

Einführung in die moderne Teilchenphysik

Dr. Stefan Schael
Max-Planck Institut für Physik
Werner Heisenberg Institut
Föhringer Ring 6
D-80805 München

1. Das Standardmodell der Teilchenphysik
2. Teilchenbeschleuniger & Teilchendetektoren
3. Erhaltungssätze und Symmetrien
4. Die elektroschwache Wechselwirkung I & Neutrinos
5. Die elektroschwache Wechselwirkung II
6. Die Suche nach dem Top Quark
7. Physik mit B-Hadronen
8. CP Verletzung
9. Das ATLAS Experiment
10. Grenzen des Standardmodells

Literatur:

- H. Hilscher, “Elementare Teilchenphysik”, Vieweg,
- E. Lohrmann, “Hochenergiephysik”, Teubner,
- O. Nachtmann, “Elementarteilchenphysik”, Vieweg.

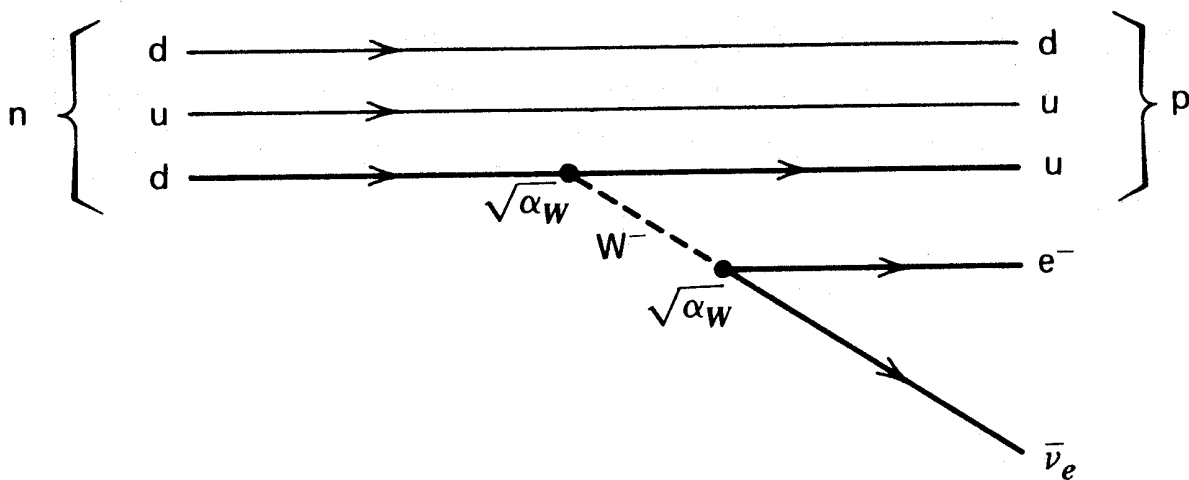
ftp:

[afmp02.mppmu.mpg.de:/pub/stefan/augsburg_ss98/](ftp://afmp02.mppmu.mpg.de:/pub/stefan/augsburg_ss98/)

Einleitung

Was wußte man über die schwache Wechselwirkung vor den Arbeiten von Glashow, Salam und Weinberg ?

- $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$



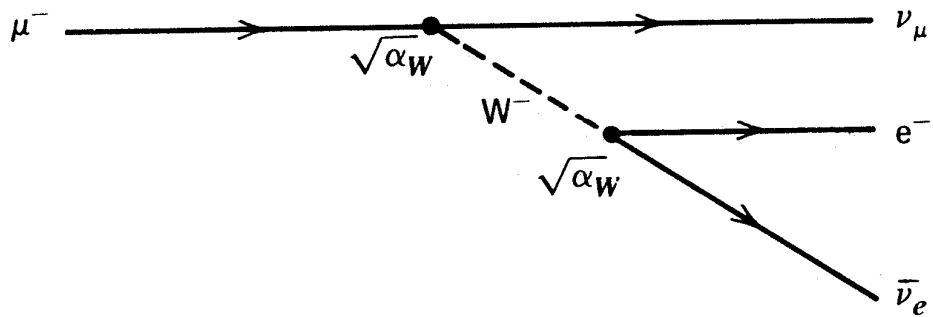
$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{G_\beta^2 E_0^5}{30\pi^3}$$

z.B. der β -Zerfall: $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N} e^+ \nu_e$ mit $E_0 = 1.81 \text{ MeV}$ und $\tau = 236 \text{ s}$

$$\Rightarrow G_\beta = 1.157 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Diese Wechselwirkung verwandelt u - in d -Quarks und ist damit im Gegensatz zur elektromagnetischen und starken Wechselwirkung "Flavour" verletzend.

• $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$



$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

$m_\mu = 105.66 \text{ MeV}$ und $\tau_\mu = 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$

$$\Rightarrow G_\mu = 1.165 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Die Universalität der schwachen Wechselwirkung zeigt sich in:

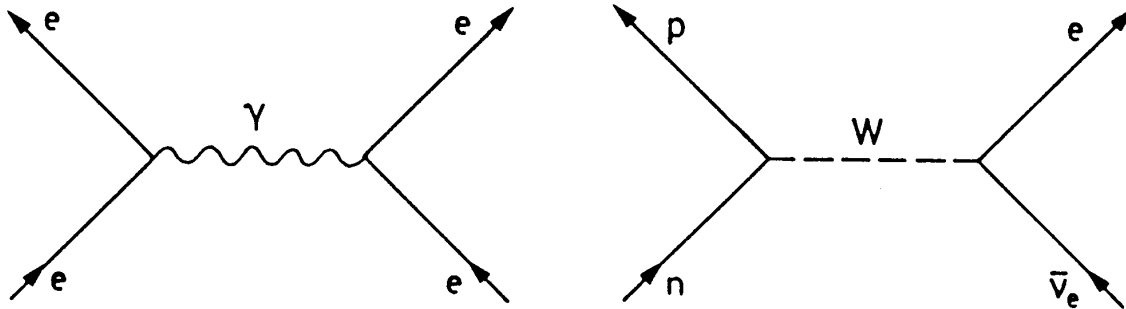
$$\frac{G_\beta}{G_\mu} \approx 0.98$$

Es sollte ein $W^\pm$ Teilchen geben da auch

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^+ \nu_e$$

beobachtet wurde.

Was ist die Masse von $W^\pm$?



$$V_{Coul.}(r) = \frac{e^2}{4\pi r}$$

$$V_{Yuk.}(r) = \frac{g^2}{4\pi r} e^{-m_W r}$$

Wenn die Masse des W -Bosons sehr groß ist gilt:

$$\frac{g^2}{4\pi r} e^{-m_W r} \xrightarrow{m_W \rightarrow \infty} \frac{g^2}{m_W^2} \delta^3(\vec{x})$$

$$\Rightarrow G_\beta \propto \frac{g^2}{m_W^2}$$

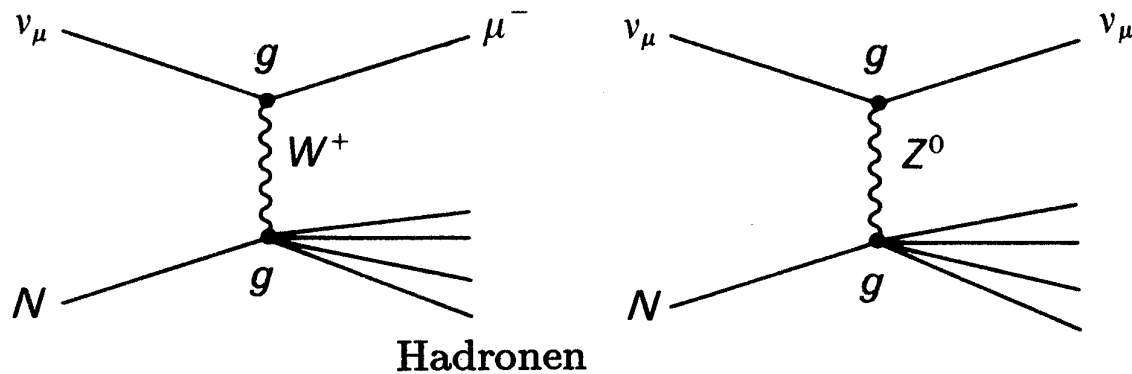
Nehmen wir an, daß die fundamentale Koppelung für das W -Boson und das Photon von derselben Größe ist,

$$g^2 \cong e^2 = 4\pi\alpha$$

so erhalten wir eine Abschätzung für m_W :

$$m_W \cong \sqrt{4\pi\alpha/G_\beta} \cong 90 \text{ GeV}$$

1973 wurden am CERN erstmals **“neutrale schwache Ströme”** beobachtet:



Es mußte also neben dem $W^\pm$ -Boson noch ein weiteres Austausch-Teilchen zur schwachen Wechselwirkung geben. Es wurde Z -Boson genannt.

Der direkte Nachweis von $W^\pm$ - und Z -Bosonen gelang erst 1983 am CERN $p\bar{p}$ -Speicherring (270 GeV gegen 270 GeV) in den Zerfällen:

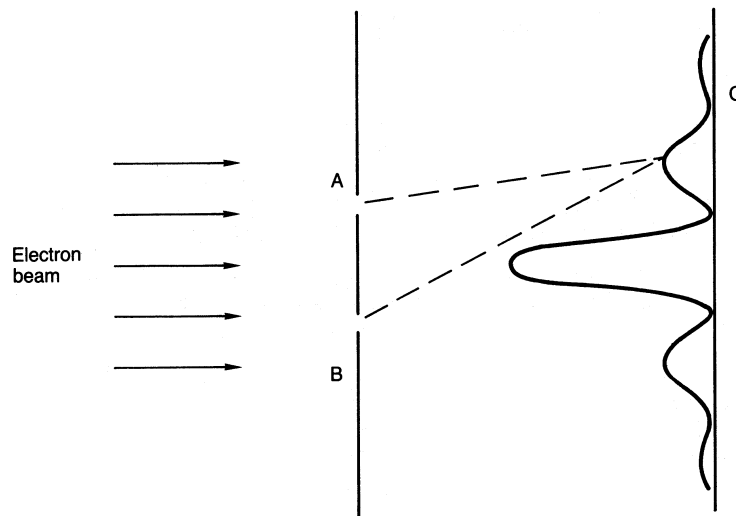
$$W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu \text{ und } Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$$

Für die Massen ergab sich:

$$M_W = (81.2 \pm 1.3) \text{ GeV} \text{ und } M_Z = (92.8 \pm 1.5) \text{ GeV}$$

Dafür erhielten C. Rubia und S. Van der Meer 1984 den Physik Nobelpreis.

Ein “einfaches” Beispiel zur Eichinvarianz:



Elektronwelle:

$$\Psi = e^{i(\vec{p}\vec{x} - Et)} = e^{ipx}$$

mit $p = (E, \vec{p})$ und $x = (t, \vec{x})$.

Wie ändern sich die Observablen bei der Transformation:

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{-i\alpha(x)} \Psi ?$$

Der Ableitungsoperator in der Wellen-Gleichung muß wie folgt modifiziert werden:

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu \equiv D_\mu$$

Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Wellen-Funktion erzwingt die Existenz eines **langreichweitigen Vektor-Feldes** A_μ (das Photon-Feld) und legt damit die Struktur der Quantenfeldtheorie der Elektrodynamik fest.

Diese Argumentation funktioniert nur für **massenlose Austausch-Teilchen** !!!

Spontane Symmetrie-Brechung

Eine formale Herleitung des **Higgs Mechanismus** ist im Rahmen dieser Vorlesung nicht möglich. Die Struktur der Argumentation soll jedoch im Folgenden erläutert werden.

Klein-Gordan Gleichung:

$$E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4$$

$$\begin{aligned} \vec{p} &\Rightarrow -i\hbar \vec{\nabla} & E &\Rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \\ \Rightarrow -\hbar^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} &= (-\hbar^2 c^2 \vec{\nabla}^2 + m^2 c^4) \Phi \\ \Leftrightarrow \left[\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right] \Phi &= 0 \end{aligned}$$

mit

$$\hbar = c = 1$$

und

$$\begin{aligned} \partial_\mu &:= \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right), & \partial^\mu &:= \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right) \\ \Rightarrow \partial_\mu \partial^\mu &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 \end{aligned}$$

führt dies auf:

$$\boxed{(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \Phi = 0}$$

Die Klein-Gordan Gleichung läßt sich aus der Lagrange-Funktion:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi) (\partial^\mu \Phi) - \frac{1}{2} m^2 \Phi^2$$

herleiten.

Lagrange Formalismus:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$$

dabei sind q_i die generalisierten Koordinaten und $\dot{q}_i = dq_i/dt$. Die Lagrange Funktion ist

$$L = T - V$$

dabei ist T die kinetische Energie und V die potentielle Energie des Systems.

Der Übergang von einem System mit diskreten Koordinaten $q_i(t)$ zu einem kontinuierlichen System, mit der Wellenfunktion $\Phi(\vec{x}, t)$ erfolgt durch:

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L} \left(\Phi, \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu}, x_\mu \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \Phi / \partial x_\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} = 0$$

$$\mathcal{L} = T - V$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)(\partial^\mu \Phi) - \frac{1}{2}m^2 \Phi^2$$

d.h. der Massen-Term hat die Struktur:

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}m^2 \Phi^2$$

Die lokale Eichinvarianz der QED geht verloren, wenn man versucht zur Lagrange-Funktion der QED einen Term der Form:

$$\frac{1}{2}m_\gamma A_\mu A^\mu$$

hinzuzufügen. Dies entspräche einem Photon der Masse m_γ .

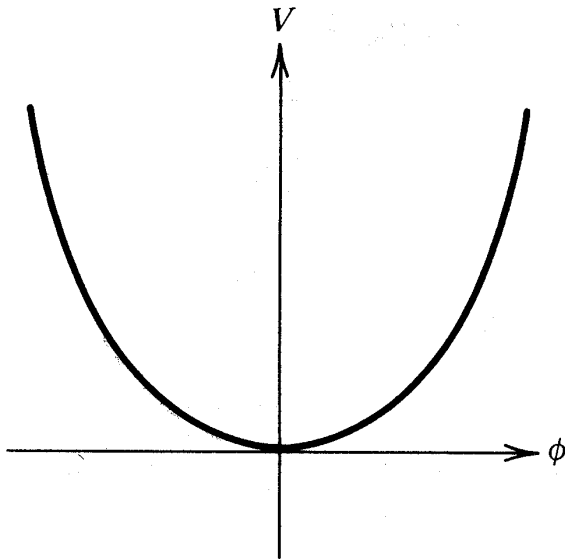
Statt dessen macht man den folgenden Ansatz:

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \Phi^2 + \frac{1}{4}\lambda \Phi^4$$

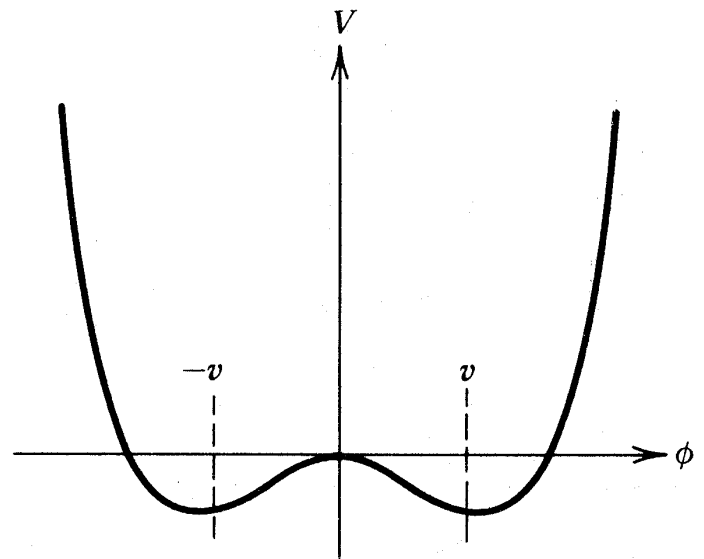
Für die Lagrange Funktion gilt nach wie vor:

$$\mathcal{L}(\Phi) = \mathcal{L}(-\Phi).$$

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\Phi^4$$



$$\mu^2 > 0$$



$$\mu^2 < 0$$

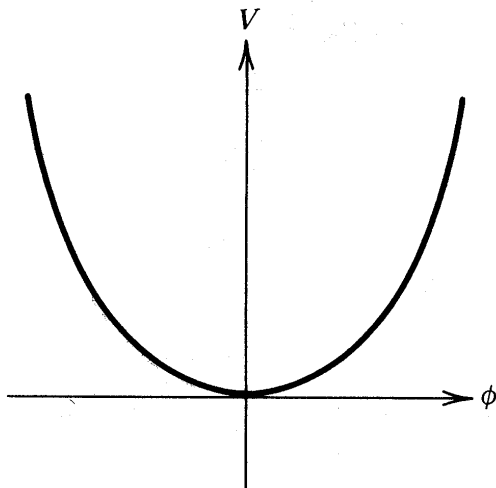
Für den Fall $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ ist der Grundzustand gegeben durch:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} = \Phi(\mu^2 + \lambda\Phi^2) = 0$$

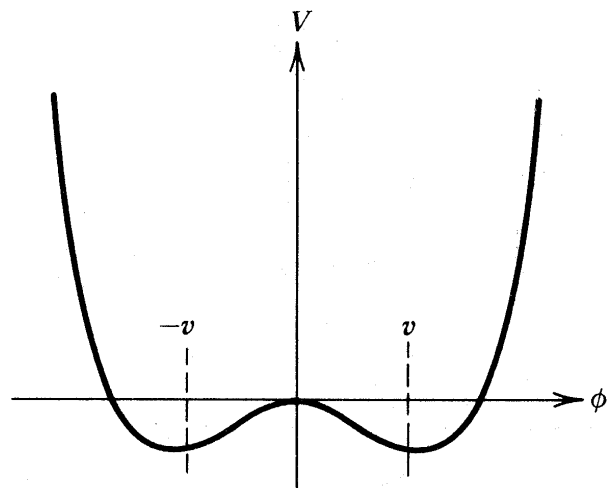
d.h.

$$\Phi = \pm v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$$

Der Grundzustand bricht die Symmetrie des Systems welche in der Lagrange-Funktion vorhanden ist.



$$\mu^2 > 0$$



$$\mu^2 < 0$$

In der Teilchenphysik betreiben wir Störungstheorie um das klassische Minimum $\Phi = -v$ oder $\Phi = +v$. Man schreibt daher:

$$\Phi(x) = v + \eta(x)$$

wobei $\eta(x)$ die Quatenfluktuationen um das klassische Minimum beschreibt.

Die Störungsentwicklung liefert den gewünschten Massen-Term in der Lagrange-Funktion ohne die lokale Eichinvarianz zu verletzen.

Mit dem Potential

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\Phi^4$$

führen wir ein neues Teilchen in die Theorie ein:
das Higgs Boson.

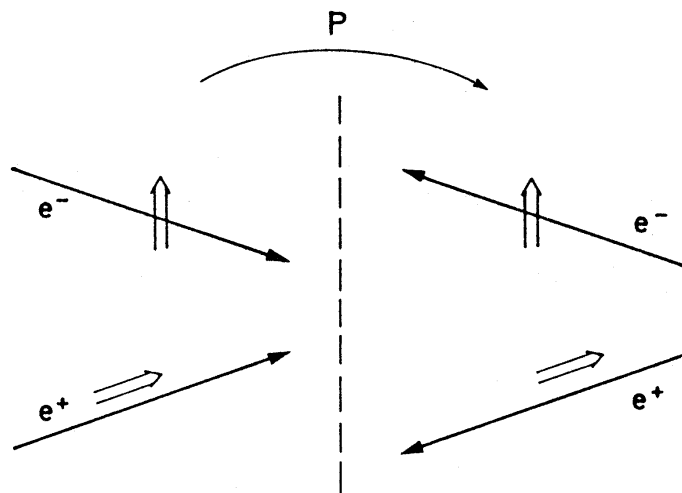
Es ist als einziges Teilchen des Standardmodells bisher experimentell noch nicht nachgewiesen worden.

Diskrete Symmetrien

1. Die Paritäts-Transformation P

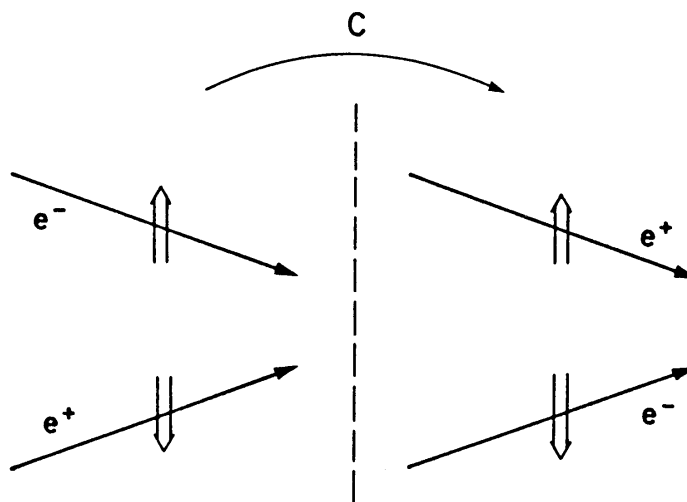
$$P : t \longrightarrow t' = t$$

$$\vec{x} \longrightarrow \vec{x}' = -\vec{x}$$



$$P\vec{p} = -\vec{p} \text{ aber } P\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{L}$$

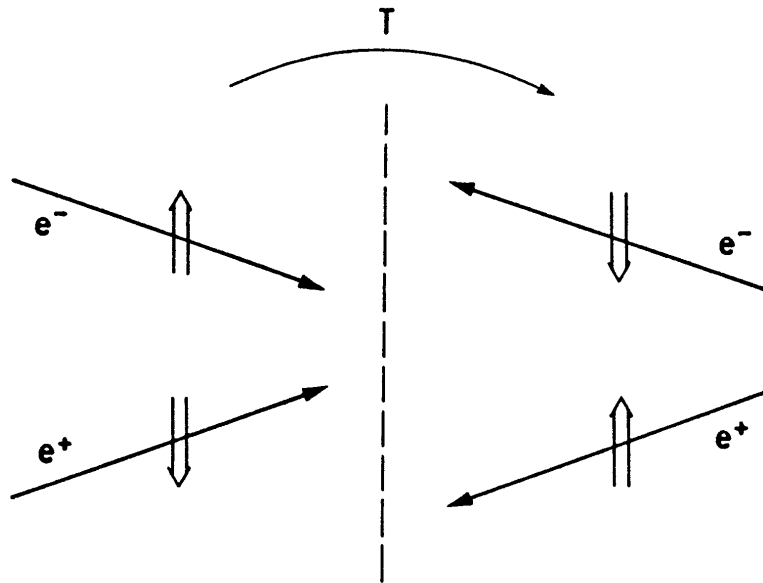
2. Die Ladungskonjugations-Transformation C



3. Die Zeitumkehr-Transformation T

$$T : t \longrightarrow t' = -t$$

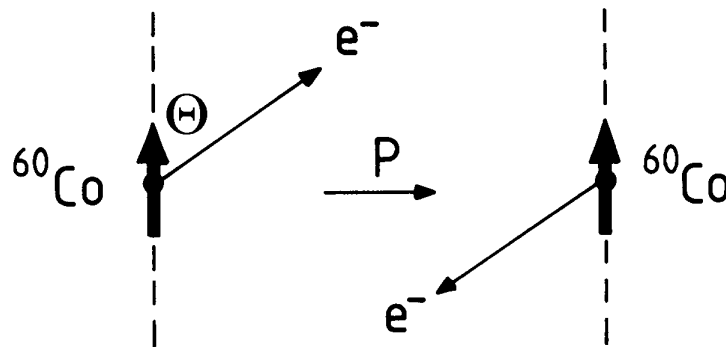
$$\vec{x} \longrightarrow \vec{x}' = \vec{x}$$



P-Verletzung der schwachen Wechselwirkung wurde 1957 erstmals in der Reaktion:



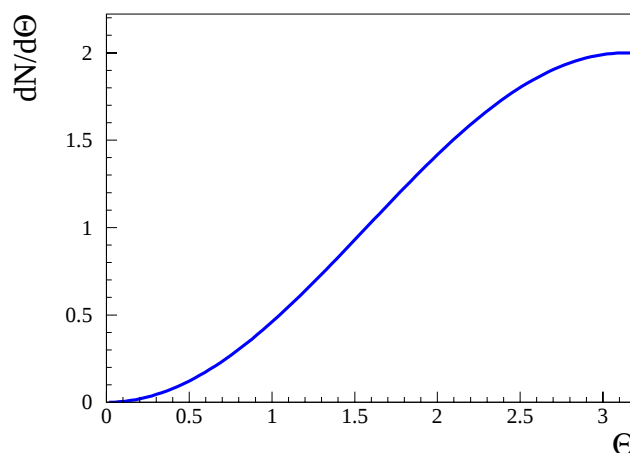
nachgewiesen.



Die Winkel-Verteilung der Elektronen hat die Form:

$$I(\Theta) = 1 - \frac{v_e}{c} \cos \Theta$$

d.h. die Elektronen werden bevorzugt entgegengesetzt zur Spin-Richtung des ${}^{60}\text{Co}$ emittiert.

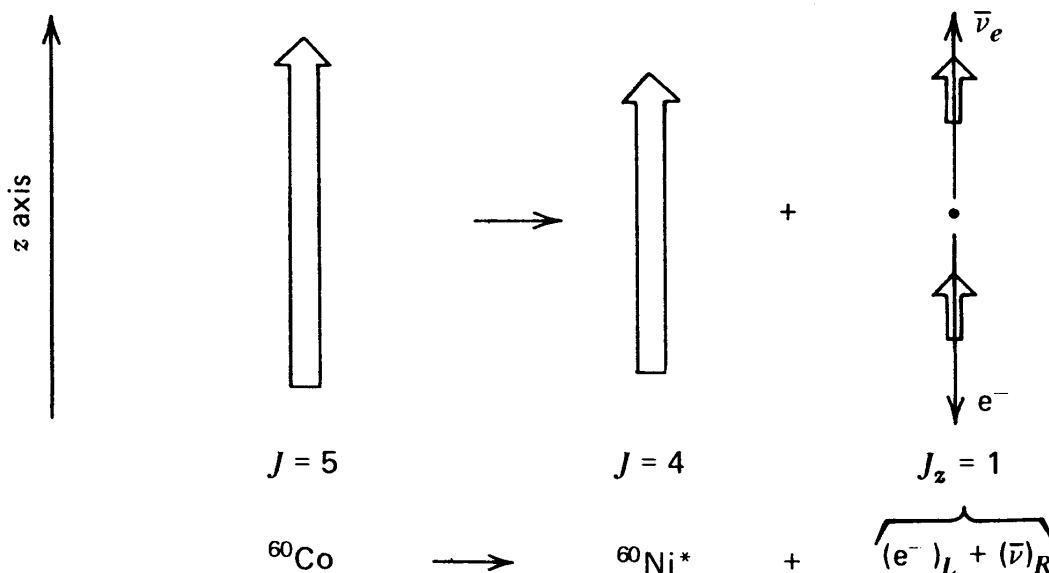


Diese “forward-backward asymmetry” verletzt die Paritäts-Erhaltung.

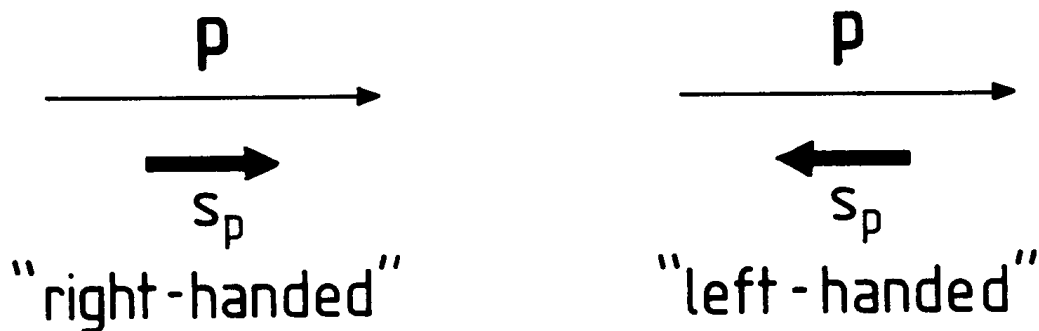
Schauen wir uns die Drehimpuls-Bilanz bei dem Zerfall:



an:



Zur Definition von links- und rechtshändigen Teilchen:



d.h. die beobachtete Asymmetrie der Zerfallswinkelverteilung der Elektronen läßt sich nur erklären, wenn es in der Natur nur rechtshändige $\bar{\nu}_R$ gibt und linkshändige ν_L .

Die schwache Wechselwirkung muß also zwischen link- und rechtshändigen Fermionen unterscheiden können.

Die Theorie der schwachen Wechselwirkung von Glashow, Salam und Weinberg (GSW) sagt die Kopplungskonstanten der links- und rechtshändigen Fermionen an die $W^\pm$ - und Z -Bosonen vorher:

$$g_L = I_3 - |Q| \sin^2 \Theta_W$$

$$g_R = -|Q| \sin^2 \Theta_W$$

dabei ist

$I_3 = +\frac{1}{2}$ für $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, c, t$ – *quarks* und

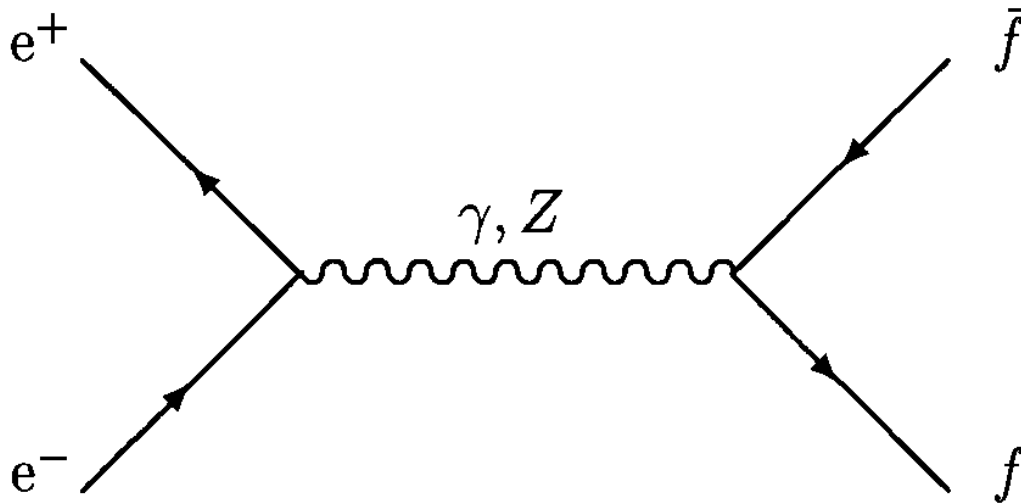
$I_3 = -\frac{1}{2}$ für e, μ, τ, d, s, b – *quarks*.

Der **Weinberg-Winkel** oder **schwache Mischungswinkel** ist definiert als:

$$\sin^2 \Theta_W := 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}$$

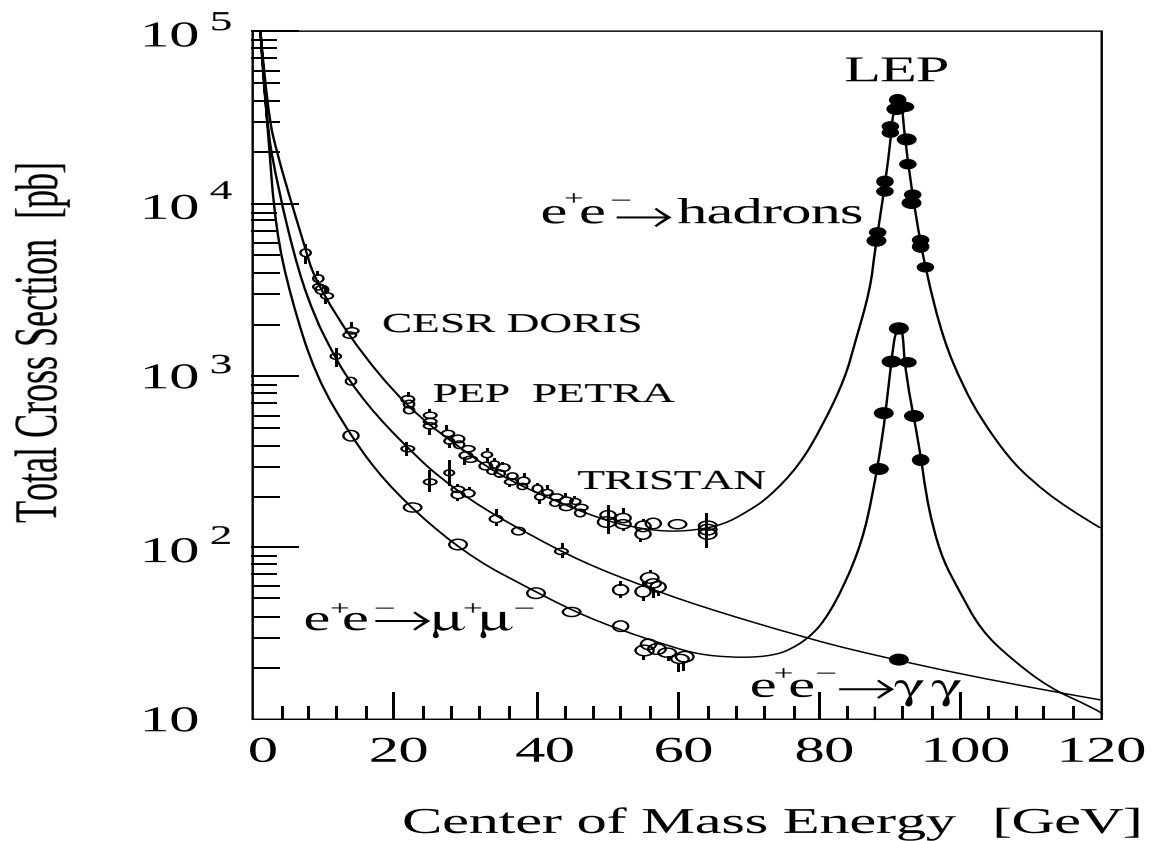
und ist ein freier Parameter der Theorie, der experimentell bestimmt werden muß.

Experimentelle Tests des GSW-Modells



- $N_{f\bar{f}} = L \cdot \sigma_{f\bar{f}}$

Die Luminosität L ist eine Beschleunigereigenschaft.



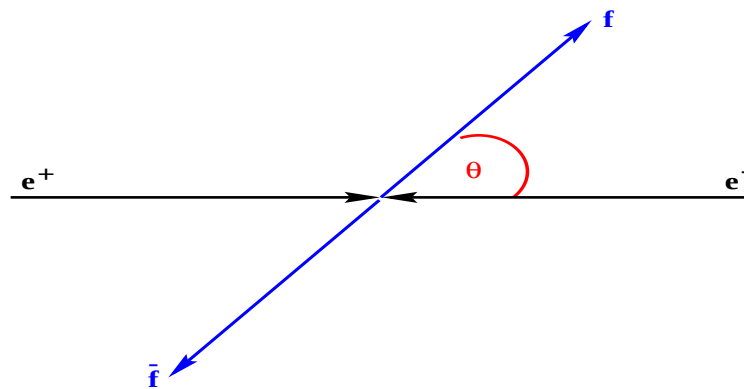
$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z} \cdot \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2}$$

$$\bullet \Gamma_{f\bar{f}} = \frac{\sqrt{2}G_F M_Z^3}{6\pi} \cdot (g_R^2 + g_L^2) \cdot N_C$$

$$\bullet g_L = \pm \frac{1}{2} - |Q_f| \sin^2(\Theta_W) \quad \bullet g_R = -|Q| \sin^2(\Theta_W)$$

$$\bullet \sin^2(\Theta_W) := 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0.2260 \pm 0.0048$$

Winkel-Verteilung der Fermionen aus Z-Zerfällen:



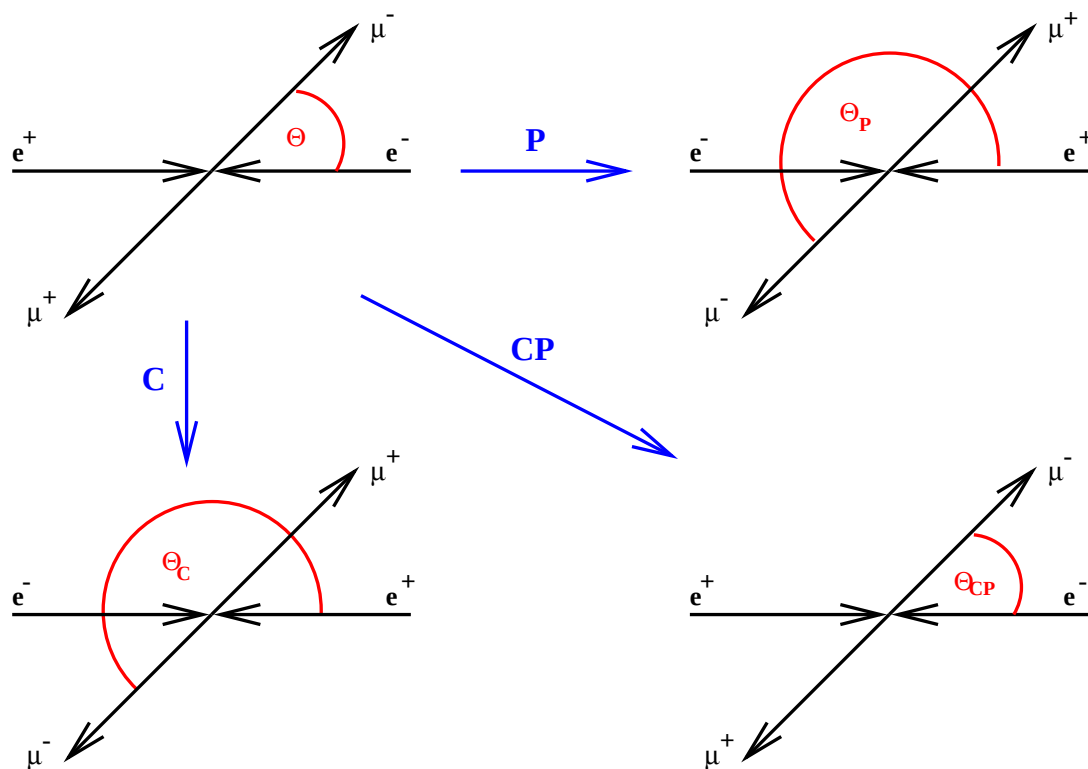
$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta$$

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_A^f - \sigma_B^f}{\sigma_A^f + \sigma_B^f} = \frac{3g_L(e)^2 - g_R(e)^2}{4g_L(e)^2 + g_R(e)^2} \cdot \frac{g_L(f)^2 - g_R(f)^2}{g_L(f)^2 + g_R(f)^2}$$

Lepton-Universalität: $\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau$

$$A_{FB}^e = A_{FB}^\mu = A_{FB}^\tau$$

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta$$



$$\Theta_P = \pi + \Theta \Rightarrow \cos(\Theta_P) = -\cos(\Theta)$$

$$\Theta_C = \pi + \Theta \Rightarrow \cos(\Theta_C) = -\cos(\Theta)$$

$$\Theta_{CP} = \Theta \Rightarrow \cos(\Theta_{CP}) = \cos(\Theta)$$

Die schwache Wechselwirkung verletzt die C- und P-Symmetrie erhält aber in diesem Fall die CP-Symmetrie !

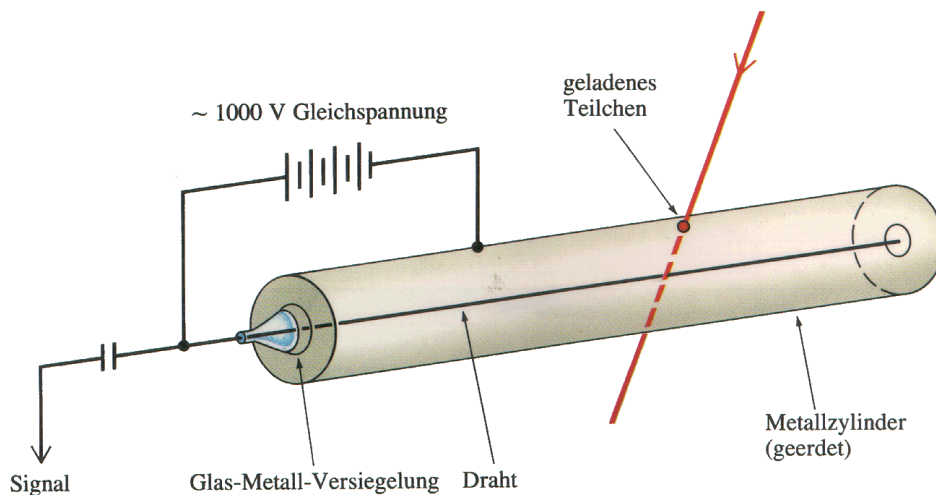
Man kann zeigen, daß in jeder relativistischen Feldtheorie mit beliebiger Wechselwirkung das Produkt CPT eine Invarianz-Transformation sein muß (Lüders 1954, 1957 und Pauli 1955).

Die wichtige Konsequenz der CPT-Invarianz ist die gleiche Lebensdauer und Masse von Teilchen und Anti-Teilchen.

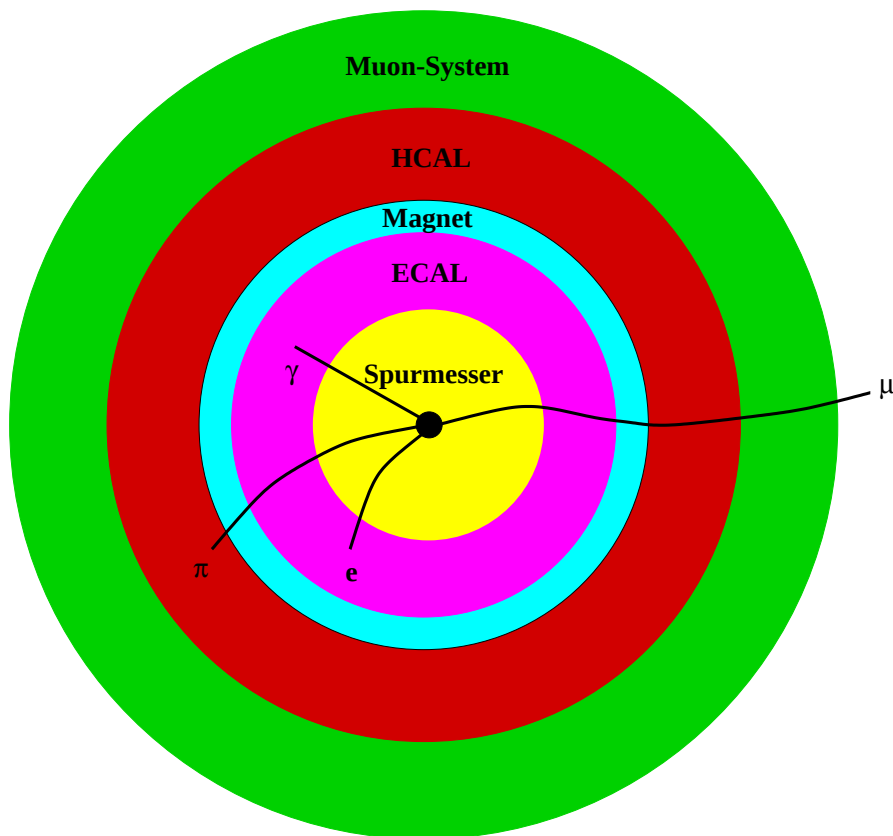
$$\frac{|m(\bar{K}^0) - m(K^0)|}{m(K^0)} \leq 9 \cdot 10^{-19} \quad (90\%CL)$$

Klassifizierung der $Z \rightarrow f\bar{f}$ -Zerfälle

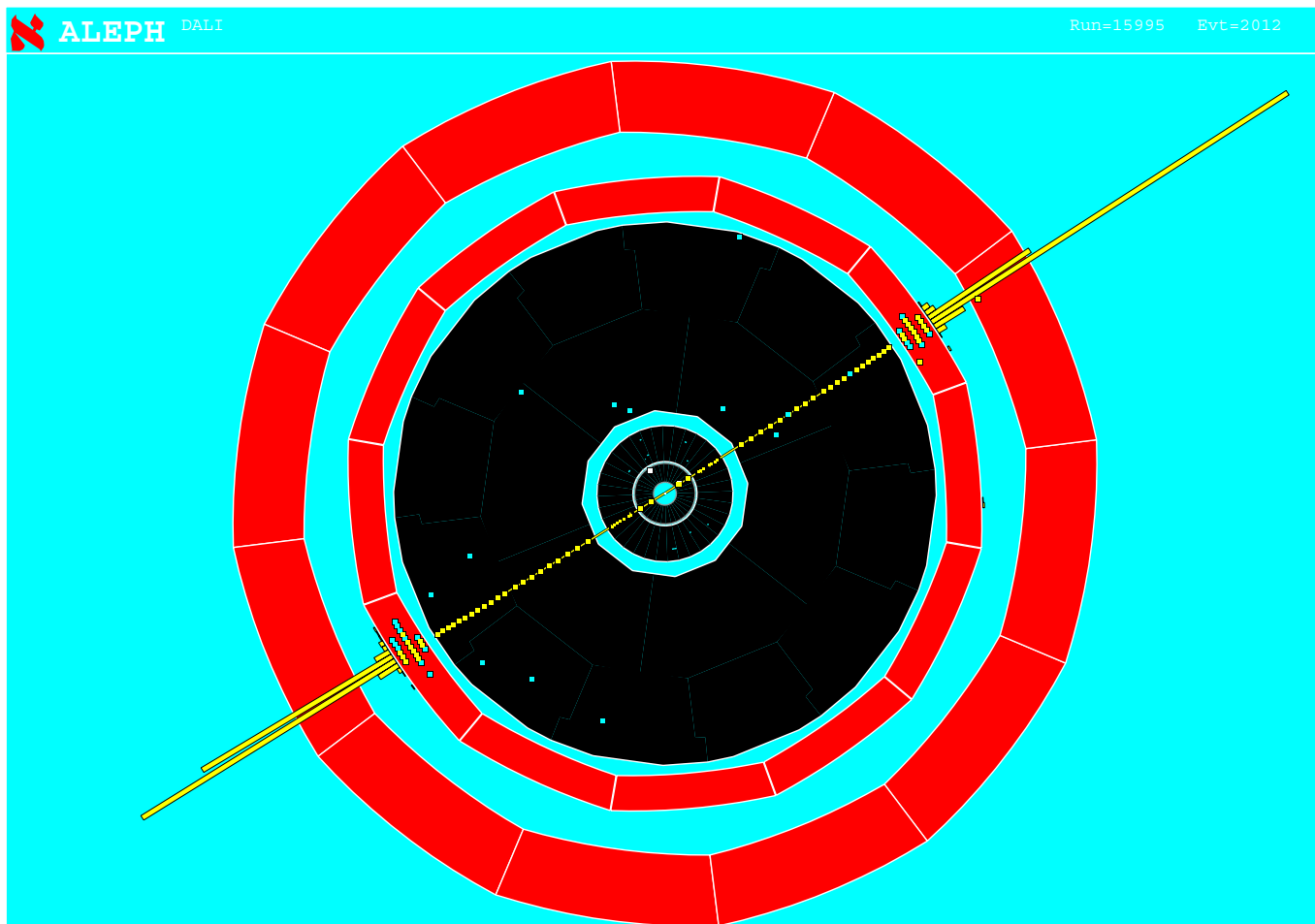
Geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang durch Materie die Atome und können so nachgewiesen werden.



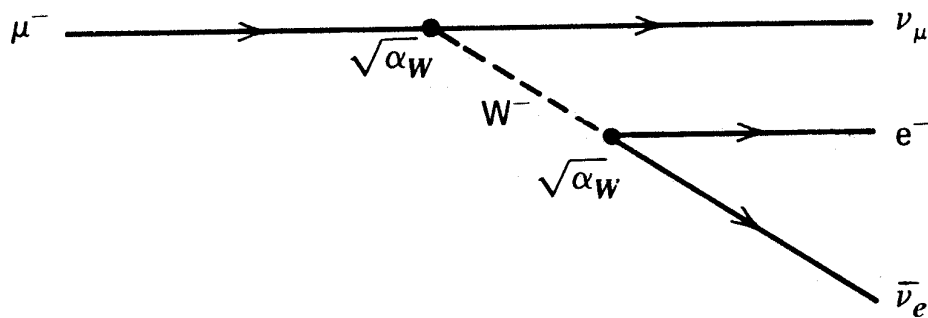
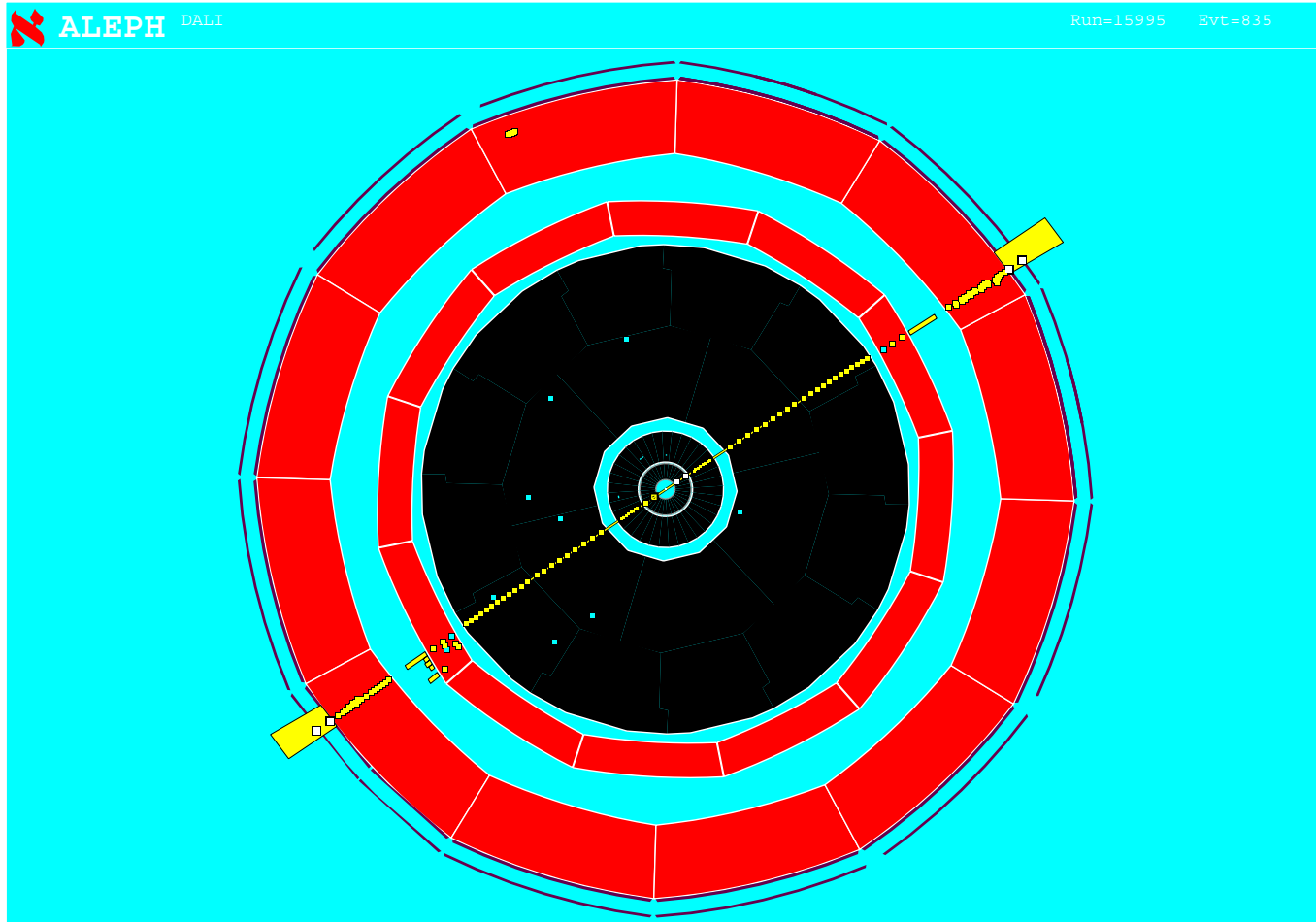
Aufbau eines modernen Teilchendetektors:



$$Z^0 \rightarrow e^+ e^-$$



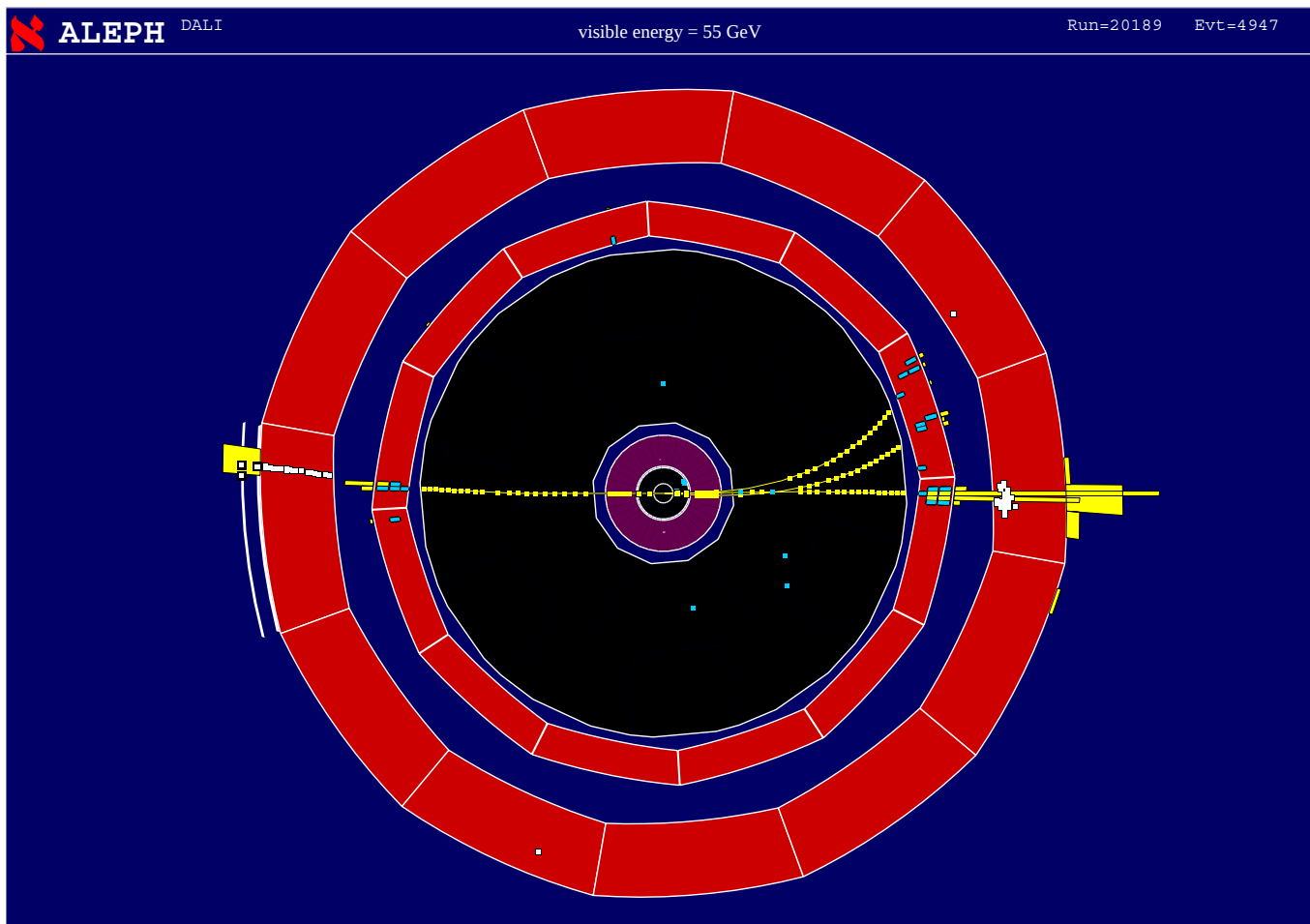
$$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$



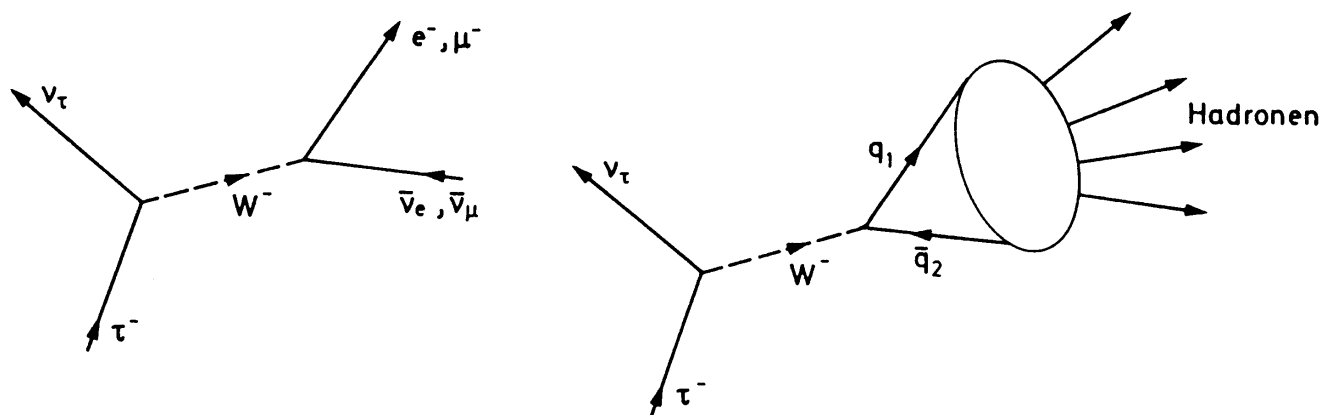
- $m(\mu) = (105.658389 \pm 0.000034) \text{ MeV},$
- $\tau(\mu) = (2.19703 \pm 0.00004) \cdot 10^{-6} \text{ s},$
- $c\tau = 658.654 \text{ m}.$

$$Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

- $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$

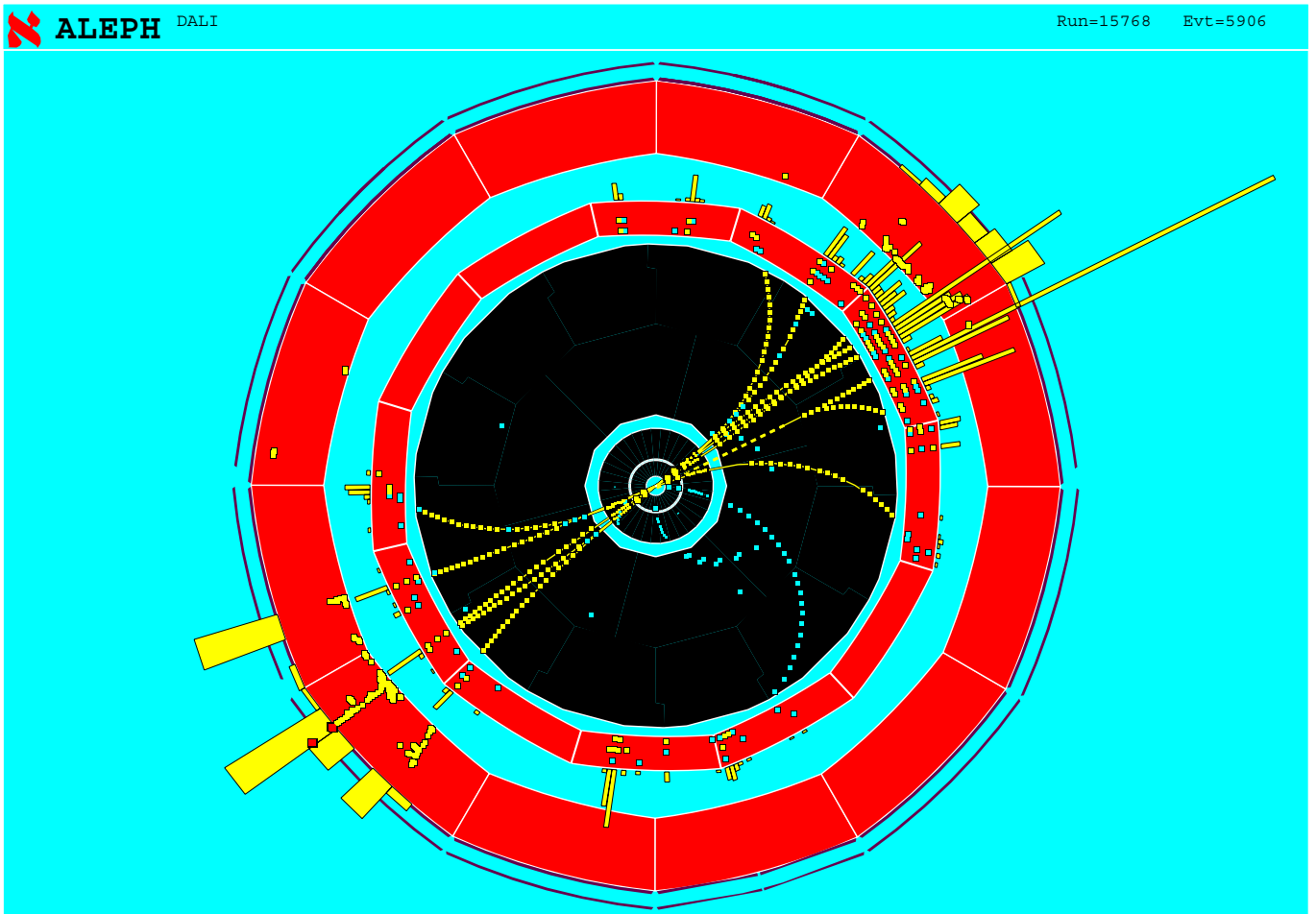
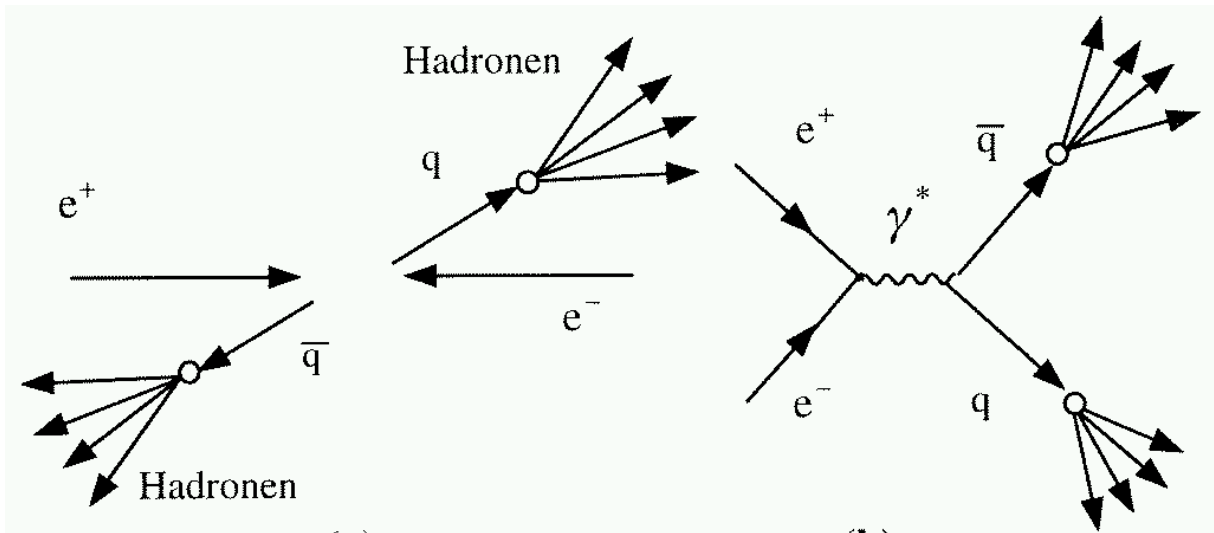


Made on 24-Oct-1995 10:38:03 by DREVERMANN with DALI.D5.
Filename: VC020189_004947_TA-MU_TA-3P_PS_951024_1037

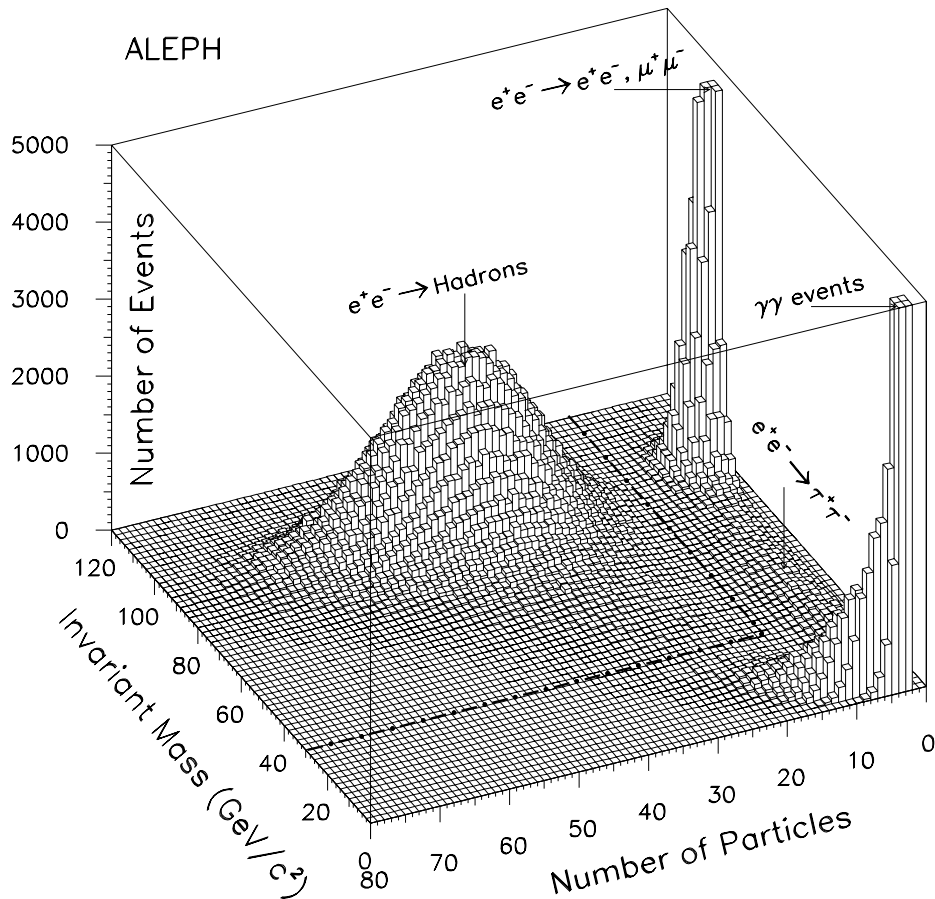


- $m(\tau) = (1777.00 \pm 0.30) \text{ MeV}$,
- $\tau(\tau) = (0.2910 \pm 0.0015) \cdot 10^{-12} \text{ s}$,
- $c\tau = 87.2 \text{ } \mu\text{m}$.

$$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$$



Wir können die verschiedenen $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfälle von den $Z \rightarrow q\bar{q}$ -Zerfällen gut trennen:



Was messen wir ? Wir zählen die folgenden Ereignis-Klassen:

$$N_{q\bar{q}} = L \cdot \sigma(Z \rightarrow q\bar{q}) \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}(q\bar{q})$$

$$N_{l^+l^-} = L \cdot \sigma(Z \rightarrow l^+l^-) \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}(l^+l^-)$$

$$N_{l^+l^-}^{F,B} = L \cdot \sigma(Z \rightarrow l^+l^-)^{F,B} \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}^{F,B}(l^+l^-)$$

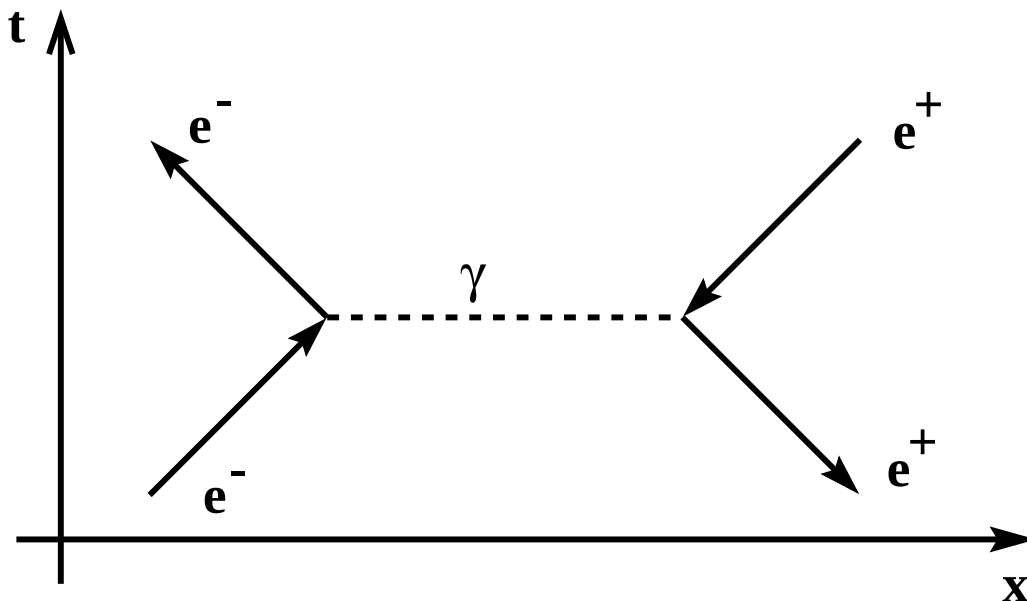
Was wollen wir wissen ?

$$\sigma(Z \rightarrow q\bar{q}) = \frac{N_{q\bar{q}}}{L \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}(q\bar{q})}$$

$$\sigma(Z \rightarrow l^+l^-) = \frac{N_{l^+l^-}}{L \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}(l^+l^-)}$$

$$\sigma(Z \rightarrow l^+l^-)^{F,B} = \frac{N_{l^+l^-}^{F,B}}{L \cdot \epsilon_{\text{Detektor}}^{F,B}(l^+l^-)}$$

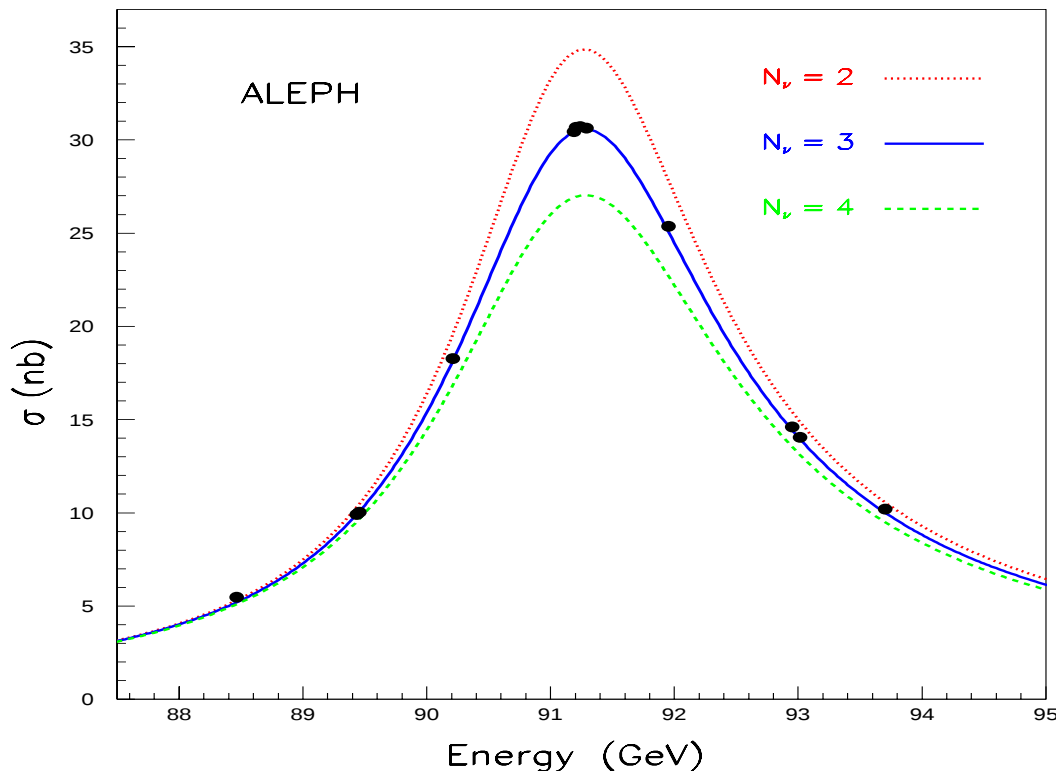
Die Luminosität des e^+e^- -Speicherring bestimmen wir mit einer Referenz-Reaktion, bei der der Wirkungsquerschnitt σ sehr gut bekannt ist: die Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$,



$$\Rightarrow L = \frac{N(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-) \cdot \epsilon_{\text{Det.}}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)}$$

Die Detektor-Effizienzen $\epsilon_{Det.}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$, $\epsilon_{Det.}(q\bar{q})$ und $\epsilon_{Det.}(l^+l^-)$ wird mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen bestimmt.

Dazu wird ein möglichst genaues Computermodell des Detektors erstellt. Bekannte physikalische Prozesse werden verwendet um die Computersimulation mit der Realität abzugleichen.



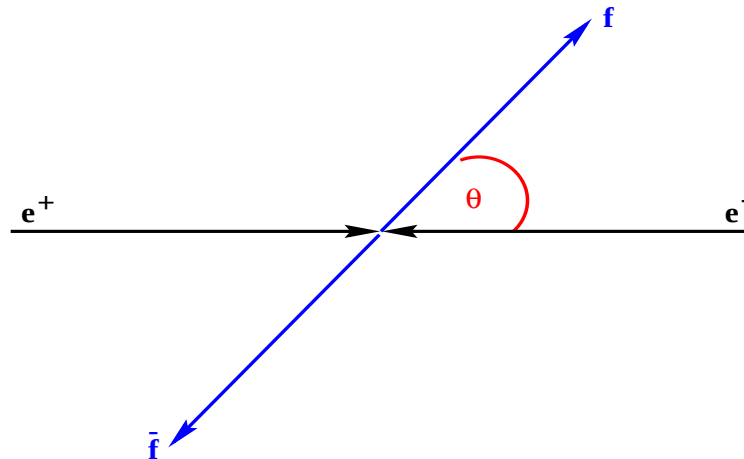
$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z} \cdot \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2}$$

$$\Rightarrow M_Z, \Gamma_Z, \Gamma_{ee} \text{ und } \Gamma_{ff}$$

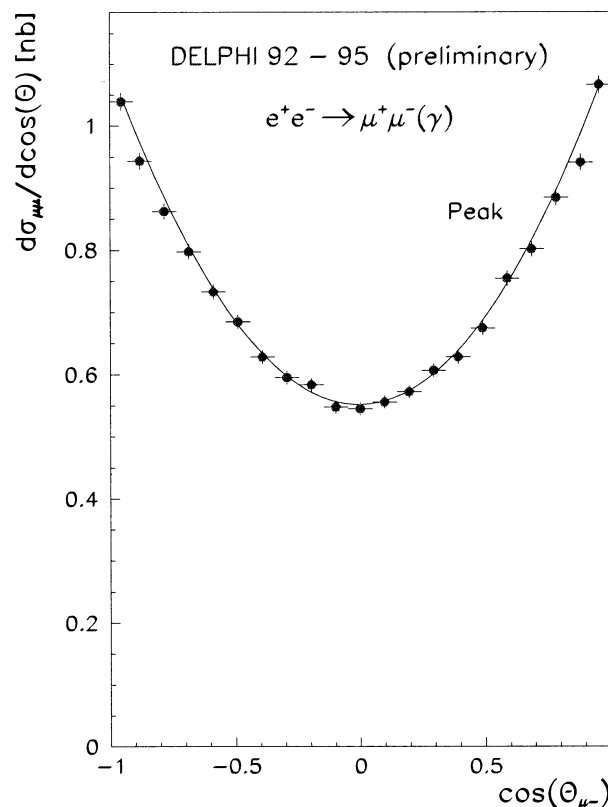
$$\Rightarrow g_L(f) = \pm \frac{1}{2} - |Q_f| \sin^2 \Theta_W \text{ und } g_R(f) = -|Q_f| \sin^2 \Theta_W$$

$$\Rightarrow \sin^2 \Theta_W$$

Winkel-Verteilung der Fermionen aus Z-Zerfällen:



$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta$$



$$\Rightarrow A_{FB}(f) = f(g_L(e), g_R(e), g_L(f), g_R(f))$$

$$\Rightarrow g_L(f) = \pm \frac{1}{2} - |Q_f| \sin^2 \Theta_W \text{ und } g_R(f) = -|Q_f| \sin^2 \Theta_W$$

$$\Rightarrow \sin^2 \Theta_W$$

Man benutzt etwas andere Observable um die Ergebnisse der 4 LEP Experimente zu mitteln:

$$(M_Z, \Gamma_Z, \Gamma_{ee}, \Gamma_{f\bar{f}}, A_{FB}(f))$$

$$\Rightarrow (M_Z, \Gamma_Z, \sigma_0^{had}, R_h(f), A_{FB}(f))$$

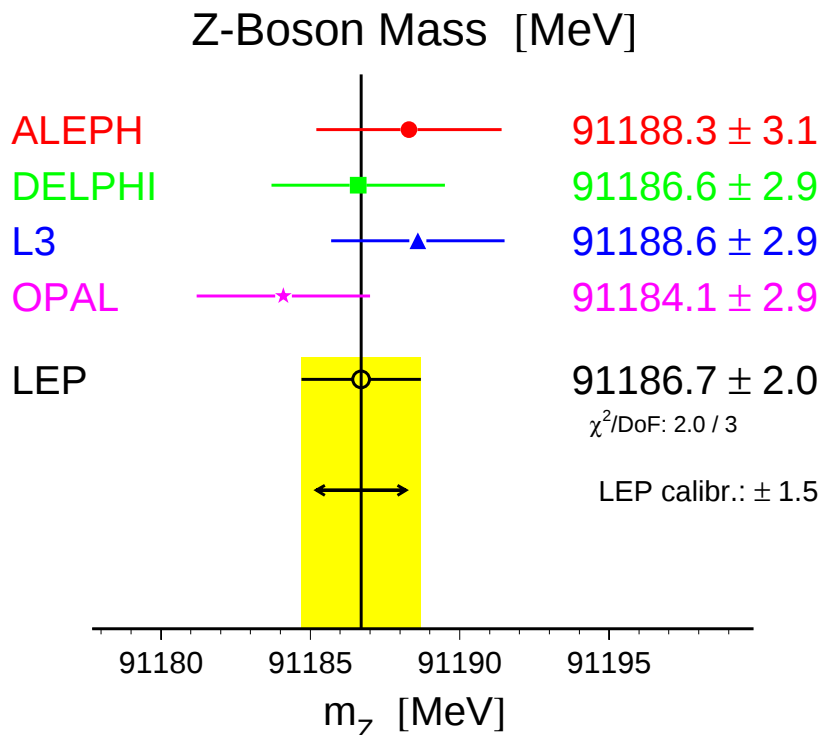
dabei ist:

$$\sigma_0^{had} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}$$

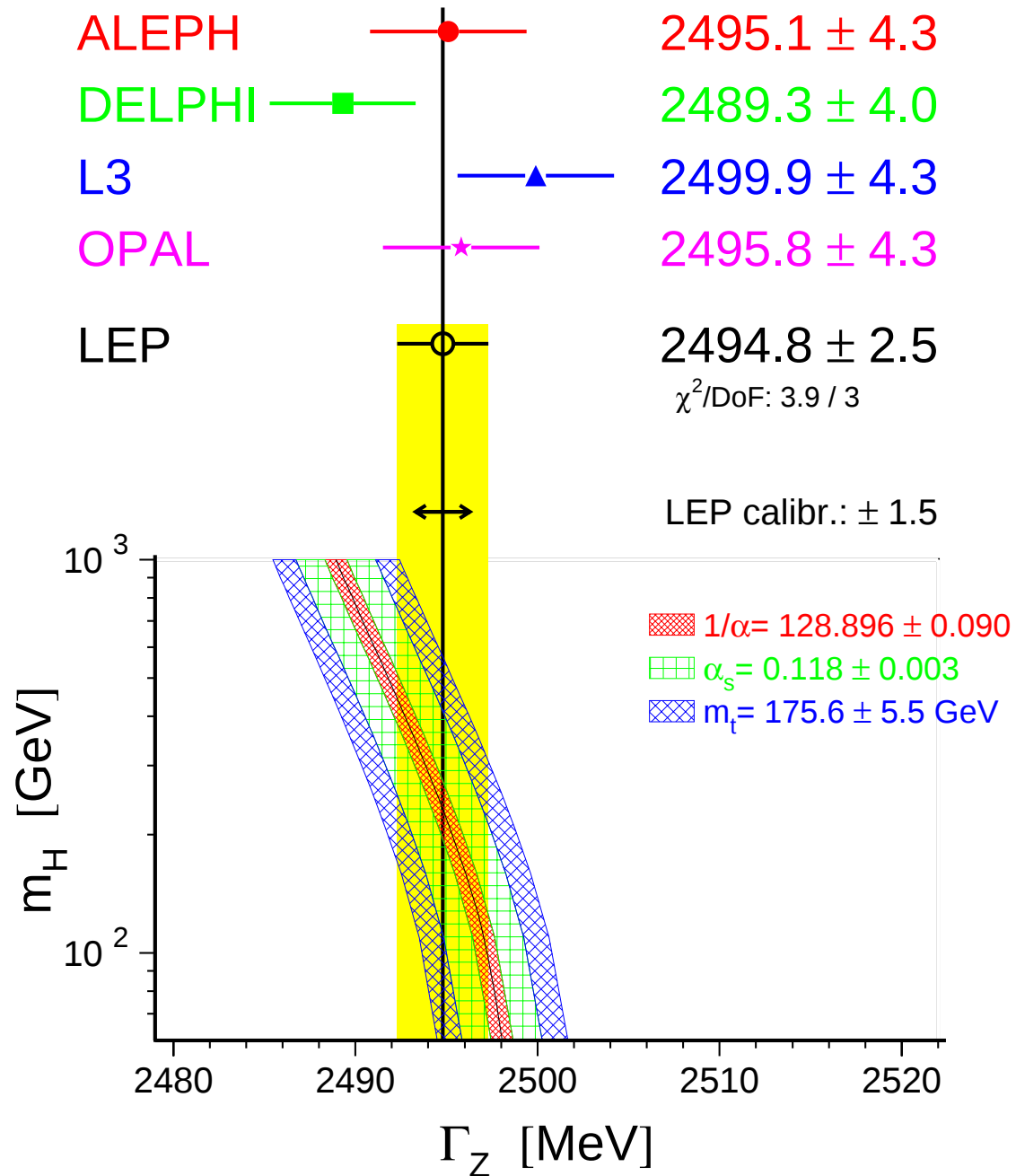
$$\Gamma_{had} = \sum_q \Gamma_{q\bar{q}}$$

$$R_h = \Gamma_{had}/\Gamma_{l+l-}$$

Für diese Observablen sind die Korrelationen minimal.

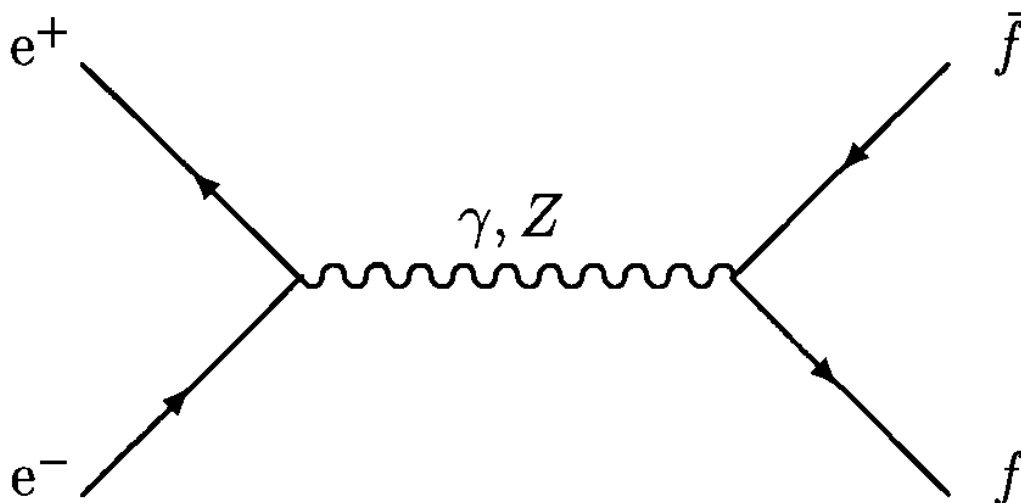


Z-Boson Width [MeV]

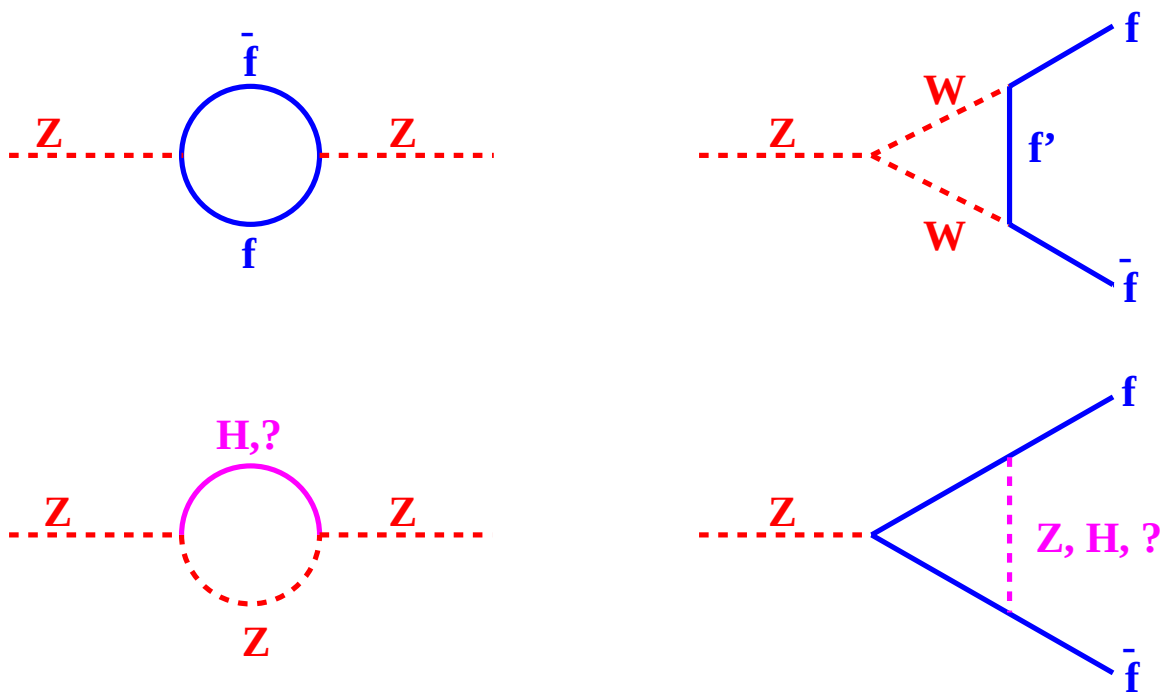


Slide: 87

In niedrigster Ordnung Störungstheorie:

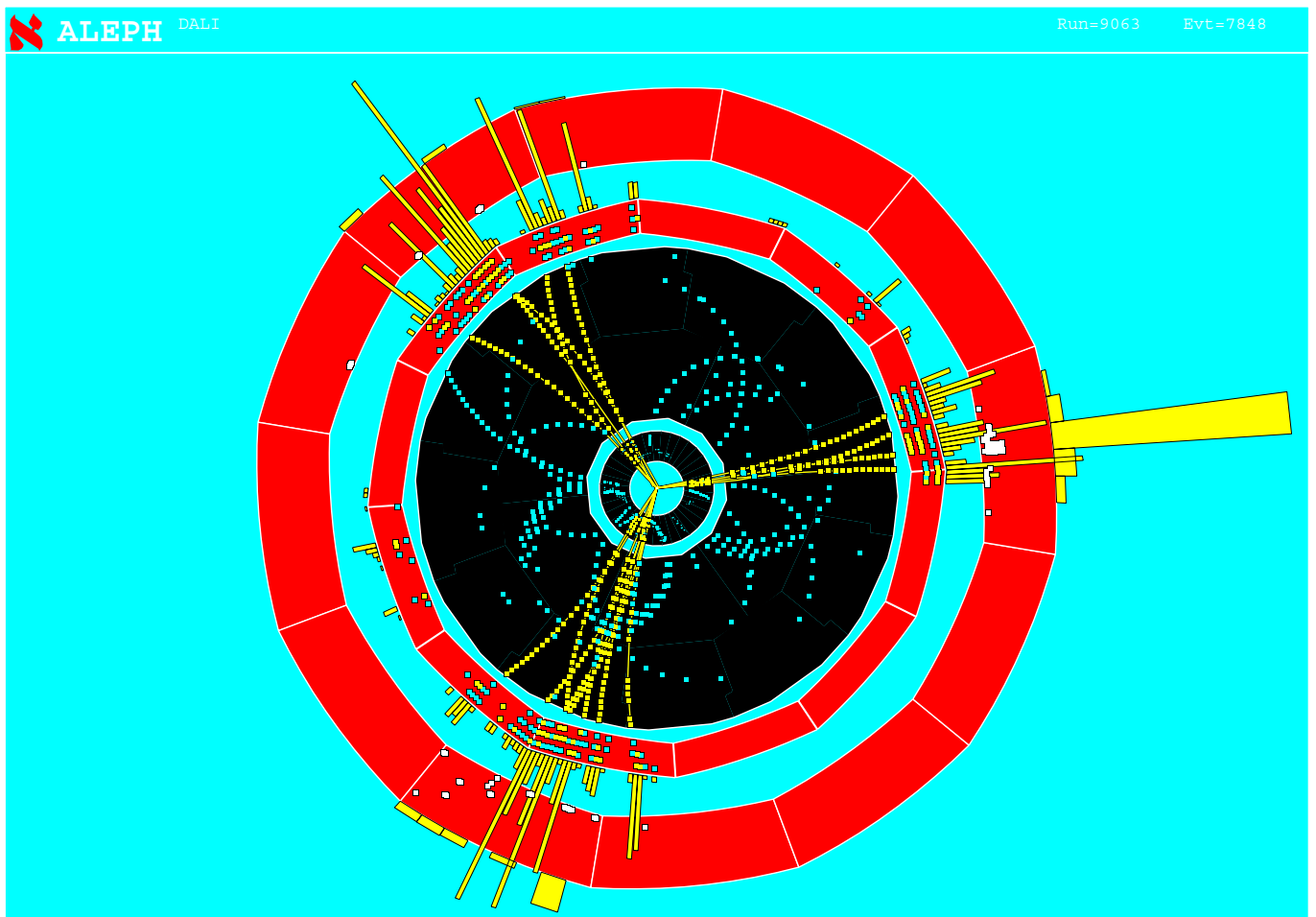
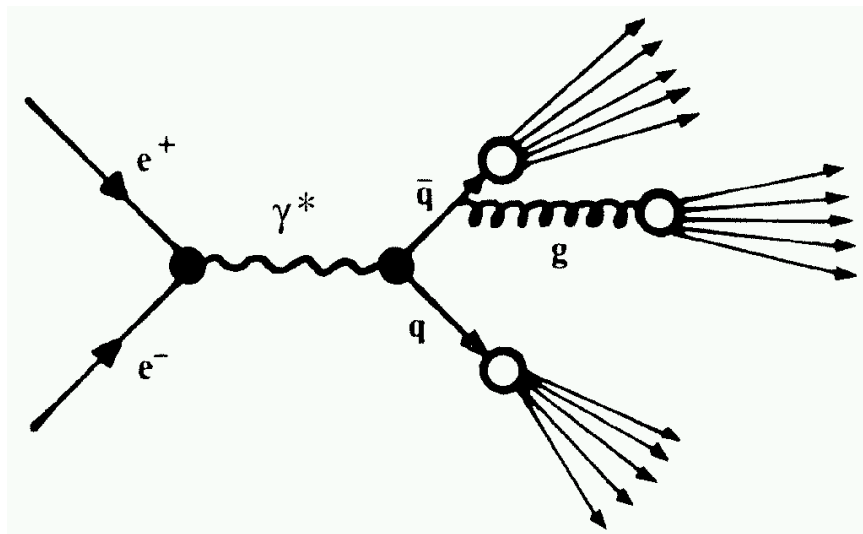


• Elektroschwache Korrekturen



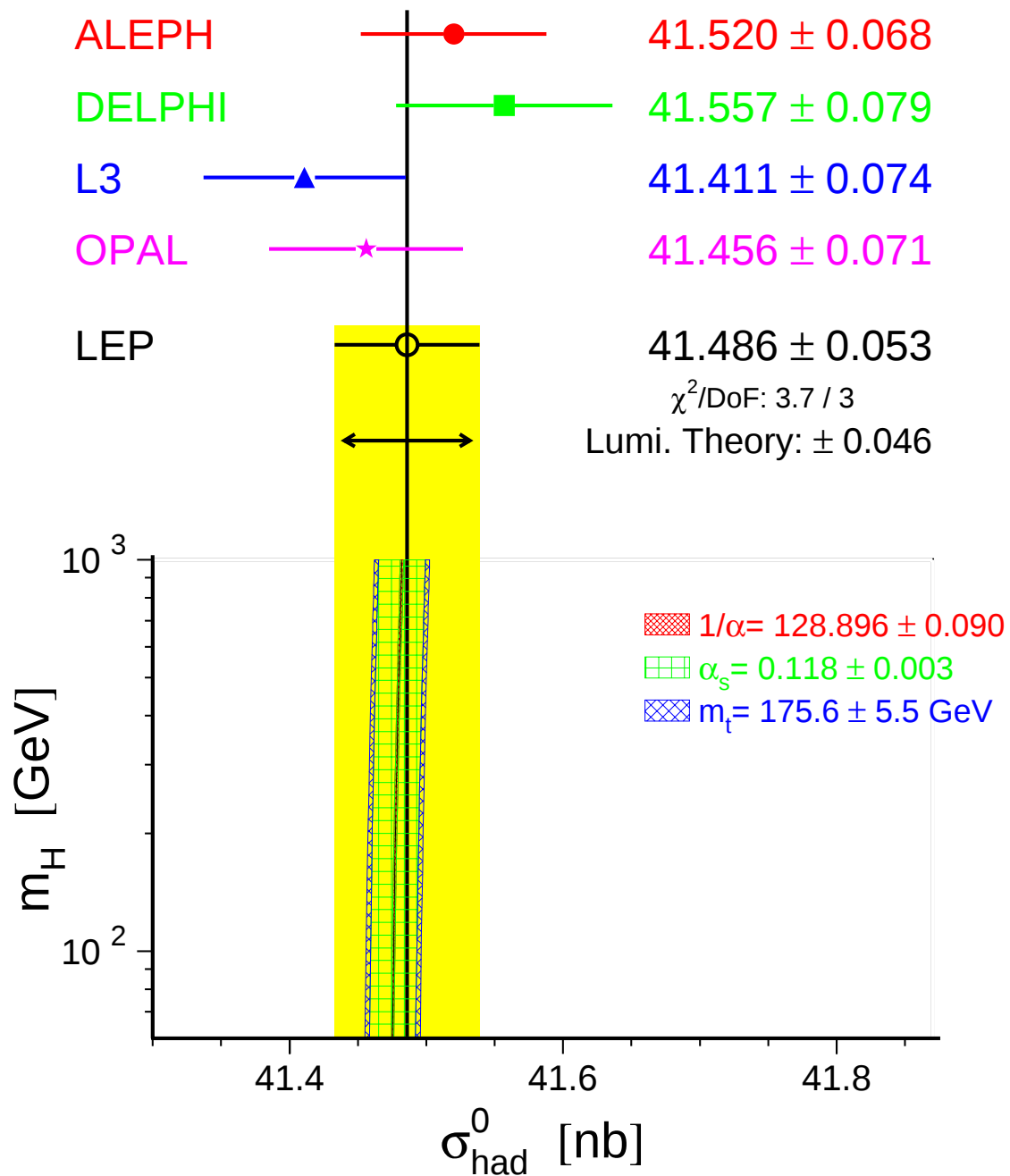
$$\begin{aligned}\bar{g}_L(f) &= g_L(f) + \delta_f(m_t^2, \ln(M_H), ?) \\ \bar{g}_R(f) &= g_R(f) + \delta_f(m_t^2, \ln(M_H), ?)\end{aligned}$$

• QCD Korrekturen



$$\sigma_0^{had} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}$$

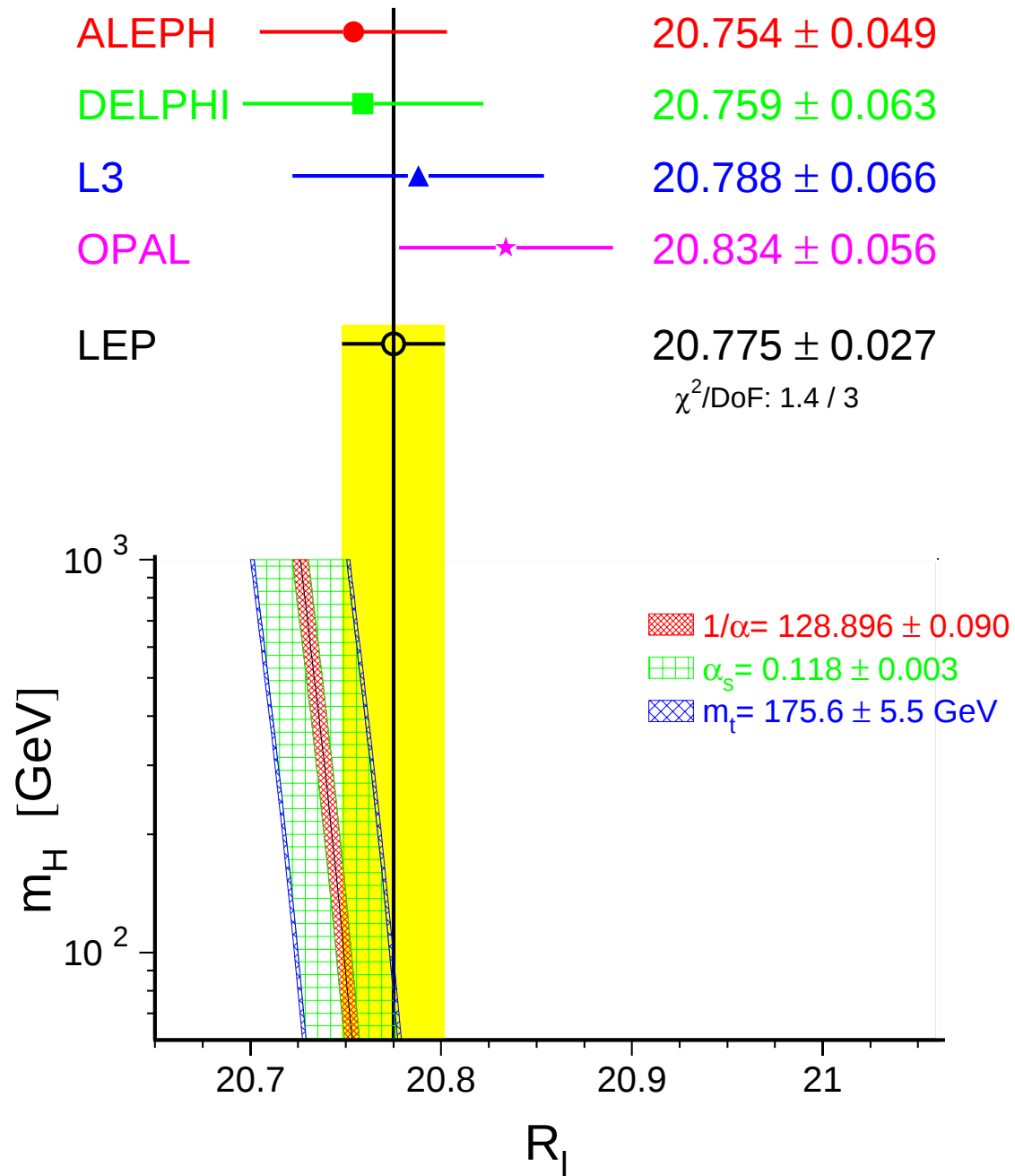
Hadronic Pole Cross Section [nb]



Slide: 97

$$\Gamma_{had} = \sum_q \Gamma_{q\bar{q}}$$

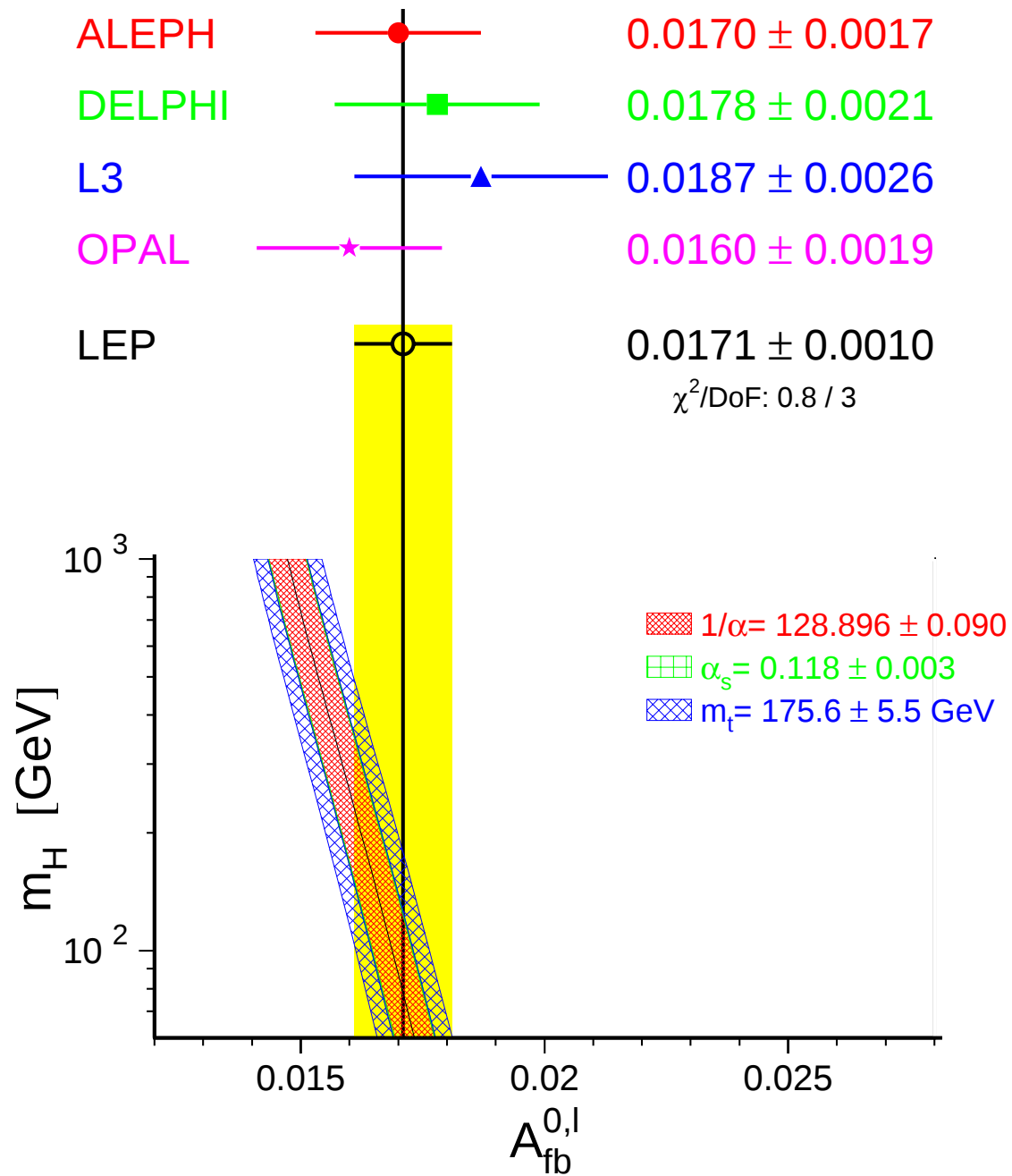
$$\text{Ratio } R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$$



Slide: 97

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_A^f - \sigma_B^f}{\sigma_A^f + \sigma_B^f}$$

Lepton Pole Asymmetry



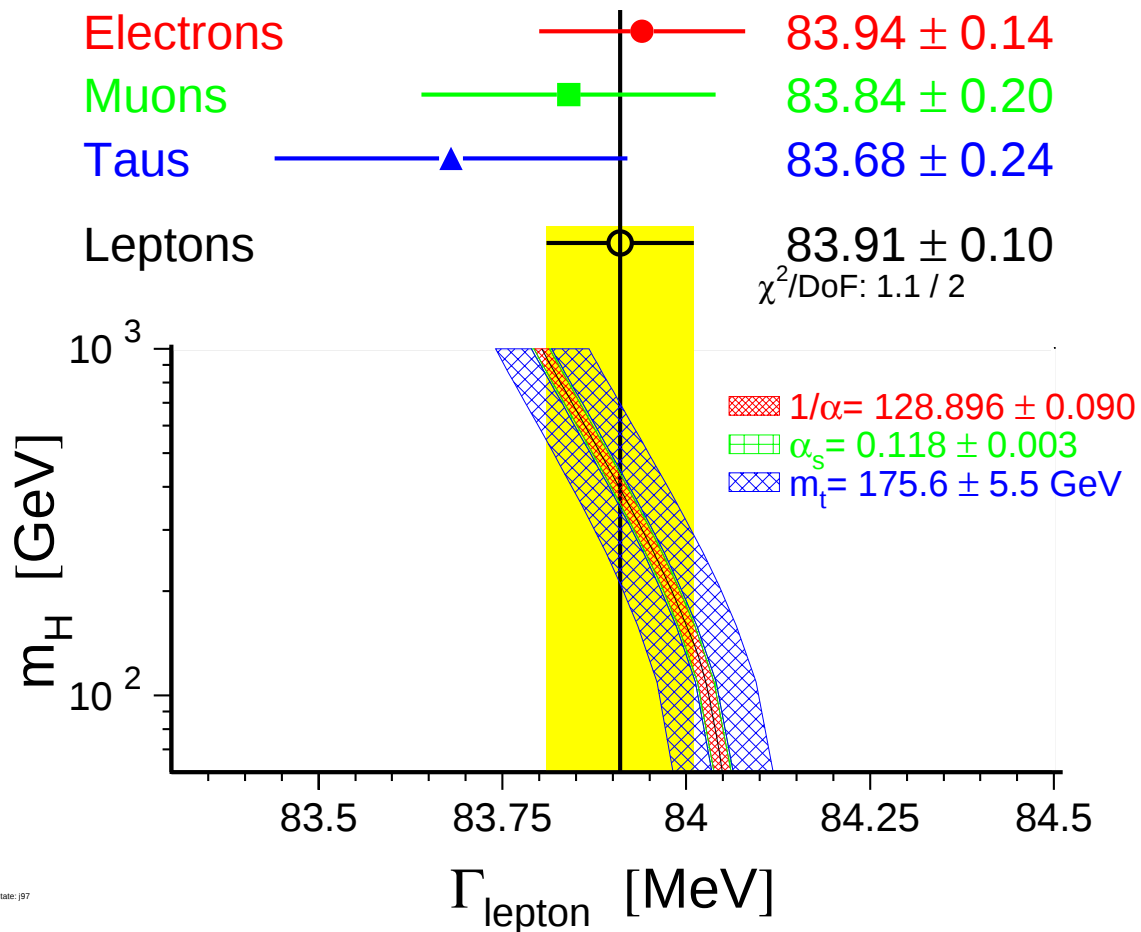
Slide: p97

Lepton-Universalität

$$R_l = \frac{\Gamma_{had}}{(\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau})/3}$$

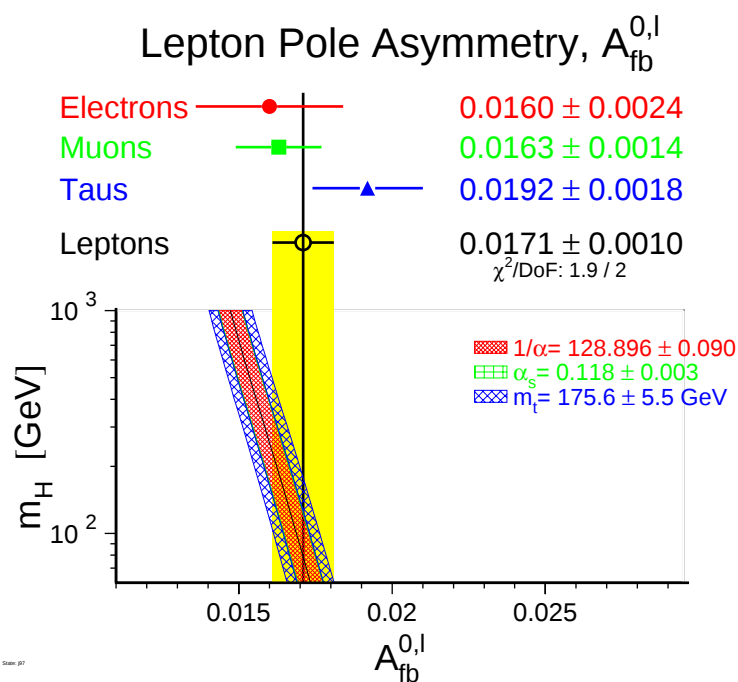
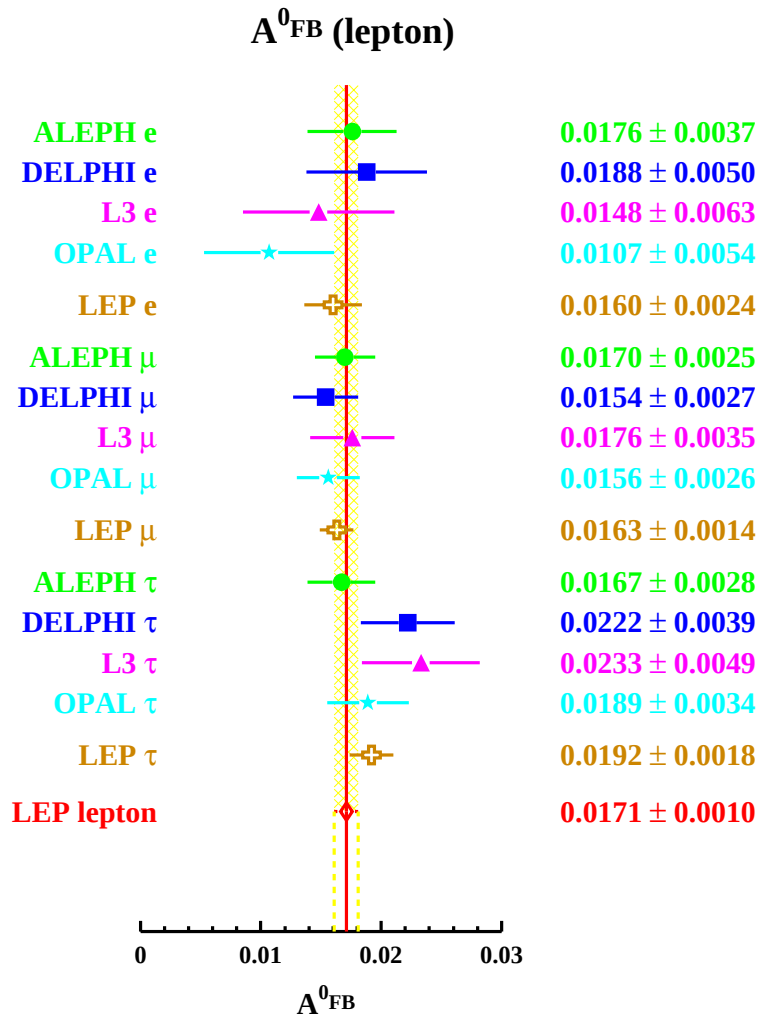
Wie gut gilt $\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = \Gamma_{\tau\tau}$?

Partial Leptonic Z Decay Width [MeV]



State: j97

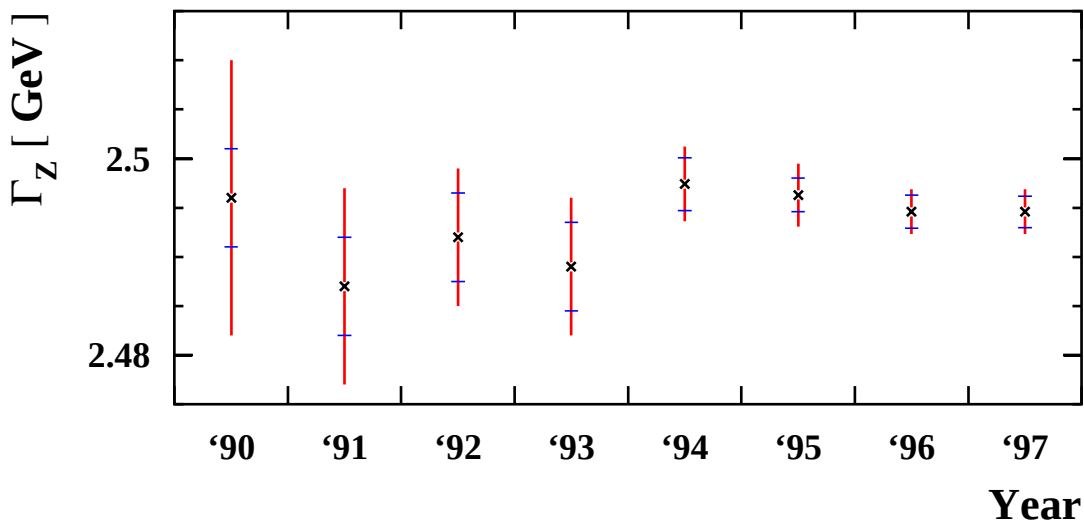
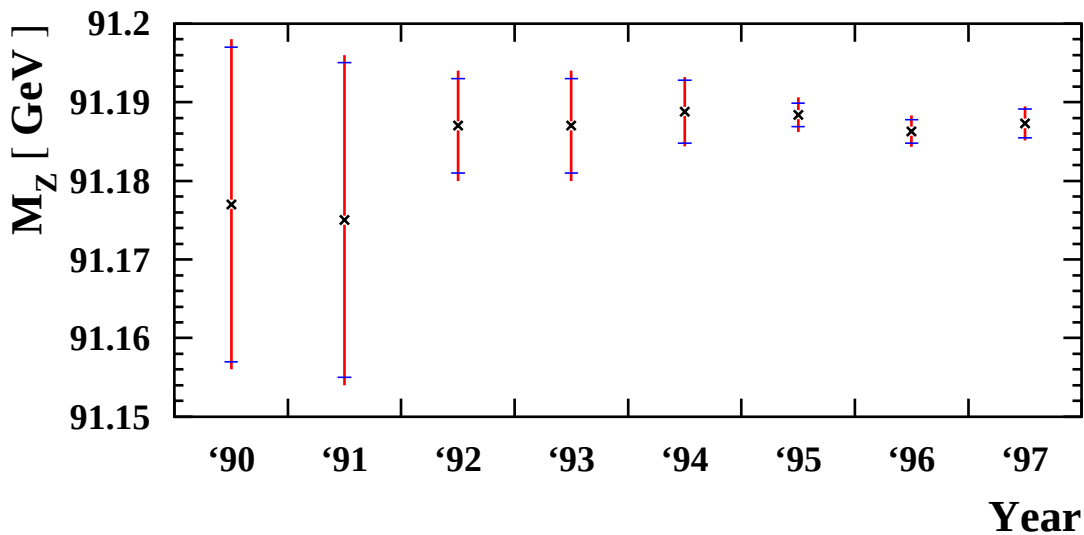
Wie gut gilt $A_{FB}^{ee} = A_{FB}^{\mu\mu} = A_{FB}^{\tau\tau}$?



Die gemittelten Ergebnisse der 4 LEP Experimente:

Quantity	Data 1990	Data 1997	Standard Model	Pull
m_Z [GeV]	91.177 ± 0.031	91.1867 ± 0.0020	91.1866	0.0
Γ_Z [GeV]	2.498 ± 0.013	2.4948 ± 0.0025	2.4966	-0.7
σ_0^{had}	41.77 ± 0.42	41.508 ± 0.056	41.467	0.4
R_h	21.08 ± 0.19	20.788 ± 0.029	20.756	0.7
A_{FB}^l	0.0207 ± 0.0066	0.0174 ± 0.0010	0.0162	0.9

$$\sigma_0^{had} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}, \quad \Gamma_{had} = \sum_q \Gamma_{q\bar{q}}, \quad R_h = \Gamma_{had}/\Gamma_{l+l-}$$



Statt der link- und rechtshändigen Koppelungen

$$g_L(f) = \pm \frac{1}{2} - |Q_f| \sin^2 \Theta_W,$$

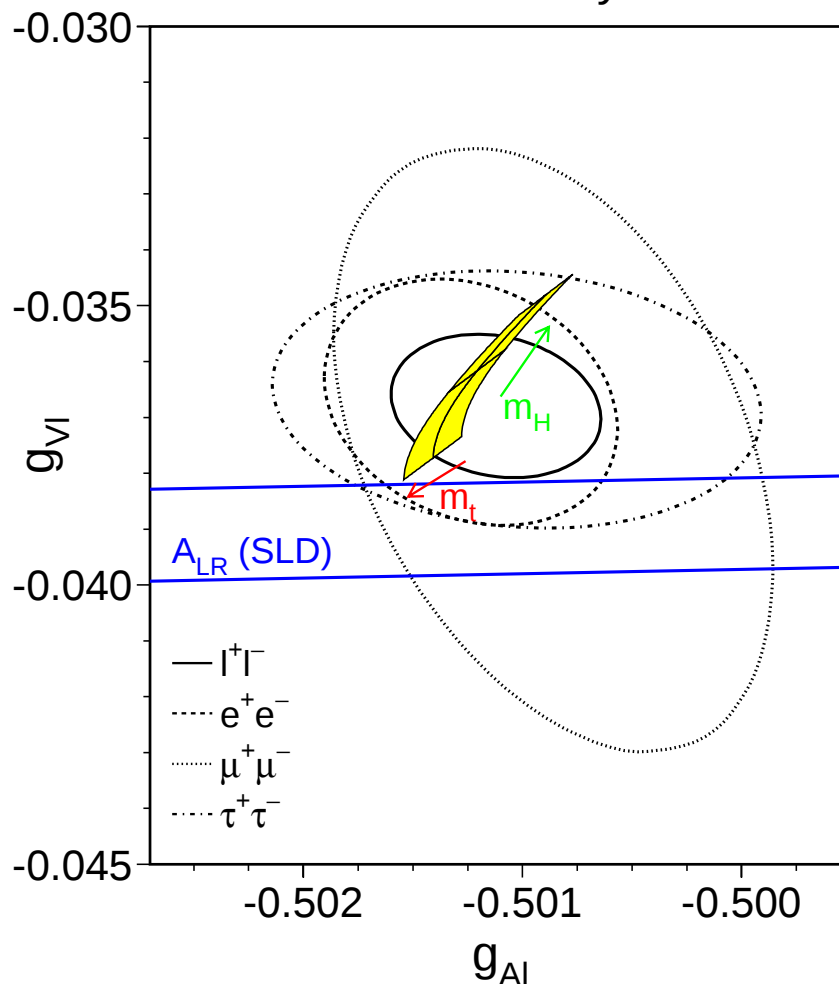
$$g_R(f) = -|Q_f| \sin^2 \Theta_W$$

verwendet man häufig:

$$g_V(f) = g_L(f) + g_R(f) = \pm \frac{1}{2} - 2|Q_f| \sin^2 \Theta_W$$

$$g_A(f) = g_L(f) - g_R(f) = \pm \frac{1}{2}$$

Preliminary



$$\sin^2 \Theta_{eff}^{lept} = 0.23102 \pm 0.00056$$

Any Other Business

Die nächsten Termine:

1. Montag, den 29.06.98 um 14:15 Uhr
2. Montag, den 13.07.98 um 14:15 Uhr
3. Donnerstag, den 16.07.98 um 12:30 Uhr
4. Donnerstag, den 23.07.98 um 12:30 Uhr
5. Donnerstag, den 30.07.98 um 12:30 Uhr