

2. Aktuelle experimentelle Tests des Standardmodells

2.1 Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung

2.1.1 Messungen bei der Z^0 – Resonanz

Am LEP-Speicherring am CERN wurde zwischen 1989 und 1995 (Phase LEP I) die Erzeugung von Fermion-Antifermion-Paaren in der e^+e^- -Vernichtung bei der Z^0 -Resonanz, d.h. bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = M_Z$ gemessen.

Bei dieser Energie vernichten sich die Elektronen und Positronen in der Kollisionszone im Zentrum des Detektors (Wechselwirkungspunkt) fast ausschließlich in **reelle Z^0 -Bosonen im Ruhesystem**, die **unter der elektroschwachen Wechselwirkung** in Fermion-Antifermion-Paare mit $2m_f \leq M_Z$ zerfallen.

Im allgemeinen tritt Interferenz zwischen Photon- und Z^0 -Austausch auf (elektroschwache Interferenz zwischen den beiden NC-Prozessen):

Als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2E_e = \sqrt{q^2}$ und des Produktionswinkels θ des Fermions f bezüglich der Einfallrichtung des Elektrons

hat der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem der e^+e^- -Paare (=Laborsystem des Detektors) in niedrigster Ordnung die Form (siehe Kapitel 1.5.1.7):

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) &= \\
 &= \text{Konst.} \cdot s \cdot |\mathcal{M}_{QED} + \mathcal{M}_{\text{schwach}}|^2 \\
 &= \text{Konst.} \cdot s \cdot [|\mathcal{M}_{QED}^2| + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{QED}\mathcal{M}_{\text{schwach}}) \\
 &\quad + |\mathcal{M}_{\text{schwach}}|^2] \\
 &= N_C^f \frac{\alpha^2}{4s} [C_1^f(1 + \cos^2 \theta) + C_2^f \cos \theta] \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sigma_{f\bar{f}} \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) + A_{FB}^f \cos \theta \right]
 \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
 C_1^f(s) &= Q_e^2 Q_f^2 + 8Q_e Q_f v_e v_f \text{Re}\chi(s) \\
 &\quad + 16(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi(s)|^2
 \end{aligned}$$

$$C_2^f(s) = 16Q_e Q_f a_e a_f \text{Re}\chi(s) + 32v_e a_e v_f a_f |\chi(s)|^2$$

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta d\Phi = N_C^f \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot C_1^f(s)$$

$$\begin{aligned}
 A_{FB}^f(s) &= \frac{\int_0^{+1} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta}{\int_{-1}^{+1} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta} \\
 &= \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3}{8} \cdot \frac{C_2^f(s)}{C_1^f(s)},
 \end{aligned}$$

den schwachen neutralen (Vektor- und Axialvektorstrom-) Kopplungskonstanten

$$v_f = I_f^0 - 2Q_f \sin^2 \theta_W \equiv \frac{1}{2} - 2Q_f \sin^2 \theta_W$$

$$a_f = I_f^0 \equiv \frac{1}{2}$$

und dem Z^0 -Propagatorterm

$$\begin{aligned} \chi(s) &= \frac{1}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \\ &= \frac{G_F M_Z^2}{8\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}. \end{aligned}$$

Dabei ist im Schwerpunktsystem $q^2 = (p_1 + p_2)^2 =: s = E_{CMS}^2$ und $\sqrt{s} = 2E_e$.

Für den QED-Anteil (Photonaustausch allein) gilt:

$$\implies \frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = N_C^f \frac{\alpha^2 Q_f^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta);$$

$$\sigma_{f\bar{f}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{87 \text{ nb}}{s[\text{GeV}^2]} \cdot Q_f^2 \cdot N_C^f.$$

$N_C^f = 1$ für Leptonen, $N_C^f = 3$ für Quarks. Damit ist

$$\begin{aligned} R &= \sigma(e^+e^- \rightarrow \sum_{q(E_{CMS} > 2m_q)} q\bar{q}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \\ &= 3 \cdot \sum_{q(E_{CMS} > 2m_q)} Q_q^2 \end{aligned}$$

Dabei ist schon berücksichtigt, daß das Z^0 -Boson durch seine schwachen Zerfälle eine endliche Lebensdauer τ_Z und die Z^0 -Resonanz im totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{f\bar{f}}(s)$ eine endliche Breite $\Gamma_Z = \tau_Z^{-1}$ besitzt (\implies Breit-Wigner-Resonanzkurve).

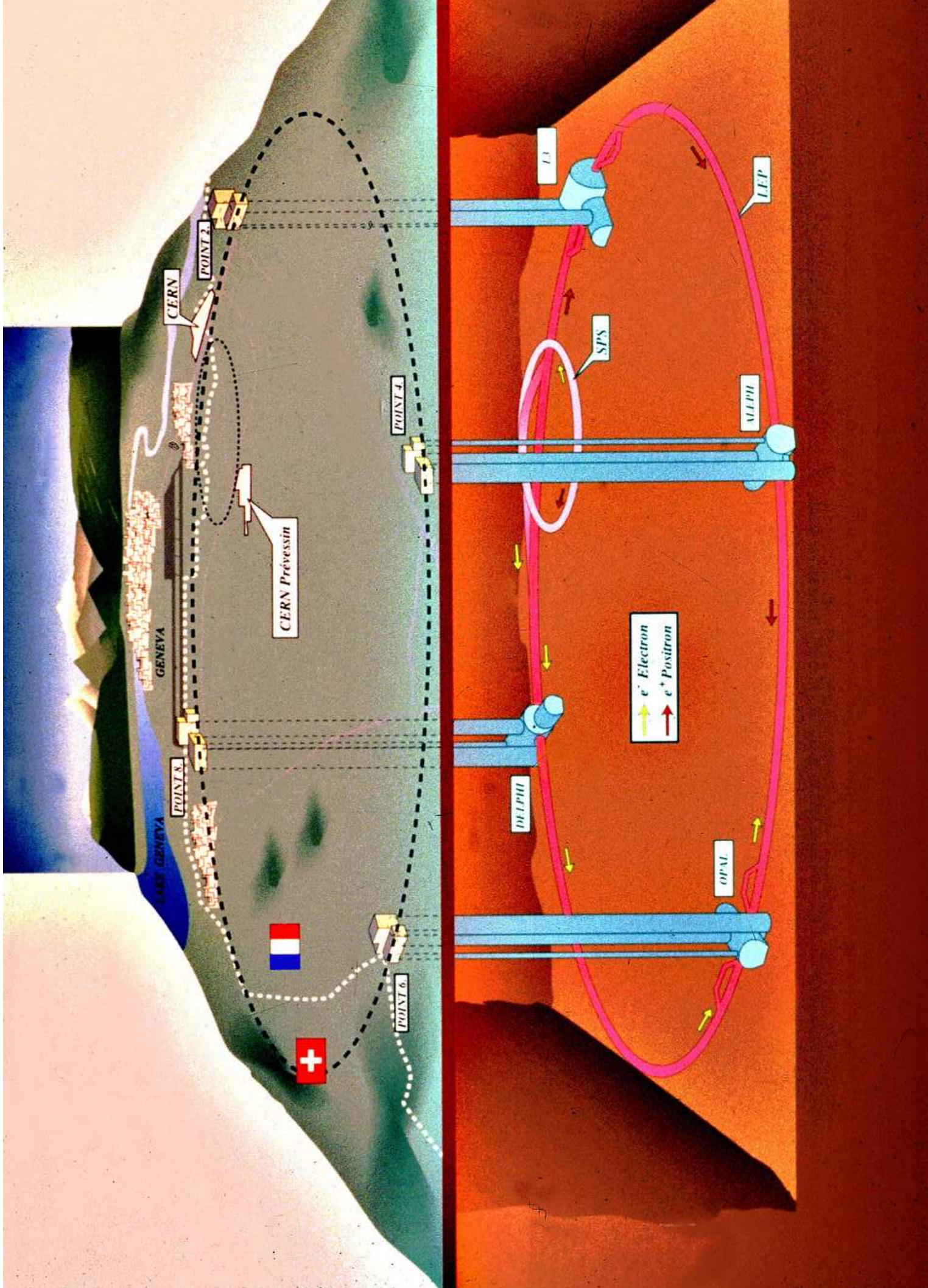
Exakt bei der Resonanz trägt nur der Z^0 -Austausch bei und der Wirkungsquerschnitt ist

$$\begin{aligned}\sigma_{f\bar{f}}^0(s = M_Z^2) &= N_C^f \frac{G_F^2 M_Z^4}{6\pi\Gamma_Z^2} \cdot (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) \\ &= \frac{12\pi\Gamma_Z^e \Gamma_Z^f}{M_Z^2 \Gamma_Z^2}\end{aligned}$$

mit den Zerfallswahrscheinlichkeiten (Zerfallsbreiten) des Z^0 -Bosons:

$$\begin{aligned}\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) &\equiv \Gamma_Z^f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (v_f^2 + a_f^2) \cdot N_C^f \\ \Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) &\equiv \Gamma_Z^e = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (v_e^2 + a_e^2) \\ \Gamma_Z &\equiv \sum_f \Gamma_Z^f \\ \Gamma_Z^{\text{had}} &\equiv \sum_q \Gamma_Z^q \\ A_{FB}^f &= \frac{3}{4} A_e A_f \quad \text{mit} \quad A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}.\end{aligned}$$

Definition: $R_f \equiv \Gamma_Z^{\text{had}} / \Gamma_Z^f$.



Vertex
Detector



Inner Tracking
Chamber



Time Projection
Chamber



Electromagnetic
Calorimeter



Superconducting
Magnet Coil



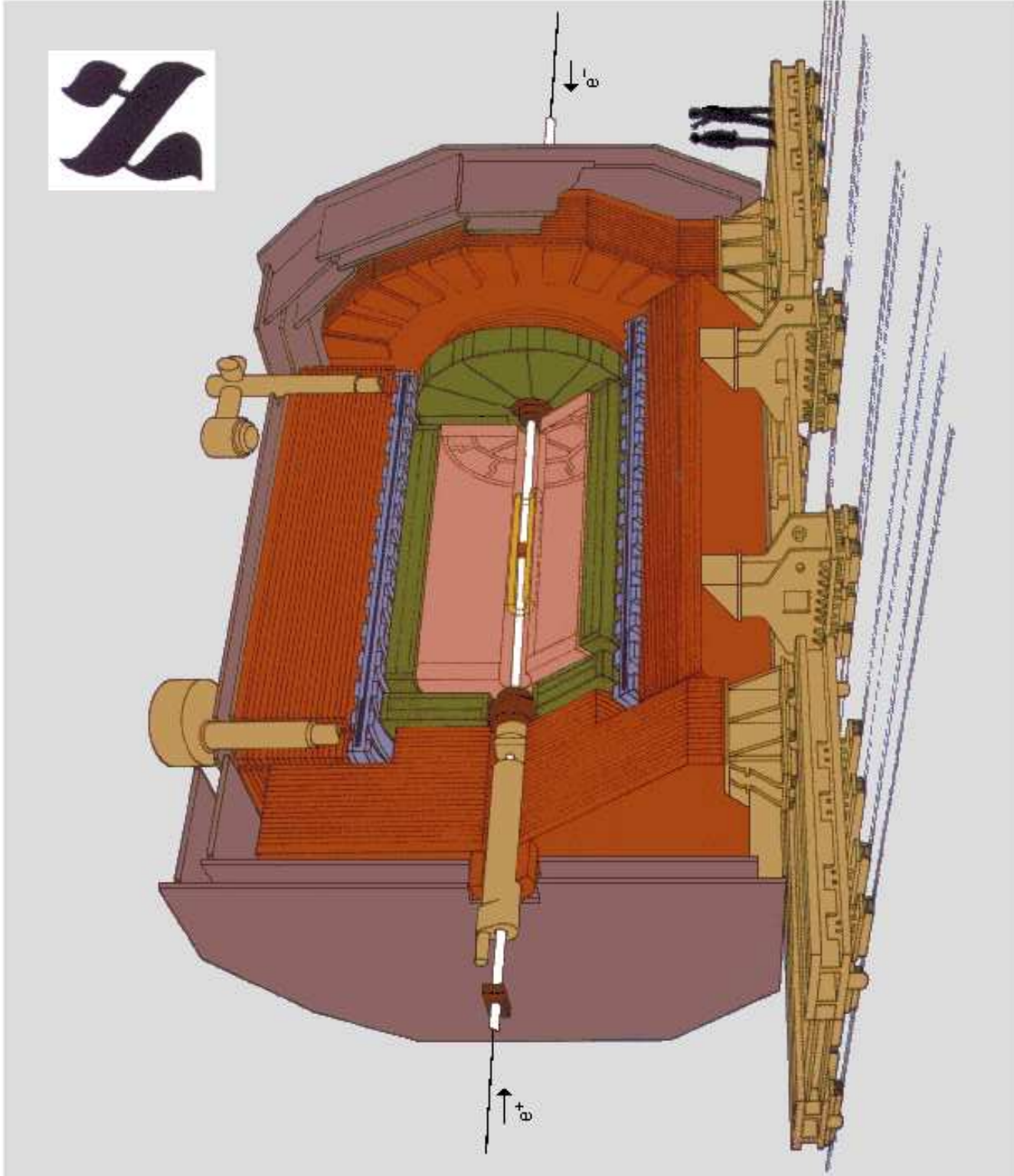
Hadron
Calorimeter



Muon
Chambers

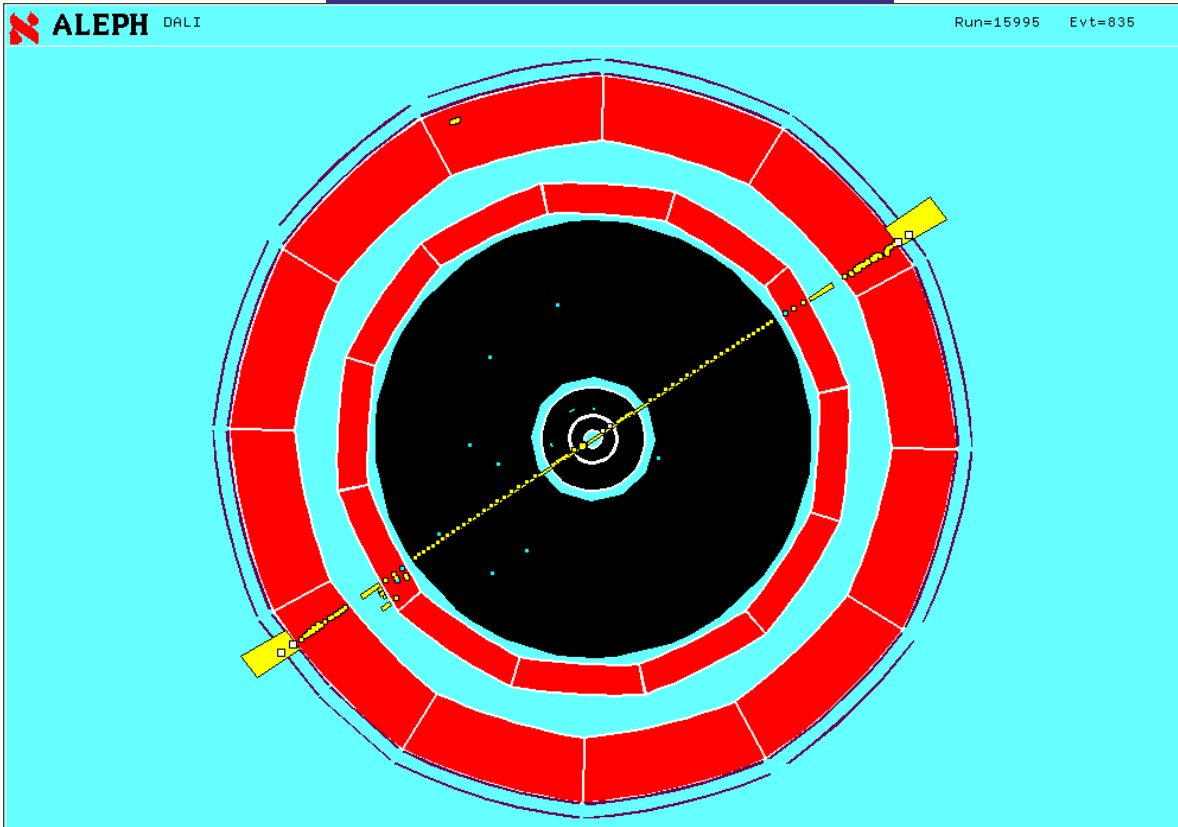


Luminosity
Monitors

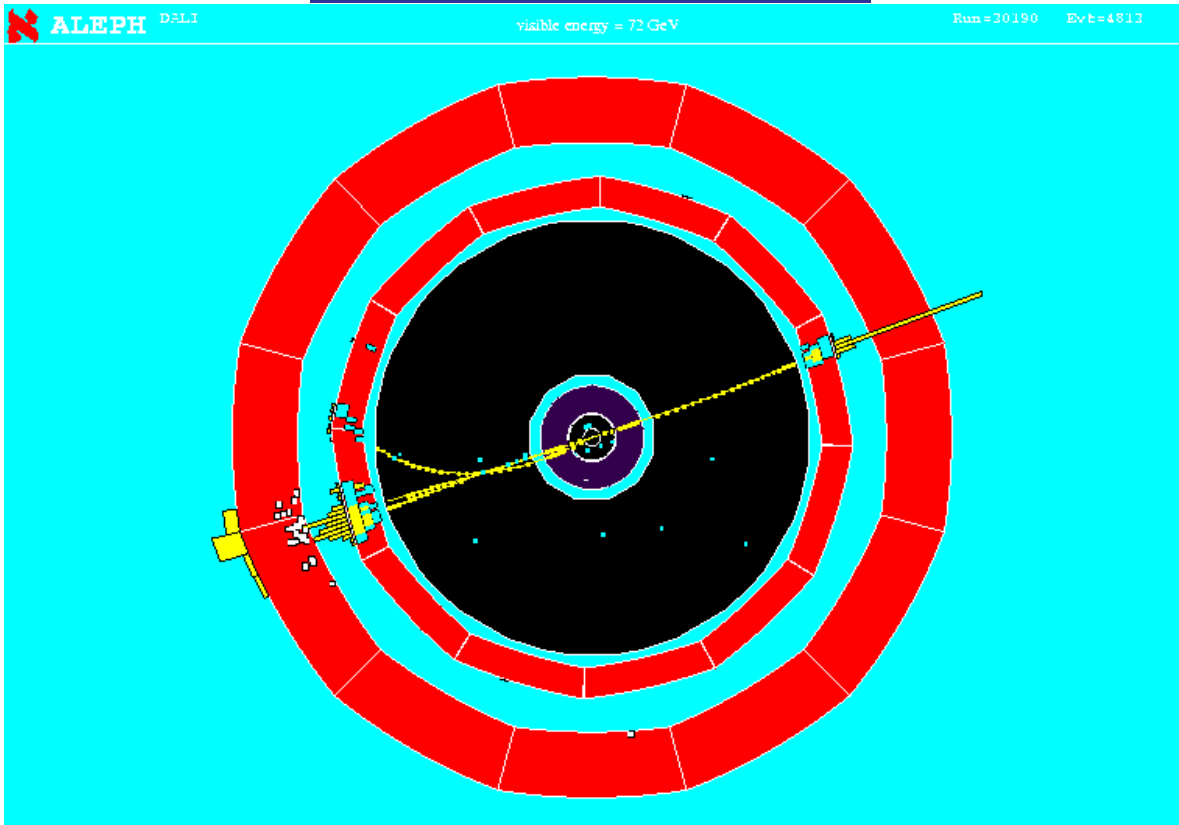


The ALEPH Detector

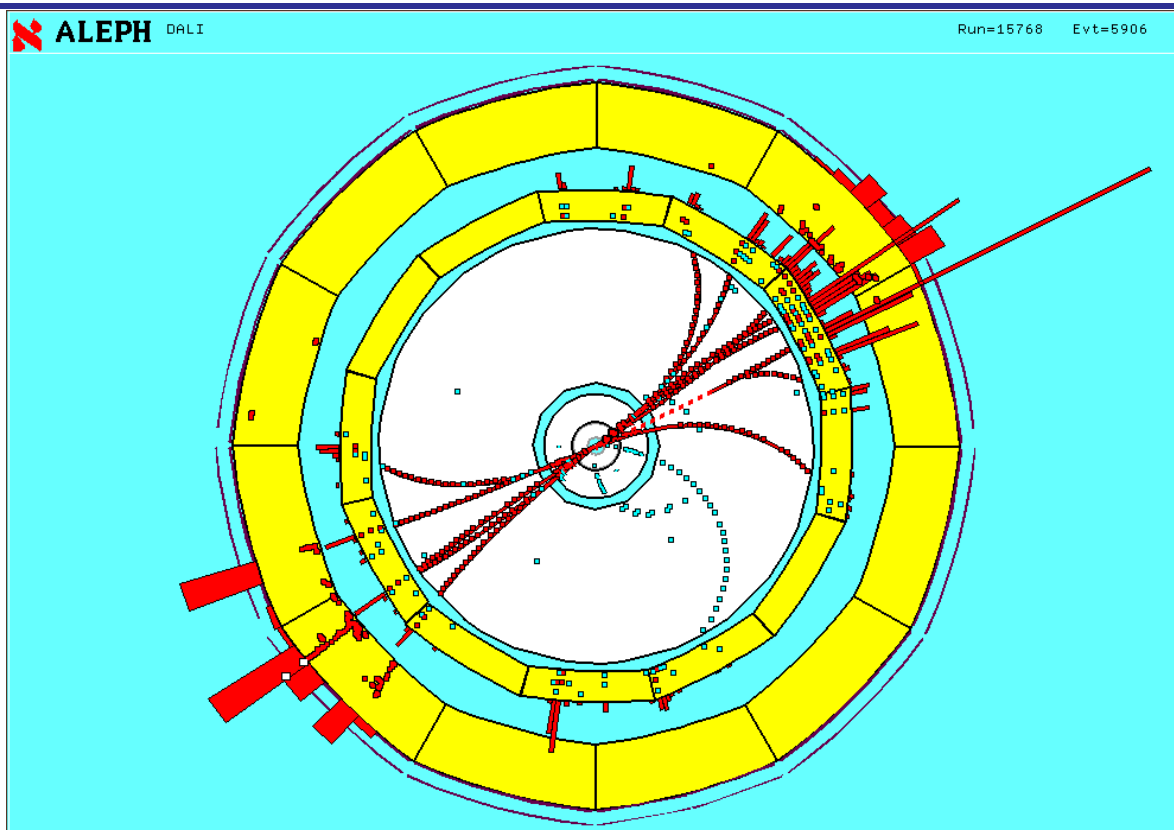
$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$$



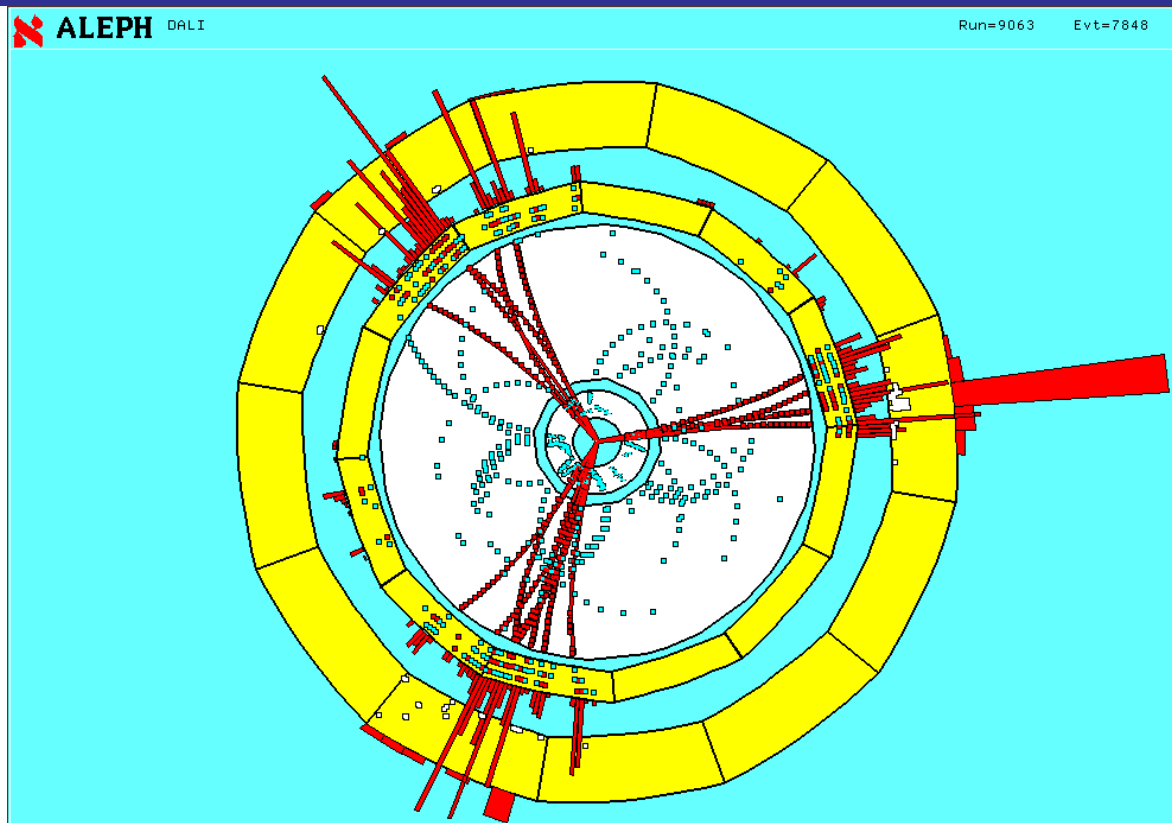
$$e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^-$$



$$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q} \longrightarrow (\text{Hadronen})(\text{Hadronen})$$



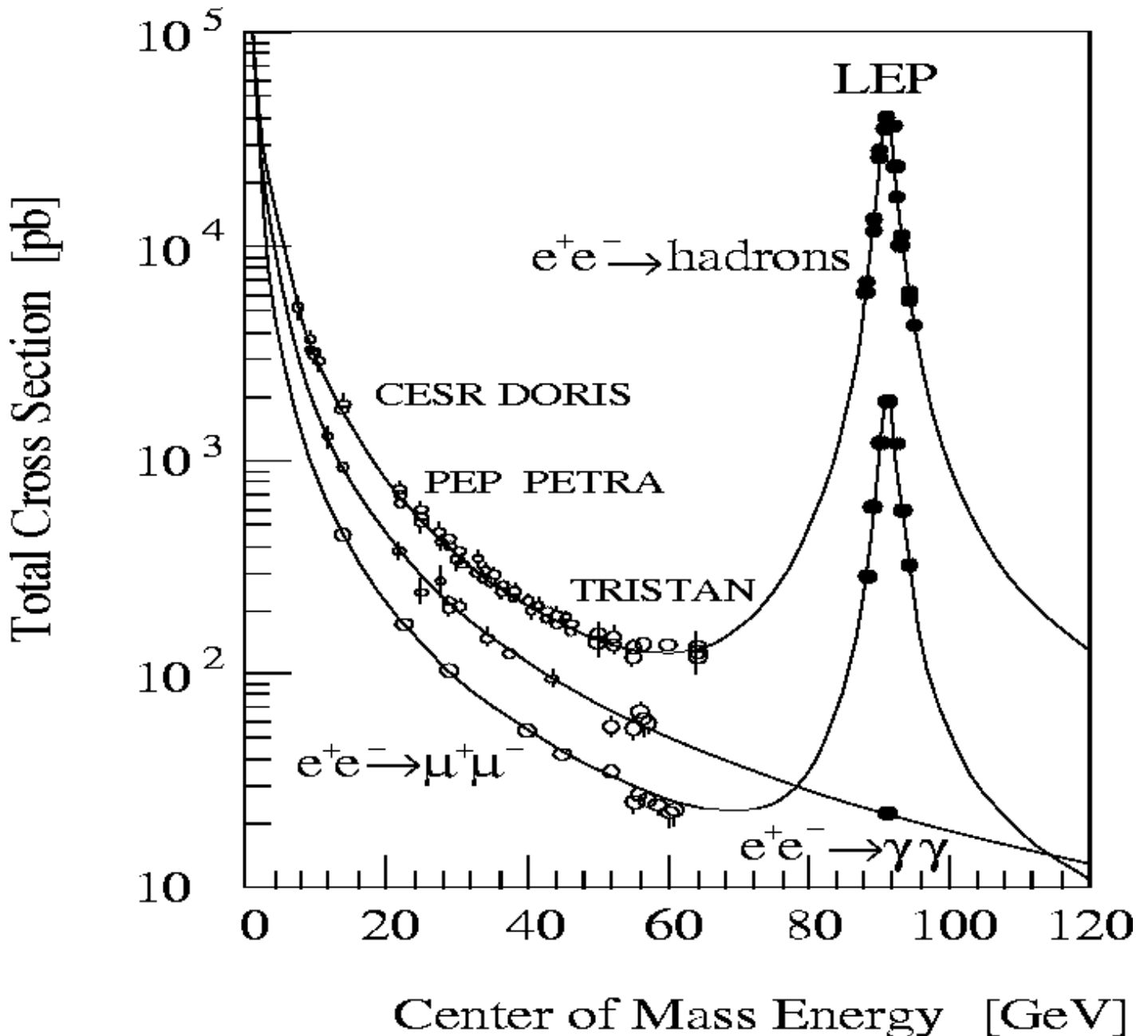
$$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\text{Gluon} \longrightarrow (\text{Hadr.})(\text{Hadr.})(\text{Hadr.})$$



Hadronischer Wirkungsquerschnitt

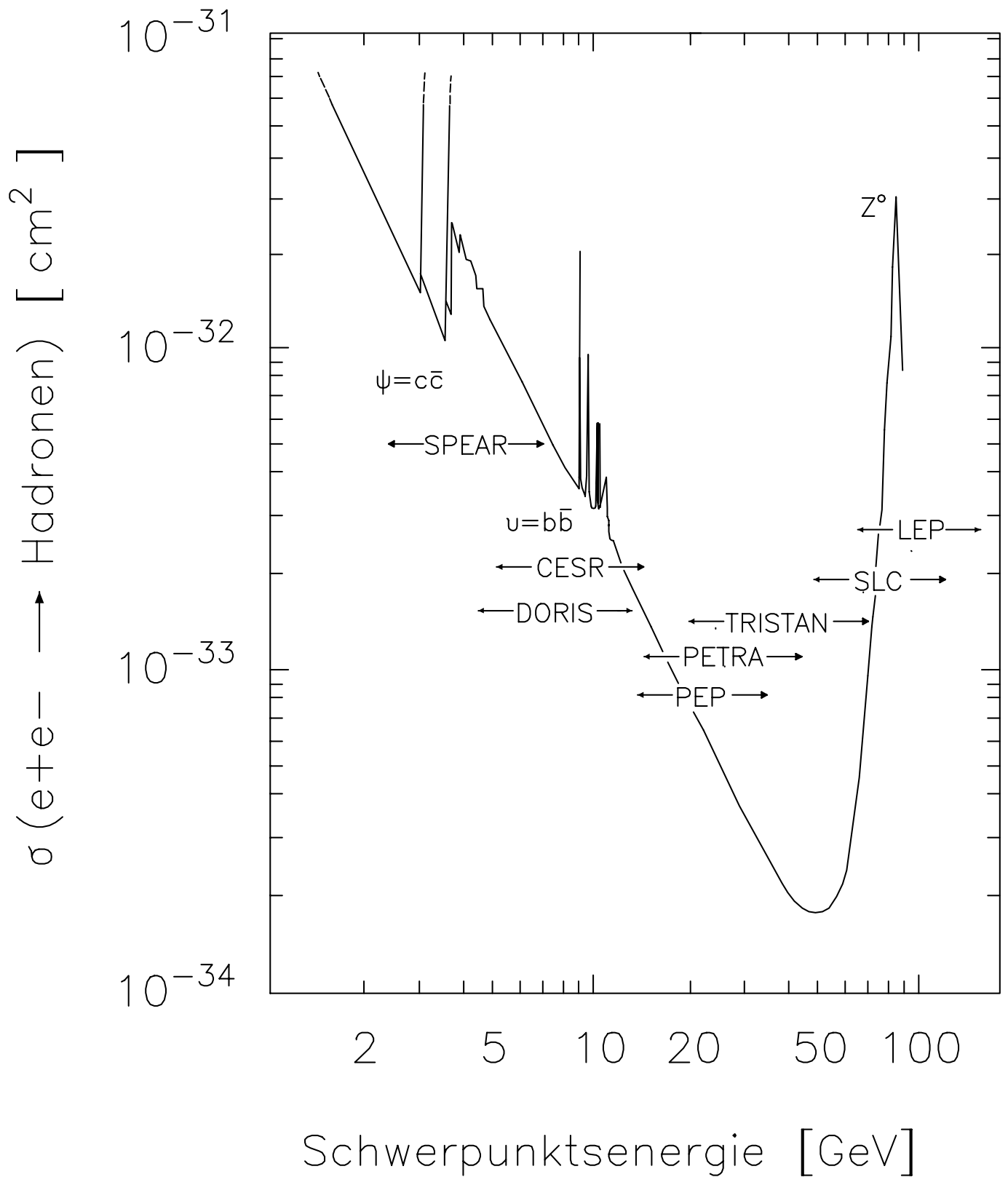
$$\sigma_{\text{had}}(s) = \sum_q \sigma_{q\bar{q}}(s)$$

in der e^+e^- -Vernichtung als Funktion der Schwerpunktsenergie:

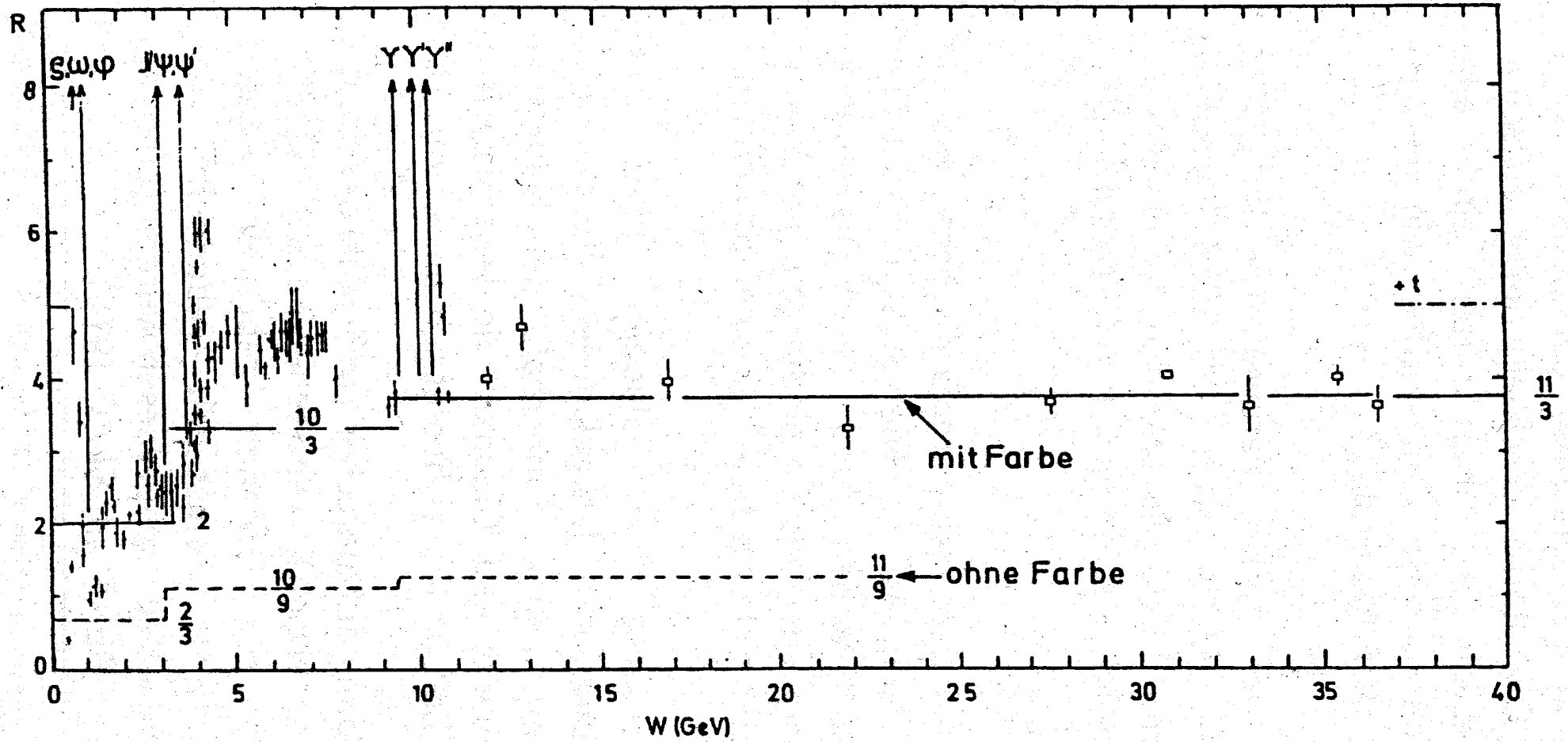


⇒ Test des Standardmodells durch Messung der Observablen M_Z und Γ_Z , $\sigma_{f\bar{f}}(s = M_Z^2)$, A_{FB}^f (⇒ $\sin^2 \theta_W$) bei der Z^0 -Resonanz.

Hadronischer Wirkungsquerschnitt

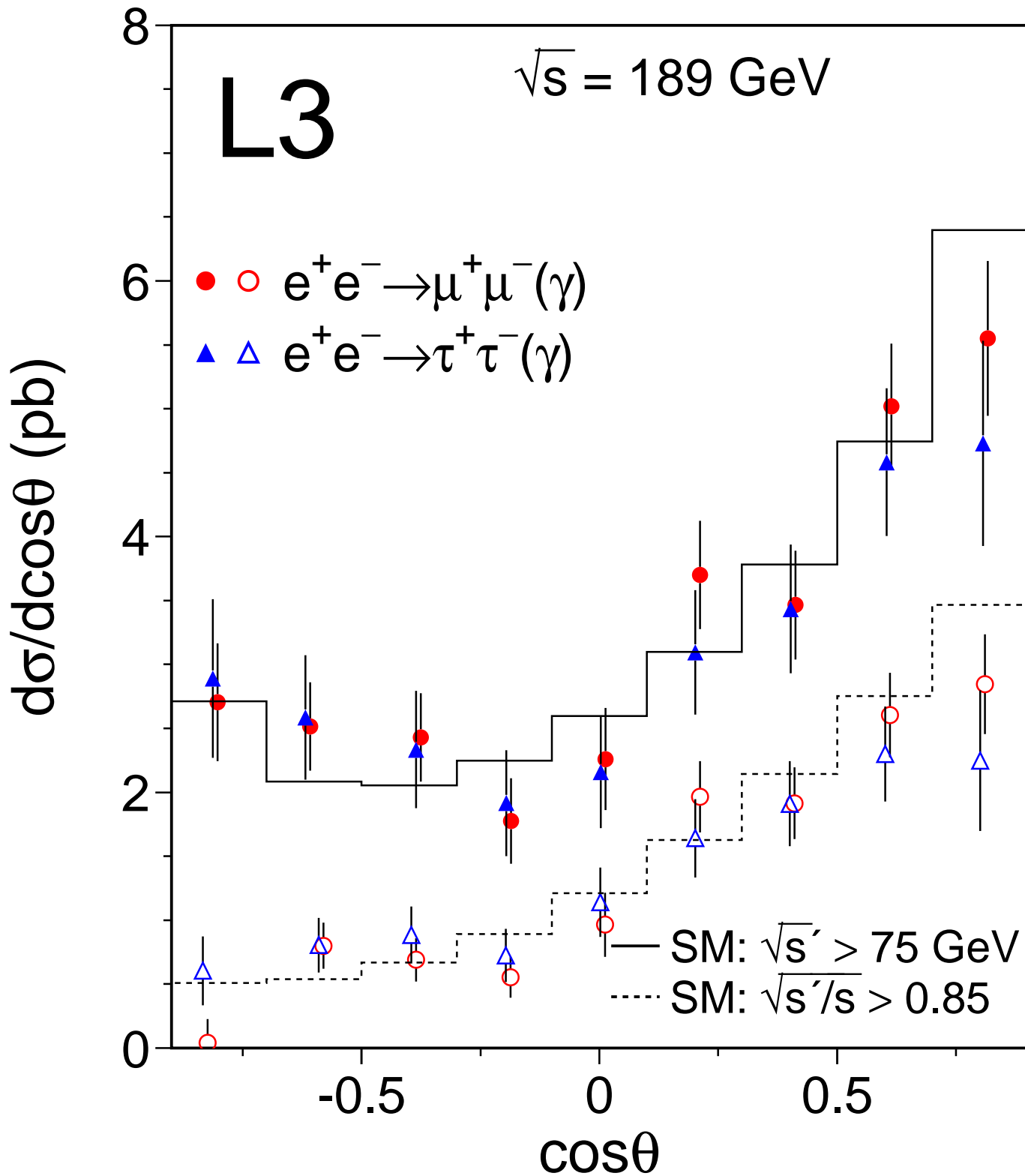


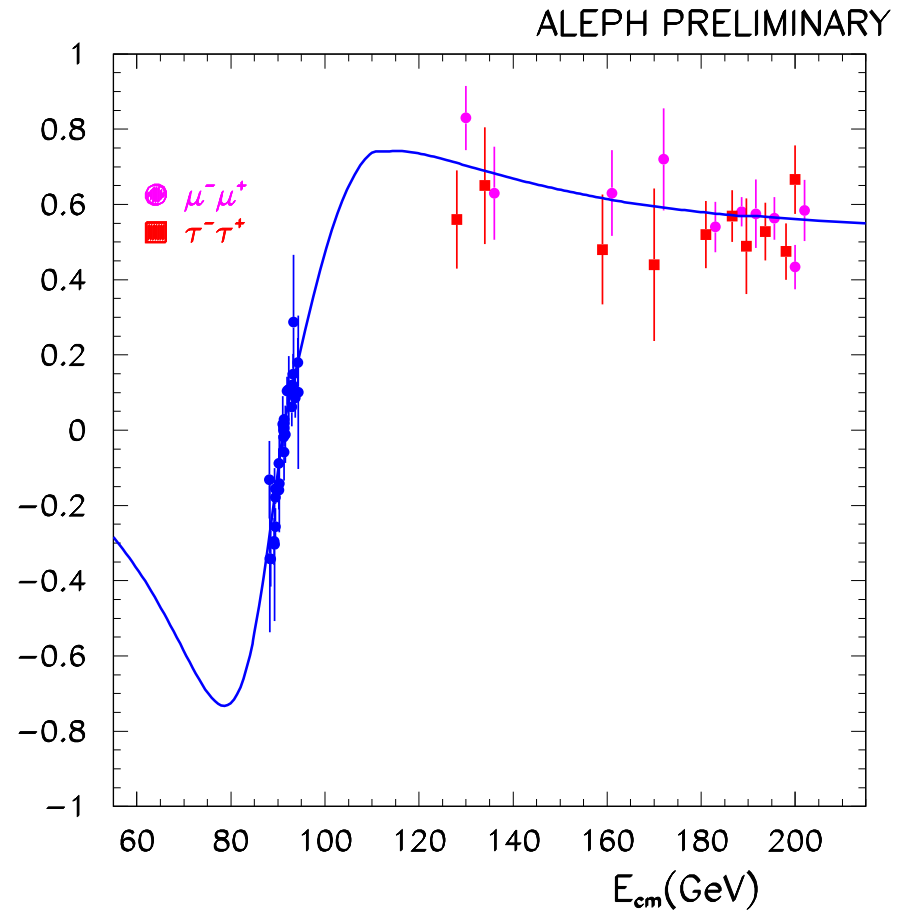
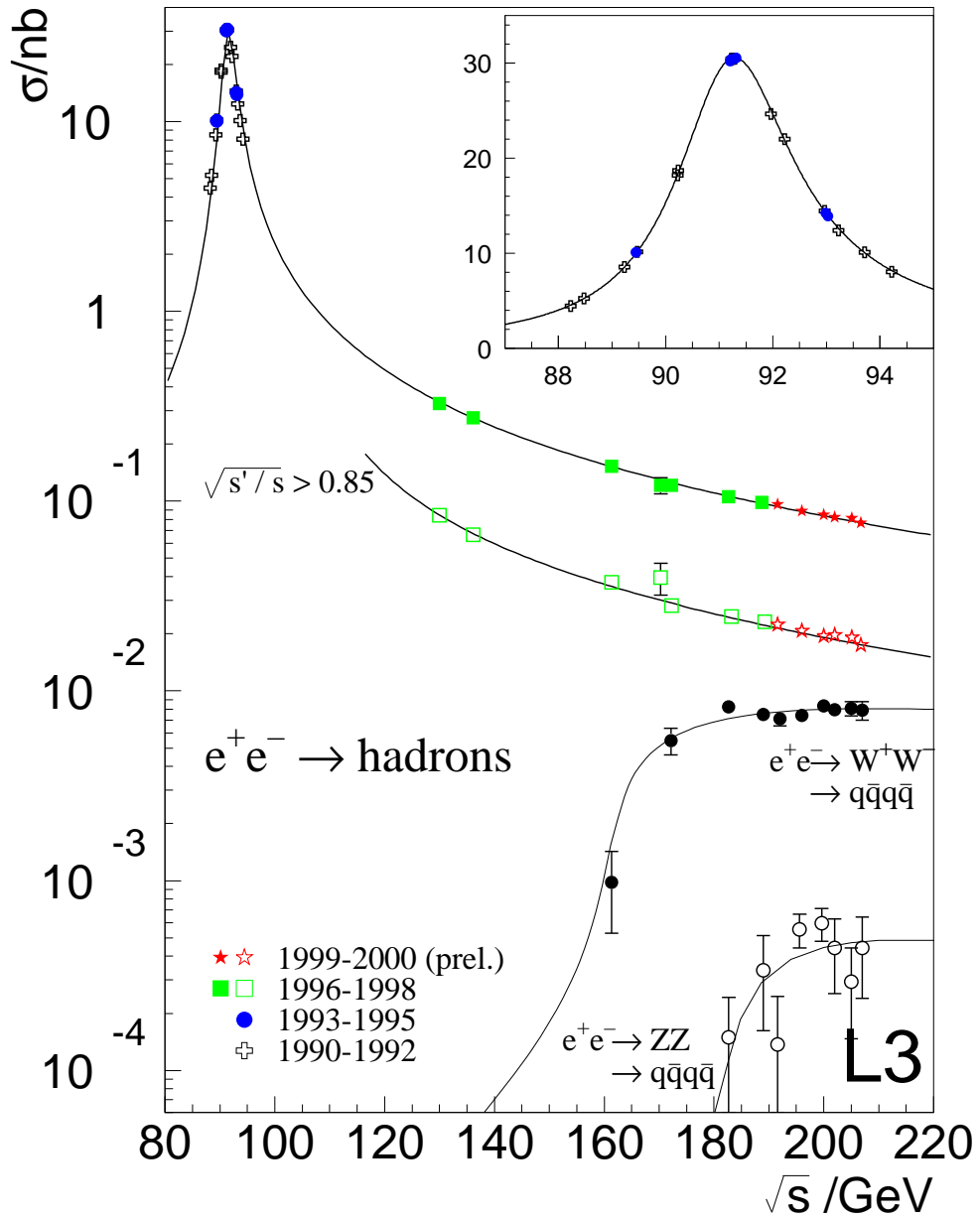
R = Hadronischer Wirkungsquerschnitt/Myonpaarproduktionsquerschnitt



Winkelverteilung der Lepton-Paarproduktion bei LEP mit elektroschwacher Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

$$A_{FB}$$





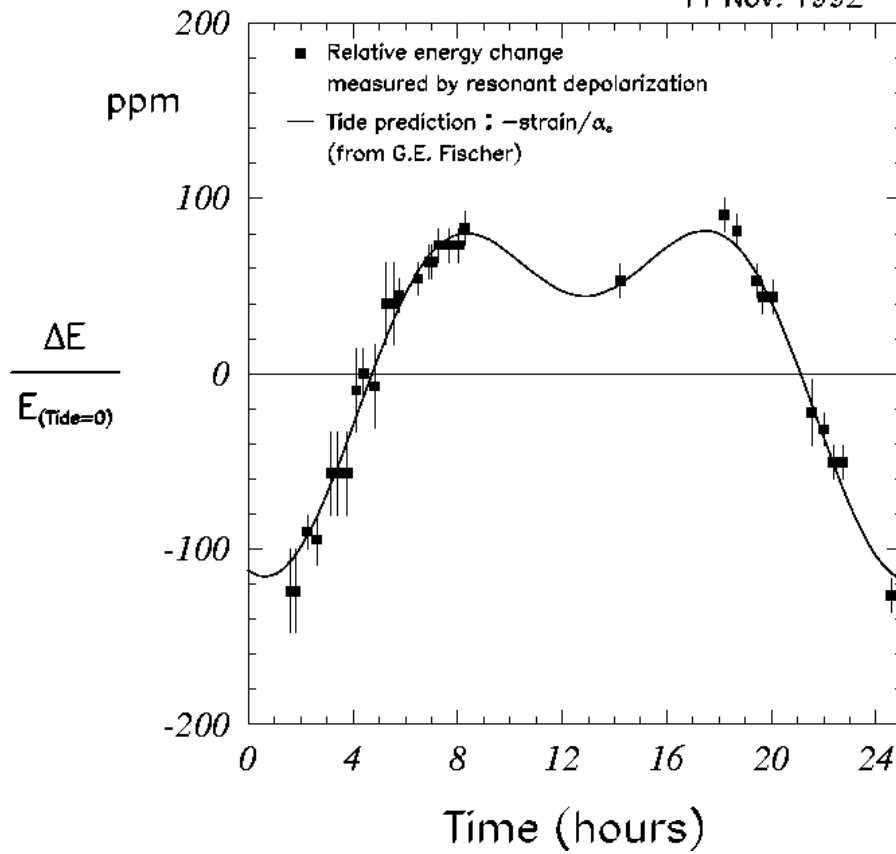
Die Resonanzüberhöhung des Wirkungsquerschnitts führt zu einer großen Zahl von Z^0 -Zerfällen im Detektor, die **Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung** einschließlich der QED- und QCD-Strahlungskorrekturen (notwendig zum Vergleich Theorie–Experiment) und der **elektroschwachen Strahlungskorrekturen** (Test des Standardmodells) bis zur nächst höheren Ordnung der Störungstheorie nach der niedrigsten ermöglichten.

Für die Präzisionsmessung der Z^0 - und der W^\pm -Masse, d.h. der exakten Lage der Z^0 -Resonanz und der W -Schwelle (s.u.), mußte auch die Strahlenergie des LEP-Beschleunigers sehr genau bestimmt werden: durch Messung der Spinprezession der in den Ablenkmagnetfeldern umlaufenden Elektronen und Positronen durch Compton-Streuung an einem in das Strahlrohr eingespiegelten Laserstrahl.

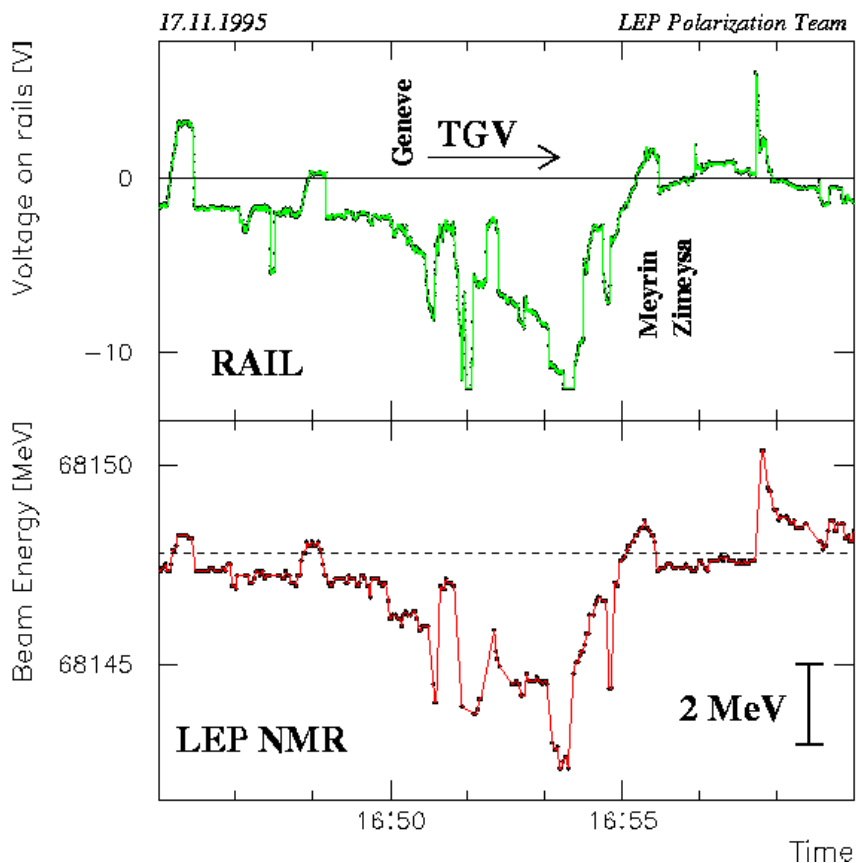
Dabei mußten der Einfluß der Mondphasen (Gezeitenkräfte) und des Wasserstands im Genfer See auf Umfang und Lage des LEP-Rings (d.h. der Ablenk dipolmagnete) und der nahen TGV-Trasse Paris–Genf auf Dipolmagnetströme des Beschleunigers berücksichtigt werden. Es wurde schließlich eine Genauigkeit von **20 MeV** in der Kenntnis der Strahlenergie erreicht.

LEP TidExperiment

11 Nov. 1992

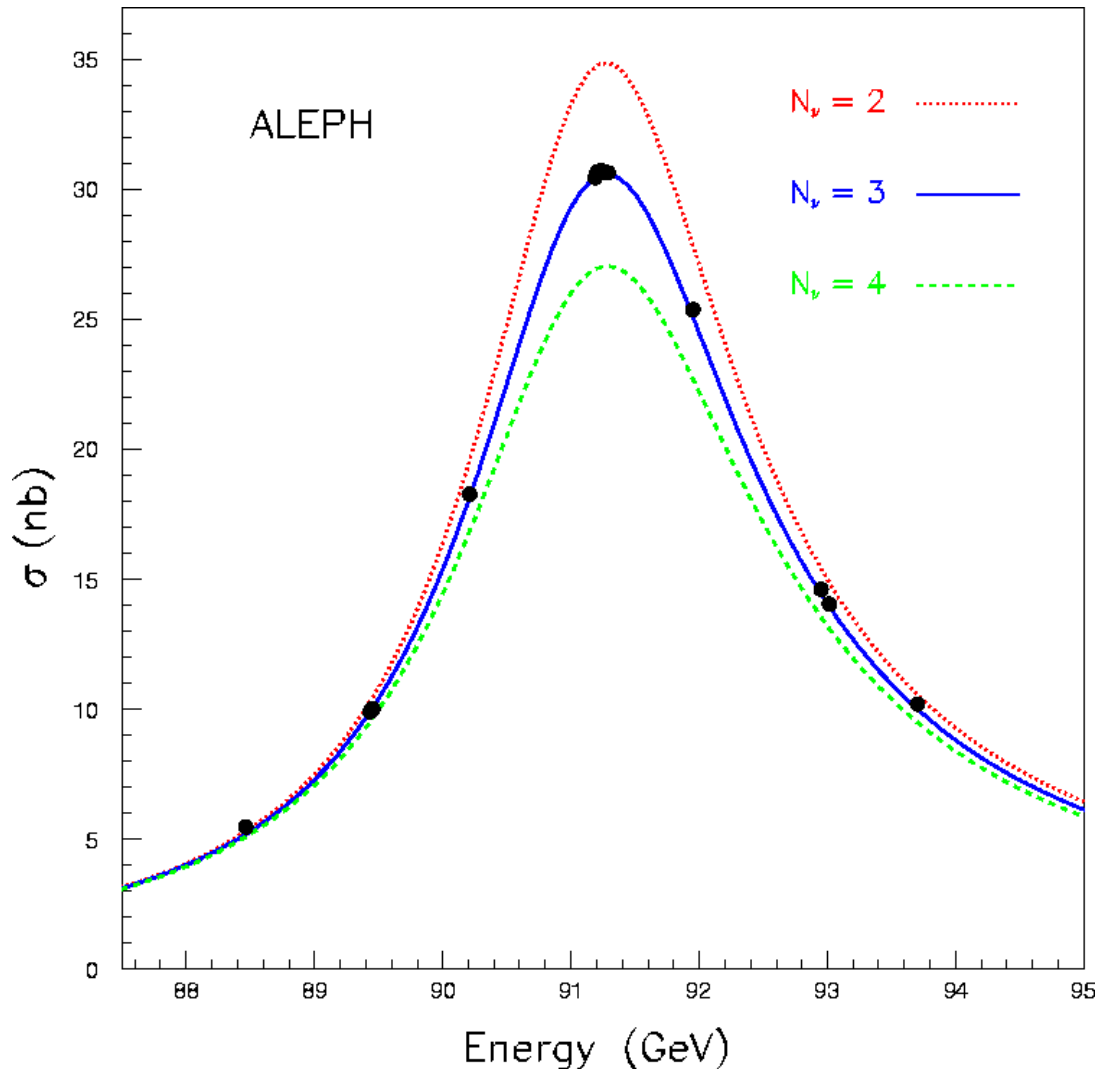


Correlation between trains and LEP energy



Zahl der Neutrino-Generationen

Z^0 -Resonanzkurve $\sigma_{\text{had}}(s)$ im e^+e^- -Reaktionsquerschnitt, gemessen mit dem **ALEPH-Detektor** bei LEP:



Gleich nach der Inbetriebnahme der Experimente am e^+e^- -Speicherring LEP am CERN und gleichzeitig des MARK II-Experiments am e^+e^- -Collider SLC am SLAC (Stanford bei San Francisco) 1989 (Schwerpunktsenergie bei der Z^0 -Resonanz) konnte die Zahl der leichten Neutrinos N_ν , in die das Z^0 -Boson zerfällt ($2m_\nu \leq M_Z$), und damit die **Zahl der Quark-Lepton-Generationen** präzise gemessen werden:

$$N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083 \quad (2002).$$

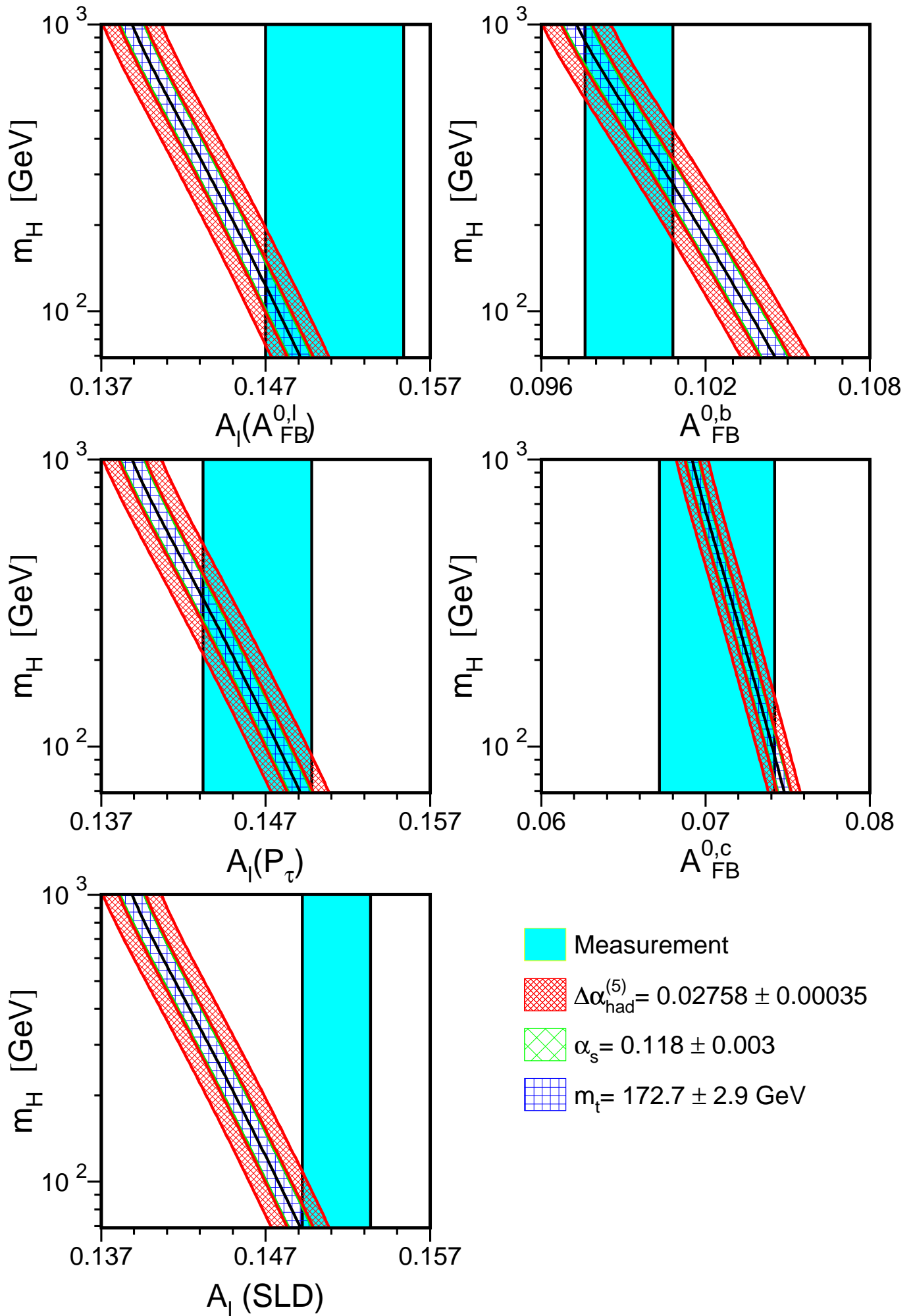
Dies geschieht durch Vergleich der gemessenen Resonanzkurve für $\sigma_{\text{had}}(s)$ mit der Vorhersage des Standardmodells für verschiedene Anzahlen von leichten Neutrinos.

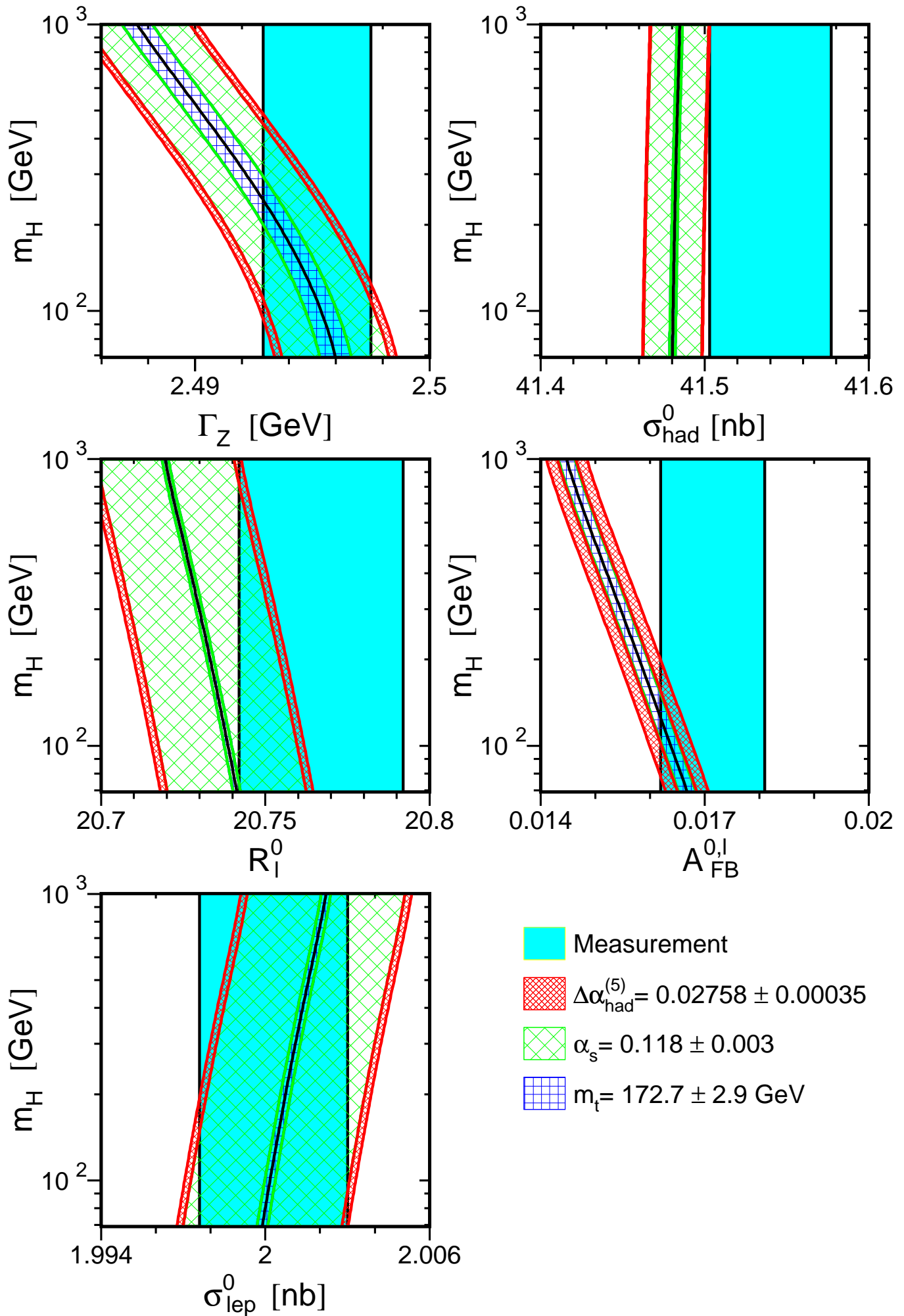
Von der Zahl der Neutrino-Generationen hängt die Gesamtbreite Γ_Z des Z^0 -Bosons ab, nicht aber Γ_{had} , da Quarks eventueller neuer Generationen bei LEP nicht beobachtet wurden und ihre Massen so groß sein müßten, daß das Z^0 -Boson im Ruhesystem nicht in sie zerfallen kann. Deshalb nimmt mit der Zahl der Neutrino-Generationen die Breite der Resonanz zu und entsprechend der Resonanzquerschnitt

$$\sigma_{\text{had}}^0 = \frac{12\pi\Gamma_Z^e\Gamma_Z^{\text{had}}}{M_Z^2\Gamma_Z^2}$$

ab.

Präzisionsmessungen der Parameter des Z^0 -Produktionsquerschnitts bei der Resonanz bei LEP I (und SLC) im Vergleich mit den Vorhersagen des Standardmodells der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Masse des Higgs-Bosons:





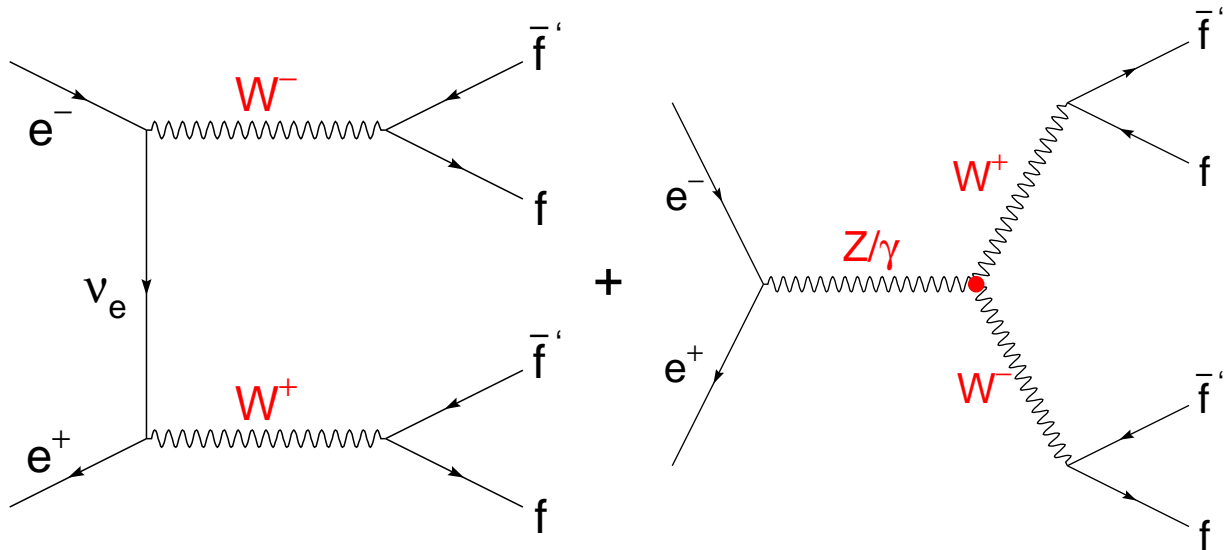
2.1.2 Messungen der W-Boson-Produktion

Von 1996 bis November 2000 wurde die Schwerpunktsenergie des LEP-Speicherrings in mehreren Schritten, 130, 161, 172 GeV (1996), 183 GeV (1997), 189 GeV (1998), 192, 196, 200, 202 GeV (1999), bis auf das Maximum von **208 GeV (2000)** erhöht durch Einbau supraleitender RF-Resonatoren als Beschleunigungsstrecken.

Damit konnte die Schwelle zur Erzeugung von W^+W^- -Paaren in der e^+e^- -Vernichtung und damit die W^\pm -Masse präzise vermessen werden.

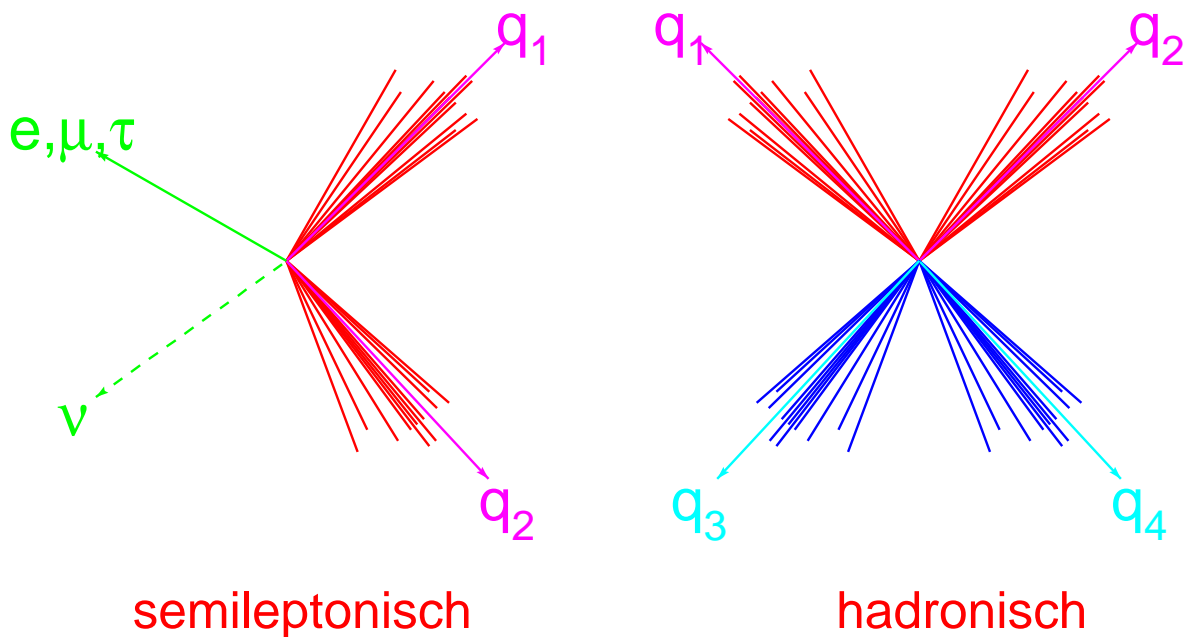
W- Boson- Produktion bei LEP

- W^+W^- -Produktion in niedrigster Ordnung :

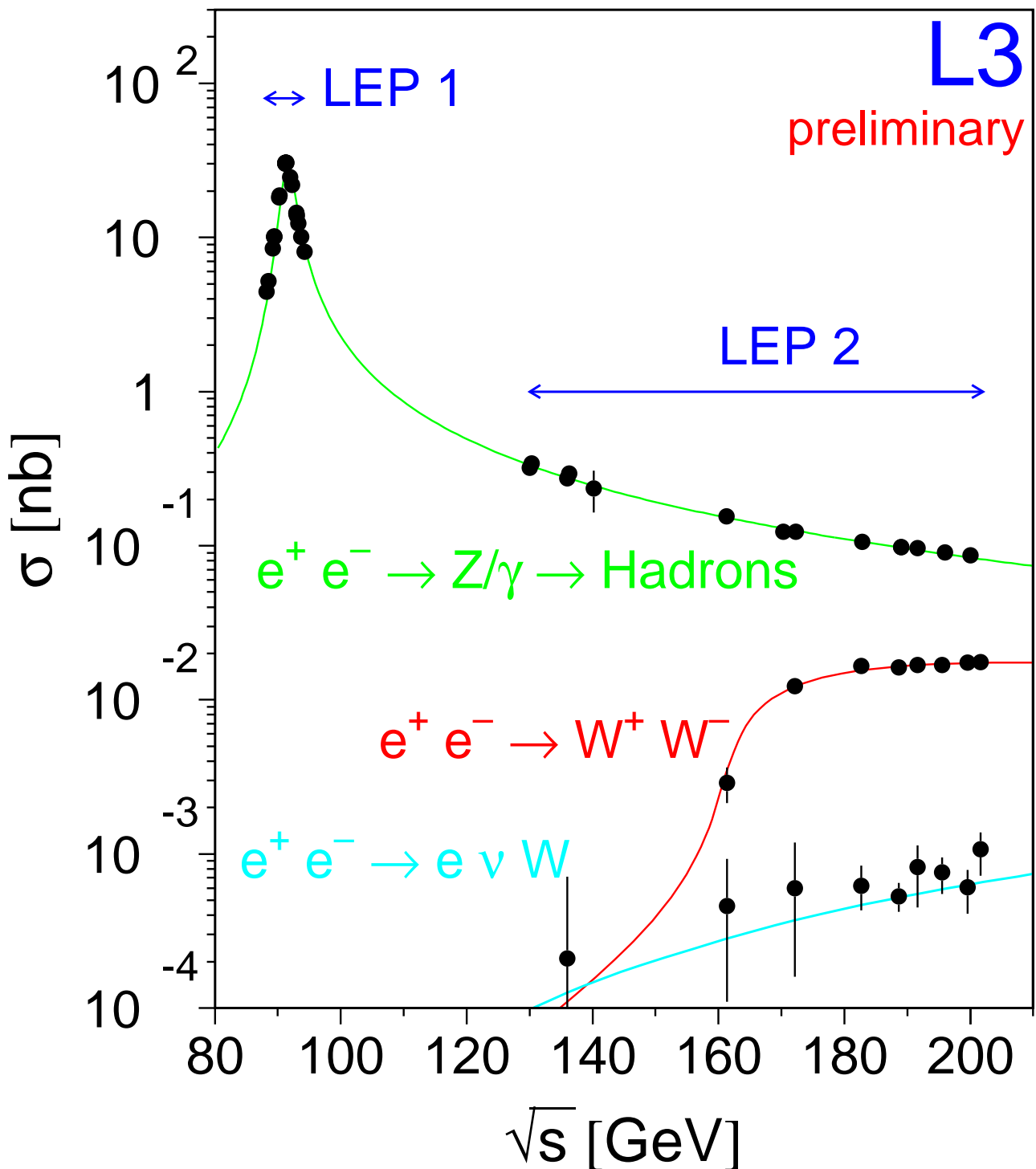


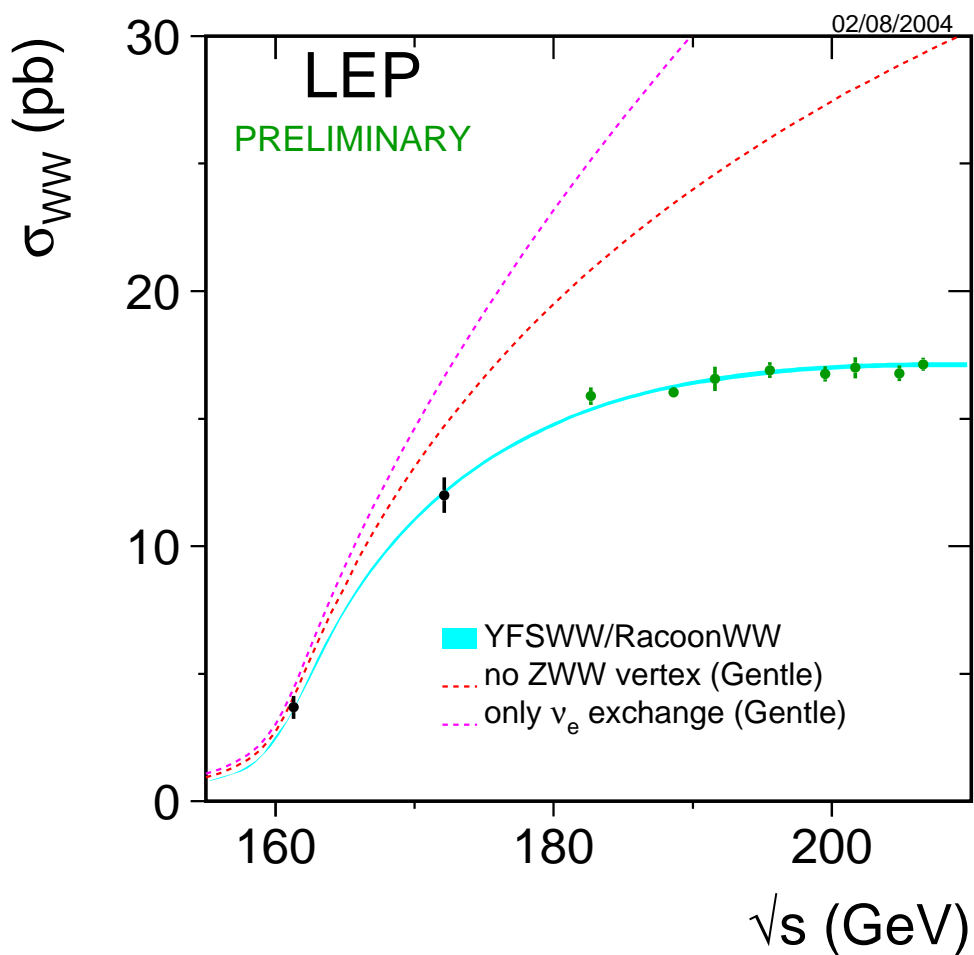
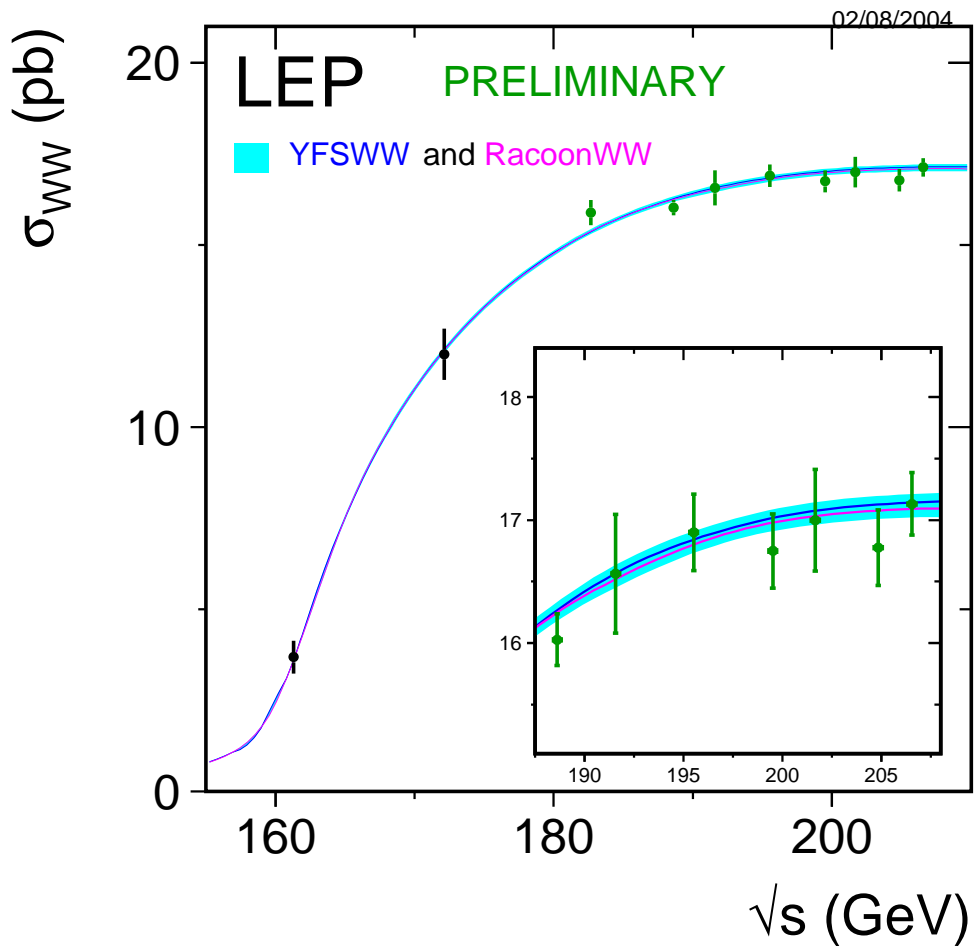
- W^+W^- -Zerfaelle :

$WW \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$	45.6 %		
$WW \rightarrow qq\bar{l}l$	$\left\{ \begin{array}{l} qqe\nu \\ qq\mu\nu \\ qq\tau\nu \end{array} \right\}$	43.8 %	
$WW \rightarrow ll\bar{l}l$			10.6 %

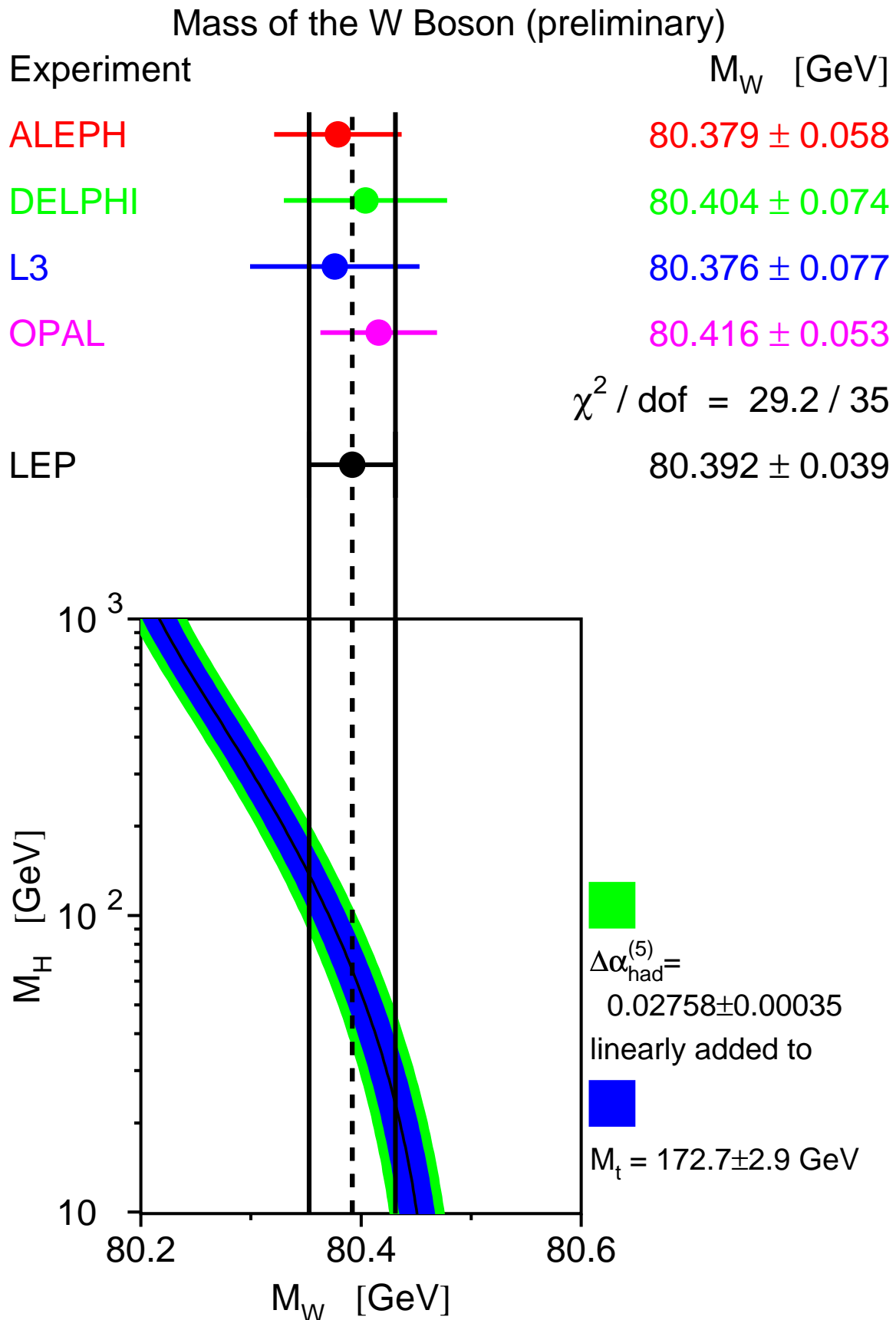


W- Boson- Produktion bei LEP

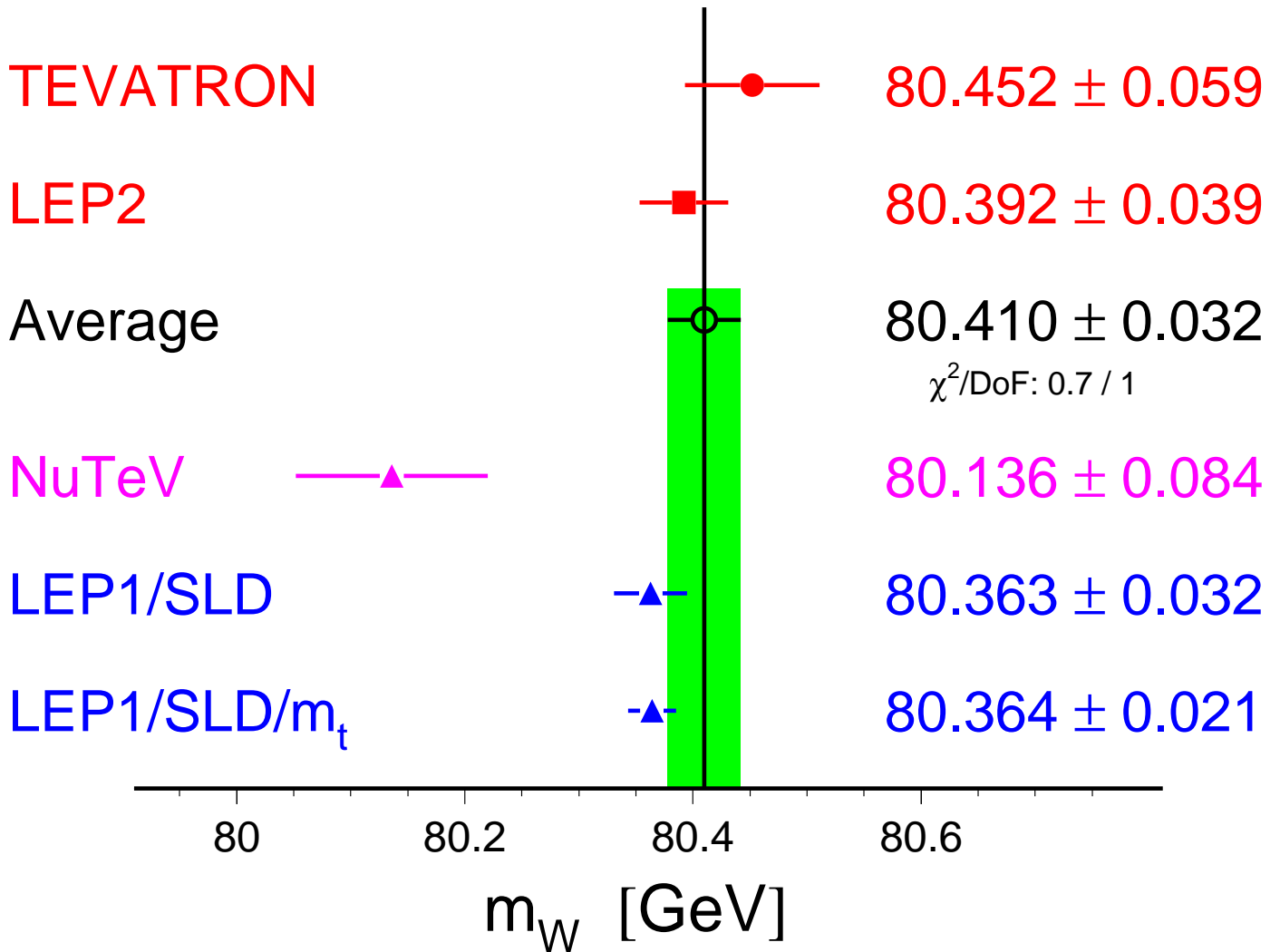




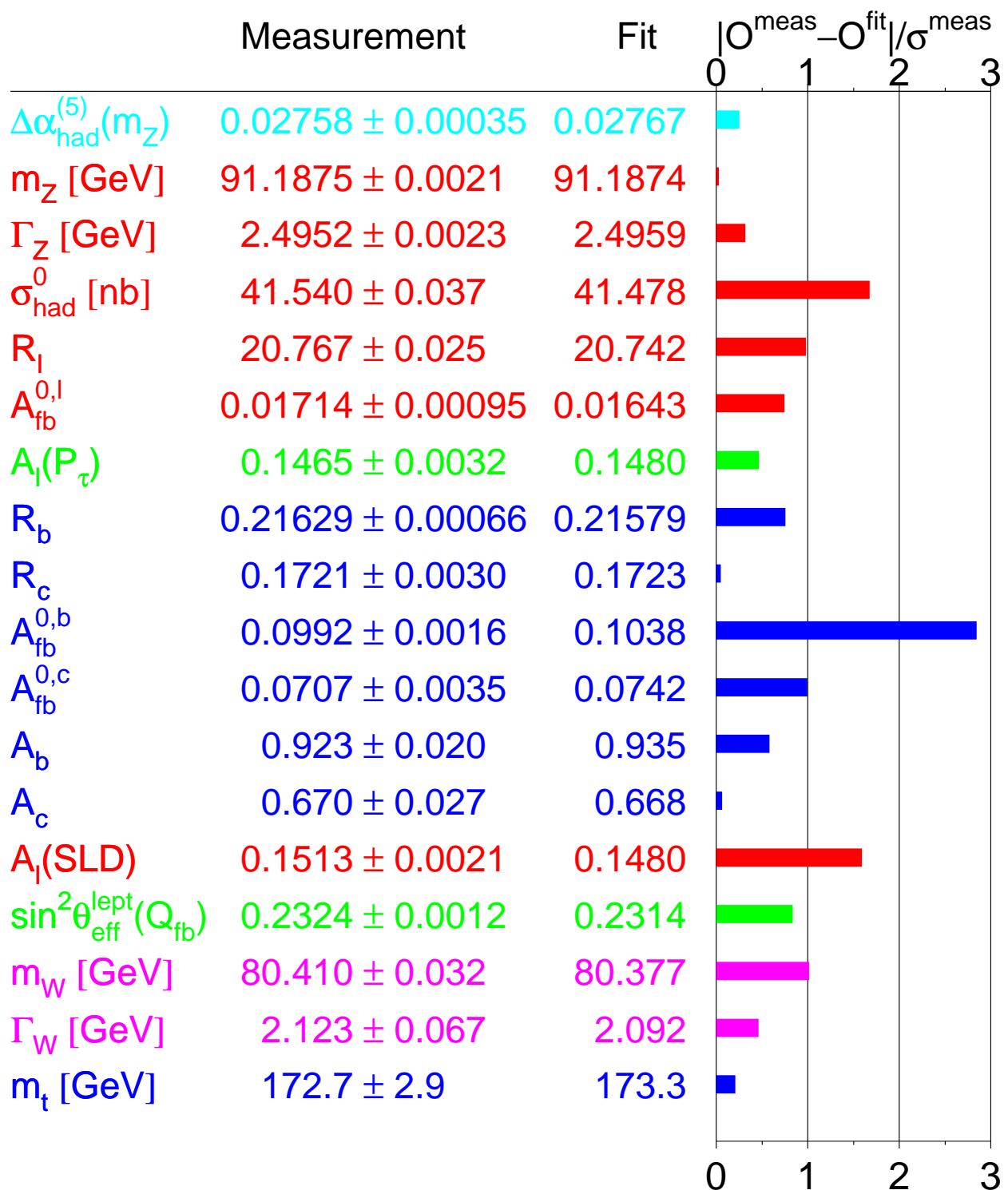
Messungen der W-Boson-Masse bei LEP II (Experimente ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) und bei den $p\bar{p}$ -Collidern SPS (Experimente UA1 und UA2) und TEVATRON (Experimente CDF und D0):



W-Boson Mass [GeV]



2.1.3 Präzisionstests des Standardmodells



In der 2. Ordnung der Störungstheorie der elektroschwachen Wechselwirkung (Strahlungskorrekturen) zur e^+e^- -Vernichtung, werden u.a. virtuelle W-Bosonen, top-Quarks und Higgs-Bosonen ausgetauscht, die bei LEP noch nicht direkt erzeugt werden konnten. Die Beiträge der Strahlungskorrekturen hängen von den Massen M_W und m_t (quadratisch, stark) und M_H (logarithmisch, schwach) ab. Der Vergleich mit den Präzisionsmessungen erlaubt daher die indirekte Bestimmung von M_W , m_t und M_H :

- Präzise Vorhersage von $M_W = 80.364 \pm 0.021 \text{ GeV}$

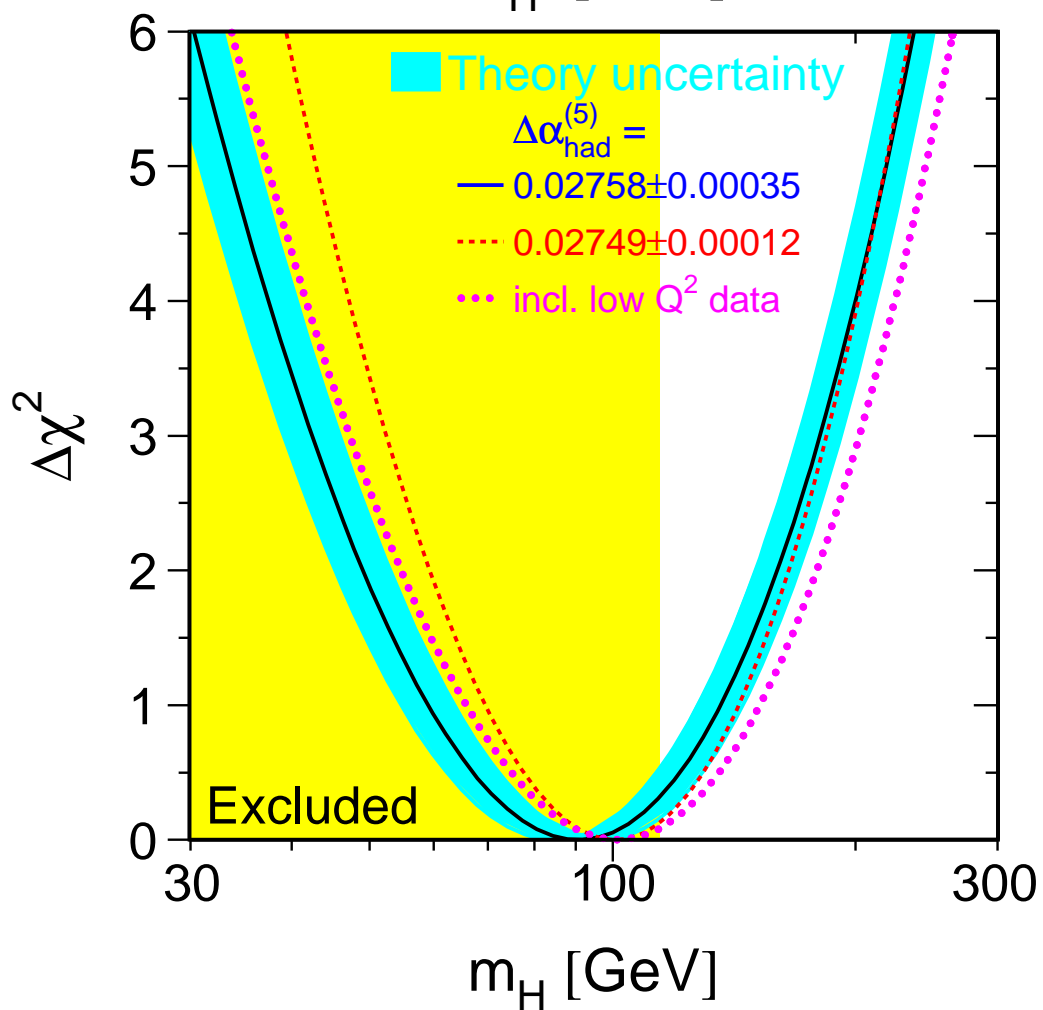
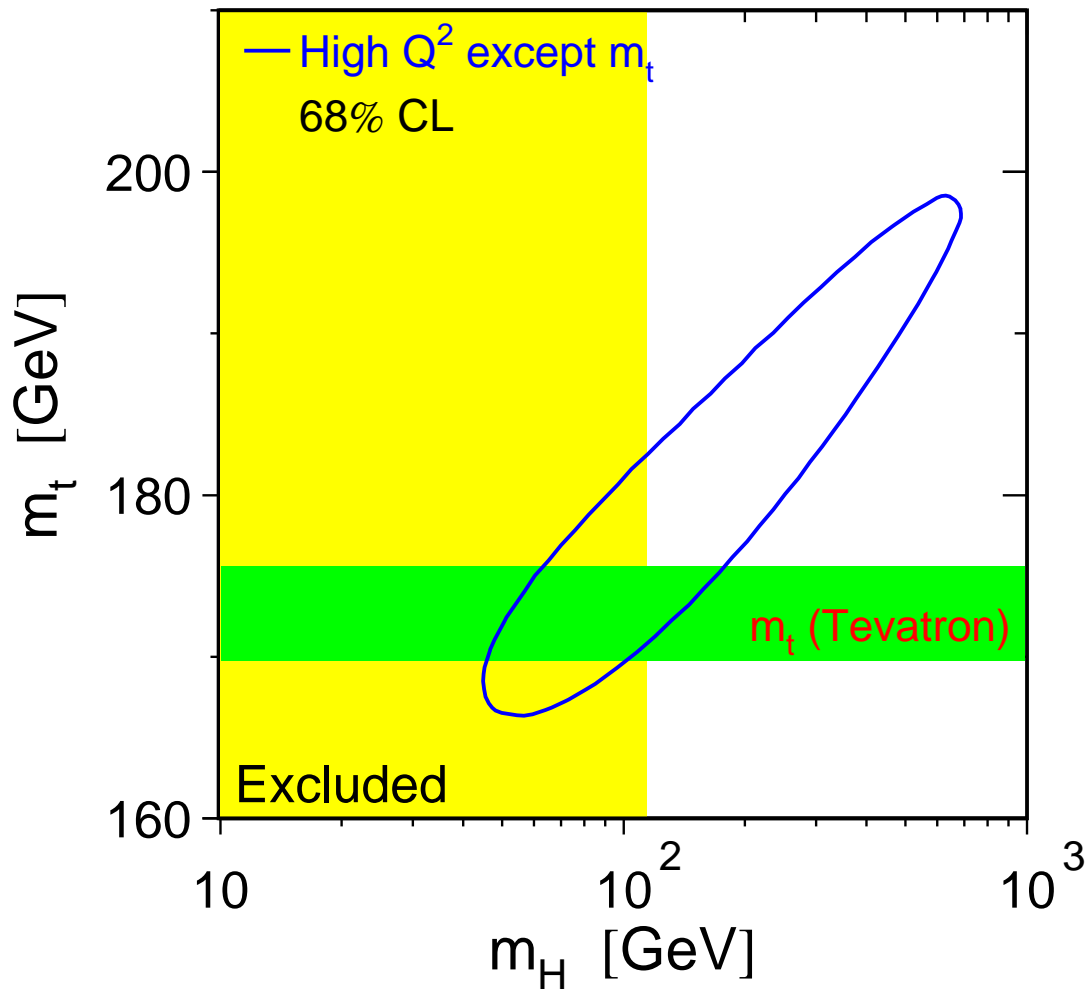
(direkte Messungen: $M_W = 80.410 \pm 0.032 \text{ GeV}$).

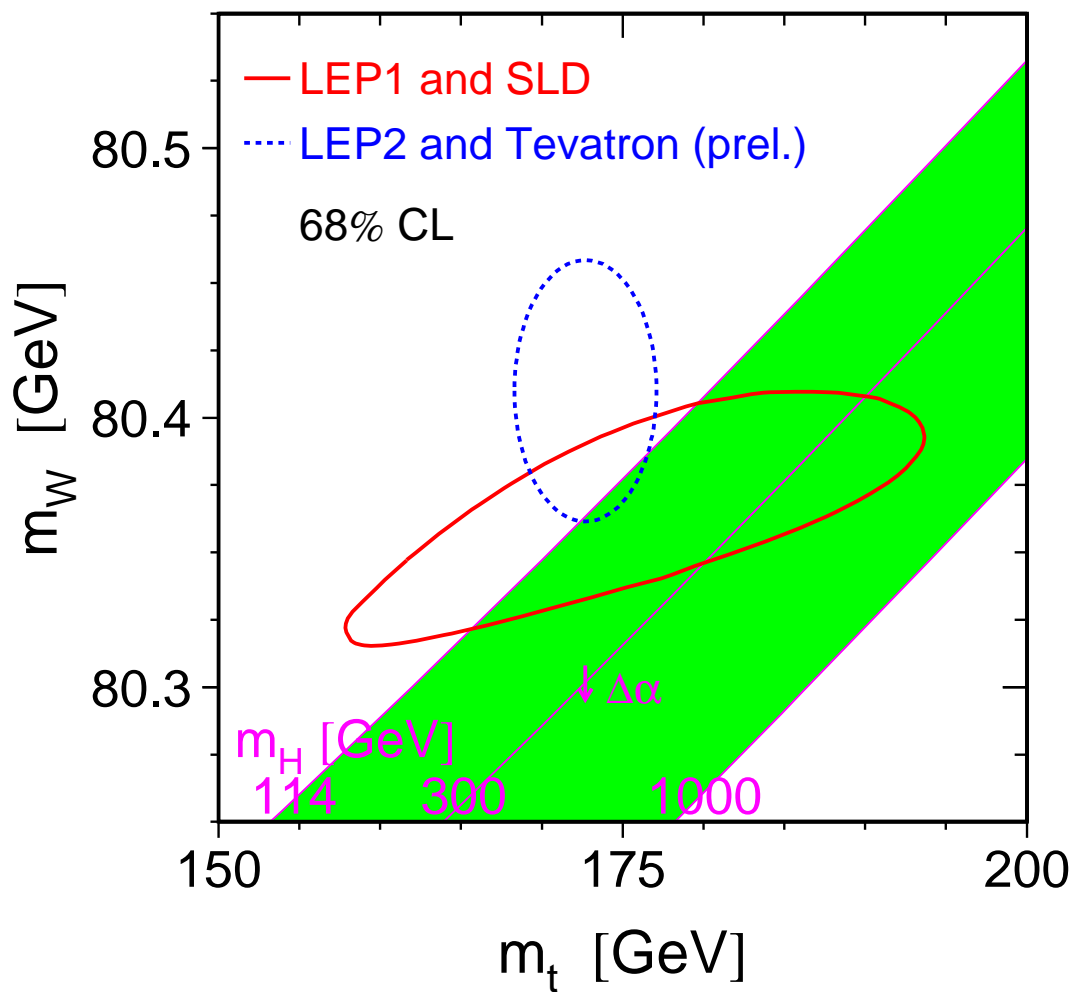
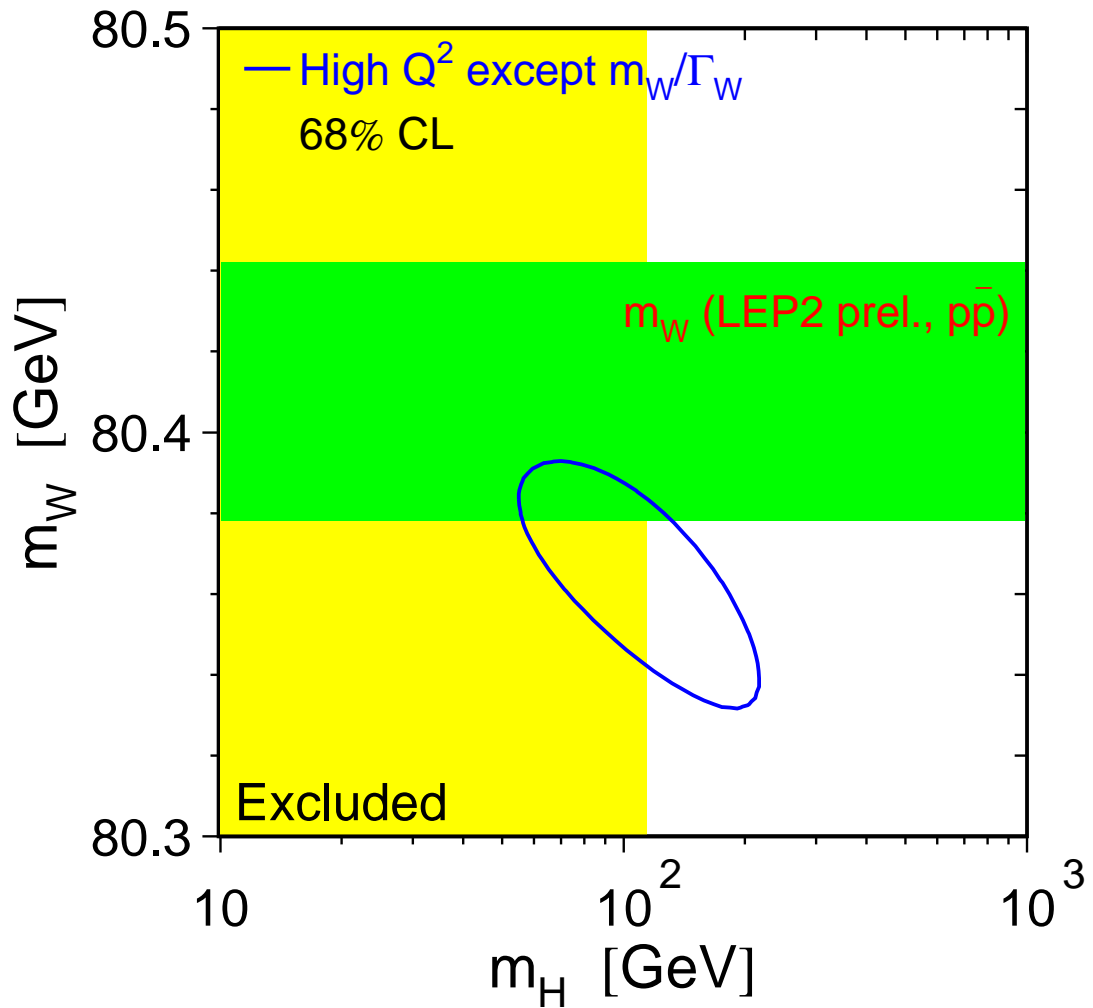
- Präzise Vorhersage von $m_t = 179_{-9}^{+12} \text{ GeV}$

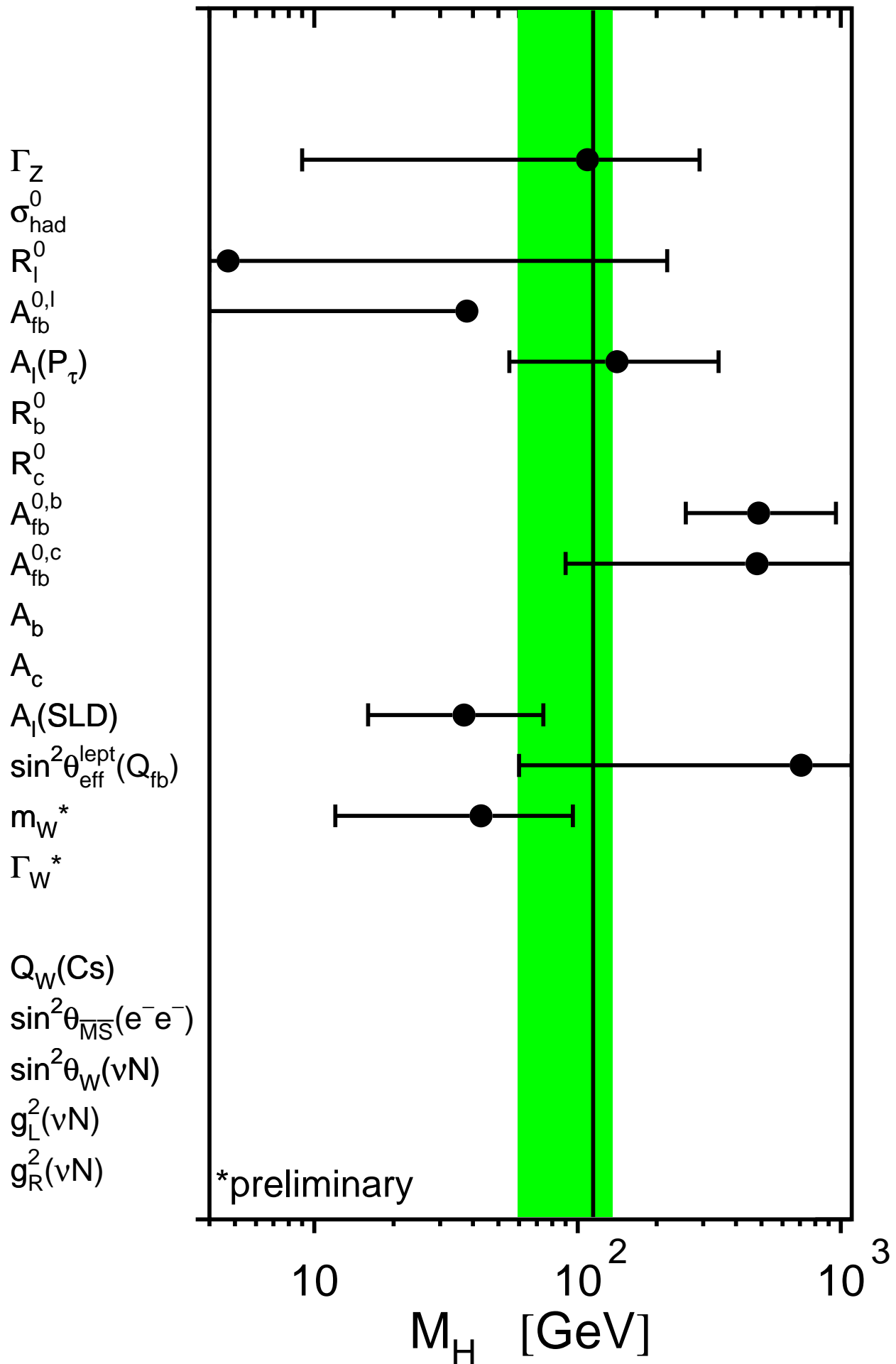
(direkte Messung am TEVATRON seit der Entdeckung des top-Quarks 1994/95: $m_t = 172.7 \pm 2.9 \text{ GeV}$).

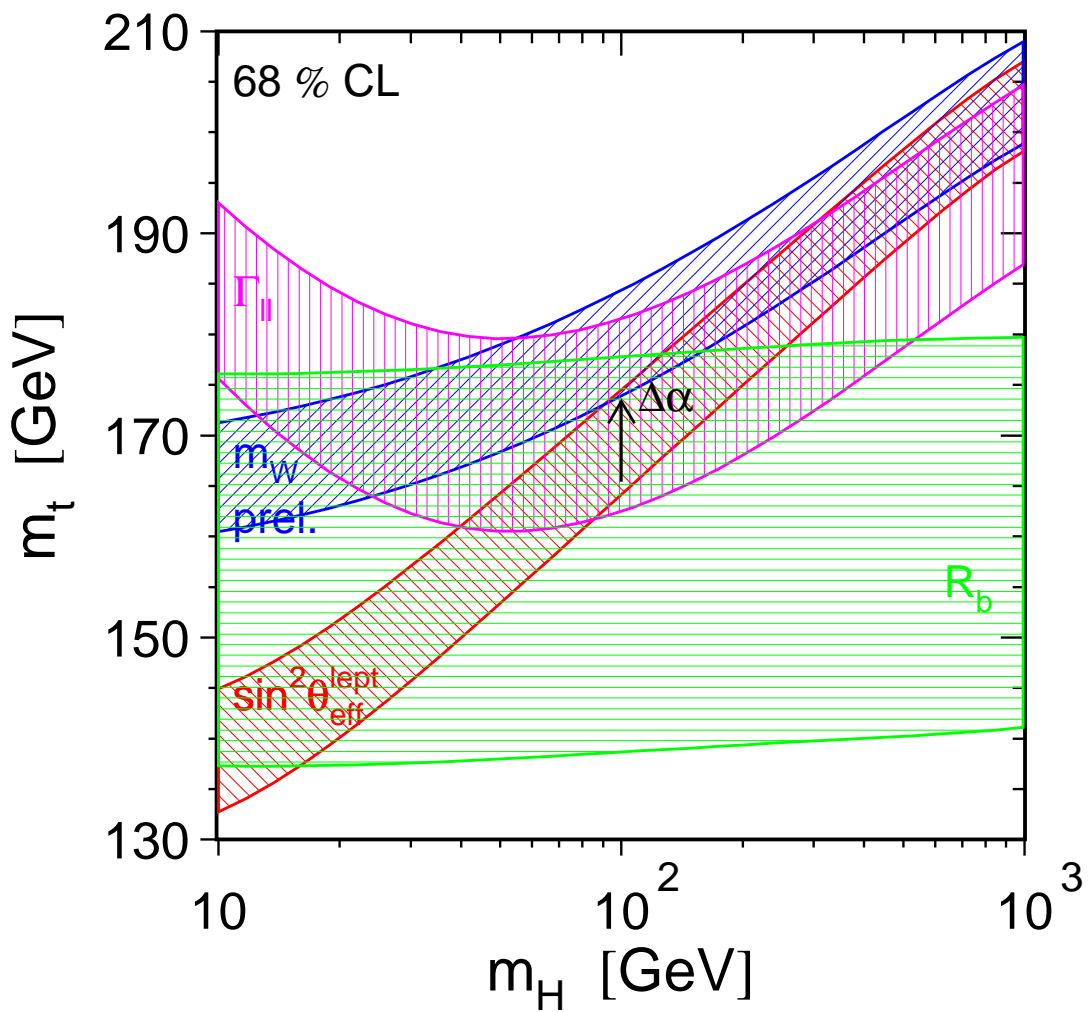
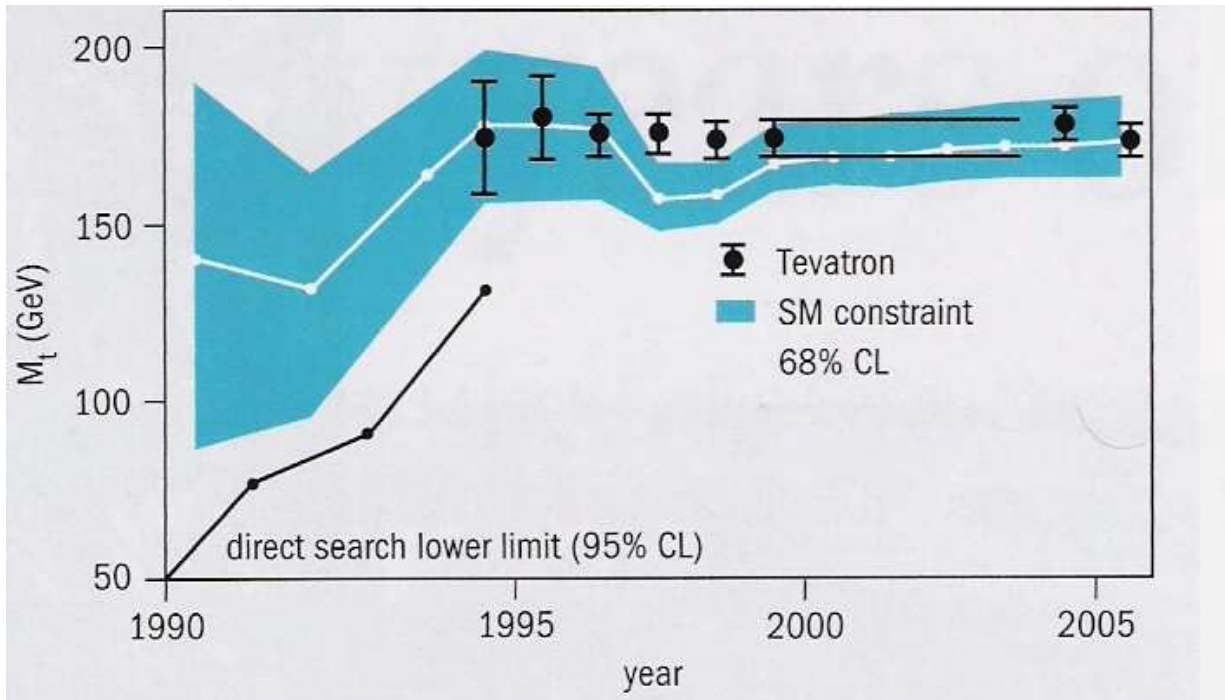
- Die elektroschwachen Präzisionsmessungen bevorzugen eine kleine Masse $M_H = 91_{-32}^{+45} \text{ GeV}$ für das Higgs-Boson an der unteren Grenze $M_H > 114.4 \text{ GeV}$ von der direkten Suche bei LEP. Die indirekte obere Grenze ergibt sich aus den Präzisionsmessungen zu $M_H < 186 \text{ GeV}$.

Sie hängt erheblich von der genauen Messung der elektromagnetischen Feinstrukturkonstanten und ihrer Strahlungskorrekturen (Renormierung, Abschirmung durch Vakuumpolarisation) ab (aktuelle Messungen des Vakuumpolarisationsbeitrags der Quarks am e^+e^- -Speicherring BES in Peking bei niedrigen Schwerpunktsenergien) sowie vom genauen Wert der top-Masse.









$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$

M_Z

Γ_Z

σ_{had}^0

R_l^0

$A_{\text{fb}}^{0,l}$

$A_l(P_\tau)$

R_b^0

R_c^0

$A_{\text{fb}}^{0,b}$

$A_{\text{fb}}^{0,c}$

A_b

A_c

$A_l(\text{SLD})$

$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(Q_{\text{fb}})$

m_W^*

Γ_W^*

M_t

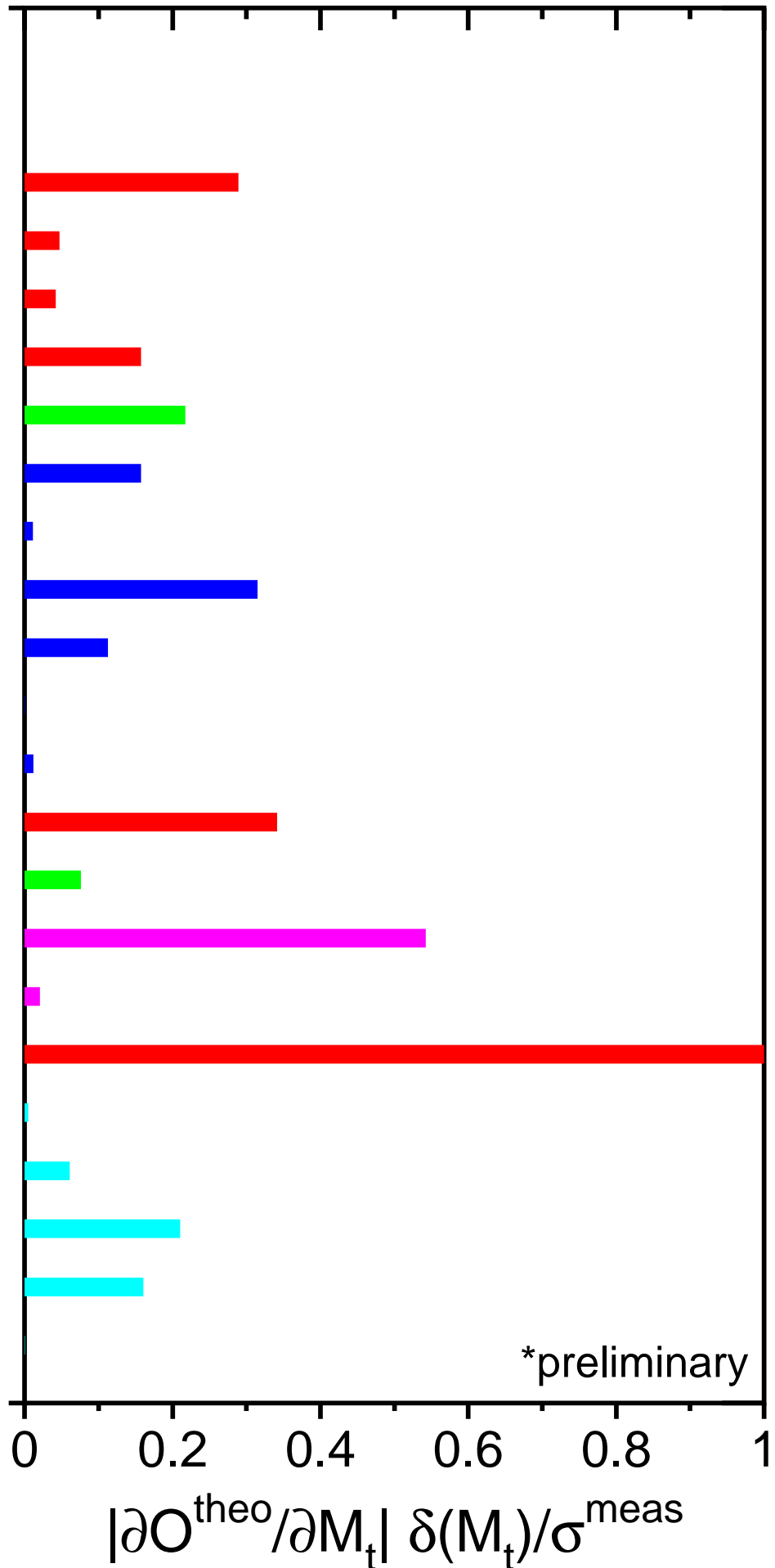
$Q_W(\text{Cs})$

$\sin^2\theta_{\overline{\text{MS}}}(e^-e^-)$

$\sin^2\theta_W(\nu N)$

$g_L^2(\nu N)$

$g_R^2(\nu N)$



$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ M_Z Γ_Z σ_{had}^0 R_l^0 $A_{\text{fb}}^{0,l}$ $A_l(P_\tau)$ R_b^0 R_c^0 $A_{\text{fb}}^{0,b}$ $A_{\text{fb}}^{0,c}$ A_b A_c $A_l(\text{SLD})$ $\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(Q_{\text{fb}})$ m_W^* Γ_W^* M_t $Q_W(\text{Cs})$ $\sin^2\theta_{\overline{\text{MS}}}(e^-e^-)$ $\sin^2\theta_W(\nu N)$ $g_L^2(\nu N)$ $g_R^2(\nu N)$ 