



Einblicke in die Teilchenphysik

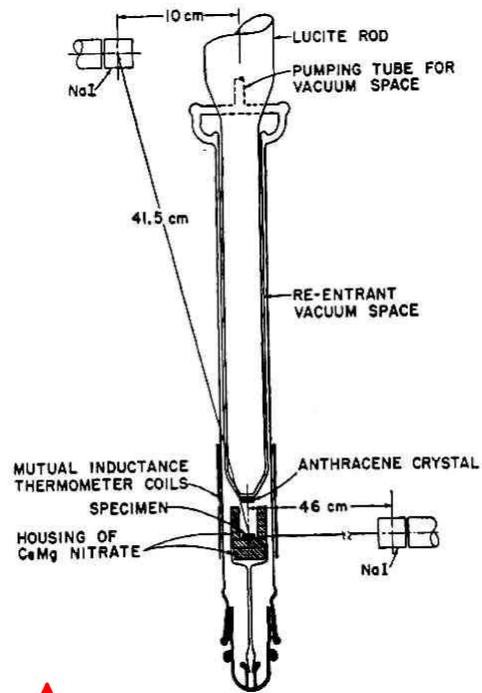
1. Einführung
2. Beschleuniger
3. Detektoren
4. Bewegungsgleichungen und Symmetrien
5. Das Quark-Modell und die CKM-Matrix
6. CP-Verletzung im Standardmodell
7. Proton- und Photonstrukturfunktionen
- 8. Elektroschwache Präzisionsmessungen**
9. Neutrino-Massen und Neutrino-Oszillationen



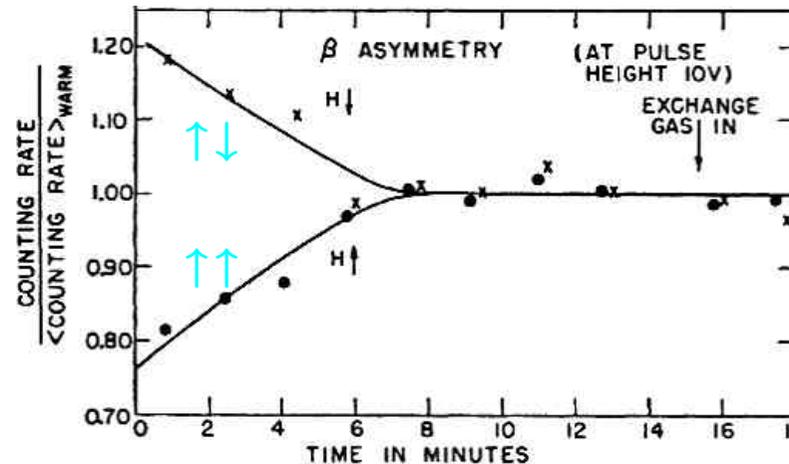
Das Wu Experiment - die Händigkeit von Teilchen

– Die untersuchte Reaktion ist: ${}_{27}^{60}\text{Co}(J = 5) \rightarrow {}_{28}^{60}\text{Ni}^*(J = 4) e^- \bar{\nu}_e$. 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.



$$\uparrow_5 = \uparrow_4 + \uparrow_{\frac{1}{2}} \uparrow_{\frac{1}{2}}$$

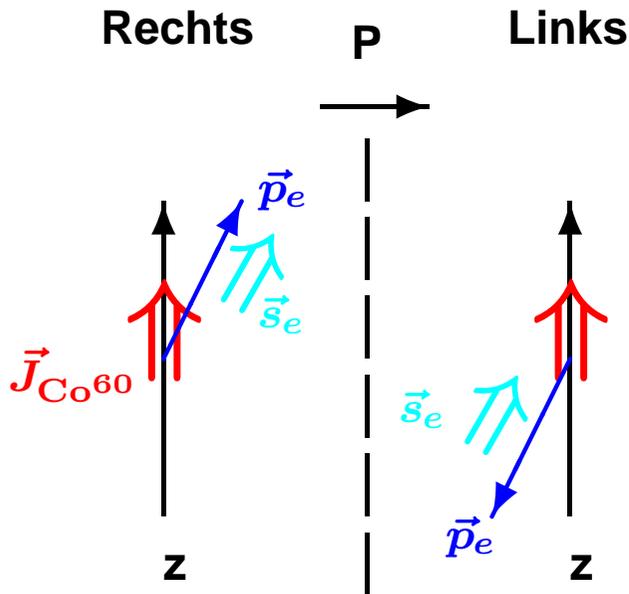


- Die Elektronen werden bevorzugt entgegengesetzt zum Kernspin ausgestrahlt.
- Elektronen sind also bevorzugt Linkshänder $\vec{s}_e \uparrow \downarrow \vec{p}_e$ und keine Rechtshänder, $\vec{s}_e \uparrow \uparrow \vec{p}_e$.

Die Schwache Wechselwirkung unterscheidet also zwischen Rechts und Links.



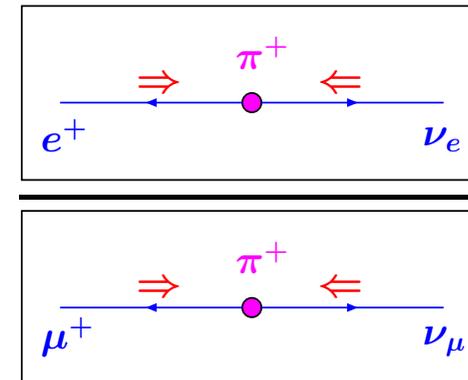
Das Wu Experiment - die Paritätsverletzung



- 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.

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



- 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).

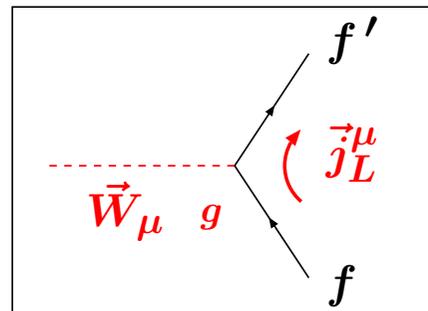
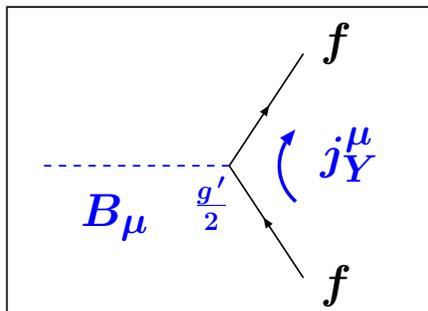
- Zusätzlich gibt es noch rechtshändige Singulets, $I_3 = 0$, z.B. e_R , außer für die Neutrinos.

- 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}_μ an die



Ströme j_Y^μ und \vec{j}_L^μ 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}_μ , 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 $W_{\mu i}$.

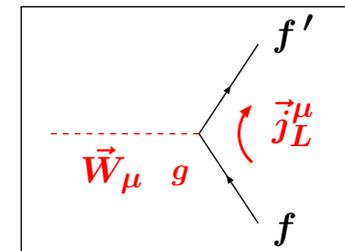
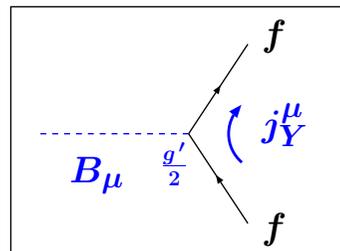
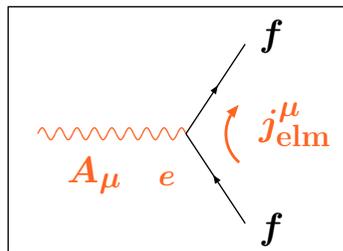
$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu 1} \pm W_{\mu 2})$$

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

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_{\mu 3} \sin \theta_W \quad \Rightarrow \quad W_{\mu 3} = Z_\mu \cos \theta_W + A_\mu \sin \theta_W$$

- 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.

$H = -i \cdot \text{Kopplungskonstante} \cdot \text{Ladungs-Strom} \cdot \text{Boson-Feld}$



$$H_{\text{elm}} = -ie j_{\text{elm}}^\mu A_\mu \quad H_Y = -i \frac{g'}{2} j_Y^\mu B_\mu \quad H_L = -ig j_L^\mu \vec{W}_\mu$$

- Wegen $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ folgt dann $j_{\text{elm}}^\mu = j_{L3}^\mu + \frac{1}{2} j_Y^\mu$.
- Die Aufgabe ist nun, in $H_{\text{neutral}} = H_{L3} + H_Y$ 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 $H_{\text{neutral}} = H_{L3} + H_Y = -ig j_{L3}^\mu W_{\mu 3} - i\frac{g'}{2} j_Y^\mu B_\mu$ folgt mit

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

$$H_{\text{neutral}} = \underbrace{-i(g \sin \theta_W j_{L3}^\mu + g' \cos \theta_W \frac{j_Y^\mu}{2})}_{\text{elm}} A_\mu - \underbrace{i(g \cos \theta_W j_{L3}^\mu - g' \sin \theta_W \frac{j_Y^\mu}{2})}_{\text{NC}} Z_\mu$$

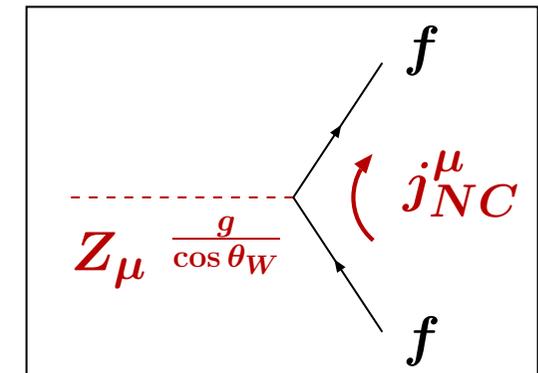
– Der Vergleich des ersten Terms mit $H_{\text{elm}} = -ie j_{\text{elm}}^\mu A_\mu$ und $e j_{\text{elm}}^\mu = e j_{L3}^\mu + e \frac{1}{2} j_Y^\mu$ liefert die Vereinigung der Kopplungen

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W.$$

– Der zweite Term wird weiter umgeformt:

$$\begin{aligned} H_{\text{NC}} &= -i \left(g \cos \theta_W j_{L3}^\mu - g \frac{\sin^2 \theta_W}{\cos \theta_W} [j_{\text{elm}}^\mu - j_{L3}^\mu] \right) Z_\mu \\ &= -i \frac{g}{\cos \theta_W} [j_{L3}^\mu - \sin^2 \theta_W j_{\text{elm}}^\mu] Z_\mu \end{aligned}$$

– Damit ist die Z_μ Wechselwirkung zu $H_{\text{NC}} = -i \frac{g}{\cos \theta_W} j_{\text{NC}}^\mu Z_\mu$ mit dem Strom $j_{\text{NC}}^\mu = j_{L3}^\mu - \sin^2 \theta_W j_{\text{elm}}^\mu$ festgelegt.



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



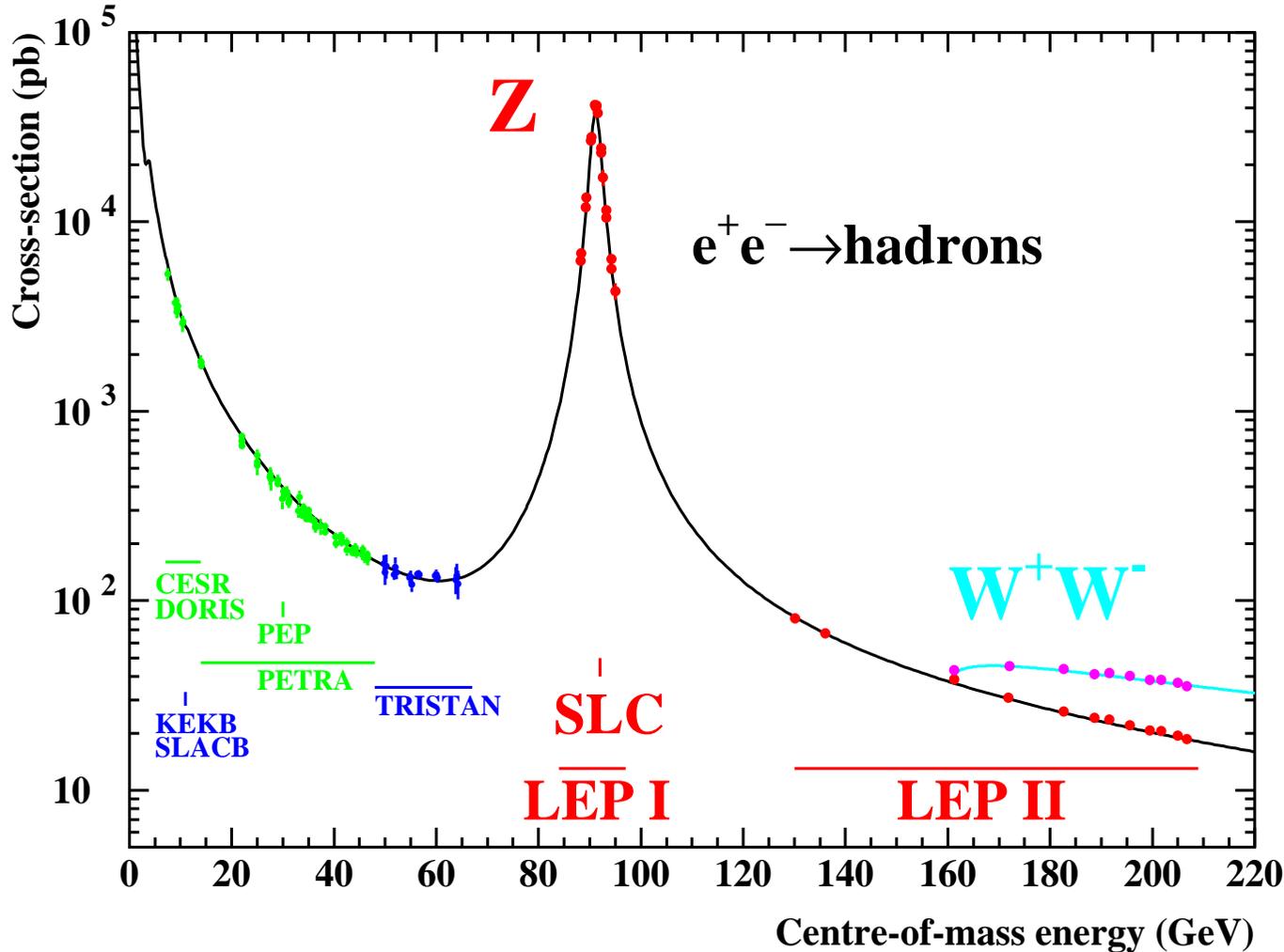
Vektor- und Axialvektor-Kopplungen

- Mit $j_{L3}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) I_3 \Psi$ und $j_{\text{elm}}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu Q \Psi$ folgt für $j_{\text{NC}}^\mu = j_{L3}^\mu - \sin^2 \theta_W j_{\text{elm}}^\mu$
$$j_{\text{NC}}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} [(1 - \gamma^5) I_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q] \Psi = \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} [(I_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q) - \gamma^5 I_3] \Psi.$$
- 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 $g_V \equiv (I_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q)$ 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 $\frac{1}{2} (g_V - g_A \gamma^5) = g_L \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) + g_R \frac{1}{2} (1 + \gamma^5)$
- In der Weyl-Darstellung der Gamma Matrizen ist $\gamma^5 \equiv \begin{pmatrix} -I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}$, damit gilt
$$P_L \equiv \frac{1}{2} (I - \gamma^5) = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad P_R \equiv \frac{1}{2} (I + \gamma^5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}.$$
- 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 $P_R \Psi = \phi$.

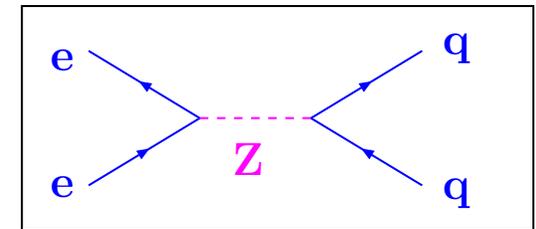
Wegen des QED Anteils koppelt j_{NC}^μ auch an rechtshändige Fermionen.



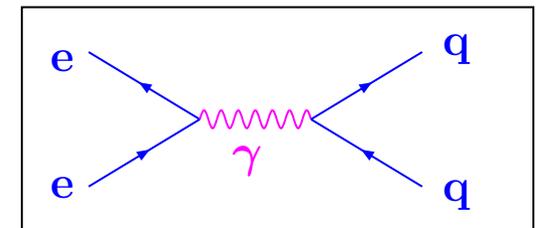
Der Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$



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



+



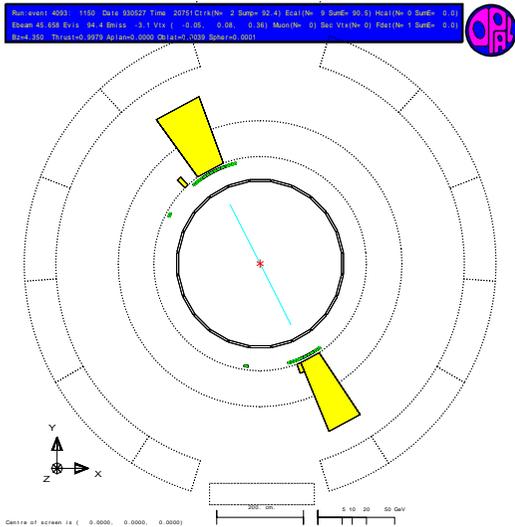
+

der Interferenz der beiden Graphen zusammen.

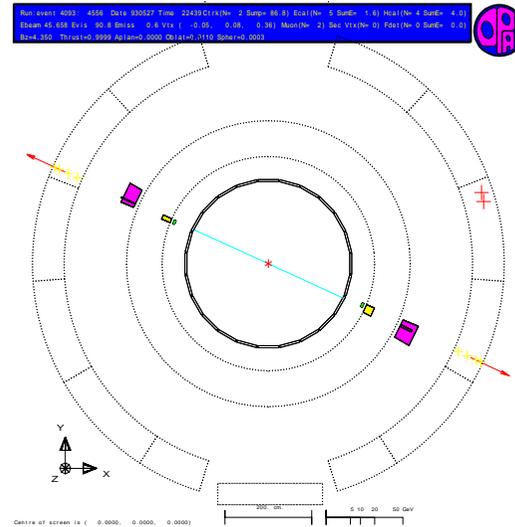
Dies ist das Resultat kontinuierlicher Messungen über mehrere Jahrzehnte.



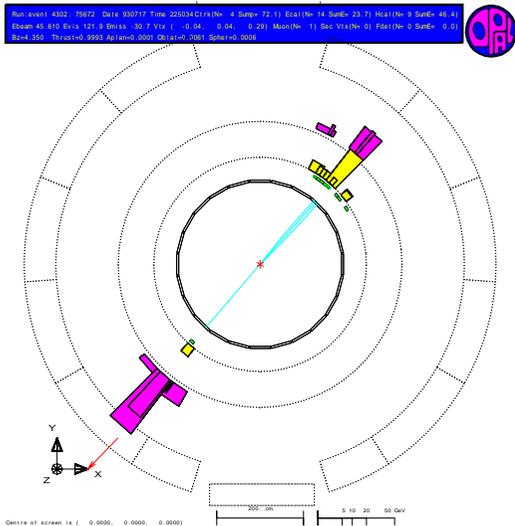
Der Zerfälle des Z-Bosons



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

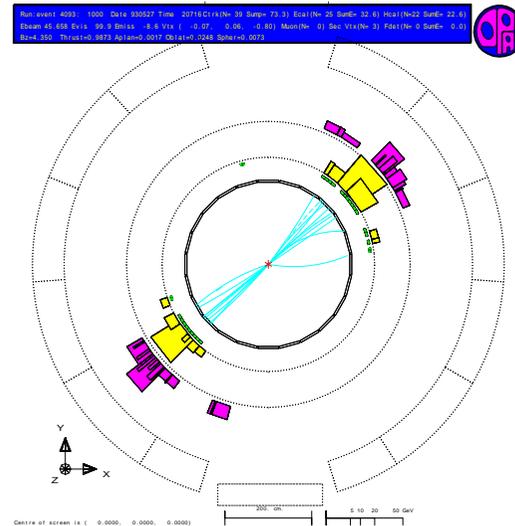


$$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$$



$$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$$

$N_{e^+e^-} = 1724k$
für die 4 LEP Experimente zusammen



$$Z \rightarrow q\bar{q}$$

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

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

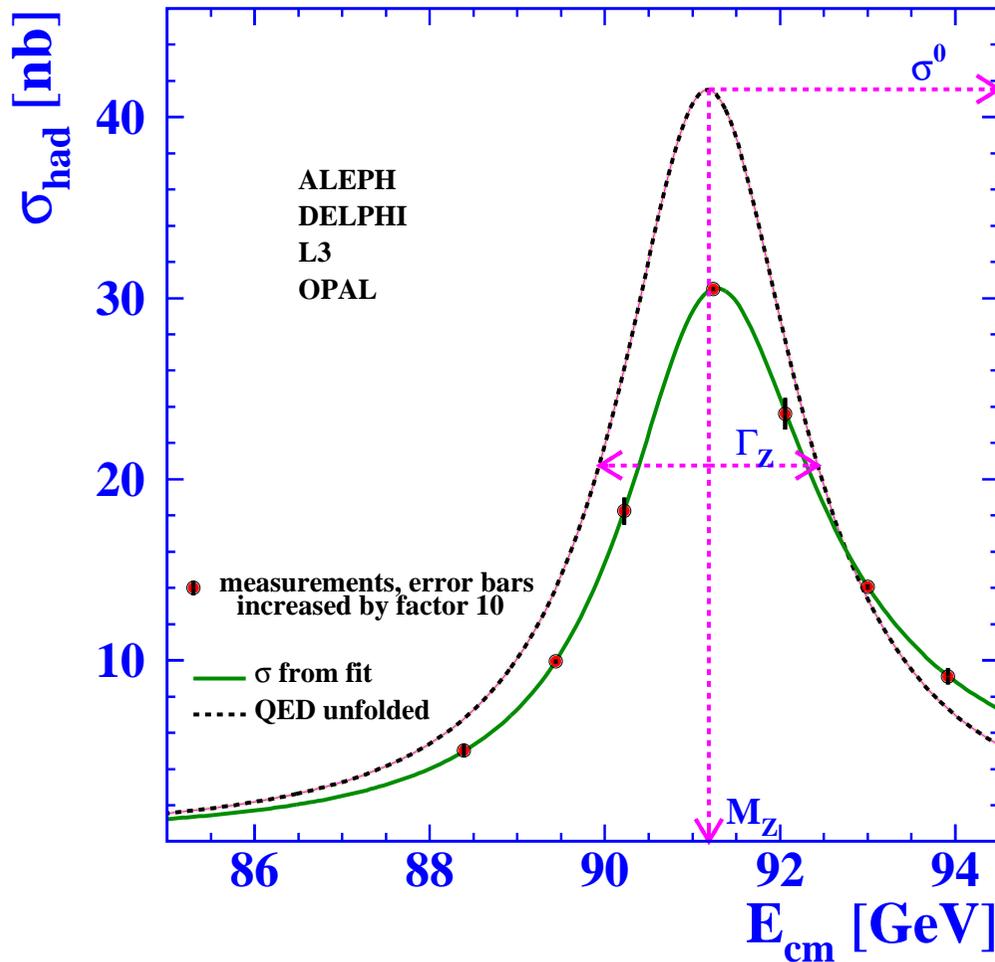
$$\mathcal{L}_{int} \approx 160 \text{ pb}^{-1}$$

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 Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien, A_{FB}^e , A_{FB}^μ , A_{FB}^τ , bestimmt.

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

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

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

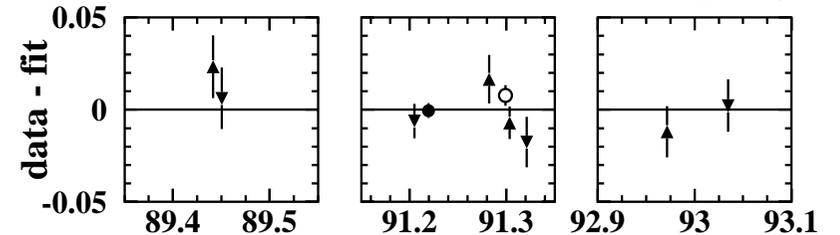
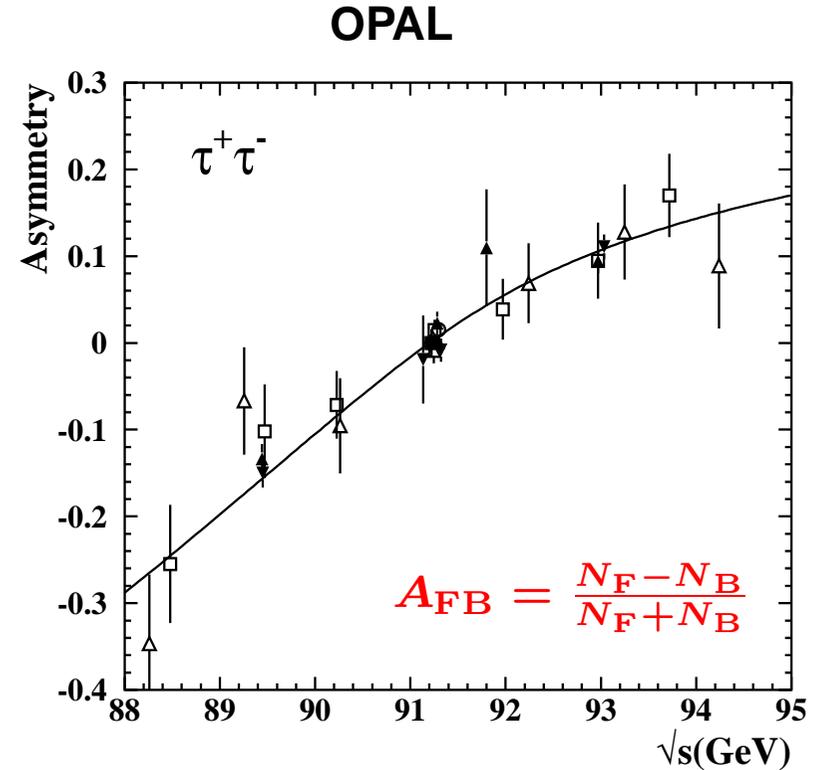
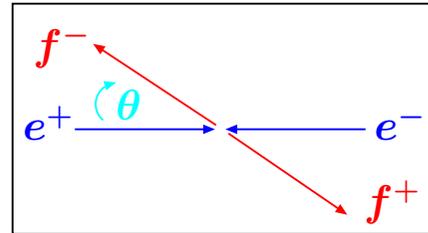
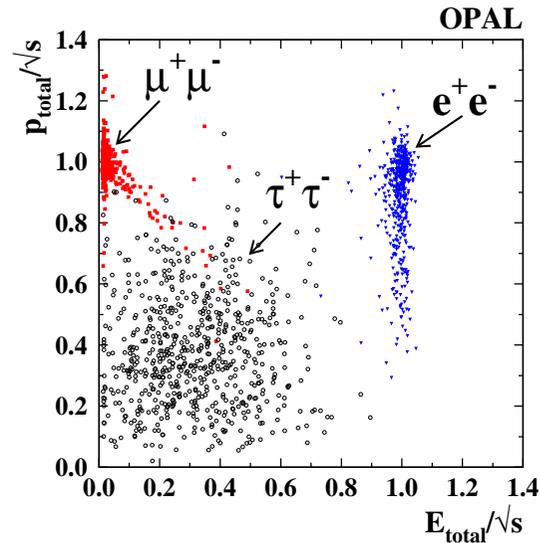
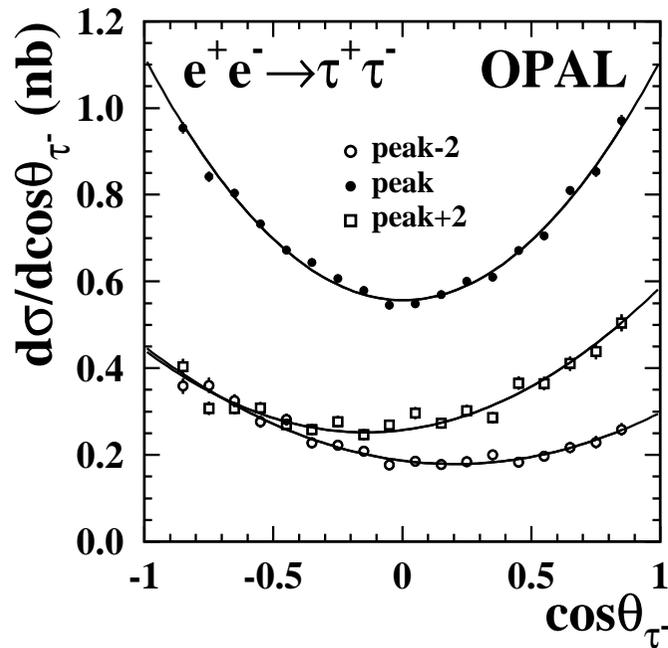
- Dieser Satz von Parametern hat die kleinsten Korrelationen und ist deswegen optimal zur Kombination der Resultate der vier LEP Experimente.

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



Messung der Forward-Backward Asymmetrie

– Die Trennung der Zerfallskanäle ist relativ einfach

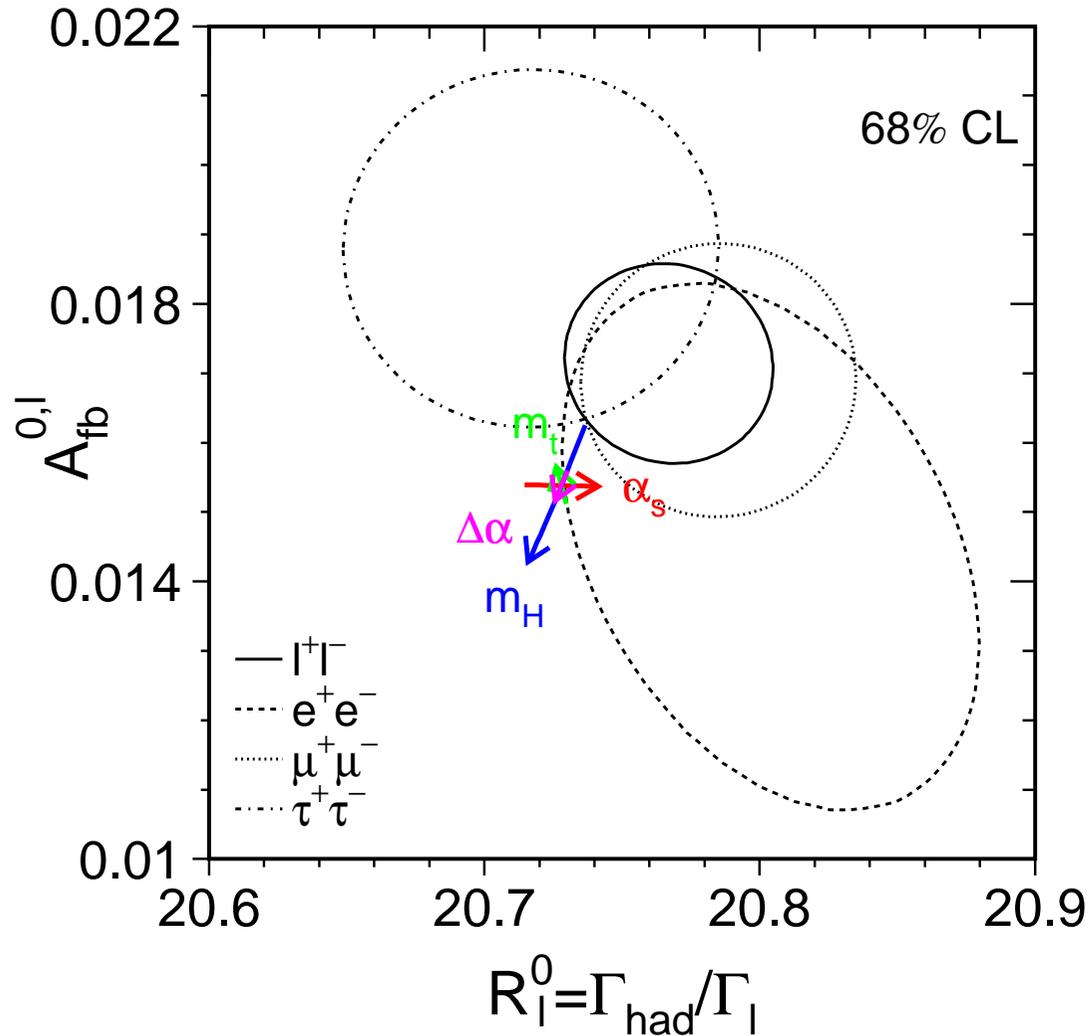


$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = C \left[(1 + \cos^2 \theta) + \frac{8}{3} A_{FB} \cos \theta \right]$$

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



Der Test der Lepton-Universalität



- Im Falle der Leptonuniversalität gilt:
 - 1) $R_e = R_\mu = R_\tau \equiv R_\ell = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{\ell\ell}}$
 - 2) $A_{FB}^e = A_{FB}^\mu = A_{FB}^\tau \equiv A_{FB}^\ell$
- Nach Anbringen von Massenkorrekturen wegen $m_e : m_\mu : m_\tau \approx 1 : 200 : 3500$, ist die Lepton-Universalität in sehr guter Näherung erfüllt.

$$R_\ell = 20.767 \pm 0.025$$

$$A_{FB}^\ell = 0.0171 \pm 0.0010$$

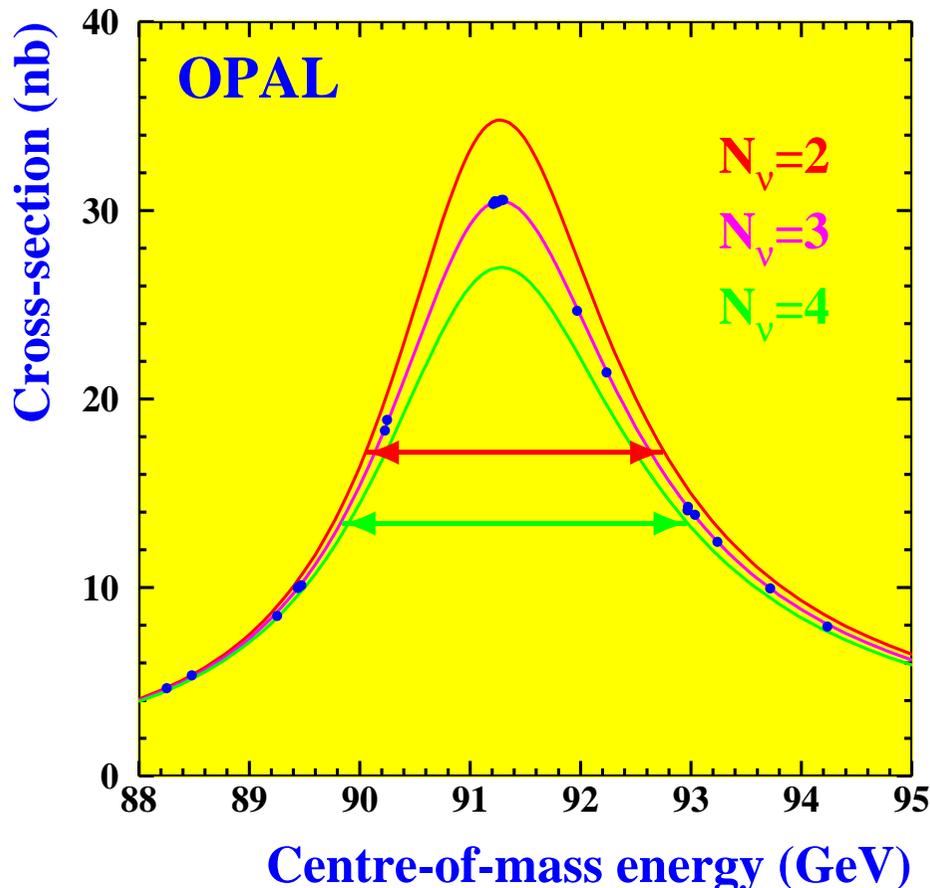
- Das bedeutet:
 - 1) Das Z zerfällt zu 10% in geladene Leptonen.
 - 2) Die Lepton-Asymmetrie $A_{FB}^\ell = \frac{N_{F,\ell} - N_{B,\ell}}{N_{F,\ell} + N_{B,\ell}}$ beträgt 1.7%.
- Damit reduziert sich der Satz auf 5 Parameter: $m_Z, \Gamma_Z, \sigma_h^0, R_\ell, A_{FB}^\ell$.

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: $\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - \Gamma_{\text{had}} \left(\frac{1}{R_e} + \frac{1}{R_\mu} + \frac{1}{R_\tau} \right)$.
- Die hadronische Breite Γ_{had} erhält man aus σ_h^0 unter Benutzung von Γ_Z , m_Z und R_e ,



$$\Gamma_{\text{had}} = \left(\frac{\sigma_h^0 m_Z^2 \Gamma_Z^2 R_e}{12 \pi} \right)^{\frac{1}{2}} = m_Z \Gamma_Z \left(\frac{\sigma_h^0 R_e}{12 \pi} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$= \Gamma_Z \cdot 0.70 = 1.744 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{\text{inv}} = 0.499 \text{ GeV}$$

- Damit ist das Verhältnis der unsichtbaren zur leptonischen Breite :

$$\frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_{\ell\ell}} = \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_{\text{had}}} \cdot \frac{\Gamma_{\ell\ell}}{\Gamma_{\text{had}}} = 5.942$$

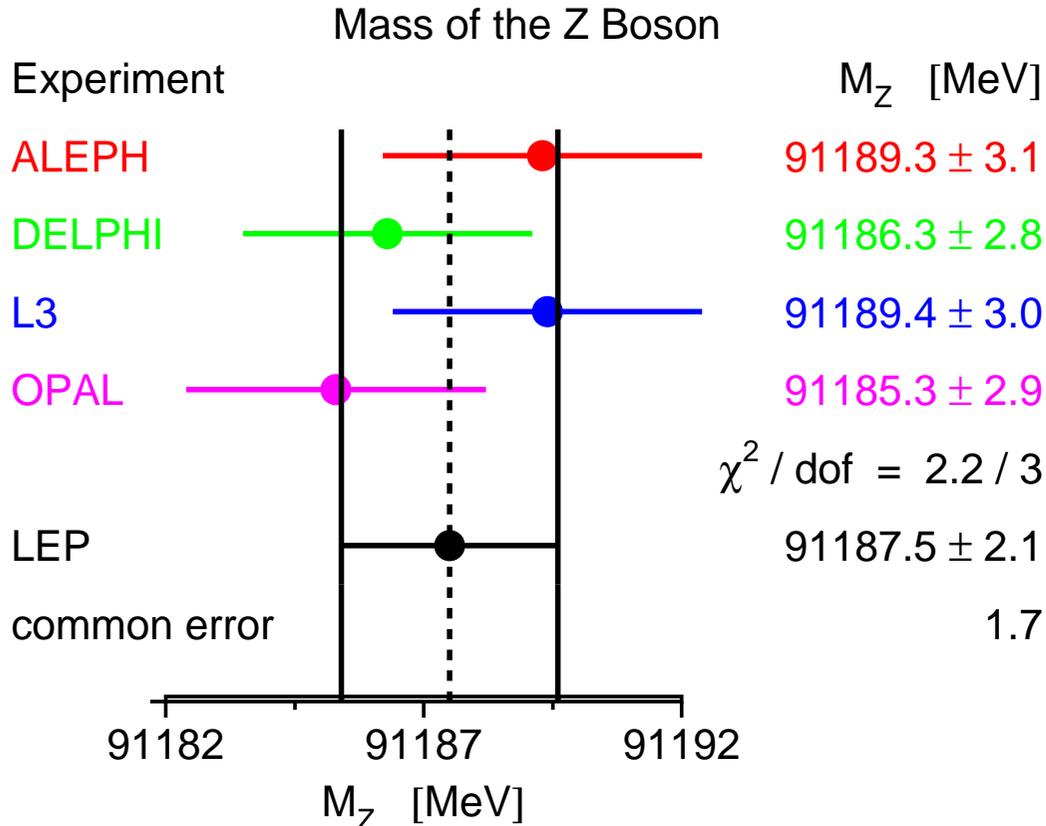
- Die Standardmodellvorhersage ist:

$$\frac{\Gamma_{\nu\nu}}{\Gamma_{\ell\ell}} = 1.991 \Rightarrow N_\nu = 3$$

Es gibt drei Generationen leichter Neutrinos.

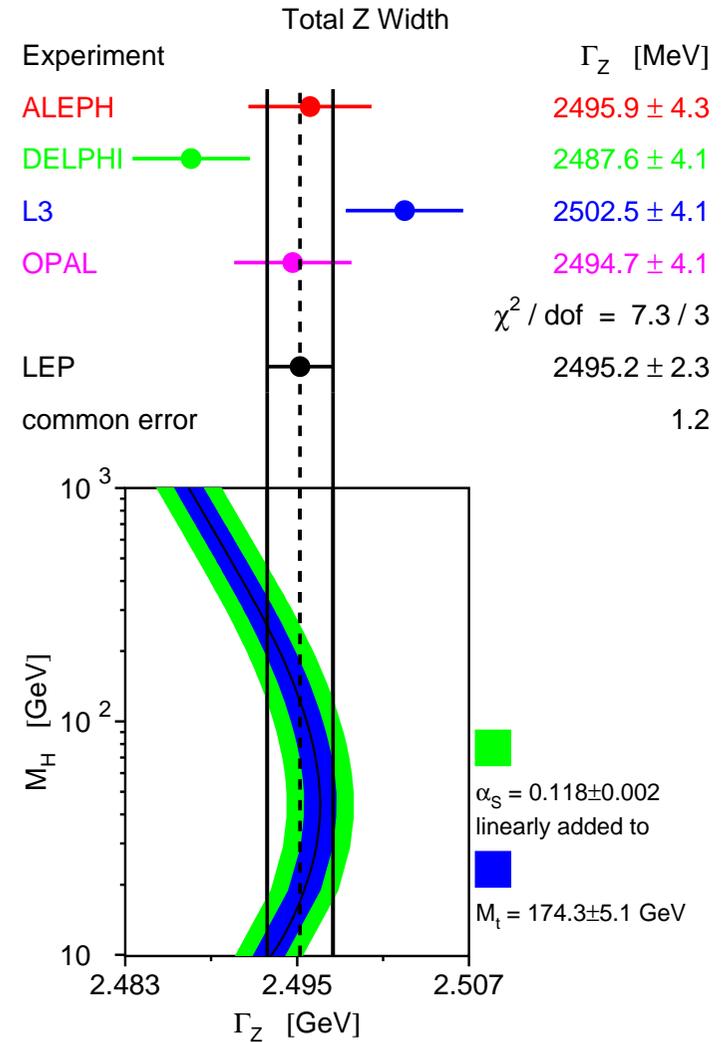


Die Masse und Breite des Z-Bosons



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

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

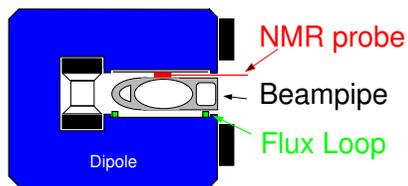


Die Masse m_Z und Breite Γ_Z sind mit sehr hoher Präzision bekannt.

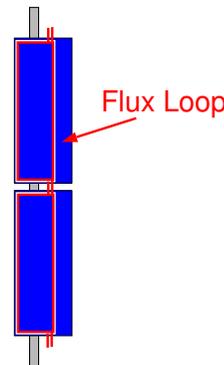
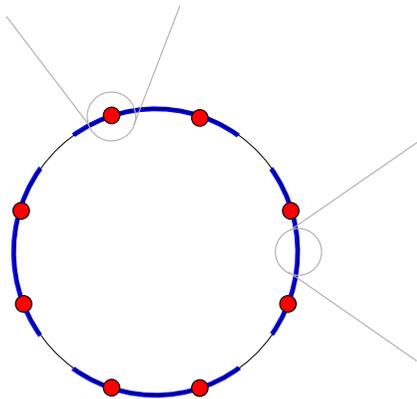


Die Bestimmung der Strahlenergie bei LEP, oder ...

- Die Energie lässt sich durch resonante Depolarisation des Elektronstrahls sehr genau messen $f_{\text{depol}} = \left(\frac{g_e - 2}{2m_e c^2} \right) \cdot E_b$. Dies liefert $\sigma_{E_b} = 0.2 \text{ MeV}$.
- Diese Methode funktioniert aber nur ohne Strahlkollisionen. Die Bestimmung der Energie während Strahlkollisionen erfordert eine Extrapolation unter genauer Kenntnis des B-Felds.
- Die Länge der Umlaufbahn ist durch die Frequenz der Beschleunigerelemente festgelegt. Die Energie bestimmt sich durch das integrale Magnetfeld senkrecht zur Teilchenbahn pro Umlauf.



- Das Magnetfeld wird mit NMR Proben gemessen und der Ort des Teilchendurchgang durch elektrostatische Strahlmonitore.
- Die Sensitivität der Strahlenergie auf äußere Effekte ist so groß, dass kleinste Effekte wahrgenommen werden können.



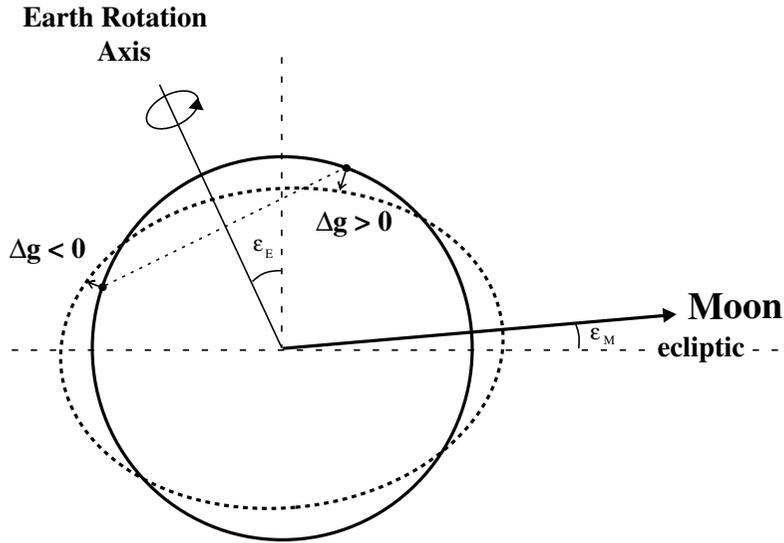
Beispiele sind:

- Die Variation der Gravitation bei der Mondbewegung
- Verlustströme der französisch-schweizerischen Eisenbahnen.

Die genaue Kenntnis des B-Felds ist unabdingbar.



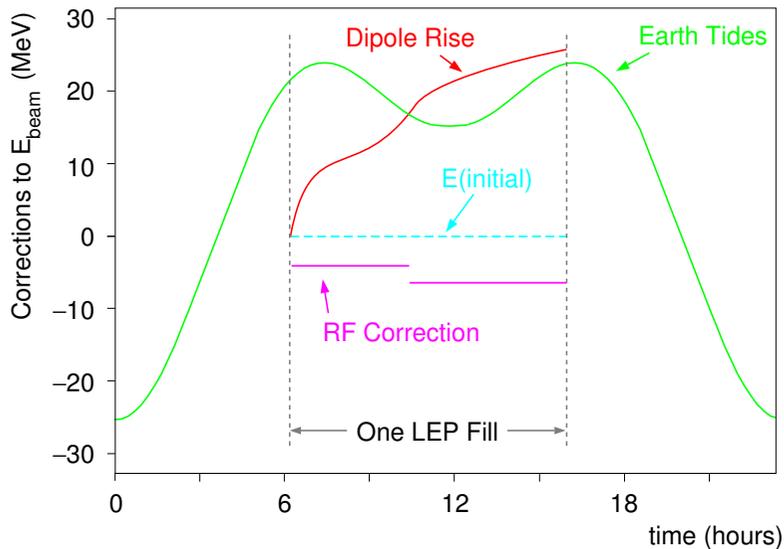
... von Sonne, Mond ...



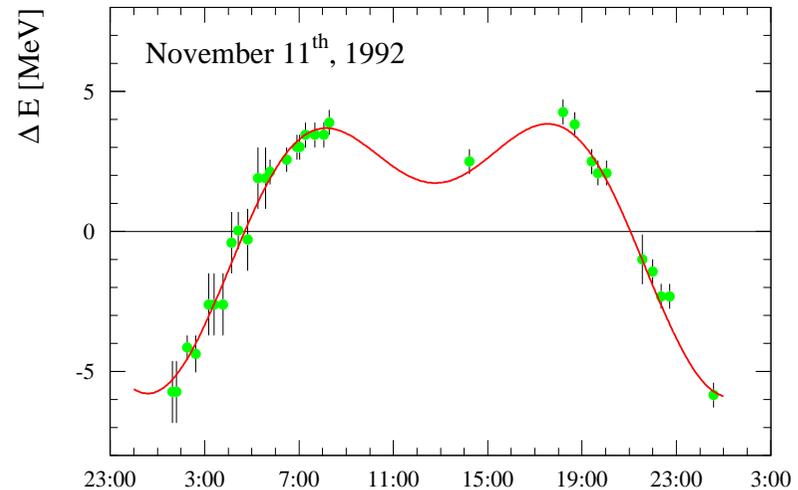
Der Effekt

- Sonne und Mond erzeugen nicht nur Ebbe und Flut sondern deformieren die Erde derart, dass sich die Länge des LEP Rings ändert. Die Längenänderung des Ringes beträgt etwa $\Delta L/L \approx 10^{-8}$ also $\Delta L = 270 \mu m$.

Das Modell



Der Mond ist aufgegangen ...

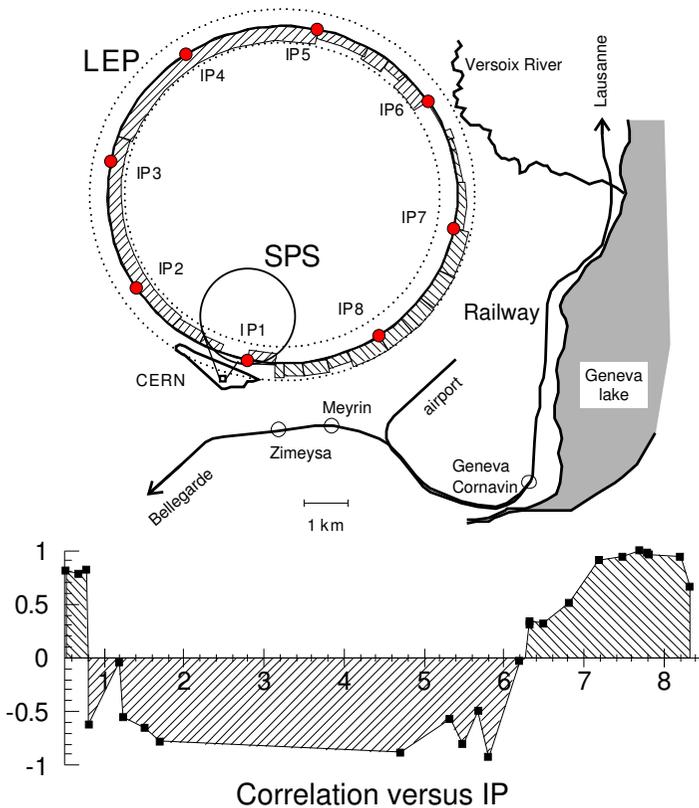


Guter Monddetektor auch bei wolkegem Wetter.

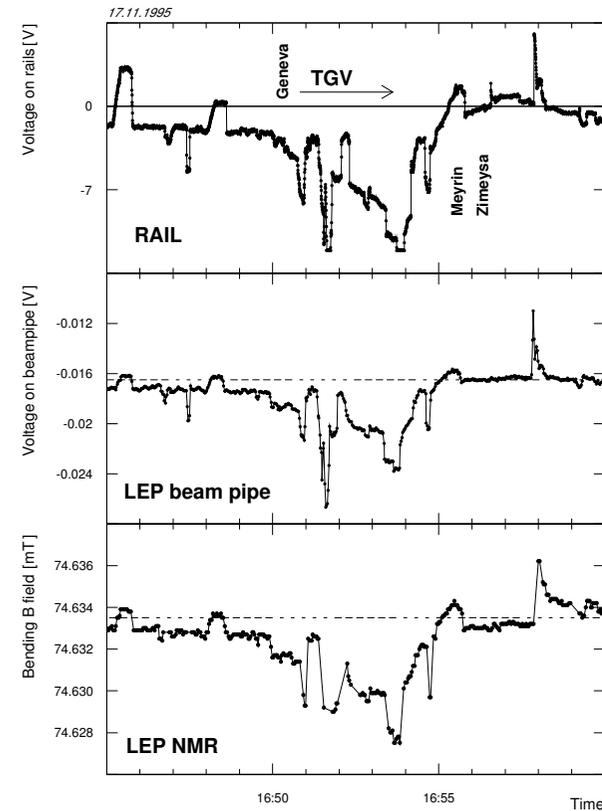


... und von schnellen Zügen

– Der Streckenplan für Elektronen ...



... und der des **T**rain à **G**rande **V**itesse.

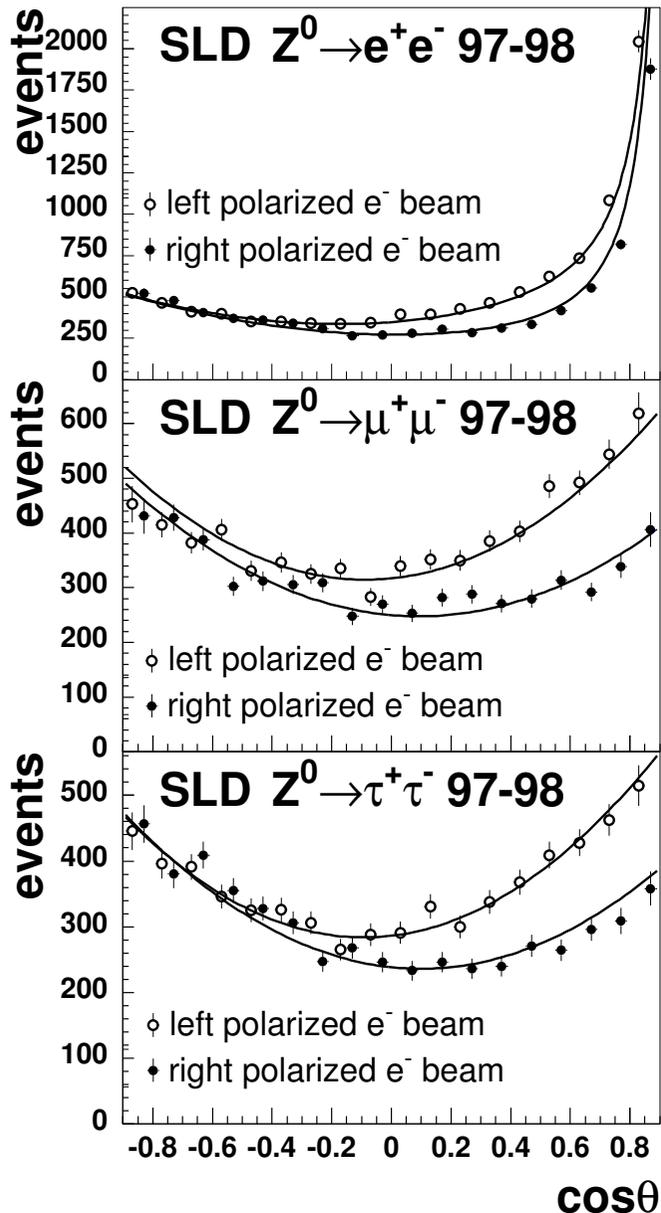


– Bei der Rückführung des Antriebsstroms der Züge über die Bahngleise gibt es Verluste die als parasitäre Ströme über den LEP-Ring laufen. Diese Ströme (ca. 1A bei 2000A Magnetstrom) stören die Magnetisierung der Dipolmagnete und ändern deren Magnetfeld.

Der LEP Beschleuniger ist ein etwas unhandlicher Zugfahrplan für Reisende aus Genf.



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:

$$A_{LR} = \frac{1}{|P_e|} \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = \frac{g_L^2 - g_R^2}{g_L^2 + g_R^2} = \frac{2g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2} = A_e,$$

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:

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

- Die Winkelverteilung ergibt sich zu:

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

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

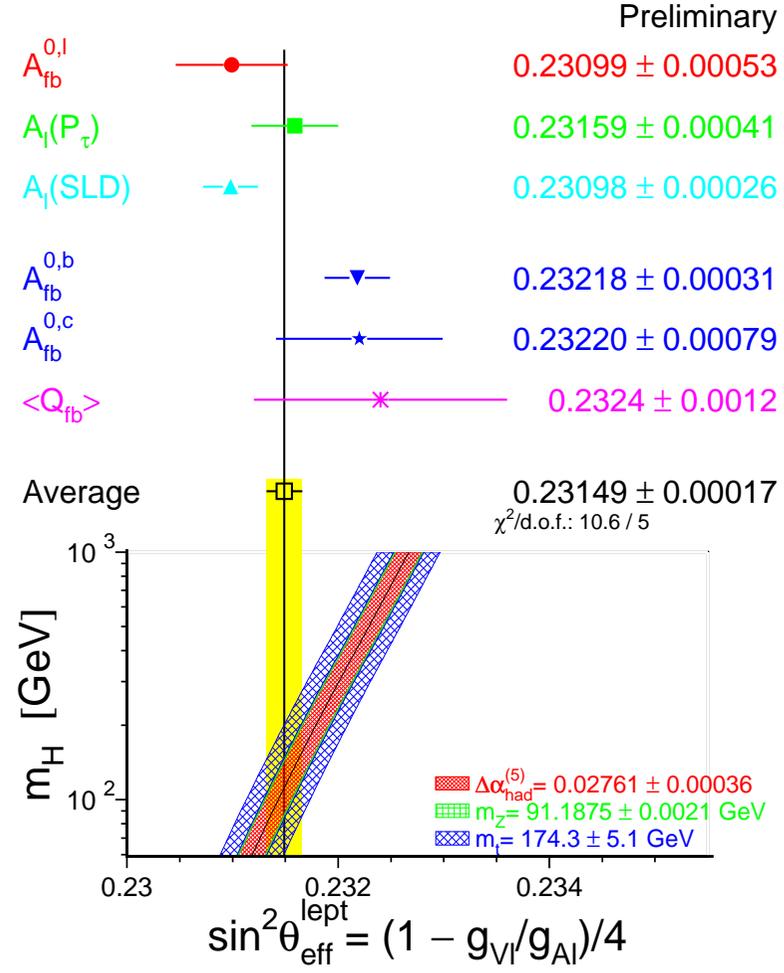
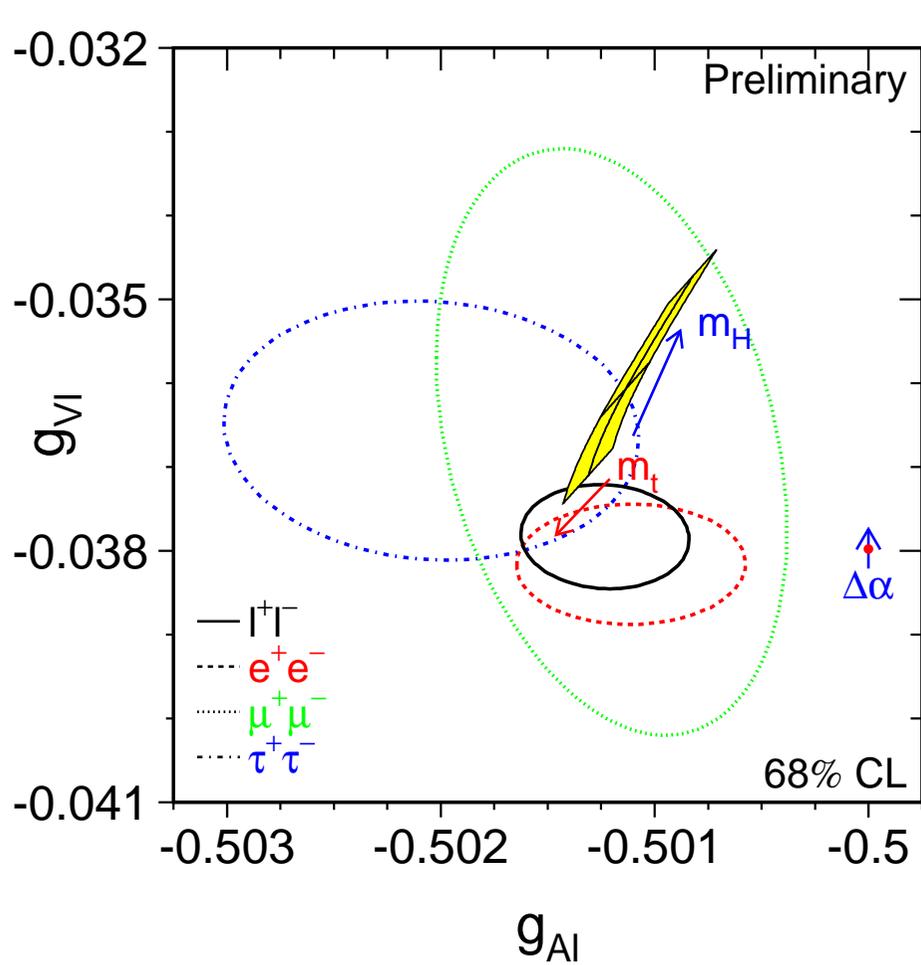
$$\Rightarrow A_\ell = 0.15130 \pm 0.00207 \text{ und } \sin^2 \theta_W = 0.23098 \pm 0.0026.$$

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 $A_l = \frac{2g_{Vl}g_{Al}}{g_{Vl}^2 + g_{Al}^2}$ ergeben sich:

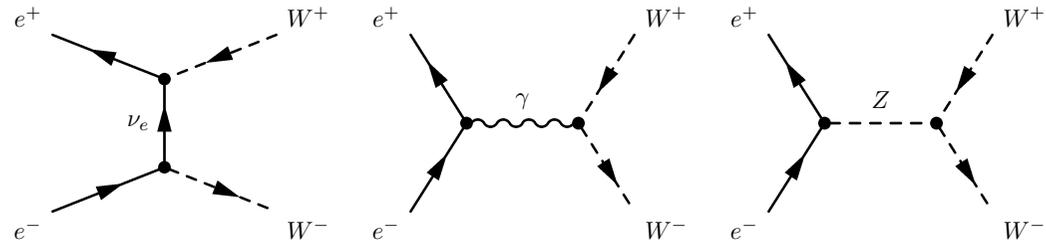


Der schwache Mischungswinkel zeigt eine der wenigen 3σ Diskrepanzen.

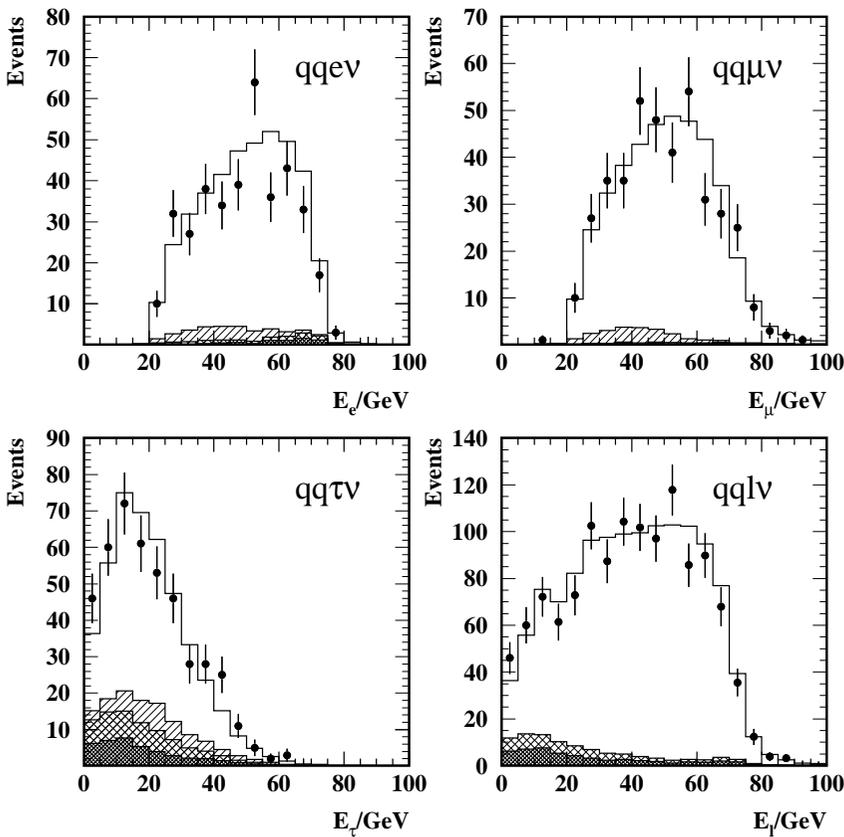


Der W-Paar Produktionsquerschnitt - ein Beispiel

– Die Feynman-Diagramme:



OPAL $\sqrt{s}=189$ GeV



CC03-Diagramme

– Die Zerfallskanäle

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

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

– Experimentell benutzt man:

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

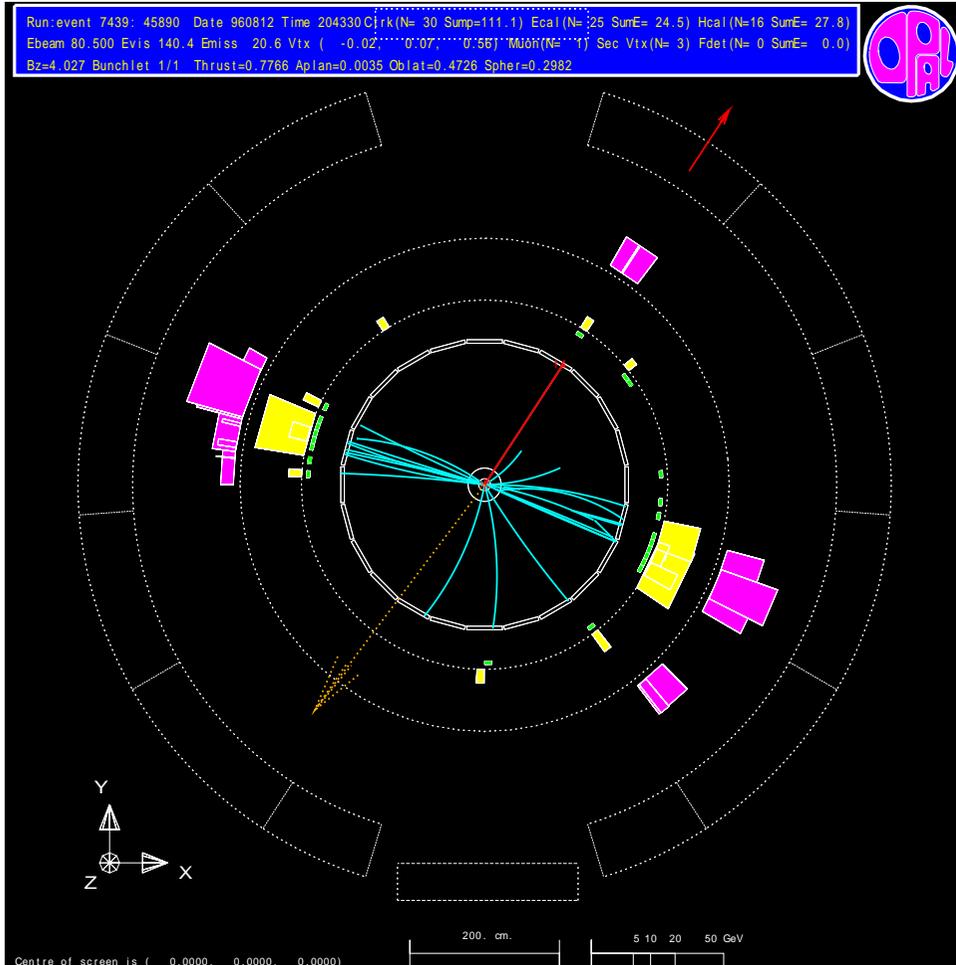
– Die τ -Kanäle sind am kompliziertesten.

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

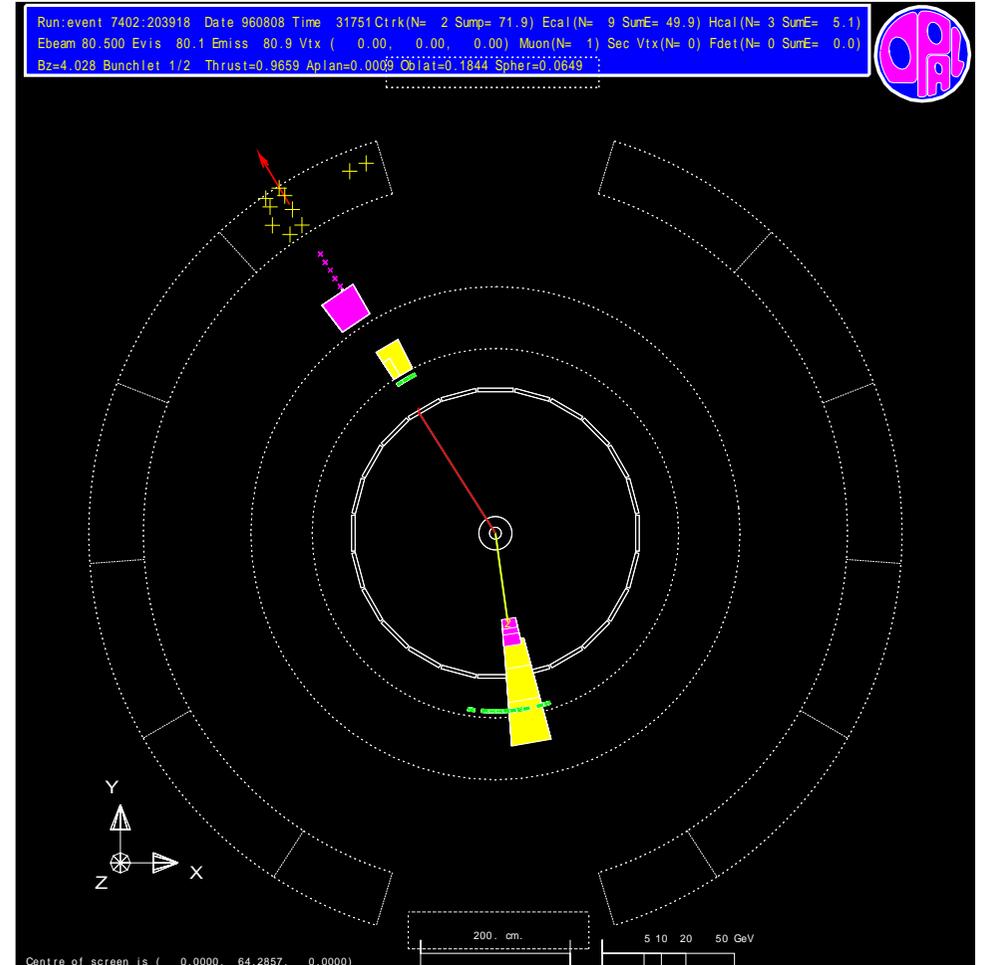


Die W-Paar Produktion - zwei Beispiele

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



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

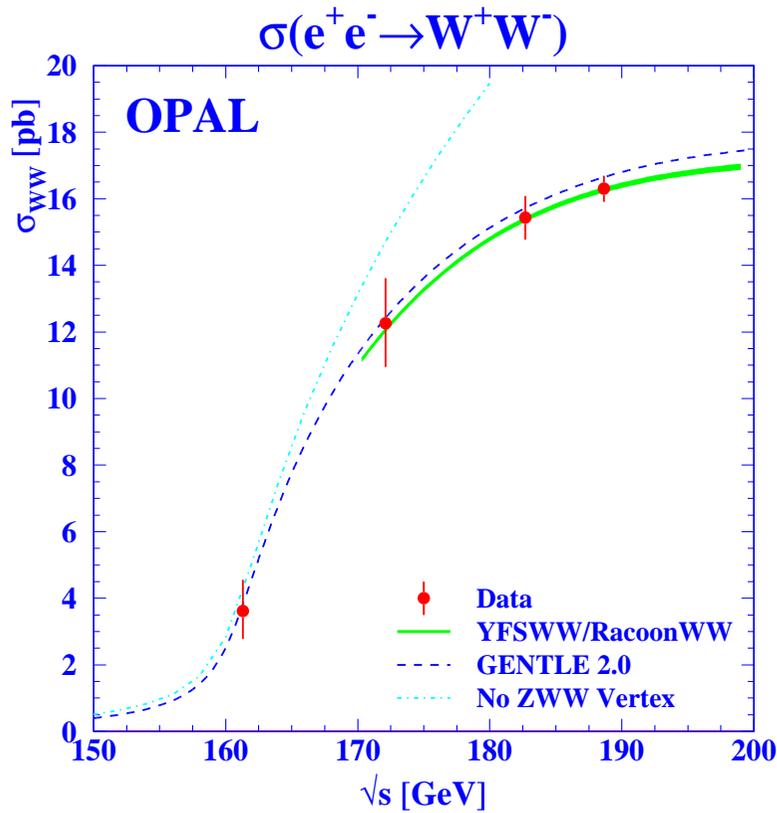


Die W-Produktion liefert klare Signaturen.



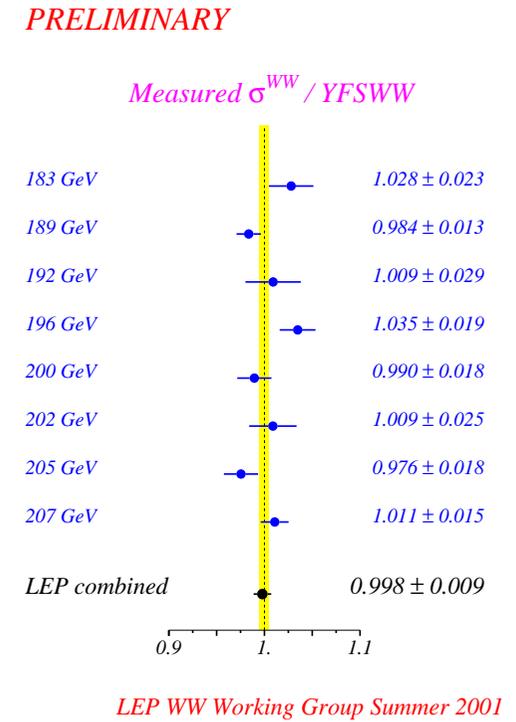
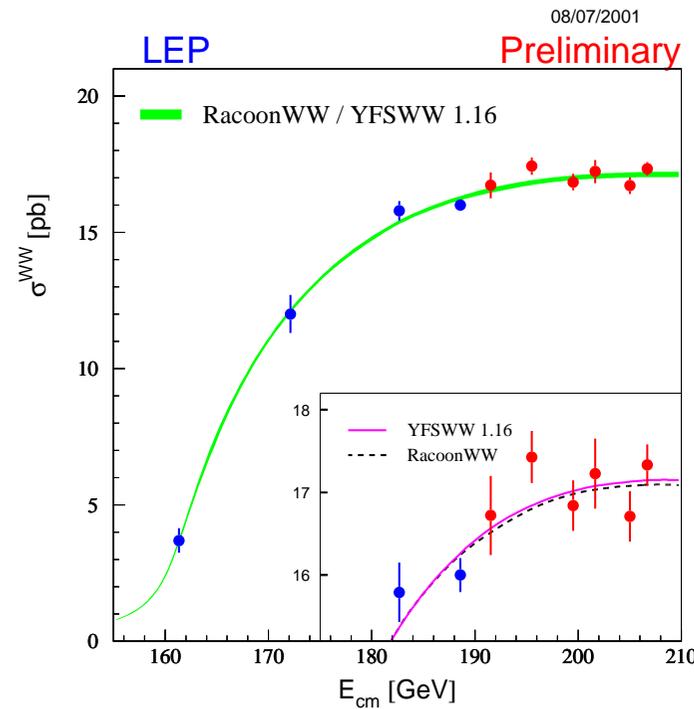
Der W-Paar Produktionsquerschnitt - das Resultat

Ein Beispiel



– Das Resultat belegt klar die Existenz des ZWW Vertex.

Die Kombination der LEP Resultate



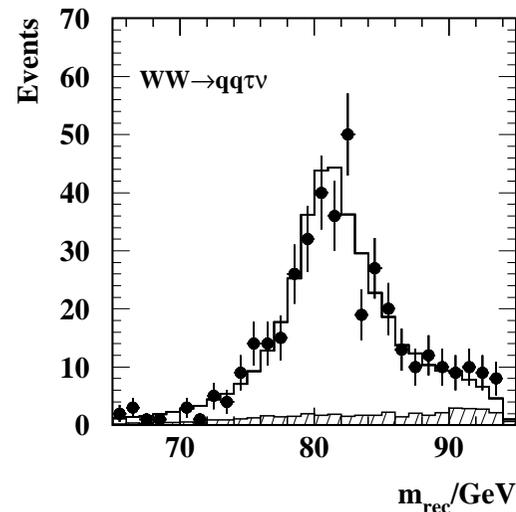
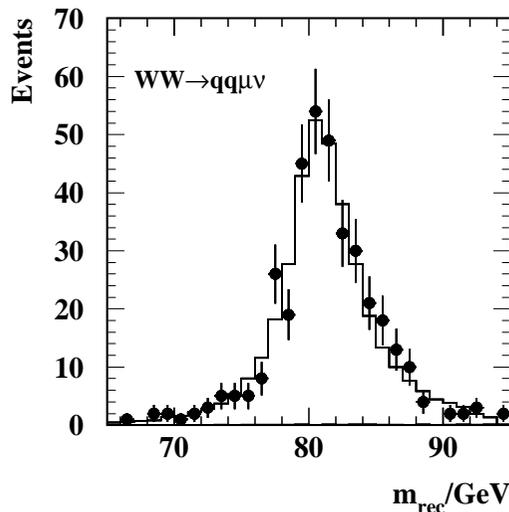
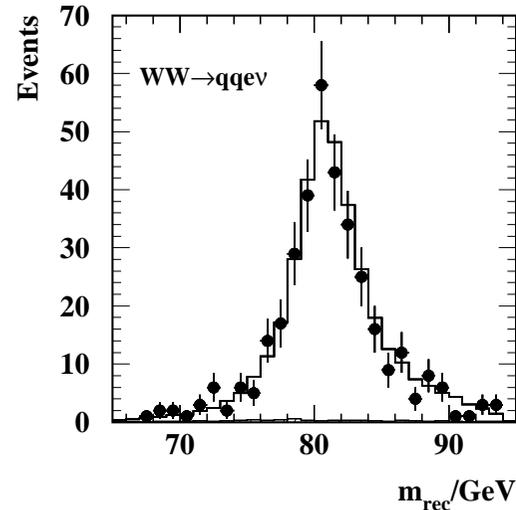
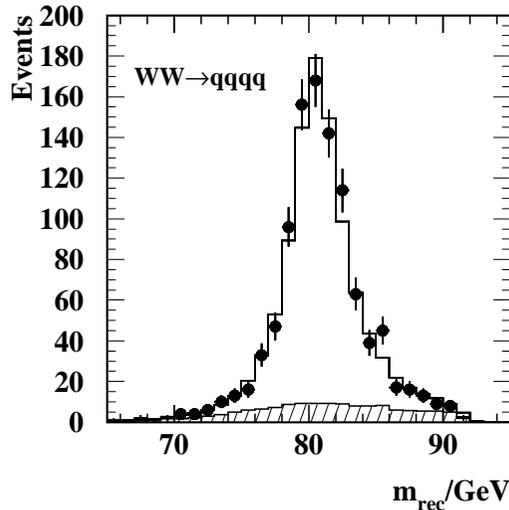
– Die W-Paar Produktion ist je Energiepunkt mit ca. 2% Genauigkeit gemessen worden.

Das Standardmodell beschreibt den Wirkungsquerschnitt mit etwa 1% Genauigkeit.



Der W-Paar Massenbestimmung - ein Beispiel

OPAL $\sqrt{s}=189$ GeV



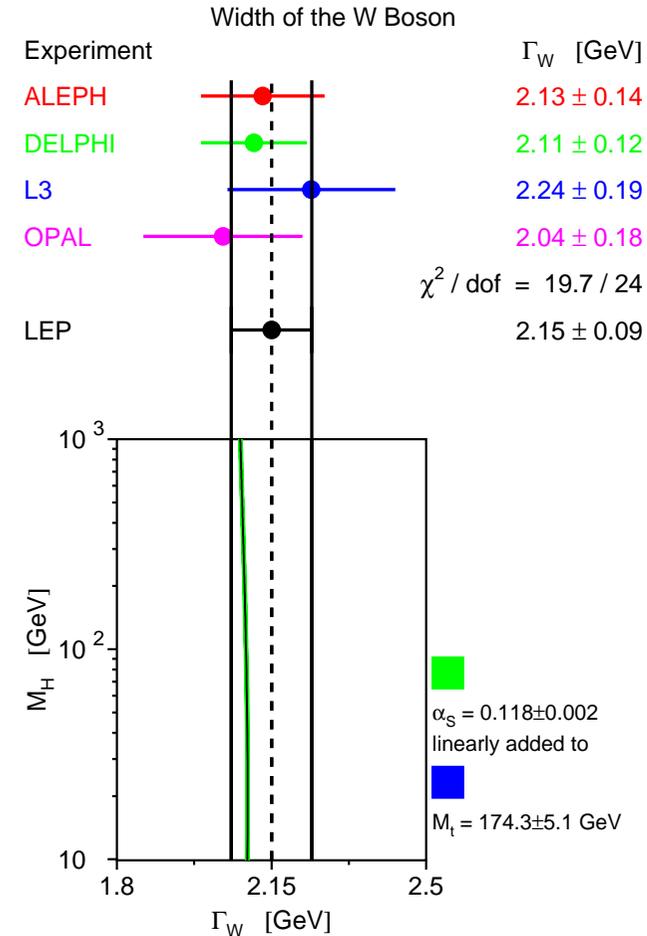
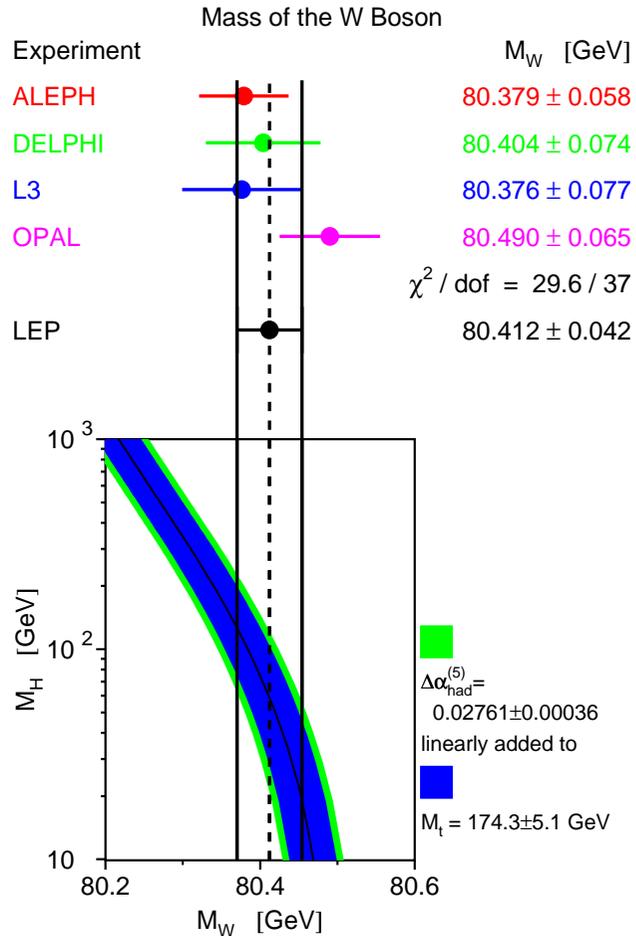
- Die besten Kanäle sind $q\bar{q}q\bar{q}$ und $q\bar{q}l\nu_\ell$.
- Der Nachteil von $q\bar{q}q\bar{q}$ sind Wechselwirkungen der Quarks verschiedener W-Bosonen, 'Color reconnection' und 'Bose-Einstein Correlation', die auftreten können, da die Zerfallslänge von 0.1 fm kleiner ist als die Reichweite der starken WW von ca. 1 fm.
- Der Nachteil von $q\bar{q}l\nu_\ell$ ist das unsichtbare Neutrino.
- Die Massen der W-Bosonen werden durch Anpassungen mit Nebenbedingungen $\sum E = 2E_b$, $\sum \vec{p} = 0$ und $M_{W^+} = M_{W^-}$ bestimmt.
- Durch diese Constrained fits wird die Massenauflösung entscheidend verbessert.

$$M(W \rightarrow q\bar{q}l\nu_\ell) = (80.516 \pm 0.073) \text{ GeV}$$
$$M(W \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = (80.407 \pm 0.120) \text{ GeV}$$

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



Die Masse und Breite des W-Bosons



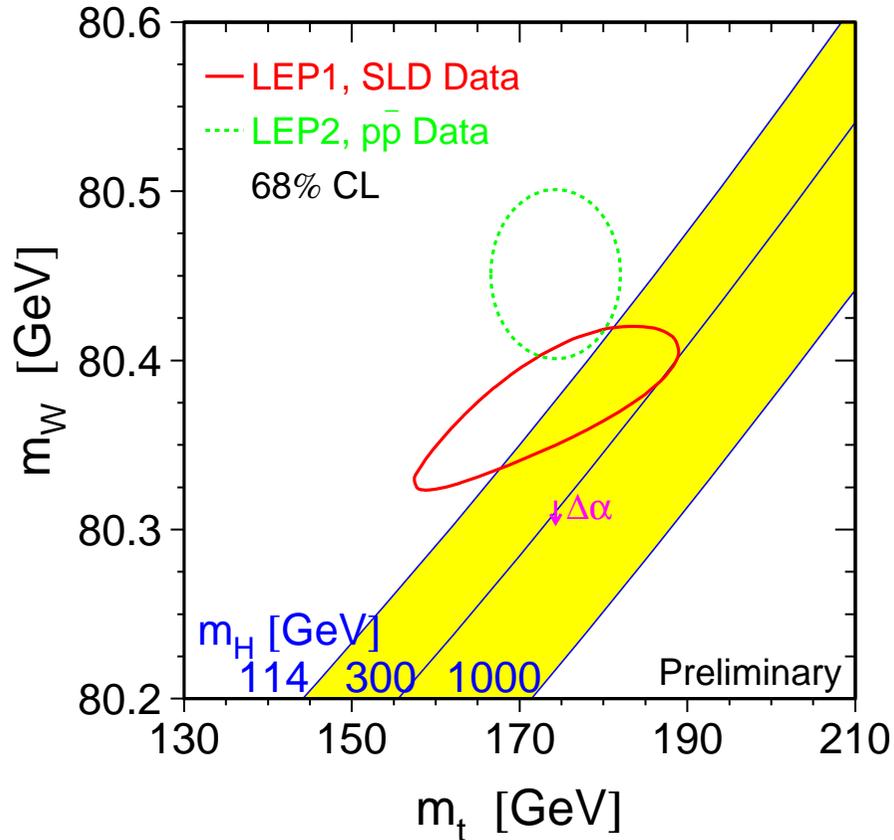
– Die indirekte Massenbestimmung liefert $M(W) = (80.380 \pm 0.023)$ GeV

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



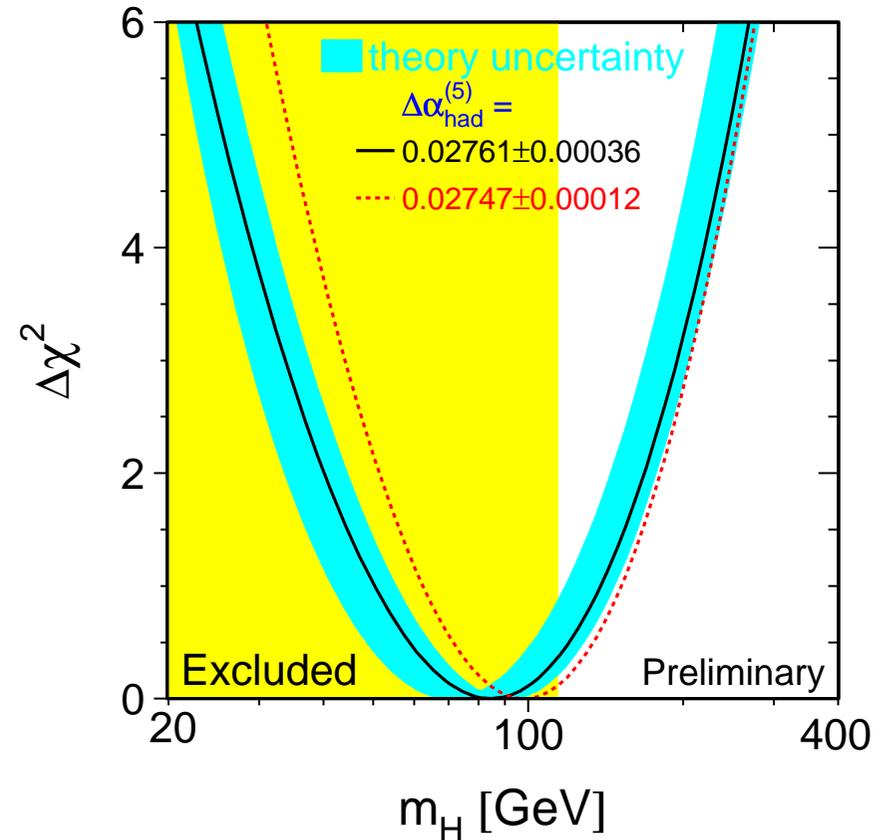
Standardmodell-Fits und die Higgs-Masse

Indirekte vs. direkte Messungen



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

Der Fit aller Daten



- Der beste Fit $M_H = 91_{-37}^{+58}$ GeV und $M_H < 211$ 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.