4. Aktuelle Ergebnisse und Experimente

4.1 Phänomene der schwachen Wechselwirkung

Beispiel: Schwache Neutrino-Elektron-Streuung:

CC-Prozeß: $\nu_\mu e^- \longrightarrow \mu^- \nu_e$

(verwandt mit dem schwachen Myonzerfall: $\mu^- \to e^- \nu_\mu \overline{\nu_e}$):

Das Übergangsmatrixelement

$$\mathcal{M} = i\frac{g^2}{2} \cdot [\overline{u}_\mu(p_3)\gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} u_{\nu_\mu}(p_1)] \underbrace{\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_w^2}{q^2 - M_W^2}}_{\longrightarrow \frac{1}{M_W^2} \text{ f.} |q|^2 \ll M_W^2} \cdot [\overline{u}_{\nu_e}(p_4)\gamma^\nu \frac{1-\gamma_5}{2} u_e(p_2)]$$

geht in der Näherung kleiner Impulsüberträge $|q|^2 \ll M_W^2$ (wie beim Myonzerfall), d.h. sehr kurze Reichweite der Feldquanten, über in das Matrixelement für die Fermi'sche 4-Fermion-Punktwechselwirkung oder schwache Strom-Strom-Wechselwirkung (kein Propagator für Austauschteilchen):

$$\mathcal{M} = i\frac{G_F}{\sqrt{2}}[\overline{u}_\mu(p_3)\gamma^\mu(1-\gamma_5)u_{\nu_\mu}(p_1)][\overline{u}_{\nu_e}(p_4)\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_e(p_2)]$$

mit der schwachen Fermi-Kopplungskonstanten G_F.

Präzisionmessung der Fermi-Konstanten aus der Myon-Lebensdauer

$$\tau_\mu = \frac{1}{\Gamma_\mu} = \frac{192\pi^3}{G_F^2 m_\mu^5} :$$

$$\Longrightarrow G_F = (1.16639 \pm 0.00002) \cdot 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}$$

$$\Longrightarrow \boxed{\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}}$$

Erklärt die Schwachheit der schwachen Wechselwirkung bei niedrigen Energien trotz

$$g = \frac{e}{\sin\theta_W} \geq e :$$

Wenn M_W groß ist, ist G_F klein.

Nach der SSB gelten die Beziehungen:

$$M_W \equiv \frac{gv}{2} = \left(\frac{g^2\sqrt{2}}{8G_F}\right)^{1/2} = \frac{g}{2}(\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$$

$$\begin{aligned} \Longrightarrow v &= (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246\ \text{GeV} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}, \\ \Longrightarrow \Phi_0 &= \frac{v}{\sqrt{2}} = 174\ \text{GeV}, \end{aligned}$$

der Energieskala (d.h. Temperaturskala, $E = kT$) der elektroschwachen Symmetriebrechung (Phasenübergang).

$$\begin{aligned} \Longrightarrow M_W &= \frac{ev}{2\sin\theta_W} \\ M_W^2 &= \frac{e^2}{4\sqrt{2}G_F\sin^2\theta_W} \equiv \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F\sin^2\theta_W} \\ &= \frac{(37.3\ \text{GeV})^2}{\sin^2\theta_W}. \end{aligned}$$

Experimentell (Fermion-Paarproduktion in e^+e^--Vernichtung bei LEP/CERN, νN-Streuung):

$$\begin{aligned} \sin^2\theta_W(E = M_Z) &= 0.23117 \pm 0.00016 \\ \Longrightarrow M_W &\approx 78\ \text{GeV} \\ \Longrightarrow M_Z &= \frac{M_W}{\cos\theta_W} \approx 89\ \text{GeV} \end{aligned}$$

(Vorhersagen der GSW-Theorie in niedgrigster Ordnung der Störungstheorie).

Experimentell (Z- und W-Bosonerzeugung in e^+e^--Vernichtung bei LEP und in $p\overline{p}$-Vernichtung am Tevatron/FNAL):

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.188 \pm 0.002 \text{ GeV}, \\ M_W &= 80.42 \pm 0.06 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen mit hoher Präzision, wenn elektroschwache Strahlungskorrekturen (Prozesse höherer Ordnung der Störungstheorie der elektroschwachen WW).

$\Longrightarrow$ Die am besten geprüfte physikalische Theorie.

Inputparameter der Theorie:

$$g,\ g',\ v,\ g_f.$$

Alternativ (experimentell am besten bestimmt):

$$\alpha(E = M_Z),\ G_F,\ \sin^2\theta_W \text{ oder } M_Z,\ m_f.$$

Die Masse des Higgs-Bosons

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{\frac{2}{\lambda}} \cdot v$$

und die Massen der Fermionen

$$m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}$$

lassen sich im Standardmodell nicht vorhersagen.

4.2 Entdeckung der schwachen Eichbosonen

Entdeckung der $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen und erste Messung der Massen 1983 durch die Experimente UA1 und UA2 am $p\overline{p}$-Speicherring $Sp\overline{p}S$ (Super-Protonsynchrotron) des CERN mit 270 GeV Schwerpunktsenergie (später bis maximal 630 GeV) dem ersten Antiproton-Beschleuniger mit neuer Technologie (sog. "stochastische Kühlung" der Antiproton-Bündel).

$\Longrightarrow$ Nobelpreis für Carlo Rubbia und Simon van der Meer.

Seitdem Präzisionsmessungen der Massen am 0.9 TeV $p\overline{p}$-Speicherring TEVATRON des FNAL (Fermilab) und am 100 (208) GeV e^+e^--Speicherring LEP I (LEP II) am CERN:

$$\begin{aligned} M_Z &= 91.188 \pm 0.002 \text{ GeV}, \\ M_W &= 80.45 \pm 0.03 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

W-Produktion in $p\overline{p}-$Kollisionen:

4.3 Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung

4.3.1 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 3.6.5.1):

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

mit

$$\begin{aligned}
C_1^f(s) &= Q_e^2 Q_f^2 + 8Q_eQ_f v_e v_f \mathcal{R}e\chi(s) \\
&\quad + \ 16(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)|\chi(s)|^2 \\
C_2^f(s) &= 16Q_eQ_f a_e a_f \mathcal{R}e\chi(s) + 32 v_e a_e v_f a_f |\chi(s)|^2 \\
\sigma_{f\bar{f}}(s) &= \int_0^{2\pi}\int_{-1}^{+1} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta d\Phi = N_C^f \frac{4\pi\alpha^2}{3s}\cdot C_1^f(s) \\
A_{FB}^f(s) &= \frac{\int_0^{+1}\frac{d\sigma}{d\Omega}d\cos\theta - \int_{-1}^{0}\frac{d\sigma}{d\Omega}d\cos\theta}{\int_{-1}^{+1}\frac{d\sigma}{d\Omega}d\cos\theta} \\
&= \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3}{8}\cdot\frac{C_2^f(s)}{C_1^f(s)}\ ,
\end{aligned}$$

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:

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

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

$N_C^f = 1$ 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

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

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

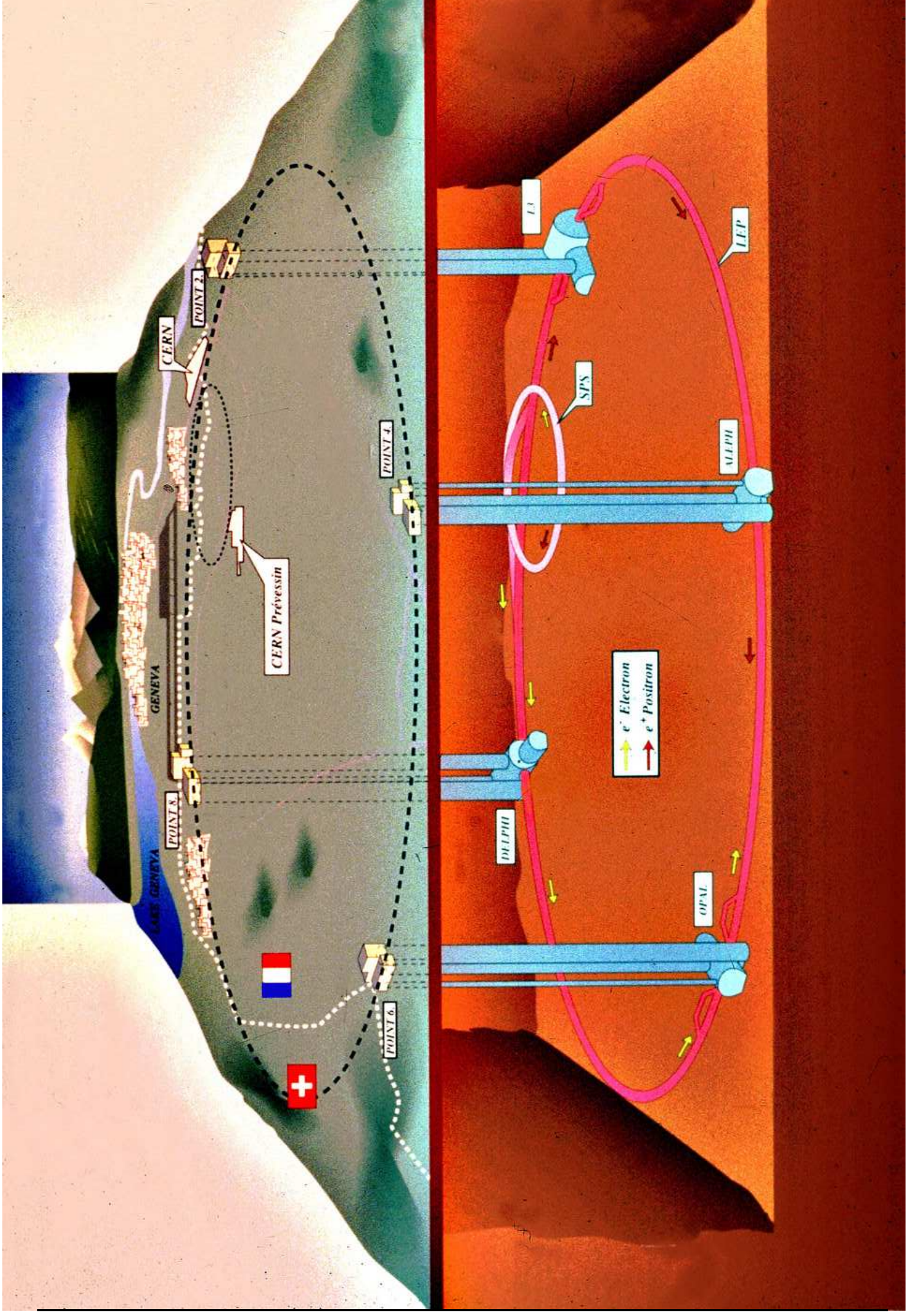
$$\begin{aligned}\Gamma(Z^0 \to f\bar{f}) &\equiv \Gamma_Z^f = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(v_f^2 + a_f^2) \\ \Gamma(Z^0 \to e^+e^-) &\equiv \Gamma_Z^e = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(v_e^2 + a_e^2) \\ \Gamma_Z &\equiv \sum_f \Gamma_Z^f \\ \Gamma_Z^{\mathrm{had}} &\equiv \sum_q \Gamma_Z^q.\end{aligned}$$

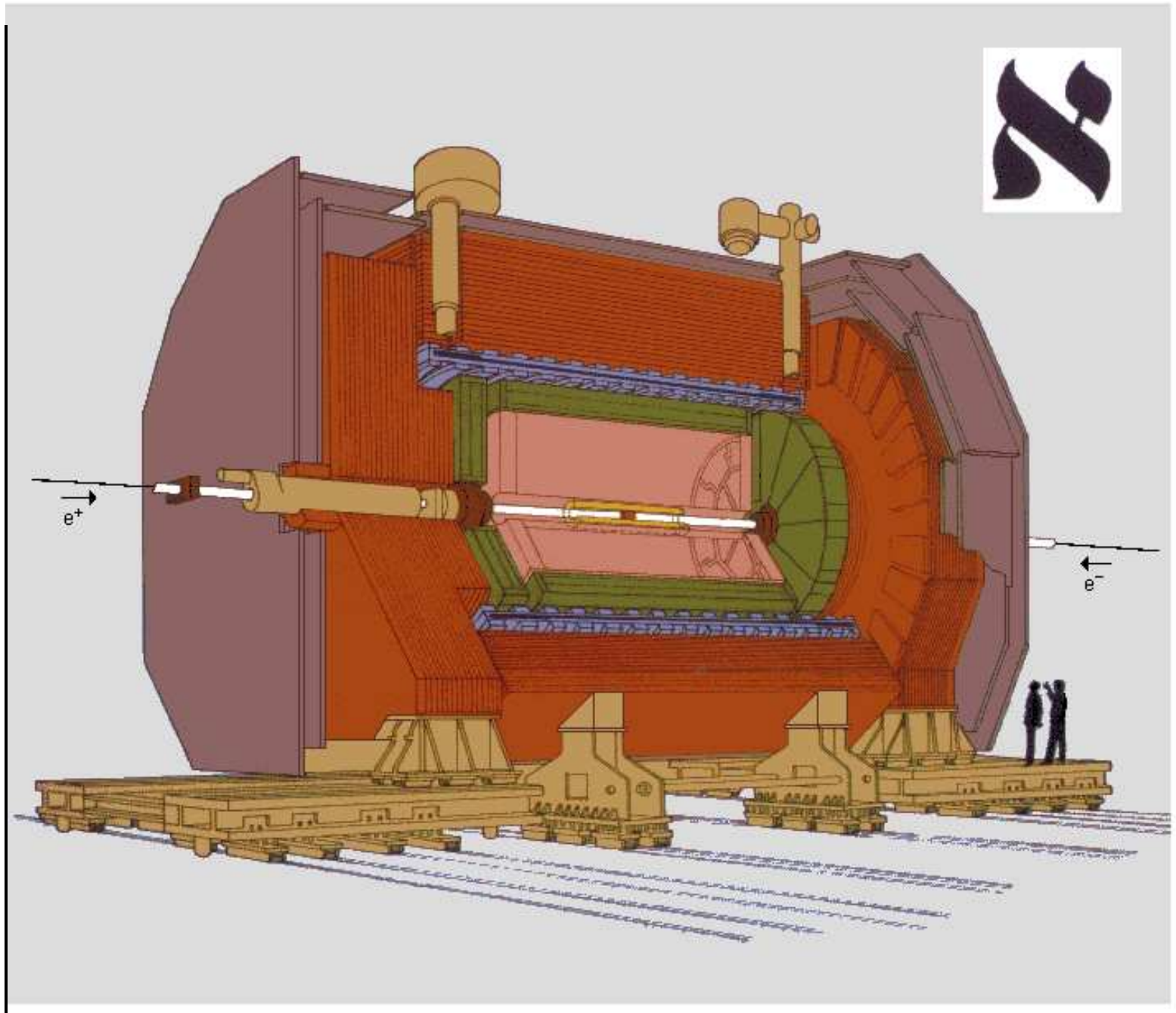
Definition: $R_f \equiv \Gamma_Z^{\mathrm{had}}/\Gamma_Z^f$.

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-Masse und der $W^{\pm}$, 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.

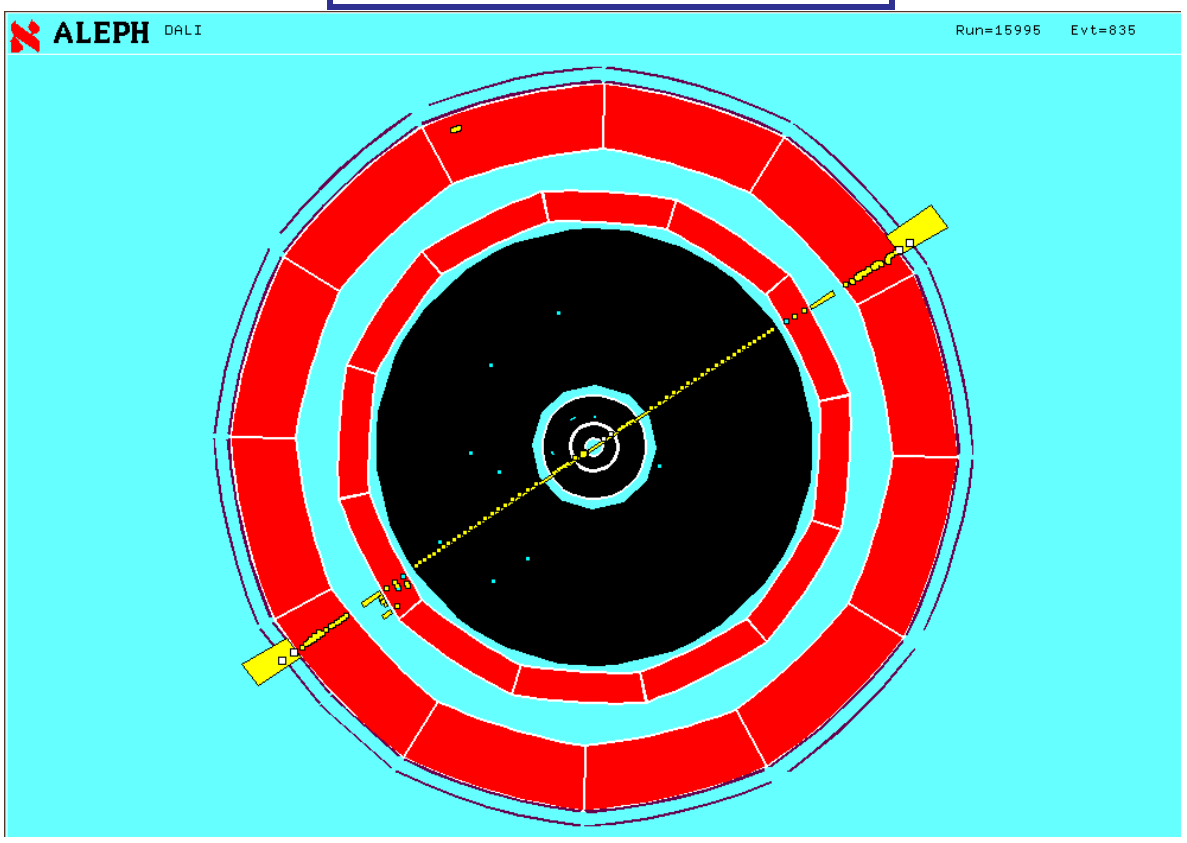
Dabei mußten der Einfluß der Mondphasen (Gezeitenkräfte) und des Wasserstands im Genfer See auf Umfang und Lage des LEP-Rings (d.h. der Ablenkdipolmagnete) und der nahen TGV-Trasse Paris–Genf auf Dipolmagnetströme des Becksluyenigeers berücksichtigt werden. Es wurde schließlich eine Genaugkeit von 20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


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

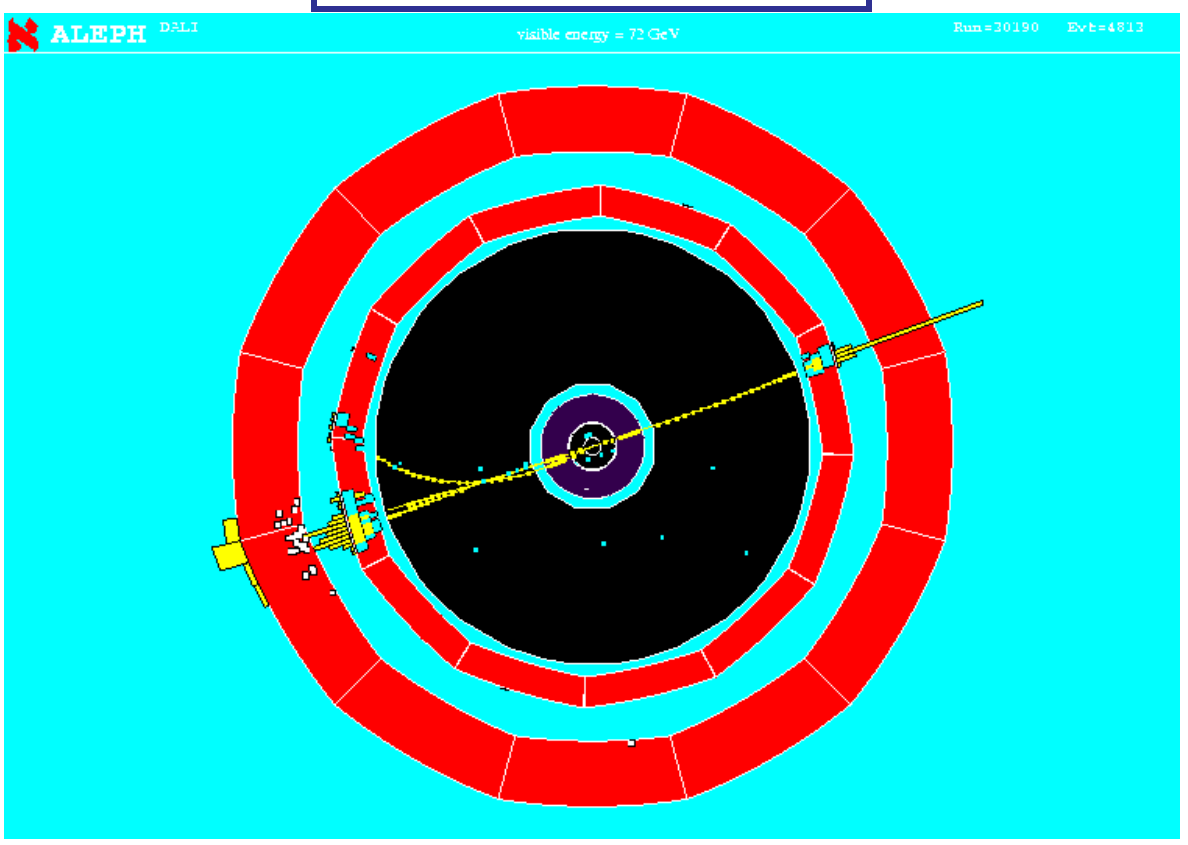


The ALEPH Detector

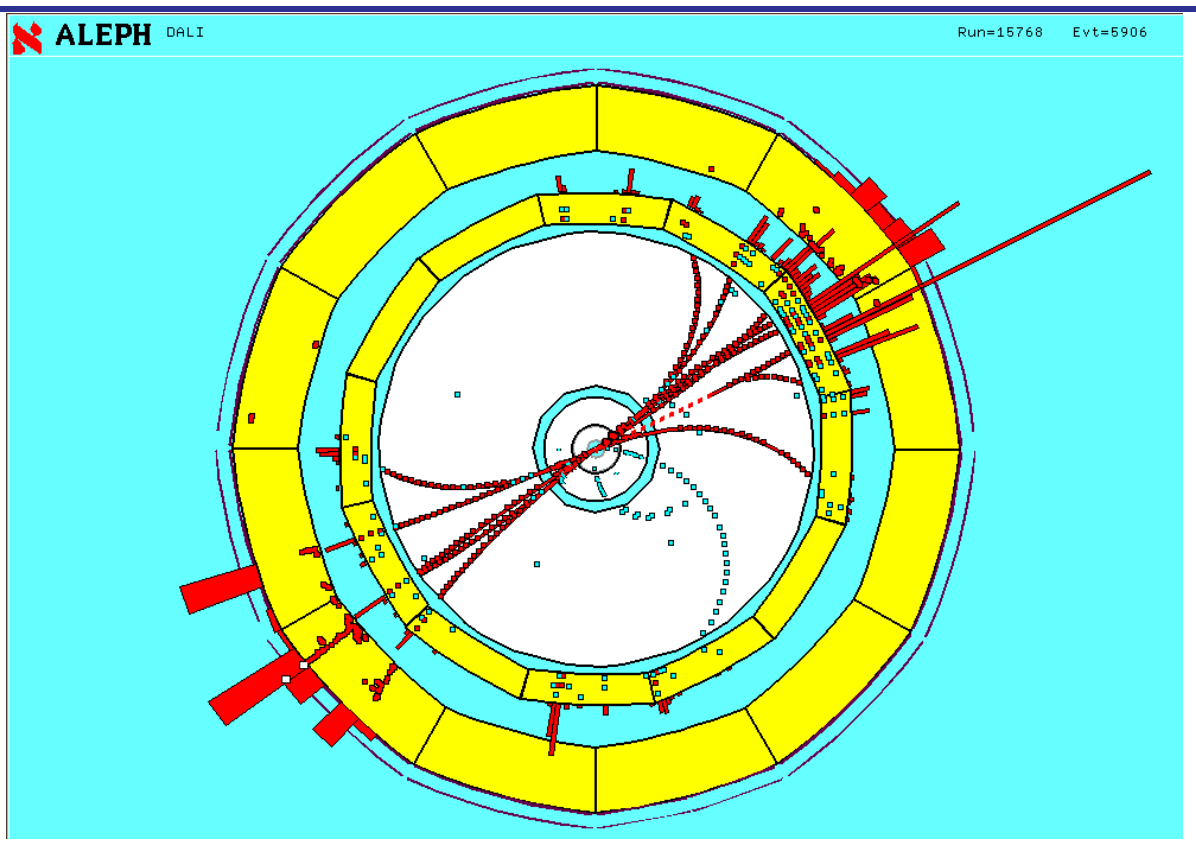
$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$$



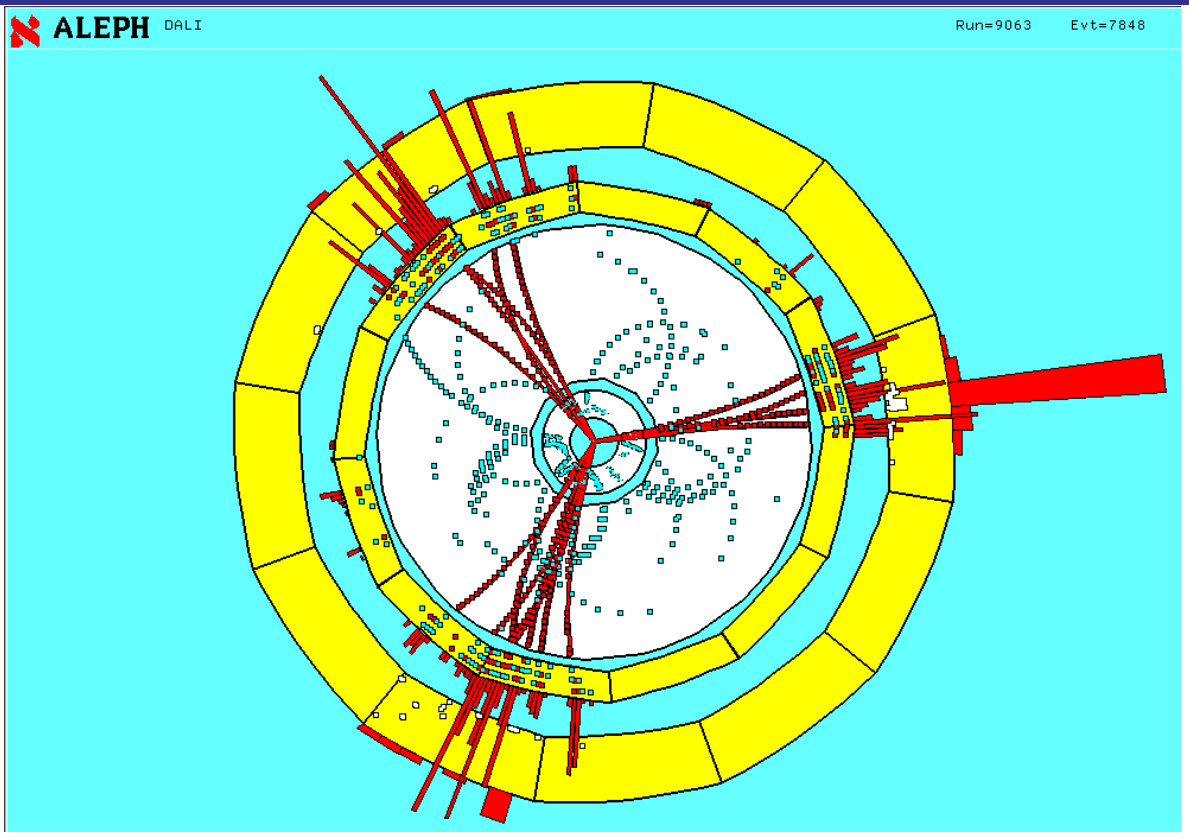
$$e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^-$$

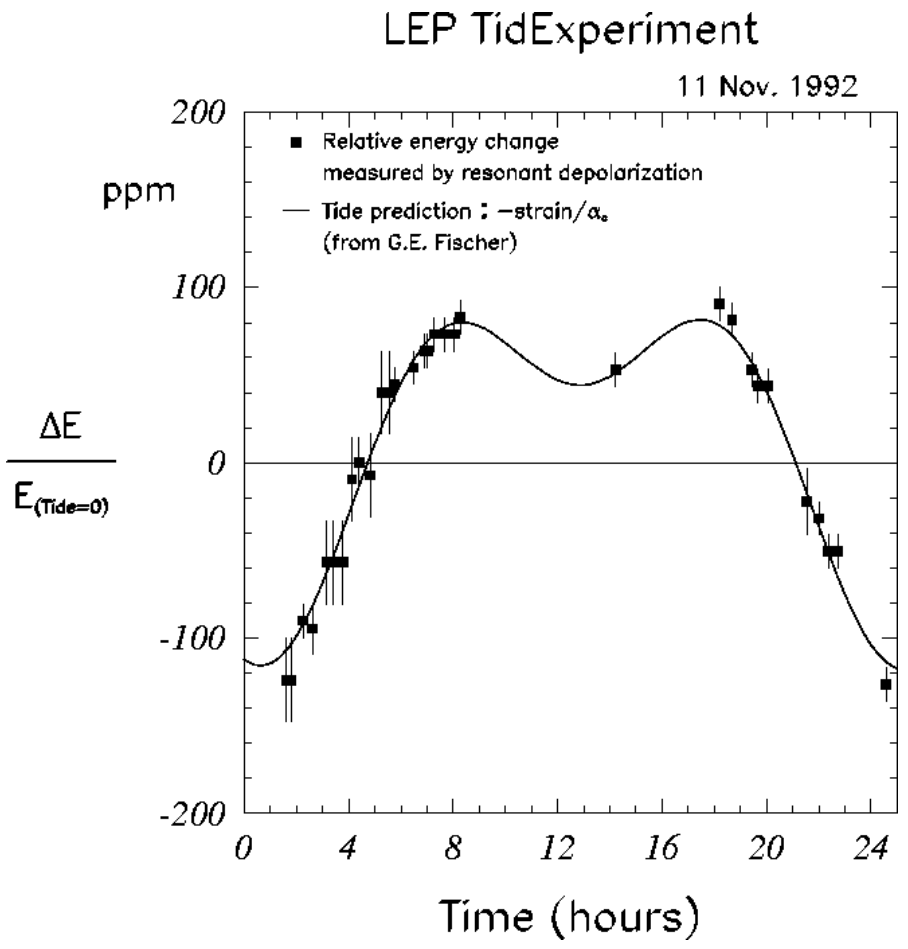


$$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q} \longrightarrow (\text{Hadronen})(\text{Hadronen})$$

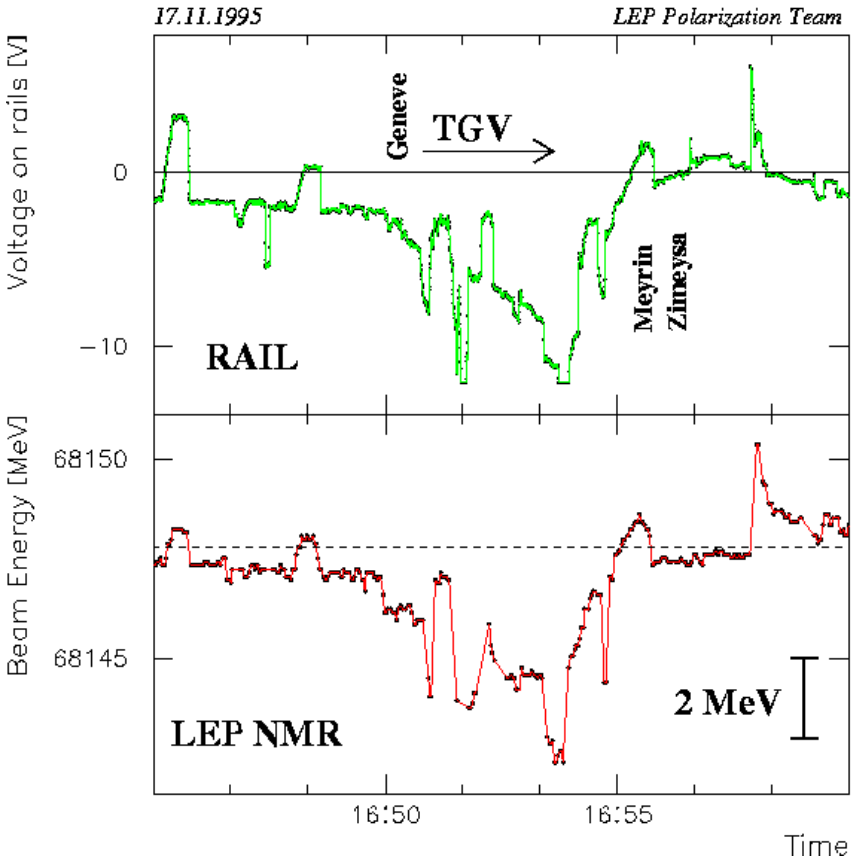


$$e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}\text{Gluon} \longrightarrow (\text{Hadr.})(\text{Hadr.})(\text{Hadr.})$$





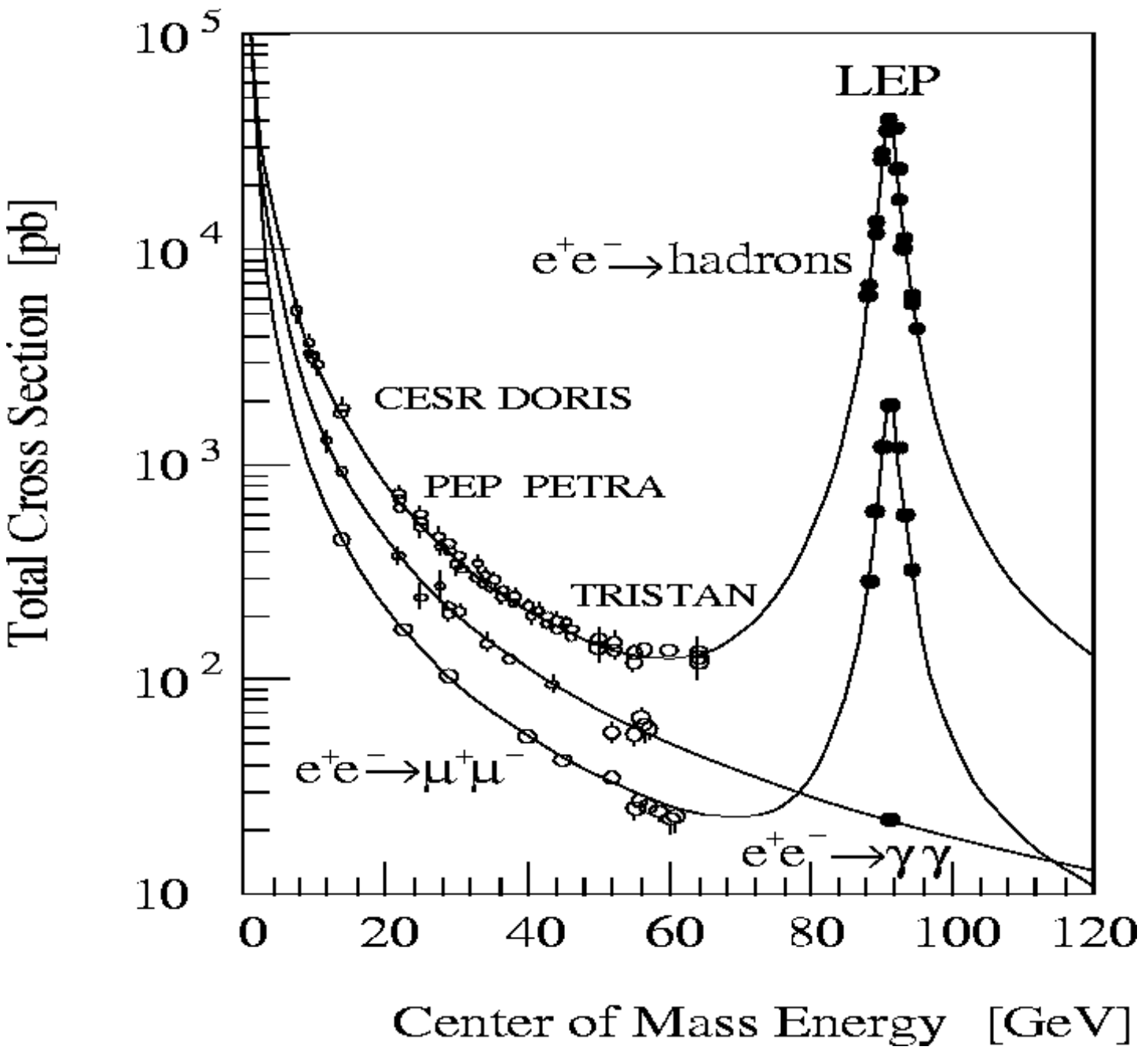
Correlation between trains and LEP energy



Hadronischer Wirkungsquerschnitt

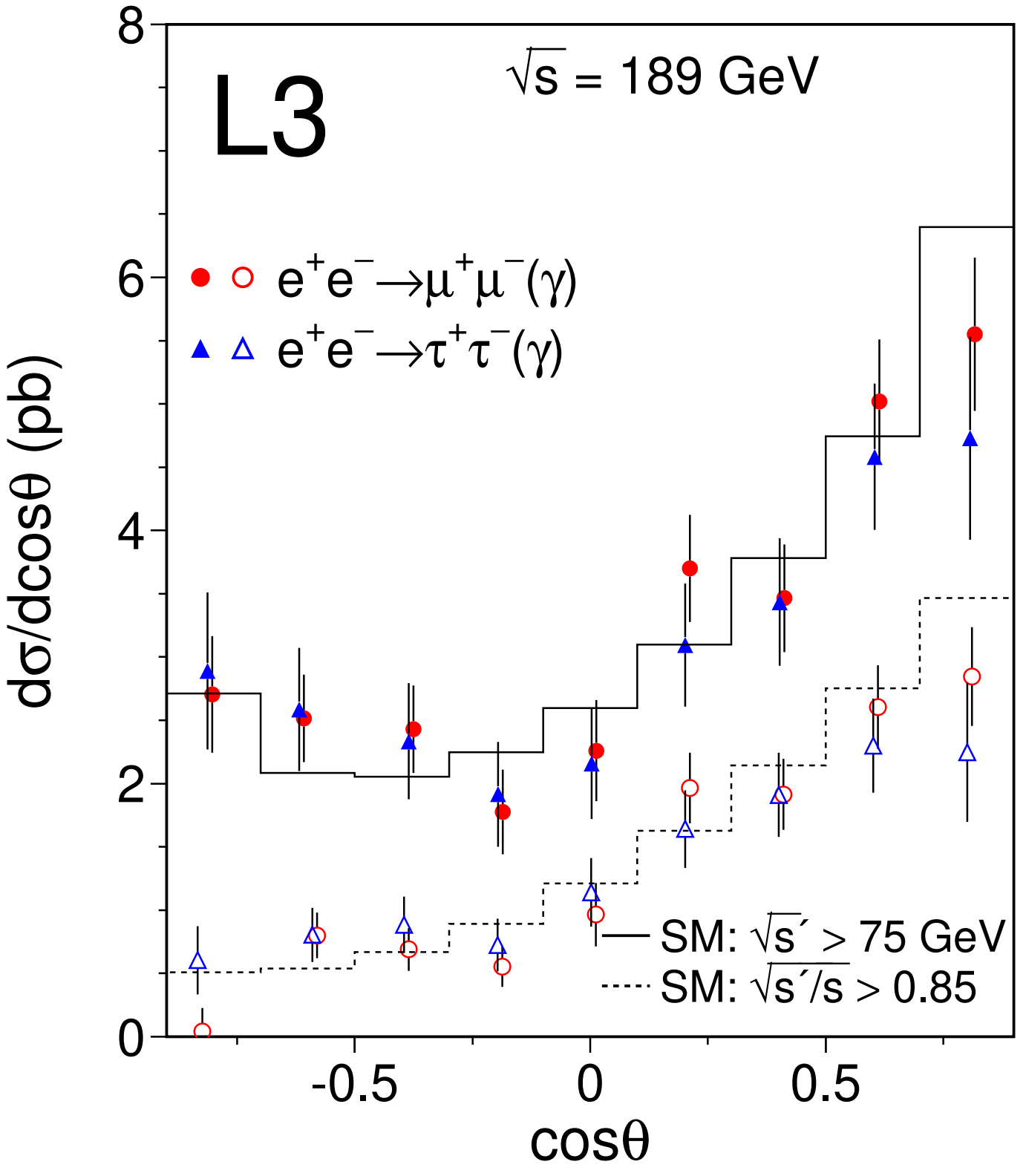
$$\sigma_{\mathrm{had}}(s) = \sum_q \sigma_{q\bar{q}}(s)$$

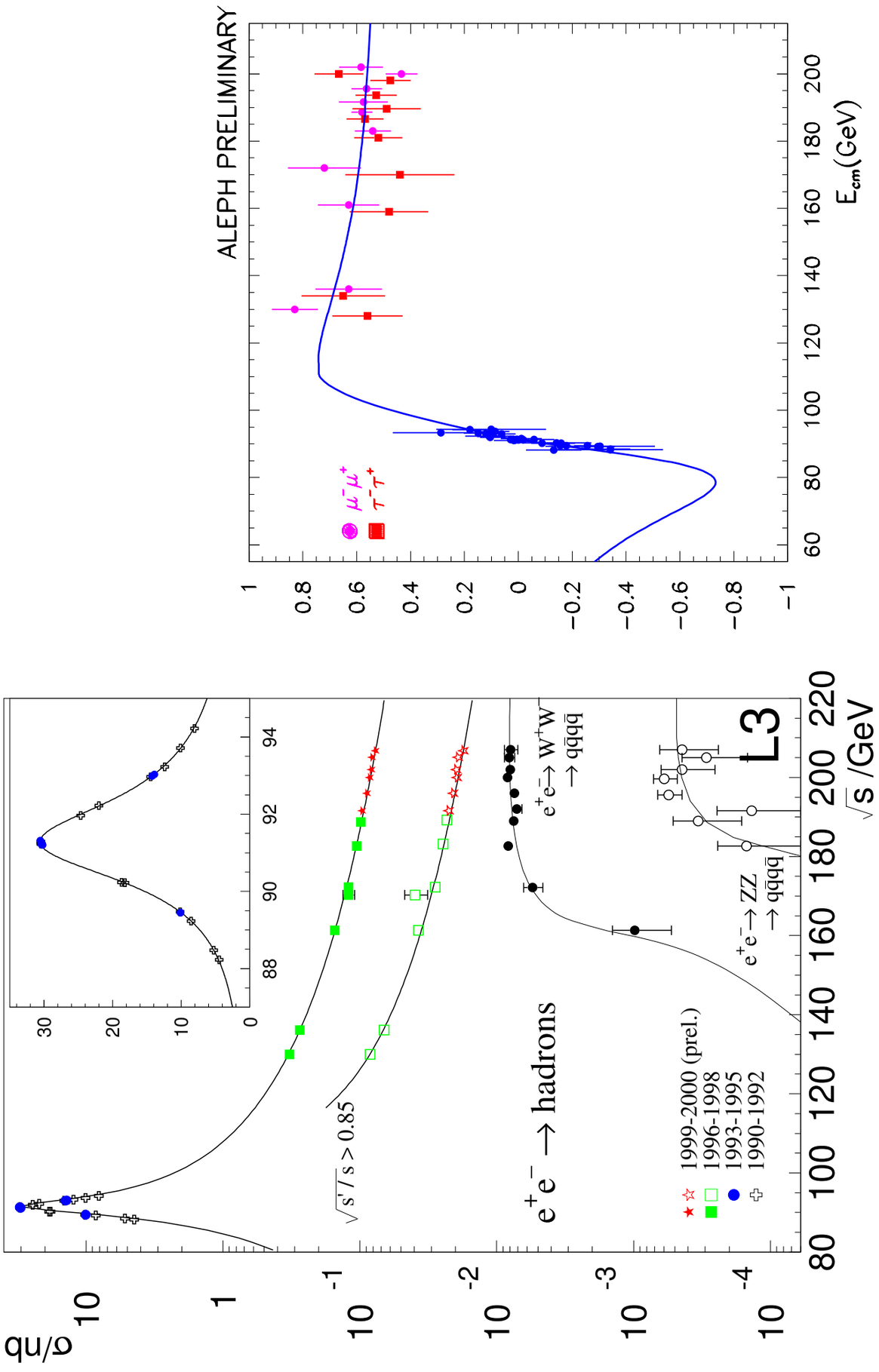
in der e^+e^--Vernichtung als Funktion der Schwerpunktsenergie:



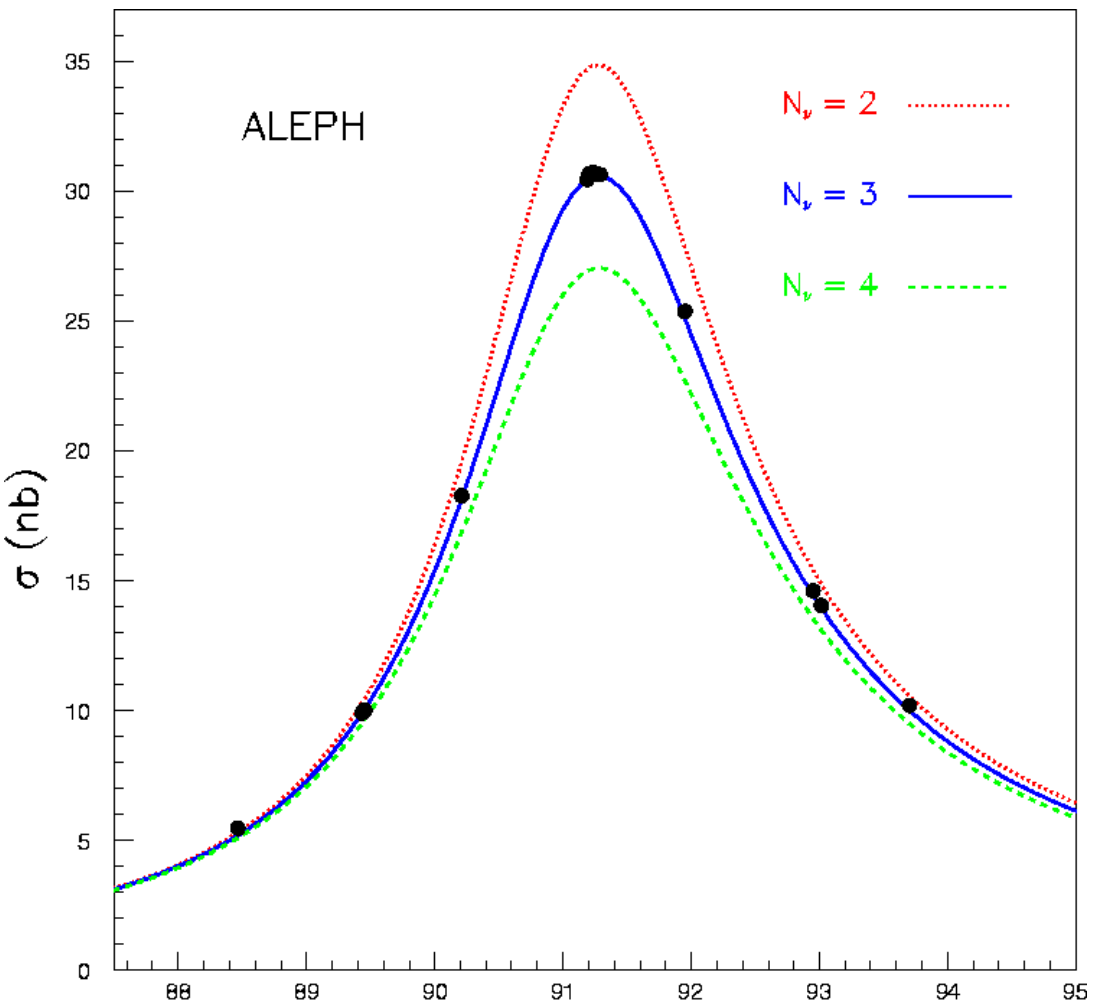
$\Longrightarrow$ Test des Standardmodells durch Messung der Observablen M_Z und Γ_Z, $\sigma_{f\bar{f}}(s = M_Z^2)$, A_{FB}^f ($\Longrightarrow \sin^2\theta_W$) bei der Z^0-Resonanz.

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




ALEPH PRELIMINARY
$\mu^-\mu^+$
$\tau^-\tau^+$
E_{cm}(GeV)
L3
$e^+e^- \to$ hadrons
$\sqrt{s'/s} > 0.85$
$e^+e^- \to W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$
$e^+e^- \to ZZ \to q\bar{q}q\bar{q}$
1999-2000 (prel.)
1996-1998
1993-1995
1990-1992
$\sqrt{s}$ /GeV
σ/nb

Z^0-Resonanzkurve $\sigma_{\mathrm{had}}(s)$ 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,

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008$$

(heute).

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

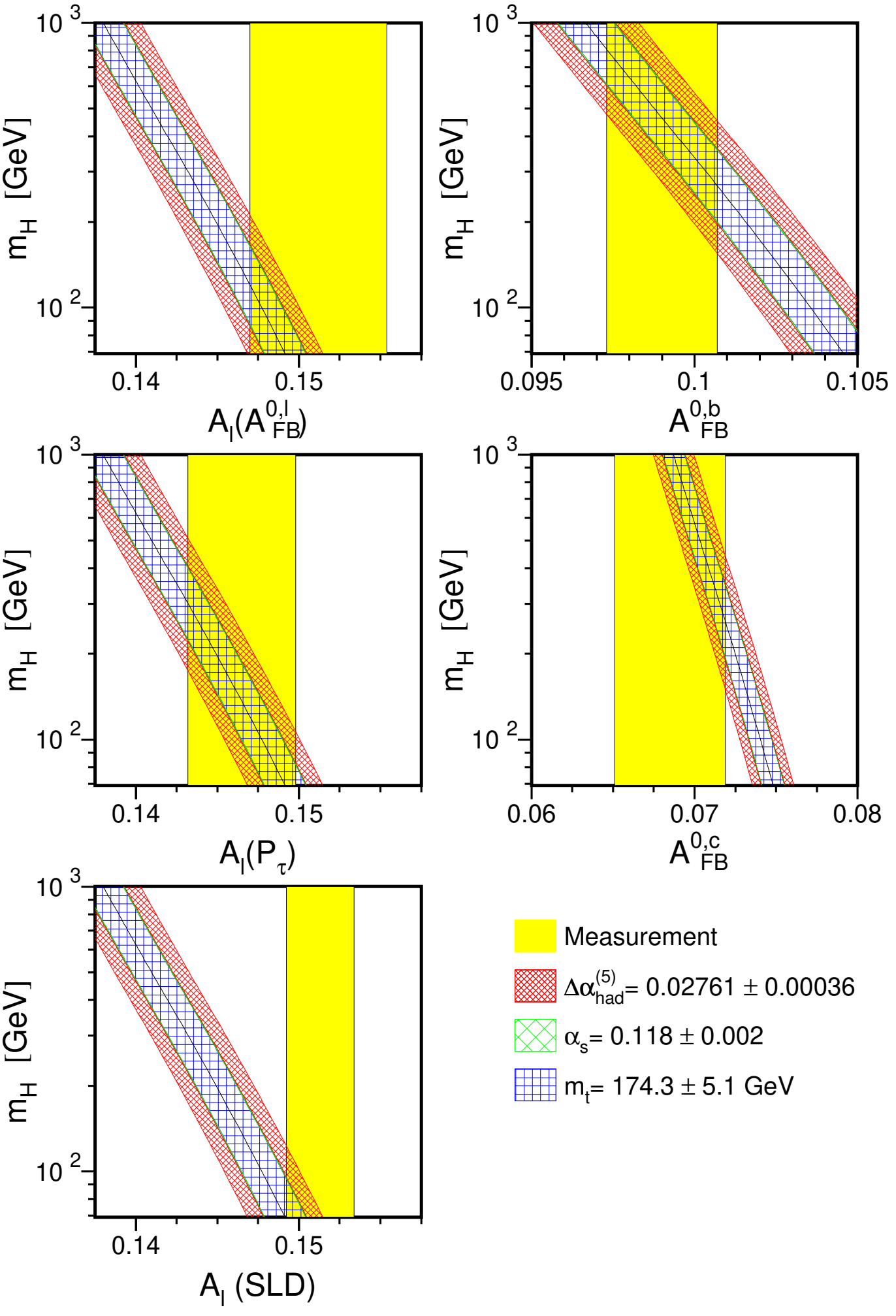
Von der Zahl der Neutrinogenerationen hängt die Gesamtbreite Γ_Z des Z^0-Bosons ab, nicht aber Γ_{had}, da Quarks eventueller neuer Generationen bei LEP nicht beobachtet wurden und ihre Massen so groß sein müßten, daß das Z^0-Boson im Ruhesystem nicht in sie zerfallen kann. Deshalb nimmt mit der Zahl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

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

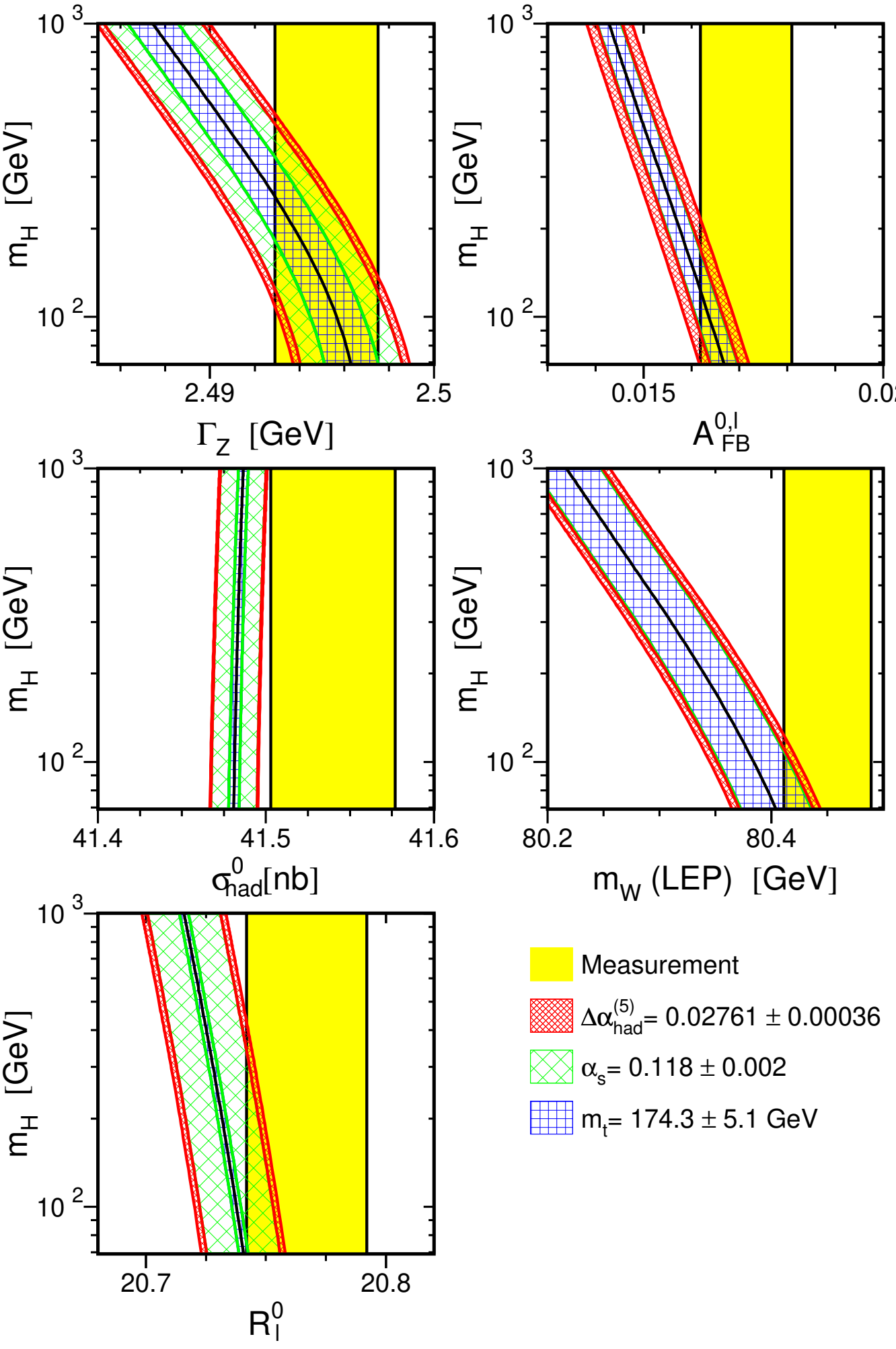
ab.

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:

Preliminary



Preliminary



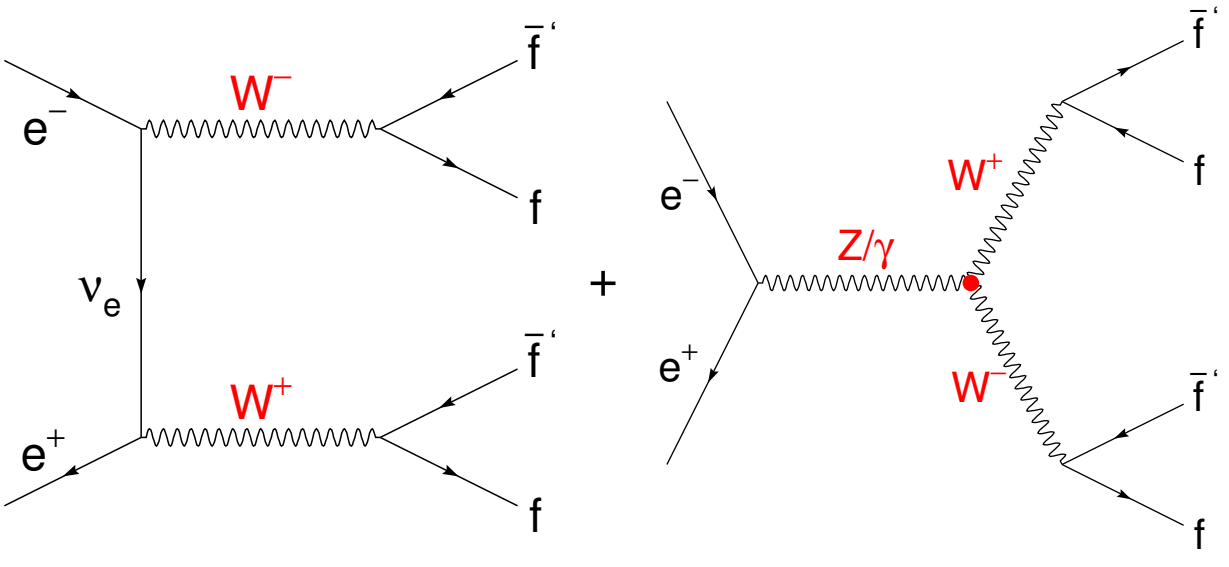
4.2.2 Messungen der W-Boson-Produktion

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.

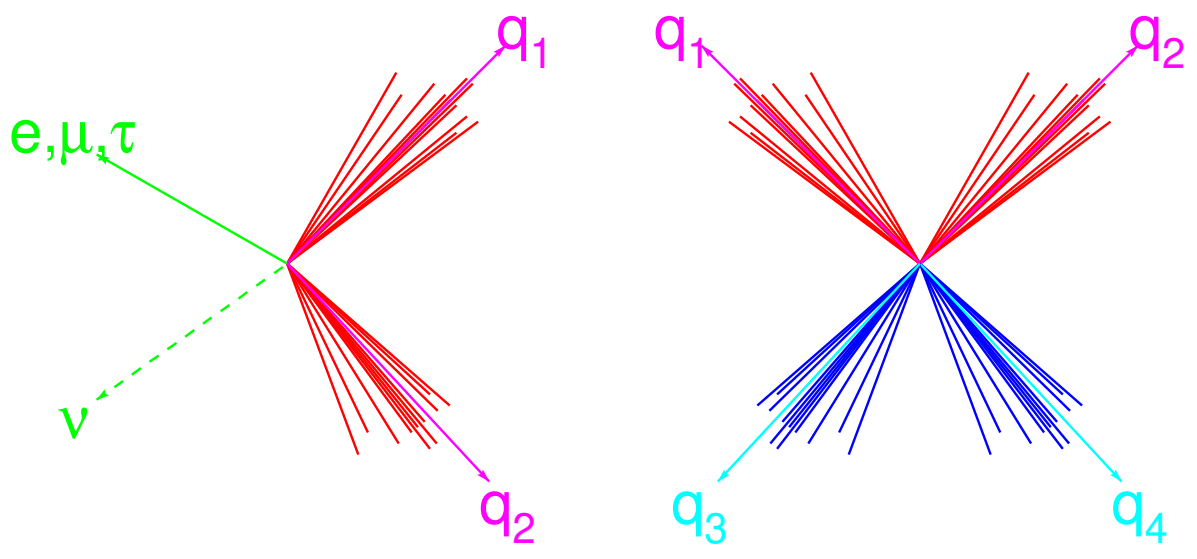
W- Boson- Produktion bei LEP

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

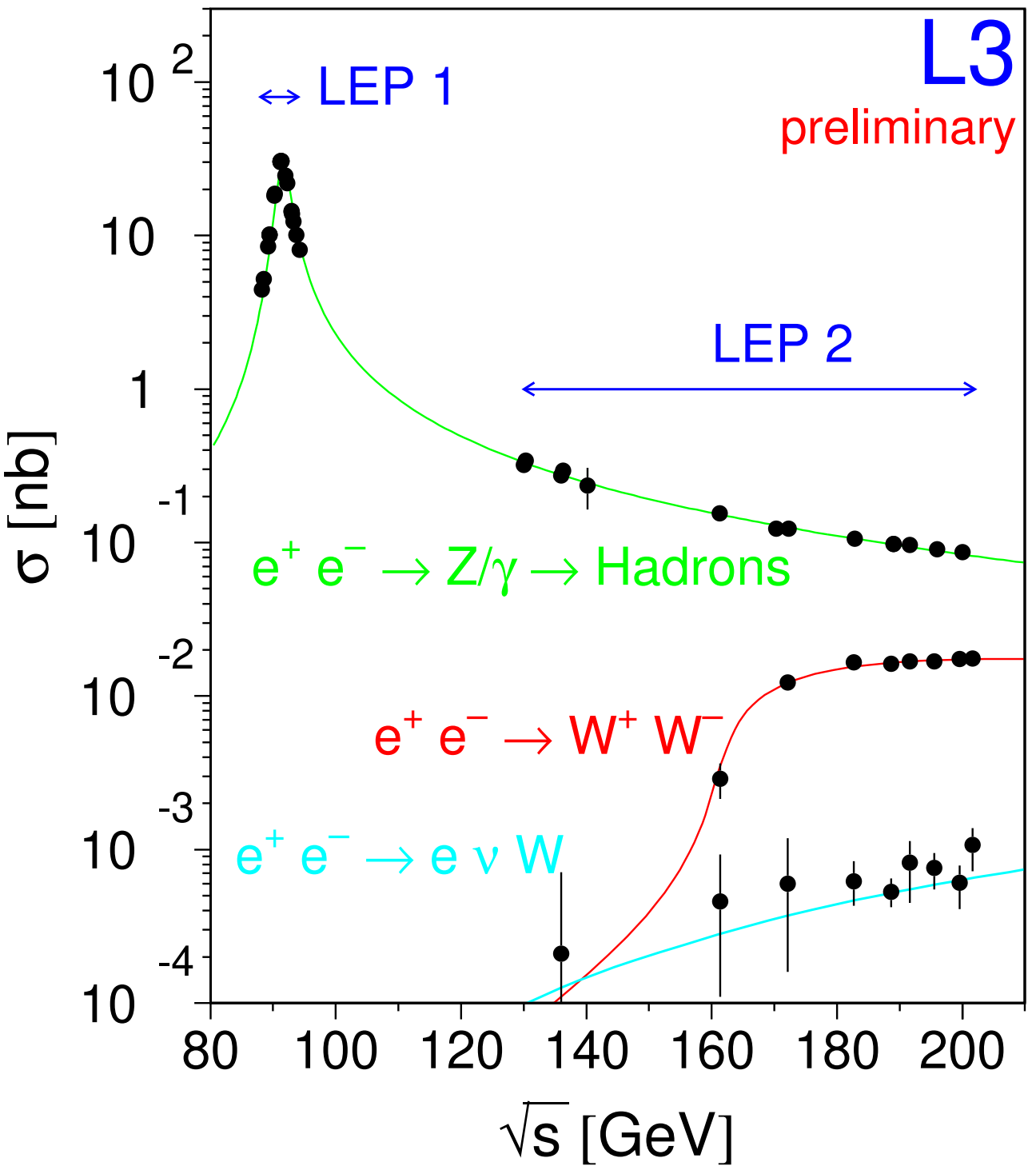


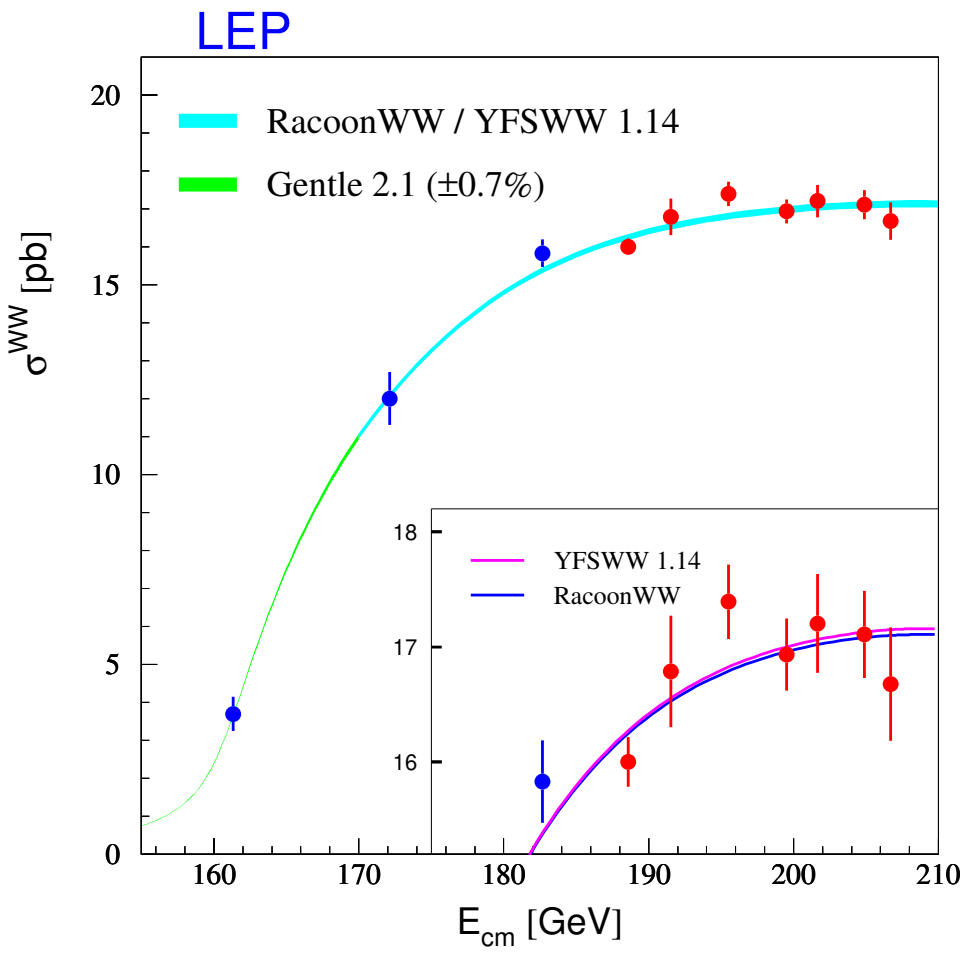
- W^+W^- -Zerfaelle :

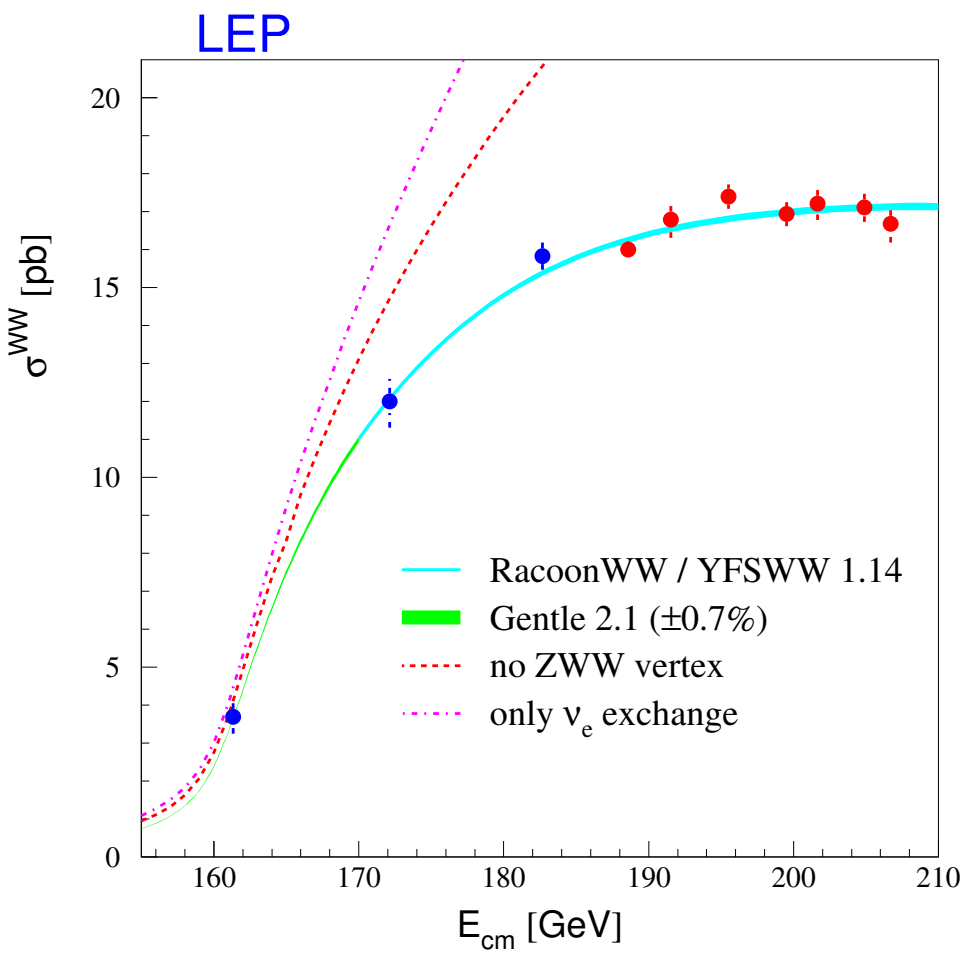
$WW \rightarrow qqqq$		45.6 %
$WW \rightarrow qq\ell\nu$	$qqe\nu$, $qq\mu\nu$, $qq\tau\nu$	43.8 %
$WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$		10.6 %



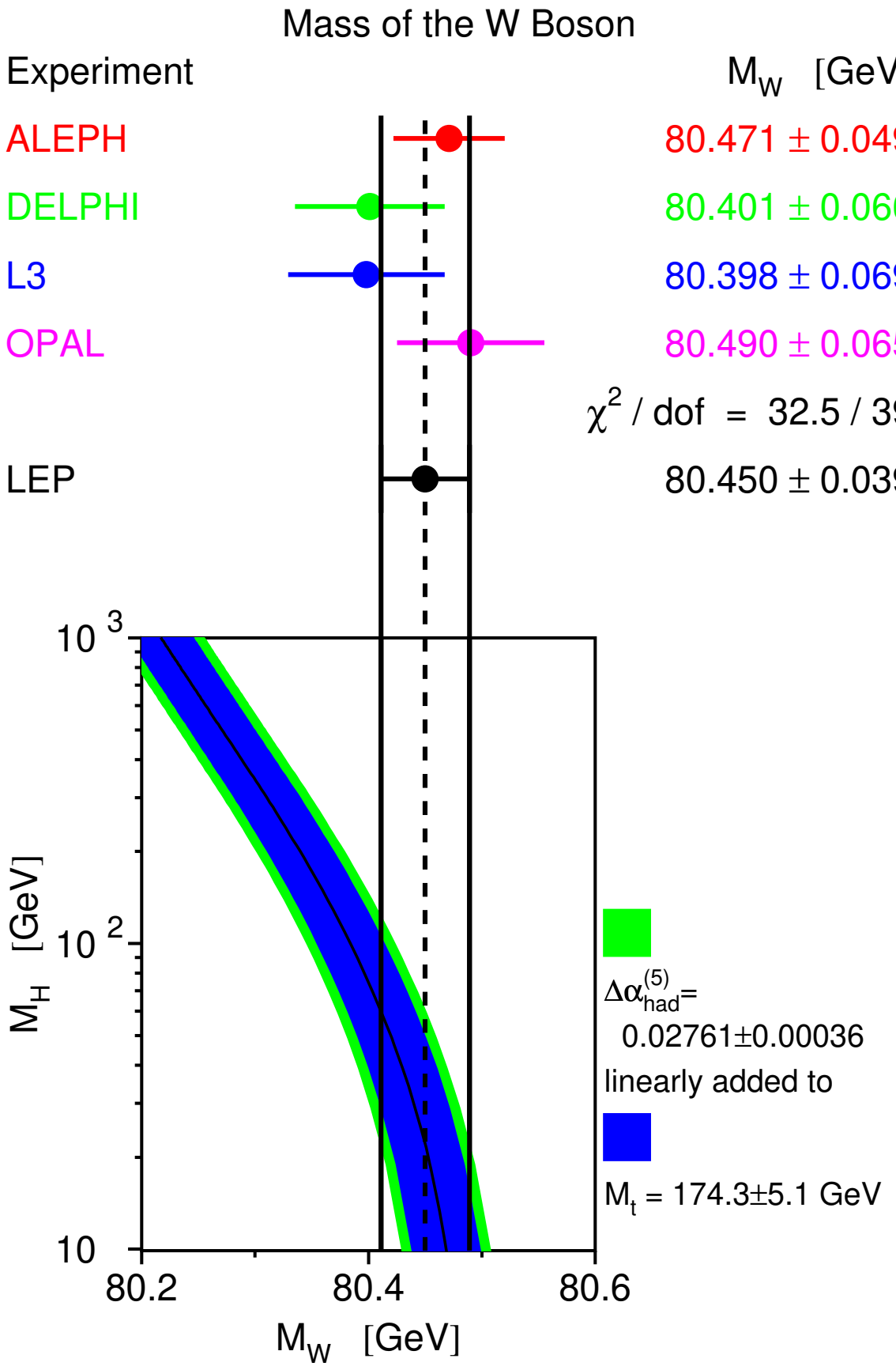
W- Boson- Produktion bei LEP

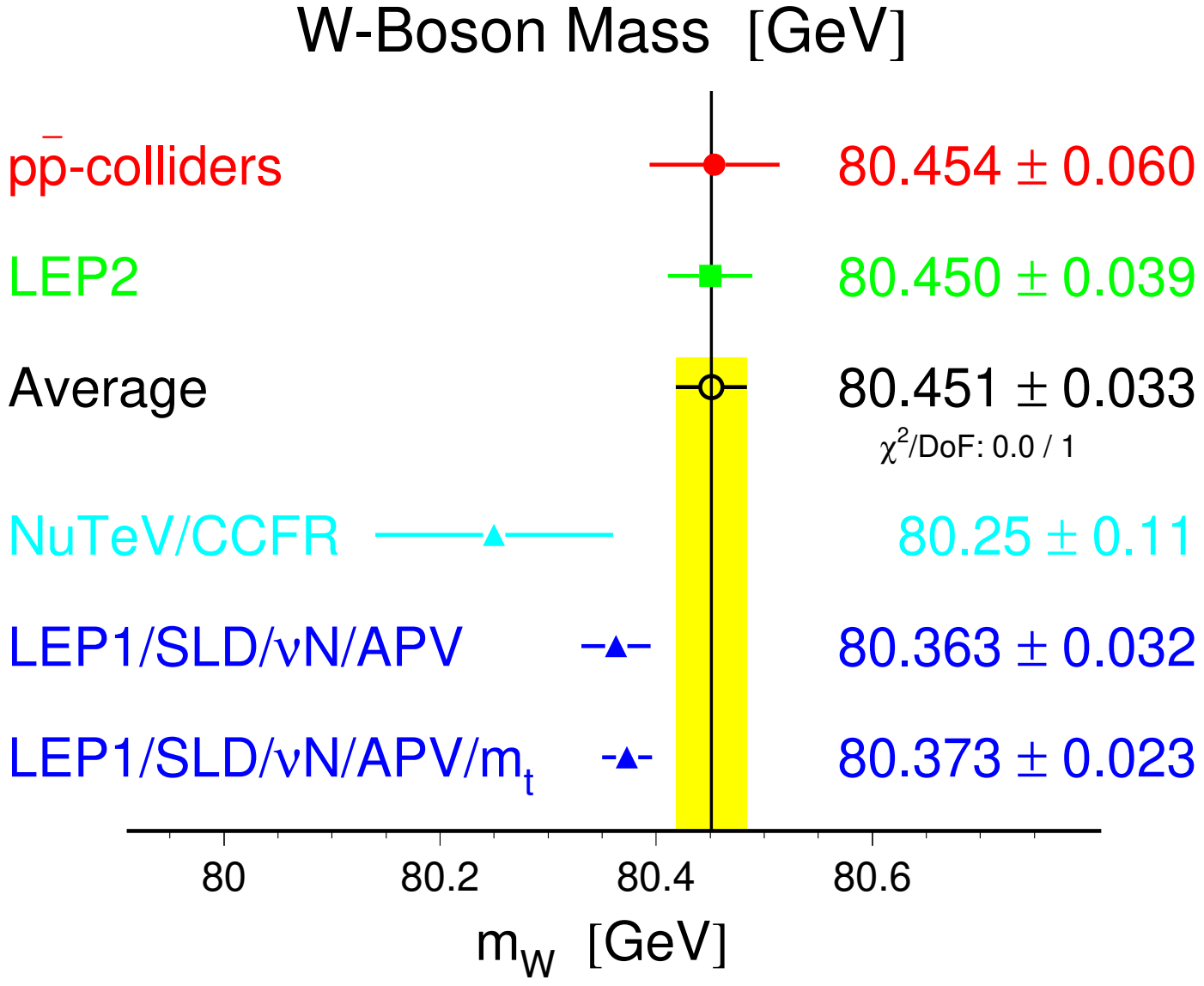



LEP
RacoonWW / YFSWW 1.14
Gentle 2.1 (±0.7%)
YFSWW 1.14
RacoonWW
σ^{WW} [pb]
E_{cm} [GeV]

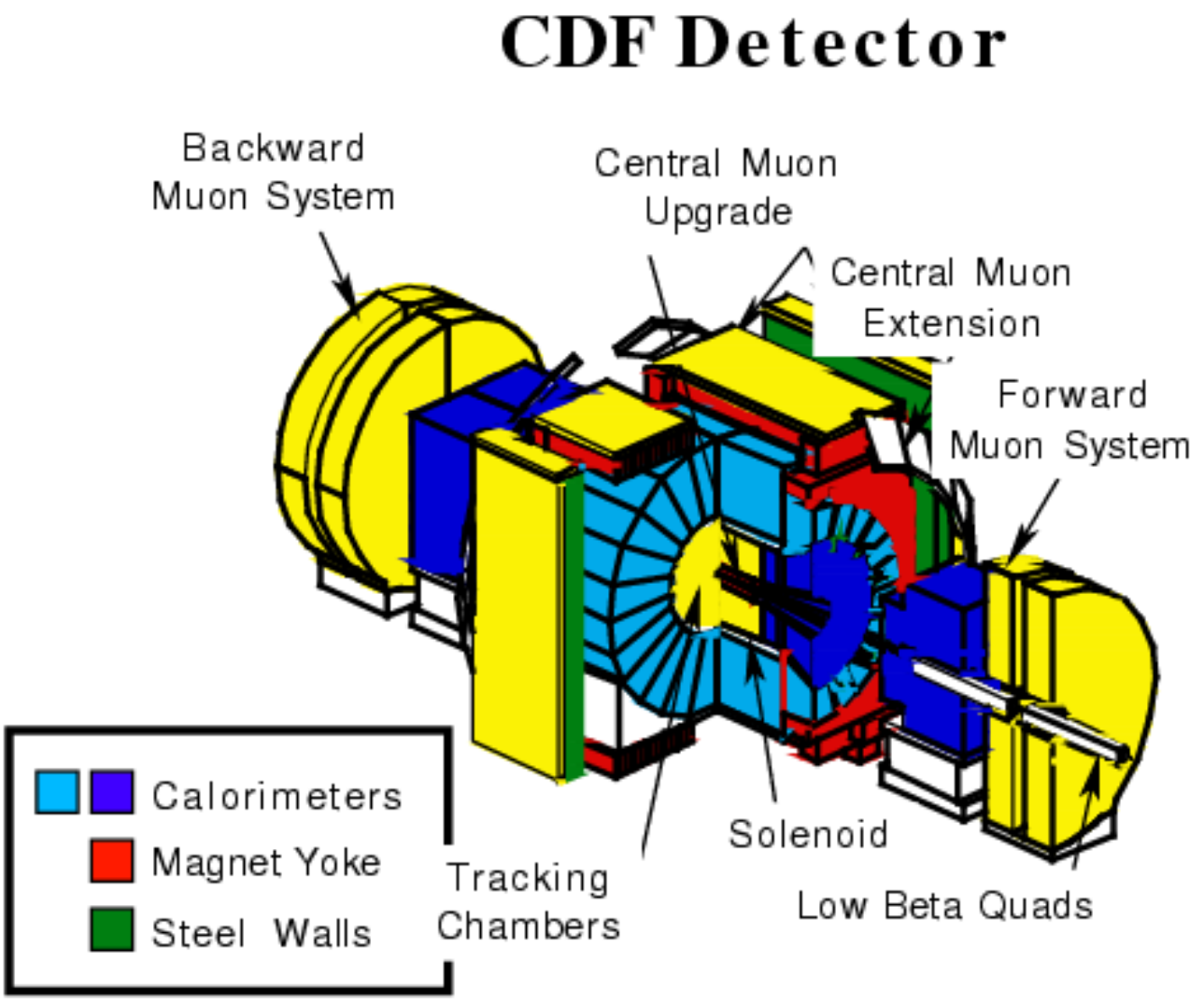

LEP
RacoonWW / YFSWW 1.14
Gentle 2.1 (±0.7%)
no ZWW vertex
only ν_e exchange
σ^{WW} [pb]
E_{cm} [GeV]

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):



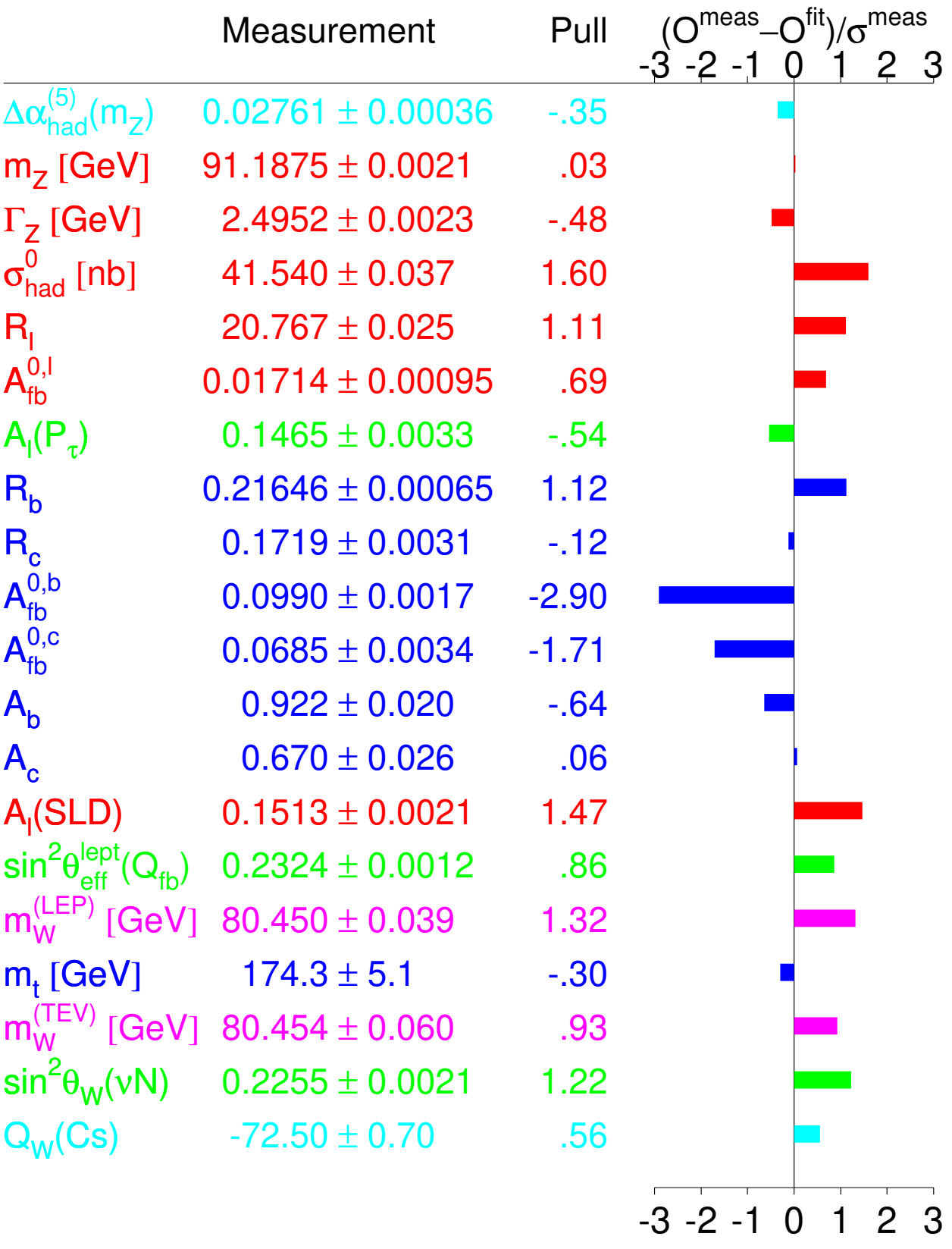

W-Boson Mass [GeV]
p̄p-colliders
80.454 ± 0.060
LEP2
80.450 ± 0.039
Average
80.451 ± 0.033
χ²/DoF: 0.0 / 1
NuTeV/CCFR
80.25 ± 0.11
LEP1/SLD/νN/APV
80.363 ± 0.032
LEP1/SLD/νN/APV/m_t
80.373 ± 0.023
80
80.2
80.4
80.6
m_W [GeV]

Der CDF-Detektor am TEVATRON



Präzisionstests des Standardmodells
Vergleich Theorie–Experiment

Summer 2001



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 $M_W = 80.373 \pm 0.023$ GeV

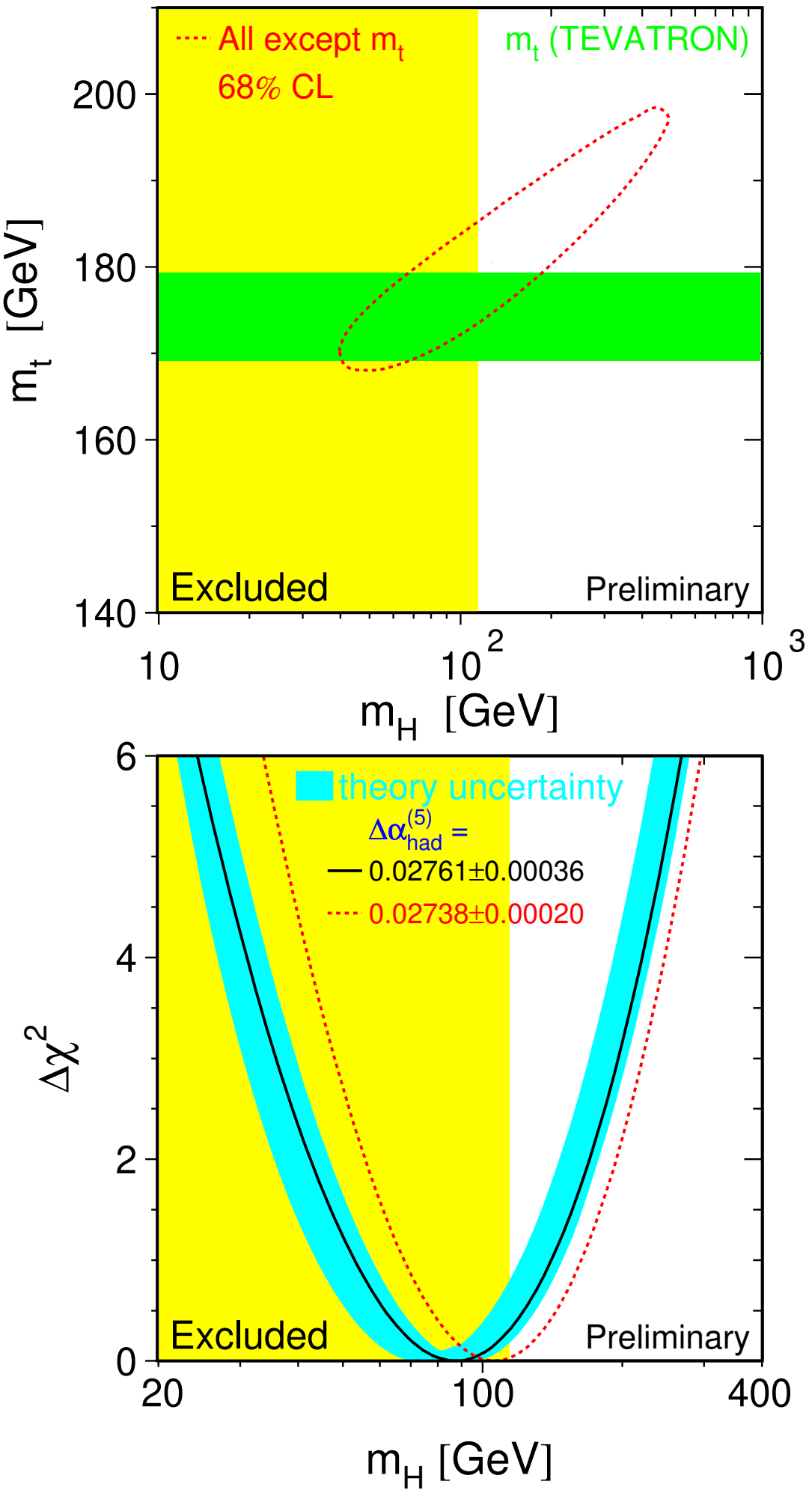
  (direkte Messungen: $M_W = 80.451 \pm 0.033$ GeV).

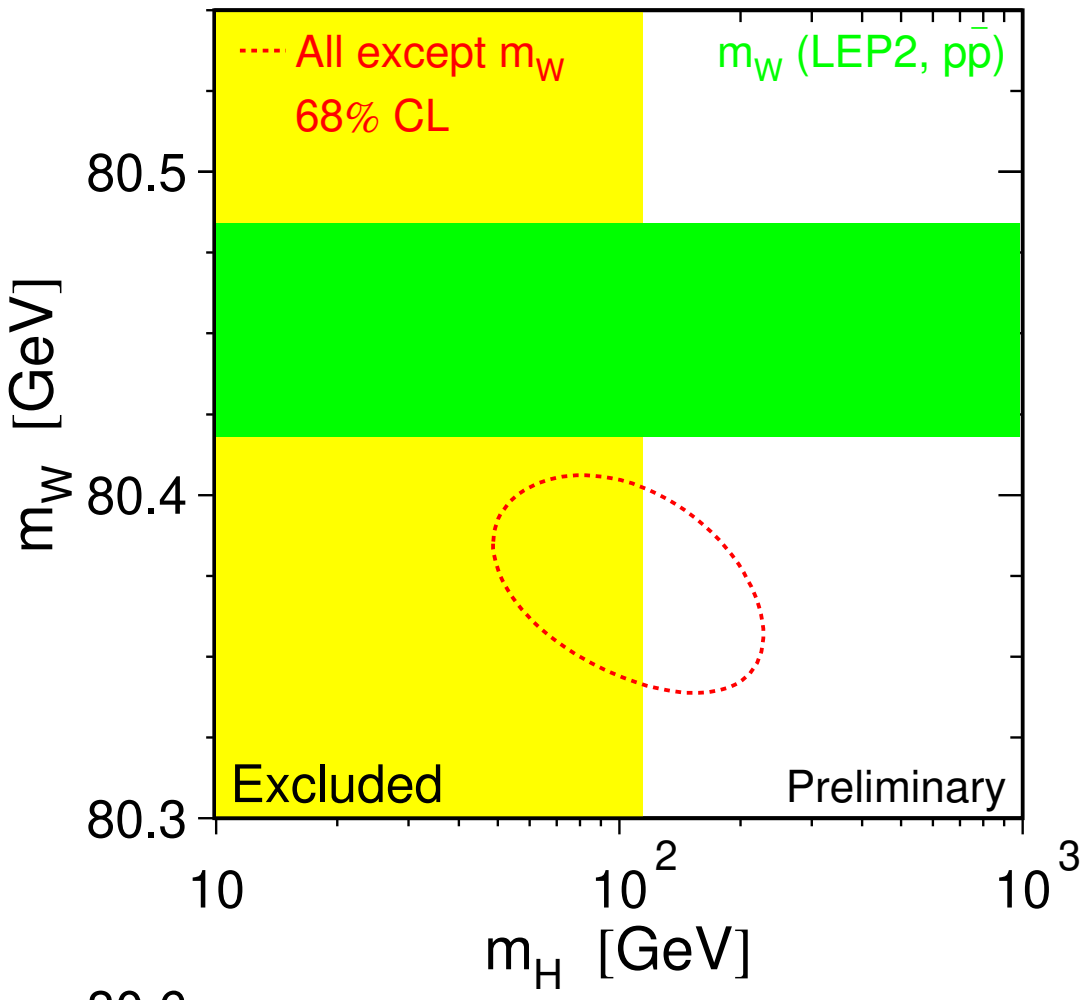
- Präzise Vorhersage von $m_t = 181 \pm 10$ GeV

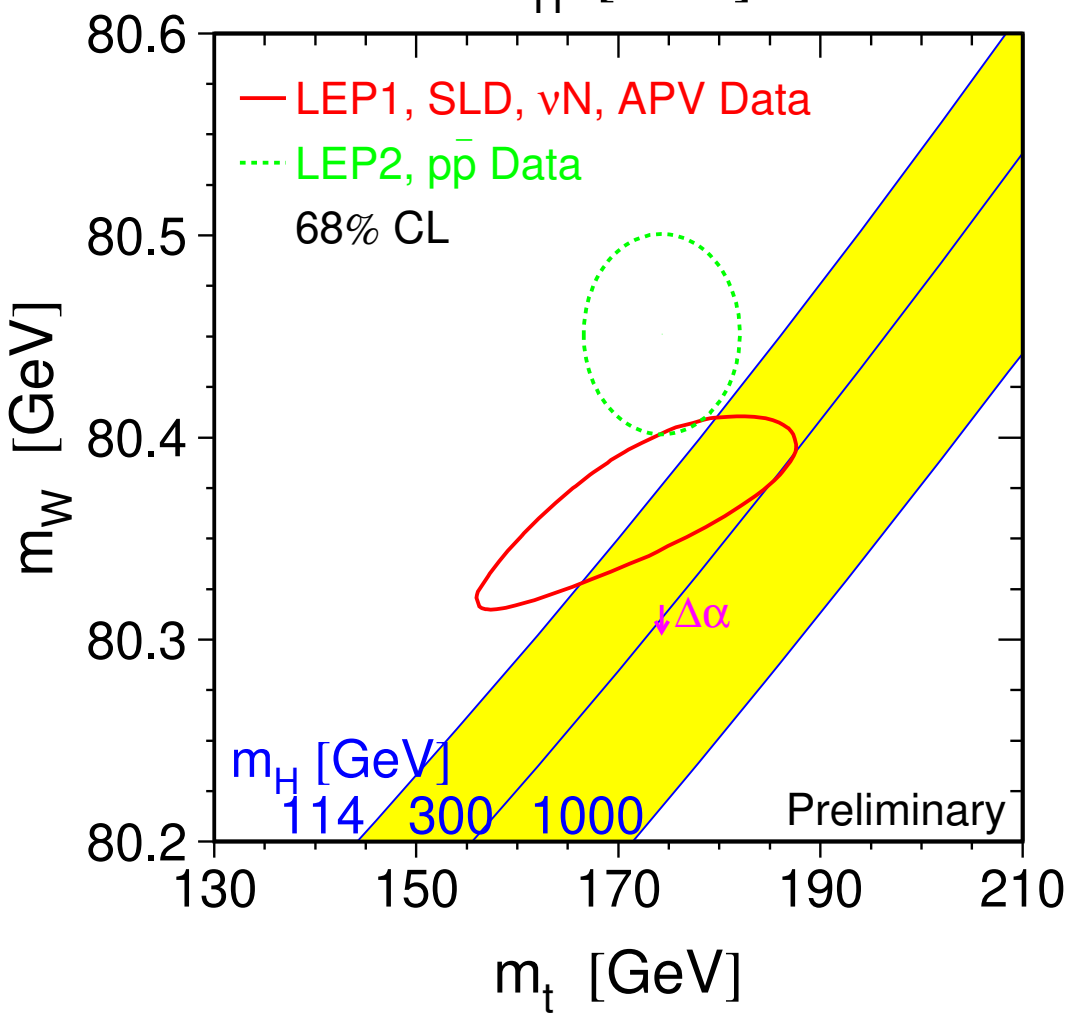
  (direkte Messung bei der Entdeckung des top-Quarks 1994/95 am TEVATRON: $m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV).

- Die elektroschwachen Präzisionsmessungen bevorzugen eine kleine Masse für das Higgs-Boson unterhalb des unteren Grenzwerts $M_H > 114$ GeV von der direkten Suche bei LEP. Die indirekte obere Grenze ist $M_H < 222$ GeV (95% Konfidenzniveau).

  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).


All except m_t
68% CL
m_t (TEVATRON)
Excluded
Preliminary
m_t [GeV]
m_H [GeV]
theory uncertainty
Δα(5) had =
0.02761±0.00036
0.02738±0.00020
Δχ2
Excluded
Preliminary
m_H [GeV]


All except m_W
68% CL
m_W (LEP2, $p\bar{p}$)
Excluded
Preliminary
m_W [GeV]
80.5
80.4
80.3
10
10^2
10^3
m_H [GeV]


LEP1, SLD, νN, APV Data
LEP2, $p\bar{p}$ Data
68% CL
$\Delta\alpha$
m_H [GeV]
114
300
1000
Preliminary
m_W [GeV]
80.6
80.5
80.4
80.3
80.2
130
150
170
190
210
m_t [GeV]