2. Aktuelle experimentelle Tests des Standardmodells

2.1 Päzisionsmessungen 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 Einfallsrichtung 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):

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

mit

$$\begin{aligned}
C_1^f(s) &= Q_e^2 Q_f^2 + 8Q_eQ_f v_e v_f \mathcal{R}e\chi(s) \\
&+ \ 16(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)|\chi(s)|^2
\end{aligned}$$

$$C_2^f(s) = 16Q_eQ_f a_e a_f \mathcal{R}e\chi(s) + 32 v_e a_e v_f a_f |\chi(s)|^2$$

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

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

den schwachen neutralen (Vektor- und Axialvektorstrom-) Kopplungskonstanten

$$\begin{aligned} v_f &= I_f^0 - 2Q_f \sin^2\theta_W \equiv \frac{1}{2} - 2Q_f \sin^2\theta_W \\ a_f &= I_f^0 \equiv \frac{1}{2} \end{aligned}$$

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:

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

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

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

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

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 ($\Longrightarrow$ Breit-Wigner-Resonanzkurve).

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

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

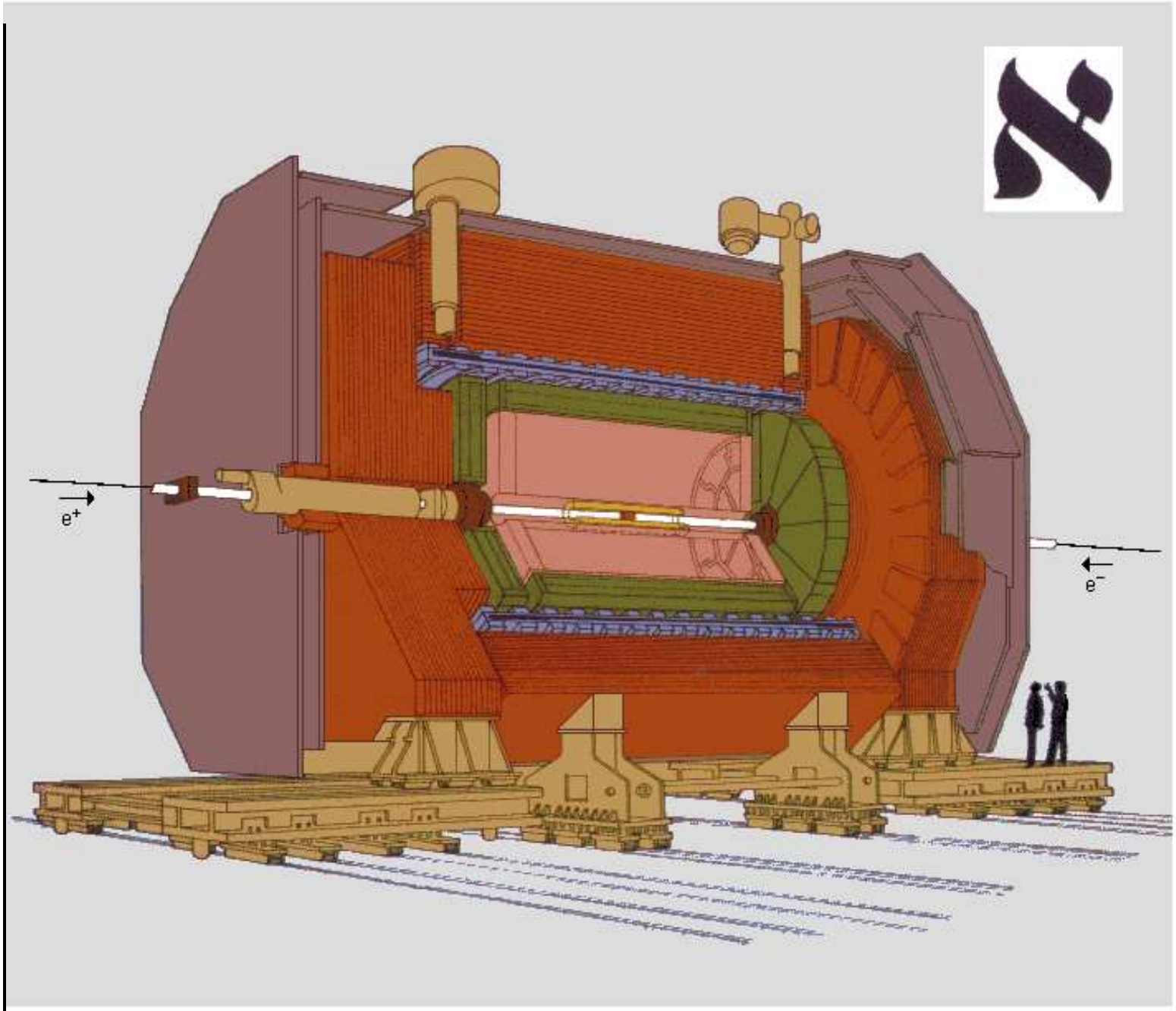
mit den Zerfallswahrscheinlichkeiten (Zerfallsbreiten) des Z^0-Bosons:

$$\begin{aligned}\Gamma(Z^0 \to f\bar{f}) &\equiv \Gamma_Z^f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(v_f^2 + a_f^2) \cdot N_C^f \\ \Gamma(Z^0 \to e^+e^-) &\equiv \Gamma_Z^e = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(v_e^2 + a_e^2) \\ \Gamma_Z &\equiv \sum_f \Gamma_Z^f \\ \Gamma_Z^{\rm had} &\equiv \sum_q \Gamma_Z^q\end{aligned}$$

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} A_e A_f \quad mit \quad A_f = \frac{2 v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}.$$

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

CERN
POINT 2
POINT 4
POINT 8
POINT 6
CERN Prévessin
GENEVA
LAKE GENEVA
L3
LEP
SPS
ALEPH
DELPHI
OPAL
e⁻ Electron
e⁺ Positron



Vertex Detector

Inner Tracking Chamber

Time Projection Chamber

Electromagnetic Calorimeter

Superconducting Magnet Coil

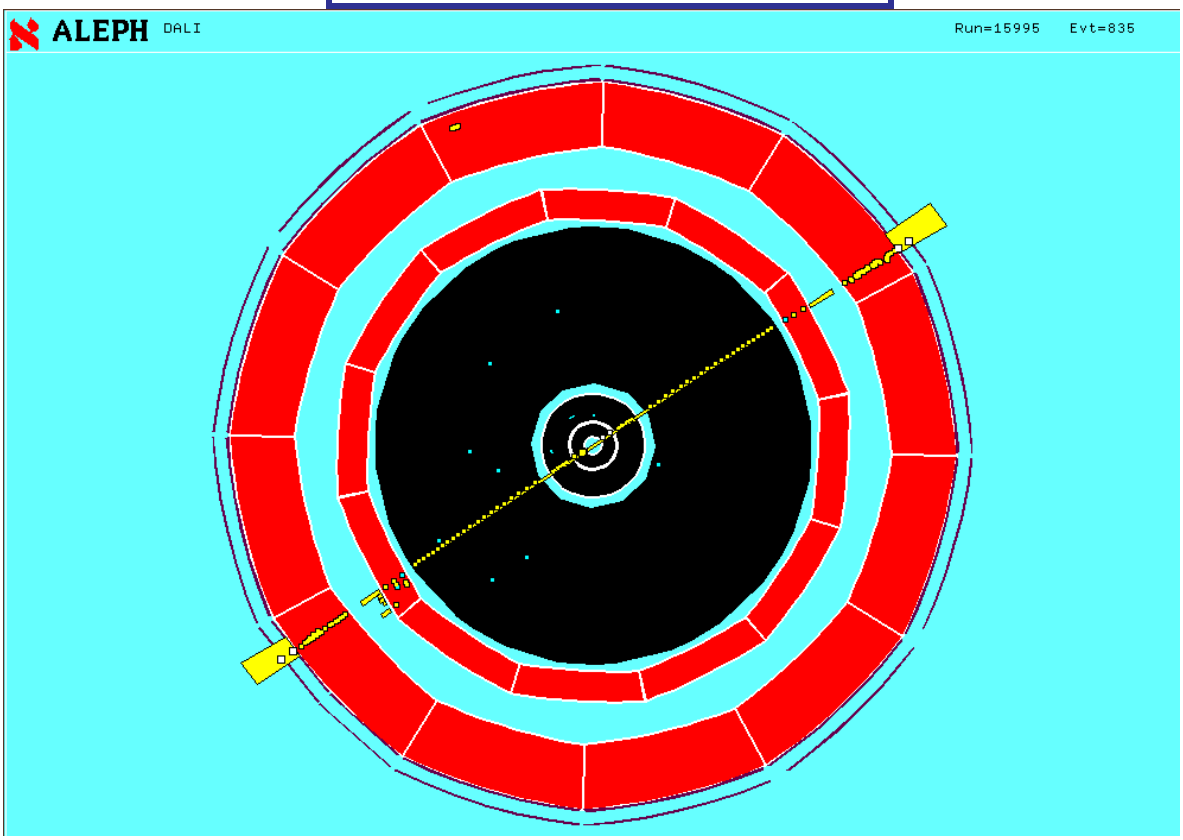
Hadron Calorimeter

Muon Chambers

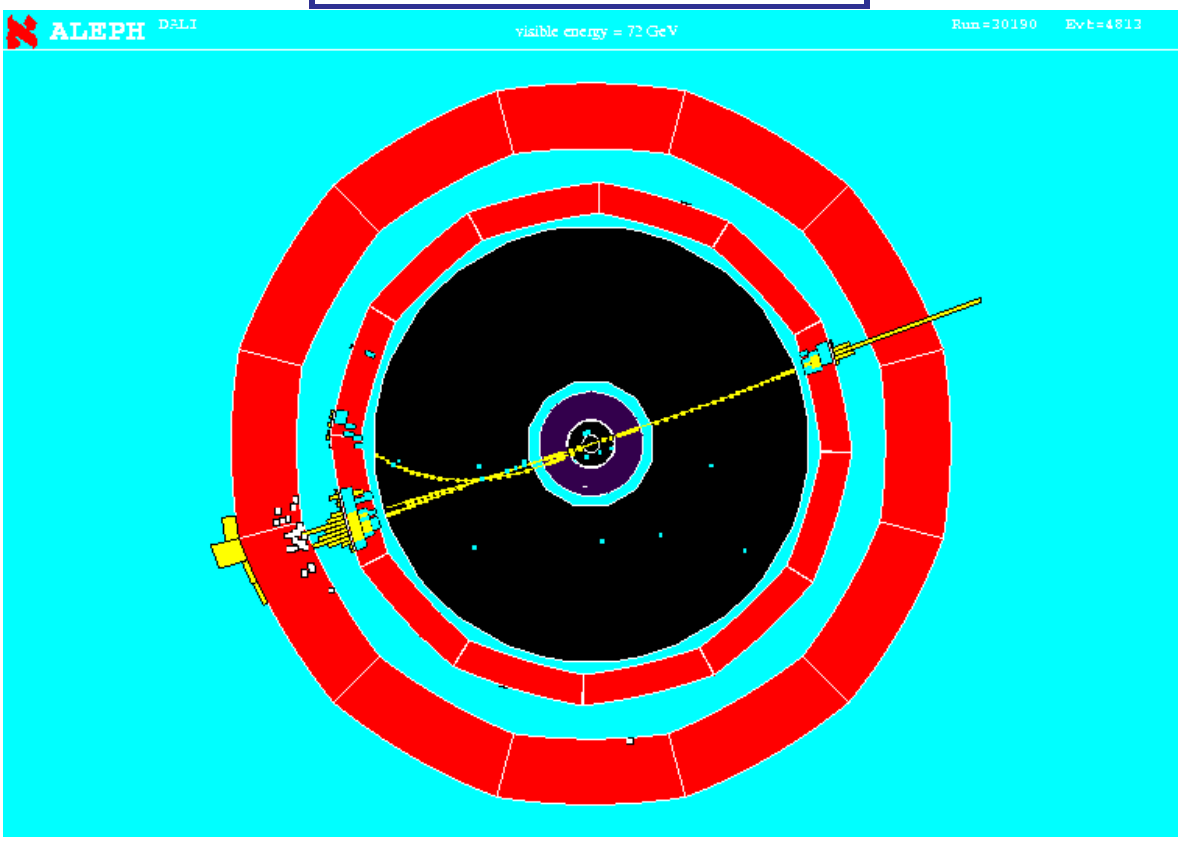
Luminosity Monitors

The ALEPH Detector

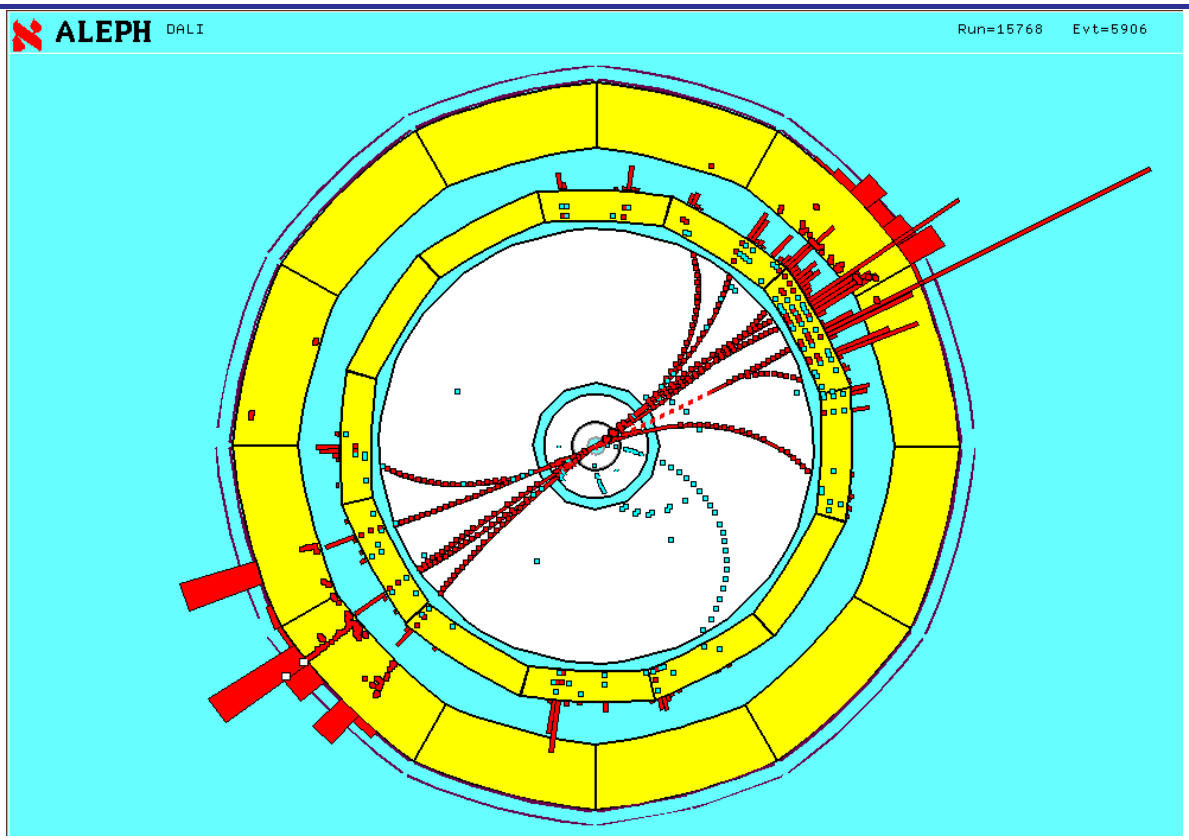
$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$$



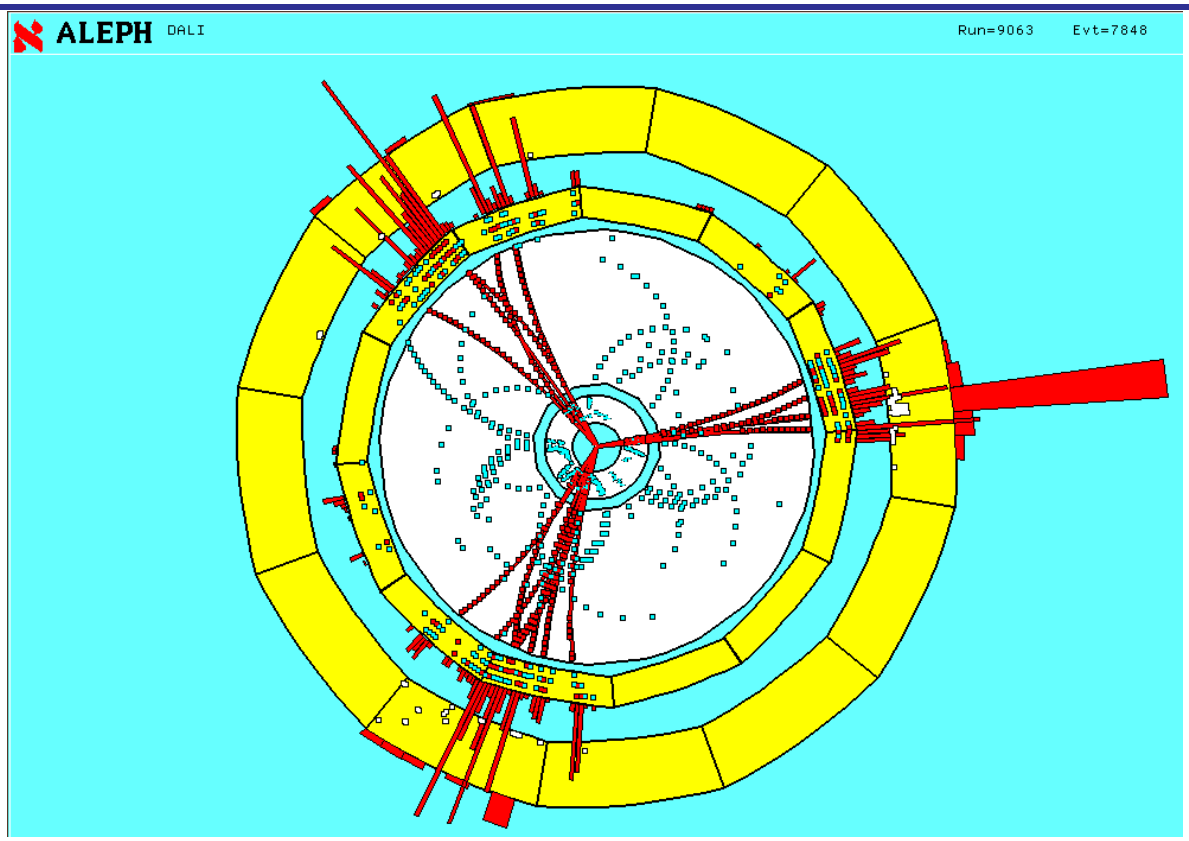
$$e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^-$$



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



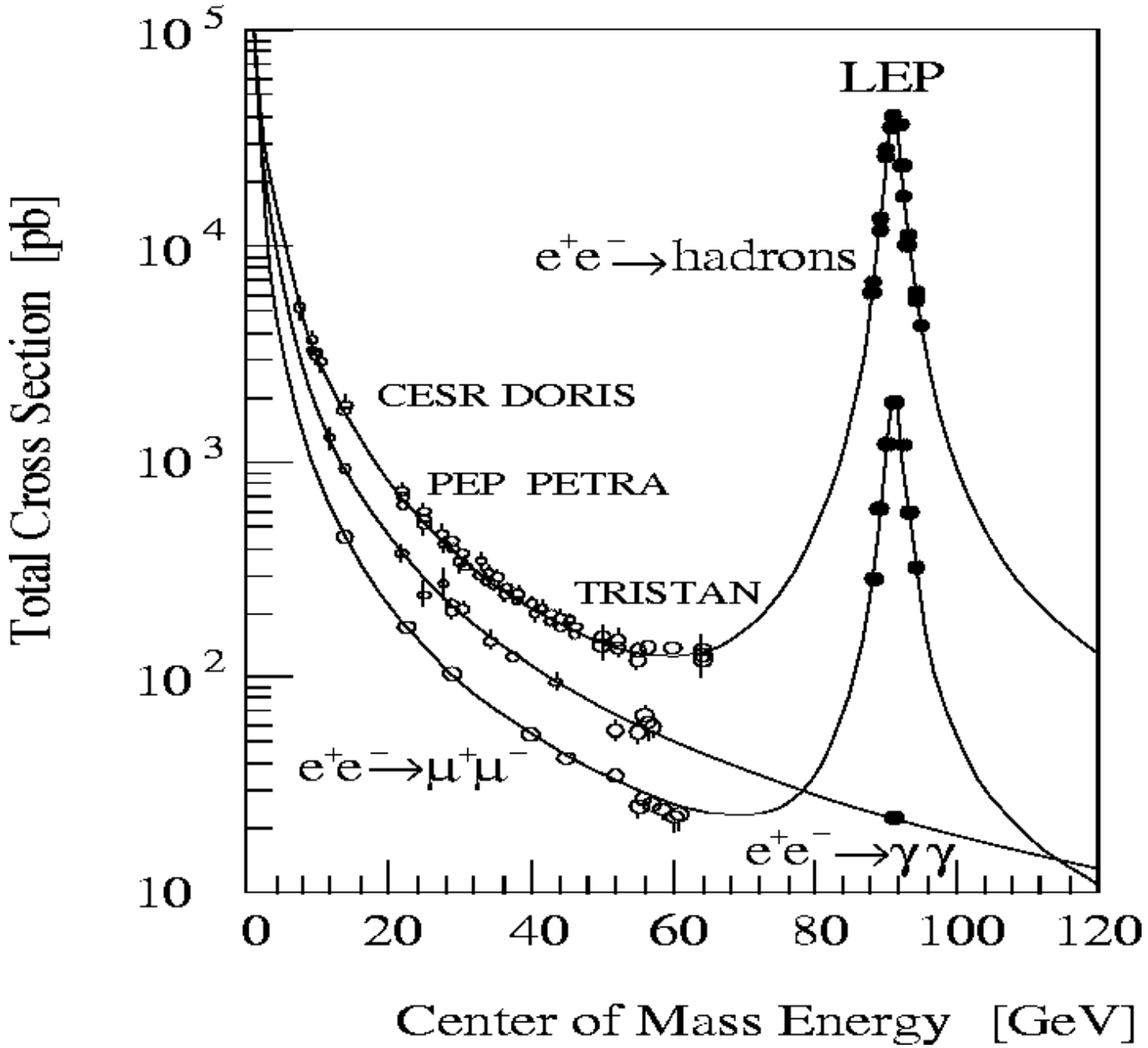
$$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\text{Gluon} \longrightarrow (\text{Hadr.})(\text{Hadr.})(\text{Hadr.})$$



Hadronischer Wirkungsquerschnitt

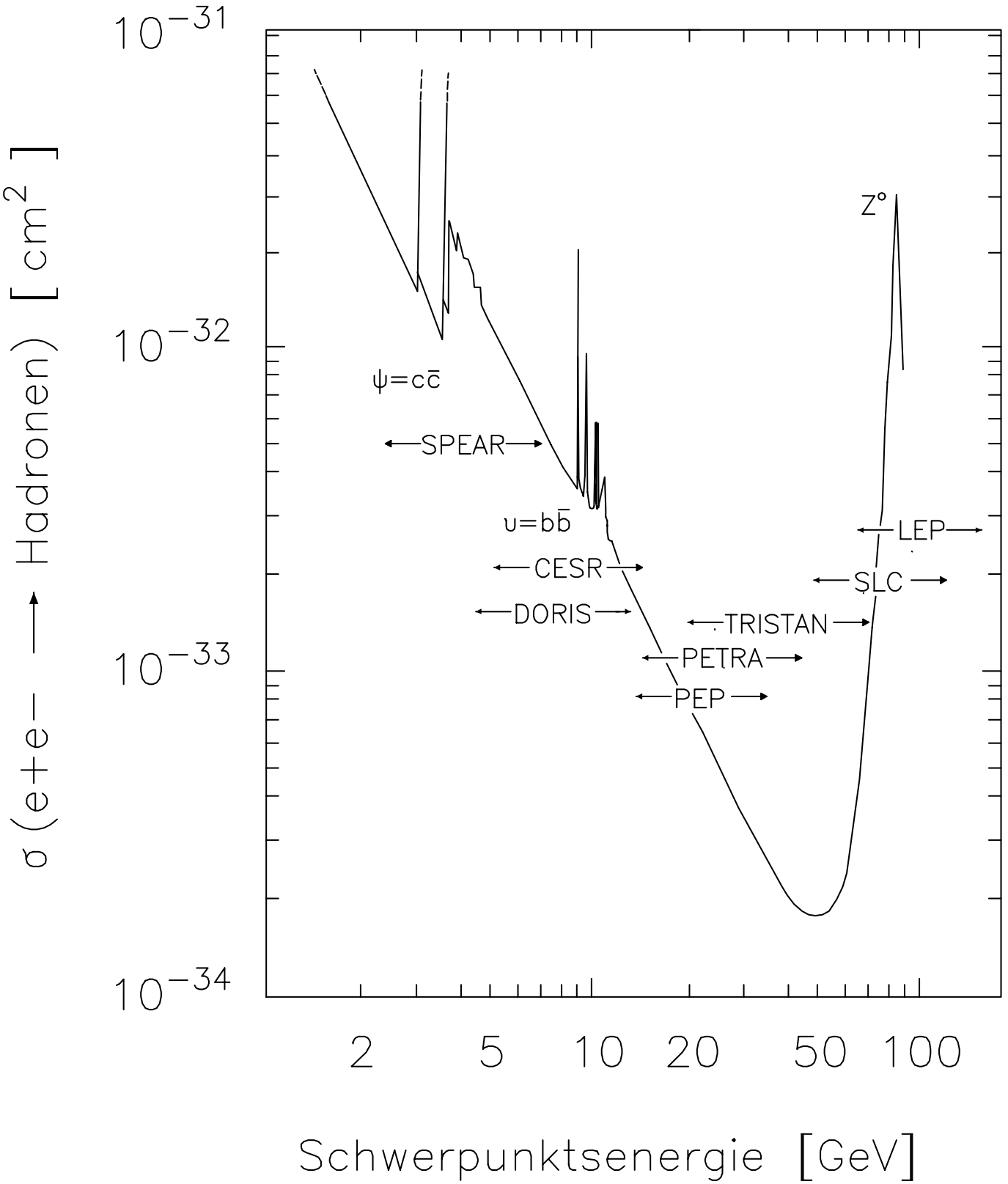
$$\sigma_{\text{had}}(s) = \sum_q \sigma_{q\bar{q}}(s)$$

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

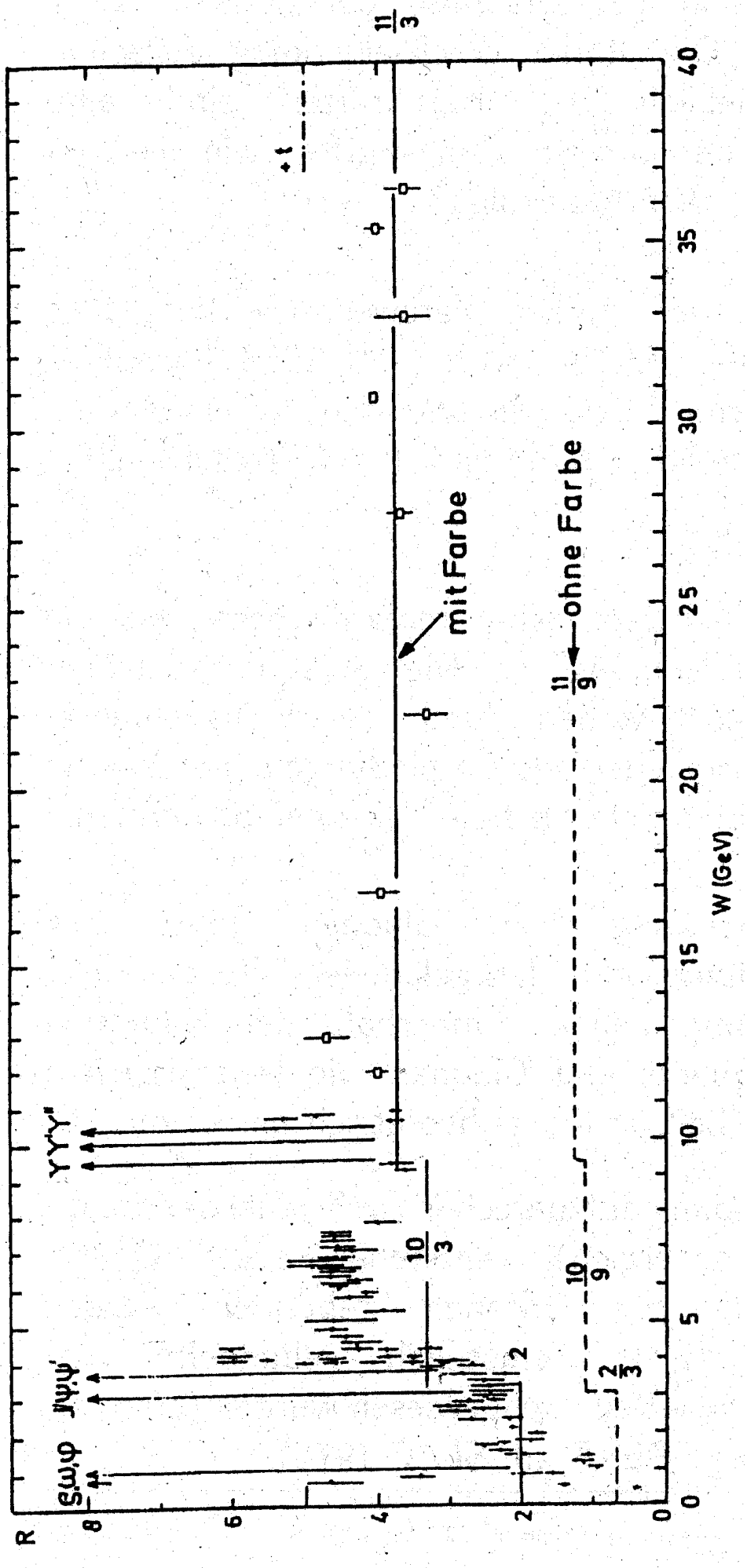


$\Longrightarrow$ Test des Standardmodells durch Messung der Observablen M_Z und Γ_Z, $\sigma_{f\bar{f}}(s = M_Z^2)$, A_{FB}^f ($\Longrightarrow \sin^2\theta_W$) bei der Z^0-Resonanz.

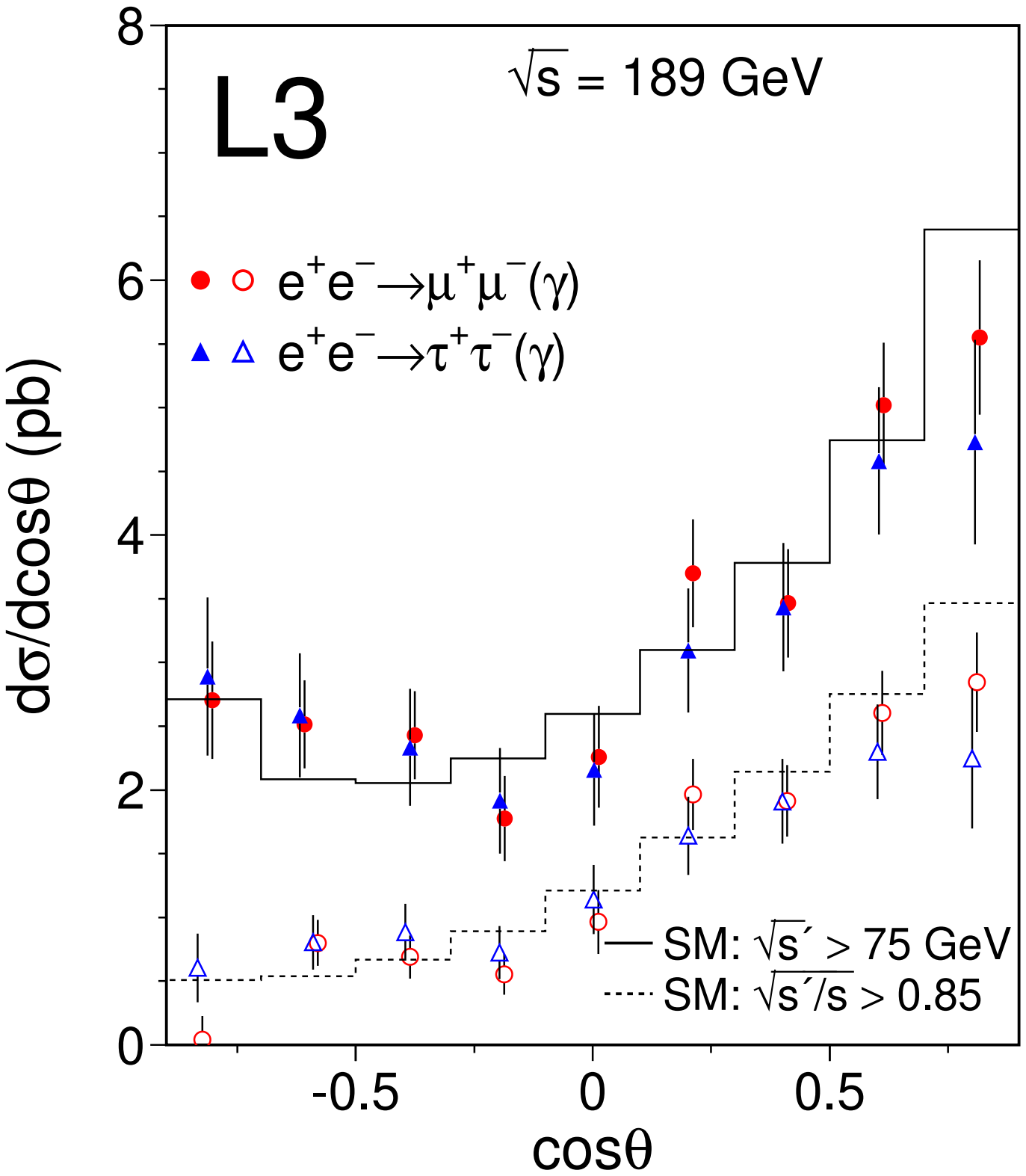
Hadronischer Wirkungsquerschnitt

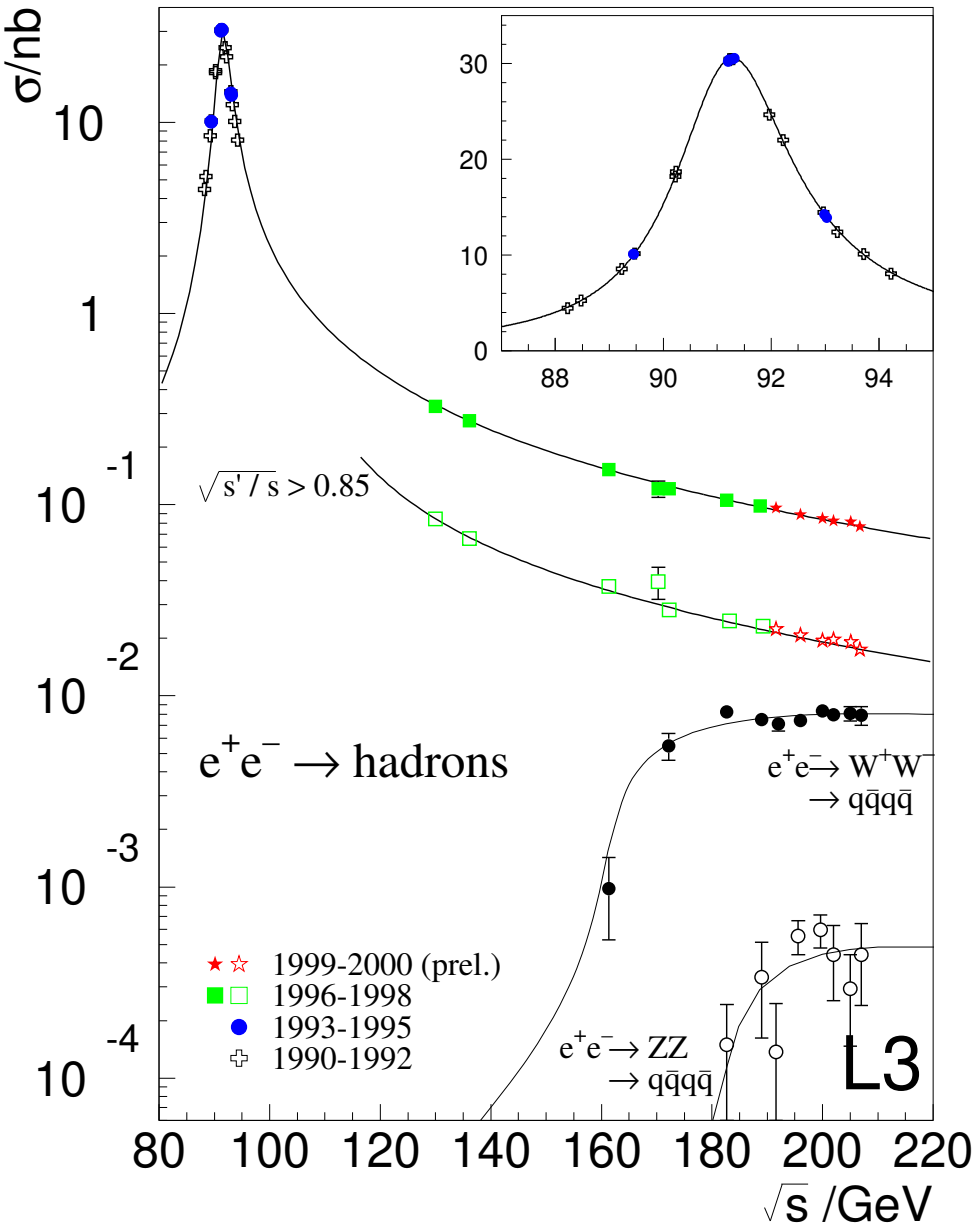


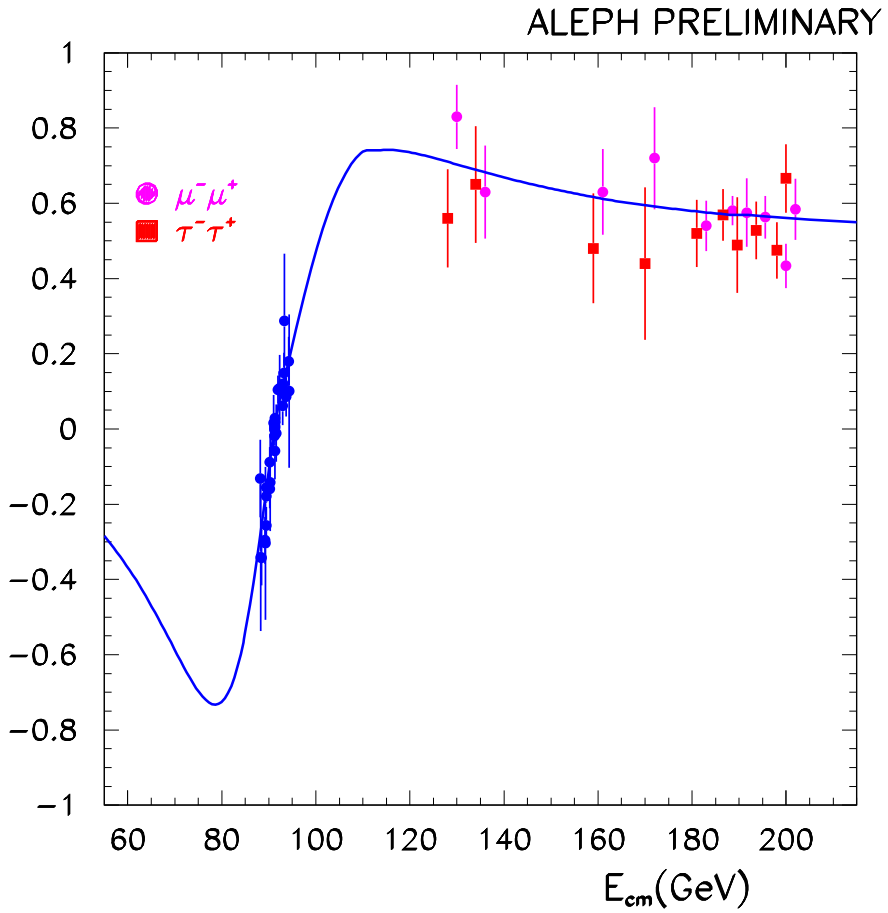
R = Hadronischer Wirkungsquerschnitt/Myonpaarproduktionsquerschnitt



Winkelverteilung der Lepton-Paarproduktion bei LEP mit elektroschwacher Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB}



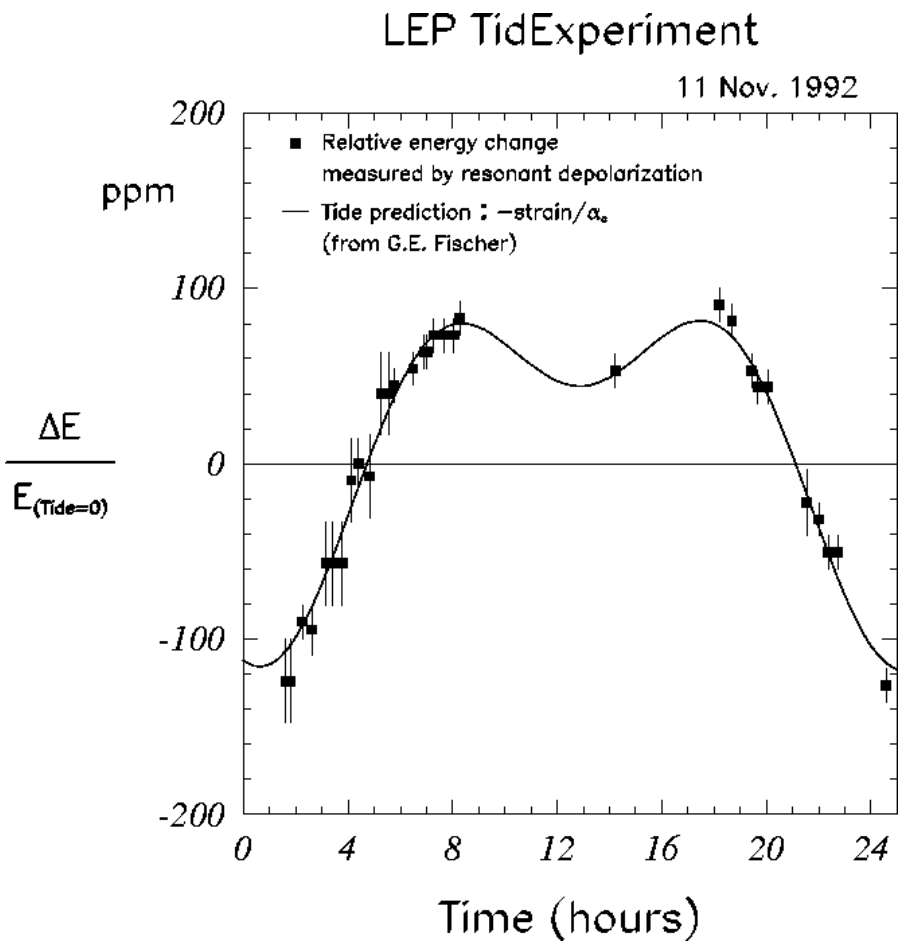

σ/nb
10
1
10^-1
10^-2
10^-3
10^-4
√s' / s > 0.85
e+e− → hadrons
e+e− → W+W−
→ qq̄qq̄
e+e− → ZZ
→ qq̄qq̄
1999-2000 (prel.)
1996-1998
1993-1995
1990-1992
L3
80 100 120 140 160 180 200 220
√s /GeV
30
20
10
0
88 90 92 94


ALEPH PRELIMINARY
μ⁻μ⁺
τ⁻τ⁺
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
−0.2
−0.4
−0.6
−0.8
−1
60 80 100 120 140 160 180 200
E_cm(GeV)

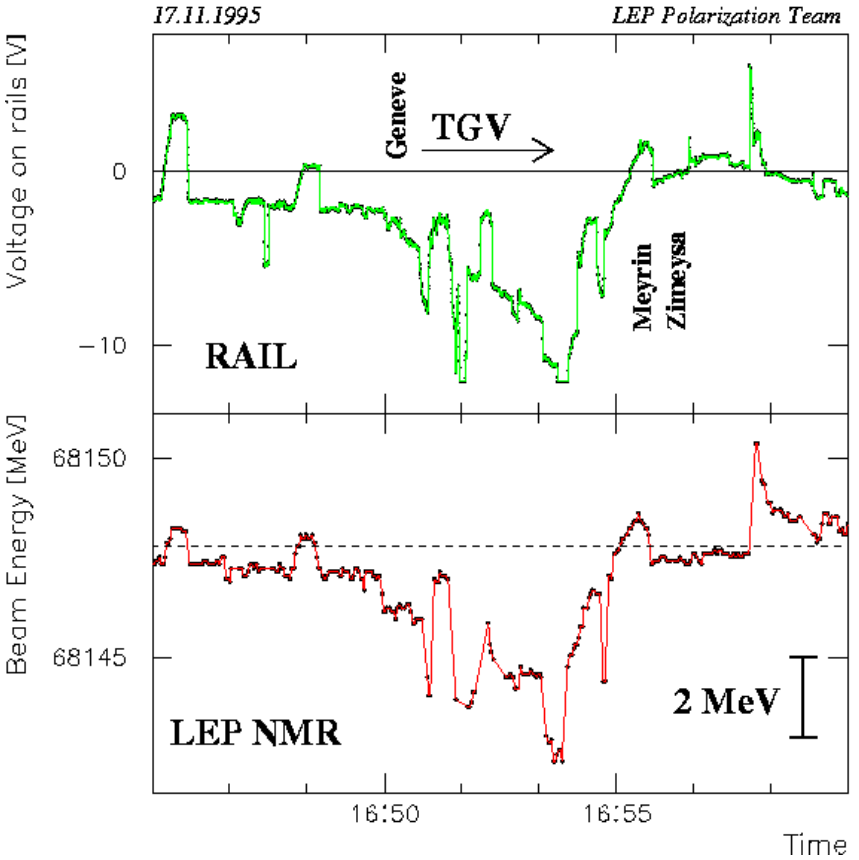
Die Resonanzüberhöhung des Wirkungsquerschnitts führt zu einer großen Zahl von Z^0-Zerfällen im Detektor, die Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung einschließlich der QED- und QCD-Strahlungskorrekturen (notwendig zum Vergleich Theorie–Experiment) und der elektroschwachen Strahlungskorrekturen (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 Ablenkdipolmagnete) und der nahen TGV-Trasse Paris–Genf auf Dipolmagnetströme des Beschleunigers berücksichtigt werden. Es wurde schließlich eine Genaugkeit von 20 MeV in der Kenntnis der Strahlenergie erreicht.

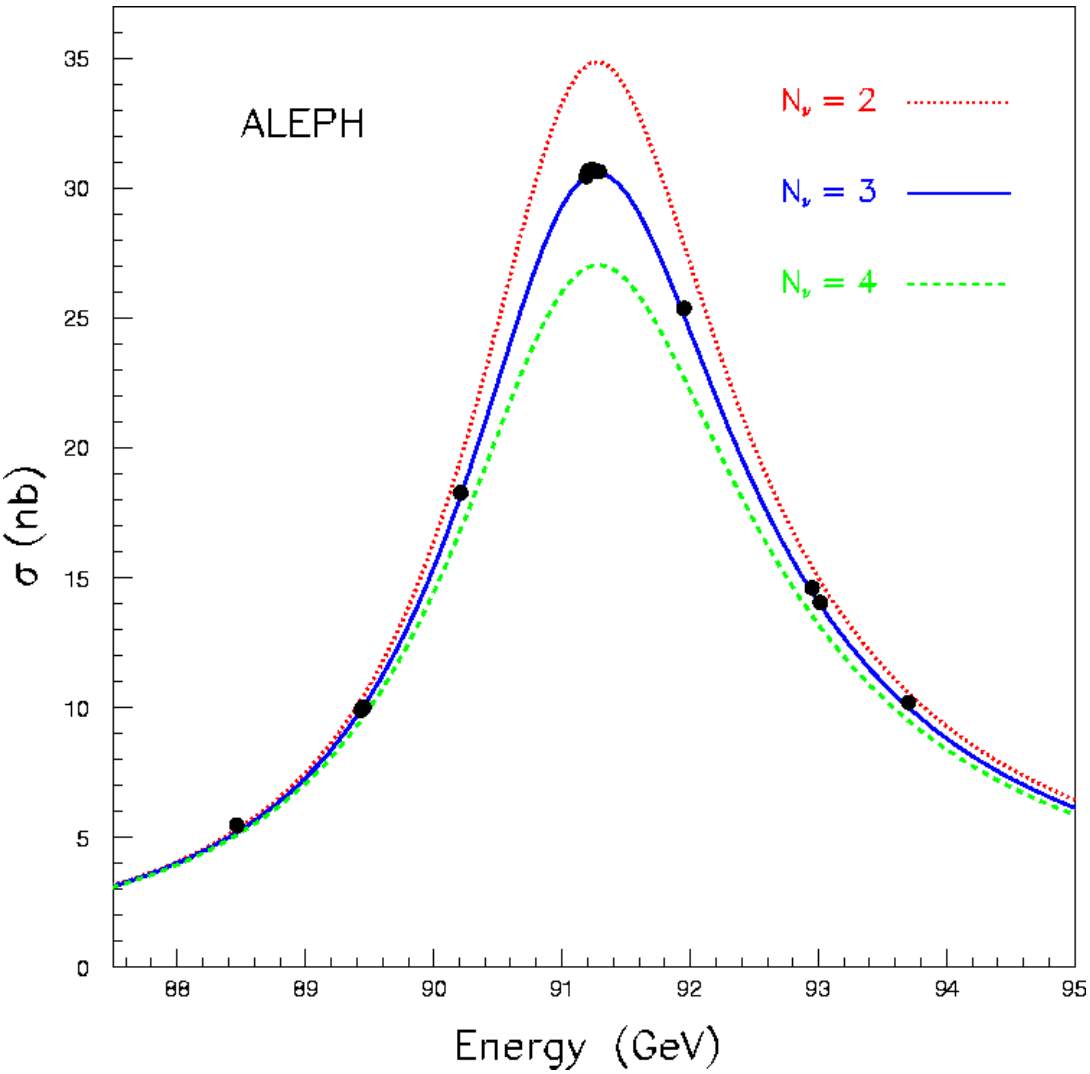


Correlation between trains and LEP energy



Zahl der Neutrino-Generationen

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



Gleich nach der Inbetriebnahme der Experimente am e^+e^--Speichering 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:

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

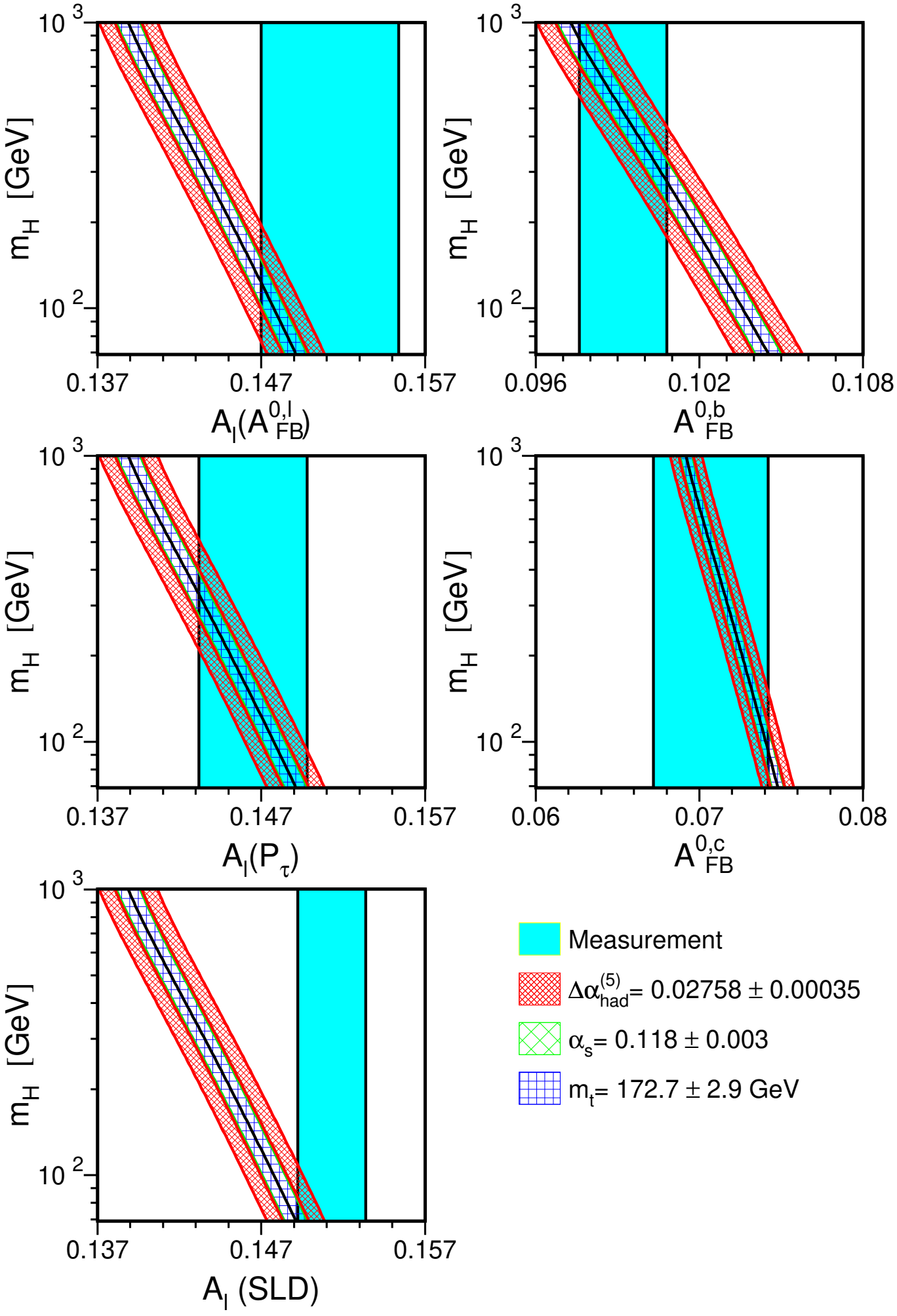
Dies geschieht durch Vergleich der gemessenen Resonanzkurve für $\sigma_{\mathrm{had}}(s)$ mit der Vorhersage des Standardmodells für verschiedene Anzahlen von leichten Neutrinos.

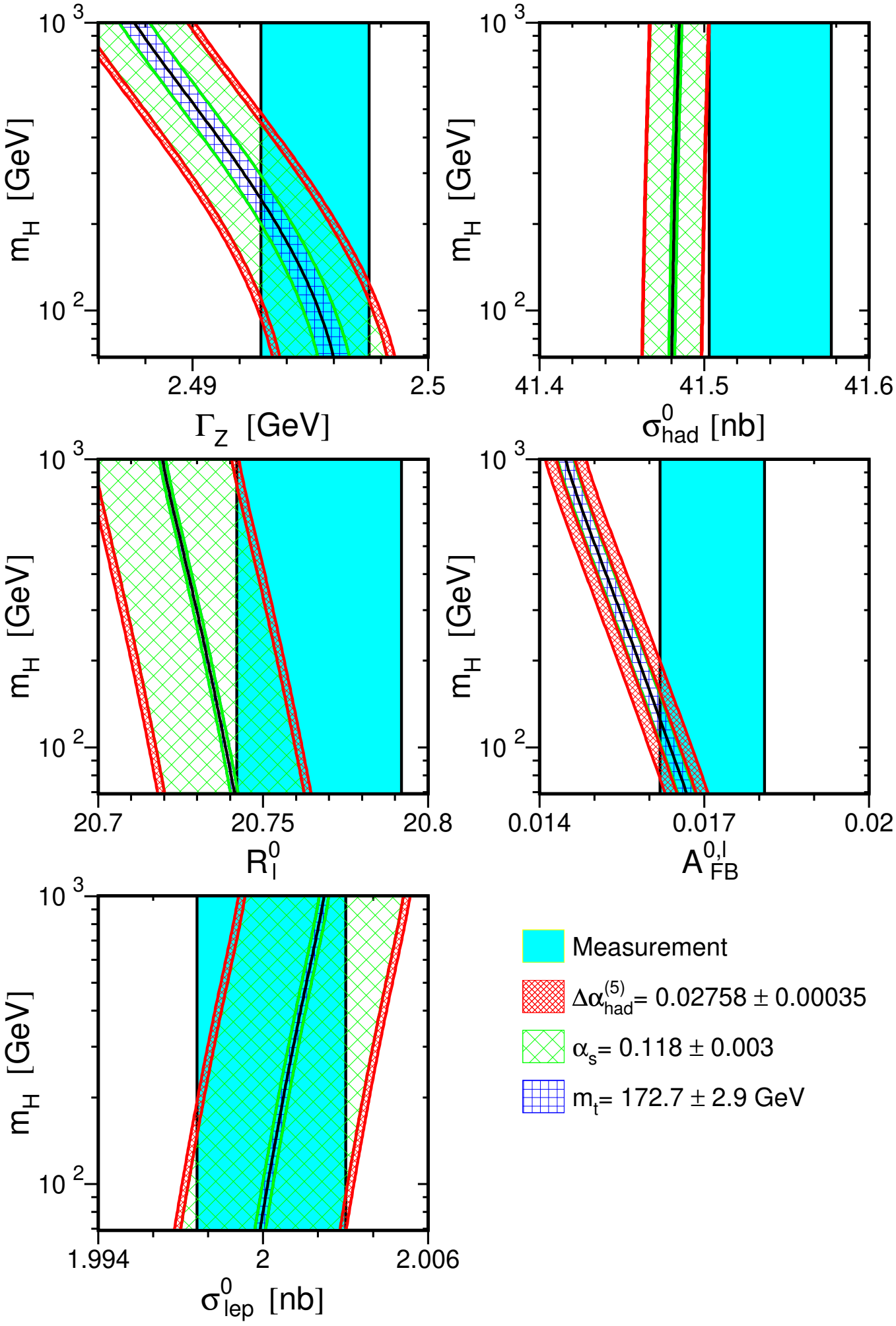
Von der Zahl der Neutrinogenerationen hängt die Gesamtbreite Γ_Z des Z^0-Bosons ab, nicht aber Γ_{had}, da Quarks eventueller neuer Generationen bei LEP nicht beobachtet wurden und ihre Massen so groß sein müßten, daß das Z^0-Boson im Ruhesystem nicht in sie zerfallen kann. Deshalb nimmt mit der Zahl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

$$\sigma^0_{\mathrm{had}} = \frac{12\pi\Gamma^e_Z\Gamma^{\mathrm{had}}_Z}{M^2_Z\Gamma^2_Z}$$

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:


10^3
10^2
m_H [GeV]
0.137
0.147
0.157
$A_l(A^{0,l}_{FB})$
0.096
0.102
0.108
$A^{0,b}_{FB}$
$A_l(P_\tau)$
0.06
0.07
0.08
$A^{0,c}_{FB}$
A_l (SLD)
Measurement
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}$= 0.02758 ± 0.00035
α_s= 0.118 ± 0.003
m_t= 172.7 ± 2.9 GeV


10^3
10^2
m_H [GeV]
2.49
2.5
Γ_Z [GeV]
41.4
41.5
41.6
σ^0_{had} [nb]
20.7
20.75
20.8
R^0_l
0.014
0.017
0.02
$A^{0,l}_{FB}$
1.994
2
2.006
σ^0_{lep} [nb]
Measurement
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}$= 0.02758 ± 0.00035
α_s= 0.118 ± 0.003
m_t= 172.7 ± 2.9 GeV

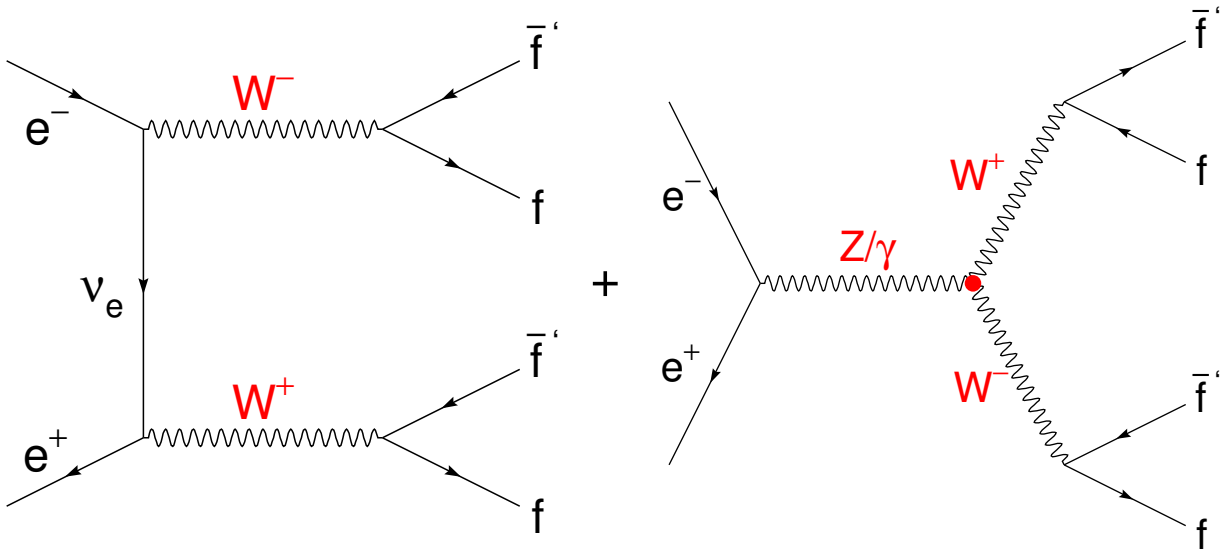
2.1.2 Messungen der W-Boson-Produktion

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.

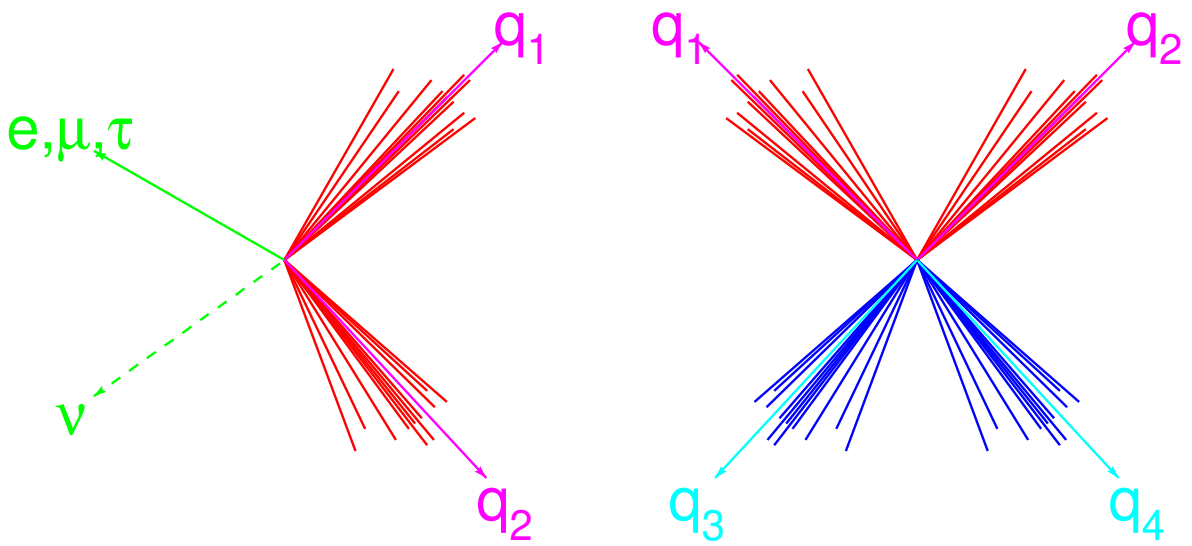
W- Boson- Produktion bei LEP

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



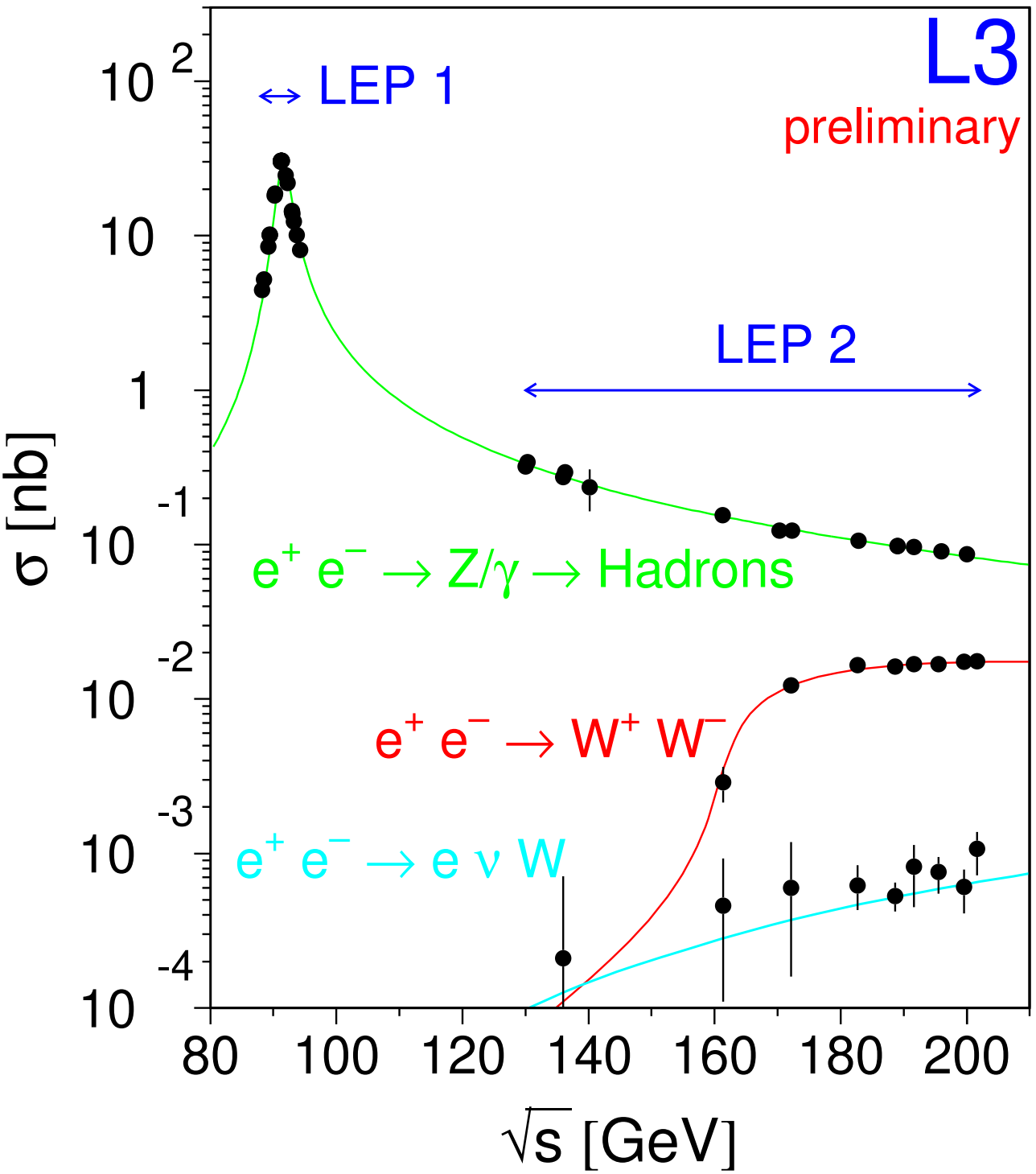
- W^+W^- -Zerfaelle :

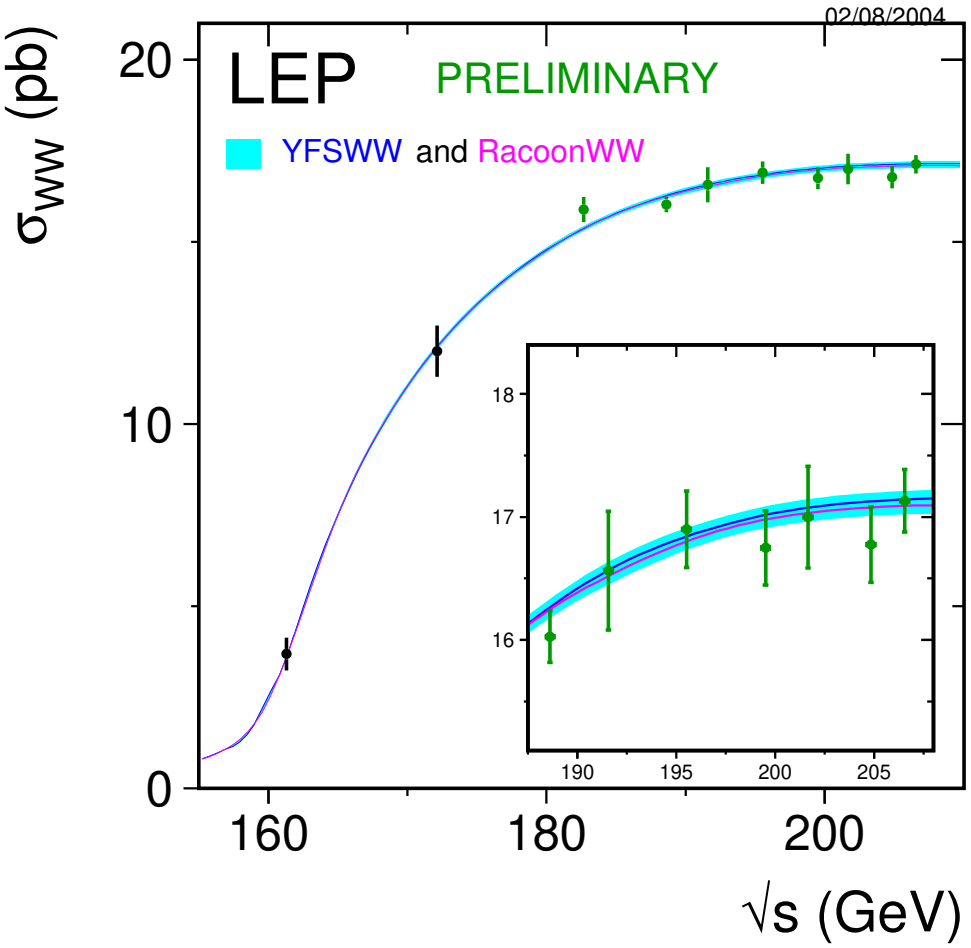
$WW \rightarrow qqqq$		45.6 %
$WW \rightarrow qq\ell\nu$	$qqe\nu$, $qq\mu\nu$, $qq\tau\nu$	43.8 %
$WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$		10.6 %

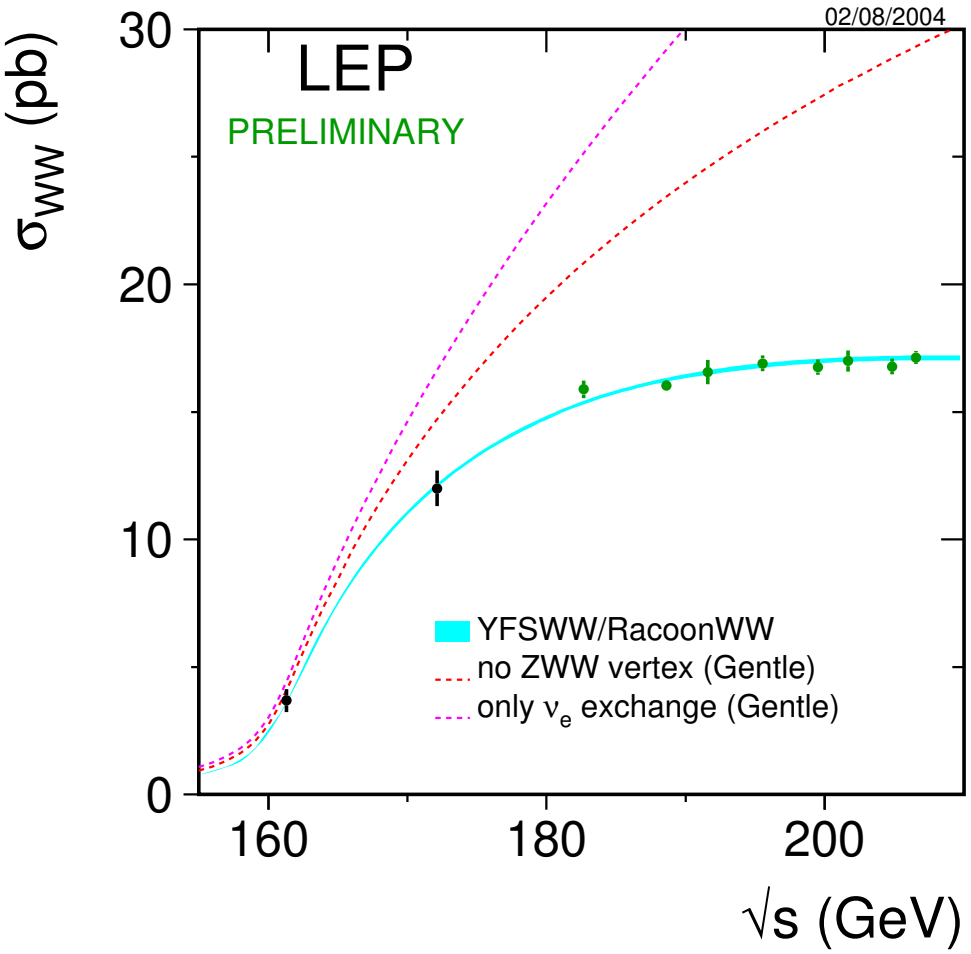


semileptonisch hadronisch

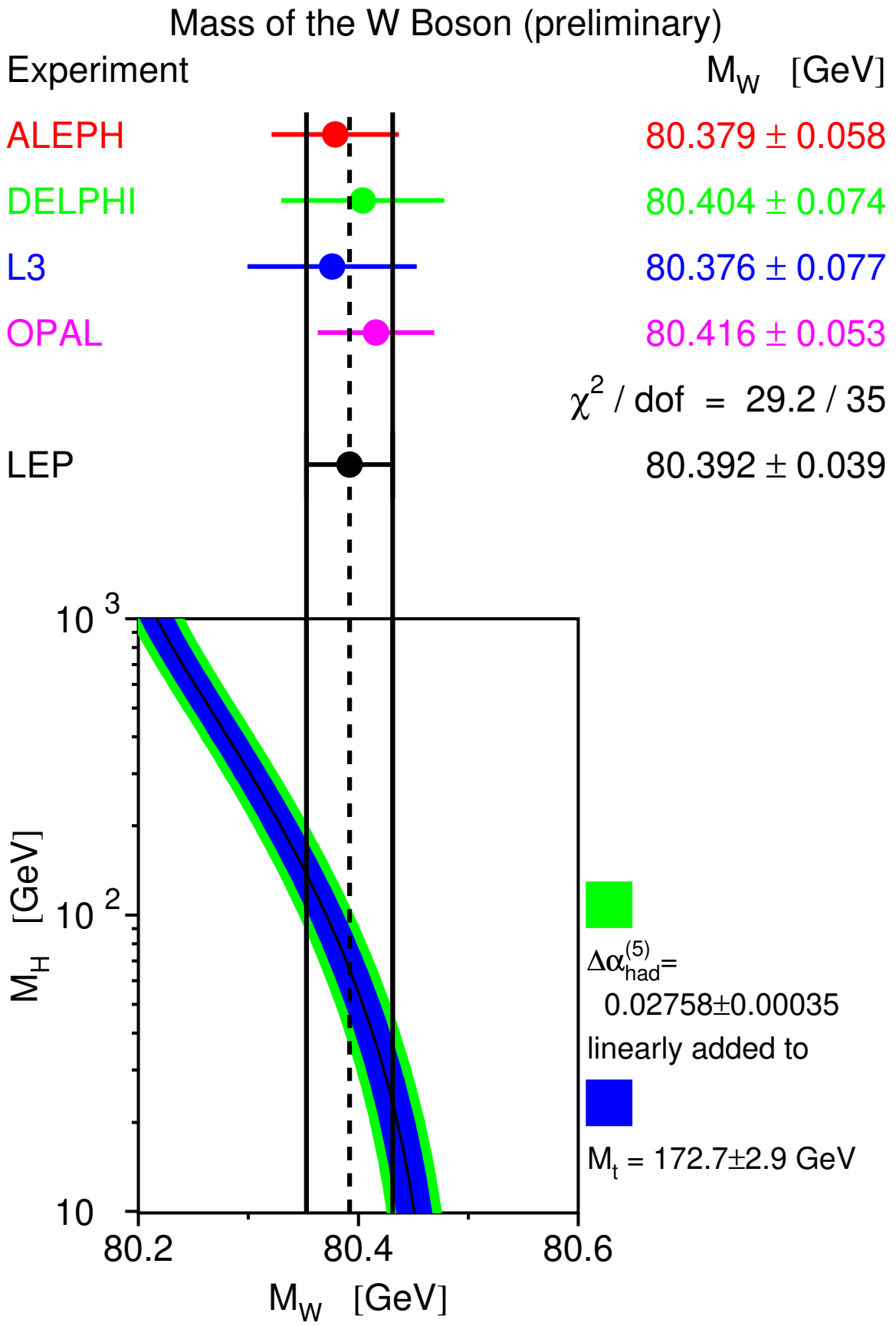
W- Boson- Produktion bei LEP

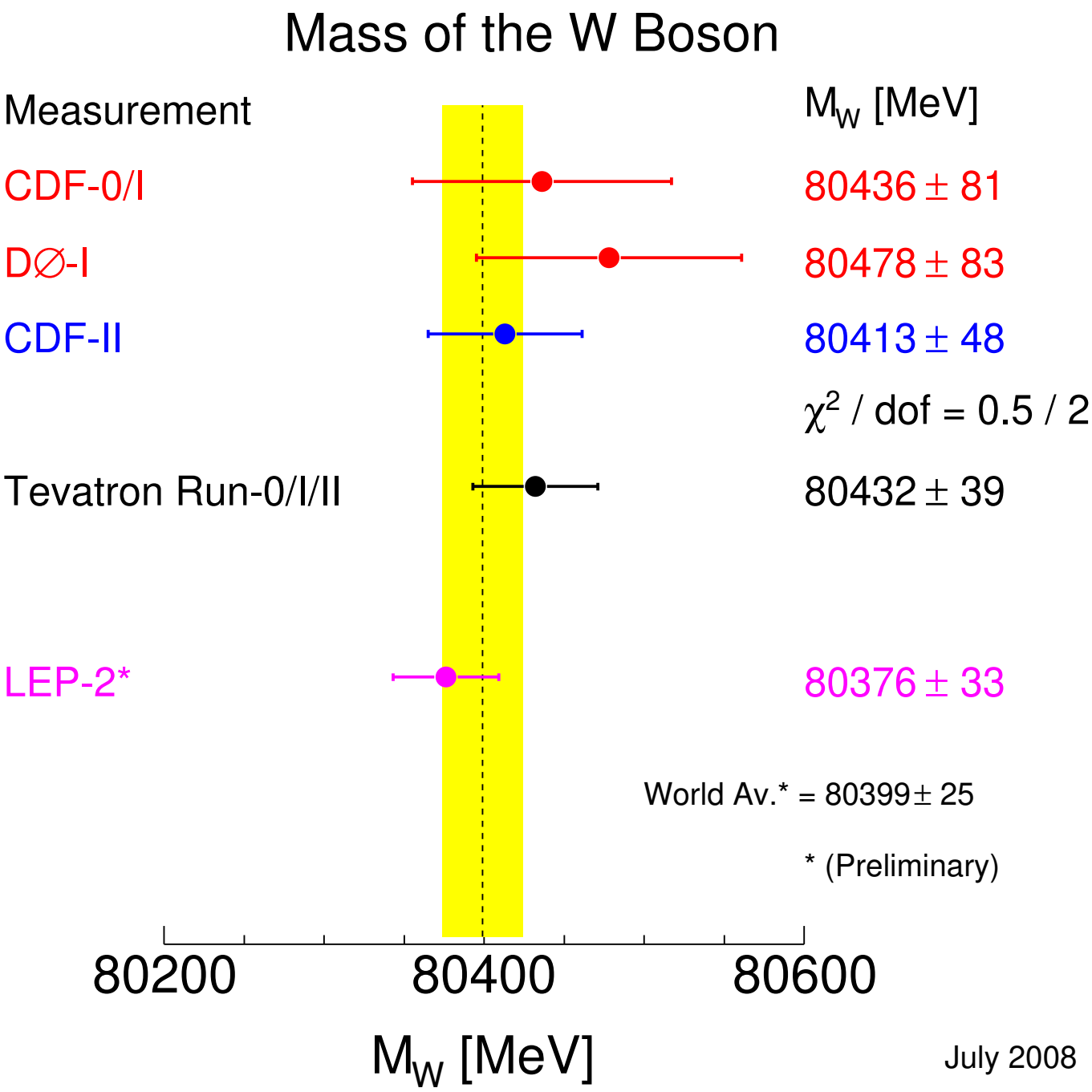



02/08/2004
LEP
PRELIMINARY
YFSWW and RacoonWW
σ_{WW} (pb)
20
10
0
160
180
200
$\sqrt{s}$ (GeV)
18
17
16
190
195
200
205

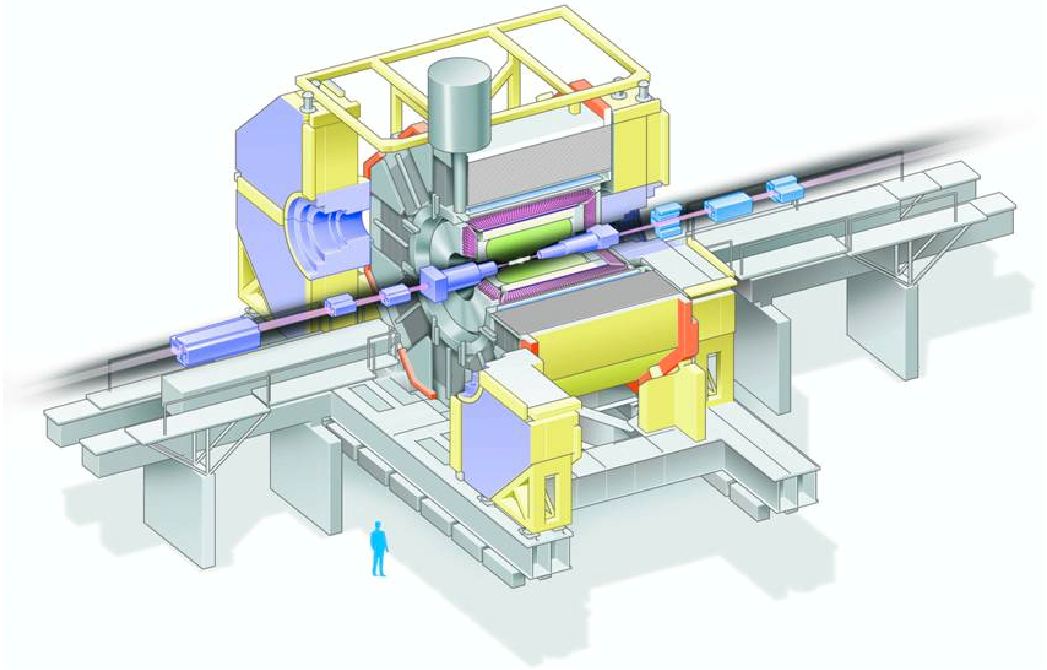

02/08/2004
LEP
PRELIMINARY
σ_{WW} (pb)
30
20
10
0
160
180
200
$\sqrt{s}$ (GeV)
YFSWW/RacoonWW
no ZWW vertex (Gentle)
only ν_e exchange (Gentle)

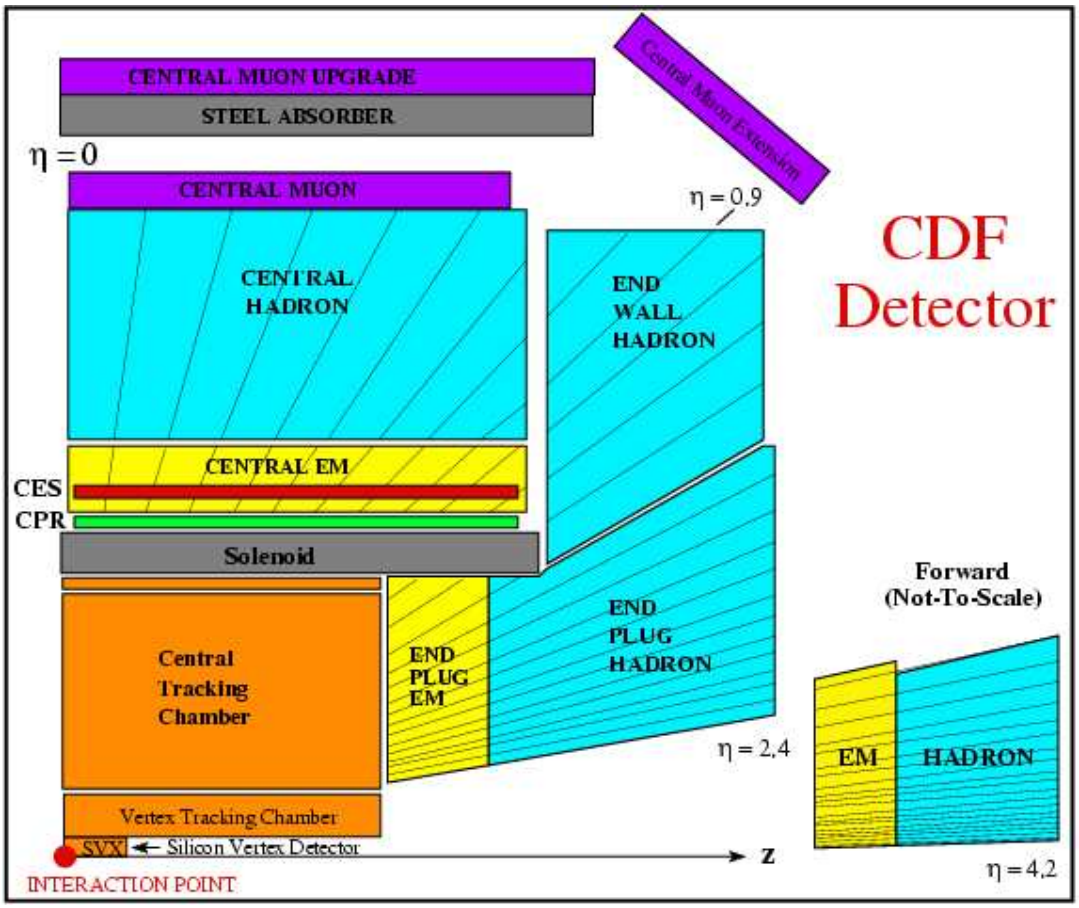
Messungen der W-Boson-Masse bei LEP II (Experimente ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) und bei den $p\overline{p}$-Collidern SPS (Experimente UA1 und UA2) und TEVATRON (Experimente CDF und D0):

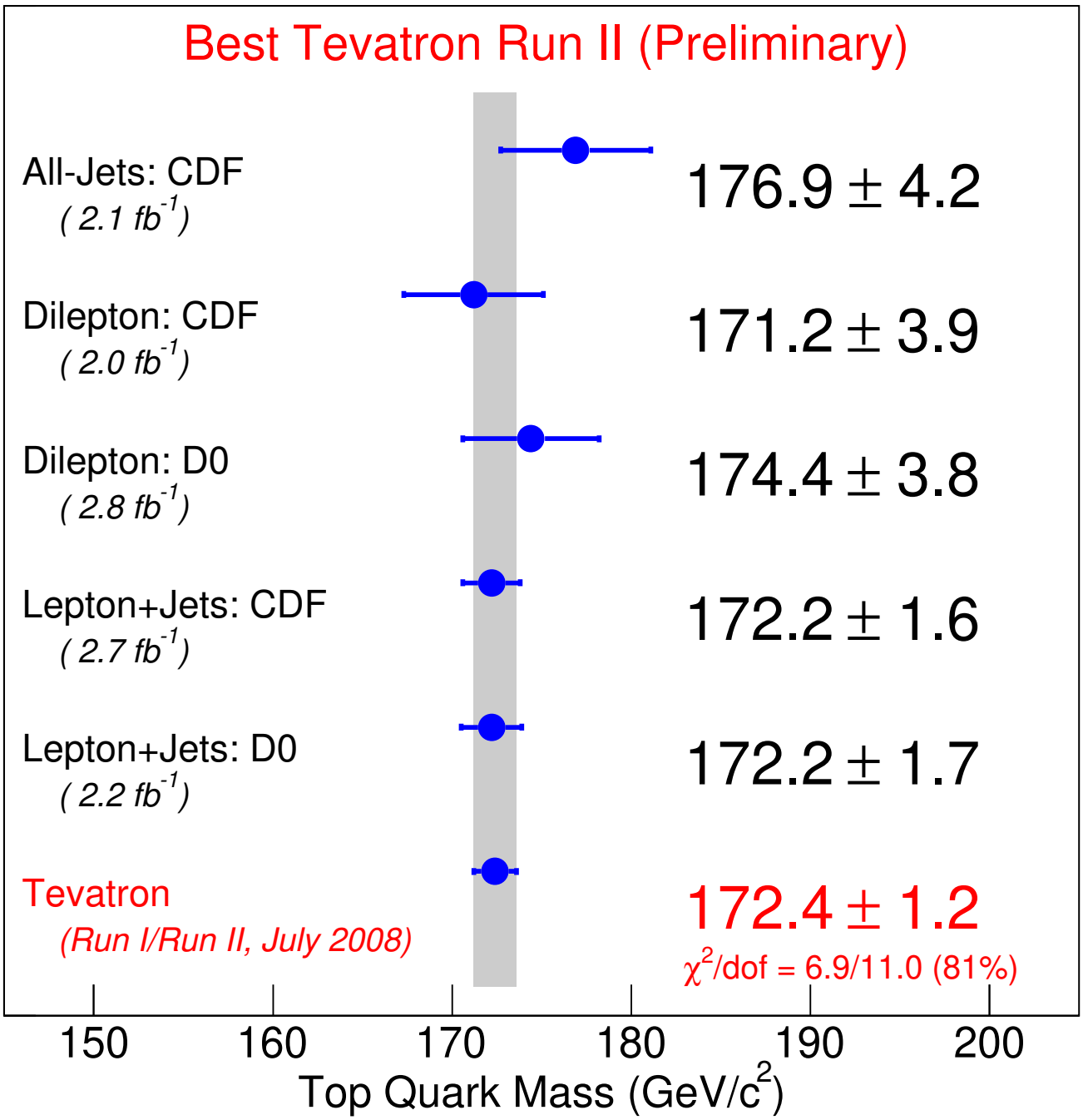



Mass of the W Boson
Measurement
M_W [MeV]
CDF-0/I
80436 ± 81
DØ-I
80478 ± 83
CDF-II
80413 ± 48
χ^2 / dof = 0.5 / 2
Tevatron Run-0/I/II
80432 ± 39
LEP-2*
80376 ± 33
World Av.* = 80399 ± 25
* (Preliminary)
80200
80400
80600
M_W [MeV]
July 2008

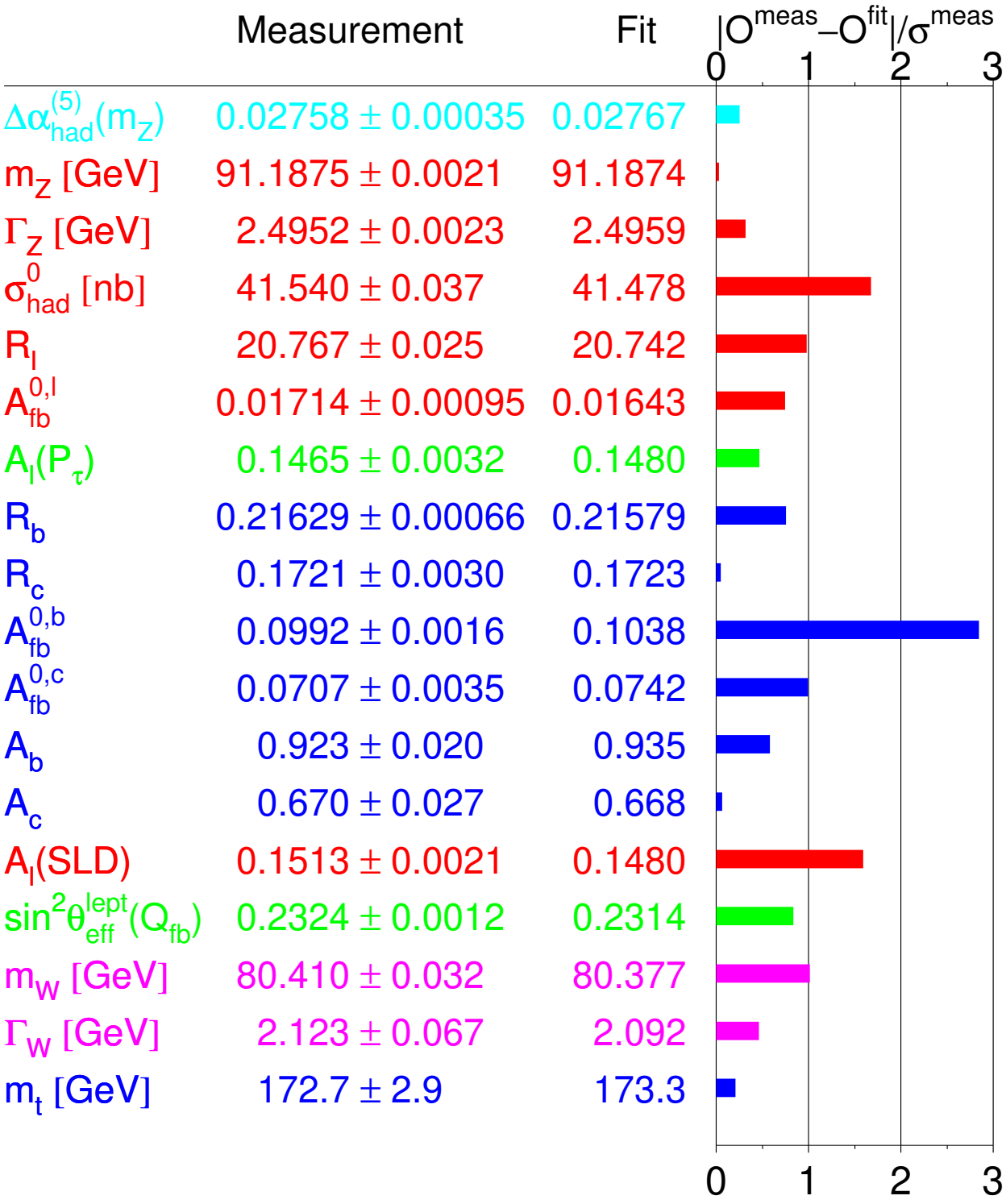
Der CDF-Detektor am TEVATRON






Best Tevatron Run II (Preliminary)
All-Jets: CDF
(2.1 fb-1)
176.9 ± 4.2
Dilepton: CDF
(2.0 fb-1)
171.2 ± 3.9
Dilepton: D0
(2.8 fb-1)
174.4 ± 3.8
Lepton+Jets: CDF
(2.7 fb-1)
172.2 ± 1.6
Lepton+Jets: D0
(2.2 fb-1)
172.2 ± 1.7
Tevatron
(Run I/Run II, July 2008)
172.4 ± 1.2
χ2/dof = 6.9/11.0 (81%)
150
160
170
180
190
200
Top Quark Mass (GeV/c2)

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 $M_W = 80.364 \pm 0.021$ GeV

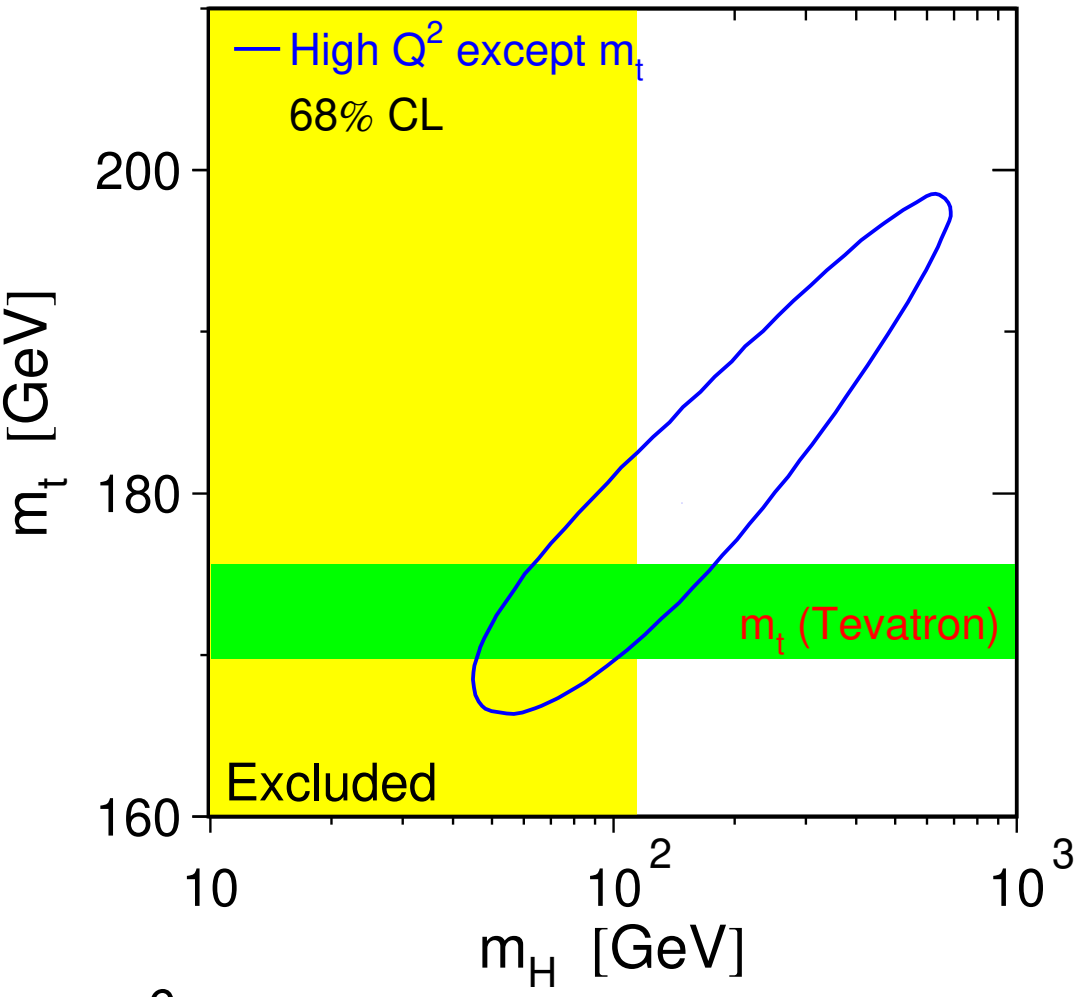
  (direkte Messungen: $M_W = 80.399 \pm 0.025$ GeV).

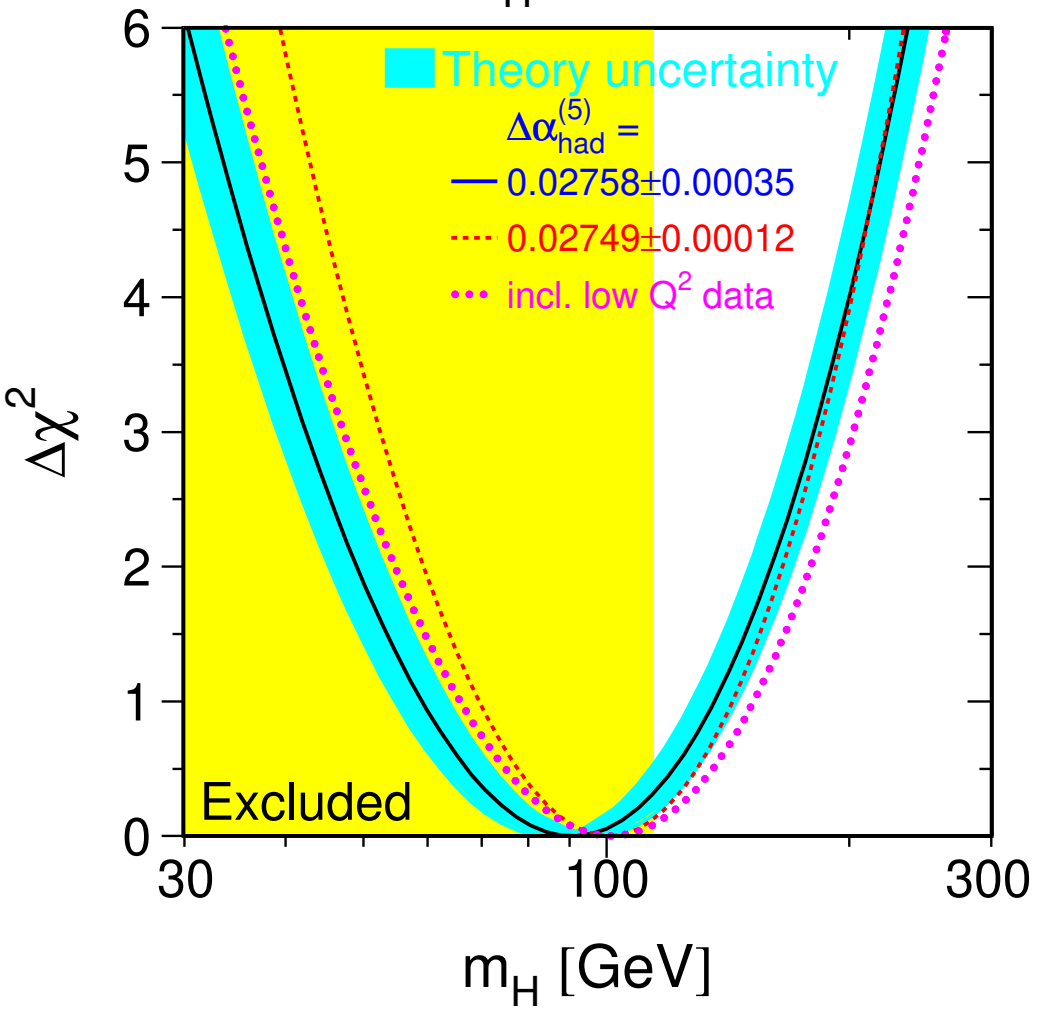
- Präzise Vorhersage von $m_t = 172.3^{+10}_{-8}$ GeV

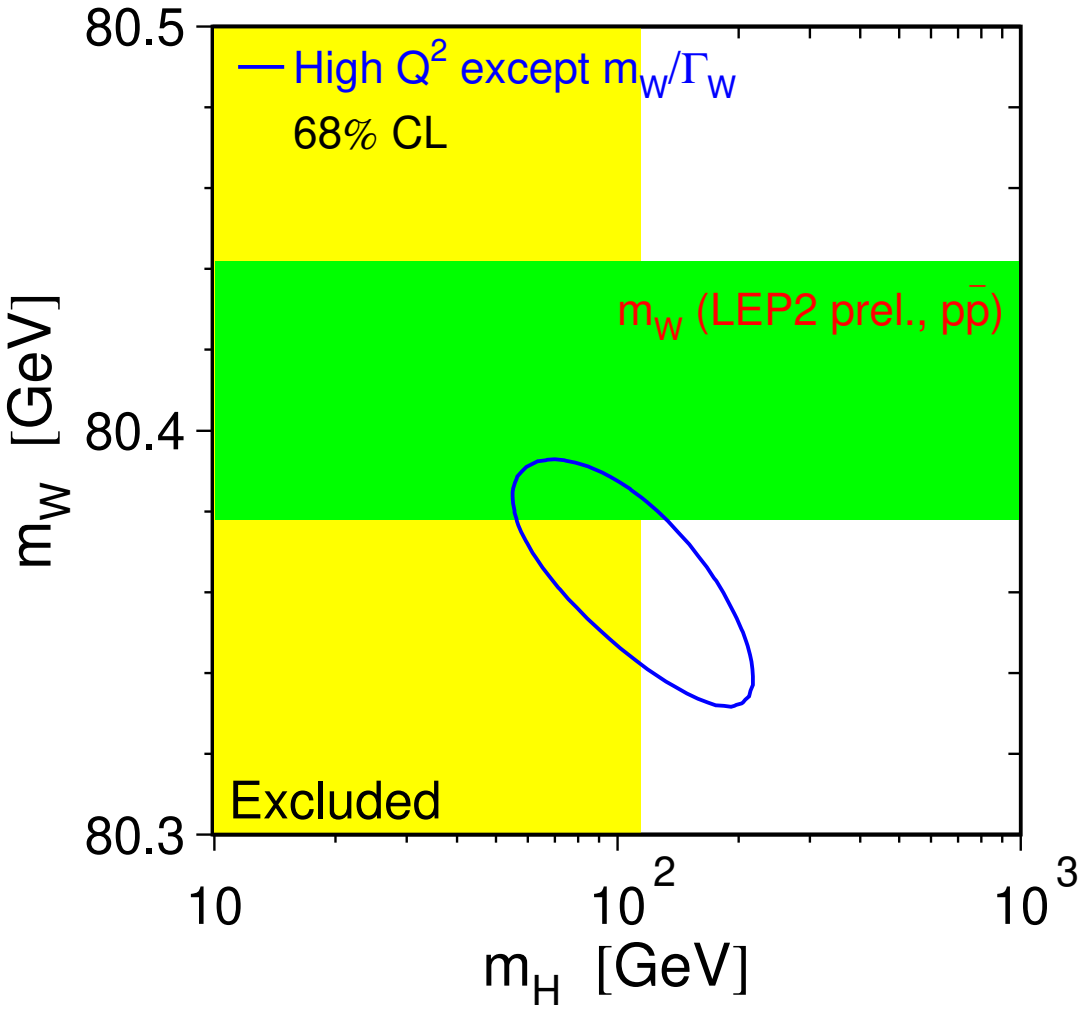
  (direkte Messung am TEVATRON seit der Entdeckung des top-Quarks 1994/95: $m_t = 172.4 \pm 1.2$ GeV).

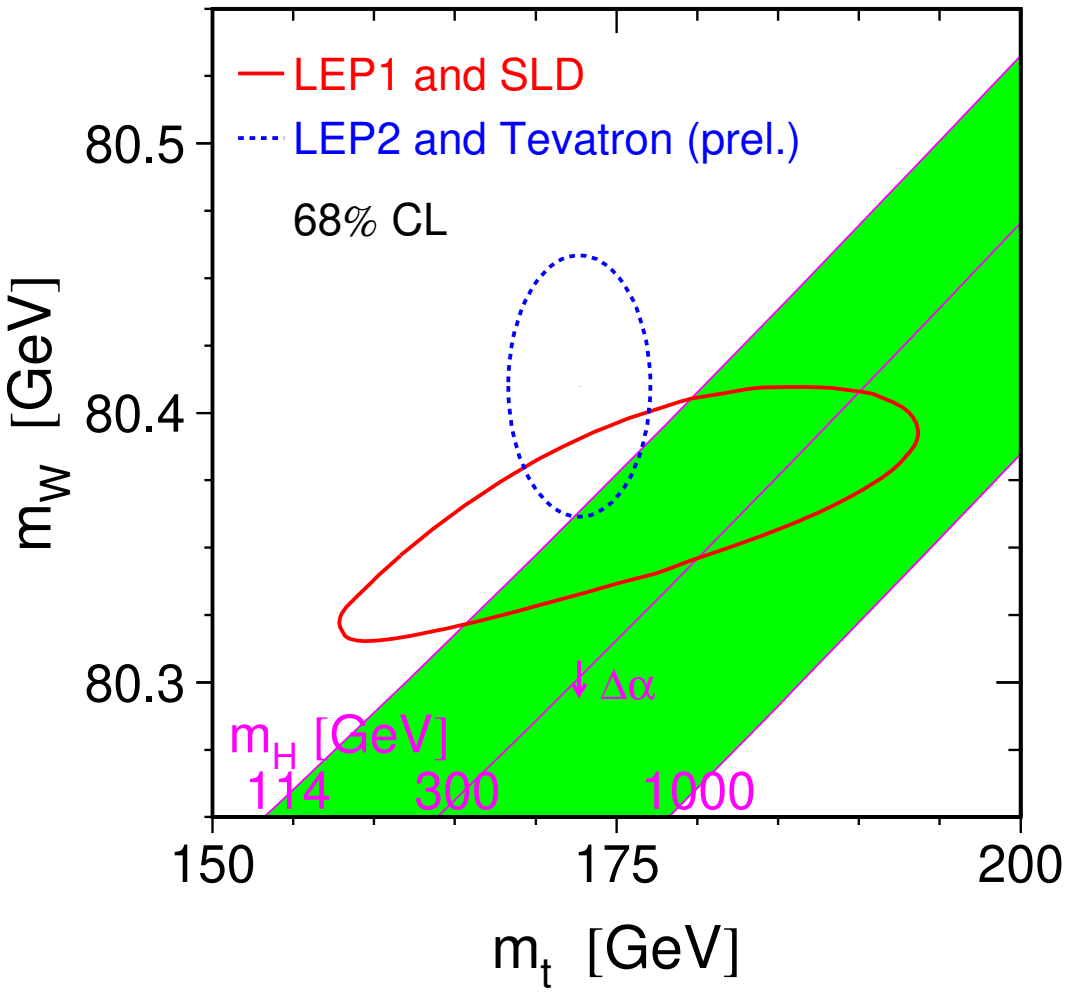
- Die elektroschwachen Präzisionsmessungen bevorzugen eine kleine Masse $M_H = 91^{+45}_{-32}$ GeV für das Higgs-Boson an der unteren Grenze $M_H > 114.4$ GeV von der direkten Suche bei LEP. Die indirekte obere Grenze ergibt sich aus den Präzisionsmessungen zu $M_H < 186$ GeV.

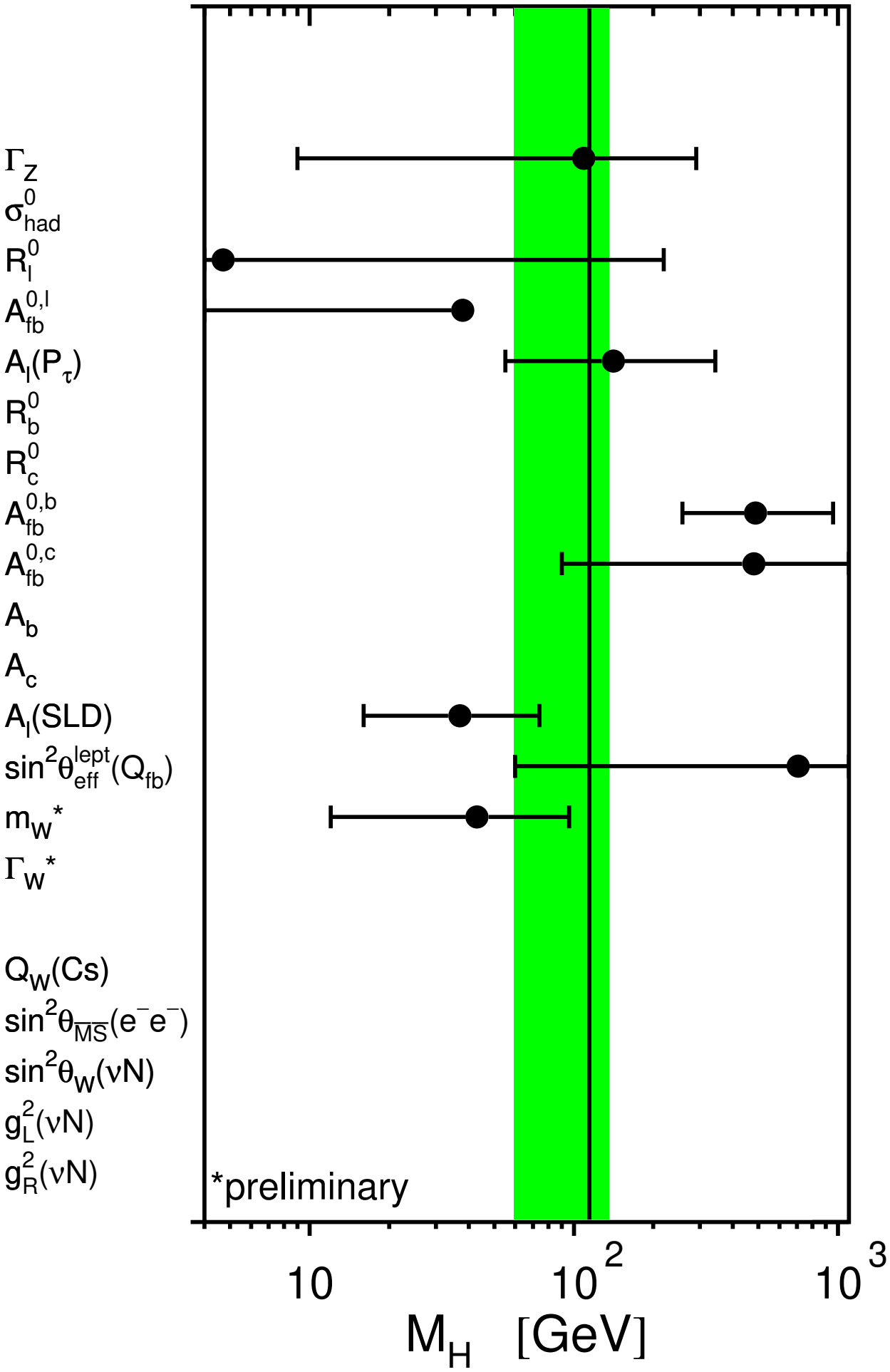
  Sie hängt erheblich von der genauen Messung der elektromagnetischen Feinstrukturkonstanten und ihrer Strahlungskorrekturen (Renormierung, Abschirmung durch Vakuumpolarisation) ab (aktuelle Messungen des Vakuumpolarisationsbeitrags der Quarks am e^+e^--Speicherring BES in Peking bei niedrigen Schwerpunktsenergien)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

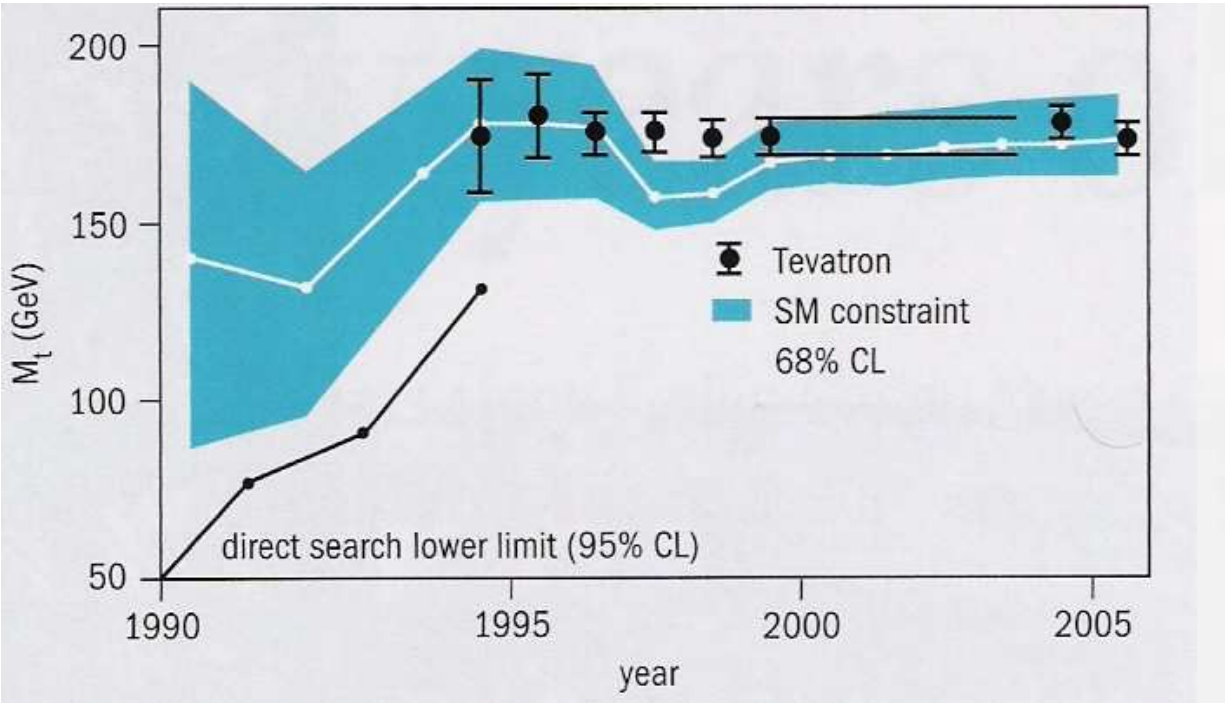

High Q^2 except m_t
68% CL
m_t (Tevatron)
Excluded
m_t [GeV]
m_H [GeV]
200
180
160
10
10^2
10^3

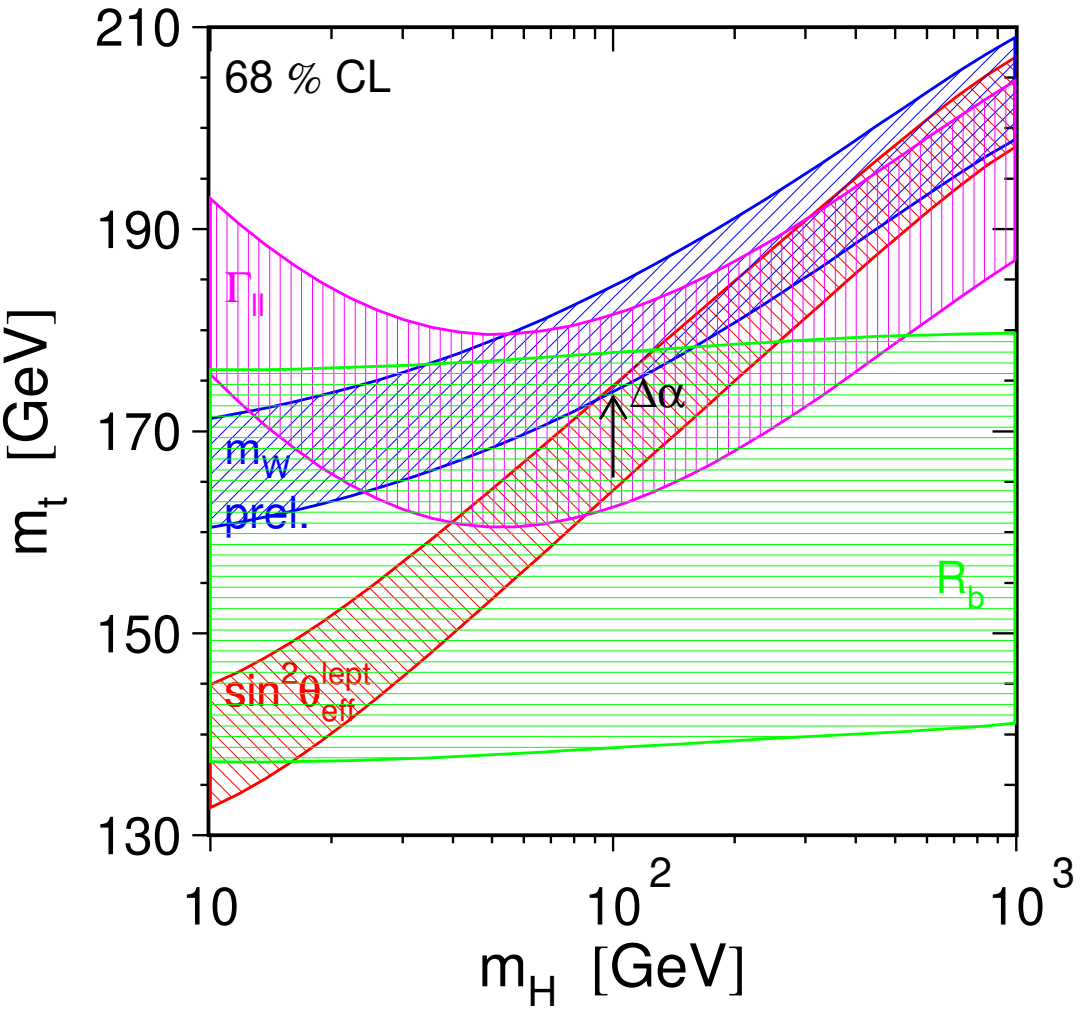

Theory uncertainty
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}$ =
0.02758±0.00035
0.02749±0.00012
incl. low Q^2 data
Excluded
$\Delta\chi^2$
m_H [GeV]
6
5
4
3
2
1
0
30
100
300

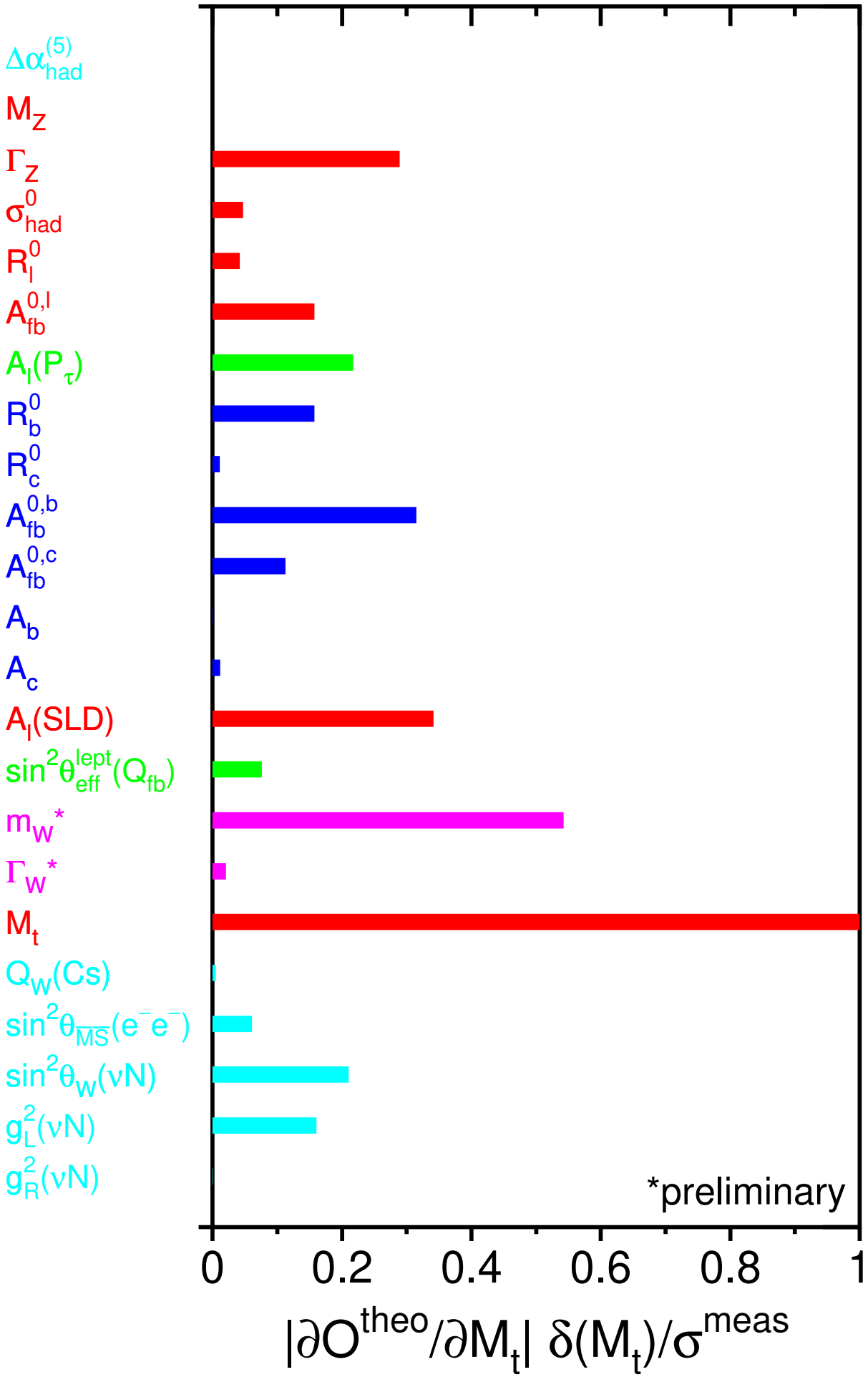

High Q^2 except m_W/Γ_W
68% CL
m_W (LEP2 prel., $p\bar{p}$)
Excluded
80.5
80.4
80.3
m_W [GeV]
10
10^2
10^3
m_H [GeV]

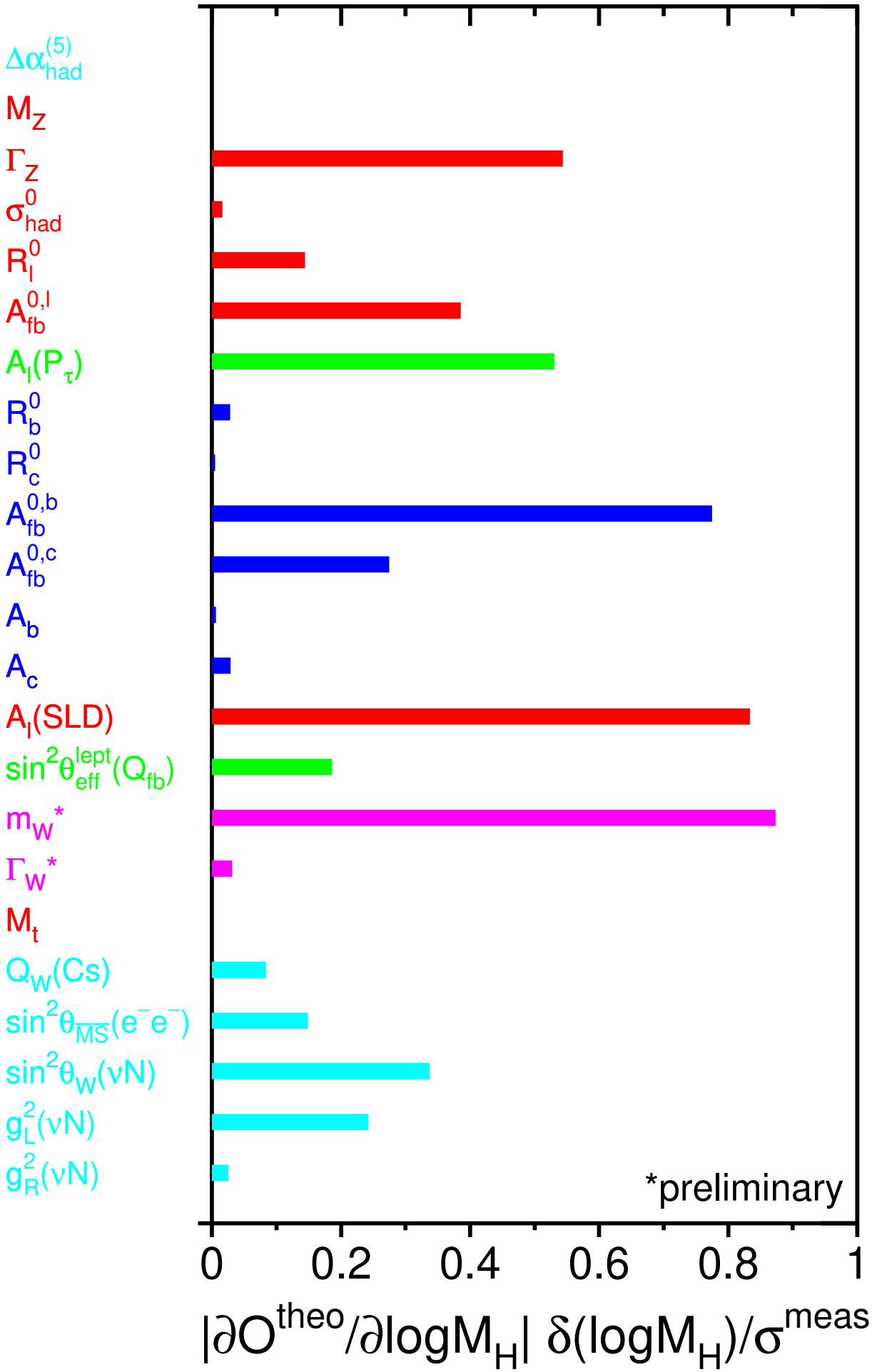

LEP1 and SLD
LEP2 and Tevatron (prel.)
68% CL
$\Delta\alpha$
m_H [GeV]
114
300
1000
80.5
80.4
80.3
m_W [GeV]
150
175
200
m_t [GeV]


Γ_Z
σ^0_{had}
R^0_l
$A^{0,l}_{fb}$
$A_l(P_\tau)$
R^0_b
R^0_c
$A^{0,b}_{fb}$
$A^{0,c}_{fb}$
A_b
A_c
A_l(SLD)
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}(Q_{fb})$
m_W*
Γ_W*
Q_W(Cs)
$\sin^2\theta_{\overline{MS}}(e^-e^-)$
$\sin^2\theta_W(\nu N)$
$g^2_L(\nu N)$
$g^2_R(\nu N)$
*preliminary
10
10^2
10^3
M_H [GeV]


200
150
100
50
M_t (GeV)
1990
1995
2000
2005
year
Tevatron
SM constraint
68% CL
direct search lower limit (95% CL)


68 % CL
Γ_l
$\Delta\alpha$
m_W
prel.
R_b
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$
m_t [GeV]
m_H [GeV]
210
190
170
150
130
10
10^2
10^3


$\Delta\alpha^{(5)}_{had}$
M_Z
Γ_Z
σ^0_{had}
R^0_l
$A^{0,l}_{fb}$
$A_l(P_\tau)$
R^0_b
R^0_c
$A^{0,b}_{fb}$
$A^{0,c}_{fb}$
A_b
A_c
A_l(SLD)
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}(Q_{fb})$
m_W*
Γ_W*
M_t
Q_W(Cs)
$\sin^2\theta_{\overline{MS}}(e^-e^-)$
$\sin^2\theta_W(\nu N)$
$g^2_L(\nu N)$
$g^2_R(\nu N)$
*preliminary
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
$|\partial O^{theo}/\partial M_t|\ \delta(M_t)/\sigma^{meas}$


$\Delta\alpha^{(5)}_{had}$
M_Z
Γ_Z
σ^0_{had}
R^0_l
$A^{0,l}_{fb}$
$A_l(P_\tau)$
R^0_b
R^0_c
$A^{0,b}_{fb}$
$A^{0,c}_{fb}$
A_b
A_c
A_l(SLD)
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}(Q_{fb})$
m_W*
Γ_W*
M_t
Q_W(Cs)
$\sin^2\theta_{\overline{MS}}(e^-e^-)$
$\sin^2\theta_W(\nu N)$
$g^2_L(\nu N)$
$g^2_R(\nu N)$
*preliminary
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
$|\partial O^{theo}/\partial \log M_H|\ \delta(\log M_H)/\sigma^{meas}$