändige Fermionen.
- Die Messungen zum Z-Boson haben die Vorhersagen des GSW Modell auf sub-Promille Genauigkeit bestätigt.
- Die W-Paar Erzeugung wurde bei LEP mit Prozent-Genauigkeit untersucht. Die indirekte Messung der W-Masse ist jedoch immer noch genauer als diese direkten Messungen.
- Das Standardmodell zeigt eine gute Konsistenz zwischen direkten und indirekten Bestimmungen der Top- und W-Massen.
- Die Wirkungsquerschnitte hängen nur logarithmisch von der Masse des hypothetischen Higgs-Bosons ab Die präzisen Daten erlauben trotzdem eine Einschränkung der Higgs-Masse.
- Die direkte Suche nach dem Higgs-Boson geht in eine neue Runde. Das ist das Thema der nächsten Vorlesung.