

Phänomenologische Konsequenzen der Fermion-Massenerzeugung in Substrukturmodellen

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Dirk Holtmannspötter

aus Rhede

München, den 26. April 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. Harald Fritsch
 2. Gutachter: Prof. Dr. Hermann Wolter
- Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juli 2002

Meinen Eltern

Zusammenfassung

Der Higgsmechanismus erlaubt es, massive Fermionen in einer chiralen Eichtheorie, wie dem Standardmodell der Teilchenphysik, zu beschreiben. Allerdings bleiben dabei die Yukawa-Kopplungskonstanten und damit die Masseneigenwerte der Fermionen unbestimmt. Ein Ausgangspunkt für die Beschreibung des Massenspektrums und der Mischung der Quarks und Leptonen ist die demokratische Massenmatrix. Damit erscheint der Mechanismus der Mischung der Quark-Masseneigenzustände in enger Analogie zur Mischung im System der neutralen pseudoskalaren Mesonen. Dies wird als Hinweis auf eine Substruktur der Fermionen gedeutet.

Die phänomenologischen Konsequenzen der Fermion-Massenerzeugung in Substrukturmodellen werden ausgehend von einem allgemeinen Ansatz für die zu erwartenden Formfaktoren der Leptonen und Quarks ausgewertet. Die Brechung bestimmter chiraler Symmetrien und die entsprechenden Störungen der demokratischen Massenmatrix sollte sich auch auf der Ebene der Formfaktoren widerspiegeln und könnte neue Effekte induzieren. Diskutiert werden der mögliche Zusammenhang zwischen einem zusätzlichen Beitrag zum anomalen magnetischen Moment des Myons und dem Auftreten des Zerfalls $\mu \rightarrow e\gamma$ sowie die Möglichkeit der Erzeugung einzelner "top"-Quarks in der e^+e^- -Vernichtung und in der ep -Streuung bei HERA.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Massenproblem	7
2.1	Das Massenproblem im GWS-Modell und in der QCD	7
2.2	Das Massenspektrum der Fermionen	16
2.3	Übersicht der verschiedenen Lösungsansätze	23
2.3.1	Ein neuer Blick auf skalare Felder	30
2.4	Massenmatrizen	36
2.4.1	Zwei explizite Beispiele	37
2.5	Substrukturmodelle und Massenmatrizen	40
3	Phänomenologische Konsequenzen	49
3.1	Allgemeine Formfaktoransätze	50
3.2	Anomale Dipolmomente der Fermionen	53
3.2.1	Die geladenen Leptonen	53
3.2.2	Die neutralen Leptonen	60
3.2.3	Die Quarks des “Down”-Typs	64
3.2.4	Die Quarks des “Up”-Typs	67
4	Diskussion und Zusammenfassung	77

Kapitel 1

Einleitung

Die Aufgabe der Teilchenphysik besteht darin, die elementaren Bestandteile der Materie zu identifizieren und sodann deren Eigenschaften zu bestimmen – darunter insbesondere deren Wechselwirkungen. Nach dem gegenwärtigen Stand des Wissens sind sechs Quarks und sechs Leptonen diese elementaren Materiebausteine. Ihre Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Bosonen vermittelt, von denen es zwölf verschiedene gibt. Die genaue Form dieses Austauschs wird mathematisch präzise im Rahmen von Eichtheorien dargestellt. Dabei beschreibt das Glashow-Weinberg-Salam Modell (GWS-Modell) die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer vereinheitlichten Form, die Quantenchromodynamik (QCD) hingegen die starke Wechselwirkung. Beide Theorien zusammen werden als das Standardmodell der Teilchenphysik bezeichnet.

Mit diesen wenigen Sätzen lassen sich die Kernpunkte des aktuellen Kenntnisstandes zusammenfassen und es erscheint, als wäre damit die eingangs gestellte Aufgabe gelöst. Mehr noch, auch auf den zweiten Blick präsentiert sich die Teilchenphysik in einem beneidenswerten Zustand. Das soeben angesprochene Standardmodell sagt aus einigen wenigen Grundprinzipien die Ergebnisse aller denkbaren Experimente vorher. Umgekehrt hat es bislang alle Tests bestanden. Es gibt derzeit kein gesichertes Experiment, das im Gegensatz zur Vorhersage des Standardmodells stehen würde.¹

Trotz dieser allgemein anerkannten Situationsbeschreibung herrscht weitestgehende Einigkeit darüber, daß das Standardmodell noch nicht die

¹Einschränkend muß gesagt werden: 1.) Nicht alle Vorhersagen des Standardmodells sind tatsächlich auch bekannt bzw. mit großer Genauigkeit bekannt. Das hängt damit zusammen, daß die Vorhersagen für einige Experimente insbesondere im Bereich der starken Wechselwirkung auf z.T. noch ungelöste mathematische Problemstellungen führen. 2.) Die starken Hinweise auf die Existenz von Neutrinooszillationen werden in Abschnitt 2.2 beschrieben, sie gelten aber noch nicht als gesichert.

endgültige Theorie der Teilchenphysik ist. Diese Einigkeit beruht darauf, daß es sehr klare Vorstellungen darüber gibt, wie eine solche endgültige Theorie beschaffen sein müßte. Den Vorstellungen zufolge muß diese sowohl vollständig als auch eindeutig sein. Man hofft, daß sich eine kleine Anzahl von selbstevidenten Prinzipien finden läßt, aus denen dann die gesamte Struktur der Theorie eindeutig folgt. Das bedeutet, daß die Theorie von keinerlei willkürlichen Wahlen mehr abhängen soll und daß alle meßbaren Parameter durch die Theorie vorhergesagt werden – bis auf allenfalls einen globalen Skalenparameter.

Dieser Anforderung aber genügt das Standardmodell in offensichtlicher Weise nicht. Zum einen liegt die Zahl der Teilchen nicht eindeutig fest. Statt der oben genannten sechs Quarks und Leptonen könnten es auch deren acht oder zehn oder noch mehr sein. Zum anderen verbleiben selbst nach der Wahl der Eichgruppen und der entsprechenden Darstellungen der Teilchen insgesamt 18 Parameter, die nicht durch die Theorie festgelegt werden können. Von einem Teil dieser Parameter soll hier im weiteren die Rede sein.

Was hat man sich unter diesen Parametern vorzustellen? Wofür stehen sie? Was beschreiben sie? Die genaue Bedeutung der Parameter wird in Abschnitt 2.1 erklärt. Hier genügt es, sich darunter Kenngrößen vorzustellen, die einerseits die Massen aller Elementarteilchen kontrollieren sowie andererseits die Stärke der gegenseitigen Wechselwirkungen.

Diese Parameter stehen in vielfältiger Weise im Mittelpunkt der gegenwärtigen Anstrengungen in der Teilchenphysik. In der Teilchenphänomenologie versucht man, die unbekannt Parameter durch eine Vergleich von theoretischer Vorhersage und experimenteller Messung möglichst genau zu bestimmen. Gleichzeitig wird dadurch die innere Konsistenz der Theorie überprüft: Stimmen die Werte überein, die man für denselben Parameter auf unabhängigen Wegen erhalten hat?

Im Bereich der Theoriebildung zielen viele der Bemühungen darauf, solche Modelle aufzustellen, die mit einer geringeren Zahl freier Parameter auskommen als das Standardmodell.

Auch die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den freien Parametern des Standardmodells. Das Augenmerk richtet sich dabei ausschließlich auf die Parameter, die mit den Massen der Fermionen zusammenhängen. Dieser Untersuchungsgegenstand wird oft als Fermionmassenproblem des Standardmodells oder schlichtweg als das Massenproblem bezeichnet. Die hier dargestellten Überlegungen gehen von zwei Fragen aus:

1. Welche Hinweise zur Lösung des Massenproblems lassen sich aus der gegenwärtigen Kenntnis des Fermionmassenspektrums ableiten?

2. Welche experimentellen Signaturen müßten sich zeigen, wenn man zur Lösung des Massenproblems annimmt, daß Quarks und Leptonen eine Substruktur aufweisen?

Mit diesen Fragestellungen ist diese Arbeit auf halbem Wege zwischen Phänomenologie und Theoriebildung anzusiedeln. Ausgangspunkt ist mit dem Massenspektrum die Phänomenologie. Beim Versuch, dieses Spektrum zu strukturieren, erweist sich die Untersuchung expliziter Ansätze für die Massenmatrizen als erfolgreich. Dieser Erfolg wiederum wird verstanden als ein Hinweis auf eine bestimmte Klasse von Modellen (Substrukturmodelle), führt also in den Bereich der Theoriebildung. Der Hinweis reicht aber nicht aus, um aus der Klasse von Modellen ein spezifisches Modell zu isolieren. Daher werden in einem modellübergreifenden Ansatz phänomenologische Konsequenzen der betrachteten Klasse von Modellen untersucht. Damit ist erneut der Bogen zum Bereich der Phänomenologie geschlagen, von wo letztlich die Antwort auf die Frage, welches der Modelle jenseits des Standardmodells das richtige ist, einzig zu erwarten ist.

So verteilen sich die einzelnen Argumentationsschritte und Überlegungen dieser Arbeit auf die verschiedenen Kapitel und Abschnitte: In Kapitel 2 wird das Standardmodell vorgestellt, die Problemstellung erläutert und eine Reihe von Lösungsansätzen diskutiert. Abschnitt 2.1 beginnt mit einer knappen Beschreibung der theoretischen Struktur des Standardmodells. Es folgen die Erklärungen, was unter dem Massenproblem des GWS-Modells und was unter dem Massenproblem der QCD zu verstehen ist. Im Abschnitt 2.2 wird der gegenwärtige Kenntnisstand der Fermionmassen und der Quark-Mischungsmatrix im Detail beschrieben. Der Abschnitt enthält darüberhinaus erste Beobachtungen zur Struktur und Ordnung der experimentellen Daten.

Daran schließt sich ein Abschnitt an, in dem die in der Literatur verbreiteten Lösungsansätze im Überblick vorgestellt werden. In einem Exkurs (Unterabschnitt 2.3.1) sind einige Beobachtungen des Autors zum Massenproblem zusammengefaßt. Insbesondere enthält dieser Unterabschnitt eine Neuformulierung des Fermionmassenproblems im GWS-Modell und eine neue Lösungsstrategie, die auf dieser veränderten Sichtweise des Problems beruht. Die beiden abschließenden Abschnitte von Kapitel 2 vertiefen die Diskussion von zwei Lösungsstrategien, die zuvor in Abschnitt 2.3 eingeführt wurden. Zunächst wird in Abschnitt 2.4 die Methode dargestellt, wie sich durch die Betrachtung expliziter Ansätze für die Massenmatrizen, das Verständnis des experimentellen Befundes aus Abschnitt 2.2 verbessern läßt. Diese Darstellung erfolgt am Beispiel der demokratischen Massenmatrizen. Im Unterabschnitt 2.4.1 werden die Ergebnisse der Untersuchung von zwei neuen Bre-

chungstermen für demokratische Massenmatrizen vorgestellt. Das besondere Interesse an demokratischen Massenmatrizen beruht darauf, daß Matrizen dieses Typs in einer Reihe von physikalischen Systemen auftauchen, deren spezielle Dynamik durch eine Paarwechselwirkung bestimmt wird. Zu diesen Systemen gehört insbesondere das System der neutralen pseudoskalaren Mesonen und das damit eng verbundene Problem der Massenlücke in der QCD (QCD Massenproblem). Daher wird das Auftreten dieses Typs von Matrizen im Zusammenhang mit dem Fermionmassenproblem als ein Hinweis auf eine mögliche Substruktur der Quarks und Leptonen gewertet. Im Abschnitt 2.5 wird deshalb die Frage untersucht, ob in den in der Literatur untersuchten Substrukturmodellen demokratische Massenmatrizen abgeleitet werden und ob darüberhinaus spezielle Muster von Brechungstermen bevorzugt auftreten.

Als Antwort muß festgehalten werden, daß ein solcher allgemeiner Zusammenhang zwischen Substrukturmodellen und demokratischen Massenmatrizen in der Literatur nicht belegt werden kann. Dies ist als ein Teil des allgemeineren Problems anzusehen, daß die Dynamik von Substrukturmodellen nicht gut verstanden wird und deshalb eine vollständige Berechnung der Quark- und Lepton-Massenmatrizen im Rahmen solcher Modelle noch nicht gelungen ist.

Aufgrund dieser Schwierigkeiten wird in Kapitel 3 versucht, die phänomenologischen Konsequenzen von Substrukturmodellen in der “flavor”-Dynamik auf der Grundlage von Formfaktoransätzen auszuwerten. In Abschnitt 3.1 wird einführend erläutert, wie Teilchen mit einer Substruktur mit Hilfe von Formfaktoren beschrieben werden können. Außerdem werden allgemeine Überlegungen zum Zusammenhang von Formfaktoren mit der “flavor”-Physik angestellt. Im nachfolgenden Abschnitt 3.2 werden diese Überlegungen systematisch auf die vier Gruppen von Fermionen gleicher elektrischer Ladung angewendet.

Der Unterabschnitt 3.2.1 befaßt sich mit den geladenen Leptonen. Die Anzeichen für eine Diskrepanz zwischen der Standardmodellvorhersage und dem beobachteten Wert für das anomale magnetische Moment des Myons durch die Messungen des Experiments E821 in Brookhaven werden als Hinweis auf eine mögliche Substruktur gedeutet. Aus der Größenordnung der Abweichung wird auf die Größenordnung möglicher “flavor”-verletzender Effekte bei den geladenen Leptonen geschlossen. Für den Strahlungszерfall des Myons $\mu \rightarrow e\gamma$ ergibt sich eine Vorhersage, die innerhalb der angestrebten Reichweite der Suche am Paul-Scherrer-Institut in Villingen liegt und somit in absehbarer Zeit experimentell überprüft werden kann.

Der folgende Unterabschnitt 3.2.2 über Neutrinos beschränkt sich auf wenige Aussagen zu Neutrinos mit einem magnetischen Moment. Die ausge-

sprochen wichtigen, aktuellen Ergebnisse des Superkamiokande-Experiments werden im Abschnitt 2.2 in aller Kürze vorgestellt und können darüberhinaus im Rahmen dieser Arbeit nur am Rande berücksichtigt werden.

Im Unterabschnitt 3.2.3 werden Quarks vom “down”-Typ betrachtet. Hier geht es darum zu überprüfen, daß die Überlegungen zur Größenordnung der erwarteten “flavor”-verletzenden Effekte im Einklang mit experimentellen Schranken aus der Beobachtung von K- und B-Mesonen stehen.

Der Unterabschnitt 3.2.4 behandelt die Quarks vom “up”-Typ und beinhaltet Berechnungen über die Möglichkeit, einzelne “top”-Quarks in den Streuexperimenten an LEP II und HERA zu erzeugen. Dieser Unterabschnitt enthält damit ebenfalls neue Ergebnisse, die einer unmittelbaren experimentellen Überprüfung zugänglich sind. Sollte die Suche nach der Erzeugung einzelner t-Quarks bei den genannten Beschleunigern erfolgreich sein, so wäre damit der Nachweis der beschränkten Gültigkeit des Standardmodells gelungen.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und Bewertung in Kapitel 4. Zwischenergebnisse zu den in Kapitel 3 vorgestellten Rechnungen finden sich im Anhang.

Kapitel 2

Das Massenproblem

Die Kapitel 2 und 3 bilden die Hauptteile der vorliegenden Arbeit. In diesem zweiten Kapitel wird das Massenproblem überwiegend aus der Perspektive der Theoriebildung betrachtet. Dazu wird zuerst in Abschnitt 2.1 das Standardmodell in seiner theoretischen Grundstruktur vorgestellt. Nach einer Diskussion der erkennbaren Regelmäßigkeiten im Fermionmassenspektrum und der Quark-Mischungsmatrix im Abschnitt 2.2 findet sich in Abschnitt 2.3 ein Überblick über die Theorien jenseits des Standardmodells, die zur Lösung des Massenproblems vorgeschlagen wurden. In Unterabschnitt 2.3.1 wird eine neue Lösungsstrategie vorgestellt, die auf einer eigenen Sichtweise des Massenproblems beruht. Abschnitt 2.4 beschäftigt sich mit der Untersuchung expliziter Ansätze für die Massenmatrizen speziell solcher Ansätze, die von der demokratischen Massenmatrix ausgehen. Diese Untersuchungen legen die Betrachtung von Substrukturmodellen nahe – Abschnitt 2.5.

Die Unterabschnitte 2.3.1 und 2.4.1 enthalten neue, eigenständige Resultate.

2.1 Das Massenproblem im GWS-Modell und in der QCD

Das Standardmodell besteht aus dem Glashow-Weinberg-Salam-Modell (GWS-Modell) [1] und der Quantenchromodynamik (QCD) [2, 3]. Der Abschnitt beschäftigt sich zunächst mit dem GWS-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung. Der Schwerpunkt liegt auf dem Mechanismus der Fermionmassenerzeugung im Standardmodell und dessen Zusammenhang mit der “flavor”-Mischung. Dabei wird das Fermionmassenproblem aus der Sicht der Modellbildung als Unbestimmtheit der Yukawa-Kopplungskonstanten in der GWS-Lagrangefunktion offensichtlich.

Danach geht es um die Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung. Auch im Rahmen der QCD spricht man von einem Massenproblem, das sich jedoch nicht unmittelbar an der QCD-Lagrangefunktion ablesen läßt, sondern sich erst im Spektrum der Hadronen zeigt. Hier beobachtet man eine Massenslücke zwischen den pseudoskalaren Mesonen und allen weiteren Hadronen. Diese Massenslücke im Spektrum der QCD tritt besonders deutlich im chiralen Limes verschwindender Quarkmassen hervor. Den Ausgangspunkt für die hier vorgelegten Untersuchungen bildet die Überlegung, daß die Massenslücke im Hadronenspektrum und die Massenslücke im Fermionenspektrum (vgl. Abschnitt 2.2) auf analogen Mechanismen beruhen. Damit ist also ein Hinweis auf eine Fermionsubstruktur gegeben, der in den Abschnitten 2.4 und 2.5 näher betrachtet wird.

Das Massenproblem im GWS-Modell

Das GWS-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung ist eine renormierbare, nicht-abelsche Eichtheorie mit spontan gebrochener Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Zu der Hyperladungsgruppe $U(1)_Y$ gehört das Eichfeld B_μ und die Kopplungskonstante g_1 ; Y steht für die schwache Hyperladung. $SU(2)_L$ ist die Symmetriegruppe des schwachen Isospins mit dem zugehörigen Eichfeldtriplett W_μ^a , $a = 1, 2, 3$, der Kopplungskonstanten g_2 und den Strukturkonstanten ϵ^{abc} . Der Index L steht für links und deutet an, daß nur linkshändige Fermionen nichttrivial unter der Gruppe $SU(2)_L$ transformieren. Die entsprechenden Feldstärketensoren lauten:

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Die Lagrangefunktion der Eichbosonen ergibt sich dementsprechend zu:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu}. \tag{2.2}$$

Die Quarks und Leptonen sind die Fermionfelder der Theorie und werden im Standardmodell als die elementaren Materiekonstituenten angesehen. Die linkshändigen Komponenten $f_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)f$ und die rechtshändigen Komponenten $f_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)f$ der Fermionfelder f tragen verschiedene Quantenzahlen bezüglich der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die linkshändigen Felder sind Dupletts unter $SU(2)_L$, die rechtshändigen Felder dagegen Singulets. Damit ergeben sich etwa für die erste Familie der Quarks und Leptonen folgende

SU(2)_L-Multipletts:

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ e' \end{pmatrix}_L, \quad e'_R, \quad \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad u'_R, \quad d'_R. \quad (2.3)$$

Gestrichene Felder bezeichnen Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, die nicht mit den Masseneigenzuständen übereinstimmen müssen, wie weiter unten näher ausgeführt wird. Die Hyperladungen $Y(f)$ der verschiedenen Felder erfüllen die Gell-Mann-Nishijima Relation für die elektrische Ladung: $Q_f = I_f^3 + Y(f)/2$.

Im Standardmodell gibt es keine rechtshändigen Neutrinos. Diese wären wie die anderen rechtshändigen Fermionen Singulets unter SU(2)_L. Nach der obigen Relation hätten sie aber auch eine verschwindende Hyperladung, so daß sie an keines der Eichbosonen koppeln würden.

Die experimentelle Beobachtung hat gezeigt, daß es nicht nur eine Familie von Quarks und Leptonen gibt, sondern drei Familien mit jeweils identischen Quantenzahlen:

$$\begin{aligned} L'_{iL} &= \begin{pmatrix} \nu'_i \\ l'_i \end{pmatrix}_L = \left\{ \begin{pmatrix} \nu'_e \\ l'_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu'_\mu \\ l'_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu'_\tau \\ l'_\tau \end{pmatrix}_L \right\}, \\ Q'_{iL} &= \begin{pmatrix} q_i^{u'} \\ q_i^{d'} \end{pmatrix}_L = \left\{ \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_L \right\}, \\ l'_{iR} &= \{e'_R, \mu'_R, \tau'_R\}, \\ q_i^{u'} &= \{u'_R, c'_R, t'_R\}, \\ q_i^{d'} &= \{d'_R, s'_R, b'_R\} \end{aligned} \quad (2.4)$$

mit dem Familienindex $i = 1, 2, 3$. Diese Wiederholung der Fermionfamilien wird durch die Struktur der Theorie nicht erzwungen. Auch die Zahl der Fermionfamilien ist nicht festgelegt, es wären auch noch mehr als drei Familien denkbar. Jedes einzelne Fermionfeld wird auch als ein Fermion-“flavor” bezeichnet; es gibt demnach sechs “quark flavors” und sechs “lepton flavors”.

Die Lagrangefunktion der Fermionfelder lautet nun:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_F = \sum_{i=1}^3 \{ & \bar{L}'_{iL} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{ig_2}{2} \tau^a W_\mu^a - \frac{ig_1}{2} Y(L'_{iL}) B_\mu \right) L'_{iL} \\
& + \bar{l}'_{iR} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{ig_1}{2} Y(l'_{iR}) B_\mu \right) l'_{iR} \\
& + \bar{Q}'_{iL} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{ig_2}{2} \tau^a W_\mu^a - \frac{ig_1}{2} Y(Q'_{iL}) B_\mu \right) Q'_{iL} \\
& + \bar{q}'_{iR} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{ig_1}{2} Y(q'_{iR}) B_\mu \right) q'_{iR} \\
& + \bar{q}'_{iR} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{ig_1}{2} Y(q'_{iR}) B_\mu \right) q'_{iR} \}.
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Dabei sind τ_a die Pauli Matrizen.

Die verschiedenen Quantenzahlen für die links- bzw. rechtshändigen Felder ermöglichen es einerseits, die beobachtete Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung zu beschreiben. Sie bedeuten aber andererseits, daß ein Fermionmassenterm $\bar{f}f = \bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L$ nicht $SU(2)_L$ -invariant wäre. Ein Massenterm für die Eichbosonen wäre ebenfalls unverträglich mit der lokalen Eichinvarianz und würde die Renormierbarkeit der Theorie aufheben. Die einzige bekannte Möglichkeit, die Fermionen und Bosonen mit den phänomenologisch erforderlichen Massen auszustatten, besteht in der spontanen Brechung der Eichsymmetrie durch den Higgsmechanismus.

Im minimalen Standardmodell wird dazu ein komplexes, skalares $SU(2)_L$ -Duplett $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$ mit Hyperladung $Y(\Phi) = +1$ eingeführt, das eichinvariant an die Eichbosonen und Fermionen koppelt und dessen ebenfalls eichinvariante Selbstkopplung durch das Potential $V(\Phi) = \mu^2 \Phi \Phi^\dagger + \lambda (\Phi \Phi^\dagger)^2$ beschrieben wird. Dieses Higgsduplett erfüllt also zwei Aufgaben. Es ist verantwortlich für die spontane Brechung der Eichsymmetrie und somit für die Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung. Gleichzeitig ist es möglich, für dasselbe Duplett eine eichinvariante Kopplung an die Fermionen anzusetzen und somit die Fermionen ebenfalls mit Masse auszustatten. Dies macht zum einen eine besondere Effizienz des Standardmodells aus, ist aber andererseits durch die Struktur der Theorie nicht erzwungen. Es wäre denkbar, daß es mehrere skalare Dupletts gibt, die auf unterschiedliche Weise an die verschiedenen Fermionen koppeln.

Für die Lagrangefunktion des Standardmodells \mathcal{L}_{SM} gilt somit $\mathcal{L}_{SM} =$

$\mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_H$ mit

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = & \left| \left(\partial_\mu - \frac{ig_2}{2} \tau^a W_\mu^a - \frac{ig_1}{2} Y(\Phi) B_\mu \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi) \\ & + \sum_{i,j=1}^3 \left\{ f_{ij}^l \left(\bar{L}'_{iL} \Phi \right) l'_{jR} + f_{ij}^u \left(\bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} \right) q_{jR}^{u'} + f_{ij}^d \left(\bar{Q}'_{iL} \Phi \right) q_{jR}^{d'} + \text{h.c.} \right\} \end{aligned} \quad (2.6)$$

und $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$. Die beliebigen, komplexen Matrizen (f_{ij}^q) , $q = l, u, d$, enthalten die Yukawa-Kopplungskonstanten, die die Stärke der Kopplung des skalaren Feldes an die verschiedenen Fermionen festlegen.

Für $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ weist das Potential $V(\Phi)$ ein Minimum für nichtverschwindendes Φ auf, so daß das skalare Feld den nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert $\langle \Phi \rangle = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ mit $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ annimmt.

Während die zugrundeliegende Lagrangefunktion volle lokale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Invarianz aufweist, bildet sich ein Vakuumzustand aus, der nur noch unter $U(1)_{\text{em}}$ invariant ist. Dabei ist $U(1)_{\text{em}}$ die Eichgruppe der elektromagnetischen Wechselwirkung. Man sagt: $SU(2)_L \times U(1)_Y$ wird spontan auf $U(1)_{\text{em}}$ gebrochen. Aus den vier Eichfreiheitsgraden W_μ^a und B_μ bilden sich die drei massiven Eichbosonen $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \pm W_\mu^2)/\sqrt{2}$ und $Z_\mu^0 = \cos \Theta_W W_\mu^3 + \sin \Theta_W B_\mu$ sowie das masselose Photon $A_\mu = -\sin \Theta_W W_\mu^3 + \cos \Theta_W B_\mu$. Drei der vier skalaren Freiheitsgrade des komplexen Higgsdupletts fungieren als die longitudinalen Komponenten der massiven Eichbosonen, und nur ein skalares Teilchen, das Higgsboson, verbleibt im physikalischen Spektrum. Der Weinbergwinkel Θ_W beschreibt, wie die Gruppe $U(1)_{\text{em}}$ in der ursprünglichen Eichgruppe eingebettet ist. Aus der Forderung der Konsistenz des Standardmodells mit der Quantenelektrodynamik (QED) und der Fermi-Theorie ergeben sich folgende Vorhersagen für die Massen der Eichbosonen in niedrigster Ordnung Störungstheorie:

$$\begin{aligned} M_{W^\pm} &= \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \Theta_W}}, \\ M_{Z^0} &= M_{W^\pm} / \cos \Theta_W. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Dabei ist die Feinstrukturkonstante α die Kopplungskonstante der QED und die Fermikonstante G_F entsprechend die Kopplungskonstante der Fermi-Theorie. Die Vorhersagen des Standardmodells für die Eichbosonmassen wurden mittlerweile u.a. durch Messungen am Beschleuniger LEP auf 1-Schleifen-Niveau bestätigt. Aufgrund der freien Parameter μ und λ im Higgspotential ist innerhalb des Standardmodells keine Vorhersage der Masse des Higgsbosons M_H möglich. Durch die Präzisionsexperimente bei LEP und am SLAC läßt sich heute sagen, daß die Meßergebnisse nur dann mit dem Standard-

modell konsistent sind, wenn es ein Higgsboson mit einer Masse zwischen 100 GeV und 190 GeV gibt [4].

Durch die spontane Symmetriebrechung werden nicht nur die Bosonen, sondern auch die Fermionen mit Masse versehen. Entwickelt man das skalare Feld Φ um seinen Erwartungswert v , d.h. $\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \eta(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix}$, so nimmt der dritte Term in Gl. (2.6), also der Term der Yukawa-Kopplung, folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{i,j=1}^3 & \left\{ \frac{v}{\sqrt{2}} \left[f_{ij}^l \bar{l}'_{iL} l'_{jR} + f_{ij}^u \bar{q}'_{iL} q'_{jR} + f_{ij}^d \bar{q}'_{iL} q'_{jR} + \text{h.c.} \right] \right. \\ & \left. \frac{\eta(x)}{\sqrt{2}} \left[f_{ij}^l \bar{l}'_{iL} l'_{jR} + f_{ij}^u \bar{q}'_{iL} q'_{jR} + f_{ij}^d \bar{q}'_{iL} q'_{jR} + \text{h.c.} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Der zweite Summand beschreibt die Wechselwirkung des verbliebenen physikalischen Higgsbosons mit den Quarks und Leptonen. Der erste Summand enthält die Massenterme der Quarks und Leptonen, die durch die spontane Symmetriebrechung erzeugt worden sind.

In Gl. (2.8) sind die Quark- und Leptonfelder als Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung geschrieben. Darunter versteht man solche Fermionenzustände, denen eindeutige Quantenzahlen und damit eindeutige Transformationseigenschaften unter der Eichgruppe zugeordnet werden können. Die entsprechende Basiswahl selbst ist allerdings nicht eindeutig. Davon zu unterscheiden sind die Masseneigenzustände, denen ein eindeutiger Masseneigenwert zugeordnet werden kann und die die experimentell beobachteten Zustände darstellen. Für Teilchen unterschiedlicher Masse ist die Basiswahl eindeutig. Diese Unterscheidung wird erforderlich, weil die Fermionen vor der Symmetriebrechung masselos sind und ihre Massen erst nach der Symmetriebrechung von den Yukawakopplungen bestimmt werden. Um also zu den physikalischen Masseneigenzuständen überzugehen, werden die Fermionfelder so linear transformiert, daß die beliebigen – also i. a. nichtdiagonalen – komplexen Massenmatrizen $(M_{ij}^\alpha) = -\frac{v}{\sqrt{2}}(f_{ij}^\alpha)$, in reellwertige Matrizen in Diagonalform übergehen. Dies ist durch Multiplikation mit geeigneten unitären Matrizen L^α, R^α von links und von rechts stets möglich [5, 6]:

$$\begin{aligned} L^{u+} M^u R^u &= \text{diag}(m_u, m_c, m_t), \\ L^{d+} M^d R^d &= \text{diag}(m_d, m_s, m_b). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Transformation der Quarkfelder ergibt sich entsprechend zu:

$$\begin{aligned} q_L^u &= L^{u+} q_L^{u'}, & q_L^d &= L^{d+} q_L^{d'}, \\ q_R^u &= R^{u+} q_R^{u'}, & q_R^d &= R^{d+} q_R^{d'}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Durch diese Transformationen wird auch der zweite Term in Gl. (2.8) diagonalisiert, so daß die Wechselwirkung des Higgsbosons “flavor”-erhaltend ist.¹ Gleiches gilt auch für die neutralen Ströme in Gl. (2.5). Im geladenen hadronischen Strom hingegen tritt die Matrix $V_{\text{CKM}} = L^{u+}L^d$ auf:

$$J_{\text{had}\mu}^+ = (\bar{u}', \bar{c}', \bar{t}')\gamma_\mu \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})\gamma_\mu V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

$$J_{\text{had}\mu}^- = (J_{\text{had}\mu}^+)^+.$$

Diese Matrix wird Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) [8, 9] oder auch Quark-Mischungsmatrix genannt. Die einzelnen Matrixelemente beschreiben die Wahrscheinlichkeiten, mit der ein gegebener “quark flavor” in einen der anderen – jeweils möglichen – “quark flavors” übergeht. Dementsprechend werden die einzelnen Matrixelemente bezeichnet:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Die soeben am Beispiel der Quarks dargestellten Überlegungen lassen sich völlig analog auf die Leptonen übertragen. Im Rahmen des Standardmodells jedoch werden die Neutrinos als masselos angenommen, so daß jede Linearkombination der drei Neutrino-“flavors” wieder ein Masseneigenzustand ist. Die Neutrinos werden daher per Konvention als identisch mit den schwachen Eigenzuständen festgelegt – d.h. immer dann und nur dann, wenn z. B. ein Myon über den geladenen Strom schwach wechselwirkt, entsteht ein Myon-Neutrino usw. Diese Festlegung ist aber nur für masselose Neutrinos zulässig. Sollten Neutrinos eine Masse besitzen, so würde man auch im Leptonensektor eine Mischung der “lepton flavors” erwarten. Erste deutliche Hinweise auf einen solchen Effekt hat das Superkamiokande-Experiment ergeben [10]. Der aktuelle experimentelle Status zur Frage von nichtverschwindenden Neutrinomassen wird im Abschnitt 2.2 kurz vorgestellt.

Zusammenfassend möchte ich betonen: Das prinzipielle Problem – wie man in einer chiralen Eichtheorie massive Fermionen beschreibt – wird durch den Higgsmechanismus gelöst. Unbefriedigend an dieser Lösung ist,

¹Es gehört zu den Modellannahmen des Standardmodells, daß es nur ein Higgsduplett gibt, das an alle Fermionfelder koppelt. In der Literatur sind auch Modelle mit erweitertem Higgssektor diskutiert worden, in denen die Wechselwirkung von skalaren Feldern und Fermionen auch “flavor”-verletzend sein können [7].

daß die Massen der Fermionen selbst keinen Beschränkungen unterliegen. Die Yukawa-Kopplungskonstanten und damit auch die Masseneigenwerte sind freie und auch untereinander unabhängige Parameter.² Diesen Umstand möchte ich als das Fermionmassenproblem des Standardmodells bezeichnen. Die Tatsache, daß die Parameter des Higgspotentials und infolgedessen auch die Masse des postulierten Higgsbosons von der Theorie unbestimmt bleiben, stellt einen Teilaspekt dieses Problems dar.

Das Massenproblem in der QCD

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung. Sie beruht auf der lokalen Eichgruppe $SU(3)_C$. Der Index C steht für “color”, Farbe. Die Kräfte zwischen den sechs “quark flavors”, die Farbladungen tragen und jeweils als Tripletts unter $SU(3)_C$ transformieren, werden, durch ein Oktett von Gluonen vermittelt. Da die Eichsymmetrie ungebrochen ist, lautet die Lagrangefunktion wie folgt:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_q \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q - \frac{1}{2}\text{tr}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}. \quad (2.13)$$

Die Quarkmassen m_q kommen durch den Higgsmechanismus im elektroschwachen Sektor zustande. Dieser Massenterm kann o.B.d.A. als diagonal geschrieben werden, da in der QCD die rechtshändigen und linkshändigen Quarkfelder die gleichen Quantenzahlen tragen. Die kovariante Ableitung $D_\mu = \partial_\mu - igG_\mu$ enthält die Feldstärke $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$. Der Feldstärketensor $G_{\mu\nu}$ ist gegeben durch:

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig[G_\mu, G_\nu]. \quad (2.14)$$

Die Matrizen $\lambda_a, a = 1, \dots, 8$ bilden ein Erzeugendensystem der Eichgruppe $SU(3)_C$. Es gilt: $\text{tr}\lambda_a \lambda_b = 2\delta_{ab}$.

Die renormierte Kopplungskonstante $\alpha_s = g^2/4\pi$ ist für $q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ in führender Ordnung gegeben durch:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(\frac{q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}})}. \quad (2.15)$$

²Trotz des aufgezeigten mathematischen Zusammenhangs zwischen den Massenmatrizen und den Mischungsmatrizen über die Diagonalisierungsmatrizen und trotz der experimentellen Hinweise, die auf einen Zusammenhang deuten, ist es a priori möglich, daß sich in einer tieferliegenden Theorie die Fermionmassenerzeugung und die Fermionmischung als zwei unabhängige physikalische Effekte erweisen.

Der Parameter Λ_{QCD} tritt als Referenzgröße bei der Renormierung auf und ist als die Skala definiert, bei der α_s in der Störungstheorie formal divergiert. Die QCD beinhaltet somit eine Skala (selbst im Grenzfall verschwindender Quarkmassen). Dieser Umstand wird als dimensionale Transmutation bezeichnet und steht in engem Zusammenhang mit der Tatsache, daß die QCD eine ungebrochene nicht-abelsche Eichtheorie ist. An Gl. (2.15) läßt sich ablesen, daß die Kopplungskonstante α_s vom typischen Impulsübertrag q_μ des betrachteten Prozesses abhängt und für große Impulsüberträge verschwindet; d.h. die QCD ist eine asymptotisch freie Theorie. Bei kleinen Impulsüberträgen hingegen wächst α_s stark an, und die Störungstheorie bricht zusammen. Es wird vermutet, daß es unmöglich ist, farbladungstragende Quarks aus ihren Bindungszuständen, den Hadronen, zu isolieren. Diese Vermutung ist der Inhalt der “confinement”-Hypothese, die besagt, daß alle beobachtbaren Teilchen und Größen Farbsingulets sind.

Chirale Symmetrien in der QCD

Im Grenzfall $m_u, m_d, m_s \rightarrow 0$, der phänomenologisch gesehen eine gute Näherung darstellt, ist \mathcal{L}_{QCD} invariant unter separaten, unitären Transformationen der rechts- und linkshändigen Quarkfelder im (u, d, s) -“flavor”-Raum, d.h. die QCD weist dann eine zusätzliche globale $U(3)_L \times U(3)_R$ -Symmetrie auf. Im Falle einer ungebrochenen chiralen Symmetrie würde man im Hadron-Spektrum in der Masse entartete Multipletts entsprechend den irreduziblen $U(3)_L \times U(3)_R$ -Darstellungen erwarten. Diese Multipletts würden paarweise mit entgegengesetzter Parität auftreten, also Paritätsdupletts bilden. Im beobachteten Spektrum finden sich jedoch nur $SU(3)_{\text{flavor}}$ -Multipletts, aber keine Anzeichen für eine Paritätsduplettstruktur. Daraus läßt sich die Vermutung ableiten, daß die chirale Symmetrie spontan und dynamisch gebrochen ist. Nach dem Goldstone-Theorem erwartet man daher das Auftreten masseloser Bosonen im Spektrum. Diese Bosonen können mit dem Oktett der pseudoskalaren Mesonen identifiziert werden. Im chiralen Limes tritt also in einer Theorie ohne vorgegebene Massenskala ($m_q \rightarrow 0$) eine Massenslücke auf zwischen den masselosen pseudoskalaren Mesonen und den weiteren massiven hadronischen Zuständen mit Massen $M > 1$ GeV. Im Unterschied zur elektroschwachen Symmetriebrechung ist hierfür kein elementares skalares Feld verantwortlich, sondern der nichtverschwindende Vakuumerwartungswert der skalaren Dichte $\bar{q}q$.

2.2 Das Massenspektrum der Fermionen

Nach den allgemeineren theoretischen Erwägungen im vorangegangenen Abschnitt soll nun der experimentelle Befund zum Massenproblem im Standardmodell vorgestellt werden. Zunächst werden die Werte der bekannten Fermionmassen zitiert zusammen mit einer kurzen Diskussion ihrer Skalenabhängigkeit. Daran schließt sich eine Reihe von Beobachtungen über Regelmäßigkeiten und Auffälligkeiten in diesem Spektrum an; insbesondere wird auch auf die CKM-Matrix und die möglichen Zusammenhänge mit dem Massenproblem eingegangen. Der Abschnitt endet mit einer kurzen Diskussion der aktuellen Hinweise auf die Existenz von Neutrinooszillationen.

Die Definition der Masse eines Teilchens bezieht sich im Rahmen des Standardmodells ausschließlich auf ihre kinematische Wirkung. Ihre Wirkung als Quelle eines Gravitationsfeldes bleibt dagegen unberücksichtigt – wie im übrigen die Gravitationswechselwirkung im Standardmodell nicht beschrieben wird. Die kinematische Wirkung der Masse manifestiert sich im Propagator des Teilchens, der für ein Fermion generisch wie folgt geschrieben werden kann:

$$\frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2}.$$

In höherer Ordnung Störungstheorie erhält man folgenden generischen Ausdruck für einen Fermionpropagator:

$$\frac{\not{p} + m}{p^2 - \Sigma(p^2)}.$$

Dabei bezeichnet $\Sigma(p^2)$ die Selbstenergie, die für instabile Teilchen einen Imaginärteil aufweist und impulsabhängig ist, so daß der Zahlenwert der Masse von der jeweils betrachteten Energieskala abhängt.

Von den im Standardmodell als fundamental angesehenen Fermionen sind die Massen der geladenen Leptonen – Elektron, Myon, Tau – mit der großer Genauigkeit bekannt. Sie treten als freie Teilchen auf und speziell Elektron und Myon sind experimentell gut zu studieren. Die Massen dieser Leptonen werden durch den Realteil des Pols ihres Propagators definiert. Die gegenwärtig besten experimentellen Werte sind [11]:

$$\begin{aligned} m_e &= 0.510998902 \pm 0.000000021 \text{ MeV}, \\ m_\mu &= 105.658357 \pm 0.000005 \text{ MeV}, \\ m_\tau &= 1777.03_{-0.26}^{+0.30} \text{ MeV}. \end{aligned} \tag{2.16}$$

Die neutralen Leptonen, d.h. die Neutrinos, werden im Standardmodell als exakt masselose Weyl-Fermionen angenommen. Die direkte Suche nach

Neutrinomassen durch die Betrachtung der Kinematik geeigneter Zerfälle ist mit dieser Annahme konsistent. Als Obergrenzen für die Neutrinomassen³ wurden auf diesem Wege bestimmt [11]:

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 3 \text{ eV}, \\ m_{\nu_\mu} &< 0.19 \text{ MeV}, \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ MeV}. \end{aligned} \tag{2.17}$$

Aufgrund des “confinement” treten Quarks im Unterschied zu den Leptonen nicht als freie Teilchen auf. Ihre Massen sind somit auch einer unmittelbaren Messung nicht zugänglich. Vielmehr müssen sie aus ihrem Einfluß auf das Hadronspektrum oder auf Streuquerschnitte berechnet werden. Daher ist die Bestimmung der Quarkmassen zu großen Teilen ein phänomenologisches Problem, und bei der Angabe der Resultate muß sorgfältig unterschieden werden, auf welchen Modellannahmen die Berechnungen beruhen und welches Renormierungsschema verwendet wurde. Die Literatur zum Thema ist entsprechend umfangreich und teilweise schwer zu vergleichen. Zahlreiche Literaturhinweise finden sich in [11], wo auch die nachfolgend angegebenen Werte entnommen sind (s. auch [12]).

Zur Bestimmung der Massenverhältnisse der leichten Quarks, d.h. der Quarks mit $m_q \ll \Lambda_{QCD}$, wird die chirale Störungstheorie [13, 14, 15] eingesetzt:

$$\begin{aligned} m_u/m_d &= 0.2 - 0.8, \\ m_s/m_d &= 17 - 25, \\ Q &= 34 - 51 \end{aligned} \tag{2.18}$$

mit $Q = (m_s - \frac{1}{2}(m_u + m_d))/(m_d - m_u)$. Diese Massenverhältnisse sind weitgehend unabhängig von der Renormierungsskala. Um zu Absolutwerten zu gelangen, werden QCD-Summenregeln [16, 17] ausgenutzt.

Eine weitere Methode von zunehmender Wichtigkeit ist die Berechnung von Mesonmassen in der Gittereichtheorie, woraus sich ebenfalls die Massen der leichten Quarks entnehmen lassen [18, 19]. Bei der Skala $\mu = 1 \text{ GeV}$ erhält man zusammenfassend aus den verschiedenen Methoden: ⁴

³Wenn Neutrinos massiv sind, ist es erforderlich, zwischen Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung und Masseneigenzuständen zu unterscheiden, wie bereits in Abschnitt 2.1 ausgeführt. Insofern ist es nicht ganz präzise, die Obergrenzen auf einen bestimmten Neutrino-“flavor” zu beziehen, vielmehr ist der jeweils entsprechende Masseneigenzustand gemeint.

⁴Für die leichten Quarks wird die Skala $\mu = 1 \text{ GeV}$ konventionell als Vergleichsskala gewählt. In Rahmen der Gittereichtheorie wird allerdings oft auch $\mu = 2 \text{ GeV}$ als Vergleichsskala bevorzugt.

$$\begin{aligned}
m_u(1\text{GeV}) &= 2 - 6.8 \text{ MeV}, \\
m_d(1\text{GeV}) &= 4 - 12 \text{ MeV}, \\
m_s(1\text{GeV}) &= 81 - 230 \text{ MeV}.
\end{aligned}
\tag{2.19}$$

Für das “charm”- und das “bottom”-Quark gilt $m_q \gg \Lambda_{QCD}$, so daß im Rahmen der Störungstheorie eine Polmasse m_{pol} definiert werden kann. In einem engen, quantitativ bestimmbareren Zusammenhang [20] damit steht die HQET-Masse m_Q (HQET – heavy quark effective theory [21, 22]), die als Entwicklungsparameter in der HQET verwendet wird, so daß auch Ergebnisse aus der HQET in die Berechnung der c-Quark- und b-Quarkmassen einfließen können. Darüberhinaus sind auch für die Bestimmung der c-Quark- und b-Quarkmassen sowohl QCD-Summenregeln als auch die QCD-Gittereichtheorie von Bedeutung. Für die laufenden Quarkmassen $m(\mu)$ im $\overline{\text{MS}}$ Renormierungsschema findet man:

$$\begin{aligned}
m_c(\mu = m_c) &= 1.15 - 1.35 \text{ GeV}, \\
m_b(\mu = m_b) &= 4.0 - 4.4 \text{ GeV}.
\end{aligned}
\tag{2.20}$$

Auf 1-Schleifen-Niveau in QCD-Störungstheorie ist der Zusammenhang zwischen Polmasse und laufender $\overline{\text{MS}}$ Masse gegeben durch [23]

$$m_{\text{pol}} = m(m_{\text{pol}}) \left(1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(m_{\text{pol}})}{\pi} \right).
\tag{2.21}$$

Das “top”-Quark zerfällt aufgrund seiner hohen Masse noch bevor sich Bindungszustände ausbilden können. Seine Masse ist daher am ehesten einer direkten kinematischen Messung zugänglich. Von allen Quarks ist die Masse des t-Quarks mit der geringsten relativen Ungenauigkeit bekannt. Am Tevatron wurde die Polmasse durch Beobachtung verschiedener Zerfallskanäle gemessen:

$$m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}.
\tag{2.22}$$

Wie bereits oben ausgeführt, hängen die Quarkmassen in der Regel von der Renormierungsskala μ ab. Um die Quarkmassen im Überblick zu betrachten, ist es daher sinnvoll, zu einer gemeinsamen Skala überzugehen. Diskussionen der Skalenabhängigkeiten der relevanten Größen und der Anpassungsrandbedingung an den “flavor”-Schwellen finden sich in [24, 25, 26] und den dort zitierten Arbeiten. Beispielhaft seien hier die Quarkmassen auf der Skala $\mu = M_Z$ angegeben [12]:

$$\begin{aligned}
m_u(M_Z) &= 0.9 - 2.9 \text{ MeV}, \\
m_c(M_Z) &= 0.55 - 0.66 \text{ GeV}, \\
m_t(M_Z) &= 169 - 180 \text{ GeV}
\end{aligned}
\tag{2.23}$$

und

$$\begin{aligned}
m_d(M_Z) &= 1.8 - 5.3 \text{ MeV}, \\
m_s(M_Z) &= 35 - 100 \text{ MeV}, \\
m_b(M_Z) &= 2.7 - 3.0 \text{ GeV}.
\end{aligned}
\tag{2.24}$$

Zur Illustration des Fermionmassenspektrums sind in Abb. 2.1 die verschiedenen Massen nach Gln. (2.16), (2.23), (2.24) auf einer logarithmischen Skala abgetragen.⁵ Die Abszisse ist linear im Familienindex. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Gruppen von Fermionen gleicher elektrischer Ladung seitlich gegeneinander verschoben. Zum Vergleich sind auch die Massen der Vektorbosonen eingetragen. Die beiden horizontalen Linien zeigen die Grenzen zwischen den unterschiedlichen Familien an. Die Unterscheidung der Fermionen gleicher Ladung sowie die Zuordnung zu einer Familie erfolgt allein anhand der Masse. Man erkennt, daß sich die geladenen Fermionen in voneinander bezüglich ihrer Masse separierte Gruppen einteilen lassen.

In dieser halblogarithmischen Darstellung ergeben sich drei nahezu gerade und ungefähr parallele Linien, wenn man die Punkte verbindet, die zu Teilchen gleicher Ladung gehören. Die stärkste Abweichung von diesem Muster stammt von der Elektronenmasse, die als relativ niedrig erscheint. Quantitative Diskussionen dieser exponentiellen Relation zwischen Familienindex und Fermionmasse finden sich in [28]. Qualitativ entnimmt man dem Bild unmittelbar, daß das Spektrum durch die Massen der Fermionen der dritten Familie dominiert wird. Das Spektrum weist eine starke Hierarchie auf. Damit kommen die Fermionmassenmatrizen dem Grenzfall einer Matrix vom Rang Eins nahe, bei dem zwei der drei Eigenwerte verschwinden. Matrizen dieser Art werden in Abschnitt 2.4 näher diskutiert.

Nach den Ausführungen in Abschnitt 2.1 ist die komplexwertige 3×3 -CKM-Matrix $V_{\text{CKM}} = L^{u+} L^d$ unitär. Die resultierenden neun freien Parameter lassen sich als drei Drehwinkel und sechs komplexe Phasen interpretieren. Von den komplexen Phasen lassen sich fünf durch Redefinition der sechs Quarkfelder absorbieren, so daß eine komplexe Phase verbleibt, die im Rahmen des Standardmodells die CP-Verletzung beschreibt. (Es lassen sich nicht alle sechs Phasen gleichzeitig absorbieren, da eine gemeinsame Phasentransformation aller Quarkfelder die CKM-Matrix unverändert läßt.)

Als “Standardparametrisierung” wird in Ref. [11] die folgende Form bevorzugt:

⁵Aufgrund von QED-Korrekturen reduzieren sich die Massen der geladenen Leptonen im \overline{MS} -Schema um höchstens 5% bei der Skala $\mu = M_Z$ [27].

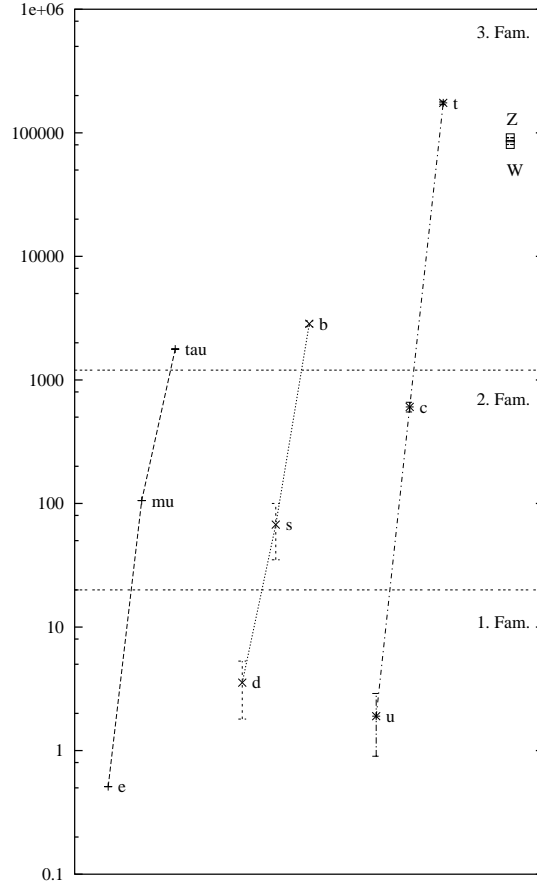


Abbildung 2.1: Die Massen der geladenen Fermionen (in MeV) auf logarithmischer Skala; Abzisse linear im Familienindex in beliebigen Einheiten.

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Der Wert der *komplexen Phase* δ_{13} ist derzeit nicht genau bekannt. Nur wenn diese Phase von Null verschieden ist, kann CP-Verletzung im Standardmodell beschrieben werden. Das Auftreten einer solchen komplexen Phase beim Übergang von zwei zu drei Familien und die damit verbundene Beschreibung von CP-Verletzung war die entscheidende Beobachtung in der klassischen Arbeit von Kobayashi und Maskawa [8]. Experimentell nachgewiesen wurde CP-Verletzung bislang nur im Kaon-Sektor. Momentan werden

große Anstrengungen unternommen, um an den “B-Fabriken” CP-Verletzung auch im Bereich der B-Mesonen zu entdecken. Dadurch soll die Frage geklärt werden, ob die Beschreibung über eine komplexe Phase in der CKM-Matrix als einziger Quelle von CP-Verletzung für alle derartigen Phänomene ausreicht.

Die Kenntnis über diese Phase wird üblicherweise in der Diskussion der Unitaritätsdreiecke zusammengefaßt. Unitaritätsdreiecke sind nichts anderes als die geometrische Repräsentation der Unitaritätsbedingungen in der komplexen Ebene. Die Forderung einer nichtverschwindenden Phase wird in dieser Darstellung in die Forderung einer nichtverschwindenden Fläche dieser Dreiecke übersetzt. Der aktuelle Kenntnisstand in dieser Frage ist Ref. [11] und den dort zitierten Arbeiten zu entnehmen.

Unter Verwendung aller relevanten Meßergebnisse und Ausnutzung der Unitarität sowie unter der Annahme von genau drei Quarkfamilien werden in Ref. [11] die folgenden 90%-Vertrauensintervalle für die *Absolutwerte* der verschiedenen Matrixelemente angegeben:

$$\mathbf{V}_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Die Diagonalwerte der CKM-Matrix sind nahe eins. Alle Nichtdiagonalwerte dagegen wesentlich kleiner als eins. Aber auch bei den Nichtdiagonalwerten fällt eine Struktur auf: Die Elemente V_{us} und V_{cd} sind etwa gleich groß und die größten Nebendiagonalelemente. Die beiden verbleibenden Nebendiagonalelemente V_{cb} und V_{ts} sind ebenfalls von etwa gleicher Größe, aber um eine Größenordnung kleiner als V_{us} und V_{cd} . Um eine weitere Größenordnung kleiner sind schließlich V_{ub} und V_{td} . Man findet also ebenso wie bei den Quarkmassen eine klare hierarchische Struktur. Anschaulich gesprochen sind “flavor”-Übergänge um so stärker unterdrückt, je mehr die beteiligten Quarks sich in der Masse unterscheiden. Abgesehen von dem algebraischen Zusammenhang zwischen der Quarkmischungsmatrix und der Diagonalisierungsmatrizen der Massenmatrizen ist damit auch ein physikalischer Hinweis auf eine Verbindung zwischen den Phänomenen der Quarkmischung und der Massenerzeugung gegeben.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 ausgeführt, gelten die Überlegungen zur “flavor”-Mischung der Quarks prinzipiell auch für die Leptonen. Sie kommen jedoch nicht zum Tragen, falls die Neutrinos masselos sind. Die direkte Suche nach Neutrinomassen ist bislang mit der Hypothese verschwindender Neutrinomassen konsistent, vgl. Gl. (2.2). Nichtverschwindende Neutrinomassen könnten sich aber auch indirekt über Neutrinooszillationen manifestieren.

Wenn Neutrinos massiv wären, dann müßte man wie bei den Quarks zwischen Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung und Masseneigenzuständen unterscheiden. Wenn ein Neutrino durch die schwache Wechselwirkung erzeugt wird, befindet es sich in einem definierten “flavor”-Eigenzustand, der eine kohärente Superposition von Masseneigenzuständen ist, d. h. das Neutrino kann während der Propagation spontan in einen anderen “flavor” übergehen. Diese Übergänge werden dann Neutrinooszillationen genannt.

Gegenwärtig gibt es drei experimentelle Hinweise, darauf daß Neutrinos massiv sind und Neutrinooszillationen tatsächlich vorkommen. Der überzeugendste Hinweis stammt aus der Beobachtung atmosphärischer Myon-Neutrinos mit dem Superkamiokande-Detektor [10]. Diese Neutrinos entstehen durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der oberen Erdatmosphäre. Der Fluß des Teils der kosmischen Strahlung, der Neutrinos mit Energien von einigen GeV erzeugt, ist isotrop. Dementsprechend würde man auch einen isotropen Einfall von Myon-Neutrinos in den Detektor erwarten. Beobachtet wird aber, daß der aufwärts gerichtete Fluß von Myon-Neutrinos um etwa einen Faktor zwei geringer ist als der abwärts gerichtete Fluß. Es muß also einen Mechanismus geben, der den Myon-Neutrino-Fluß auf dem Weg durch die Erde zum Detektor abschwächt. Die naheliegendste Erklärung ist die Oszillation in einen anderen Neutrino-“flavor”. Es sind auch andere Erklärungen möglich, die jedoch ebenfalls von massiven Neutrinos ausgehen [29].

Eine Reihe von Experimenten [30] beobachtet den Fluß von Sonnenneutrinos bei verschiedenen Energien. Diese Neutrinos entstehen durch die in der Sonne ablaufenden Kernprozesse. Alle Experimente finden einen geringeren Fluß als vom Standard-Sonnenmodell [31] vorhergesagt. Die Versuche diese Diskrepanz, durch eine Modifikation des Sonnenmodells ohne Zuhilfenahme von Neutrinomassen zu erklären, waren bisher nicht überzeugend. Eine Erklärung ist dagegen mittels der Annahme von Neutrinooszillationen zwanglos möglich.

Während in den beiden vorangegangenen Beispielen das Signal in einem “Verschwinden” von Neutrinos besteht, wird bei dem LSND Experiment vom “Auftauchen” eines Neutrinos berichtet [32], das in der präparierten Neutrinomischung nicht vorkommt. Im LSND Experiment werden Neutrinos beobachtet, die beim Zerfall abgebremster positiv geladener Pionen entstehen. Für die Zerfallskette werden keine Elektron-Antineutrinos vorhergesagt, es wird aber ein Überschuß oberhalb des erwarteten Untergrundes beobachtet. Dieser Überschuß wird vom KARMEN Experiment [33], das in etwa den gleichen Parameterraum abdeckt, nicht bestätigt. Es müssen daher weitere Messungen abgewartet werden, bevor das Ergebnis des LSND Experiments als gesichert gelten kann. Auch im Fall des LSND Signals stellen Neutrino-

oszillationen eine natürliche Interpretation dar.

Diese drei experimentellen Befunde deuten auf die Existenz von Neutrinososzillationen und damit von massiven Neutrinos hin. Bislang ist noch kein eindeutiges Bild des Neutrinospektrums und der Leptonmischung in Sicht. Einen Überblick über die konkurrierenden Deutungen und weitere Hinweise auf nichtverschwindende Neutrinomassen – z. B. aufgrund astrophysikalischer Überlegungen – bieten [11, 12]. Die beschriebenen Anzeichen bedürfen insgesamt noch weiterer experimenteller Bestätigung, dennoch stellt die Neutrino-physik derzeit den Bereich dar, von dem man sich aus experimenteller Sicht am ehesten neue Hinweise auf den Mechanismus der Massenerzeugung erwarten darf.

Wenn Neutrinos massiv sind, dann können sie als Dirac- oder Majorana-Spinoren dargestellt werden. Für masselose Neutrinos sind diese beiden Darstellungen äquivalent. Falls Neutrinos massive Dirac-Teilchen sind, so ist nach wie vor die totale Leptonzahl eine Erhaltungsgröße, während die Leptonfamilienzahl durch die Neutrino-mischung verletzt wird. Letzteres gilt ebenso für Majorana-Neutrinos, die aber zusätzlich auch die totale Leptonzahl verletzen würden, da Majorana-Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind. Diese Leptonzahlverletzung könnte sich in einem neutrinolosen doppelten Betazerfall zeigen; für weitere Einzelheiten siehe Ref. [34]. Die Beobachtung eines solchen Zerfalls wäre ein eindeutiger Hinweis auf die Existenz von Majorana-Neutrinos. Darüberhinaus ist die Unterscheidung von Dirac- und Majorana-Neutrinos experimentell äußerst schwierig. Abschließend sei darauf verwiesen, daß Majorana-Neutrinos kein elektrisches oder magnetisches Dipolmoment haben können, ebenfalls als Folge der Tatsache, daß Majorana-Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind.

Damit ist die experimentelle Kenntnis des Fermionmassenspektrums und der Fermionmischung umrissen. Im folgenden Abschnitt werden die gängigsten Ansätze jenseits des Standardmodells vorgestellt, die zu einem tiefergehenden Verständnis dieser Sachverhalte beizutragen versuchen.

2.3 Übersicht der verschiedenen Lösungsansätze

Wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt wurde, sind die mit dem Massenproblem verbundenen Parameter keine rein zufällig verteilten Größen, sondern weisen klar erkennbare Muster auf. Die Aufgabe der Theoriebildung besteht nun darin, diese Indizien auf neue Gesetzmäßigkeiten aufzugreifen und Deutungsversuche vorzulegen. Dies ist auch in ganz vielfältiger Weise ge-

schehen. Fast alle Modelle jenseits des Standardmodells gehen in irgendeiner Form auf das Massenproblem ein. Umgekehrt werden bestimmte allgemeine Ideen zur Lösung des Massenproblems oft den verschiedenen übergreifenderen Theorieentwürfen angepasst und in modifizierter Form wieder aufgegriffen. Es ist daher nicht möglich, eine exakte Klassifizierung der Lösungsansätze vorzulegen. Mit dieser Einschränkung möchte ich die verschiedenen Ansätze in insgesamt vier Gruppen einteilen und beispielhaft die Grundideen einzelner Vertreter dieser Gruppen vorstellen.⁶

Gruppe 1: Symmetrien und Mechanismen

Gruppe 1 umfaßt die Ansätze, die sich nahe an die Massenmatrizen und das Massenspektrum halten und unmittelbar deren Strukturen und Regelmäßigkeiten zu beschreiben versuchen.

Horizontale Symmetrien, Familiensymmetrien, Strukturierte Massenmatrizen (Texturen)

Unter der Annahme von drei Fermionfamilien und verschwindenden Neutrinomassen gibt es drei komplexe 3×3 -Massenmatrizen mit insgesamt 54 Parametern. Dazu gehören 13 Observable – die neun Fermionmassen und die vier Observablen der CKM-Matrix, die Funktionen dieser 54 Parameter sind. Eine vollständige Lösung des Massenproblems würde in einer Vorhersage sämtlicher 54 Parameter bestehen. Ein Schritt zu einem tieferen Verständnis des Problems ist aber schon dann erreicht, wenn es gelingt, die Zahl der freien Parameter auf unter 13 zu reduzieren und damit zu Vorhersagen über Relationen zwischen den 13 beobachtbaren Größen zu kommen. Typische Relationen dieser Art stellen etwa Formeln dar, die die Elemente der CKM-Matrix als Funktionen der Quarkmassen beschreiben, vgl. Unterabschnitt 2.4.1.

Der natürlichste Ansatz, die Zahl der Parameter zu verringern, besteht darin, zusätzliche Symmetrien zwischen den verschiedenen Fermionen zu postulieren, die entweder bestimmte Parameter auf die gleichen Werte festlegen oder aber deren Auftreten verbieten. In letzterem Fall spricht man von einer “texture zero”. In der Literatur wurden sowohl diskrete als auch Eichsymmetrien in diesem Zusammenhang diskutiert. Da die entsprechenden Symmetrien die verschiedenen Fermionfamilien in Multipletts zusammenbringen, spricht man von horizontalen oder Familiensymmetrien.

Diese Vorgehensweise wurde zuerst in Ref. [36] für ein Modell mit zwei Quark-Familien diskutiert. Durch Erweiterung der Eichgruppe auf $SU(2)_L \times$

⁶Für einen Überblicksartikel siehe Ref. [35]

$SU(2)_R \times U(1)$ und zusätzlicher Forderung von Paritäts- und CP-Erhaltung und einer weiteren diskreten Symmetrie wurde die Zahl der freien Parameter auf vier beschränkt, so daß das Modell eine Relation zwischen dem Cabbibo-Winkel und den vier Quarkmassen vorhersagt:

$$\theta_{cab} = \arctan \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} - e^{i\phi} \arctan \sqrt{\frac{m_u}{m_c}}. \quad (2.27)$$

Diese Relation – ohne den zweiten Term – war schon lange vorher phänomenologisch bekannt [37], konnte aber erst durch diesen Ansatz theoretisch begründet werden. In der Folge zeigte sich dann, daß die Relation auch nur mit diesem zweiten Term phänomenologisch richtig bleibt.

Die Erweiterung auf drei Familien wurde in Ref. [38] diskutiert. Seitdem sind zahlreiche weitere Modelle vorgeschlagen worden; einen ersten Überblick bietet Ref. [12].

Strahlungsmechanismus

Wie erstmals in den Arbeiten von Weinberg [39] sowie von Georgi und Glashow [40] gezeigt wurde, ist es unter bestimmten Voraussetzungen möglich, daß durch Strahlungskorrekturen, ausgehend von einer hohen Startmasse, in einer Kaskade die Massenterme der jeweils leichteren – ursprünglich masselosen – Fermionen generiert werden können. Da in die Massenterme Potenzen der jeweiligen Eichkopplungskonstanten eingehen, liefert dieser Mechanismus eine natürliche Erklärung für die beobachtete Hierarchie des Spektrums. Die Erzeugung der Startmasse kann im Rahmen dieses Mechanismus nicht beschrieben werden, so daß der Mechanismus nur einen Teil des Problems lösen kann. Neuere Entwicklungen werden in Ref. [41] beschrieben.

“Seesaw”-Mechanismus

Der “seesaw”-Mechanismus⁷ stellt ursprünglich den Versuch einer natürlichen Erklärung für die Kleinheit der Neutrinomassen dar [42], die, wenn nicht verschwindend, dann jedoch mehrere Größenordnungen kleiner sind als die Massen der zugehörigen geladenen Leptonen, vgl. Gl. (2.17). Der allgemeinste Term für die Masse eines Neutrinos läßt sich in einer bestimmten Basis mit Hilfe einer 2×2 -Matrix darstellen, die den Dirac- und die Majorana-Massenterme beinhaltet:

$$M_\mu = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

⁷“seesaw” (engl.) – Schaukel, Wippe.

Da der zu m_L gehörige Term nur durch ein Higgs-Triplett erzeugt werden kann, das phänomenologisch unerwünscht ist, liegt es nahe, von einer Matrix mit $m_L = 0$ auszugehen. Unter der plausiblen Annahme, daß die Masse des rechtshändigen Neutrinos m_R von der Größenordnung einer neuen Energieskala Λ_N oberhalb der elektroschwachen Skala ist, sind die Eigenwerte der Matrix M_μ näherungsweise gegeben durch:

$$\begin{aligned} m_1 &\simeq \frac{m_D^2}{m_R}, \\ m_2 &\simeq m_R. \end{aligned} \tag{2.29}$$

Wenn nun die Diracmasse des Neutrinos m_D von der gleichen Größenordnung ist wie die Masse des zugehörigen geladenen Leptons, so sind Neutrinomassen zwischen einigen MeV etwa für $m_D \simeq m_\tau, \Lambda_N \simeq 1\text{TeV}$ bis herunter zu 10^{-14}eV für $m_D \simeq m_e, \Lambda_N \simeq M_{Pl}$ ohne weiteres natürlich zu erklären.

Varianten dieses Mechanismus wurden inzwischen im Rahmen der unterschiedlichsten Modelle diskutiert; teilweise auch unter Anwendung auf die geladenen Fermionen.

Renormierungsgruppenfluß

Wie in Abschnitt 2.2 dargestellt wurde, hängen die Zahlenwerte der Fermionmassen von der betrachteten Renormierungsskala ab. Eine Vielzahl von Untersuchungen überprüft die Fragestellung, ob die beobachteten Fermionmassen und Mischungswinkel bei bestimmten Werten der Renormierungsskala einfache Relationen erfüllen (“bottom-up”-Ansatz) [43]. Andere Arbeiten gehen von bestimmten Massenmatrizen bei hohen Skalen aus und untersuchen, ob diese mit den beobachteten Werten bei niedrigen Skalen konsistent sind (“top-down”-Ansatz) [44]. Schließlich wurde in der Literatur verschiedentlich darauf hingewiesen, daß sich unter bestimmten Voraussetzungen Fixpunkte im Renormierungsgruppenfluß verschiedener Modelle finden lassen. Dies bedeutet, daß die Werte bestimmter Größen – etwa die Masse des “top”-Quarks – unabhängig von ihrem Wert bei hohen Skalen immer gegen denselben Wert bei niedrigen Skalen konvergieren [45].

Gruppe 2: Supersymmetrie und Große Vereinheitlichte Theorien

In Gruppe 2 sind die populärsten Theorien jenseits des Standardmodells zusammengefaßt, deren Hauptmotivation aber nicht in einer Lösung des Massenproblems liegt. Es soll kurz dargestellt werden, welche Art von Aussagen zu diesem Problem dennoch im Rahmen dieser theoretischen Ansätze gemacht werden können.

Supersymmetrische Theorien

Unter einer Supersymmetrie versteht man eine verallgemeinerte Raum-Zeit-Symmetrie, die eine Transformation zwischen Bosonen und Fermionen beschreibt. Nach dem Coleman-Mandula-Theorem [46] ist dies die einzige Klasse von Symmetrien der S-Matrix, die neben den Raum-Zeit-Symmetrien und den durch halbeinfache Lie-Gruppen beschriebene Eichsymmetrien noch denkbar ist. Ein Studium supersymmetrischer Theorien ist allein aus diesem Grunde sinnvoll.

Wenn die Natur exakt supersymmetrisch wäre, so müßten die durch eine supersymmetrische Transformation verbundenen Bosonen und Fermionen in der Masse entartet sein. Die beobachteten Bosonen und Fermionen zeigen eine solche Massenentartung jedoch nicht, so daß die Supersymmetrie gebrochen sein muß und allenfalls eine näherungsweise Symmetrie der Natur sein kann.

Ein phänomenologisch zulässiges supersymmetrisches Modell der Teilchenphysik ist durch die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) [47] gegeben. Die Brechung der Eichsymmetrie beruht in diesem Modell wie bei dem Standardmodell auf dem Higgsmechanismus, so daß alle Aussagen zum Massenproblem im Standardmodell prinzipiell zunächst auch für das MSSM gelten. Als zusätzliches Problem taucht im MSSM die Frage auf, wie die Supersymmetrie gebrochen wird. Aufgrund dieser ungelösten Frage kommen zu den 18 freien Parametern des Standardmodells im MSSM weitere 106 freie Parameter hinzu, die überwiegend die Massen und die Mischungswinkel der Superpartner beschreiben [48].

Ohne weitere Annahmen erlaubt die Supersymmetrie keinerlei tiefergehendes Verständnis der Fermionmassen. Unter der Voraussetzung, daß die Supersymmetrie unterhalb einer Skala von etwa 1 TeV gebrochen wird, läßt sich jedoch eine Obergrenze von ca. 130 GeV [49] für das leichteste Higgsboson ableiten.

Große Vereinheitlichte Theorien (GUT)

Die oben diskutierte Untersuchung der Skalenabhängigkeit der Parameter des Standardmodells brachte als eine der ersten Beobachtungen, daß die drei Kopplungskonstanten des Standardmodells bei einer Skala von etwa 10^{16} GeV den gleichen Wert annehmen.⁸ Dies kann so interpretiert werden, daß bei dieser Skala nur eine einfache Eichgruppe mit entsprechend nur einer Kopplungskonstanten existiert, aus der dann durch spontane Symmetriebrechung nach

⁸Historisch betrachtet waren für die Entdeckung von GUT allerdings rein gruppentheoretische Erwägungen ausschlaggebend.

dem Higgsmechanismus die drei Eichgruppen des Standardmodells hervorgehen. Die Gruppe mit dem niedrigsten Rang, die als Eichgruppe einer GUT in Frage kommt, ist $SU(5)$. Wie Georgi und Glashow zeigen konnten [50], lassen sich alle Standardmodell-Fermionen so auf $SU(5)$ -Multipletts verteilen, daß die $SU(5)$ -GUT keine zusätzlichen Fermionen vorhersagt. In der GUT mit der Eichgruppe $SO(10)$ [51] können alle 15 Fermionen einer Familie als Mitglieder einer $SO(10)$ -Darstellung $\underline{16}$ aufgefaßt werden. Ein rechtshändiges Neutrino komplettiert das 16-plett und kann in natürlicher Weise als das für den “seesaw”-Mechanismus erforderliche Majorana-Neutrino angesehen werden. Den beiden genannten GUT sowie allen weiteren ist gemein, daß sowohl Quarks als auch Leptonen in den gleichen Multipletts auftreten. Dies ist die Ursache für den Protonzerfall, der eine generische Vorhersage von GUT ist. Eine weitere Konsequenz dieser Tatsache besteht darin, daß in GUT Quark- und Leptonmassen typischerweise nicht mehr unabhängig sind. Im Rahmen der $SU(5)$ -Theorie gilt bei der Skala Λ_{GUT} beispielsweise für die Yukawakopplungen $\lambda_\tau = \lambda_b, \lambda_s = \lambda_\mu, \lambda_d = \lambda_e$. Davon ist nur $\lambda_\tau = \lambda_b$ phänomenologisch akzeptabel. In der Arbeit von Georgi und Jarlskog [52] wurde später eine Struktur vorgeschlagen, die auf phänomenologisch akzeptable Relationen führt. Aussagen dieser Art können in einer Vielzahl von GUT-Varianten gemacht werden. Ähnlich wie bei der Untersuchung bestimmter Massenmatrix-Texturen kann so die Zahl der freien Parameter reduziert werden, d.h. in einer GUT kann das Fermionmassenproblem teilweise gelöst werden.

Andererseits enthalten diese Theorien neue schwere Eichbosonen und z.T. skalare Felder in hochdimensionalen Darstellungen. Die Massen dieser zusätzlichen Teilchen bleiben in GUT weithin unbestimmt.

Die einfachste $SU(5)$ -GUT ist mittlerweile aufgrund der zu niedrig vorhergesagten Protonlebensdauer experimentell widerlegt. Eine supersymmetrische Erweiterung der $SU(5)$ -Theorie ist hingegen phänomenologisch zulässig. Sie liefert sogar eine sehr gute Vorhersage für die Vereinigung der Kopplungskonstanten. Bezüglich der Vorhersagen zu den Fermionmassen bietet diese Theorie aber keine wesentlichen neuen Einsichten.

Da die Phänomenologie der vieldiskutierten Stringtheorien ausschließlich über spezifische “stringinduzierte” GUT erfolgt [53], ergeben sich aus diesen Theorien keine neuen Anhaltspunkte für das Fermionmassenproblem.

Gruppe 3: Zusammengesetztes Higgsboson

In Gruppe 3 werden solche Ansätze zur dynamischen Massenerzeugung vorgestellt, in denen das Higgsboson nur ein effektiver Freiheitsgrad ist, der durch Fermionkondensation entsteht.

“Technicolor”

Ein grundlegender dynamischer Ansatz besteht darin, den Mechanismus der chiralen Symmetriebrechung in der QCD auf die Symmetriebrechung im Standardmodell zu übertragen. Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, bildet sich die skalare Dichte $\bar{q}q$ dynamisch und der nichtverschwindende Vakuumerwartungswert $\langle \bar{q}q \rangle$ fungiert als Ordnungsparameter der spontanen Symmetriebrechung. Wollte man dieses Quark-Kondensat zur Erklärung der Brechung $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ verwenden, so ergäbe sich die Vorhersage $M_Z \simeq 30\text{MeV}$, vgl. [54]. Aus diesem Grund postulierten Weinberg und Susskind [55] neue masselose “techni”-Fermionen f , die einer neuen Eichwechselwirkung mit “technicolor” (TC) Eichgruppe G_{TC} unterliegen und deren Kondensat $\bar{f}f$ als zusammengesetztes Higgsboson agiert. Dieser Ansatz ist insofern sehr natürlich, da auch in anderen physikalischen Situationen, in denen spontane Symmetriebrechung auftritt – wie z. B. in der Supraleitung, Fermionkondensation beobachtet wird. Eine wesentliche Schwäche von TC-Theorien besteht darin, daß zunächst nur die Eichbosonmassen erzeugt werden, dagegen aber keine Yukawakopplungen zwischen den zusammengesetzten Higgsbosonen und den Fermionen.

Diesem Problem wird durch Erweiterung der Eichgruppe (extended TC, ETC) und der Einführung eines zusätzlichen Symmetriebrechungsschritts begegnet [56]. Die erweiterte Eichgruppe G_{ETC} umfaßt G_{TC} , $SU(3)$ und G_{flavor} und wird auf einer Skala von einigen hundert TeV auf $G_{TC} \times SU(3)$ gebrochen. Die so erzeugten schweren Eichbosonen vermitteln Übergänge zwischen Standardmodell-Fermionen und TC-Fermionen, wodurch ähnlich wie in dem oben beschriebenen Strahlungsmechanismus die erforderlichen effektiven Yukawaoperatoren erzeugt werden.

Dieselben Übergänge induzieren aber auch “flavor”-verletzende neutrale Ströme, für die z. T. sehr starke Schranken bestehen, die es erforderlich machen, weitere Verfeinerungen des Modelle zu diskutieren (walking TC, WTC [57]). Die Komplexität dieser Ansätze zusammen mit der Schwierigkeit der Behandlung stark wechselwirkender Fermionen haben bislang quantitative Vorhersagen der Fermionmassen und -mischungswinkel verhindert. Übersichtsartikel finden sich in Ref. [58].

“Top”-Kondensation

Das “top”-Quark ist als einziges Fermion nicht als leicht im Vergleich mit der elektroschwachen Skala anzusehen. Es besitzt daher eine wesentliche stärkere Kopplung an den symmetriebrechenden Sektor des Standardmodells, d. h. $\lambda_t \simeq \mathcal{O}(1)$. Es ist also denkbar, daß die Yukawakopplung des t-Quarks zu

einer “top”-Kondensation führen könnte [59]. Im Rahmen eines Ansatzes, in dem die Selbstwechselwirkung des t-Quarks durch einen 4-Fermion-Term beschrieben wird, konnte durch eine Selbstkonsistenzrechnung die Masse des t-Quarks berechnet werden [60], allerdings liegt die Vorhersage höher als der schließlich experimentell beobachtete Wert. Auch in Ansätzen, in denen der 4-Fermion-Term durch eine neue Eichwechselwirkung generiert wird [61], konnte dieser Mangel nicht behoben werden.

Weitere Entwicklungen dieser Grundidee kombinieren die “top”-Kondensation mit der TC-Idee (“topcolor assisted TC” [62]). Ein aktueller Überblick ist in Ref. [63] enthalten.

Gruppe 4: Substrukturmodelle

Während in den soeben diskutierten Ansätzen nur die skalaren Felder zusammengesetzt sind, sollen in Gruppe 4 Theorien mit einer vollständigen Ebene von Substruktur betrachtet werden. Dies sind Modelle in denen auch die massiven Eichbosonen und die Fermionen nicht elementar, sondern zusammengesetzt sind. Eine ausführlichere Diskussion dieser Modelle wird auf den eigenen Abschnitt 2.5 am Ende dieses Kapitels verschoben.

Nach dieser skizzenhaften Übersicht verschiedener Lösungsansätze soll in dem nachfolgenden Unterabschnitt eine eigene, neue Herangehensweise an das Massenproblem vorgelegt werden.

2.3.1 Ein neuer Blick auf skalare Felder

Die skalaren Felder spielen aus theoretischer Sicht eine zwiespältige Rolle im Standardmodell, aber auch in Theorien jenseits des Standardmodells:

Einerseits ist klar, daß es ein Higgsboson geben muß oder zumindest ein Teilchen, dessen Kopplung an Fermionen proportional zu deren Masse ist. Dies ist etwa in Ref. [64] erläutert am Beispiel der Aufhebung der verschiedenen divergenten Beiträge zum Prozess $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, die nur dann zustande kommt, wenn es ein skalares Teilchen H gibt, dessen Kopplung Hee proportional zur Elektronmasse ist.

Auf der anderen Seite stehen prinzipielle theoretische Erwägungen, die einer fundamentalen Rolle für skalare Felder zu widersprechen scheinen. Die Quantenkorrekturen zu den Massenparametern skalarer Felder enthalten quadratisch divergente Beiträge. Diese werden von den höchsten eingehenden Impulsen dominiert. Wenn es bis zur Planck-Skala keine neue Physik gibt, erhält das Quadrat der Masse eines skalaren Feldes also Quantenkorrekturen

von der Ordnung $\mathcal{O}((10^{19})^2 \text{ GeV}^2)$. Infolgedessen müssen die Massenparameter in jeder Ordnung Störungstheorie extrem genau festgelegt werden, um die Masse des skalaren Feldes auf der entsprechenden Skala von der Ordnung $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ zu stabilisieren. Dieser Umstand wird als “fine-tuning”- bzw. Hierarchieproblem bezeichnet [65, 66].

Es gibt außerdem starke Hinweise [67, 68], daß die skalare Feldtheorie nur als freie, d. h. nicht-wechselwirkende, Theorie konsistent ist. Eine solche Feldtheorie wird trivial genannt. Dies wird generell als ein Indiz dafür angesehen, daß ein Modell mit einem skalaren $\lambda\phi^4$ -Wechselwirkungsterm nur eine effektive Theorie sein kann, die auf einer hohen Energieskala in eine umfassendere Theorie eingebettet sein muß. Ein solcher Wechselwirkungsterm ist aber für die spontane Symmetriebrechung im Standardmodell wesentlich.

Skalare Felder werden schließlich als reine Hilfsfelder für die Symmetriebrechung betrachtet. Für diese Hilfsfelder gibt es jedoch selbst in dieser Funktion keine physikalische Notwendigkeit, wie die eingangs beschriebenen Theorieansätze mit zusammengesetzten Higgsbosonen belegen. Der skalare Sektor wird zu diesem Zweck überdies ad hoc eingeführt, was zu einer großen Zahl freier Parameter führt. Diese Unbestimmtheit der Kopplungskonstanten ist der offensichtliche Grund für die Unbestimmtheit der Fermionmassen und der Masse des Higgsbosons, also des Massenproblems.

In diesem Unterabschnitt möchte ich die genannten Einwände und Vorbehalte gegen skalare Felder als fundamentale Materiebestandteile beiseite lassen und eine andere Sichtweise vorschlagen. Wie eben gesagt, zeichnet sich der skalare Sektor durch eine Vielzahl beliebiger Kopplungskonstanten aus. Diese Situation erinnert an die Lage in der Hadronphysik vor Entdeckung der QCD, wo jeder einzelne Wechselwirkungsterm ebenfalls eine eigene theoretisch unbestimmte Kopplungskonstante implizierte. Die Leistungsfähigkeit von Eichtheorien besteht nun u.a. gerade darin, die Struktur der Kopplungsterme festzulegen und die Zahl der Kopplungskonstanten auf je eine pro halbeinfache Eichgruppe zu reduzieren.

Gesondert sei auch auf folgende Beobachtung hingewiesen: Durch den Austausch eines Higgsbosons im s-Kanal wird dem Standardmodell eine neue Wechselwirkung hinzugefügt. Dies ist die einzige Wechselwirkung im Standardmodell, die nicht aus einem Eichprinzip abgeleitet wird.

Was könnte also naheliegender sein, als nach einer Eichsymmetrie Ausschau zu halten, die die Wechselwirkung des Higgsbosons mit den Fermionen und seine Selbstwechselwirkung festlegt und dadurch die unerwünschten freien Parameter aus der Theorie eliminiert? So naheliegend und einfach diese Idee auch ist, es gibt eine offensichtliche Schwierigkeit: Nach dem Prinzip der minimalen Substitution müssen die Eichfelder die gleiche Lorentz-Tensorstruktur haben wie der Differentialoperator ∂_μ . Diese Bedingung ist

für ein skalares Feld aber nicht erfüllt.

Die ersten Versuche, das Higgsfeld als ein Eichfeld zu konstruieren [69], sind daher von der Annahme einer höher-dimensionalen Raumzeit wie in Kaluza-Klein-Theorien ausgegangen. Die zusätzlichen Komponenten der Eichfelder wurden dann mit dem Higgsfeld identifiziert [70]. Dieser Ansatz ermöglichte eine Vorhersage der Masse des Higgs-Teilchens und des Weinbergwinkels – allerdings im Widerspruch mit der Beobachtung, wie sich später herausstellte. Eine ähnliche Herangehensweise wurde in jüngerer Zeit im Rahmen der nichtkommutativen Geometrie verfolgt aufbauend auf der ursprünglichen Arbeit von M. Dubois-Violette, R. Kerner und J. Madore [71]. Dort wird das Higgsfeld als das Eichfeld der hypothetischen diskreten Komponente der Raumzeit aufgefasst, die die Nichtkommutativität dieser Geometrie charakterisiert.

Ich möchte hier eine andere Strategie vorstellen. Anstatt die skalaren Felder mit den bekannten Eichfeldern zu verknüpfen, sollen die skalaren Felder hier durch eine Vektorgröße dargestellt und als eigenständige Eichfelder betrachtet werden. Die natürlichste Wahl für einen solchen Zweck ist das Vektorfeld $\varphi(x)\gamma_\mu$, wobei $\varphi(x)$ eine reellwertige skalare Funktion des Minkowski-Raums ist.⁹

Im folgenden werden wir sehen, daß sich das Vektorfeld $\varphi\gamma_\mu$ in starker Analogie zu den konventionellen Vektorfeldern A_μ verhält. Zusätzlich wird gezeigt, daß der eine Freiheitsgrad des Vektorfeldes $\varphi\gamma_\mu$ gerade die Eigenschaften eines skalaren Bosons besitzt mit dem Unterschied, daß alle Kopplungen dadurch festgelegt werden, daß die Größe $\varphi\gamma_\mu$ entsprechend einem Eichfeld eingeführt wird. Die ganze Konstruktion wird im Detail für die Eichgruppe $U(1)$ und ein einfaches nicht-abelsches Beispiel vorgestellt. Der Unterabschnitt endet mit einer Diskussion der Stärken und Schwächen des Ansatzes.

Abelscher Fall

Betrachten wir zunächst die freie Feldtheorie des Vektorfeldes $\varphi\gamma_\mu$. Wir definieren den (Higgs-) Feldstärketensor $H_{\mu\nu}$ wie üblich durch:

$$H_{\mu\nu} = \partial_\mu(\varphi\gamma_\nu) - \partial_\nu(\varphi\gamma_\mu). \quad (2.30)$$

Der Term für die zugehörige kinetische Energie lautet $\text{tr}(H_{\mu\nu}H^{\mu\nu})$, wobei die Spur über die γ -Matrizen auszuführen ist. Unter Ausnutzung der Antikommutationsrelation für die γ -Matrizen $\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$ mit $g^{\mu\nu} =$

⁹Dies ist sicher keine eindeutige Wahl. Man könnte beispielsweise pseudoskalare Bosonen durch $\varphi(x)\gamma_5\gamma_\mu$ darstellen usw.

$\text{diag}(1, -1, -1, -1)$ kann die Spur ausgewertet werden:

$$\text{tr}H_{\mu\nu}H^{\mu\nu} = 24\partial_\mu\varphi\partial^\mu\varphi. \quad (2.31)$$

Diese Gleichung zeigt, daß die Lagrange-Funktion des freien Vektorfeldes $\varphi\gamma_\mu$ gerade mit der Klein-Gordon Lagrange-Funktion eines masselosen reellen Skalarfeldes φ übereinstimmt.

Betrachten wir nun die Kopplung des Vektorfeldes $\varphi\gamma_\mu$ an ein Dirac-Fermion ψ . Die entsprechende Lagrange-Funktion kann in vollständiger Analogie zum Fall der QED geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{\text{SF}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi + \frac{1}{24}\text{tr}H_{\mu\nu}H^{\mu\nu}, \quad (2.32)$$

wobei die kovariante Ableitung D_μ gegeben ist durch [72]:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\varphi\gamma_\mu. \quad (2.33)$$

Die Lagrange-Funktion \mathcal{L}_{SF} ist invariant bezüglich der folgenden lokalen Eichtransformation (Siehe aber die einschränkende Diskussion am Ende des Unterabschnitts.):

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi, \quad (2.34)$$

$$\bar{\psi} \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}, \quad (2.35)$$

$$\varphi\gamma_\mu \rightarrow \varphi\gamma_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha(x). \quad (2.36)$$

Für den Wechselwirkungsterm entnimmt man Gl. (2.32) somit:

$$g\bar{\psi}\gamma^\mu(\varphi\gamma_\mu)\psi = 4g\varphi\bar{\psi}\psi. \quad (2.37)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich entnehmen, daß die durch das neue Eichfeld vermittelte Wechselwirkung gerade durch den bekannten Yukawa-Term beschrieben wird. Die Yukawa-Kopplungskonstante kann mit der neu eingeführten Eichkopplungskonstanten g bis auf einen Faktor 4 identifiziert werden.¹⁰

Schließlich soll noch die Selbstwechselwirkung des $\varphi\gamma_\mu$ -Feldes berücksichtigt werden durch folgende Modifikation der Definition von $H_{\mu\nu}$ (vgl. Gl. (2.30)):

$$H_{\mu\nu} = D_\mu(\varphi\gamma_\nu) - D_\nu(\varphi\gamma_\mu). \quad (2.38)$$

Im Falle des Photonfeldes ist diese Modifikation irrelevant wg. $[A_\mu, A_\nu] = 0$. Für das Vektorfeld $\varphi\gamma_\mu$ hingegen erhält man einen Selbstwechselwirkungsterm, obwohl man es mit einer abelschen Eichgruppe zu tun hat:

$$H_{\mu\nu} = \partial_\mu(\varphi\gamma_\nu) - \partial_\nu(\varphi\gamma_\mu) + ig\varphi^2[\gamma_\nu, \gamma_\mu]. \quad (2.39)$$

¹⁰Der Strom, an den das skalare Feld koppelt ist der Fermionzahl-Strom; vgl. die Diskussion der Kopplung eines Bosons an den erhaltenen Strom der Baryonenzahl [73].

Es kann leicht verifiziert werden, daß der modifizierte Feldstärketensor $H_{\mu\nu}$ invariant ist unter den Eichtransformationen aus Gl. (2.34 – 2.36). (Beachte das caveat am Ende des Unterabschnitts.)

Zusammenfassend lässt sich sagen, daß die neu eingeführten γ -Matrizen aus der Lagrange-Funktion letztlich herausfallen und nur bereits bekannte Term verbleiben:

$$\mathcal{L}_{\text{SF}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - 4g\varphi\bar{\psi}\psi + \partial_\mu\varphi\partial^\mu\varphi + 8g^2\varphi^4. \quad (2.40)$$

Diejenige Terme, die entsprechend im Standardmodell ad hoc erscheinen, und zwar der Yukawa-Term und das skalare Potential, entstehen im hier vorgestellten Rahmen auf völlig natürliche Art und Weise. Wie bei den bekannten Eichtheorien gibt es keinen Massenterm für das Eichboson, noch darf es einen solchen Term geben. Die spontane Brechung der Eichsymmetrie könnte nach dem Coleman-Weinberg-Mechanismus [74] erfolgen und so Massenterme sowohl für das skalare Boson als auch für das Fermion erzeugen. Die Frage der Symmetriebrechung soll aber hier nicht weiter diskutiert werden.

Nun ließen sich ohne weitere Komplikationen ein Photonfeld A_μ und die elektromagnetische Wechselwirkung hinzufügen. Die Struktur des Yukawa-Terms verbietet eine elektrische Ladung für das skalare Feld φ , es sei den man geht zu einer chiralen Theorie über mit $m = 0$ und unterschiedlichen Ladungen für die links- und rechts-händigen Fermionfelder.

Nicht-Abelscher Fall

Die soeben vorgestellten Konstruktionen lassen sich ohne weiteres auf nicht-abelsche Eichgruppen verallgemeinern. Anstelle eines einzelnen Vektorfeldes $\varphi\gamma_\mu$ geht man zu einem Multipllett von Vektorfeldern über $\varphi_a\gamma_\mu$, $a = 1, \dots, n$. Zur Illustration sei das Beispiel eines SU(2) Fermion Dupletts Ψ vorgestellt, das an ein Triplett $(\varphi_1\gamma_\mu, \varphi_2\gamma_\mu, \varphi_3\gamma_\mu)$ von Vektorfeldern koppelt, wobei jedes einzelne φ_i ein reelles skalares Feld darstellt.

Die Lagrange-Funktion kann entsprechend der bekannten Yang-Mills Theorie [75] geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{\text{SU}(2)} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi + \frac{1}{12}\text{tr}H_{\mu\nu}H^{\mu\nu} \quad (2.41)$$

mit der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\Phi_\mu \quad (2.42)$$

und dem Eichfeld

$$\Phi_\mu = \frac{1}{2}\tau_a(\varphi_a\gamma_\mu), \quad (2.43)$$

wobei τ_a für die Pauli Matrizen steht und eine Summe über wiederholte Indices ausgeführt wird. Der Feldstärketensor ist wie zuvor in Gl. (2.38) definiert:

$$H_{\mu\nu} = \partial_\mu(\Phi_\nu) - \partial_\nu(\Phi_\mu) + ig[\Phi_\nu, \Phi_\mu]. \quad (2.44)$$

Die Spur im kinetischen Term von Gl. (2.41) muss über SU(2)- und γ -Matrizen genommen werden.

Es ist einfach zu verifizieren, daß die Lagrange-Funktion $\mathcal{L}_{\text{SU}(2)}$ invariant ist unter den folgenden lokalen Eichtransformationen (Siehe aber die einschränkende Diskussion am Ende des Unterabschnitts.):

$$\Psi(x) \rightarrow G(x)\Psi(x) \quad (2.45)$$

mit

$$G(x) = \exp \left\{ \frac{i}{2} \tau_a \alpha_a(x) \right\} \quad (2.46)$$

und

$$\Phi_\mu \rightarrow G\Phi_\mu G^{-1} + \frac{i}{g}(\partial_\mu G)G^{-1}. \quad (2.47)$$

Genau wie im abelschen Fall verschwinden alle mit den Vektorfeldern eingeführten γ -Matrizen und man erhält:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SU}(2)} = & \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi - 2g\bar{\Psi} \begin{pmatrix} \varphi_3 & \varphi_1 - i\varphi_2 \\ \varphi_1 + i\varphi_2 & \varphi_3 \end{pmatrix} \Psi \\ & + \partial_\mu\varphi_a\partial^\mu\varphi_a + 32g^2(\varphi_a\varphi_a)^2. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Wie zuvor beobachten wir, daß die Eichsymmetrie einen Yukawa-Term und ein skalares Potential erzeugt, das nur aus einem φ^4 -Term besteht. Die entsprechenden Kopplungskonstanten werden durch die Eichsymmetrie bestimmt und sind einfache Funktionen der neuen Eichkopplung g .

Diskussion und Ausblick

Während die diskutierten Lagrange-Funktionen tatsächlich invariant sind unter den formalen Ersetzungen nach den Gln. (2.36, 2.47), besteht der wesentliche Schwachpunkt des vorgestellten Ansatzes darin, daß es sich dabei nicht um wirkliche Transformationen handelt. Die Ausdrücke, durch die die skalaren ‘‘Eichfelder’’ dabei ersetzt werden, haben nicht dieselbe algebraische Struktur wie die Ausgangsgrößen. Betrachten wir die Ersetzung nach Gl. (2.36) im Detail: Die Ausgangsgröße ist die Vektorgröße γ_μ multipliziert mit einer skalaren Funktion φ . Die Zielgröße auf der rechten Seite der Gleichung enthält die Divergenz einer skalaren Funktion $\partial_\mu\alpha(x)$. Es ist nun nicht

möglich, diesen Term mit dem Term $\varphi\gamma_\mu$ in einem Ausdruck der Form $\varphi'\gamma_\mu$ zusammenzufassen. Genau das wäre aber erforderlich, wenn die algebraische Struktur der Ausgangsgrößen durch die Ersetzung respektiert werden sollte. Gleiches gilt analog für die Ersetzung nach Gl. (2.47). Von einer eigentlichen Symmetrieoperation kann daher nicht die Rede sein.

Der Wert der vorgestellten Überlegungen liegt nach meiner Meinung in ihrer möglichen Funktion als ein Denkanstoß. Durch die äußerst simple Repräsentation einer skalaren Größe in der Form $\varphi\gamma_\mu$ konnten sowohl die Yukawa-Terme als auch das skalare Potential in Analogie zu Ausdrücken aus echten Eichtheorien verstanden werden. Dies kann als ein Hinweis darauf gedeutet werden, daß es möglich sein könnte, skalare Felder durch Analogiebetrachtung mit Eichfeldern besser zu verstehen.

2.4 Massenmatrizen

Allen denkbaren Lösungen des Massenproblems ist gemein, daß sie letztlich die Massenmatrizen – bei einer bestimmten Skala – vorhersagen müssen. Es ist daher sinnvoll, allgemeine Überlegungen anzustellen, welche Strukturen der Massenmatrizen mit dem Massenspektrum und der Mischungsmatrix konsistent sind.

Wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt, wird das Spektrum der geladenen Fermionen von der dritten Familie dominiert. Ein naheliegender Ausgangspunkt für die Beschreibung des Spektrums ist also folgende Matrix vom Rang eins:

$$M_{\text{hier}} = M_0 \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.49)$$

Die Basis, in der eine Massenmatrix vom Rang eins diese Struktur annimmt, wird als hierarchisch bezeichnet, weil sie die Hierarchie des Spektrums am deutlichsten widerspiegelt.

Es ist bemerkenswert, daß diese Matrix durch eine einfache Basistransformation¹¹ $UM_{\text{hier}}U^+$ mit

$$U = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ 0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

¹¹Die Matrix U aus Gl. (2.50) hat nicht die allgemeinste Form. Aufgrund der Entartung des Eigenwertes null können noch eine Rotation sowie Phasenfaktoren auftreten, vgl. [76].

in eine Matrix mit lauter gleichen Einträgen übergeht:

$$M_{\text{dem}} = \frac{M_0}{3} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.51)$$

Diese Matrix und die entsprechende Basis werden demokratisch genannt. Die demokratische Massenmatrix zeichnet sich gegenüber der hierarchischen Massenmatrix durch ihre offensichtlich größere Symmetrie aus. Der entsprechende Massenterm ist invariant unter der diskreten Gruppe $S(3)_L \times S(3)_R$. Allein diese Eigenschaft spricht dafür, in der demokratischen Basis einen aus mathematischer Sicht ausgezeichneten Startpunkt für die Beschreibung des Spektrums zu sehen. Die Matrix M_{dem} spielt aber auch aus physikalischer Sicht eine besondere Rolle. Als Beispiele seien genannt die BCS-Theorie der Supraleitung (dort im Hilbertraum der Cooper-Paare) [77], der Hamiltonian zur Beschreibung großer Lücken im Spektrum der Kernniveaus durch nukleare Paarungskräfte [78] sowie das Spektrum der neutralen pseudoskalaren Mesonen (π, η, η') in der QCD [79]. In allen diesen Beispielen beschreibt die Matrix das Auftreten einer (Massen-)Lücke im Spektrum. Es fällt weiter auf, daß es sich in allen Fällen um Systeme mit einer Substruktur handelt, deren Dynamik durch eine Paarwechselwirkung beschrieben wird. Eventuell kann allgemein in der Physik das Auftreten einer Massenlücke – wie im Spektrum der Quarks und Leptonen – als Hinweis auf einen analogen zugrundeliegenden Mechanismus von Substruktur und Paarwechselwirkung gedeutet werden.

In einer Reihe von Arbeiten [80] wurde nachgewiesen, daß bereits kleine Brechungsterme der exakten “flavor”-Demokratie ausreichen, um zu einer realistischen Beschreibung des Quarkmassenspektrums und der Quarkmischungsmatrix zu kommen.

Ein möglicher Brechungsterm zur Erzeugung der Massen der zweiten Familie wurde in Ref. [81] diskutiert. Dort wurde gezeigt, daß der einfachste Term $c \cdot \text{diag}(0, 0, 1)$ eine zutreffende Vorhersage des Matrixelements $|V_{cb}|$ erlaubt.

Im folgenden Unterabschnitt werden zwei neue Brechungsterme zur Erzeugung der Massen der ersten Familie vorgestellt.

2.4.1 Zwei explizite Beispiele

Nach diesen allgemeinen Überlegungen zur Rolle, die die Diskussion expliziter Ansätze für die Massenmatrizen zur Verbesserung des Verständnisses des Massenproblems beitragen können, sollen in diesem Unterabschnitt zwei neue Ansätze vorgestellt und die zugehörigen Vorhersagen für die Quarkmischungsmatrix berechnet werden.

Beide Ansätze basieren auf der zuvor besprochenen demokratischen Massenmatrix. Der Störterm im ersten Beispiel ist diagonal und hierarchisch strukturiert. Ausgehend von einer Störung c_q des $(3, 3)$ -Elementes, $q = u, d$, mit $c_q \ll 1$ [81] wird in einem zweiten Symmetriebrechungsschritt eine diagonale Störmatrix mit Einträgen $\pm\epsilon_q$ an den $(1, 1)$ - und $(2, 2)$ -Positionen und verschwindender Spur hinzugefügt mit $\epsilon_q \ll c_q$. Dementsprechend lauten die Ansätze für die Massenmatrizen wie folgt:

$$M_u = \mu_u \cdot \begin{pmatrix} 1 - \epsilon_u & 1 & 1 \\ 1 & 1 + \epsilon_u & 1 \\ 1 & 1 & 1 + c_u \end{pmatrix}, M_d = \mu_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \mp \epsilon_d & 1 & 1 \\ 1 & 1 \pm \epsilon_d & 1 \\ 1 & 1 & 1 + c_d \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

Die Parameter der Massenmatrizen ergeben sich als Funktionen der Masseneigenwerte näherungsweise zu:

$$\begin{aligned} \mu_q &\simeq \frac{1}{3} m_{3q} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_{2q}}{m_{3q}} \right), \\ c_q &\simeq \frac{9}{2} \frac{m_{2q}}{m_{3q}}, & q = u, d, \\ \epsilon_q &\simeq 3 \cdot \sqrt{-\frac{3m_{1q}m_{2q}}{m_{3q}^2}}. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Nach Berechnung der entsprechenden Eigenvektoren erhält man in erster Näherung für die Elemente der CKM-Matrix als Funktionen der Masseneigenwerte:

$$\begin{aligned} V_{ud} &\simeq 1, \\ V_{us} &\simeq - \left(\pm \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} - \sqrt{\frac{m_u}{m_c}} \right), \\ V_{cd} &\simeq \pm \left(\pm \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} - \sqrt{\frac{m_u}{m_c}} \right), \\ V_{cs} &\simeq 1, \\ V_{cb} &\simeq -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t} \right), \\ V_{ts} &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t} \right), \\ V_{tb} &\simeq 1, \\ V_{ub} &\simeq -\sqrt{2} \left(\pm \sqrt{\frac{m_d m_s}{m_b^2}} - \sqrt{\frac{m_u m_c}{m_t^2}} \right), \\ V_{td} &\simeq \sqrt{2} \left(\pm \sqrt{\frac{m_d m_s}{m_b^2}} - \sqrt{\frac{m_u m_c}{m_t^2}} \right). \end{aligned} \quad (2.54)$$

Diese Formeln dienen zur Orientierung über das führende Verhalten der Matrixelemente, sind für eine quantitative Auswertung aber nur wenig geeignet. Unter Verwendung eines Programms für eine numerische Anpassung der Eingangsparameter [82] und nach Einführung einer Phasenmatrix in der folgenden Form:

$$V_{CKM} = L^{u+} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_3} \end{pmatrix} \cdot L^d \quad (2.55)$$

läßt sich folgender Satz von Eingangsparametern finden:

$$\begin{aligned} \mu_u &= 73251 \text{ MeV}, & \mu_d &= 1743.0 \text{ MeV}, \\ c_u &= 0.0276, & c_d &= 0.1490, \\ \epsilon_u &= 0.0020, & \epsilon_d &= 0.0274, \\ \phi_3 &= 0.0797. \end{aligned} \quad (2.56)$$

Mit diesem Parametersatz errechnet man die folgenden laufenden Quarkmassen bei $\mu = 1\text{Gev}$:

$$\begin{aligned} m_u &= -4.2 \text{ MeV}, & m_c &= 1346 \text{ MeV}, & m_t &= 220432 \text{ MeV}, \\ m_d &= -5.3 \text{ MeV}, & m_s &= 175 \text{ MeV}, & m_b &= 5319 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Für die Absolutwerte der CKM-Matrix ergibt sich:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9752 & 0.2210 & 0.0073 \\ 0.2210 & 0.9743 & 0.0427 \\ 0.0128 & 0.0414 & 0.9991 \end{pmatrix}. \quad (2.58)$$

Damit ist gezeigt, daß der untersuchte Massenmatrixansatz die Quarkmassen und -mischung adäquat beschreiben kann.

In dem zweiten Beispiel wird ein alternativer Störterm für den zweiten Symmetriebrechungsschritt diskutiert, der besser mit den diskreten Symmetrien der demokratischen Massenmatrix verträglich ist, siehe dazu Ref. [83]. Die Massenmatrizen sind gegeben durch:

$$M_q = \mu_q \cdot \begin{pmatrix} 1 - \epsilon_q & 1 & 1 + \epsilon_q \\ 1 & 1 + \epsilon_q & 1 - \epsilon_q \\ 1 + \epsilon_q & 1 - \epsilon_q & 1 + c_q \end{pmatrix}, \quad q = u, d. \quad (2.59)$$

In diesem Fall erhält man in erster Ordnung für die Parameter als Funktion der Masseneigenwerte folgende Abhängigkeiten:

$$\begin{aligned} \mu_q &\simeq \frac{1}{3} m_{3q} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_{2q}}{m_{3q}} \right), \\ c_q &\simeq \frac{9}{2} \frac{m_{2q}}{m_{3q}}, & q &= u, d, \\ \epsilon_q &\simeq \sqrt{-\frac{3m_{1q}m_{2q}}{m_{3q}^2}}. \end{aligned} \quad (2.60)$$

Nach entsprechender Standardrechnung kommt man auf die folgenden Ausdrücke für die Elemente der CKM-Matrix:

$$\begin{aligned}
V_{ud} &\simeq 1, \\
V_{us} &\simeq -\left(\sqrt{\frac{m_d}{m_s}} - \sqrt{\frac{m_u}{m_c}}\right), \\
V_{cd} &\simeq \left(\sqrt{\frac{m_d}{m_s}} - \sqrt{\frac{m_u}{m_c}}\right), \\
V_{cs} &\simeq 1, \\
V_{cb} &\simeq -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t}\right), \\
V_{ts} &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t}\right), \\
V_{tb} &\simeq 1, \\
V_{ub} &\simeq -\sqrt{\frac{m_u}{m_c}}\left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t}\right), \\
V_{td} &\simeq \sqrt{\frac{m_d}{m_s}}\left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t}\right).
\end{aligned} \tag{2.61}$$

2.5 Substrukturmodelle und Massenmatrizen

Das Massenproblem als eines der wesentlichen Schwachstellen des Standardmodells ist in den vorangegangenen Abschnitten ausführlich dargestellt worden: die Zahl der freien Parameter im Higgssektor, das “fine-tuning”-Problem, die Frage der Trivialität, die unbestimmte Zahl der Higgsdupletts und insbesondere die Fragen nach dem Fermionmassenspektrum und der Struktur der Fermionmischung.

Daneben gibt es aber noch eine Reihe von weiteren Fragen, die das Standardmodell unbeantwortet läßt:

- Was ist der Grund für die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung? Im Standardmodell wird sie durch die unterschiedlichen Quantenzahlen für links- bzw. rechtshändige Fermionen zwar ausreichend beschrieben, ohne aber eine tiefere Erklärung zu geben. Warum ist der geladene Strom rein linkshändig?
- Was ist der Mechanismus der CP-Verletzung? Nach derzeitigem Kenntnisstand kann die CP-Verletzung durch die komplexe Phase in der

CKM-Matrix adäquat beschrieben werden, wofür die Tatsache wesentlich ist, daß es mehr als zwei Fermionfamilien gibt. Das Standardmodell bietet keinen tieferen Einblick in den Mechanismus.

- Warum wiederholen sich die Fermionfamilien? Die stabile Materie ist nur aus den Fermionen der ersten Familie aufgebaut. Warum gibt es mehr als diese eine Familie? Gibt es mehr als drei Familien?
- Damit verbunden ist die Frage, warum es so viele fundamentale Felder gibt. Pro Familie sind es 15 Fermionen; dazu kommen 12 Eichbosonen und wenigstens ein skalares Teilchen. Sind all diese Felder wirklich elementar?
- Woher kommt die große Ähnlichkeit der Quarks und Leptonen bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung? Die Multipletstruktur bezüglich $SU(2)_L$ ist weitgehend analog für Quarks und Leptonen und die elektrische Ladung des Elektrons ist mit größter Genauigkeit entgegengesetzt gleich zur Ladung des aus drei Quarks bestehenden Protons.
- Was ist die Erklärung für die Struktur der Eichgruppe des Standardmodells? Wie läßt sich die Größe der Eichkopplungskonstanten verstehen?

Man erkennt also, daß trotz des außerordentlich großen phänomenologischen Erfolgs des Standardmodells viele strukturelle Fragen nicht beantwortet werden. In der Geschichte der Physik hat es sich immer wieder gezeigt, daß ein tieferes Verständnis von strukturellen Fragen und insbesondere von Mechanismen für unerklärte Phänomene erst durch die Entdeckung einer neuen Substrukturebene erreicht wurde. Dies galt für die Atomphysik, die Kernphysik und schließlich beim Übergang von der Hadronphysik zur QCD. In allen Fällen hatte man es mit einer stetig komplexer werdenden Phänomenologie des Spektrums und der zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten zu tun, das auf dem Niveau von Konstituenten berechenbar und verständlich wurde. In der Physik der Quarks und Leptonen geht es um das Massenspektrum und die Fermionmischung. In Abschnitt 2.3 wurden die Modelle vorgestellt, in denen nur der Higgssektor eine Substruktur aufweist. Dort wurden auch die Schwierigkeiten angesprochen, in solchen Modellen realistische Yukawakopplungen zu induzieren. Der nächste natürliche Schritt könnte darin bestehen, auch für die Quarks und Leptonen eine Substruktur zu postulieren. In einem dynamischen Modell dieser Art wäre dann im Prinzip das gesamte Spektrum der Teilchen inklusive ihrer Quantenzahlen berechenbar. So daß in einem vollständig gelösten, phänomenologisch zutreffenden Substrukturmodell sowohl das Massenproblem und das Phänomen der Mischung verstanden

wären als auch die oben aufgelisteten Fragen nach der Paritäts- und der CP-Verletzung, der Wiederholung der Fermionfamilien und der Ähnlichkeit von Quarks und Leptonen beantwortet würden.

Ob in einem solchen Modell auch die Vektorbosonen zusammengesetzt sind, ist derzeit noch nicht eindeutig geklärt. Nach einem Satz von Weinberg und Witten [84] gibt es starke Einschränkungen für die mögliche Existenz masseloser zusammengesetzter Vektorbosonen, so daß eine Substruktur für das Photon und die Gluonen unwahrscheinlich ist. Anders ist die Situation für die massiven Vektorbosonen, hier ist eine Situation in Analogie zur QCD leicht denkbar. Danach würden die Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung etwa dieselbe Rolle spielen wie die ρ - und ω -Mesonen in der QCD, die schwachen Kräfte wären vergleichbar mit den Kernkräften als residuale Wechselwirkungen und der schwache Isospin wäre nicht mehr als lokale Eichsymmetrie anzusehen sondern als eine globale Symmetrie wie auch der Isospin in der QCD.

Nach einer Analyse [85] aktueller Streuexperimente bei den höchsten verfügbaren Energien ist der Radius R der Quarks und Leptonen kleiner als 10^{-17} cm. Die zugehörige charakteristische Energieskala Λ_{sub} ist entsprechend mindestens von der Größenordnung 1 TeV. Falls es also eine weitere Substrukturebene der Materie gibt, unterscheidet sich ihre Dynamik von dem bisher Beobachteten. In der QCD etwa entspricht der inverse Radius des Protons genau der charakteristischen Energieskala Λ_{QCD} von der Größenordnung 100 MeV bzw. der Protonmasse. Eine solche Relation zwischen inversem Radius des Bindungszustands, charakteristischer Energieskala und Masse des Bindungszustandes erwartet man allgemein in nicht-abelschen Eichtheorien mit "confinement", weil die einzige und damit charakteristische Skala solcher Theorien festgelegt wird durch die Energieskala, bei der die Kopplungskonstante formal divergiert; vgl. Gl. (2.15).

Andererseits sind diese Theorien derzeit die einzigen sinnvollen Kandidaten zur Beschreibung der Dynamik der Konstituenten der Quarks und Leptonen. Die zugehörige Quantenzahl wird üblicherweise als "hypercolor" bezeichnet und die entsprechende Eichgruppe mit dem Index H gekennzeichnet. Demnach würde man in Substrukturmodellen generell Fermionmassen von einigen TeV erwarten, mehrere Größenordnungen über den beobachteten Werten. Die Schwierigkeit besteht also darin, zusammengesetzte Teilchen zu beschreiben, die sowohl leicht als auch klein sind. Als Startpunkt sucht man daher nach Theorien, in denen die zusammengesetzten Fermionen zunächst masselos sind. 't Hooft [86] wies darauf hin, daß unter bestimmten Voraussetzungen ungebrochene Eichtheorien mit "confinement" globale chirale Symmetrien aufweisen, die masselose zusammengesetzte Fermionen implizieren, solange die chiralen Symmetrien nicht spontan gebrochen wer-

den. Für ein solche spontane Symmetriebrechung ist das Auftreten von Anomalien wesentlich. Unter einer Anomalie versteht man in diesem Zusammenhang, daß ein mit der chiralen Symmetrie einhergehender Strom auf der Ebene der (klassischen) Lagrange-Funktion formal erhalten ist, aber durch Quanteneffekte eine anomale Divergenz erhält, was bei der Berechnung entsprechender Feynmangraphen sichtbar wird. Eine notwendige Bedingung an die Anomaliestruktur der Theorie für das Ausbleiben spontaner Brechung der chiralen Symmetrien wurde in der gleichen Arbeit angegeben [86]: Für jeden erhaltenen globalen Strom müssen sich dieselben Anomalien auf dem Niveau der fundamentalen Konstituenten wie auf dem Niveau der masselosen physikalischen Bindungszustände ergeben. Anhand dieser Bedingung läßt sich überprüfen, ob in einem gegebenen Modell überhaupt masselose Fermionen mit Substruktur auftreten können und es lassen sich so viele Modelle ausschließen. Die physikalische Situation ist analog zur Brechung der chiralen Symmetrie in der QCD, vgl. Abschnitt 2.1. Dort treten die Pionen als masselose Goldstone-Bosonen der spontan gebrochenen chiralen Symmetrie auf, die durch eine weitere explizite Symmetriebrechung aufgrund der nicht-verschwindenden Quarkmassen eine kleine Masse (verglichen mit der Skala Λ_{QCD}) erhalten.

Nach diesen allgemeinen Überlegungen zur Motivation von Substrukturmodellen, zu den experimentellen Schranken für den etwaigen Radius von Quarks und Leptonen und den sich daraus ergebenden Schwierigkeiten, natürlich hinreichend kleine Fermionmassen zu erhalten, sollen nun zwei typische Beispiele kurz vorgestellt werden.

Quarks und Leptonen können als Fermionen am einfachsten aus drei Fermionen oder aus einem Boson und einem Fermion aufgebaut werden. Jeder dieser beiden Ansätze wird an einem typischen Modell illustriert. Übersichtsartikel mit Hinweisen auf weitere Substrukturmodelle finden sich in den Referenzen [87] – [98].

Rishon-Modell

Im Rishon-Modell [99] gibt es zwei – Rishons genannte – Fermionen T und V mit elektrischer Ladung $\frac{1}{3}e$ bzw. 0, die als Triplets unter der “hypercolor”-Eichgruppe $SU(3)_H$ transformieren. Die Fermionen der ersten Familie können mit den folgenden “hypercolor”-Singulets identifiziert werden:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} VVV \\ \bar{T}\bar{T}\bar{T} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} TTV \\ \bar{V}\bar{V}\bar{T} \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Im Rishon-Modell bleiben neben der “hypercolor”-Wechselwirkung auch die starke und elektromagnetische Wechselwirkung fundamental und werden

durch ungebrochene lokale Eichtheorien beschrieben. Unter der Eichgruppe $SU(3)_H \times SU(3)_C \times U(1)_{em}$ transformieren die Rishons somit wie

$$T = (\mathbf{3}, \mathbf{3}, \frac{1}{3}), \quad V = (\mathbf{3}, \bar{\mathbf{3}}, 0). \quad (2.63)$$

Die schwache Wechselwirkung wird in diesem Modell nicht durch eine lokale Eichtheorie beschrieben. Der Austausch der folgenden “hypercolor”-Singulettts

$$\begin{pmatrix} W_{L,R}^+ \\ Z_{L,R}^0 \\ W_{L,R}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T\bar{T}V\bar{V} \\ T\bar{T} + V\bar{V} \\ \bar{T}\bar{T}\bar{V}\bar{V} \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

vermittelt die schwache Wechselwirkung und wird in einer effektiven Lagrangefunktion mit globaler $SU(2)_L \times SU(2)_R$ Symmetrie beschrieben. Die Masse dieser W- und Z-Bosonen kann durch eine spontane, dynamische Symmetriebrechung mit zusammengesetzten Higgsbosonen erzeugt werden, die auch die Quark- und Leptonmassen erzeugt und für die spontane Brechung der Parität sorgt.

Das Rishon-Modell ist ein gutes Beispiel dafür, daß sich sehr ökonomisch Bindungszustände mit den geeigneten Quantenzahlen erzeugen lassen. Andererseits gibt es eine Reihe phänomenologischer Probleme. Da in diesem Modell nur die Quantenzahl $(B - L)$ erhalten ist und nicht die Baryonzahl B und die Leptonzahl L individuell, ist der Protonzerfall $p \rightarrow e^+ \pi^0$ kaum unterdrückt. Daraus ergibt sich je nach der spezifischen Variante des Modells eine “hypercolor”-Skala Λ_H von 10^7 GeV bis zu 10^{16} GeV. Die Frage der kleinen Massen der Quarks, der Leptonen und der schwachen Bosonen stellt sich daher mit besonderer Deutlichkeit. Darüberhinaus ist nicht klar, warum die weiteren “hypercolor”-Singulettts sich in der Masse von den Standardmodell-Teilchen stark unterscheiden sollten.

Haplon-Modell

Das Haplon-Modell [100] enthält ein Fermion-Paar (α, β) , das als schwaches Isospin-Duplett transformiert und das als Konstituenten der schwachen Vektorbosonen dient. Hinzu kommen zwei Skalare x und y , die für die Unterscheidung von Quarks und Leptonen sorgen. Damit ergibt sich eine Quark-Lepton-Familie wie folgt:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha y \\ \beta y \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha x \\ \beta x \end{pmatrix}. \quad (2.65)$$

Wie im Rishon-Modell sind die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung fundamental. $SU(N)_H$ ist die ungebrochene Eichgruppe der “hypercolor”. Für die $SU(3)_C$ -Darstellungen der Haplonen α, β, x und y gibt es

verschiedene Möglichkeiten, von denen die einfachsten in Tabelle 2.1 zusammengefaßt sind.

Haplon	Spin	el. Ladung	“hypercolor”	“color 1”	“color 2”	“color 3”
α	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	\mathbf{N}	$\mathbf{1}$	$\mathbf{3}$	$\bar{\mathbf{3}}$
β	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	\mathbf{N}	$\mathbf{1}$	$\mathbf{3}$	$\bar{\mathbf{3}}$
x	0	$\frac{1}{6}$	$\bar{\mathbf{N}}$	$\mathbf{3}$	$\mathbf{1}$	$\bar{\mathbf{3}}$
y	0	$-\frac{1}{2}$	$\bar{\mathbf{N}}$	$\mathbf{1}$	$\bar{\mathbf{3}}$	$\mathbf{3}$

Tabelle 2.1: Mögliche Quantenzahlzuordnungen im Haplon-Modell

Das schwache Isospin-Triplett von “hypercolor”- und “color”-Singulett kann mit den schwachen Vektorbosonen identifiziert werden:

$$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^3 \\ W^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha\bar{\beta} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha\bar{\alpha} - \beta\bar{\beta}) \\ \bar{\alpha}\beta \end{pmatrix}. \quad (2.66)$$

Der Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha\bar{\alpha} + \beta\bar{\beta})$ kann als Higgsboson fungieren. Die Haplonen α und β sind wie in Tab. 2.1 zu sehen nicht unbedingt $SU(3)_C$ -Singulett. Man kann daher die Existenz von Farbkett-Partnern der W- und Z-Bosonen erwarten, wie auch exotische Quarks und Leptonen in nichttrivialen $SU(3)_C$ -Darstellungen.

Das Hauptproblem des Haplon-Modells besteht darin, daß es die Existenz fundamentaler Skalare voraussetzt. Diese sind aber mit den gleichen theoretischen Schwierigkeiten behaftet wie das Higgs-Boson im Standardmodell – insbesondere müssen die als masselos vorausgesetzten Haplonen gegen Strahlungskorrekturen geschützt werden. Auch in diesem Zusammenhang wurde wie schon in den “technicolor”-Theorien als Lösung diskutiert, die skalaren Haplonen als gebundene Fermion-Antifermion-Paare mit einer eigenen Substrukturskala anzusehen.

Massenspektren und Demokratische Massenmatrizen

Während ein vollständig gelöstes Substrukturmodell – wie eingangs des Abschnitts betont – viele der offenen Fragen des Standardmodells möglicherweise beantworten könnte, ist man nach dem gegenwärtigen Stand der Forschung

noch weit davon entfernt, Theorien mit einer starken Bindung, wie sie in Substrukturmodellen vorausgesetzt wird, tatsächlich lösen zu können. Aber auch aus qualitativer Sicht weisen diese Modelle eine Reihe von Schwierigkeiten auf.

Um Massen für die Quarks und Leptonen zu erhalten, die klein sind auf der Substrukturskala, versucht man zunächst masselose Fermionen zu konstruieren. Um nun aber zu massiven Fermionen überzugehen, sind genau wie im Fall der Pionmassen explizite Massenterme für die Konstituenten erforderlich. Für diese Massenterme stellt sich natürlich die Frage nach ihrer Erzeugung prinzipiell in der gleichen Weise, wie sie sich schon für das ursprüngliche Massenproblem gestellt hat. Damit wäre das Massenproblem um eine Substrukturebene verschoben, wenngleich es eventuell in dem neuen theoretischen Rahmen einfacher zu lösen sein könnte.

In den beiden vorgestellten Beispielen wurde gezeigt, wie sich die Fermionen der ersten Familie aufbauen lassen. In fast allen Modellen besteht das Problem zu erklären, wie sich die weiteren Familien generieren lassen. Modellunabhängig werden die folgenden Mechanismen hierfür erwogen: Die schwereren Familien könnten einfach die angeregten Zustände der ersten Familie sein. Gegen diesen Mechanismus spricht die Erwartung, daß die angeregten Zustände dann Massen von der Größenordnung der Substrukturskala haben sollten. In einer Variation dieses Mechanismus enthalten die angeregten Zustände zusätzliche Konstituenten – etwa Teilchen-Antiteilchen-Paare der Konstituenten der ersten Familie. Schließlich besteht die Möglichkeit, einem der Konstituententeilchen einen Familienindex hinzuzufügen.

Einerseits belegen diese Mechanismen, daß es ohne weiteres möglich ist, qualitativ die Entstehung zusätzlicher Familien zu erklären. Andererseits gibt es wenig quantitative Einsichten in das jeweils zu erwartende Spektrum – also die Zahl der Familien, das Massenspektrum und die Übergangswahrscheinlichkeiten. Desweiteren muß man annehmen, daß das gesamte Anregungsspektrum in den meisten Fällen Zustände enthält, deren Quantenzahlen nicht mit denen der Teilchen des Standardmodells übereinstimmen. Die Beobachtung bestimmter solcher exotischer Zustände würde daher sehr gute Hinweise auf das zugrundeliegende Substrukturmodell zu liefern. Es erfordert aber auch eine Erklärung, warum nur die Standardmodell-Teilchen leicht sind.

Motivation für die Beschäftigung mit Substrukturmodellen in dieser Arbeit war die in Abschnitt 2.4 ausgeführte Beobachtung, daß demokratische Massenmatrizen erstens ein exzellenter Ausgangspunkt für die Beschreibung des Fermionmassenspektrums sind und zweitens in anderen physikalischen Situationen das Auftreten von demokratischen Matrizen stets mit einer Substruktur des betrachteten Systems einhergeht. Zu Beginn dieser Arbeit habe ich eine ausführliche Literaturrecherche durchgeführt. Auch im weiteren Ver-

lauf meiner Arbeit habe ich die neuerscheinenden Artikel in den führenden Zeitschriften kontinuierlich gesichtet. Ziel dieser Literaturbeobachtungen war es, die in der Literatur diskutierten Substrukturmodelle hinsichtlich der Vorhersage einer demokratischen Massenstruktur zu überprüfen.

Als Ergebnis möchte ich festhalten, daß ein direkter Zusammenhang zwischen spezifischen Substrukturmodellen und demokratischen Massenmatrizen nicht nachgewiesen werden konnte. Wenngleich demokratische Massenmatrizen in Substrukturmodellen auftreten [101], ergab sich kein eindeutiger Hinweis auf eine bevorzugte Struktur der Symmetriebrechung in solchen Modellen. Daraus läßt sich aber nicht ableiten, daß ein solcher Zusammenhang prinzipiell ausgeschlossen werden kann. Vielmehr zeigt sich hierin die allgemeinere Schwierigkeit im Verständnis der Dynamik von stark bindenden Systemen, zu denen auch die Substrukturmodelle zählen.

Weil ich kein spezifisches Substrukturmodell identifizieren konnte, habe ich die phänomenologischen Konsequenzen einer möglichen Quark- und Lepton-Substruktur modellunabhängig durch Betrachtung von Formfaktorsansätzen untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im nachfolgenden Kapitel 3 vorgestellt.

Kapitel 3

Phänomenologische Konsequenzen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Phänomenologie von Substrukturmodellen, die auf der Grundlage von Formfaktoransätzen ausgewertet wird. In Abschnitt 3.1 geht es zunächst allgemein um das Auftreten von Formfaktoren in der Beschreibung zusammengesetzter Teilchen. Dann wird auf einen möglichen Zusammenhang zwischen dem Massenerzeugungsmechanismus und dem Auftreten von anomalen, magnetischen Dipolmomenten hingewiesen, die auch “flavor”-Übergänge induzieren können. In den übrigen Abschnitten wird dieser Zusammenhang näher ausgeführt und auf die vier Gruppen von Fermionen gleicher elektrischer Ladung angewendet. Unterabschnitt 3.2.1 behandelt die geladenen Leptonen und diskutiert das potentielle Auftreten von “flavor”-verletzenden Strahlungszerfällen und “lepton flavor”-Verletzung in der Streuung vor dem Hintergrund der aktuellen Messungen des anomalen magnetischen Dipolmoments des Myons im Experiment E821 in Brookhaven. Neutrinos werden in Unterabschnitt 3.2.2 angesprochen. Unterabschnitt 3.2.3 widmet sich kurz den Quarks vom “down”-Typ. Aufgrund seiner hohen Masse und seiner entsprechend starken Kopplung an den massenerzeugenden Sektor ist das “top”-Quark von besonderem Interesse. Die Möglichkeit der Erzeugung einzelner t-Quarks bei LEP II und HERA wird in Unterabschnitt 3.2.4 untersucht. In den Unterabschnitten 3.2.1 und 3.2.4 finden sich die neuen, eigenständigen Resultate [102, 103, 104], die den Kern dieses Kapitels bilden.

3.1 Allgemeine Formfaktoransätze

Aufgrund der im vorangegangenen Kapitel angestellten Überlegungen insbesondere in Abschnitt 2.4 liegt es nahe, die Existenz einer Substruktur der Quarks und Leptonen in Betracht zu ziehen. Es läßt sich aber, wie in Abschnitt 2.5 erläutert, kein überzeugender Kandidat für ein spezifisches Substrukturmodell jenseits des Standardmodells auszeichnen. Daher ist es erforderlich, die phänomenologischen Konsequenzen einer Substrukturhypothese modellunabhängig auf der Grundlage von Formfaktoren und effektiven Operatoren zu untersuchen.

Wenn die Quarks und Leptonen eine Substruktur aufweisen, sie also nicht mehr als punktförmig anzunehmen sind, besitzen sie stattdessen eine räumliche Ausdehnung, die sich rein phänomenologisch durch Formfaktoren parametrisieren läßt. Entsprechend wird ein Formfaktor $F^2(q^2)$ für eine bestimmte Streureaktion definiert als die Abweichung des gemessenen differentiellen Streuquerschnitts von dem für punktförmig angenommene Streupartner in erster Bornscher Näherung theoretisch berechneten:

$$F^2(q^2) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)^{\text{exp}}}{\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)^{\text{Born}}}, \quad (3.1)$$

wobei q^2 den Impulsübertrag bei der Streuung bezeichnet. Dieser Ansatz läßt sich für jede Reaktion und jede Wechselwirkung und je zwei Streupartner aufstellen. Der Formfaktor subsummiert in diesem Ansatz den Einfluß der räumlichen Ausdehnung beider Streupartner. Wenn einer der Partner als hinreichend punktförmig angesehen werden kann – wie etwa in der Elektron-Nukleon-Streuung – wird der Formfaktor ganz dem zweiten Partner zugeschrieben. In diesem Fall und in nichtrelativistischer Näherung kann der Formfaktor dann über eine Fouriertransformation mit einer Ladungsdichteverteilung in Verbindung gebracht werden:

$$F(q^2) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r}. \quad (3.2)$$

Geht man von einer radialsymmetrischen Verteilung aus, so kann der Formfaktor nach q^2 in eine Reihe entwickelt werden, deren erster nichttrivialer Term den mittleren quadratischen Ladungsradius beinhaltet:

$$\langle r^2 \rangle \sim \left[\frac{dF(q^2)}{dq^2} \right]_{q^2=0}. \quad (3.3)$$

In Tabelle 3.1 sind Beispiele für typische Ladungsverteilungen zusammengefaßt [105].

Ladungsverteilung $\rho(r)$		Formfaktor $F(q^2)$	
Punktförmig	$\delta(\vec{r} - \vec{r}')$	Const.	1
Yukawa	$\frac{\Lambda^2}{4\pi r} e^{-\Lambda r}$	Einf. Pol	$\frac{1}{1 + \frac{q^2}{\Lambda^2}}$
Exponentiell	$\frac{\Lambda^3}{8\pi} e^{-\Lambda r}$	Dipol	$\frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{\Lambda^2}\right)^2}$
Gauß	$\frac{\Lambda^3}{(2\pi)^{3/2}} e^{-(\Lambda^2 r^2/2)}$	Gauß	$e^{-(q^2/2\Lambda^2)}$

Tabelle 3.1: Formfaktoren und Ladungsverteilungen

Im Rahmen der vollen Quantenfeldtheorie treten die Formfaktoren in den Vertexoperatoren auf, die die Wechselwirkung der beiden Streupartner beschreiben. Unter Ausnutzung der Lorentz-Kovarianz und der Hermitizität läßt sich etwa für das Matrixelement der Kopplung eines Fermions der Masse m an einen erhaltenen Strom j^μ folgende allgemeine Zerlegung zeigen [106]:

$$\langle p', \beta | j^\mu(x) | p, \alpha \rangle = e^{-i(p-p') \cdot x} \bar{u}^{(\beta)}(p') \left[\gamma^\mu F_1(q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2m} F_2(q^2) + \gamma^5 \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2m} F_3(q^2) \right] u^{(\alpha)}(p). \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnen α und β die Spinindices des Spinors u . Für die Impulse gilt $q = p' - p$ und $p^2 = p'^2 = m^2$. Die drei reell-wertigen Formfaktoren $F_i(q^2)$ schließlich sind Funktionen des Impulsübertrags. Wenn j^μ den elektromagnetischen Strom darstellt, lassen sich im nichtrelativistischen Limes die folgenden Korrespondenzen ableiten: $eF_1(0)$ entspricht der elektrischen Ladung des betrachteten Fermions, $\frac{e}{2m}(F_1(0) + F_2(0))$ dem magnetischen Moment μ mit der nichtrelativistischen Kopplung $\mu \vec{\sigma} \cdot \vec{B}$ und $\frac{e}{2m} F_3(0)$ einem elektrischen Dipolmoment mit der nichtrelativistischen Kopplung $d \vec{\sigma} \cdot \vec{E}$. Aus der Annahme von Paritätserhaltung folgt $F_3(q^2) \equiv 0$. Ein nichtverschwindendes elektrisches Dipolmoment würde darüberhinaus die CP-Invarianz verletzen. In der weiteren Diskussion wird die q^2 -Abhängigkeit aller Formfaktoren nicht mehr explizit ausgeschrieben und für die numerische Auswertung der Formeln nicht berücksichtigt.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 betont, hat ein Fermionmassenterm die Struktur $\bar{f}f = \bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L$. Man erkennt also, daß durch die Massenterme linkshändige Fermionfelder f_L mit rechtshändigen Feldern f_R verbunden

werden. Dies ist eine Besonderheit des masseerzeugenden Sektors, da alle Eichwechselwirkungen des Standardmodells die Chiralität der beteiligten Fermionen unverändert lassen. Im Rahmen des Standardmodells kommen die Massenterme durch die Wechselwirkung mit dem Higgsfeld zustande. In einer dynamischen Theorie der Massenerzeugung, wie sie durch die in Abschnitt 2.5 diskutierten Substrukturmodelle gegeben ist, erwartet man nun neben den Massentermen weitere effektive Wechselwirkungen zwischen den Fermionen und den Eichbosonen, die eine den Massentermen ähnliche chirale Struktur zeigen. Der Term niedrigster Dimension, der links- und rechtshändige Felder verbindet, ist gegeben durch $\text{const.} \cdot \bar{f}_L \sigma_{\mu\nu} f_R F^{\mu\nu}$, wobei $F^{\mu\nu}$ generisch für ein beliebiges Eichfeld steht. Die Existenz solcher Terme, wenn sie sich im Experiment bestätigen lassen könnte, wäre ein klarer Hinweis auf neue Wechselwirkungen jenseits des Standardmodells.

Man kann nun die Massenerzeugung als eine Kaskade von Symmetriebrechungen chiraler Symmetrien betrachten und dabei zunächst von den Massenmatrizen nach den Gln. (2.49, 2.51) ausgehen. In diesem ‘‘Rang-Eins-Limes’’ sind nur Terme mit Fermionen der dritten Familie vorhanden $\bar{f}_{3L} \sigma_{\mu\nu} f_{3R} F^{\mu\nu} (+h.c.)$. Diagonale Terme mit Fermionen der zweiten Familie wie $\bar{f}_{2L} \sigma_{\mu\nu} f_{2R} F^{\mu\nu}$ oder ‘‘flavor’’-verändernde Terme wie $\bar{f}_{2L} \sigma_{\mu\nu} f_{3R} F^{\mu\nu}$ würden die chirale Symmetry $SU(2)_L \times SU(2)_R$ verletzen, die in diesem Grenzfall gilt. Man erwartet nun die Terme des anomalen magnetischen Moments in Analogie zum Massenterm wie folgt:

$$\frac{e}{2\Lambda} \cdot \left(\frac{m_{i0}}{3\Lambda} \right) \bar{f}_L \sigma_{\mu\nu} N f_R F^{\mu\nu} + h.c. \quad (3.5)$$

Der Index i steht dabei für $i = U, D, l$ mit $m_{U0} \cong m_t$, $m_{D0} \cong m_b$ und $m_{l0} \cong m_\tau$. Der Skalenparameter Λ beschreibt die typische Energieskala, die man für die zugrundeliegende Substrukturdynamik erwartet. Die Matrix im ‘‘flavor’’-Raum ist wie die Massenmatrix in diesem Limes gegeben durch:

$$N = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Man erkennt, daß nach der Diagonalisierung der Massenmatrix auch der Term in Gl. 3.5 Diagonalform annimmt, d.h. in diesem Grenzfall haben nur die Fermionen der dritten Familie ein anomales magnetisches Moment, ‘‘flavor’’-verletzende Terme treten nicht auf.

Sobald nun diese Symmetrie gebrochen wird und die Massen der Fermionen der zweiten Familie eingeführt werden, tauchen auch effektive Übergänge zwischen der zweiten und dritten Familie auf. Nach der Diagonalisierung

der Massenmatrizen, d.h. nachdem durch geeignete Basiswahl sichergestellt ist, daß keine “flavor”-verletzenden Massenterme auftreten, erhält man i.A. “flavor”-Mischung zwischen der zweiten und dritten Familie im schwachen geladenen Strom. Es gibt aber keinen Grund, warum gleichzeitig auch die “flavor”-verletzenden Terme, die potentiell in Gl. 3.5 enthalten sind, durch die Diagonalisierung der Massenmatrizen verschwinden sollten. Man erwartet also Terme der Art $\bar{c}_L \sigma_{\mu\nu} t_R F^{\mu\nu}$, $\bar{s}_L \sigma_{\mu\nu} b_R F^{\mu\nu}$ bzw. $\bar{\mu}_L \sigma_{\mu\nu} \tau_R F^{\mu\nu}$. Solche Operatoren werden auch im Standardmodell als effektive Wechselwirkungen in höherer Ordnung Störungstheorie generiert, sind aber generell zu klein, um experimentell beobachtbare Effekte zu erzeugen. (Für eine spezielle Diskussion im Fall des tc -Übergangs s. [107].)

3.2 Anomale Dipolmomente der Fermionen

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten allgemeineren Überlegungen zu Formfaktoren und anomalen Dipolmomenten werden in den folgenden Unterabschnitten der Reihe nach auf die geladenen Leptonen, die Neutrinos, die Quarks vom “down”-Typ und die Quarks vom “up”-Typ angewendet und konkretisiert. Trotz der großen formalen Ähnlichkeit der zugrundeliegenden Ideen und der expliziten Rechnungen unterscheidet sich die Phänomenologie für die genannten vier Gruppen von Fermionen erheblich, so daß eine Diskussion in separaten Unterabschnitten angemessen ist. Neben den anomalen Dipolmomenten werden in dieser Arbeit keine weiteren effektiven Operatoren diskutiert.

3.2.1 Die geladenen Leptonen

Unter den Fermionen mit elektrischer Ladung zeichnen sich die geladenen Leptonen dadurch aus, daß sie im Gegensatz zu den Quarks als freie Teilchen vorkommen. Dies hatte schon bei der Bestimmung der Fermionmassen – wie in Abschnitt 2.2 dargestellt – zur Folge, daß die Massen der geladenen Leptonen mit der größten Genauigkeit unter allen Fermionen bekannt sind. Gleiches zeigt sich nun wieder bei der Bestimmung möglicher Dipolmomente. Hier eignen sich insbesondere Elektron und Myon zu Experimenten höchster Präzision. Darin wird gleichzeitig auch die Sonderrolle des Myons sichtbar, das als das leichteste geladene Fermion der zweiten Familie eine vergleichsweise lange Lebensdauer von $\tau(\mu) \simeq 2.2 \times 10^{-6}$ s aufweist. (Vgl. $\tau(K^\pm) \simeq 1.2 \times 10^{-8}$ s bzw. $\tau(D^\pm) \simeq 1.1 \times 10^{-12}$ s.) Dadurch werden Experimente möglich, die sonst nur mit den stabilen Elektronen oder Protonen machbar sind – wie etwa die Speicherung in Beschleunigerringen oder die Ver-

wendung als Myon-Strahlen in Streuexperimenten.¹ Andererseits stellt das Myon eine Brücke zur dritten Familie dar, wenn man von den Überlegungen in Abschnitt 3.1 ausgeht, daß mögliche anomale “flavor”-Übergänge zwischen der zweiten und dritten Familie mit dem Massenerzeugungsmechanismus in Zusammenhang stehen und dementsprechend die größte Wahrscheinlichkeit haben.

Eine erste Schranke für die Skala, auf der solche neuen Effekte auftreten könnten, bestimmt man aber aus der Präzisionsmessung des anomalen magnetischen Moments des Myons a_μ . Für diese Größe gibt es sowohl sehr genaue theoretische Vorhersagen im Rahmen des Standardmodells [108] als auch seit längerer Zeit genaue Messungen [109]. Die Genauigkeit dieser Messungen konnte durch neue Experimente in Brookhaven zuletzt deutlich gesteigert werden und weitere Verbesserungen werden in den nächsten Jahren von diesem Experiment noch erwartet. Durch die neueste Messung [110] hat sich der kombinierte Fehler um einen Faktor drei reduziert. Der Weltmittelwert der Meßergebnisse des anomalen magnetischen Moments beträgt:

$$a_\mu^{\text{exp}} = 11659203(15) \times 10^{-10}. \quad (3.7)$$

Dieser Wert wird von der aktuellsten Messung [110] dominiert, wobei die verschiedenen Meßwerte untereinander gut übereinstimmen.

Für diese Größe existiert ebenfalls eine sehr genaue Standardmodell-Vorhersage, die QED-Beiträge bis zur Ordnung α^5 berücksichtigt und elektroschwache Beiträge bis zur 2-Schleifen-Ordnung. QCD-Korrekturen fließen durch virtuelle hadronische Beiträge zum Photonpropagator ein. Der derzeit genaueste Wert [108] ist:

$$a_\mu^{\text{theor}} = 11659159.6(6.7) \times 10^{-10}. \quad (3.8)$$

Das Meßergebnis liegt damit geringfügig über der Standardmodell-Vorhersage. Die Abweichung $\delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{theor}}$ beträgt:

$$\delta a_\mu = (43 \pm 16) \times 10^{-10} \quad (3.9)$$

oder bezogen auf den Fehler 2.6σ . Es gibt nun prinzipiell drei verschiedene Erklärungsmöglichkeiten für die beobachtete Abweichung. Es wäre erstens möglich, daß es keine Diskrepanz zwischen Theorie (Standardmodell) und Experiment gibt und die Abweichung eine rein statistische Fluktuation darstellt. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Fluktuation liegt bei 1%. Durch

¹Es sei aber darauf hingewiesen, daß auch mit Kaon- und Hyperon-Strahlen experimentiert wird. Da das “strange”-Quark hierbei – wie alle Quarks – nur gebunden vorliegt, wird nicht die gleiche Genauigkeit wie in Experimenten mit Myonen erreicht.

die Analyse der bereits jetzt aufgezeichneten neuen Daten wird der experimentelle Fehler voraussichtlich um einen Faktor zwei reduziert werden. Damit würde sich die statistische Signifikanz deutlich erhöhen, falls der Zentralwert der Messung durch die neuen Daten im Wesentlichen unverändert bliebe. Zweitens ist denkbar, daß sich die Standardmodell-Vorhersage verschieben könnte bei gleichzeitiger Reduktion ihrer Unsicherheit. Der Fehler der theoretischen Vorhersage wird durch die QCD-Korrekturen dominiert. Bei der Berechnung dieser hadronischen Beiträge fließen der gemessene Wirkungsquerschnitt der Hadronproduktion in der e^+e^- -Vernichtung und die gemessene hadronische Zerfallsbreite des τ -Leptons ein. Zusätzliche neuere Daten sind bislang noch nicht in die Auswertung des hadronischen Beitrags zu a_μ einbezogen.

Sollten die Verbesserungen von Vorhersage und Experiment, die statistische Signifikanz der Abweichung auf mehr als 5σ erhöhen, so bliebe drittens die Schlußfolgerung, daß das anomale magnetische Moment des Myons vom Standardmodell nicht vollständig adäquat beschrieben werden kann und sich in der Messung von a_μ erstmals neue Physik jenseits des Standardmodells zeigt.

Derartige neue Physik, die eine Abweichung von den Vorhersagen des Standardmodells in der beobachteten Weise erwarten lassen würde, könnte genau in einer Substruktur der Fermionen bestehen, mit Auswirkungen wie sie bereits in Abschnitt 3.1 in allgemeiner Form beschrieben wurden.² Spezifisch für das Myon läßt sich ein zusätzlicher Beitrag zum anomalen magnetischen Moment wie folgt schreiben:

$$\mathcal{L}^{eff} = \frac{e}{2\Lambda} \bar{\mu} (C + D\gamma_5) \sigma_{\mu\nu} \mu F^{\mu\nu}, \quad (3.10)$$

wobei μ das Myon-Feld, $F^{\mu\nu}$ die elektromagnetische Feldstärke und Λ die Substrukturskala bezeichnen. C und D sind die Formfaktoren und werden als Konstanten von der Größenordnung eins angesehen. Entsprechend der allgemeinen Diskussion der chiralen Struktur dieses Terms und der Analogie zur Struktur des Massenterms (vgl. Abschnitt 3.1) wird auch hier ein zusätzlichen Unterdrückungsfaktor $\frac{m_\mu}{\Lambda}$ erwartet:

$$\mathcal{L}^{eff} = \frac{e}{2\Lambda} \frac{m_\mu}{\Lambda} \bar{\mu} (C + D\gamma_5) \sigma_{\mu\nu} \mu F^{\mu\nu}, \quad (3.11)$$

Unter der Annahme $C = 1$ und unter Berücksichtigung, daß der paritätsverletzende γ_5 -Term nicht zum anomalen magnetischen Moment beiträgt, folgt

²Darüberhinaus sind weitere Erklärungsansätze bekannt: anomale Kopplungen des W-Bosons sowie Vertexkorrekturen aufgrund neuer Teilchen, die beispielsweise in supersymmetrischen Theorien vorhergesagt werden.

für den zusätzlichen Beitrag zu a_μ aufgrund einer Substruktur:

$$\delta a_\mu \propto \left(\frac{m_\mu}{\Lambda} \right)^2. \quad (3.12)$$

Wenn man die beobachtete Abweichung ganz einer Myonsubstruktur zuschreibt, übersetzt sich somit Gl. (3.9) in ein Intervall für die zu erwartende Substrukturskala Λ [111]:

$$1.22 \text{ TeV} < \Lambda < 3.19 \text{ TeV}. \quad (3.13)$$

Erweitert man nun die Diskussion auf den “flavor”-Raum (e, μ, τ) und berücksichtigt, daß im Allgemeinen nicht zu erwarten ist, daß die Diagonalisierung des Leptonmassenterms auch gleichzeitig zu einer Diagonalisierung der Matrix der magnetischen Momente führt, dann gelangt man zu einem Term der Struktur [102]:

$$\mathcal{L}^{eff} = \frac{e}{2\Lambda} \frac{m_\tau}{\Lambda} \bar{\psi} \tilde{M} (C + D\gamma_5) \sigma_{\mu\nu} \psi F^{\mu\nu}. \quad (3.14)$$

mit $\bar{\psi} = (\bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau})$. Die Matrix \tilde{M} enthält demnach auch nicht-verschwindende Nicht-Diagonal-Elemente, die “lepton flavor”-Übergänge induzieren, die im Standardmodell verboten sind.

Auch diese “flavor”-verletzenden Terme müssen mit der chiralen Symmetrie verträglich sein. Das bedeutet zum einen, daß jeder “lepton flavor” l im Limes $m_l \rightarrow 0$ von den “flavor”-Übergängen entkoppelt; so muß z. B. der μ - e -Übergang für $m_e \rightarrow 0$ verschwinden. Da die “flavor”-verletzenden Effekte zum anderen wesentlich durch die Substruktur bedingt sind, müssen die “flavor”-Übergänge im Limes $\Lambda \rightarrow \infty$ ebenfalls verschwinden. In dem einfachsten Ansatz, der diese Bedingungen respektiert, sind die Übergänge zwischen “lepton flavor” i und j proportional zu $\sqrt{m_i \cdot m_j}/\Lambda$. Dieser Ausdruck verschwindet mit m_i und m_j sowie für $\Lambda \rightarrow \infty$. Damit hat die Matrix \tilde{M} die allgemeine Form:

$$\tilde{M} = \begin{pmatrix} \frac{m_e}{m_\tau} & C_{e\mu} \frac{\sqrt{m_e m_\mu}}{\Lambda} & C_{e\tau} \frac{\sqrt{m_e m_\tau}}{\Lambda} \\ C_{e\mu} \frac{\sqrt{m_e m_\mu}}{\Lambda} & \frac{m_\mu}{m_\tau} & C_{\mu\tau} \frac{\sqrt{m_\mu m_\tau}}{\Lambda} \\ C_{e\tau} \frac{\sqrt{m_e m_\tau}}{\Lambda} & C_{\mu\tau} \frac{\sqrt{m_\mu m_\tau}}{\Lambda} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Die Größen C_{ij} sind Konstanten der Größenordnung eins, die von den Details der Substrukturdynamik abhängen. Im allgemeinsten Fall können zwei unterschiedliche Matrizen für den paritätserhaltenden Term und den paritätsverletzenden γ_5 -Term auftreten. Da es hier aber nur um eine Abschätzung der Größenordnung gehen soll, genügt es den einfacheren Fall mit nur einer gemeinsamen Matrix zu betrachten.

In den folgenden beiden Absätzen werden die phänomenologischen Konsequenzen dieser neuen “flavor”-verletzenden Terme vorgestellt und zwar zum einen für mögliche Strahlungszерfälle der geladenen Leptonen und zum anderen in der Elektron-Positron-Vernichtung.

Strahlungs-Zerfälle

Durch die Übergangsmomente aus Gln. (3.14, 3.15) werden die Strahlungszерfälle $\mu \rightarrow e\gamma$, $\tau \rightarrow \mu\gamma$ und $\tau \rightarrow e\gamma$ möglich. Die Zerfallsbreiten ergeben sich unmittelbar zu [102]:

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) = e^2 \frac{m_\mu}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{m_\mu m_e}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\mu}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right)^2, \quad (3.16)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow \mu\gamma) = e^2 \frac{m_\tau}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{m_\tau m_\mu}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right)^2, \quad (3.17)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow e\gamma) = e^2 \frac{m_\tau}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{m_\tau m_e}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right)^2. \quad (3.18)$$

Daraus folgen die entsprechenden Verzweungsverhältnisse:

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \approx 2.8 \times 10^{-10}, \quad (3.19)$$

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) \approx 6.1 \times 10^{-10}, \quad (3.20)$$

$$\text{Br}(\tau \rightarrow e\gamma) \approx 3.0 \times 10^{-12}, \quad (3.21)$$

wenn man vom zentralen Wert für Λ in Gl. (3.13) ausgeht. Dem Intervall für Λ entspricht ein Intervall der Verzweungsverhältnisse:

$$1.5 \times 10^{-9} > \text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) > 4.6 \times 10^{-12}, \quad (3.22)$$

$$3.3 \times 10^{-9} > \text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) > 1.0 \times 10^{-11}, \quad (3.23)$$

$$1.6 \times 10^{-11} > \text{Br}(\tau \rightarrow e\gamma) > 5.0 \times 10^{-14}, \quad (3.24)$$

Die Obergrenzen der Verzweungsverhältnisse aufgrund der Nichtbeobachtung dieser Zerfälle sind [112]:

$$\text{Br}^{\text{exp}}(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.2 \times 10^{-11}, \quad (3.25)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 2.7 \times 10^{-6}, \quad (3.26)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(\tau \rightarrow e\gamma) < 1.1 \times 10^{-6}, \quad (3.27)$$

Für den Zerfall $\mu \rightarrow e\gamma$ ist somit der obere Bereich des Verzweungsverhältnisses bereits experimentell ausgeschlossen. Bei einem Experiment das gegenwärtig am Paul Scherrer Institut geplant wird, soll eine Empfindlichkeit

bis zu einem Verzweigungsverhältnis von 10^{-14} erreicht werden [113]. Damit ist eine experimentelle Überprüfung der Abschätzungen in Gl. (3.19) und Gl. (3.22) absehbar. Sollte der Zerfall $\mu \rightarrow e\gamma$ in der hier erwarteten Häufigkeit gefunden werden, ließen sich daraus wichtige weitere Schlüsse über die innere Struktur der Quarks und Leptonen ableiten. Das erwartete Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tau \rightarrow \mu\gamma$ liegt um vier Größenordnungen unter der gegenwärtigen experimentellen Schranke, so daß in diesem Fall eine experimentelle Bestätigung auf absehbare Zeit nicht erfolgen kann. Der Zerfall $\tau \rightarrow e\gamma$ ist erwartungsgemäß gegenüber $\tau \rightarrow \mu\gamma$ um weitere etwa zwei Größenordnungen unterdrückt. Dessen Beobachtung ist deshalb noch weniger wahrscheinlich.

Elektron-Positron-Vernichtung

Die Übergangsmomente nach Gln. (3.14, 3.15) induzieren neben den eben diskutierten Zerfällen auch solche Reaktionen in der e^+e^- -Vernichtung wie z.B. $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\tau^-, \mu^-\tau^+$, die die Lepton-Familien-Zahl verletzen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß berechnet sich zu:

$$\sigma = \frac{e^4}{8\pi\Lambda^2} \left(\frac{\sqrt{m_\mu m_\tau}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right)^2. \quad (3.28)$$

Die obige Gl. (3.28) zeigt keine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie s des Prozesses. Dies ist aber nur richtig insoweit die zugrundeliegenden Näherungen gültig sind. Zum einen gilt die Formel nur für Energien weit oberhalb der Schwelle für die μ - τ -Erzeugung von etwa 2 GeV, so daß – wie geschehen – etwaige Schwellenfaktoren, die von s abhängen, näherungsweise gleich eins gesetzt werden dürfen. Zum anderen wurde $s \ll \Lambda$ angenommen, so daß sich die Effekte der Substruktur auf die hier diskutierten anomalen Operatoren beschränken. Für Energien von der Größe der Substrukturskala erwartet man, daß völlig neue Freiheitsgrade auftreten und dadurch die Beschreibung mit effektiven Operatoren zusammenbricht.

Für den mittleren Wert von $\Lambda = 1.62$ TeV entsprechend Gl. (3.13) ergibt sich ein Wert von

$$\sigma = 4 \cdot 10^{-5} \text{ fb}. \quad (3.29)$$

Trotz der offensichtlichen Unabhängigkeit von s erwartet man eine höhere Wahrscheinlichkeit für einen solchen “flavor”-verletzenden Prozeß je höher die Schwerpunktsenergie der Reaktion ist. Dies liegt daran, daß die diskutierten Formfaktoren Funktionen des Impulsübertrages q^2 sind und für $q^2 \ll \Lambda$ stark abfallen. Diese Abhängigkeit wurde in den Gleichung nicht explizit ausgeführt. Zum Vergleich eignen sich daher Messungen bei den größten zur

Verfügung stehenden Energien – d.h. beim Beschleuniger LEP-2. Von diesem Experiment liegt eine Analyse der hier diskutierten Reaktion vor [114]. Als Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt wurde dort gemessen

$$\sigma < 64 \text{ fb} \quad (3.30)$$

für $200 \leq \sqrt{s} \leq 209$. Dieser Wert liegt um viele Größenordnungen oberhalb des berechneten Wertes nach Gl. (3.29). Eine Überprüfung dieser Vorhersage erscheint auch an einem künftigen Linearbeschleuniger unwahrscheinlich. Als Richtgröße für die dort zu erwartende integrierte Luminosität wird üblicherweise ein Wert von 500 fb^{-1} genannt, so daß nicht erwartet werden kann, Ereignisse vom diesem Typ beobachten zu können.

Aktuelle Bemerkung

Während der Fertigstellung dieser Arbeit sind eine Reihe von Publikationen erschienen [115], die die Überlegungen und insbesondere die Annahmen dieses Unterabschnittes betreffen. Aufgrund der zitierten Messung des anomalen magnetischen Moments des Myons und der beobachteten Diskrepanz zur Standardmodell-Vorhersage wurde von einem Intervall für eine mögliche Substrukturskala ausgehend argumentiert. In den Publikationen [115] wird auf einen Vorzeichenfehler in den Berechnungen der hadronischen Beiträge zum anomalen magnetischen Moment des Myons hingewiesen. Unter Berücksichtigung des richtigen Vorzeichens verschiebt sich die Standardmodell-Vorhersage, wodurch sich die ohnehin geringe Diskrepanz auf

$$\delta a_\mu = (23.1 \pm 16.9) \times 10^{-10} \quad (3.31)$$

weiter reduziert [116] und somit nur noch eine niedrige statistische Signifikanz aufweist. Von den genannten Möglichkeiten zur Erklärung der Differenz scheint demnach, die Variante einer modifizierten Standardmodell-Vorhersage gegeben zu sein – allerdings nicht aufgrund genauer gemessener Ausgangsgrößen, sondern aufgrund einer Überprüfung und Revision der Rechnungen.

Die hier vorgestellten Überlegungen bleiben prinzipiell als Modell für einen zusätzlichen Beitrag zum anomalen magnetischen Moment des Myons richtig. Gleichwohl ergeben sich Verschiebungen in den berechneten Zahlenwerten für die hypothetische Substrukturskala und die Zerfallsbreiten. Vor einer Revision dieser Größen bietet es sich aber an, zunächst die bereits angesprochenen, erwarteten genaueren Meßergebnisse abzuwarten.

3.2.2 Die neutralen Leptonen

Die Frage nach der möglichen Existenz magnetischer und auch elektrischer Dipolmomente der Neutrinos ist besonders interessant wegen der vielfältigen phänomenologischen Implikationen, die selbst sehr kleine Momente in der Astrophysik und Kosmologie hätten. Gleichzeitig ist die theoretische Beschreibung aber auch komplizierter als bei den geladenen Fermionen, da Neutrinos als Dirac- oder als Majorana-Neutrinos beschrieben werden können und je nachdem teilweise unterschiedliche Eigenschaften aufweisen. In diesem Unterabschnitt sind verschiedene Aussagen zu Neutrinos mit magnetischem Moment aus der Literatur zusammengestellt. Es werden keine eigenen Rechnungen präsentiert.

Im Rahmen des Standardmodells werden die Neutrinos als masselose Dirac-Fermionen aufgefaßt. Da die Dipolmomente linear mit der Masse skalieren bedeutet dies, daß sowohl elektrisches als auch magnetisches Dipolmoment verschwinden. Diese Überlegung gilt auch für die Übergangsmomente. Für masselose Neutrinos ist die Unterscheidung zwischen Dirac- und Majorana-Darstellung streng genommen bedeutungslos, da die beiden Darstellungen in diesem Fall mathematisch äquivalent sind. Insofern gelten obige Aussagen über die Momente masseloser Dirac-Neutrinos unverändert auch für Majorana-Neutrinos. Darüberhinaus haben auch massive Majorana-Neutrinos stets ein verschwindendes elektrisches und magnetisches Dipolmoment aufgrund der CPT-Invarianz, da Majorana-Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind. Trotz der mathematischen Äquivalenz im masselosen Fall sei auf die Beobachtung von Kayser hingewiesen [117], der gezeigt hat, daß sich die elektromagnetischen Eigenschaften selbst masseloser Dirac- und Majorana-Neutrinos stark unterscheiden, falls es rechtshändige Ströme gibt!

Die Aussagen des vorangegangenen Absatzes gelten für Neutrinos im feldfreien Vakuum. Selbst im Rahmen des Standardmodells weisen Neutrinos ein magnetisches Moment auf, wenn sie sich in äußeren Magnetfeldern bewegen. Dieses wird induziert durch die Polarisierung der geladenen Teilchen, in die ein Neutrino durch schwache Wechselwirkung virtuell fluktuieren kann. Das Verhalten von Neutrinos in Magnetfeldern wird derzeit intensiv untersucht, da eine genaue Kenntnis darüber entscheidend ist für die Interpretation einer Reihe von Neutrinoexperimenten. Starke Magnetfelder existieren in Neutronensternen und Supernovae, so daß die genaue Art der Wechselwirkung des Magnetfeldes und der Neutrinos deren Entstehung und Entwicklung beeinflussen. Auch für die Beobachtung der zeitlichen Abhängigkeit des Flusses von Sonnenneutrinos ist das Verständnis ihrer Wechselwirkung mit dem Magnetfeld der Sonne und dem Sonnenwind von großer Wichtigkeit. Bewegen sich Neutrinos über kosmologische Distanzen, so können auch kleinste inter-

galaktische Magnetfelder deren Ausbreitung entscheidend beeinflussen.

Die Phänomenologie der Neutrinos wird deutlich reicher und vielfältiger, wenn man die verschiedenen Theorien jenseits des Standardmodells und ihre unterschiedlichen Vorhersagen zu den magnetischen Momenten der Neutrinos in Betracht zieht.

Die erste und einfachste Erweiterung besteht darin, Dirac-Neutrinos mit einer Masse auszustatten. Dazu werden dem Standardmodell rechtshändige Singulett-Neutrinos hinzugefügt, die als rechtshändige Partner für den Dirac-Massenterm benötigt werden. In diesem Fall erwartet man folgendes magnetisches Dipolmoment [118]:

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F}{8\pi^2\sqrt{2}} \cdot m_\nu \quad (3.32)$$

oder in Einheiten des Bohrschen Magnetons $\mu_B = e\hbar/2m_e$, wenn m_ν in der Einheit eV angegeben wird: $\mu_\nu = (3.20 \times 10^{-19})m_\nu\mu_B$. Unter Verwendung der Schranken aus Abschnitt 2.2 erhält man beispielsweise: $\mu_{\nu_e} < (2.3 \times 10^{-18})\mu_B$. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb der Empfindlichkeit gegenwärtiger Experimente. Als experimentelle obere Schranken werden in Ref. [11] die Werte:

$$\begin{aligned} \mu_{\nu_e} &< (1.5 \times 10^{-10})\mu_B \\ \mu_{\nu_\mu} &< (7.4 \times 10^{-10})\mu_B \\ \mu_{\nu_\tau} &< (5.4 \times 10^{-7})\mu_B \end{aligned} \quad (3.33)$$

genannt. Über die Gültigkeit stärkerer Schranken durch den Rückschluß aus astrophysikalischen Beobachtungen herrscht momentan noch kein Konsens [119].

Für Majorana-Neutrinos ist es im Unterschied zu Dirac-Neutrinos nicht auf die gleiche Weise möglich, eine Masse einzuführen, da dies eine Verletzung des schwachen Isospins bedeuten würde. In Ref. [120] wird ein Modell vorgestellt, bei dem das Standardmodell um ein Higgs-Triplett erweitert wird, um Massenterme für die Majorana-Neutrinos zu erzeugen. Es wird dort betont, daß dies nicht die einzige konsistente Vorgehensweise ist und daß die elektromagnetischen Eigenschaften der Majorana-Neutrinos von den Details des jeweiligen Modells abhängen.

Sobald Neutrinos eine Masse und damit ein nichtverschwindendes magnetisches Moment besitzen, sind die verschiedenen Wechselwirkungen mit Photonen denkbar: der Strahlungszzerfall $\nu_j \rightarrow \nu_i\gamma$, und die Photonenaufspaltung $\gamma \rightarrow \nu_i\bar{\nu}_j$, jeweils sofern kinematisch zulässig. Die Indices i und j bezeichnen den Neutrino-“flavor”. Die Reaktionen im Falle $i = j$ sind auch für masselose Neutrinos in Magnetfeldern oder in Materie möglich. Man spricht dann

vom Cherenkov-Prozess bzw. vom Plasmonen-Zerfall. Für die Reaktionen mit $i \neq j$ sind nichtverschwindende Übergangsmomente erforderlich.

Als ein Beispiel sei hier die Zerfallsbreite Γ für den Strahlungszерfall eines massiven Dirac-Neutrinos zitiert [120]:

$$\Gamma \approx \frac{\alpha}{2} \left[\frac{3G_F}{32\pi^2} \right]^2 \left[\frac{m_2^2 - m_1^2}{m_2} \right]^3 (m_2^2 + m_1^2) \left[\sum_a U_{1a} U_{2a} \left(\frac{m_{l_a}}{M_W} \right)^2 \right]^2, \quad (3.34)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante und G_F die Fermi-Konstante bezeichnet; der Index 1 das Neutrino im Endzustand und der Index 2 dasjenige im Ausgangszustand beschreibt. m_{l_a} mit $a = 1, 2, 3$ steht für die Masse des zugehörigen geladenen Leptons und M_W für die Masse des W-Bosons. Die Formel gibt die führende Ordnung in der Näherung $m_{l_a} \ll M_W$. U_{1a} und U_{2a} sind die entsprechenden Elemente der unitären Matrix, die die Masseneigenzustände der Neutrinos mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung verbindet. Für ein τ -Neutrino mit einer Masse von 30 eV würde man nach Gl. 3.34 eine Lebensdauer von der Größenordnung 10^{30} Jahren erwarten.

In Modellen mit einer vierten Fermion-Familie mit Standardmodell-Kopplungen müßte das geladene Lepton nach den aktuellen Messungen eine Masse von über 90 GeV aufweisen [11]. Somit wäre der Faktor m_{l_a}/M_W wenigstens von der Größenordnung eins und die damit zusammenhängende Unterdrückung des betrachteten Strahlungszерfalls würde entfallen. Je nach den Annahmen über die Leptonmischungsmatrix wären in einem solchen Modell Lebensdauern im Größenordnungsbereich von 10^{23} bis 10^{25} Jahren möglich, vgl. [121, 122]. Vergleichbare Größenordnungen könnten sich ergeben, wenn man eine vierte Neutrinofamilie einführt, die aus einem linkshändigem und einem rechtshändigem Singulett-Neutrino ohne ein entsprechendes geladenes Lepton besteht [120, 121]. Auch unter der Annahme einer Substruktur für die Neutrinos würde man naturgemäß deutlich höhere magnetische Momente und Übergangsmomente erwarten als für massive aber punktförmige Neutrinos.

Raffelt hat [123] aus Überlegungen zur Luminosität von roten Riesen eine allgemeine Schranke abgeleitet. Danach gilt:

$$\mu_\nu < 3 \times 10^{-12} \mu_B \quad (3.35)$$

gleichermaßen für diagonale magnetische Momente und Übergangsmomente und unabhängig davon, ob es sich um Dirac- oder Majorana-Neutrinos handelt, solange das betreffende Neutrino leicht genug ist, um von einem roten Riesen emittiert werden zu können, d.h. solange $m_\nu < 5\text{keV}$ gilt. Diese Schranke ist stärker als die in Gl. 3.33 angegebenen Werte, dafür aber

abhängig von den Modellannahmen für die Berechnung der Luminosität roter Riesen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Phänomenologie der Neutrinos mit magnetischem Moment sehr vielfältig und teilweise stark modellabhängig ist. Es muß unterschieden werden, ob die Neutrinos vom Dirac- oder Majorana-Typ sind, ob sie masselos oder massiv sind, ob die Betrachtung im feldfreien Vakuum oder im Magnetfeld erfolgt. Für massive Neutrinos ist weiterhin wichtig, ob reine Dirac-Massenterme oder reine Majorana-Massenterme oder eine Mischform vorliegen sowie ob es CP-Verletzung im Leptonsektor gibt oder nicht. Außerdem muß berücksichtigt werden, ob einzelne Neutrinomassen entartet sind oder nicht. Entsprechend der Vielzahl von Möglichkeiten ist auch die Literatur zum Teil stark fragmentiert und kann hier nicht im Überblick zitiert werden.

Die Frage nach magnetischen Momenten von Neutrinos ist gleichwohl von unmittelbarer Bedeutung für die Interpretation der Indizien für die Existenz von Neutrinooszillationen in der Beobachtung von Sonnenneutrinos, vgl. Abschnitt 2.2. Anstatt die Daten allein durch die Annahme von Oszillationen zu erklären, muß für Neutrinos mit magnetischem Moment auch deren Wechselwirkung mit dem Magnetfeld der Sonne berücksichtigt werden. Die in der Sonne erzeugten linkshändigen Elektron-Neutrinos ν_{eL} könnten dann durch ein diagonales magnetisches Moment einen Spin-Flip erfahren und in rechtshändige Elektron-Neutrinos ν_{eR} übergehen, die nicht schwach wechselwirken und somit in den betreffenden Experimenten nicht nachgewiesen werden könnten. Auf entsprechende Weise könnten die Sonnenneutrinos durch nicht-verschwindende Übergangsmomente auch einem Spin-“flavor“-Übergang unterliegen und in $\nu_{\mu R}, \nu_{\tau R}, \bar{\nu}_{\mu R}$ oder $\bar{\nu}_{\tau R}$ übergehen. Obwohl $\bar{\nu}_{\mu R}$ und $\bar{\nu}_{\tau R}$ nicht steril sind, können sie in den verschiedenen Experimenten nicht oder nur mit einem geringen Wirkungsquerschnitt nachgewiesen werden [124]. Die genannten Übergänge könnten somit der Grund sein für das Defizit nachgewiesener Sonnenneutrinos im Vergleich mit dem nach dem Standardsonnenmodell erwarteten Fluß.

Da die Stärke des Sonnenmagnetfeldes zusammen mit der Zahl der Sonnenflecken und der Aktivität der Sonne einem elfjährigen Zyklus unterliegt, erwartet man in diesem Erklärungsansatz auch eine entsprechende zeitliche Modulation des beobachteten Neutrinoflusses. Zusätzlich sollte sich ein magnetisches Moment im Spektrum der Elektron-Rückstoßenergien manifestieren. Neben dem Standardmodell-Beitrag aufgrund der schwachen Wechselwirkung würde der Wirkungsquerschnitt einen neuen Beitrag aufgrund des magnetischen Moments aufweisen, der für kleine Elektron-Rückstoßenergien stark ansteigt [125]. Die aktuellen Sonnenneutrinodaten des Superkamiokande-Experiments [126] erlauben es, eine Obergrenze von

$\mu_{\nu_e} < 1.5 \times 10^{-10} \mu_B$ abzuleiten [127]. Dieser Wert ist vergleichbar mit der in Gl. 3.33 angegebenen Schranke, die aus der Beobachtung von Neutrinos aus Reaktoren stammt.

Im Zusammenhang mit der im Superkamiokande-Experiment beobachteten Anomalie atmosphärischer Neutrinos dagegen müssen mögliche magnetische Momente der Neutrinos nicht berücksichtigt werden, da das Erdmagnetfeld zu gering und der Erdradius zu klein ist, um einen meßbaren Effekt zu erzeugen.

Fritzsch und Xing haben in Ref. [128] die Erweiterung des in Abschnitt 2.4 vorgestellten Ansatzes zur Beschreibung der Quarkmassen und -mischung auf Neutrinos und die Leptonmischung diskutiert. Auch ohne genaue Kenntnis über die Neutrinomassen kann man mit Gewißheit sagen, daß die Neutrinos in jedem Fall deutlich leichter sind als die geladenen Fermionen der gleichen Familie. Daher wurde in Ref. [128] angenommen, daß in der Neutrinomassenmatrix der führende demokratische Beitrag verschwindet und entsprechend ein anderer physikalischer Mechanismus bei der Massenerzeugung der Neutrinos wirksam ist – vgl. etwa die Diskussion des “seesaw”-Mechanismus in Abschnitt 2.3. Da aber gerade dieser demokratische Anteil an der Massenmatrix als Indiz für eine Substruktur angesehen werden kann, wäre es demnach naheliegend, für Neutrinos keine Substruktur zu vermuten. Die interessanten Überlegungen, welche Implikationen alternative Massenerzeugungsmechanismen für mögliche magnetische Momente von Neutrinos hätten, konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden.

3.2.3 Die Quarks des “Down”-Typs

Die Überlegungen zu Formfaktoren und anomalen Beiträgen zum magnetischen Moment von geladenen Fermionen aus Unterabschnitt 3.2.1 lassen sich analog auch auf die Quarks vom “down”-Typ, also das “down”-, “strange”- und “bottom”-Quark, übertragen.

Für das “down”-Quark würde entsprechend beispielsweise ein zusätzlicher Beitrag

$$\mathcal{L}^{eff} = \frac{e}{2\Lambda} \frac{m_d}{\Lambda} \bar{d} (C + D\gamma_5) \sigma_{\mu\nu} d F^{\mu\nu}, \quad (3.36)$$

erwartet – mit den bereits zuvor verwendeten Bezeichnungen. Obwohl speziell für das Proton und Neutron genaue Messungen des magnetischen Moments vorliegen, lassen sich die präzisen Werte der magnetischen Momente der Quarks bislang nicht daraus berechnen, da theoretisch nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist, wie sich das magnetische Moment der

Baryonen aus den magnetischen Momenten der Konstituenten-Quarks zusammensetzt bzw. welchen Beitrag virtuelle Felder liefern.

Für die Quarks vom “down”-Typ ist somit ein Test der Hypothese eines zusätzlichen Beitrags zum magnetischen Moment nur durch die Untersuchung “flavor”-ändernder Operatoren möglich. Solche “flavor”-ändernden Operatoren müssen erwartet werden, wenn man in analoger Weise die Diskussion auf den “flavor”-Raum (d, s, b) erweitert und wiederum berücksichtigt, daß die Diagonalisierung des Quarkmassenterms nicht unbedingt gleichzeitig zu einer Diagonalisierung der Matrix der magnetischen Momente führt, sondern zu einem Term der Form

$$\mathcal{L}^{eff} = \frac{e}{2\Lambda} \frac{m_b}{\Lambda} \bar{\psi} \tilde{M} (C + D\gamma_5) \sigma_{\mu\nu} \psi F^{\mu\nu} \quad (3.37)$$

mit $\bar{\psi} = (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})$. Die Matrix \tilde{M} beinhaltet dann ebenfalls Nicht-Diagonalelemente, die “flavor”-Übergänge induzieren, die im Standardmodell stark unterdrückt sind.

Diese “flavor”-verletzenden Terme müssen in gleicher Weise mit der chiralen Symmetrie verträglich sein wie bei den geladenen Leptonen diskutiert. D. h. ein “quark flavor” q entkoppelt im chiralen Limes $m_q \rightarrow 0$ von den anomalen “flavor”-Übergängen und die “flavor”-verletzenden Operatoren verschwinden im Limes $\Lambda \rightarrow \infty$. Der einfachste Ansatz, der dieses Verhalten zeigt, ist gegeben, wenn die “flavor”-Übergänge zwischen “quark flavor” i und j mit $\sqrt{m_i \cdot m_j}/\Lambda$ skalieren.³ Die Matrix \tilde{M} lautet dementsprechend:

$$\tilde{M} = \begin{pmatrix} \frac{m_d}{m_b} & C_{ds} \frac{\sqrt{m_d m_s}}{\Lambda} & C_{db} \frac{\sqrt{m_d m_b}}{\Lambda} \\ C_{ds} \frac{\sqrt{m_d m_s}}{\Lambda} & \frac{m_s}{m_b} & C_{sb} \frac{\sqrt{m_s m_b}}{\Lambda} \\ C_{db} \frac{\sqrt{m_d m_b}}{\Lambda} & C_{sb} \frac{\sqrt{m_s m_b}}{\Lambda} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.38)$$

Die Konstanten C_{ij} sind von der Größenordnung eins und könnten nur unter Annahme einer expliziten Substrukturdynamik bestimmt werden. Außerdem könnten sie für den C- und den D-Term unterschiedlich sein. Da es in dieser Diskussion wie zuvor nur um eine Abschätzung der Größenordnung der neuen Effekte geht, wird der einfache Fall angenommen, daß sie für beide Terme identisch sind.

Strahlungs-Zerfälle

Die Operatoren in den Gln. (3.37, 3.38) induzieren die Strahlungszerfälle $s \rightarrow d\gamma$, $b \rightarrow s\gamma$ und $b \rightarrow d\gamma$. Für die zugehörigen Zerfallsbreiten gilt auf

³Etwaige Effekte der “flavor”-Mischung der Quarks sind in dieser Betrachtung der Einfachheit halber außer Acht gelassen.

Partonniveau:

$$\Gamma(s \rightarrow d\gamma) = e^2 \frac{m_s}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{m_s m_d}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_s}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_b}{\Lambda} \right)^2, \quad (3.39)$$

$$\Gamma(b \rightarrow s\gamma) = e^2 \frac{m_b}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{m_b m_s}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_b}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_b}{\Lambda} \right)^2, \quad (3.40)$$

$$\Gamma(b \rightarrow d\gamma) = e^2 \frac{m_b}{4\pi} \left(\frac{\sqrt{m_b m_d}}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_b}{\Lambda} \right)^2 \left(\frac{m_b}{\Lambda} \right)^2. \quad (3.41)$$

Unter der Annahme, daß die Partonzerfallsbreiten den Zerfallsbreiten der Hadronen entsprechen, ergeben sich die folgenden Verzweungsverhältnisse für bestimmte explizite Strahlungszерfälle:⁴

$$\begin{aligned} \text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma) &\approx 6 \times 10^{-10}, \\ \text{Br}(B^\pm \rightarrow K^\pm \gamma) &\approx 9 \times 10^{-7}, \\ \text{Br}(B^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma) &\approx 4 \times 10^{-8}, \end{aligned} \quad (3.42)$$

wenn man beispielsweise vom zentralen Wert $\Lambda = 1.62 \text{ TeV}$ nach Gl. (3.13) ausgeht.

Diese Zerfälle sind noch nicht beobachtet worden. Dagegen wurden verwandte Zerfälle mit folgenden Verzweungsverhältnissen bzw. deren Obergrenzen gemessen [11]:

$$\text{Br}^{\text{exp}}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-) = (2.9 \pm 1.3) \times 10^{-7}, \quad (3.43)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-) = (7.6 \pm 2.1) \times 10^{-8}, \quad (3.44)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^\pm \rightarrow K^\pm e^+ e^-) < 3.9 \times 10^{-3}, \quad (3.45)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-) < 3.9 \times 10^{-3}, \quad (3.46)$$

Aktuell werden von der CLEO-Kollaboration folgende Ergebnisse zu Strahlungszерfällen des B-Mesons berichtet [130]:

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma) = (4.5 \pm 0.7 \pm 0.3) \times 10^{-5}, \quad (3.47)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^- \rightarrow K^{*-} \gamma) = (3.8 \pm 0.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}, \quad (3.48)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B \rightarrow X_s \gamma) = (3.15 \pm 0.35 \pm 0.41) \times 10^{-4}, \quad (3.49)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^0 \rightarrow \rho^0 \gamma) < 1.7 \times 10^{-5}. \quad (3.50)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^+ \rightarrow \rho^+ \gamma) < 1.3 \times 10^{-5}. \quad (3.51)$$

$$\text{Br}^{\text{exp}}(B^0 \rightarrow \omega \gamma) < 0.9 \times 10^{-5}. \quad (3.52)$$

⁴Tatsächlich muß für jede bestimmte Reaktion das Verhältnis $\Gamma(q_i \rightarrow q_f \gamma)/\Gamma(X_{q_i} \rightarrow X_{q_f} \gamma)$ eigens untersucht werden. Für eine Diskussion des Falles $\Gamma(b \rightarrow s\gamma)/\Gamma(B \rightarrow K^* \gamma)$ und weitere Referenzen siehe [129].

Die Ergebnisse aus Gl. (3.42) stellen nur eine recht grobe Abschätzung dar und ein direkter Vergleich mit den zitierten Meßergebnissen ist nicht möglich. Dennoch reichen die Angaben aus, um die momentan erreichte Genauigkeit der Experimente der Größenordnung der zu erwartenden Effekte gegenüberzustellen.

Die stärkste Einschränkung resultiert aus dem Zerfall $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-$, für dessen Verzweungsverhältnis ein Wert von der Größenordnung 10^{-8} experimentell ermittelt wurde. Die hier erwartete Größenordnung von zusätzlichen Effekten bei Kaon-Zerfällen, die durch einen neutralen Strom vermittelt werden, liegt mit 10^{-10} aber noch zwei Größenordnungen darunter. Sie sind also ohne weiteres im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der Beobachtung verträglich.

Das CLEO-Experiment erreicht derzeit eine Empfindlichkeit der Ordnung 10^{-5} für seltene B-Meson-Zerfälle. Die hier vorhergesagten neuen Effekte liegen ebenfalls wenigstens zwei Größenordnungen unter diesen Schranken. Zusammenfassend gilt demnach, daß die bei der Betrachtung der geladenen Leptonen zugrundegelegten Annahmen mit den Ergebnissen der Suche nach "flavor"-verletzenden neutralen Strömen bei den K- und B-Mesonen verträglich sind.

3.2.4 Die Quarks des "Up"-Typs

Die allgemeine Diskussion am Ende von Abschnitt 3.1 sowie die spezifischen Überlegungen zu den geladenen Leptonen in Unterabschnitt 3.2.1 haben illustriert, wie im Zusammenhang mit den Symmetriebrechungsschritten bei der Massenerzeugung im Rahmen von Substrukturmodellen auch neue "flavor"-verletzende Terme generiert werden.

Als explizites Beispiel für einen solchen Symmetriebrechungsschritt sei hier die einfachste Art der $S(3)_L \times S(3)_R$ -Brechung vorgestellt, die bereits in Ref. [81] diskutiert wurde. In diesem Ansatz haben die Massenmatrizen sowohl für die Quarks der Ladung $2/3(U)$ als auch der Ladung $-1/3(D)$ die Form:

$$M_i = M_{0i} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 + \varepsilon_i \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

mit $i = U, D$. Durch den Symmetriebrechungsparameter ε wird der Rang der Massenmatrix auf zwei erhöht. Das bedeutet, daß die zweite Quark-Familie ("charm" und "strange") mit Masse ausgestattet wird. Gleichzeitig tritt "flavor"-Mischung zwischen der zweiten und dritten Familie der Quarks auf, wobei die Mischungswinkel Funktionen der Massenverhältnisse m_s/m_b

und m_c/m_t sind [81]. Aufgrund des beobachteten Massenspektrums gilt für das Verhältnis der beiden Symmetriebrechungsparameter: $\varepsilon_U/\varepsilon_D \cong 0.1$.

Wir gehen nun davon aus, daß auch nach diesem Symmetriebrechungsschritt das anomale magnetische Moment der geladenen Fermionen durch einen Term wie in Gl. 3.5 gegeben ist:

$$\frac{e}{2\Lambda} \cdot \left(\frac{m_{i0}}{\Lambda} \right) \bar{f}_L \sigma_{\mu\nu} \tilde{N} f_R \cdot F^{\mu\nu} + h.c., \quad (3.54)$$

wobei die “flavor”-Matrix \tilde{N} in Analogie zur Massenmatrix in Gl. 3.53 die folgende Struktur hat:

$$\tilde{N}_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 + \delta_i \end{pmatrix} \quad (3.55)$$

mit $i = U, D$. Aus Symmetriegründen werden sowohl die Massenterme als auch die Terme der magnetischen Momente im Raum der Familien durch Matrizen beschrieben, deren $(3, 3)$ -Terme von eins abweichen. Wären nun die Parameter ε_i und δ_i identisch, so würden durch die Diagonalisierung der Massenmatrizen gleichzeitig auch die Matrizen der magnetischen Momente diagonalisiert. Es gäbe in diesem Fall also keine Übergangsmomente.

Da aber die Massenterme und die magnetischen Momente unterschiedliche Eigenschaften der Fermionen sind, obwohl sie sich in ihrer chiralen Struktur ähnlich sind, gibt es keinen Grund zur Annahme, daß die Parameter ε_i und δ_i identisch seien. Dennoch erwartet man, daß sie von derselben Größenordnung sind. Das bedeutet, daß sobald die $S(3)_L \times S(3)_R$ -Symmetrie gebrochen wird, nicht nur “flavor”-Mischung sondern auch Übergangsmomente induziert werden.

In dem hier diskutierten Beispiel sind diese Terme proportional zum Massenverhältnis der Quarks der zweiten und dritten Familie m_2/m_3 :

$$\mathcal{L}(q_3 \rightarrow q_2) = \text{const.} \cdot \frac{e}{2\Lambda} \cdot \left(\frac{m_3}{\Lambda} \right) \left(\frac{m_2}{m_3} \right) \bar{q}_{3L} \sigma_{\mu\nu} q_{2R} F^{\mu\nu} + h.c. \quad (3.56)$$

Die Proportionalitätskonstante const. hängt davon ab, wie stark das Verhältnis der Symmetriebrechungsparameter δ_i/ε_i von eins abweicht.

Das soeben vorgestellte Beispiel belegt, daß das “top”- und das “bottom”-Quark eventuell Nicht-Standard-Eigenschaften aufweisen, die “flavor”-verletzende Übergänge induzieren könnten. Die Größe der Übergangsamplituden wird dabei bestimmt vom Grad der Unterschiedlichkeit zwischen den Massenmatrizen und den Matrizen, die die magnetischen Momente beschreiben.

Anhand des diskutierten expliziten Beispiels wird deutlich, daß dieser Unterschied auf die Brechung der $S(3)_L \times S(3)_R$ -Symmetrie zurückzuführen

ist. Im Grenzfall ungebrochener Symmetrie tritt noch kein Unterschied auf. In dem gegebenen Beispiel sind die Übergangsterme von der Größenordnung der Mischungswinkel m_c/m_t oder m_s/m_b . In anderen Beispielen sind auch Terme von der Ordnung $(m_c/m_t)^{1/2}$ oder $(m_c/m_b)^{1/2}$ möglich. Dies ist z.B. der Fall, wenn das (2,2)-Element der Matrix der magnetischen Momente verschwindet, bezogen auf die hierarchische Basis. In dieser Situation findet man etwa für das “top-charm”-Übergangsmoment:

$$\mathcal{L}(t \rightarrow c) = \text{const.} \cdot \frac{e}{2\Lambda} \cdot \left(\frac{m_c}{m_t}\right)^{1/2} \bar{t}_L \sigma_{\mu\nu} c_R F^{\mu\nu} + h.c. \quad (3.57)$$

In der weiteren Diskussion soll auch diese Möglichkeit in Betracht gezogen werden [103, 104].

Für die Wechselwirkung des t-Quarks sowohl mit dem Photon als auch mit dem Z-Boson ergeben sich somit folgende anomale Vertices:

$$\begin{aligned} \Delta_Z^{tc} &= \bar{c} \left(i (C_Z + D_Z \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{m_t} \right) t Z_\mu, \\ \Delta_\gamma^{tc} &= \bar{c} \left(i (C_\gamma + D_\gamma \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{m_t} \right) t A_\mu. \end{aligned} \quad (3.58)$$

Entsprechend der obigen Diskussion ist für die Größenordnung der Vertexparameter C und D folgende Abschätzung zu erwarten:

$$\begin{aligned} \text{const.} \cdot \frac{m_c}{m_t} \cdot e &< C_\gamma, D_\gamma < \text{const.} \cdot \sqrt{\frac{m_c}{m_t}} \cdot e \\ \text{const.} \cdot \frac{m_c}{m_t} \cdot g_Z &< C_Z, D_Z < \text{const.} \cdot \sqrt{\frac{m_c}{m_t}} \cdot g_Z \end{aligned} \quad (3.59)$$

(g_Z : Z-Boson Kopplungskonstante)

$$g_Z = \frac{e}{\cos \theta_W}. \quad (3.60)$$

Für $\text{const.} \approx 1$ sollten die C- und D-Parameter also von der Ordnung 10^{-2} bis 10^{-3} sein. Im folgenden werden wie schon in Unterabschnitt 3.2.1 phänomenologische Konsequenzen dieser neuen “flavor”-verletzenden Vertices in verschiedenen experimentellen Situationen vorgestellt [103, 104].

“Top”-Quark Zerfälle

Neben dem im Standardmodell dominierenden Zerfall $t \rightarrow bW$ werden durch die anomalen Vertices die Zerfälle $t \rightarrow cZ$, $t \rightarrow c\gamma$ induziert, die im

Standardmodell stark unterdrückt sind. Die Zerfallsbreiten berechnen sich zu:

$$\Gamma(t \rightarrow cZ) = (|C_Z|^2 + |D_Z|^2) \frac{m_t}{8\pi} \left(1 - \frac{M_Z^2}{m_t^2}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{M_Z^2}{m_t^2} - \frac{1}{2} \frac{M_Z^4}{m_t^4}\right), \quad (3.61)$$

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = (|C_\gamma|^2 + |D_\gamma|^2) \frac{m_t}{8\pi}. \quad (3.62)$$

Für die Zerfallsbreite des Standardzerfalls gilt:

$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 m_t^3 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 + \frac{M_W^2}{m_t^2} - 2 \frac{M_W^4}{m_t^4}\right). \quad (3.63)$$

Daraus ergibt sich für die Verzweigungsverhältnisse:

$$Br_Z \equiv \frac{\Gamma(t \rightarrow cZ)}{\Gamma(t \rightarrow bW)} = \frac{\sqrt{2}}{G_F |V_{cb}|^2 m_t^2} \frac{\left(1 - \frac{M_Z^2}{m_t^2}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{M_Z^2}{m_t^2} - \frac{1}{2} \frac{M_Z^4}{m_t^4}\right)}{\left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 + \frac{M_W^2}{m_t^2} - 2 \frac{M_W^4}{m_t^4}\right)} (|C_Z|^2 + |D_Z|^2), \quad (3.64)$$

$$Br_\gamma \equiv \frac{\Gamma(t \rightarrow c\gamma)}{\Gamma(t \rightarrow bW)} = \frac{\sqrt{2}}{G_F |V_{tb}|^2 m_t^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 + \frac{M_W^2}{m_t^2} - 2 \frac{M_W^4}{m_t^4}\right)} (|C_\gamma|^2 + |D_\gamma|^2). \quad (3.65)$$

Für die Zerfälle $t \rightarrow c\gamma$, $t \rightarrow cZ$ existieren folgende experimentelle Schranken [131]:

$$\begin{aligned} Br(t \rightarrow qZ) &< 0.4, \\ Br(t \rightarrow q\gamma) &< 0.029. \end{aligned} \quad (3.66)$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} |C_Z|^2 + |D_Z|^2 &< 0.16, \\ |C_\gamma|^2 + |D_\gamma|^2 &< 6.5 \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \quad (3.67)$$

Zur Abschätzung der Größenordnung sei $C \cong D$. Damit:

$$\begin{aligned} C_Z, D_Z &< 0.3, \\ C_\gamma, D_\gamma &< 0.06. \end{aligned} \quad (3.68)$$

Diese Schranken sind erheblich größer als die zuvor abgeschätzten Werte. Dies gilt insbesondere für die Parameter, die die Z-Wechselwirkung betreffen. Unter der Annahme, daß C und D im oberen Bereich liegen, findet man $Br(t \rightarrow c\gamma)$ und $Br(t \rightarrow cZ)$ in der Ordnung von 1 %. Für die weitere Diskussion gelte diese Größe als Richtschnur.

Die Produktion einzelner ‘‘Top’’-Quarks bei LEP II

Wenn die anomalen Vertices aus Gl. (3.58) existieren, ist es möglich, einzelne t-Quarks in der $e^+ e^-$ -Vernichtung oberhalb von etwa 180 GeV zu erzeugen und zwar durch die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow \bar{c}t, \bar{t}c$. Die Möglichkeit eines solchen Prozesses wurde bereits in Ref. [132] diskutiert allerdings unter der Annahme eines anderen Satzes von anomalen Operatoren. (Siehe auch [133].) Der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einzelner t-Quarks ist gegeben durch:

$$\sigma_{\text{tot}}(e^+ e^- \rightarrow \bar{t}c, \bar{c}t) = \sigma_\gamma + \sigma_Z + \sigma_{\text{int}}. \quad (3.69)$$

Der Term σ_γ beschreibt den Photon-Austausch:

$$\sigma_\gamma = \frac{N_C e^2}{16\pi\sqrt{2}m_t^2} (|C_\gamma|^2 + |D_\gamma|^2) c_\beta. \quad (3.70)$$

σ_Z enthält den Anteil des Wirkungsquerschnitts, der allein durch den Austausch des Z-Bosons zustande kommt:

$$\sigma_Z = \frac{N_C G_F M_Z^2}{16\pi 2\sqrt{2}m_t^2} (1 - 4s_w^2 + 8s_w^4) (|C_Z|^2 + |D_Z|^2) \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} c_\beta. \quad (3.71)$$

Der Interferenzterm σ_{int} schließlich lautet:⁵

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{int}} = & \frac{N_C e}{16\pi\sqrt{2}m_t^2} \sqrt{\frac{G_Z M_Z^2}{\sqrt{2}} (1 - 4s_w^2)} \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} c_\beta \\ & [2(s - M_Z^2) (\text{Re}C_\gamma \text{Re}C_Z + \text{Im}C_\gamma \text{Im}C_Z + \text{Re}D_\gamma \text{Re}D_Z + \text{Im}D_\gamma \text{Im}D_Z) \\ & - 2\Gamma_Z M_Z (\text{Im}C_\gamma \text{Re}C_Z - \text{Re}C_\gamma \text{Im}C_Z + \text{Im}D_\gamma \text{Re}D_Z - \text{Re}D_\gamma \text{Im}D_Z)]. \end{aligned} \quad (3.72)$$

Dabei wurden die folgenden Abkürzungen verwendet:

$$c_\beta = \beta_+ \beta_- \left(4\beta_\pm^2 - \frac{2}{3}\beta_+^2 \beta_-^2 - 2\beta_\pm^4 + 8\frac{m_c m_t}{s} \right),$$

und

$$\beta_+^2 = 1 - \frac{(m_t + m_c)^2}{s}, \quad \beta_-^2 = 1 - \frac{(m_t - m_c)^2}{s}, \quad \beta_\pm^2 = 1 - \frac{m_t^2 - m_c^2}{s}.$$

⁵In der Formel für σ_{int} werden die Imaginärteile der Formfaktoren nur der Vollständigkeit halber mitgeführt. Bei der Berechnung der Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte wurden verschwindende Imaginärteile vorausgesetzt ebenso wie $C = D$. Diese Annahmen dienen lediglich dazu, ein quantitativ bestimmtes Ergebnis zu erhalten, sie sollten aber die zu erwartenden neuen Ergebnisse nicht qualitativ verändern.

Numerisch ergibt sich für $Br_\gamma = Br_Z = 1\%$ bei

$$\sqrt{s} = 190\text{GeV} : \sigma_{\text{tot}} = 6.8 \cdot 10^{-2} pb \quad (3.73)$$

und bei

$$\sqrt{s} = 200\text{GeV} : \sigma_{\text{tot}} = 14.6 \cdot 10^{-2} pb. \quad (3.74)$$

Im Fall einer integrierten Luminosität von $170 \text{ pb}^{-1}/\text{Jahr}$ wären 12 Ereignisse bzw. 25 Ereignisse zu erwarten. In Anbetracht der größenordnungsmäßigen Abschätzung der Vertexparameter C und D sind diese Vorhersagen nicht sonderlich präzise. Dennoch ist die Schlußfolgerung zulässig, daß es nicht völlig aussichtslos ist, nach solchen Ereignissen bei LEP II zu suchen. Sollte die Erzeugung einzelner t-Quarks in den Daten von LEP II entdeckt werden, wäre dies ein klarer Hinweis auf eine Verletzung des Standardmodells. Im Rahmen des Standardmodells ist die Erzeugung einzelner t-Quarks durch Austausch eines W-Bosons im t-Kanal möglich. Der entsprechende Wirkungsquerschnitt ist aber zu klein, um an LEP II beobachtet zu werden [134].

Mittlerweile ist eine erste Analyse des OPAL-Experimentes erschienen [135]. Von den anderen LEP-Experimenten liegen vorläufige Analysen vor [136]. Die besten Schranken an den Wirkungsquerschnitt sind für

$$\sqrt{s} = 189\text{GeV} : \sigma_{\text{tot}}^{\text{exp}} = 24 \cdot 10^{-2} pb \quad (3.75)$$

und bei

$$\sqrt{s} = 200\text{GeV} : \sigma_{\text{tot}}^{\text{exp}} = 50 \cdot 10^{-2} pb \quad (3.76)$$

bei einem Vertrauensintervall von 95 %. Diese Schranken liegen noch um einen Faktor 3 bis 4 über den Vorhersagen aus den Gleichungen (3.73) und (3.74). Obwohl die Datennahme bei LEP II inzwischen beendet ist, sollten weitere Analysen noch gewisse Verbesserungen ergeben, weil den zitierten Arbeiten noch nicht alle aufgezeichneten Daten zugrunde liegen. Die demonstrierte Empfindlichkeit der Messungen an LEP II macht zumindest deutlich, daß sich die Schranken für “flavor”-verletzende t-Quark-Kopplungen gegenüber den Messungen am Tevatron verbessern lassen.

Die Produktion einzelner “Top”-Quarks bei HERA

In den Elektron-Proton- (bzw. Positron-Proton-) Stößen, die bei den Experimenten an HERA beobachtet werden, können t-Quarks nicht erzeugt werden, wenn das Standardmodell gültig ist [137]. In dem hier betrachteten Szenario allerdings ist die Reaktion $ec \rightarrow et$ möglich. Die dazu erforderlichen “charm”-Quarks sind als Teil des $q\bar{q}$ -Sees im Proton vorhanden. Der

differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(ec \rightarrow et)}{dt} &= \frac{1}{16\pi} \sum_{V,V'=\gamma,Z} g_V g_{V'}^* \frac{f_V}{\Lambda_V} \cdot \frac{f_{V'}}{\Lambda_{V'}} \cdot \frac{1}{D_V(t)D_{V'}(t)} \cdot \\ &\quad \left\{ (C_V C_{V'}^* + D_V D_{V'}^*) (v_V v_{V'} + a_V a_{V'}) \left[- (1 + \beta^4) t - (1 + \beta^2) \frac{t^2}{s} \right] \right. \\ &\quad \left. + (C_V D_{V'}^* + D_V C_{V'}^*) (v_V a_{V'} + a_V v_{V'}) \left[(1 - \beta^4) t - (1 - \beta^2) \frac{t^2}{s} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Die Konstanten $\frac{f_V}{\Lambda_V}$ und $\frac{f_{V'}}{\Lambda_{V'}}$ werden in den folgenden numerischen Beispielen auf den Wert $\frac{1}{m_t}$ festgesetzt, um feste Zahlenwerte zu erhalten. Weitere Konstanten sind $g_\gamma = (-i)Q_e$, wobei die Ladung des Elektrons Q_e den Wert $-e$ hat, und $g_Z = \left(-\frac{i}{\sqrt{2}}\right) \sqrt{\frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}}}$. Die Propagatoren im t-Kanal sind gegeben durch $D_\gamma(t) = t$ bzw. $D_Z(t) = t - M_Z^2$. Die Konstanten a_V und v_V sind die üblichen Axialvektor- und Vektor-Kopplungskonstanten für die Kopplung von e^- oder e^+ mit dem Boson $V = \gamma, Z$. Der dominante Beitrag stammt vom γ -Austausch, der gegeben ist durch:

$$\frac{\sigma_\gamma(ec \rightarrow et)}{dt} = \frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{m_t^2} \left(|C_\gamma|^2 + |D_\gamma|^2 \right) \left[-\frac{(1 + \beta^4)}{t} - \frac{(1 + \beta^2)}{s} \right]. \quad (3.78)$$

Der Wirkungsquerschnitt wird maximal für minimales t . Der minimale t-Wert $|t|_{min}$ ist proportional zu m_e^2 im Limes $s \gg m_t^2$ und zwar gilt:

$$|t|_{min} \simeq \frac{m_e^2 (m_t^2 - m_c^2)^2}{s^2}. \quad (3.79)$$

Der Teil des Phasenraums nahe der Schwelle liefert demnach den Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt, in dem das einlaufende Lepton – betrachtet im Quark-Lepton-Schwerpunktssystem – seinen gesamten Impuls abgibt. Dessen Energie wird auf das einlaufende c-Quark übertragen, um das schwere t-Quark zu erzeugen, das in diesem spezifischen Bezugssystem nahezu in Ruhe ist. Im Laborsystem haben sowohl das auslaufende t-Quark als auch das auslaufende Lepton keine nennenswerten transversalen Impulse, so daß das Lepton in Vorwärtsrichtung verloren geht. Das t-Quark zerfällt in ein b-Quark und ein W-Boson.

Um aus dem oben angegebenen Parton-Wirkungsquerschnitt den Querschnitt für die Reaktion $ep \rightarrow etX$ zu berechnen, ist es erforderlich über die c-Quark Verteilungsfunktion zu integrieren. Unter den kinematischen Gegebenheiten bei HERA, wo das einlaufende Lepton eine Energie von 27.6

GeV aufweist, benötigt das c-Quark einen Impuls von mehr als 277 GeV ($x > 0.338$), damit ein t-Quark erzeugt werden kann. Der Wirkungsquerschnitt ist also um so größer je höher der Anteil von c-Quarks mit einem hohen Impulsanteil x ist. Ausgehend von den c-Quark-Verteilung, die Martin *et al.* aus einer globalen Analyse von Proton-Streudaten extrahiert haben [138] und unter der Annahme $Br_\gamma = Br_Z = 1\%$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von etwa $7 \cdot 10^{-4} pb$. Unter diesen Annahmen wäre die Erzeugung einzelner t-Quarks bei HERA nach wie vor nicht beobachtbar. Diese Schlußfolgerung bleibt selbst dann gültig, wenn die Parameter C und D die nach Gl. (3.59) maximal zulässigen Werte annehmen, weil die MRS-c-Quark-Verteilungen für große Werte von x stark abfallen. Alternativ wurden auch c-Quark-Verteilungen mit anderem Verhalten für große x betrachtet. Von besonderem Interesse ist dabei die “intrinsic-charm”-Hypothese [139]. Die nachfolgend angegebenen Ereignisraten wurden basierend auf zwei Verteilungsfunktionen berechnet, die von dieser Hypothese ausgehen [139, 140]:

$$c_1(x) = \frac{1}{2} N_5 x^2 \left[\frac{1}{3} (1-x)(1+10x+x^2) + 2x(1+x) \ln x \right], \quad (3.80)$$

$$\begin{aligned} c_2(x) = & \frac{1}{210} N_5 x^8 \left[35 + 1155x - 1575x^2 - 11375x^3 \right. \\ & - 2450x^4 + 490x^5 - 98x^6 + 14x^7 - x^8 \\ & \left. + x \left(1443 + 7161x + 5201x^2 + \{840 + 5880x + 5880x^2\} \ln x \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.81)$$

(Bem.: Die Werte $N_5 = 36$ bzw. ($N_5 = 288028$) wurden verwendet, so daß $c(x)$ auf 1% normiert ist. Die Verteilungsfunktion $\bar{c}(x)$ ist identisch zu $c(x)$.)

Wieder unter der Annahme $Br_\gamma = Br_Z = 1\%$ ergibt sich:

$$c_1(x) : \quad \sigma_{tot} = 1.7 \cdot 10^{-2} pb, \quad (3.82)$$

$$c_2(x) : \quad \sigma_{tot} = 3.2 \cdot 10^{-2} pb. \quad (3.83)$$

Nach dem aktuellen HERA-Upgrade wird eine integrierte Luminosität von etwa $1000 pb^{-1}$ in den nächsten Jahren erwartet. Es könnten sich also unter günstigen Umständen einige Ereignisse dieses Typs beobachten lassen.

Die Topologie dieser Ereignisse wäre von einer Art, die im Rahmen des Standardmodells nicht erklärt werden könnte. Für einen leptonischen W-Zerfall würde ein b-Quark-Jet (bzw. ein Anti-b-Quark-Jet) zusammen mit einem hochenergetischen Elektron oder Myon erzeugt. In diesem Zusammenhang ist es sehr bemerkenswert, daß die H1-Kollaboration vor kurzem einige

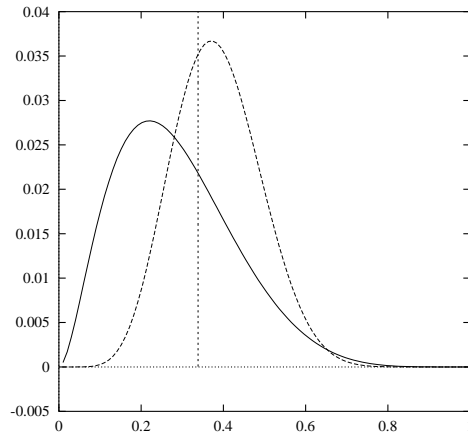


Abbildung 3.1: Die c -Quark-Verteilungsfunktionen wie in Gl. (3.80) – durchgezogene Linie – und Gl. (3.81) – gestrichelte Linie. Die vertikale Linie entspricht dem Schwellenwert, der überschritten werden muß damit die Erzeugung von einzelnen t -Quarks kinematisch möglich wird.

Ereignisse beobachtet hat, die sich durch ein hochenergetisches isoliertes Lepton auszeichnen [141]. Für weitere Ergebnisse siehe auch [142] und [143]. Drei dieser Ereignisse in einer Stichprobe von 36 pb^{-1} zeigen kinematische Eigenschaften, die “untypisch für Standardmodell-Prozesse“ genannt werden. Die Erzeugung einzelner t - oder Anti- t -Quarks könnte im Prinzip diese Art von Kinematik und Topologie verursachen. Zum Test dieser Hypothese wäre es erforderlich auch die Ereignisse nachzuweisen, in denen das W -Boson hadronisch zerfällt. Bei diesen Ereignissen werden drei Jets erwartet, die nach Masse und Impuls das zerfallende t -Quark rekonstruieren lassen sollten.

Kapitel 4

Diskussion und Zusammenfassung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt das momentane Wissen über die Eigenschaften der Elementarteilchen in bemerkenswerter Eleganz und Effizienz. Gleichwohl gibt es eine Reihe von Fragen, die im Rahmen des Standardmodells unbeantwortet bleiben. Unabhängig von deren konkreter Formulierung lassen sie sich in zwei Gruppen einteilen: Fragen zu den Wechselwirkungen und Fragen zum Teilchenspektrum. In Bezug auf die Wechselwirkungen ist beispielsweise noch ungeklärt, warum es davon gerade drei gibt, wodurch die jeweiligen Eichgruppen bestimmt werden und welcher Mechanismus die Stärke der zugehörigen Kopplungskonstanten festlegt. Beim Teilchenspektrum fehlt ein tieferes Verständnis der Anzahl der Teilchen (hier insbesondere die Frage nach der Wiederholung der Teilchenfamilien) und ihrer Quantenzahlen: Wodurch werden die Darstellungen der Teilchen bezüglich der verschiedenen Eichgruppen determiniert? In diesen Zusammenhang fällt auch die Frage nach den Teilchenmassen und dem Mischungsverhalten, die der Gegenstand dieser Arbeit war.

Diese Frage – die auch als das Massenproblem bezeichnet wird – ist in gewissem Sinne eine Frage nach der genauen Natur des hypothetischen Higgsfeldes. Wenn das Higgsteilchen tatsächlich existiert, ist es dann ein elementares Teilchen oder zusammengesetzt?

Mit dieser Arbeit liegen einige neue Überlegungen zur Klärung dieser Frage vor. In Unterabschnitt 2.3.1 wird die Hypothese betrachtet, daß das Higgsboson als Elementarteilchen existiert. Bei dieser Betrachtung fällt auf, daß das Higgsboson wie die anderen Bosonen im Standardmodell eine Wechselwirkung vermittelt. Besonders augenfällig wird diese Tatsache im Zusammenhang mit den Überlegungen zum Bau eines Myon-Antimyon-Colliders, als dessen Stärke die Möglichkeit zur Beobachtung des Austausches von Higgs-

bosonen im s-Kanal angesehen wird.

Durch diese Betrachtungsweise verwandelt sich eine Frage zum Teilchenspektrum unversehens in eine Frage nach den Wechselwirkungen des Standardmodells. Werden im Standardmodell nicht tatsächlich vier Wechselwirkungen beschrieben? Welche Symmetrie gibt dieser vierten Wechselwirkung die Struktur? Welche Darstellungen haben die Fermionen bezüglich einer solchen hypothetischen neuen Symmetrie? Wodurch wird die Stärke der zugehörigen Kopplungskonstanten festgelegt? Gibt es eine eigene Kopplungskonstante für jedes Fermion oder gibt es eine Entsprechung zur Universalität von Eichwechselwirkungen, wie sie durch den Erfolg demokratischer Massenmatrizen nahegelegt wird?

In der umfangreichen Literatur zum Massenproblem finden sich faktisch keine Untersuchungen, die das Massenproblem in dieser Weise betrachten. In Kaluza-Klein-Theorien wurde das Higgsboson mit der dort auftretenden zusätzlichen fünften Komponente der Eichbosonen identifiziert; im Rahmen der Formulierung des Standardmodells in der nichtkommutativen Geometrie kann das Higgsboson als Eichboson einer neuen diskreten Symmetriekomponente der Raumzeit aufgefasst werden.

Die hier aufgeworfenen Fragen bleiben übrigens auch in supersymmetrischen Theorien ohne Antwort. In solchen Modellen und den darauf aufbauenden Ansätzen werden meist mehrere skalare Felder als fundamental eingeführt. Dies äussert sich unmittelbar darin, daß diese Theorien gegenüber dem Standardmodell eine deutliche höhere Anzahl an freien Parametern aufweisen, die in ihrer Mehrzahl mit Teilchenmassen und -mischung zusammenhängen. Selbst wenn also zukünftig Superpartner bekannter Elementarteilchen experimentell nachgewiesen werden sollten, wäre es somit weiterhin berechtigt und notwendig zu untersuchen, ob die Wechselwirkungen skalarer Felder aus einem Symmetrieprinzip ableitbar sind.

Die hier erstmals vorgelegten einfachen Überlegungen im genannten Unterabschnitt weisen auf eine große formale Nähe zwischen den Eichbosonen und dem hypothetischen Higgsboson hin. Auch wenn es nicht gelungen ist, ein echtes Symmetrieprinzip anzugeben, erscheint es in diesem Licht betrachtet als sinnvoll, nach neuen mathematischen Beschreibungen für skalare Felder zu suchen, die das Finden und Formulieren von Symmetrieprinzipien zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen skalaren Feldern und Fermionen erleichtern könnten.

Eine alternative Untersuchungsrichtung geht davon aus, daß die skalaren Felder tatsächlich nicht als fundamentale Felder existieren, sondern nur effektive Felder darstellen, die ihren Ursprung in Substrukturmodellen haben. Die phänomenologischen Konsequenzen dieser Hypothese wurden im

Kapitel 3 dieser Arbeit auf der Grundlage von Formfaktoransätzen unter Berücksichtigung der Verträglichkeit mit bestimmten chiralen Symmetrien betrachtet, ohne die Konstituententeilchen und deren Dynamik näher zu spezifizieren.

Im Rahmen dieser Betrachtungsweise läßt sich eine Abweichung des anomalen magnetischen Moments des Myons von dem im Standardmodell erwarteten Wert als Hinweis auf eine mögliche Substruktur deuten. Sollten sich die ersten Anzeichen für eine Diskrepanz durch weitere Präzisionsmessungen am Experiment E821 in Brookhaven verdichten, so würde die hier vorgelegte Deutung die Existenz des Strahlungszerfalls $\mu \rightarrow e\gamma$ implizieren und zwar mit einer Häufigkeit, die innerhalb der Reichweite der derzeit am PSI in Villingen laufenden Suche liegt. Eine experimentelle Überprüfung dieser Vorhersagen steht demnach unmittelbar bevor.

Darüberhinaus wäre es möglich, weitere phänomenologische Konsequenzen zu betrachten; beispielsweise für die hypothetischen Zerfälle: $\mu^\pm \rightarrow e^\pm e^+ e^-$, $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm l^+ l^-$ und $\tau^\pm \rightarrow e^\pm l^+ l^-$ oder für "lepton flavor"-verletzende Prozesse in der Lepton-Hadron-Streuung, wie sie bei HERA untersucht wird oder für einen möglichen Myon-Proton-Collider.

Für das "top"-Quark wurde die Möglichkeit "flavor"-verletzender Prozesse untersucht. Diese könnten sich in der Erzeugung einzelner t-Quarks zeigen. Sollten etwa bei der Auswertung der bei LEP II aufgezeichneten Daten, Ereignisse dieses Typs gefunden werden, so läge damit ein eindeutiger Hinweis auf Effekte jenseits des Standardmodells vor. Gleiches gilt für die Messungen am Elektron/Positron-Proton-Beschleuniger HERA. Im Rahmen des Standardmodells ist eine Erzeugung von t-Quarks dort ausgeschlossen. Unter bestimmten Voraussetzungen ist sie hingegen im Rahmen von Substrukturmodellen möglich. Von besonderem Interesse sind hier die am H1-Experiment beobachteten Ereignisse mit isolierten Leptonen, die auf die Erzeugung einzelner t-Quarks zurückgehen könnten. Mit der kürzlich gesteigerten Luminosität und einer genaueren Untersuchung der zu erwartenden Kinematik und Verteilung der Zerfallsprodukte kann die hier vorgelegte Deutung dieser Ereignisse in naher Zukunft experimentell überprüft werden.

Sollten Abweichungen vom Standardmodell in der beschriebenen Weise gefunden werden, wären damit erste wichtige Hinweise auf die Natur des Higgs-Bosons als ein Teilchen mit Substruktur etabliert.

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. Harald Fritsch für die aktuelle und interessante Aufgabenstellung, für viele hilfreiche Diskussionen, die gute Betreuung und das Ermöglichen der Teilnahme an zahlreichen Sommerschulen. Prof. Dr. H. Wolter danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Dank gebührt der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Besonders danken möchte ich Dr. Arnd Leike für seine konstruktiven Kommentare beim Korrekturlesen der Arbeit und manche aufschlußreiche Diskussion. Dr. Z. Z. Xing danke ich für lehrreiche Gespräche über Massentrizen und Xavier Calmet für die Diskussionen über die in Unterabschnitt 3.2.1 behandelten Fragestellungen.

Zum Gelingen der Arbeit haben auch meine Eltern, meine Schwester Eva, Manfred Hartl und Christine Baum durch ihre Geduld, fortdauernde Unterstützung und Ermunterung beigetragen, wofür ich sehr dankbar bin.

Anhang

In diesem Anhang werden einige Zwischenergebnisse von Rechnungen präsentiert, auf denen die in Kapitel 3 vorgestellten Ergebnisse beruhen. Die Bezeichnungen und Konventionen folgen dem Lehrbuch von C. Quigg [144].

Bei der Beschreibung der magnetischen Momente tritt die Matrix $\sigma_{\mu\nu}$ auf, die wie folgt definiert ist:

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]. \quad (4.1)$$

Zur Summation über verschiedene Spinzustände müssen in den Produkten von Matrixelementen folgende Spuren ausgewertet werden, die sich nicht den Lehrbüchern entnehmen lassen:

$$\begin{aligned} \text{tr}\{\sigma_{\lambda\mu}\sigma_{\rho\sigma}\} &= 4[g_{\lambda\rho}g_{\mu\sigma} - g_{\lambda\sigma}g_{\mu\rho}], \\ \text{tr}\{\gamma_5\sigma_{\lambda\mu}\sigma_{\rho\sigma}\} &= 4i\varepsilon_{\lambda\mu\rho\sigma}, \\ \text{tr}\{\gamma_\rho\sigma_{\mu\alpha}\gamma_\lambda\sigma_{\nu\beta}\} &= 4[g_{\rho\mu}g_{\alpha\nu}g_{\lambda\beta} - g_{\rho\mu}g_{\alpha\beta}g_{\lambda\nu} \\ &\quad - g_{\mu\lambda}g_{\rho\nu}g_{\alpha\beta} + g_{\mu\lambda}g_{\rho\beta}g_{\alpha\nu} \\ &\quad - g_{\mu\nu}g_{\rho\alpha}g_{\lambda\beta} + g_{\mu\nu}g_{\rho\lambda}g_{\alpha\beta} - g_{\mu\nu}g_{\rho\beta}g_{\alpha\lambda} \\ &\quad + g_{\mu\beta}g_{\rho\alpha}g_{\lambda\nu} - g_{\mu\beta}g_{\rho\lambda}g_{\alpha\nu} + g_{\mu\beta}g_{\rho\nu}g_{\alpha\lambda}], \\ \text{tr}\{\gamma_5\gamma_\rho\sigma_{\mu\alpha}\gamma_\lambda\sigma_{\nu\beta}\} &= 4i[\varepsilon_{\rho\mu\alpha\nu}g_{\lambda\beta} - \varepsilon_{\rho\mu\alpha\beta}g_{\lambda\nu} \\ &\quad + \varepsilon_{\alpha\beta\nu\lambda}g_{\rho\mu} - \varepsilon_{\mu\beta\nu\lambda}g_{\rho\alpha}]. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Zur Berechnung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte und Zerfallsbreiten werden Feynman-Diagramme auf Baum-Niveau berechnet, die an einem Vertex den durch das anomale Dipolmoment induzierten neuen Operator enthalten. Als Beispiel dient das folgende Matrixelement; es beschreibt ein einlaufendes Elektron mit Impuls p_- und ein einlaufendes Positron mit Impuls p_+ , die nach dem Standardmodell an ein virtuelles Vektorboson V mit Impuls q koppeln. Das Vektorboson kann ein Photon $V = \gamma$ oder ein Z-Boson $V = Z$ sein, das dann über den anomalen Dipolmoment-Operator

an ein t-Quark mit Impuls q_- und ein Anti-c-Quark mit Impuls q_+ koppelt:

$$\mathcal{M}_V = g_V \frac{if_V}{\Lambda_V} \bar{u}_t(q_-) \sigma_{\lambda\mu} q^\lambda (C_V + D_V \gamma_5) v_c(q_+) \frac{-i \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \cdot \delta_V \right)}{D_V(q^2)} \bar{v}_e(p_+) \gamma_\nu [v_{eV} + a_{eV} \gamma_5] u_e(p_-), \quad (4.3)$$

mit den Kopplungskonstanten $g_\gamma = (-i)Q_e$ und $Q_e = -e$ sowie $g_Z = \left(-\frac{i}{\sqrt{2}}\right) \sqrt{\frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}}}$ und den weiteren Konstanten im Zähler des Propagators $\delta_\gamma = 0$ und $\delta_Z = 1$ und folgenden Nennern des Propagators $D_\gamma(q^2) = q^2$ und $D_Z = q^2 - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z$ und schliesslich den Standardmodell-Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten: $v_{e\gamma} = 1$, $a_{e\gamma} = 0$, $v_{eZ} = -1 + 4s_W^2$ sowie $a_{eZ} = 1$. Die übrigen Konstanten f_γ , f_Z , C_γ , D_γ , C_Z , D_Z , Λ_γ und Λ_Z beschreiben die Kopplungsstärke und typische Energieskala des anomalen Vertexoperators.

Die folgenden Produkte von Matrixelementen werden zur Bestimmung des Betragsquadrats des Matrixelements für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow t\bar{c}$ benötigt:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{V1} \mathcal{M}_{V2}^+ &= \frac{f_{V1} f_{V2} g_{V1} g_{V2}^*}{\Lambda_{V1} \Lambda_{V2} D_{V1}(q^2) D_{V2}(q^2)} [\bar{u}_t(q_-) \sigma_{\lambda\mu} q^\lambda (C_{V1} + D_{V1} \gamma_5) v_c(q_+) \\ &\quad \bar{v}_e(p_+) \gamma^\mu (v_{eV1} + a_{eV1} \gamma_5) u_e(p_-)] \\ &\quad \cdot [\bar{u}_e(p_-) (v_{eV2} - a_{eV2} \gamma_5) \gamma^\sigma v_e(p_+) \\ &\quad \bar{v}_c(q_+) (C_{V2}^* - D_{V2}^* \gamma_5) q^\rho \sigma_{\rho\sigma} u_t(q_-)], \end{aligned} \quad (4.4)$$

wobei sowohl $V1 = \gamma, Z$ als auch $V2 = \gamma, Z$ möglich sind. Wenn die Konstanten C und D komplexwertig sind, dann genügt es, $\frac{f}{\Lambda}$ als reellwertig anzunehmen.

Nach Mittelung über die Spins der einlaufenden Fermionen und Summation über die Spins der auslaufenden Fermionen und Auswertung der Spuren nach Gl. (4.1) ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{V_1}\mathcal{M}_{V_2}^+ &= \frac{f_{V_1}f_{V_2}g_{V_1}g_{V_2}^*}{\Lambda_{V_1}\Lambda_{V_2}D_{V_1}(q^2)D_{V_2}(q^2)} \\
&\cdot [4(C_{V_1}C_{V_2}^* + D_{V_1}D_{V_2}^*)(v_{eV_1}v_{eV_2}^* + a_{eV_1}a_{eV_2}^*) \\
&\{2(q_- \cdot q)(p_+ \cdot q)(p_- \cdot q_+) + 2(q_- \cdot q)(p_+ \cdot q_+)(p_- \cdot q) \\
&+ 2(q_+ \cdot q)(p_+ \cdot q)(p_- \cdot q_-) + 2(q_+ \cdot q)(p_+ \cdot q_-)(p_- \cdot q) \\
&- 2(q \cdot q)(p_+ \cdot q_-)(p_- \cdot q_+) - 2(q \cdot q)(p_- \cdot q_-)(p_+ \cdot q_+) \\
&- 2(p_+ \cdot q)(p_- \cdot q)(q_+ \cdot q_-) + (q \cdot q)(q_+ \cdot q_-)(p_+ \cdot p_-) \\
&+ m_e^2(4(q_+ \cdot q)(q_- \cdot q) - (q_+ \cdot q_-)(q \cdot q)) \\
&+ m_c m_t(2(p_+ \cdot q)(p_- \cdot q) + (p_+ \cdot p_-)(q \cdot q)) \\
&+ 3m_e^2 m_c m_t(q \cdot q)\} \\
&8(C_{V_1}D_{V_2}^* + D_{V_1}C_{V_2}^*)(v_{eV_1}a_{eV_2}^* + a_{eV_1}v_{eV_2}^*) \\
&\{(q_- \cdot q)(p_+ \cdot q)(q_+ \cdot p_-) - (q_- \cdot q)(q_+ \cdot p_+)(p_- \cdot q) \\
&+ (q_+ \cdot q)(p_+ \cdot q)(q_- \cdot p_-) - (q_+ \cdot q)(q_- \cdot p_+)(p_- \cdot q)\} \} \quad (4.5)
\end{aligned}$$

Der Endzustand des betrachteten Prozesses enthält zwei Teilchen unterschiedlicher Masse, so dass die Ruhemassen in einer Form auftreten, die nicht sehr geläufig ist. Deswegen seien die Impuls-Vierervektoren im Schwerpunktsystem hier explizit aufgeführt:

$$\begin{aligned}
q &= (\sqrt{s}; 0, 0, 0), \\
p_+ &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}; 0, 0, \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_e\right), \\
p_- &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}; 0, 0, -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_e\right), \\
q_+ &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_\pm^2; \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_+\beta_- \sin \theta, 0, \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_+\beta_- \cos \theta\right), \\
q_- &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}(2 - \beta_\pm^2); -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_+\beta_- \sin \theta, 0, -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_+\beta_- \cos \theta\right).
\end{aligned} \quad (4.6)$$

Die verschiedenen β -Faktoren sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
\beta_e^2 &= 1 - \frac{4m_e^2}{s}, \\
\beta_+^2 &= 1 - \frac{(m_t + m_c)^2}{s}, \quad \beta_-^2 = 1 - \frac{(m_t - m_c)^2}{s}, \quad \beta_\pm^2 = 1 - \frac{m_t^2 - m_c^2}{s}.
\end{aligned} \quad (4.7)$$

Aus dem Betragsquadrat des Matrixelementes für den Prozess $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ läßt sich durch Ausnutzen der “crossing”-Symmetrie das Betragsquadrat des

Matrixelementes für den Prozess auf Parton-Niveau $e^+c \rightarrow e^+t$ gewinnen. Dabei werden das virtuelle Photon bzw. Z-Boson im t-Kanal ausgetauscht. Der minimale Energieübertrag ist proportional zu m_e^2 , wodurch der Photonpropagator $1/s$ regularisiert wird. Wegen dieser Rolle der Elektronenmasse wurde sie der Vollständigkeit halber in allen Rechnungen mitgeführt. Die Impuls-Vierervektoren im Schwerpunktsystem lauten in diesem Fall:

$$\begin{aligned}
p_+ &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{c\pm}^2; 0, 0, \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{c+}\beta_{c-} \right), \\
q_c &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}(2 - \beta_{c\pm}^2); 0, 0, -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{c+}\beta_{c-} \right), \\
p_- &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{t\pm}^2; \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{t+}\beta_{t-} \sin \theta, 0, \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{t+}\beta_{t-} \cos \theta \right), \\
q_- &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}(2 - \beta_{t\pm}^2); -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{t+}\beta_{t-} \sin \theta, 0, -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{t+}\beta_{t-} \cos \theta \right), \\
q &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}(\beta_{c\pm}^2 - \beta_{t\pm}^2); -\frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_{t+}\beta_{t-} \sin \theta, 0, \frac{1}{2}\sqrt{s}(\beta_{c+}\beta_{c-} - \beta_{t+}\beta_{t-} \cos \theta) \right),
\end{aligned} \tag{4.8}$$

wobei p_+ den Impuls des einlaufenden und p_- den Impuls des auslaufenden Positrons, q_c den Impuls des einlaufenden c-Quarks, q_t den Impuls des auslaufenden t-Quarks und q den Impulsübertrag bezeichnet. Die β -Faktoren sind analog zu Gl. (4.7) definiert:

$$\begin{aligned}
\beta_{c+}^2 &= 1 - \frac{(m_c+m_e)^2}{s}, & \beta_{c-}^2 &= 1 - \frac{(m_c-m_e)^2}{s}, & \beta_{c\pm}^2 &= 1 - \frac{m_c^2-m_e^2}{s}, \\
\beta_{t+}^2 &= 1 - \frac{(m_t+m_e)^2}{s}, & \beta_{t-}^2 &= 1 - \frac{(m_t-m_e)^2}{s}, & \beta_{t\pm}^2 &= 1 - \frac{m_t^2-m_e^2}{s}.
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Literaturverzeichnis

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; A. Salam, in: *Elementary Particle Physics*, Proc. 8th Nobel Symp. (Hrsg. N. Svartholm) Almquist und Wiksell, Stockholm 1968, S. 367.
- [2] Theorie der starken Wechselwirkung als $SU(3)_C$ -Eichtheorie mit einem Oktett masseloser Gluonen:
H. Fritzsche und M. Gell-Mann, in *Proc. XVI. International Conference on High Energy Physics*, Batavia, 1972 (Hrsg. J. D. Jackson, A. Roberts und R. Donaldson) National Accelerator Laboratory 1972, Vol. II, S. 135; H. Fritzsche, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47** (1973) 365.
- [3] Entdeckung der asymptotischen Freiheit von QCD:
D. J. Gross und F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343; Phys. Rev. D **8** (1973) 3633; H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346; S. Weinberg, *ibid.* **31** (1973) 494.
- [4] S. Heinemeyer und G. Weiglein, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **89** (2000) 216, [hep-ph/0007307]; U. Baur *et al.* [The Snowmass Working Group on Precision Electroweak Measurements Collaboration], in: *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics* Snowmass, USA, 2001 (Hrsg. R. Davidson und C. Quigg), hep-ph/0202001.
- [5] T. P. Cheng und L. F. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Clarendon Press, Oxford 1984, Abschnitt 11.3.
- [6] F. R. Gantmacher, *Matrizentheorie*, Springer Verlag, Berlin 1986, Abschnitt 9.12.
- [7] D. Atwood, L. Reina und A. Soni, Phys. Rev. D **55** (1997) 3156, [hep-ph/9609279].
- [8] M. Kobayashi und M. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

- [9] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [10] Y. Fukuda, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562, [hep-ex/9807003]; Y. Fukuda, *et al.*, Phys. Lett. B **436** (1998) 33, [hep-ex/9805006]; Y. Suzuki, 17th Int. Workshop on Weak Interactions and Neutrinos, Kapstadt, Südafrika, Januar 1999; A. Mann, XIXth Int. Symp. on Lepton-Photon Interactions, Stanford, Kalifornien, USA, August 1999, [hep-ex/9912007].
- [11] D. E. Groom, *et al.*, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.
- [12] H. Fritzsch und Z. Z. Xing, Prog. Part. Nucl. Phys. **45** (2000) 1, [hep-ph/9912358].
- [13] J. Gasser und H. Leutwyler, Annals Phys. **158** (1984) 142; Nucl. Phys. B **250** (1985) 465.
- [14] J. Gasser und H. Leutwyler, Phys. Rept. **87** (1982) 77.
- [15] J. F. Donoghue, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39** (1989) 1.
- [16] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein und V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147** (1979) 385; *ibid.* 448; *ibid.* 519.
- [17] E. Shuryak, Phys. Rept. **264** (1996) 357.
- [18] M. Creutz, L. Jacobs und C. Rebbi, Phys. Rept. **95** (1983) 201.
- [19] C. R. Allton, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **64** (1998) 242, [hep-ph/9710212]; R. Gupta und T. Bhattacharya, Phys. Rev. D **55** (1997) 7203, [hep-lat/9605039].
- [20] Siehe Ref. [11] Seite 378.
- [21] M. Neubert, Phys. Rept. **245** (1994) 259, [hep-ph/9306320].
- [22] B. Grinstein, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 101.
- [23] N. Gray, D. J. Broadhurst, W. Grafe und K. Schilcher, Z. Phys. C **48**(1990) 673.
- [24] H. Arason, *et al.*, Phys. Rev. D **46** (1992) 3945.
- [25] H. Fusaoka und Y. Koide, Phys. Rev. D **57** (1998) 3986, [hep-ph/9712201].

- [26] S. R. Juarez W., S. F. Herrera H., P. Kielanowski und G. Mora H., hep-ph/0009148.
- [27] W. J. Marciano, BNL-49517, 5th International Symposium on Heavy Flavor Physics, Montreal, Kanada, 6. - 10. Juli 1993.
- [28] A. Blumhofer und M. Hutter, Nucl. Phys. B **484** (1997) 80, [hep-ph/9605393]; R. Ruchti und M. Wayne, *Quark and Lepton Masses*, DPF94, Albuquerque, New Mexico, USA, 2. - 4. Aug. 1994 (unveröffentlicht); E. M. Lipmanov, *On Exponential Mass Spectrum Of Leptons* (in russisch), Yad. Fiz. **32** (1980) 1077; J. D. Bjorken, SLAC-PUB-2195, Sep. 1978 (unveröffentlicht).
- [29] V. Barger, *et al.*, Phys. Lett. B **462** (1999) 109, [hep-ph/9907421].
- [30] Y. Fukuda, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1158, [hep-ex/9805021]; (E) *ibid.* **81** (1998) 4279; B. Cleveland, *et al.*, Ap. J. **496** (1998) 505; T. Kirsten für die GALLEX und GNO Collab., Nucl. Phys. Proc. Suppl. **77** (1999) 26; D. Abdurashitov für die SAGE Collab., *ibid.* S. 20.
- [31] J. Bahcall, S. Basu und M. Pinsonneault, Phys. Lett. B **433** (1998) 1, [astro-ph/9805135].
- [32] C. Athanassopoulos, *et al.* [LSND Collab.], Phys. Rev. C **54** (1996) 2685, [nucl-ex/9605001]; Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3082, [nucl-ex/9605003].
- [33] K. Eitel, *et al.* [KARMEN Collab.], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **77** (1999) 212, [hep-ex/9809007].
- [34] L. Baudis, *et al.* [Heidelberg-Moscow Collab.], Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 41, [hep-ex/9902014]; H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, H. L. Harney und I. V. Krivosheina, Mod. Phys. Lett. A **16** (2002) 2409, [hep-ph/0201231].
- [35] S. Raby, hep-ph/9501349.
- [36] S. Weinberg, in: *A Festschrift for I. I. Rabi* (Hrsg. L. Motz) Acad. Sci., New York 1977 (Trans. N. Y. Acad. Sci., Ser. II, **38** (1977)) S. 185; F. Wilczek und A. Zee, Phys. Lett. B **70** (1977) 418; H. Fritzsch, *ibid.* 436.
- [37] R. Gatto, G. Sartori und M. Tonin, Phys. Lett. B **28** (1968) 128; N. Cabibbo und L. Maiani, *ibid.* 131; R. J. Oakes *ibid.* **29** (1969) 683.

- [38] H. Fritzsch, Phys. Lett. B **73** (1978) 317; Nucl. Phys. B **155** (1979) 189.
- [39] S. Weinberg, Phys. Rev. D **5** (1972) 1962.
- [40] H. Georgi und S. L. Glashow, Phys. Rev. D **7** (1973) 2457.
- [41] K. S. Babu und E. Ma, Mod. Phys. Lett. A **4** (1989) 1975; E. Ma, UCRHEP-T54, DPF '90, Houston, Texas, USA, 3. - 6. Jan., 1990.
- [42] M. Gell-Mann, P. Ramond und R. Slansky, Print-80-0576 (CERN), in: *Supergravity* (Hrsg. P. van Nieuwenhuizen und D. Z. Freedman) North Holland, Amsterdam 1979, S. 315.
- [43] J. A. Aguilar-Saavedra und M. Masip, Phys. Rev. D **54** (1996) 6903, [hep-ph/9604287]; C. H. Albright, Eur. Phys. J. C **1** (1998) 657, [hep-ph/9608372]; Z. Z. Xing, J. Phys. G **23** (1997) 717, [hep-ph/9703306].
- [44] M. Carena, S. Dimopoulos, C. E. Wagner und S. Raby, Phys. Rev. D **52** (1995) 4133, [hep-ph/9503488]; T. Blazek, S. Raby und S. Pokorski, Phys. Rev. D **52** (1995) 4151, [hep-ph/9504364].
- [45] B. Pendleton und G. G. Ross, Phys. Lett. B **98** (1981) 291; C. T. Hill, Phys. Rev. D **24** (1981) 691; E. A. Paschos, Z. Phys. C **26** (1984) 235; M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski und C. E. Wagner, Nucl. Phys. B **419** (1994) 213, [hep-ph/9311222].
- [46] S. Coleman und J. Mandula, Phys. Rev. **159** (1967) 1251; R. Haag, J. T. Lopuszanski und M. Sohnius, Nucl. Phys. B **88** (1975) 257.
- [47] H. E. Haber und G. L. Kane, Phys. Rept. **117** (1985) 75; H. P. Nilles, Phys. Rept. **110** (1984) 1.
- [48] H. E. Haber, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **62** (1998) 469, [hep-ph/9709450].
- [49] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros und C. E. Wagner, Phys. Lett. B **355** (1995) 209, [hep-ph/9504316]; M. Carena, M. Quiros und C. E. Wagner, Nucl. Phys. B **461** (1996) 407, [hep-ph/9508343]; H. E. Haber, R. Hempfling und A. H. Hoang, Z. Phys. C **75** (1997) 539, [hep-ph/9609331]; S. Heinemeyer, W. Hollik und G. Weiglein, Phys. Lett. B **440** (1998) 296, [hep-ph/9807423]; *ibid.* **455** (1999) 179, [hep-ph/9903404]; Eur. Phys. J. C **9** (1999) 343, [hep-ph/9812472]; R. Zhang, Phys. Lett. B **447** (1999) 89, [hep-ph/9808299].
- [50] H. Georgi und S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438.

- [51] H. Fritzsch und P. Minkowski, *Annals Phys.* **93** (1975) 193.
- [52] H. Georgi und C. Jarlskog, *Phys. Lett. B* **86** (1979) 297.
- [53] J. Louis, hep-ph/9205226; *Phenomenological aspects of string theory*, ICTP Spring School On Nonperturbative Aspects Of String Theory And Supersymmetric Gauge Theories, Triest, Italien, 23. - 31. März 1998.
- [54] s. Ref. [5], Abschnitt 13.1.
- [55] S. Weinberg, *Phys. Rev. D* **19** (1979) 1277; L. Susskind, *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2619.
- [56] S. Dimopoulos und L. Susskind, *Nucl. Phys. B* **155** (1979) 237; E. Eichten und K. Lane, *Phys. Lett. B* **90** (1980) 125.
- [57] B. Holdom, *Phys. Rev. D* **24** (1981) 1441; *Phys. Lett. B* **150** (1985) 301; T. Appelquist, D. Karabali, und L. C. R. Wijewardhana, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 957; T. Appelquist und L. C. R. Wijewardhana, *Phys. Rev. D* **36** (1987) 568; K. Yamawaki, M. Bando, und K. Matumoto, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1335; T. Akiba und T. Yanagida, *Phys. Lett. B* **169** (1986) 432.
- [58] E. Farhi und L. Susskind, *Phys. Rept.* **74** (1981) 277; K. Lane, hep-ph/9401324; hep-ph/0007304; J. Ellis, G. L. Fogli und E. Lisi, *Phys. Lett. B* **343** (1995) 282.
- [59] Y. Nambu, in: *New Theories in Physics. Proc. of the XI. Warsaw Symposium on High Energy Physics*, Kazimierz, Polen, 1988 (Hrsg. Z. Adjuj, S. Pokorski und A. Trautmann) World Scientific, Singapur 1989, S. 1; V. A. Miransky, M. Tanabashi, und K. Yamawaki, *Phys. Lett. B* **221** (1989) 177; *Mod. Phys. Lett. A* **4** (1989) 1043; W. A. Bardeen, C. T. Hill, und M. Lindner, *Phys. Rev. D* **41** (1990) 1647; C. T. Hill, *Phys. Lett. B* **266** (1991) 419; S. P. Martin, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 4283; *ibid.* **46** (1992) 2197; *Nucl. Phys. B* **398** (1993) 359; M. Lindner und D. Ross, *Nucl. Phys. B* **370** (1992) 30; R. Bönisch, *Phys. Lett. B* **268** (1991) 394; C. T. Hill, D. Kennedy, T. Onogi und H. L. Yu, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 2940.
- [60] W. A. Bardeen, C. T. Hill und M. Lindner, *Phys. Rev. D* **41** (1990) 1647.
- [61] R. Bönisch, *Phys. Lett. B* **268** (1991) 394.

- [62] C. T. Hill, Phys. Lett. B **345** (1995) 483, [hep-ph/9411426].
- [63] G. Cvetič, Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 513, [hep-ph/9702381].
- [64] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, Addison-Wesley, Redwood City 1983; hierzu siehe Abschnitt 6.5.
- [65] K. G. Wilson, unveröffentlicht, zitiert in: L. Susskind, Phys. Rev. D **20** (1979) 2619; M. Veltman, Acta Phys. Polon. B **12** (1981) 437; C. H. Llewellyn Smith, Phys. Rept. **105** (1984) 53.
- [66] L. Susskind, Phys. Rept. **104** (1984) 181.
- [67] K. G. Wilson, Phys. Rev. B **4** (1971) 3184; Phys. Rev. D **3** (1971) 1818; K. G. Wilson und J. Kogut, Phys. Rept. **12** (1974) 76.
- [68] M. Sher, Phys. Rept. **179** (1989) 273.
- [69] D. B. Fairlie, J. Phys. G **5** (1979) L 55; Phys. Lett. B **82** (1979) 97; N. S. Manton, Nucl. Phys. B **158** (1979) 141; G. Chapline und M. S. Manton, Nucl. Phys. B **184** (1981) 391.
- [70] Die gleiche generelle Idee findet sich bereits in der klassischen Arbeit von W. Pauli, Rev. Mod. Phys. **13** (1941) 203 und den dort zitierten Arbeiten.
- [71] M. Dubois-Violette, R. Kerner und J. Madore, Class. Quant. Grav. **6** (1989) 1709; J. Math. Phys. **31** (1990) 323.
- [72] Ein formal vergleichbarer Ansatz mit einer unterschiedlichen Philosophie wurde unabhängig in der Arbeit von I. S. Sogami, Prog. Theor. Phys. **94** (1995) 117, diskutiert und in den folgenden Arbeiten weiter ausgeführt: K. Morita, Prog. Theor. Phys. **94** (1995) 125; E. Umezawa, Prog. Theor. Phys. **98** (1997) 187, [hep-ph/9702336]; K. Morita, Y. Okumura und M. Tanaka-Yamawaki, Prog. Theor. Phys. **94** (1995) 445; M. Chaves und H. Morales, Mod. Phys. Lett. A **13** (1998) 2021, [hep-th/9801088]; I. S. Sogami und H. Tanaka, 5th International Wigner Symposium (WIGSYM 5), Wien, Österreich, 25. - 29. Aug. 1997; M. Chaves und H. Morales, hep-ph/9907480; I. S. Sogami, H. Tanaka und T. Shirafuji, Prog. Theor. Phys. **102** (1999) 903; H. Tanaka und I. S. Sogami, Prog. Theor. Phys. **103** (2000) 621.
- [73] T. D. Lee und C. N. Yang, Phys. Rev. **98** (1955) 1501.

- [74] S. Coleman und E. Weinberg, Phys. Rev. D **7** (1973) 1888.
- [75] C. N. Yang und R. L. Mills, Phys. Rev. **96** (1954) 191.
- [76] G. Grunberg und S. Pokorski, Phys. Lett. B **255** (1991) 265.
- [77] Y. Nambu, *Mass Formulas and Dynamical Symmetry Breaking*, Enrico-Fermi-Institute-Preprint, EFI 90-37 (1990).
- [78] H. Fritzsche, hep-ph/9605300.
- [79] A. De Rújula und S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 46; A. De Rújula, H. Georgi und S. L. Glashow, Phys. Rev. D **12** (1975) 147; H. Fritzsche und P. Minkowski, Nuovo Cim. **30** (1975) 393; N. Isgur, Phys. Rev. D **13** (1976) 122.
- [80] H. Harari, H. Haut und J. Weyers, Phys. Lett. B **78** (1978) 459; Y. Chikashige, G. Gelmini, R. P. Peccei, und M. Roncadelli, Phys. Lett. B **94** (1980) 499; H. Fritzsche, in: *Proceedings of the Europhysics Topical Conference on Flavor Mixing in Weak Interactions*, Erice, Italien, 1984 (Hrsg. L. L. Chau) Plenum, New York 1984, S. 717; C. Jarlskog, in: *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, 1986 (Hrsg. K. R. Schubert und R. Waldi) DESY, Hamburg 1986, S. 331; Y. Nambu, in: *New Theories in Physics. Proc. of the XI. Warsaw Symposium on High Energy Physics*, Kazimierz, Polen, 1988 (Hrsg. Z. Ajduk, S. Pokorski und A. Trautman) World Scientific, Singapur 1989, S. 1; H. Fritzsche, *ibid.* S. 11; Y. Koide, Phys. Lett. B **120** (1983) 161; Phys. Rev. D **28** (1983) 252; *ibid.* **39** (1989) 1391; Z. Phys. C **45** (1989) 39; L. Lavoura, Phys. Lett. B **228** (1989) 245; M. Tanimoto, Phys. Rev. D **41** (1990) 1586; Phys. Rev. D **42** (1990) 252; P. Kaus und S. Meshkov, Mod. Phys. Lett. A **3** (1988) 1251, (E) *ibid.* **4** (1989) 603; Ann. N. Y. Acad. Sci. **578** (1989) 353; Phys. Rev. D **42** (1990) 1863; G. C. Branco, J. I. Silva-Marcos und M. N. Rebelo, Phys. Lett. B **237** (1990) 446; H. Fritzsche und J. Planckl, Phys. Lett. B **237** (1990) 451; H. Fritzsche und D. Holtmanspötter, Phys. Lett. B **338** (1994) 290, [hep-ph/9406241]; H. Lehmann, C. Newton, und T. T. Wu, Phys. Lett. B **384** (1996) 249; Z. Z. Xing, J. Phys. G **23** (1997) 1563; K. Kang und S. K. Kang, Phys. Rev. D **56** (1997) 1511, [hep-ph/9704253]; T. Shinohara, H. Tanaka, und I. S. Sogami, Prog. Theor. Phys. **100** (1998) 615, [hep-ph/9807457]; V. V. Kiselev, hep-ph/9806523; S. L. Adler, Phys. Rev. D **59** (1999) 015012, [hep-ph/9901449]; A. Mondragón und E. Rodríguez-Jáuregui, Phys. Rev. D **59** (1999) 093009, [hep-ph/9902240].

- [81] H. Fritzsch und D. Holtmannspötter, Phys. Lett. B **338** (1994) 290, [hep-ph/9406241].
- [82] D. Holtmannspötter, Diplomarbeit, München 1993, unveröffentlicht.
- [83] H. Lehmann, C. Newton, und T. T. Wu, Phys. Lett. B **384** (1996) 249;
- [84] S. Weinberg und E. Witten, Phys. Lett. B **96** (1980) 59.
- [85] G. Kopp, D. Schaile, M. Spira und P. M. Zerwas, Z. Phys. C **65** (1995) 545, [hep-ph/9409457].
- [86] G. 't Hooft, in: *Recent developments in Gauge Theories. Cargese Summer Inst. 1979*, Cargese, Frankreich, 1979 (Hrsg. G. 't Hooft *et al.*) Plenum, New York 1980, S. 135.
- [87] L. Lyons, Prog. Part. Nucl. Phys. **10** (1983) 227.
- [88] R. D. Peccei, MPI-PAE/PTh 56/83, Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, England, 20. - 27. Juli, 1983.
- [89] D. Schildknecht, MPI-PAE/PTh 23/83, Europhysics Study Conf. on Electroweak Effects at High Energies, Erice, Italien, 1.- 15. Feb., 1983.
- [90] H. Terazawa INS-536, Mexican School on Particles and Fields, Oaxtepec, Mexico, 3. - 14. Dez., 1984.
- [91] R. Ramachandran, Print-85-0100 (IIT,KANPUR), 7th HEP Symp., Jammu, Indien, 8. - 13. Okt., 1984.
- [92] W. Buchmuller, CERN-TH-4189/85, 24th Int. Universitätswochen für Kernphysik, Schladming, Österreich, 20. Feb. - 1. März, 1985.
- [93] H. Harari, SLAC-PUB-4060, 23rd Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Kalifornien, USA, 16. - 23. Juli, 1986.
- [94] K. Akama, Print-87-0759 (SAITAMA), Mtg. on Physics at TeV Energy Scale, Tsukuba, Japan, 28. - 30. Mai, 1987.
- [95] R. D. Peccei, DESY 87-050, Lake Louise Winter Institute: Selected Topics in Electroweak Interactions, Lake Louise, Kanada, 15. - 21. Feb., 1987.
- [96] R. R. Volkas und G. C. Joshi, Phys. Rept. **159** (1988) 303.

- [97] M. Suzuki, UCB-PTH-92-17, Int. Symp. on Bound Systems and Extended Objects, Karuizawa, Japan, 19. - 21. März, 1992.
- [98] I. A. D'Souza und C. S. Kalman, *Preons: Models of Leptons, Quarks and Gauge Bosons as Composite Objects* World Scientific, Singapur 1992.
- [99] H. Harari, Phys. Lett. B **86** (1979) 83; M. A. Shupe, Phys. Lett. B **86** (1979) 87; H. Harari und N. Seiberg, Nucl. Phys. B **204** (1982) 141.
- [100] O. W. Greenberg und J. Sucher, Phys. Lett. B **99** (1981) 339; H. Fritzsch und G. Mandelbaum, Phys. Lett. B **102** (1981) 319; R. Barbieri, R. N. Mohapatra und A. Masiero, Phys. Lett. B **105** (1981) 369, (E) *ibid.* **107** (1981) 455.
- [101] Y. Koide, Phys. Lett. B **120** (1983) 161.
- [102] X. Calmet, H. Fritzsch und D. Holtmannspötter, Phys. Rev. D **64** (2001) 037701, [hep-ph/0103012].
- [103] H. Fritzsch und D. Holtmannspötter, Phys. Lett. B **457** (1999) 186, [hep-ph/9901411].
- [104] D. Holtmannspötter, *Single top production at LEP-2 and HERA*, in: *From the Planck Length to the Hubble Radius. Proc. Int. School of Subnuclear Physics* Erice, Italien, 1998 (Hrsg. A. Zichichi) World Scientific, Singapur 2000, S. 603.
- [105] R. Wilson, Phys. Today, Heft Januar (1969) 47.
- [106] C. Itzykson und J. B. Zuber, *Quantum Field Theory*, McGraw-Hill, New York 1980, Abschnitt 3-4-4 .
- [107] D. Atwood, L. Reina und A. Soni, Phys. Rev. D **55** (1997) 3156, [hep-ph/9609279].
- [108] A. Czarnecki und W. J. Marciano, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **76** (1999) 245, [hep-ph/9810512]; Phys. Rev. D **64** (2001) 013014, [hep-ph/0102122]; J. Calmet, S. Narison, M. Perrottet und E. de Rafael, Rev. Mod. Phys. **49** (1977) 21.
- [109] J. Bailey *et al.*, Nucl. Phys. B **150** (1979) 1.
- [110] H. N. Brown *et al.* [Muon (g - 2) Collab.], Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2227, [hep-ex/0102017].

- [111] K. Lane, hep-ph/0102131.
- [112] Siehe Ref. [11] Seite 23f.
- [113] S. Ritt, *A new $\mu \rightarrow e\gamma$ experiment at PSI*, Second Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin, NOON 2000, Tokio, Japan, 6. - 8. Dez. 2000, Vortragsmanuskript und weitere Informationen unter <http://meg.psi.ch>.
- [114] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collab.], Phys. Lett. B **519** (2001) 23, [hep-ex/0109011].
- [115] M. Knecht und A. Nyffeler, Phys. Rev. D **65** (2002) 073034, [hep-ph/0111058]; M. Knecht, A. Nyffeler, M. Perrottet und E. De Rafael, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 071802, [hep-ph/0111059]; M. Hayakawa und T. Kinoshita, hep-ph/0112102; J. Bijnens, E. Pallante und J. Prades, Nucl. Phys. B **626** (2002) 410, [hep-ph/0112255]; I. Blokland, A. Czarnecki und K. Melnikov, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 071803, [hep-ph/0112117].
- [116] J. Prades, hep-ph/0108192 (überarbeitete Version vom 19. Dez. 2001).
- [117] B. Kayser, Phys. Rev. D **26** (1982) 1662.
- [118] K. Fujikawa und R. E. Shrock, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 963.
- [119] M. Voloshin, Nucl. Phys. B **19** (1990) 433.
- [120] P. B. Pal und L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **25** (1982) 766.
- [121] A. De Rujula und S. Glashow, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 942.
- [122] F. Neubig, Diplomarbeit, München 1994, unveröffentlicht.
- [123] G. G. Raffelt, Phys. Rept. **320** (1999) 319.
- [124] E. Kh. Akhmedov, A. Lanza und S. T. Petcov, Phys. Lett. B **348** (1995) 124, [hep-ph/9411299].
- [125] A. V. Kyuldjiev, Nucl. Phys. B **243** (1984) 387; P. Vogel und J. Engel, Phys. Rev. D **39** (1989) 3378.
- [126] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2430, [hep-ex/9812011]; M. B. Smy, hep-ex/9903034; M. Nakahata, TAUP99 Meeting.

- [127] J. F. Beacom und P. Vogel, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 5222, [hep-ph/9907383].
- [128] H. Fritzsche und Z. Z. Xing, Phys. Lett. B **372** (1996) 265, [hep-ph/9509389]; *ibid.* **440** (1998) 313, [hep-ph/9808272].
- [129] J. Trampetic, hep-ph/0002131.
- [130] S. Ahmed *et al.* [CLEO Collab.], hep-ex/9908022; T. E. Coan *et al.* [CLEO Collab.], Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5283 [hep-ex/9912057].
- [131] CDF Collab., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2525.
- [132] V. F. Obraztsov, S. R. Slabospitsky und O. P. Yushchenko, Phys. Lett. B **426** (1998) 393, [hep-ph/9712394]; B. A. Arbuzov und M. Y. Osipov, Phys. Atom. Nucl. **62** (1999) 485, [hep-ph/9802392].
- [133] T. Han und J. L. Hewett, Phys. Rev. D **60** (1999) 074015, [hep-ph/9811237].
- [134] E. Boos, *et al.*, Phys. Lett. B **326** (1996) 190; K. Hagiwara, M. Tanaka und T. Stelzer, Phys. Lett. B **325** (1994) 521, [hep-ph/9401295].
- [135] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collab.], Phys. Lett. B **519** (2001) 23; [hep-ex/0109011].
- [136] R. Barate *et al.* [ALEPH Collab.], CERN-EP-2000-102; S. Andringa *et al.* [DELPHI Collab.], CERN-OPEN-99-397; M. Antonelli [ALEPH Collab.], CERN-OPEN-99-267, International Europhysics Conference on High-Energy Physics (EPS-HEP 99), Tampere, Finnland, 15. - 21. Juli, 1999.
- [137] U. Baur und J. J. van der Bij, Nucl. Phys. B **304** (1988) 451.
- [138] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling und R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **4** (1998) 463, [hep-ph/9803445].
- [139] S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson und N. Sakai, Phys. Lett. B **93** (1980) 451; S. J. Brodsky, C. Peterson und N. Sakai, Phys. Rev. D **23** (1981) 2745.
- [140] J. F. Gunion und R. Vogt, hep-ph/9706252.
- [141] C. Adloff *et al.* [H1 Collab.], Eur. Phys. J. C **5** (1998) 575, [hep-ex/9806009].

- [142] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collab.], Phys. Lett. B **471** (2000) 411 [hep-ex/9907023].
- [143] J. Olsson [H1 und ZEUS Collab.], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **82** (2000) 432.
- [144] Siehe Anhang von Ref. [64].

Lebenslauf

Name: Dirk Holtmannspötter
Geboren: 8. April 1966 in Rhede
Adresse: Torfbruchstr. 65
D-40625 Düsseldorf

Schulausbildung

Sep. 1972 – Juli 1976 Ludgerus-Grundschule in Bocholt
Sep. 1976 – Mai 1985 St. Georg-Gymnasium in Bocholt, Abschluß: Abitur

Wehrdienst

Okt. 1985 – Dez. 1986 Grundausb. in Northeim u. Stabsdienst in Coesfeld

Studium der Physik

Okt. 1986 – Juli 1990 Grund- u. Hauptstudium an der Universität Bonn
Aug. 1990 – Mai 1991 Graduate School der Universität von Kansas
in Lawrence, Kansas, USA, Abschluß: Master of Science
Okt. 1991 – März 1992 Fortsetzung des Studiums an der Universität Bonn
April 1992 – Sep. 1993 Wechsel an die Ludwig-Maximilians-Universität
München, Abschluß: Diplom
Seit Okt. 1993 Promotion bei Prof. Dr. H. Fritsch

Berufliche Tätigkeit

Seit Sep. 1999 Technologieberater beim Verein Deutscher
Ingenieure (VDI) in Düsseldorf