

Das Standardmodell der Elementarteilchen

Geladene und neutrale Ströme

Hendrik van Hees

Fakultät für Physik

Universität Bielefeld

Inhalt

- Theoretische Grundlagen: Eichtheorien
 - Masselose Vektorbosonen *müssen* Eichbosonen sein
 - Nichtabelsche Eichgruppen
 - Massive nichtabelsche Eichbosonen + Renormierbarkeit \Rightarrow Higgsmechanismus
- Phänomenologische Grundlagen (kurze Historie)
 - β -Zerfallsphänomenologie
 - Schwache Ströme, Fermitheorie
 - Universalität der schwachen Kopplung
 - Maximale P-Symmetrieverletzung: $V - A$ -Kopplung
- Das Standardmodell
 - „Minimale Welt“, 1 Familie von Leptonen: Die Symmetriegruppe $SU_{W\text{Iso}}(2) \times U_Y(1)$
 - Ausdehnung auf Quarks und mehr Familien, GIM, CKM-Massenmischung
 - Anomaliefreiheit \Rightarrow Quarks *mit Farbe* und Leptonen
 - Experimenteller Status des SM
 - Probleme des Standardmodells

Das Eichprinzip und QED

- Poincarégruppe (Wigner 1939): **Masselose** Vektorbosonen = **Eichbosonen**
- Vektorfelder A^μ nur bis auf den Gradienten eines Skalarfelds bestimmt
- Theorie **muß** invariant unter **Eichtransformationen** sein:

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \chi(x)$$

- Einfachstes eichinvariantes observables Feld: Faradaytensor

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

- **Wechselwirkende** Eichbosonen **müssen** an **erhaltenen Strom** koppeln
- Beispiel: Elektrodynamik

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\not{\partial} + e\not{A} - m)\psi$$

- Eichtransformation:

$$\psi'(x) = \exp[ie\chi(x)]\psi, \quad \bar{\psi}'(x) = \exp[-ie\chi(x)]\bar{\psi}(x) \Rightarrow j_{\text{em}}^\mu = -\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$

Nichtabelsche Eichgruppen

- Elektrodynamik: „Eichung“ der U(1)-Phasensymmetrie des freien Diracfeldes
- Aus **globaler** Symmetrie wird **lokale** Symmetrie
- Prinzip der minimalen Substitution: $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$
- Vektorfeld formal **affiner Zusammenhang im „Ladungsraum“**
- Erweiterung zu nichtabelschen Eichgruppen (Klein 1938, Yang, Mills 1954): „Eichung“ der Isospin-SU(2)

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{A}_\mu = A_\mu^a t^a, \quad \mathcal{D}_\mu = \mathbb{1}\partial_\mu + ig\mathcal{A}_\mu$$

$$\mathcal{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{ig} [\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu]_- = (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c) t^a$$

- Eichfelder **geladen** \Rightarrow **Universelle Eichkopplung g** :

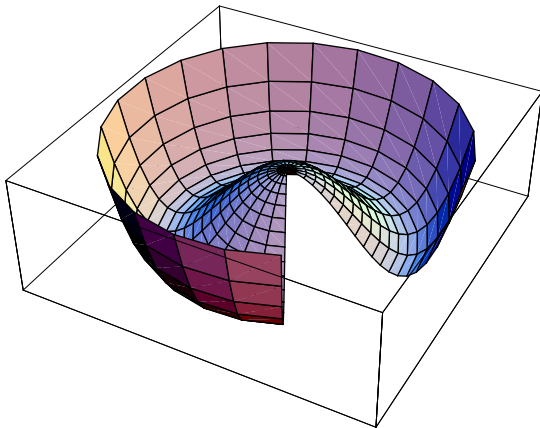
$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\not{D} - m)\psi_f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

Alle „flavour“-Dubletts haben notwendig die gleiche Kopplung **g**

Massive Vektorfelder

- Quantisierung von Eichfeldern mit Faddeev-Popov-Formalismus
- Eichinvarianz \Rightarrow BRST-Invarianz: darf nicht verletzt werden (caveat: **Anomalien!**)
- „Naiver Massenterm“ $\mathcal{L}_M = M^2/2 A_\mu^\alpha A^{\alpha\mu}$ bricht Eichinvarianz
- **Einzig**er Ausweg: Higgs-Kibble-Mechanismus
- Spontane Brechung **lokaler** Eichsymmetrie

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) + \frac{\mu^2}{2} \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\alpha\mu\nu}$$



- Symmetriegruppe G spontan gebrochen zu H (Untergruppe, die Vakuum invariant läßt)
 - **Globale** Symmetrie: $n = \dim G - \dim H$ **masselose** Nambu-Goldstone-Felder
 - **Lokale Symmetrie**: „Would-be Goldstone-Felder“ absorbiert in Eichfelder $\Rightarrow n$ Eichfelder werden massiv
- 't Hooft (1971): R_ξ -Eichung: Nichtabelsche Eichtheorien renormierbar (auch „gehiggste“!)

Kurze Geschichte der schwachen Wechselwirkung

- 1896 Becquerel: Entdeckung der Radioaktivität
- 1899 Rutherford: Unterscheidung zwischen α - und β -Strahlen
- 1913 Bohr: Ursprung der β -Strahlen im Atomkern
- 1914 Chadwick: β -Strahlen zeigen kontinuierliches Spektrum
- 1927 Ellis und Wooster: ${}^{210}_{83}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} {}^{210}_{84}\text{Po}$, Energiesatz scheint verletzt!
- 1930 Pauli: Postulat der Existenz des **Neutrinos**; leichtes Spin-1/2-Teilchen
- 1933** Fermis Strom-Stromkopplungstheorie des Betazerfalls

$$\mathcal{L}_i = -G_F \{\bar{p}\gamma^\mu n\} \{\bar{e}\gamma_\mu \nu\} + \text{h.c.}, \quad G_F \approx 1.1 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

Neutrinomasse erwies sich als sehr klein

- 1936 Gamov, Teller: Fermitheorie mit verallgemeinerten Vierfermionenpunktkopplungen:

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^5 \{g_j [\bar{p}M_j n][\bar{e}M'_j \nu] + g'_j [\bar{p}M_j n][\bar{e}M'_j \gamma_5 \nu]\} + \text{h.c.}$$

$$M \in \{\mathbb{1}, \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}, \gamma^\mu \gamma_5, \gamma_5\}$$

Kurze Geschichte der schwachen Wechselwirkung

1953 Reines et al: Direkter Nachweis von Neutrinos

1956 Yang, Lee: Lösung des „ $\vartheta\tau$ -Problems“ \Rightarrow Annahme von **Paritätsverletzung** konsistent mit allen damaligen empirischen Fakten, „ ϑ “ und „ τ “ waren das gleiche Teilchen (moderne Nomenklatur: K^+)

1957 Wu: Nachweis der Paritätsverletzung

1957 Salam, Feynman, Gell-Mann et al: Gamovs Theorie + Paritätsverletzung + Experiment:

$$\mathcal{L}_\beta = - \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{p} \gamma^\mu \left(1 - \frac{g_A}{g_V} \gamma_5 \right) n(x) \right\} \{ \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu \} + \text{h.c.},$$
$$G_\beta \approx 1.15 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \quad \frac{g_A}{g_V} \approx 1.255$$

Vektor – Axialvektor-Struktur: Masselose Neutrinos sind strikt **linkshändig**, Antineutrinos strikt **rechtshändig**. Nur $\nu_L = (1 - \gamma_5)\nu$ koppelt, solange kein (Dirac-)Massenterm für Neutrinos eingeführt wird!

1957 Goldhaber, Grodzins, Sunyar: Nachweis der Linkshändigkeit von Neutrinos und V – A-Struktur (gegen Tensor-Struktur)

Kurze Geschichte der schwachen Wechselwirkung

- 1962** Ledermann, Schwartz, Steinberger et al: Entdeckung eines zweiten Neutrinos: μ -Neutrino.
Lagrangedichte für μ -Zerfall:

$$\mathcal{L}_\mu = -\frac{G_\mu}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_\mu\gamma^\mu(1-\gamma_5)\mu)(\bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu_e) + \text{h.c.}$$

$$G_\mu \approx 1.166 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \Rightarrow \frac{G_\beta}{G_\mu} \approx 0.98$$

- 1963** Cabibbo: Universalität der schwachen Kopplung, Hadronische schwache Ströme bauen sich aus Mischungen der Ströme verschiedener "Flavour" auf. Moderner Lagrangian im Quarkbild:

$$\mathcal{L} = -\frac{G_\mu}{\sqrt{2}}\bar{u}\gamma^\rho(1-\gamma_5)[\cos\vartheta_C d + \sin\vartheta_C s][\bar{e}\gamma_\rho(1-\gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\rho(1-\gamma_5)\nu_\mu]$$

$$\cos\vartheta_C = \frac{G_\beta}{G_\mu} \approx 0.98, \quad \sin\vartheta_C \approx 0.2$$

Standardmodell: Eichbosonen

- Salam, Glashow, Weinberg: Standardmodell
 - **Renormierbare** „Vierfermionenkopplungen“ \Rightarrow **Eichtheorie** à la Elektrodynamik
 - Universalität der schwachen Wechselwirkung: **Nichtabelsche Eichfelder**
 - Elektromagnetisches Feld paritätserhaltend \Rightarrow elektromagnetischer Strom **rein vektoriell**
 - Eichgruppe: $SU_{\text{wiso}}(2) \times U_{\text{wY}}(1) \Rightarrow$ **Vorhersage des neutralen Stroms**
 - Fermi-Theorie als „effektive Theorie“: Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung müssen **massiv** sein \Rightarrow **Higgs-Kibblemechanismus**
- Eichbosonen-Higgssektor des Standardmodells:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i\mathfrak{A}_\mu, \quad \mathfrak{A}_\mu = gW_\mu^a t^a + ig' B_\mu Y_H$$

$$[t^a, t^b]_- = i\epsilon^{abc} t^c, \quad [t^a, Y_H]_- = 0.$$

Standardmodell: Eichbosonen

- Ladungen der schwachen Ströme: Universelle Kopplung g , kann nur durch Wahl der **Darstellung** der $SU(2)$ variiert werden
- Schwache Hyperladung Y nicht universell (abelsch), muß für jedes Teilchen an empirische Fakten angepaßt werden
- Für Higgssektor (unitäre Eichung!): Wähle $v = 1/\sqrt{2}(0, h_0)$ mit $h_0 = \mu/\sqrt{\lambda} \in \mathbb{R}$.
- Bestimmung des Higgsfreiheitsgrades: Suche Untergruppe, die Vakuum invariant läßt \Rightarrow wird generiert von $Q_H = t^3 + Y_H$ mit $Y_H = \text{diag}(1/2, -1/2)$
- An Q -Strom koppelndes Feld muß elektromagnetisches Feld sein (bleibt masselos)
- **schwacher Mischungswinkel:**

$$\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A^\mu \end{pmatrix}$$

- Higgsmode darf nicht an elektromagnetisches Feld A^μ koppeln:

$$\cos \theta_w = \frac{g}{G}, \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{G} \quad \text{mit } G = \sqrt{g^2 + g'^2}$$

Standardmodell: Eichbosonen

● Unitäre Eichung:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h_0 + h \end{pmatrix}, \quad h_0 = \frac{\mu}{\lambda} \in \mathbb{R}, \quad h \in \mathbb{R}$$

NB: Jedes Dublett Φ kann daraus durch **lokale** Eichtransformation erreicht werden \Rightarrow kann diese Eichtransformation durch Umeichung kompensieren!

Minimales Modell: Eine Leptonengeneration

- Strikt linkshändige Neutrinos \Rightarrow **Chirales Modell**
- A-Ströme koppeln schwach, Neutrino elektrisch neutral \Rightarrow linkshändige Leptonenfelder bilden **SU(2)-Dublett**, rechtshändiges Elektron **SU(2)-Singulett**:

$$\mathcal{L}_e^{\text{eich}} = \bar{\psi}_{eL} \not{D}_{eL} \psi_{eL} + \bar{e}_R \not{D}_{eR} e_R$$

$$\psi_{eL} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix},$$

$$D_{eL}^\mu = \partial^\mu + igW^{a\mu}t^a + ig'B^\mu Y_{eL},$$

$$D_{eR}^\mu = \partial^\mu + ig'B^\mu Y_{eR}$$

- Festlegung der **Hyperladungen**: Neutrino elektrisch neutral, elektromagnetischer Strom rein vektoriell:

$$y_{eL} = -\frac{1}{2}, \quad y_{eR} = -1$$

Minimales Modell: Eine Leptongeneration

- V- und A-Ströme an Eichbosonen gekoppelt \Rightarrow **Elektronenmasse** muß durch **Yukawakopplung an das Higgs** erreicht werden!
- Dabei muß auch die Hyperladung erhalten bleiben. Wegen $y_h = 1/2$, $y_{eL} = -1/2$ und $y_{eR} = -1$ bleibt nur eine **renormierbare** Yukawakopplung:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_e^{\text{Yuk}} &= -c_e \bar{e}_R \phi^\dagger \psi_{eL} + \text{h.c.} \\ &= -\frac{c_e}{\sqrt{2}} (h_0 + h) \bar{e} e\end{aligned}$$

- Es konnte $c_e \in \mathbb{R}$ angenommen werden, weil man andernfalls durch Änderung der **globalen** Leptonenphasen die Felder umdefinieren kann, so daß Yukawakopplung für neue Felder reell wird!
- Leptonenmassen:

$$m_{\nu_e} = 0, \quad m_e = \frac{1}{\sqrt{2}} c_e h_0$$

- NB: (Dirac-)Neutrinomasse **notwendig** strikt 0, solange man reine Linkshändigkeit verlangt!

Mehr Flavour

- Nach derzeitigem Stand: drei Generationen von Leptonen und Quarks
- Vorgehen analog zu einer Leptongeneration
 - Linkshändige Fermionen $SU(2)$ -Dubletts, rechtshändige $SU(2)$ -Singulets \Rightarrow $SU(2)$ -Kopplung liegt fest
 - „Justage“ der Hyperladungen, so daß elektromagnetischer Strom rein vektoriell ist und daß beobachtete Ladungspattern entstehen
- Massen dürfen wieder nur über Yukawakopplungen, also den Higgs-Kibble-Mechanismus, erzeugt werden
- Zusatzprinzip: Quarks sind links- und rechtshändig \Rightarrow es können beliebige Massenmischungen auftreten \Rightarrow Verallgemeinerung des Cabibbowinkels zur **Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix**
- Wichtige Folgerung: auf Tree-Level **keine flavour-ändernden neutralen Ströme** (1970: Glashow, Iliopoulos, Maiani: Vorhersage des charm-Quarks)

Die Quantenzahlen

Teilchen			t	t^3	Y	Q
(Higgs)	ϕ		1/2	-1/2	1/2	0
ν_{eL}	$\nu_{\mu L}$	$\nu_{\tau L}$	1/2	1/2	-1/2	0
e_L	μ_L	τ_L	1/2	-1/2	-1/2	-1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-1	-1
u_L	c_L	t_L	1/2	1/2	1/6	2/3
d'_L	s'_L	b'_L	1/2	-1/2	1/6	-1/3
u_R	c_R	t_R	0	0	2/3	2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	-1/3	-1/3

- Dreiecksdiagramme mit einem Axialstrom und zwei Vektorströmen kann **Anomalien** erzeugen
- Anomaliefreiheit $\Leftrightarrow \sum_f Q_f = 0$, im Standardmodell erfüllt, weil Quarks **3 Farben** haben!

Die Yukawakopplungen

- Mit Symmetrien verträgliche Kopplungen

$$\mathcal{L}_{\text{leptons}}^{\text{Yuk}} = -\bar{\psi}_R^{\text{lept}} \mathcal{C}_{\text{lept}} \phi^\dagger \psi_L^{\text{lept}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^{\text{quarks}(1)} = -\bar{\psi}_R^D \mathcal{C}_{\text{quarks}} \phi^\dagger \psi_L^{UD}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^{\text{quarks}(2)} = -\bar{\psi}_R^U \mathcal{C}'_{\text{quarks}} \phi^T \epsilon \psi_L^{UD}, \quad \epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

- Die \mathcal{C} -Matrizen sind zunächst beliebige 3×3 -Matrizen im **Flavourraum**
- Beliebige Freiheit, im Flavourraum mit constanten Matrizen \mathcal{U} zu transformieren:

$$\mathcal{C}_{\text{lept}} \rightarrow \mathcal{U}_1^\dagger \mathcal{C}_{\text{lept}} \mathcal{V}_1, \quad \mathcal{C}'_{\text{quarks}} \rightarrow \mathcal{U}_2^\dagger \mathcal{C}'_{\text{quarks}} \mathcal{V}_2, \quad \mathcal{C}_{\text{quarks}} \rightarrow \mathcal{U}_3^\dagger \mathcal{C}_{\text{quarks}} \mathcal{V}_2,$$

- Standardwahl der \mathcal{C} -Matrizen:

$$\mathcal{C}_{\text{lept}} = \text{diag}(c_e, c_\mu, c_\tau) \text{ mit } c_e, c_\mu, c_\tau \in \mathbb{R}_{>0},$$

$$\mathcal{C}'_{\text{quarks}} = \text{diag}(c_u, c_c, c_t) \text{ mit } c_u, c_c, c_t \in \mathbb{R}_{>0},$$

$$\mathcal{C}_{\text{quarks}} = \mathcal{V} \text{diag}(c_d, c_s, c_b) \mathcal{V}^\dagger \text{ mit } c_d, c_s, c_b \in \mathbb{R}_{>0}, \mathcal{V} \in \text{U}(3)$$

Die CKM-Matrix

- Die Standardwahl der \mathcal{C} für die Quarks bleibt erhalten unter $\mathcal{V} \rightarrow \text{diag}[-\exp(i\chi_1), \exp(-i\chi_2), \exp(-i\chi_3)] \mathcal{V} \text{diag}[\exp(i\varphi_1), \exp(i\varphi_2), \exp(i\varphi_3)]$
- Eine Standardparametrisierung der CKM-Matrix:

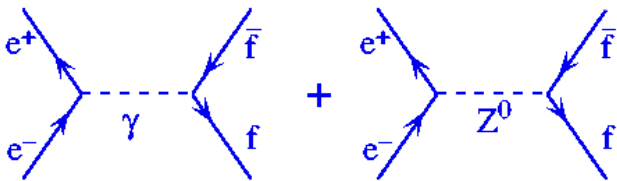
$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 \exp(i\delta) & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 \exp(i\delta) \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 \exp(i\delta) & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 \exp(i\delta) \end{pmatrix},$$

$$c_i = \cos \vartheta_i, \quad s_i = \sin \vartheta_i \quad \text{mit} \quad 0 \leq \vartheta_i \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \delta \leq 2\pi$$

- Unitarität der CKM-Matrix: Flavourändernde neutrale Ströme reine Strahlungskorrektur („Boxdiagramme“)
- Phase δ : CP-Verletzung durch Boxdiagramme

Präzisionsexperimente zum SM

- Quelle: S. Bethke, Standard Model Physics at LEP, hep-ex/0001023
- e^+e^- -Annihilationsdaten auf Tree-Level („Bornnäherung“) beschrieben durch drei Parameter (e , G_F , $\sin \theta_W$)
- Wirkungsquerschnitte in Nähe der Z-Masse



$$\sigma_f(s) = \sigma_f^0 \frac{s\Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} + (\gamma) + (\gamma Z)$$

$$\sigma_f^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2}, \quad \sum_f \Gamma_f = \Gamma_Z$$

- Messungen: Modellunabhängige Bestimmung von M_Z , Γ_Z , Γ_f , σ_f^0
- Standard-Modell:

$$\Gamma_f = \frac{G_f}{6\pi} \frac{M_Z^3}{\sqrt{2}} \left(g_{A,f}^2 + g_{V,f}^2 \right) N_{c,f}, \quad g_{A,f} = t_f^3, \quad g_{V,f} = t_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_w$$

Präzisionsexperimente zum SM

- Weitere meßbare Observablen
 - Differentielle Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\vartheta} \propto A(1 + \cos^2\vartheta) + B\cos\vartheta, \quad \vartheta \text{ Streuwinkel}$$

- „Forward-Backward-Asymmetries“

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad N_F : \text{Events mit } \vartheta < \frac{\pi}{2}, \quad N_B : \text{Events mit } \frac{\pi}{2} < \vartheta < \pi$$

$$\text{am Z-Pol: } A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4} A_e A_f \text{ mit } A_f = \frac{2g_{V,f}g_{A,f}}{g_{V,f}^2 + g_{A,f}^2}$$

- Polarisation von Leptonen im Endzustand

$$P_f = \frac{\sigma_f(h = +1) - \sigma_f(h = -1)}{\sigma_{\text{tot}}}, \quad P_f(s = M_z^2) = -A_f$$

Präzisionsexperimente zum SM

Strahlungskorrekturen:

- Photonische faktorisieren, können bis zu 100% ausmachen
- Nichtphotonische (einschl. QCD!) \Rightarrow „Running couplings“ in Born-Näherung

experiments measure $\sigma_f(s)$, A_{FB}^f , \mathcal{P}_f , $A_{FB}^{\mathcal{P}_f}$

data of 4 experiments are combined by

„LEP Electroweak Working Group“

* common fit to combined data

\Downarrow (LEP-I)

$$M_Z = 91187.2 \pm 2.1 \text{ MeV} \quad \text{n.b.: 23 ppm !!}$$

$$\Gamma_Z = 2499.4 \pm 2.4 \text{ MeV}$$

$$\sigma_{\text{had}}^0 = 41.544 \pm 0.037 \text{ nb}$$

$$\Gamma_{\text{had}} = 1743.9 \pm 2.0 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\text{lept}} = 83.96 \pm 0.09 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\text{invis}} = 489.8 \pm 1.5 \text{ MeV}$$

$$N_\nu = 2.9835 \pm 0.0083$$

from radiative corrections :

LEP I & II

LEP & SLD & pp & νN

$$M_{\text{top}} = 172_{-11}^{+14} \text{ GeV}$$

$$173.6 \pm 4.3 \text{ GeV}$$

$$M_H = 143_{-87}^{+284} \text{ GeV}$$

$$92_{-45}^{+78} \text{ GeV}$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0.120 \pm 0.003 \pm 0.002$$

$$0.119 \pm 0.003 \pm 0.002$$

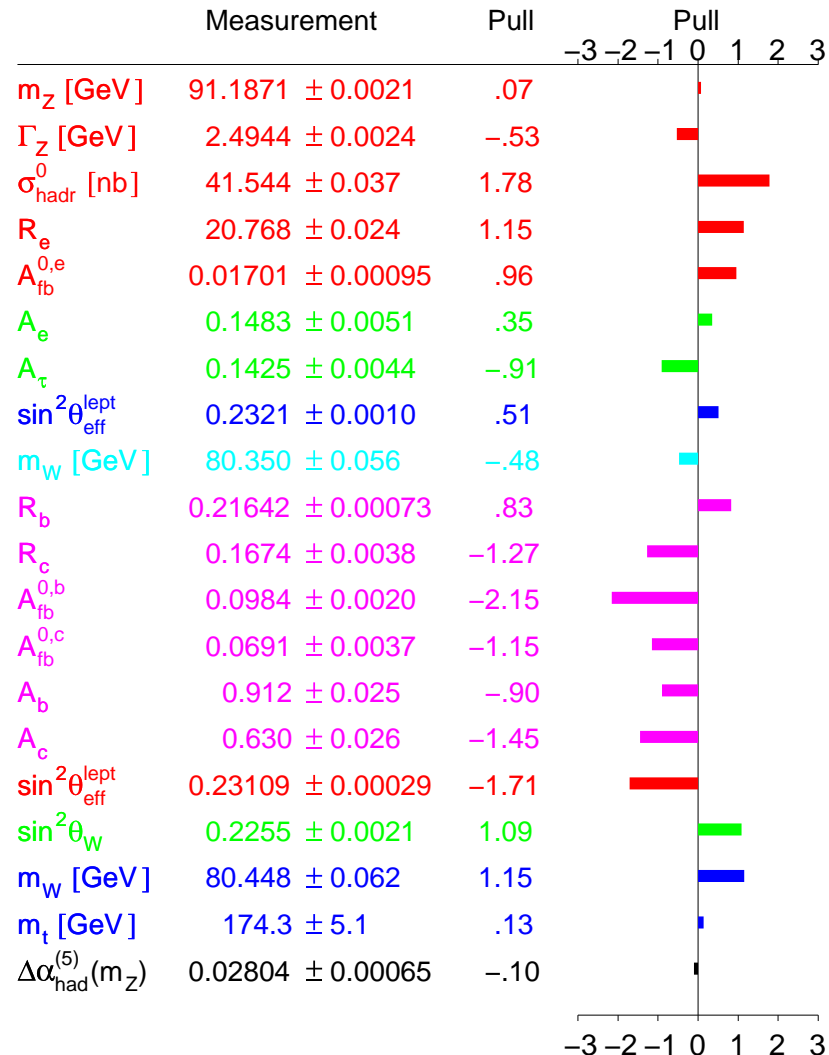
$$\sin^2 \theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.23187 \pm 0.00021$$

$$0.23159 \pm 0.00016$$

$$M_W = 80.340 \pm 0.032 \text{ GeV}$$

$$80.377 \pm 0.022 \text{ GeV}$$

Tampere 1999



Probleme im SM

- „Intrinsische Probleme“
 - Viele Parameter: zwei Kopplungen (e und $\sin \theta_W$), 6 Quarkmassen, 3 Leptonenmassen, Higgsmasse, 4 CKM-Parameter
 - Noch 2 QCD-Parameter: $\alpha_s, \theta_{\text{QCD}}$
 - Higgs ist skalares Boson: Masse quadratisch divergent

$$m_h^2 = m_{h,0}^2 + \frac{3}{16\pi^2} \lambda \Lambda_h^2$$

$\Lambda_h \approx \Lambda_{\text{Planck}} \Rightarrow m_{h,0} < 0$ muß auf 30 (!) Dezimalstellen genau eingestellt werden \Rightarrow „The naturalness problem“ oder „The hierarchy problem“

- Kosmologische Konstante $\propto \Lambda_h^4$ Feintuning auf $\approx 10^{120}$ Größenordnungen
- Wenig Vorhersagekraft für elektroschwache CP-Verletzungen: Was ist der „wahre Higgssektor“?

Probleme im SM

- NuTeV-Experiment: Geladene und neutrale Stromreaktionen von Neutrinos mit Kernen (hep-ex/0110059)

$$R_A^\nu = \frac{\sigma_A(\nu A \rightarrow \nu X)}{\sigma_A(\nu A \rightarrow l^-)} + \text{für Antineutrino}$$

- Resultat:

$$\sin^2 \theta_W = 0.2277 \text{ (NuTeV) vs. } 0.2227$$

- 3σ -Abweichung vom Wert aus „direkten Messungen“
- Einwand (Miller, Thomas hep-ex/0204007): Es wurden keine Korrekturen von „Nuclear Shadowing“-Effekten berücksichtigt
- Wesentlicher Anteil der Daten für $x < 0.1$ bei kleinen Q^2 , Analyse von Strukturfunktionen unter der Annahme von Vektormeson-Dominanz (VMD) liefert Korrekturbeiträge, die von der Größenordnung der beobachteten Abweichung **geschätzt** werden

Ausblick

- Sicherster Nachweis von Abweichungen zum SM: **Neutrinooszillationen** (SuperKamiokande, SNO, . . .)
- „Einbau“ von Neutrinomassen ins SM kein grundlegendes Problem
- Natur der Neutrinos (Pures Diracfermion oder auch Majoranamassen?)
- Sterile Neutrinos?
- Solares Neutrinoproblem gelöst (SNO)?
- CP-Verletzungen vs. Materie-Antimaterieasymmetrie im Universum?
- Lepto- und Baryogenese im frühen Universum?

Antworten \Rightarrow folgende Vorträge!