Moderne Theoretische Physik III (TP)

Vorlesung 13

Kirill Melnikov
TTP KIT
July 4, 2024

13 Das Standardmodell der Teilchenphysik

In dieser Vorlesung versuchen wir das Standardmodell der Teilchenphysik zu diskutieren. Diese Theorie haben drei Physiker Sh. Glashow, S. Weinberg und A. Salam in einer Reihe von Papers am Ende der 1960 Jahre zusammengestellt. Nach mehr als fünfzig Jahre Untersuchungen dieser Theorie hat es sich gezeigt dass (fast) *alle* physikalische Phänomene, die wir in der Natur beobachten, können wir mit Hilfe dieser Theorie erklären. Das bedeutet dass Standardmodell der Teilchenphysik eine der großten intellektuellen Erfolgen der Menschheitsgeschichte ist.

Das Standardmodell basiert auf zwei Prinzipien:

- *Eichprinzip*: dass bedeutet dass alle Wechselwirkungen die wir in der Natur beobachten, kann mit Eichtheorien beschrieben werden.
- *Spontane Symmetriebrechung*: Eichsymmetrien sind mit Hilfe von Higgsmechanismus gebrochen; die Eichbosonen erhalten Massen falls es nötig ist. Das Higgs-Feld ist die *einzige Quelle der Massen der Elementarteilchen* in der Natur.

Wir haben diese zwei Prinzipien schon diskutiert. Wir wollen jetz eine Theorie zusammenstellen welche auf diesen Prinzipien basiert, und die Natur beschreibt. Dann brauchen wir die Eichgruppen und das Higgs-Feld welches Eichsymmetrie bricht.

Um die Eichgruppe auszuwählen, sollen wir die Wechselwirkungen auflisten welche wir beschreiben wollen. Es gibt vier Wechselwirkingen die wir kennen:

1. Elektromagnetische Wechselwirkung, unendliche Reichweite;
2. Schwache Wechselwirkung, die Reichweite 10^{-17} m.
3. Starke Wechselwirkung, die Reichweite 10^{-15} m.
4. Gravitationswechselwirkung, unendliche Reichweite.

Die Gravitationswechselwirkung diskutieren wir in diesen Vorlesungen nicht. Die starke Wechselwirkung beschreiben wir mit Hilfe von einer $SU(3)$ Eichtheorie, ohne spontane Symmetriebrechung. Die Einschränkung der Reichweite

der Wechselwirkung ist in diesem Fall eine Folge von Selbstwechselwirkung von Eichfelder, die $SU(3)$ Eichsymmetrie bleibt ungebrochen. Die schwache Wechselwirkung braucht eine Symmetriebrechung; die Reichweite ist begrenzt weil die Eichfelder Massen bekommen.

Um zu verstehen welche Eichgruppe wir auswählen sollen, mussen wir eine wichtige Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung diskutieren. Um das zu tun, schreiben wir die Lagrangedichte des Diracschen Fermions

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}\left(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m\right)\psi. \tag{13.1}$$

Das Feld ψ können wir als eine Summe schreiben

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \tag{13.2}$$

wobei

$$\psi_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\psi, \tag{13.3}$$

sind. Wir bezeichnen diese Felder als linkes Feld (ψ_L) und rechtes Feld (ψ_R). Falls wir die Lagrangedichte durch Felder $\psi_{L,R}$ umschreiben, erhalten wir

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L\ i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_L + \bar{\psi}_R\ i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi_R - m\bar{\psi}_L\psi_R - m\bar{\psi}_R\psi_L. \tag{13.4}$$

Wir sehen dass Felder $\psi_{L,R}$ miteinander nur wegen Massen-Terme wechselwirken.

Für die Formulierung des Standardmodells war diese Beobachtung wichtig, weil es experimentell bekannt war, dass nur *linke* Felder an schwachen Wechselwirkungen teilnehmen. Weil wir die schwache Wechselwirkung als Eichwechselwirkung beschreiben wollen, sollen wir dann in der Lage sein nur linke Felder mit Eichtransformationen ändern. Für Eichsymmetrie der Lagrangedichte, sind dann Terme wie $m\bar{\psi}_L\psi_R$ ein Problem weil es unmöglich ist diese Terme invariant zu machen.

Die einzige Möglichkeit dieses Problem loszuwerden ist es, die Massen von Fermionen vom Anfang an nach Null zu setzen. Weil diese Vorgehensweise mit Eichinvarianz hilft, führt sie zum anderen Problem weil viele Elementarteilchen massive sind. Wir werden allerdings sehen dass wir dieses Problem auch mit Hilfe von spontaner Symmetriebrechung lösen kann.

Wir fangen an mit vereinfachter Version des Standardmodells in dem wir nur Elektronen und Elektron-Neutrinos berücksichtigen. Es ist experimentell nachgewiesen dass es nur linkes Feld für Neutrinos gibt.

Um die Standardmodell zu schreiben, es ist günstig fermionische Felder mit entsprechendem Buchstabe zu bezeichnen. Für Elektron-Feld, schreiben mit e statt ψ und für Elektron-Neutrino schreiben wir ν. Dann packen wir e_L und ν_L in ein Feld

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L , \tag{13.5}$$

zusammen, und schreiben die Lagrangedichte ohne Wechselwirkung und ohne Massen wie folgt

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_L i\gamma_\mu \partial_\mu \Psi_L + \bar{e}_R i\gamma_\mu \partial^\mu e_R. \tag{13.6}$$

Wir führen dann die Eichwechselwirkungen ein. Um zu sehen welche Wechselwirkung in Frage kommen, listen wir die globale Symmetrien der Lagrangedichte in Gl. (13.6). Es gibt

- die Möglichkeit Ψ_L mit $SU(2)$-Matrizen zu rotieren

$$\Psi_L \to U\Psi_L; \tag{13.7}$$

- die Möglichkeit die Phase von Ψ_L zu ändern

$$\Psi_L \to e^{i\theta_L}\Psi_L; \tag{13.8}$$

- die Möglichkeit die Phase von e_R zu ändren

$$e_R \to e^{i\theta_R} e_R. \tag{13.9}$$

Wir können aus alle diese Transformationen Eichtransformationen machen in dem wir U, und $\theta_{L,R}$ x-abhängig machen. Dann haben wir drei $SU(2)$ Eichfelder und zwei $U(1)$ Eichfelder.

Wir werden, allerdings, die $U(1)$-Trasnformationen auf einzige $U(1)$ Eichtransformation begrenzen, sodass wir nur ein abelisches Eichfeld einführen. Um dass klar zu machen, schreiben wir kinetische Terme für Eichfelder, welche wir betrachten wollen

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = \mathcal{L}_{SU(2)} + \mathcal{L}_{U(1)}, \tag{13.10}$$

wobei

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = -\frac{1}{4} W^i_{\mu\nu} W^{\mu\nu,i}, \qquad \mathcal{L}_{U(1)} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \tag{13.11}$$

mit

$$W^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\epsilon^{ikj} W^k_\mu W^j_\nu. \tag{13.12}$$

und

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \tag{13.13}$$

Um die Wechselwirkungen der Eichfelder mit Elektronen und Neutrinos zu beschreiben, brauchen wir kovariante Ableitungen. Die $SU(2)$-Kopplungskonstante haben wir schon als g bezeichnet (siehe Gl. (13.12), die $U(1)$ Kopplungskonstante bezeichnen wir als g'. Für Ψ_L schreiben wir

$$\partial_\mu \Psi_L \to D_{\mu,L} \Psi_L, \tag{13.14}$$

wobei

$$D_{\mu,L} = \partial_\mu - ig\tau^i W^i_\mu - ig' Y_L B_\mu, \tag{13.15}$$

ist, und $\tau^i = \sigma^i/2$, mit drei Pauli Matrizen σ^i, $i = 1, 2, 3$. Die Grösse Y_L ist die sogenannte Hyper-Ladung des Felds Ψ_L. Für e_R schreiben wir

$$D_{\mu,R} = \partial_\mu - ig' Y_R B_\mu. \tag{13.16}$$

Die Lagrangedichte lautet

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{kin}} + \bar{\Psi}_L i\gamma^\mu D_{\mu L} \Psi_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu D_{\mu R} e_R. \tag{13.17}$$

Diese Lagrangedichte ist invariant unter folgende Eichtransformationen

$$\begin{gathered} \Psi_L \to e^{i\theta(x)Y_L} U(x) \Psi_L, \quad e_R \to e^{i\theta(x)Y_R} e_R, \\ \hat{W} \to U\hat{W}U^+ + \frac{i}{g}(\partial_\mu U)U^+, \quad B_\mu \to B_\mu + \frac{1}{g'}\partial_\mu \theta(x). \end{gathered} \tag{13.18}$$

Die Lagrangedichte in Gl. (13.17) beschreibt eine Theorie mit vier masselosen Eichfeldern. Wie wir am Anfang dieser Vorlesung erwähnt haben, sollen drei Eichfelder Massen erhalten, und ein Eichfeld soll masselos bleiben. Außerdem, soll Elektron eine Masse bekommen und Neutrino muss masselos bleiben. Wegen Eichsymmetrie, können wir nicht die Massen-Terme einfach dazu schreiben; wir sollen ein skalares Feld einführen welches Eichsymmetrie spontan bricht.

Das Skalarfeld ist das Higgs-Feld. Es ist ein komplexer zwei-komponentiger Vektor

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix}. \tag{13.19}$$

Um Eichsymmetrie zu brechen muss das Higgs-Feld mit Eichfelder wechselwirken. Wir schreiben dann den kinetischen Term

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}}^{\text{kin}} = (D_\mu \varphi)^\dagger (D^\mu \varphi), \tag{13.20}$$

wobei die kovariante Ableitung so aussieht

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^i W_\mu^i - ig' B_\mu Y_h. \tag{13.21}$$

Ferner, brauchen wir einen Term in der Lagrangedichte für die Symmetriebrechung. Wir schreiben ihn so

$$\mathcal{L}_{\text{EWSB}} = -\frac{\lambda}{4}\left(\varphi^\dagger \varphi - \frac{v^2}{2}\right)^2. \tag{13.22}$$

Es ist offensichtlich dass das Minimum von $\mathcal{L}_{\text{EWSB}}$ bei $\varphi^+\varphi = v^2/2$ liegt.

Um die Physik nach der Symmetriebrechung zu beschreiben, brauchen wir eine günstige Parametrisierung des Higgs-Felds. Die Parametrisierung sieht so aus

$$\varphi = U(x) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{13.23}$$

Wie wir wissen, können wir die $SU(2)$-Matrix $U(x)$ mithilfe von Eichtransformationen in Felder $\hat{W}_\mu$ und B_μ absorbieren. Die volle Lagrangedichte sieht dann so aus

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{kin}} + \bar{\Psi}_L i\gamma^\mu D_{\mu L} \Psi_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu D_{\mu R} e_R \\ + (D_\mu \varphi_h)^\dagger (D^\mu \varphi_h) - \frac{\lambda}{4}\left(\varphi_h^\dagger \varphi_h - \frac{v^2}{2}\right)^2, \end{aligned} \tag{13.24}$$

wobei

$$\varphi_h = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{13.25}$$

ist.

Wir berechnen jetzt die Massen für Eichfelder in die Theorie in Gl. (13.24). Die Massen-Terme erhalten wir aus kovariante Ableitung des Higgs-Felds. Wir ersetzen

$$\varphi_h \to \varphi_{\text{vac}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{13.26}$$

und finden

$$\begin{aligned}&(D_\mu\varphi_h)^\dagger\,(D^\mu\varphi_h)\\&\to \varphi_{\rm vac}^T\left[igW_\mu^i T^i + ig'B_\mu Y_h\right]\left[-igW^{\mu,j}T^j - ig'B^\mu Y_h\right]\varphi_{\rm vac},\end{aligned}\tag{13.27}$$

Wir vereinfachen Gl. (13.27) und erhalten

$$\varphi_{\rm vac}^T\left[g^2W_\mu^iW^{j,\mu}T^iT^j + Y_h^2g'^2B_\mu B^\mu + 2gg'Y_hW_\mu^iB^\mu T^i\right]\varphi_{\rm vac}.\tag{13.28}$$

Es folgt

$$\begin{aligned}&g^2W_\mu^iW^{j,\mu}\;\varphi_{\rm vac}^TT^iT^j\varphi_{\rm vac} = \frac{g^2}{4}W_\mu^iW^{j,\mu}\varphi_{\rm vac}^T\delta_{ij}\hat{1}\varphi_{\rm vac} = \frac{g^2v^2}{8}W_\mu^iW^{i,\mu},\\&Y_h^2g'^2B_\mu B^\mu\varphi_{\rm vac}^T\varphi_{\rm vac} = \frac{Y_h^2g'^2v^2}{2}B_\mu B^\mu,\\&2gg'Y_hW_\mu^iB^\mu\varphi_{\rm vac}^TT^i\varphi_{\rm vac} = -\frac{gg'Y_hv^2}{2}W_\mu^iB^\mu\delta^{i3}.\end{aligned}\tag{13.29}$$

Wir addieren drei obige Terme und finden

$$\begin{aligned}&\frac{g^2v^2}{8}\;W_\mu^iW^{i,\mu} + \frac{Y_h^2g'^2v^2}{2}B_\mu B^\mu - \frac{gg'Y_hv^2}{2}W_\mu^3B^\mu\\&= \frac{v^2g^2}{8}\left(W_\mu^1W^{1,\mu} + W_\mu^2W^{2,\mu}\right)\\&\quad + \frac{v^2(g^2+4Y_h^2g'^2)}{8}\left(\cos\theta_WW_\mu^3 - \sin\theta_WB_\mu\right)^2,\end{aligned}\tag{13.30}$$

wobei

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+4Y_h^2g'^2}},\quad \sin\theta_W = \frac{2g'Y_h}{\sqrt{g^2+4Y_h^2g'^2}}.\tag{13.31}$$

Wir nennen den Winkel θ_W "der Weinberg-Winkel".

Aus Gl. (13.30) folgt, dass zwei Felder W^1, W^2 gleiche Massen haben

$$m_{1,2} = \frac{gv}{2}.\tag{13.32}$$

Die lineare kombination aus W^3 and B Felder

$$Z_\mu = \cos\theta\;W_\mu^{(3)} - \sin\theta\;B_\mu,\tag{13.33}$$

bekommt eine andere Masse

$$m_Z = \frac{gv}{2\cos\theta}. \tag{13.34}$$

Die andere lineare Kombination

$$A_\mu = \sin\theta_W W_3^\mu + \cos\theta_W B_\mu, \tag{13.35}$$

bleibt masselos.

Es ist nützlich umgekehrte Transformation der Felder zu schreiben. Wir finden

$$\begin{aligned} W_\mu^3 &= \cos\theta_W Z_\mu + \sin\theta_W A_\mu, \\ B_\mu &= -\sin\theta_W Z_\mu + \cos\theta_W A_\mu. \end{aligned} \tag{13.36}$$

Wir haben momentan drei Hyperladungen; eine für linkes Feld Ψ_L, eine für das rechte Elektron e_R und eine für das Higgs-Feld ϕ. Ein Hyperladung können wir zu einer Zahl setzen. Wir wählen $Y_h = 1/2$; dann vereinfachen sich die Ausdrucke für $\cos\theta_W$ und $\sin\theta_W$

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}, \qquad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}. \tag{13.37}$$

Die masselose Kombination von Eichfeldern – das Feld A_μ – wollen wir mit elektromagnetischem Feld identifizieren. Die Wechselwirkung von Photonen mit Elektronen kennen wir aus Diracsche Lagrangedichte

$$-e\ \bar{e}\gamma_\mu A^\mu e = -e\left(\bar{e}_L\gamma_\mu A^\mu e_L + \bar{e}_R\gamma_\mu A^\mu e_R\right), \tag{13.38}$$

wobei $e > 0$ die Ladung des Positrons ist.

Das Wichtigste in dieser Formel ist dass A^μ-Feld symmetrisch mit e_L und e_R wechselwirkt. Wir wollen prüfen ob die Lagrangedichte in Gl. (13.24) auch diese Eigenschaft hat.

Wir wissen auch, dass Neutrinos keine elektrische Ladungen haben; das bedeutet dass es keine Terme wie

$$e_\nu \bar{\nu}_L A_\mu \gamma^\mu \nu_L, \tag{13.39}$$

in der Lagrangedichte geben kann.

Um zu sehen wir die Wechselwirkungen von A^μ mit Elektron und Neutrino zustande kommen, extrahieren wir feldabhängige Terme aus kovariante Ableitungen und erhalten

$$\begin{aligned}\bar{\psi}_L i\hat{D}_L\psi_L \to \frac{1}{2}\big[&\bar{\nu}_L(g\hat{W}^3+2g'\hat{B}Y_L)\nu_L+\bar{e}_L(-g\hat{W}^3+2g'\hat{B}Y_L)e_L\\ &+g\bar{\nu}_L(\hat{W}^1-i\hat{W}^2)e_L+g\bar{e}_L(\hat{W}^1+i\hat{W}^2)\nu_L\big],\\ \bar{e}_R i\hat{D}_R e_R \to\ & g'Y_R\bar{e}_R\hat{B}e_R.\end{aligned} \tag{13.40}$$

Aus Gl. (13.40) und mithilfe von Gl. (13.36) finden wir für Neutrinos

$$\begin{aligned}&\frac{1}{2}\bar{\nu}_L(g\hat{W}^3+2g'\hat{B}Y_L)\nu_L \to \frac{1}{2}(g\sin\theta_W+2g'Y_L\cos\theta_W)\bar{\nu}_L\hat{A}\nu_L\\ &=\frac{gg'\,(1+2Y_L)}{\sqrt{g^2+g'^2}}\bar{\nu}_L\hat{A}\nu_L.\end{aligned} \tag{13.41}$$

Diese Wechselwirkung verschwindet falls wir $Y_L=-1/2$ auswählen. Für Elektronen erhalten wir dann

$$\begin{aligned}&\frac{1}{2}\bar{e}_L(-g\hat{W}^3+2g'\hat{B}Y_L)e_L+g'Y_R\bar{e}_R\hat{B}e_R\to\\ &-g\sin\theta_W\bar{e}_L\hat{A}e_L+g'\cos\theta_W Y_R\bar{e}_R\hat{A}e_R,\end{aligned} \tag{13.42}$$

wobei wir $Y_L=-1/2$ benutzt haben. Um Gl. (13.38) zu erhalten, muss folgende Gleichung erfüllt sein

$$g\sin\theta_W=-g'\cos\theta_W Y_R=e. \tag{13.43}$$

Wir wählen $Y_R=-1$ und arrangieren die Kopplungen sodass

$$g\sin\theta_W=\frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}=e. \tag{13.44}$$

Wir haben jetzt alle Wechselwirkungen in unsere Theorie festgelegt. Die Wechselwirkungen von Eichbosonen mit Elektronen und Neutrinos sehen so

aus

$$\text{GeladeneschwacheWechselwirkung}: \quad \frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\nu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)eW^{\mu,+}+h.c.;$$

$$\text{NeutraleschwcheWechselwirkung}: \quad \frac{g}{4\cos\theta_W}\bar{\nu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu Z^\mu;$$

$$\text{NeutraleschwacheWechselwirkung}: \quad -\frac{g}{4\cos\theta_W}\bar{e}\left[\gamma_\mu(1-4\sin^2\theta_W)+\gamma_\mu\gamma_5\right]eZ^\mu;$$

$$\text{ElektromagnetischeWechselwirking}: \quad -e\,\bar{e}\gamma_\mu eA^\mu.$$

Der einzige Parameter welcher wir hier nicht kennen ist θ_W. Um θ_W zu bestimmen sollen wir die Massen von Eichbosonen messen weil

$$\cos\theta_W=\frac{m_W}{m_Z}. \tag{13.45}$$

Wir sollen noch diskutieren wie die Fermionen die Masse erhalten. Neutrinos sind (fast) masselos; d.h. wir sollen uns auf Elektronen fokussieren. Wie wir schon erwähnt haben, einen Masse-Term braucht e_L und e_R. Weil e_L der Teil von ψ_L ist, sollen wir ein Produkt zwischen e_R und $\bar{\psi}_L$ aufstellen. Allerdings, ψ_L ist ein zwei-komponentiger Vektor, so we brauchen noch ein zwei-komponentiges Objekt, z.B. das Higgs-Feld ϕ. Wir schreiben dann zusätzlichen Term in die Lagrangedichte

$$L_Y=-f_e\bar{\psi}_L\varphi e_R+h.c. \tag{13.46}$$

Dieser (Yukawa) Term ist eichinvariant. Die Invarianz unter $SU(2)$ Transformationen ist offensichtlich, weil die Transformationsregeln für ψ_L und ϕ sind identisch.

Die Invarianz unter $U(1)$ Transformationen ist auch vorhanden weil

$$Y_h+Y_R-Y_L=0. \tag{13.47}$$

Nach der Symmetriebrechung erhalten wir

$$L_Y=-\frac{f_e v}{\sqrt{2}}\left(1+\frac{h}{v}\right)\left(\bar{e}_L e_R+\bar{e}_R e_L\right). \tag{13.48}$$

Es folgt dass $f_e v/\sqrt{2}$ die Masse des Elektrons ist. Die Neutrino bleibt masselos.

Es ist vielleicht nützlich an dieser Stelle verschiedene Parameter des Standardmodells zusammenfassen, inklusive numerische Werte.

Die Massen von W und Z Eichbosonen sind experimentell gemessen

$$m_W = \frac{gv}{2} \approx 80 \text{ GeV}, \quad m_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} \approx 91 \text{ GeV}. \tag{13.49}$$

Um diese Zahlen einzuordnen, bemerken wir, dass die Masse des Protons 1 GeV ist und die Masse des Elektrons 5×10^{-4} GeV.

Aus die Massen von W und Z, berechnen wir

$$\cos\theta_W \approx 0.88, \quad \sin\theta_W \approx 0.5. \tag{13.50}$$

Dann finden wir die Kopplungskonstanten $\alpha = 1/137$

$$g = \frac{e}{\sin\theta_W} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\sin\theta_W} \approx 0.635, \quad g' = \frac{e}{\cos\theta_W} = 0.33, \tag{13.51}$$

und das Vakuumfeld des Higgs bosons

$$v = \frac{2m_W}{g} = 246 \text{ GeV}. \tag{13.52}$$

Schließlich, können wir die Yukawa Kopplung des Elektrons berechnen

$$f_e = \frac{\sqrt{2}m_e}{v} = 2.9 \times 10^{-6}. \tag{13.53}$$

Um aus dieser Theorie eine vollständige Standardmodell zu machen, sollen wir vier weitere Leptonen ($\mu, \tau, \nu_\mu, \nu_\tau$) und sechs Quarks in die Theorie einzuführen. Die Hauptmechanismen bleiben identisch. Für Quarks ist die schwache Wechselwirkung etwas komplizierte; diese Komplikation führt zur CKM Matrix und die Mischung verschiedener Quark-Arten.

13