

Kapitel 11

Elektroschwache Wechselwirkung

11.1 Überblick

Im Kapitel über Kernzerfälle hatten wir im Zusammenhang mit dem Kern- β Zerfall zum ersten mal die schwache Wechselwirkung kennen gelernt:

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad (11.1)$$

Die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung sind die intermediären Vektorbosonen W^\pm und Z^0 mit relativ großen Massen von $M_W \approx 80$ GeV und $M_Z \approx 90$ GeV. Bei niedrigen Energien, dh. $M_{W,Z} \gg E$, unterscheidet sich die schwache Wechselwirkung deutlich von der elektromagnetischen durch die folgenden Eigenschaften:

- lange Lebensdauer, $\tau > 10^{-13}$ s
- kleine Wirkungsquerschnitte, $\sigma(\bar{\nu}_e \rightarrow n e^+) \approx 10^{-43}$ s
- kurze Reichweiten, $R \approx 10^{-18}$ m

Auch in ihrer Struktur ist die schwache Wechselwirkung deutlich verschieden von den bisher diskutierten Interaktionen, nicht zuletzt wegen der großen Massen der Austauscheteilchen. Gebundene Zustände, die sich auf Grund der schwachen Wechselwirkung bilden, sind nicht bekannt. Bei der Beschreibung der Schwachen Wechselwirkung können wir uns nicht auf die Erfahrungen der Atom- und Kernphysik beziehen. Die schwache Wechselwirkung ist für den Zerfall von Quarks und Leptonen verantwortlich und wirkt in gleicher Weise auf Quarks und Leptonen.

Bis jetzt hatten wir die folgenden schwachen Zerfälle kennen gelernt:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ K_s^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \Lambda &\rightarrow p \pi^- \\ n &\rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \end{aligned}$$

11.2 Strom–Strom Wechselwirkung

In der Teilchenphysik ist es üblich, Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen als eine Kopplung zwischen den beiden elementaren Teilchenströmen und einem Austauscheteilchen (Propagator) zu formulieren. Dabei werden die beiden wechselwirkenden Teilchen als jeweils ein Teilchenstrom aufgefasst, der mit dem jeweils anderen über den Propagator verbunden ist. Dabei bezeichnet man die funktionale Abhängigkeit der Wechselwirkung als den Propagatorterm

11.2.1 Strom–Strom–Kopplung in der QED

Im klassischen Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung treten die Coulombkraft, die proportional dem Produkt der Ladungen ist, und die magnetische Kraft, die proportional dem Produkt der Ströme ist, auf. In relativistischer Schreibweise kann man beides zusammenfassen, indem man Ströme als Vierervektoren definiert (Gl 1.40), mit der Ladungsdichte als zeitliche Komponente und der Stromdichte als räumliche:

$$j^\mu = \begin{bmatrix} \rho \\ \vec{j} \end{bmatrix} \quad (11.2)$$

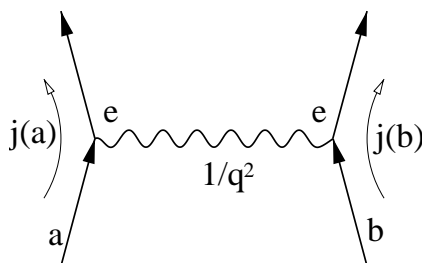


Abbildung 11.1: *Elektromagnetische Wechselwirkung als Strom–Strom Kopplung.*

Die elastische Streuung der Teilchen a und b (Abb. 11.1) wird durch ein Strom–Strom Matrixelement beschrieben:

$$M_{fi} = \frac{e^2}{q^2} j^\mu(a) j_\mu(b) = \frac{e^2}{q^2} (\rho_a \cdot \rho_b - \vec{j}_a \cdot \vec{j}_b) \quad (11.3)$$

Die Strom–Strom Kopplung in der QED geschieht über den Austausch eines Photons. Die Kopplungsstärke ist proportional e^2 bzw. zu α . Den $1/q^2$ -Term erhält man durch Fouriertransformation des $1/r$ -Potentials in den Impulsraum. Dieser Ausdruck entspricht dem oben eingeführten Propagatorterm.

Im allgemeinen beschreibt ein Strom in der Teilchenphysik einen Übergang eines Teilchenzustandes 1 in den Teilchenzustand 2. Ein Fermionenstrom $j^\mu(1 \rightarrow 2)$ wird durch einen Operator V^μ dargestellt, der die Wellenfunktion 1 auf die Wellenfunktion 2 abbildet. Für die fundamentalen Fermionen sind die Wellenfunktionen

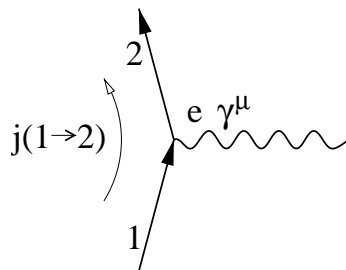


Abbildung 11.2: Feynmandiagramm für den Fermion–Photon–Vertex.

Dirac–Spinoren ψ_1 und ψ_2 (Gln. 1.57 und 1.58) und die Operatoren V^μ sind analog zur Definition des Wahrscheinlichkeitsstromes (Gl. 1.53) durch die γ –Matrizen gegeben:

$$j^\mu(1 \rightarrow 2) = \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2 \quad (11.4)$$

In einem Feynmandiagramm wird die Kopplungsstärke eines Fermion–Photon–Vertex durch die Ladung e und die Kopplungsstruktur durch die Operatoren γ^μ festgelegt (Abb. 11.2).

Die elektromagnetischen Ströme haben wie die Matrizen γ^μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ die Transformationseigenschaften von Vektoren. Man nennt die Wechselwirkung dieser Ströme deshalb auch **Vektorkopplung**.

11.2.2 Strom–Strom–Kopplung in der schwachen Wechselwirkung

Vier–Fermion Kopplung

Da die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr klein ist, und die Struktur zunächst noch nicht aufgelöst werden konnte, machte Fermi den Ansatz einer punktförmigen Kopplung von vier Fermionen aneinander. Für das Beispiel des Neutronenzerfalles ist der entsprechende Graph in Abb. 11.3 dargestellt. Um auch in der schwachen Wechselwirkung das Konzept der Strom–Stromkopplung anzuwenden, definiert man einen hadronischen Strom j_{had}^μ für den Übergang des Neutrons in ein Proton und einen leptonischen Strom j_μ^{lep} entsprechend für den Elektron–Neutrinoübergang. In Abb. 11.3 ist das auslaufende Antineutrino durch ein einlaufendes Neutrino ersetzt worden. Entsprechend dem Falle der QED machen wir den Ansatz wie in Gl. 11.4 unter der Annahme, dass der Strom ein Vektorstrom sei. Die tatsächliche Struktur der schwachen Stromes muss allerdings experimentell bestimmt werden (Kap. 11.3). Als Übergangsmatrixelement schreibt man dann analog zu Gl. 11.3:

$$M_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_{had}^\mu \cdot j_\mu^{lep} \quad (11.5)$$

Die Kopplungsstärke ist hier durch die Fermi–Konstante G_F festgelegt, wobei der Faktor $1/\sqrt{2}$ auf Konvention beruht. Sie ist sehr genau in leptonischen Zerfällen bestimmt worden (z.B. μ –Zerfall):

$$G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

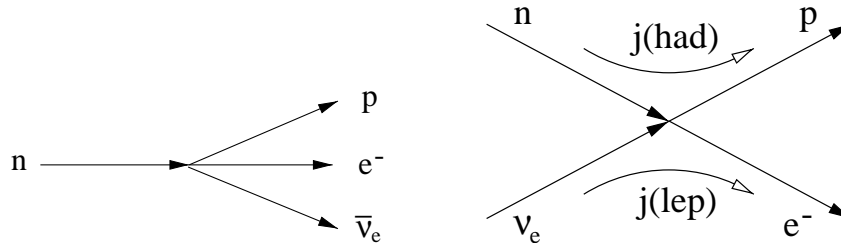


Abbildung 11.3: Zerfall des Neutrons als Vier-Fermion-Kopplung; rechts die Darstellung als Wechselwirkung zwischen einem hadronischen und einem leptonen Strom.

wobei G_F die Dimension Energie^{-2} hat, da der entsprechende Term $1/q^2$ eines Austauschteilchens fehlt.

Bei der punktförmigen 4-Fermionenkopplung ist keine Skala durch einen Propagator gegeben, somit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt einer punktförmigen Wechselwirkung:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \text{const.} \quad (11.6)$$

wogegen für die Abhängigkeit der elektromagnetischen, punktförmigen Streuung gilt:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \sim \frac{1}{q^4} \quad (11.7)$$

Das ist das Resultat des Rutherford'schen Streuquerschnittes (Gl. 4.4 mit $dq^2 \sim E^2 d\Omega$).

Bei der schwachen punktförmigen Vier-Fermionkopplung erhält man beispielsweise dann für die Reaktion $\nu_e + e^- \rightarrow e^- \nu_e$:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{\pi} \quad (11.8)$$

womit der totale Wirkungsquerschnitt proportional zu dem maximalen Impulsübergang $q_{max}^2 \approx s = (E_e^{CM} + E_\nu^{CM})^2 = 2m_e E_\nu$ wird, was zu einem mit E_ν ansteigenden und divergierenden totalen Wirkungsquerschnitt führt ($E_\nu = E_\nu^{LAB}$ im Laborsystem):

$$\sigma_\nu \sim E_\nu \quad (11.9)$$

Der Wirkungsquerschnitt überstiege dann ab einer bestimmten Energie (im Schwerpunktsystem bei ca. 300 GeV) die Unitaritätsschranke. Dann wären die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten größer als 1, was unphysikalisch wäre.

Das W -Boson

Das Unitaritätsproblem kann nur dann umgangen werden, wenn es in der schwachen Wechselwirkung massive Austauschteilchen, die W -Bosonen, gibt. Da die schwache Wechselwirkung von kurzer Reichweite R ist, müssen die Austauschteilchen eine grosse Masse haben:

$$M_W \approx \frac{1}{R} = \frac{\hbar}{c \cdot R} \quad (11.10)$$

Für ein massives Teilchen ergibt sich für den Propagatorterm (Abb. 11.4)

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{M_W^2 - q^2} \quad (11.11)$$

Für die Kopplung setzt man statt der elektrischen Ladung e eine Kopplungskonstante g ein, und setzt dann analog zum Matixelement von Gl. 11.5:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \rightarrow \frac{g^2}{M_W^2 - q^2} \stackrel{q^2 \rightarrow 0}{\approx} \frac{g^2}{M_W^2} \quad (11.12)$$

Analog zur Mott'schen Streuformel ist dann das Übergangsmatrixelement proportional zum Produkt aus dem Quadrat der **schwachen Ladung g** , an die das W -Boson koppelt und dem Propagator¹ für ein massives Spin-1 Teilchen. Weiter unten werden wir sehen, dass die schwache Ladung g und die elektrische Ladung e von der gleichen Größenordnung sind. Der Unterschied zur elektromagnetischen Wechselwirkung resultiert aus der endlichen Masse des Austauschteilchens. An die Stelle des Photon-Propagators $1/Q^2$ tritt ein Propagator, der für nicht zu große Impulsüberträge ($Q^2 \ll M_W^2$) nahezu konstant ist. Da das ausgetauschte W -Boson eine sehr grosse Masse hat, erscheint die schwache Wechselwirkung bei kleinen Werten von Q^2 wesentlich schwächer als die elektromagnetische. Entsprechend ist auch die Reichweite sehr klein:

$$R_s = \frac{\hbar}{M_W} \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ fm} \quad (11.13)$$

In der Näherung kleiner Viererimpulse kann also die Wechselwirkung wie oben als punktförmige 4-Fermionen Kopplung beschrieben werden. Die in Gl. 11.5 eingeführte Kopplungskonstante G_F (*Fermi Konstante*) ist in Analogie zur elektromagnetischen Kopplungskonstanten $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ proportional zum Quadrat der schwachen Ladung g . Sie wurde so definiert, dass $G_F/(\hbar c)^3$ die Dimension Energie^{-2} hat und mit g den folgenden Zusammenhang hat:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi \alpha}{2} \cdot \frac{g^2}{e^2} \cdot \frac{(\hbar c)^3}{M_W^2 c^4} \quad (11.14)$$

Wenn man versuchsweise $g = e$ setzt, erhält man $M_W \approx 30 \text{ GeV}$. Tatsächlich gehen in Gl. 11.12 weitere Faktoren ein, eine exakte Vorhersage wird nur durch die GSW-Theorie gemacht (Kap. 11.4).

Die W -Bosonen wurden 1983 am Beschleuniger SPS am CERN in Genf bei einer Masse von ca. 80 GeV gefunden (Nobelpreis 1984 für C. Rubia und S. van der Meer). In Proton–Antiproton–Kollisionen mit einer jeweiligen Strahlenergie von 270 GeV wurden die Ereignisse in Abb. 11.5 erstmals mit dem UA1–Detektor nachgewiesen. Die Ereignisse sind charakterisiert durch hochenergetische Leptonen mit Transversalimpulsen p_T nahe an $M_W/2$ (Abb. 11.6), die auf der gegenüberliegenden Seite nicht balanciert sind, da das Neutrino nicht nachgewiesen werden kann (“missing p_T ”).

¹Austauschteilchen tragen zum Übergangsmatrixelement mit einem **Propagator**-Term bei, der generell über den Ausdruck $1/(Q^2 + M^2 c^2)$ definiert ist, wobei Q^2 das Quadrat des Viererimpulses ist, der bei der Wechselwirkung übertragen wird, und M die Masse des Austauschteilchens.

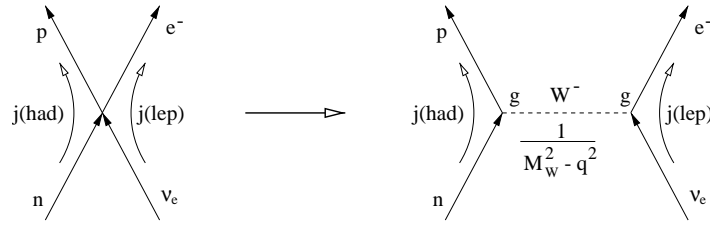


Abbildung 11.4: Übergang von der Vier-Fermion Kopplung zur Austauschwechselwirkung.

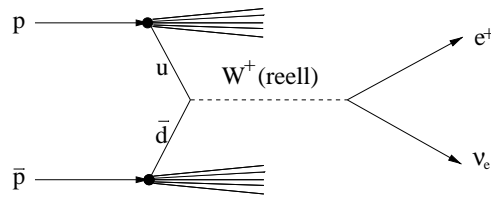


Abbildung 11.5: Erzeugung und Zerfall eines W -Bosons am SPS.

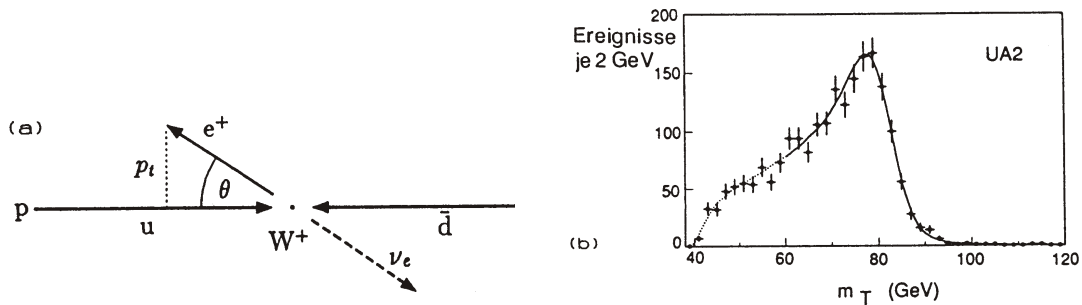


Abbildung 11.6: Rekonstruktion der Masse des W -Bosons aus einem leptonicchen Zerfall in einer $p\bar{p}$ -Erzeugungsreaktion. (a) Da sich die Quarks in Strahlrichtung bewegen, wird das W -Boson bevorzugt ohne Transversalimpuls erzeugt, hat aber im allgemeinen einen Impuls entlang der Strahlrichtung, womit der maximale Transversalimpuls etwa $M_W/2$ entspricht. (b) Aus dem Transversalimpuls des beobachteten Leptons wird eine 'transversale Masse' bestimmt, deren Endkante bei der tatsächlichen W -Masse liegt.

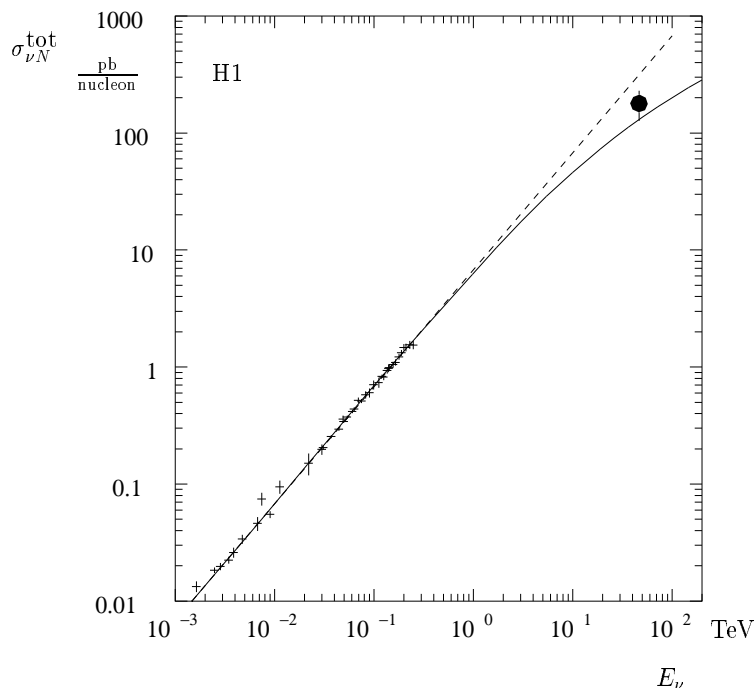
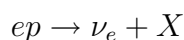


Abbildung 11.7: Energieabhängigkeit des Neutrino–Nukleon Wirkungsquerschnittes (Kreuze). Der Punkt bei 50 TeV entspricht dem bei HERA gemessenen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \rightarrow \nu_e X$, der in einen ν –Nukleon Wirkungsquerschnitt umgerechnet wurde. Die gestrichelte Linie entspricht der linearen Extrapolation von niedrigen Energien, die Linie enthält den Effekt des massiven W –Propagators.

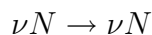
Der Effekt des W –Propagators und damit die Abweichung von einer punktförmigen Kopplung ist erstmals bei HERA in der tiefinelastischen Streureaktion



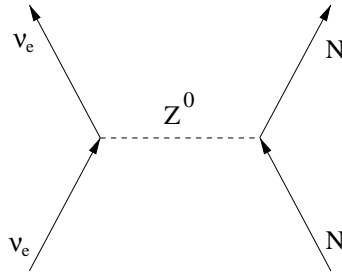
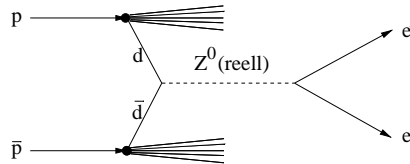
gemessen worden (Abb. 11.7). Um eine entsprechende Messung in einem fixed–Target Experiment zu machen, wäre ein Neutrinostrahl der Energie von 50 TeV notwendig.

Das Z^0 –Boson

Die W –Bosonen sind geladen, die Kopplung ändert die Ladung der beteiligten Fermionen. Deshalb spricht man in diesem Fall von **geladenen Strömen** oder **CC –Ereignissen** ($CC = \text{charged current}$). Bereits 1973 wurden in Neutrino–Streuexperimenten Ereignisse beobachtet, die auf einen neutralen schwachen Strom (**$NC = \text{neutral current}$**) hinwiesen. Ein Beispiel war die elastische Streuung von Neutrinos an Kernen (Abb. 11.8):



In Abb. 11.11 ist ein Kandidat der folgenden NC –Reaktion gezeigt:

Abbildung 11.8: *Elastische νN -Streuung über Z^0 -Austausch.*Abbildung 11.9: *Erzeugung und Zerfall eines Z^0 -Bosons.*

$$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$$

Diese Reaktionen konnten nur mit einem neutralen Austauschteilchen erklärt werden, das aber wegen der Kopplung an das elektrisch neutrale Neutrino kein Photon sein konnte.

Das Z^0 wurde von C. Rubbia gleichzeitig mit den W -Bosonen über den Zerfall in Myon- oder Elektronpaare entdeckt (Abb. 11.9). Ein reales Ereignis mit zwei hochenergetischen Myonen, die zu einem Z^0 gehören, ist in Abb. 11.10 gezeigt.

Die Masse des Z^0 -Bosons beträgt etwa 92 GeV. Am e^+e^- -Speicherring LEP am CERN wurden das Z^0 und die W^\pm in großen Mengen produziert, deren Massen sehr präzise vermessen und Produktions- und Zerfallsmechanismen sehr genau untersucht. Alle Resultate haben das Standardmodell der Teilchenphysik mit hoher Präzision bestätigt.

11.3 Die Lorentz-Struktur der geladenen Ströme

Wir hatten bereits einige Paritätsverletzende Prozesse kennen gelernt. Das historisch wichtigste Beispiel ist das des $K^0-\bar{K}^0$ Systemes (Kap. 9.4) der neutralen Kaonen. Ein ähnliches Verhalten fand man zur selben Zeit bei Zerfällen von geladenen Kaonen in zwei oder drei Pionen. Aus dem Experiment wusste man, dass in beiden Zerfällen kein relativer Bahndrehimpuls der Pionen auftritt, womit die Parität der Pion-Zustände durch das Produkt der Eigenparitäten gegeben ist ($P(\pi) = -1$). Demnach hat der 2-Pionzustand $P = +1$ und der 3-Pionzustand $P = -1$. Zunächst behandelte man die beiden Zerfälle als verschiedene Teilchen (θ und τ) mit entarteter Masse:

$$\begin{aligned} \theta &\rightarrow \pi^+\pi^0 & (L=0) \quad P=+1 \\ \tau &\rightarrow \pi^+\pi^+\pi^- & (L=0) \quad P=-1 \end{aligned}$$

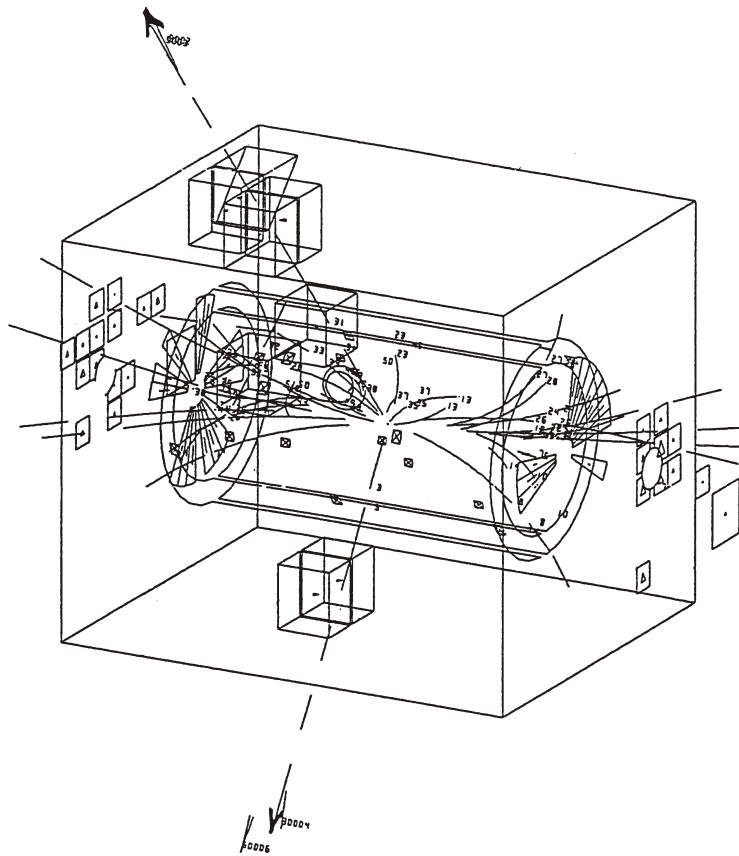


Abbildung 11.10: Nachweis eines in $p\bar{p}$ -Kollisionen erzeugten Z^0 -Bosons über dessen Zerfall in ein Myonenpaar (UA1-Experiment).

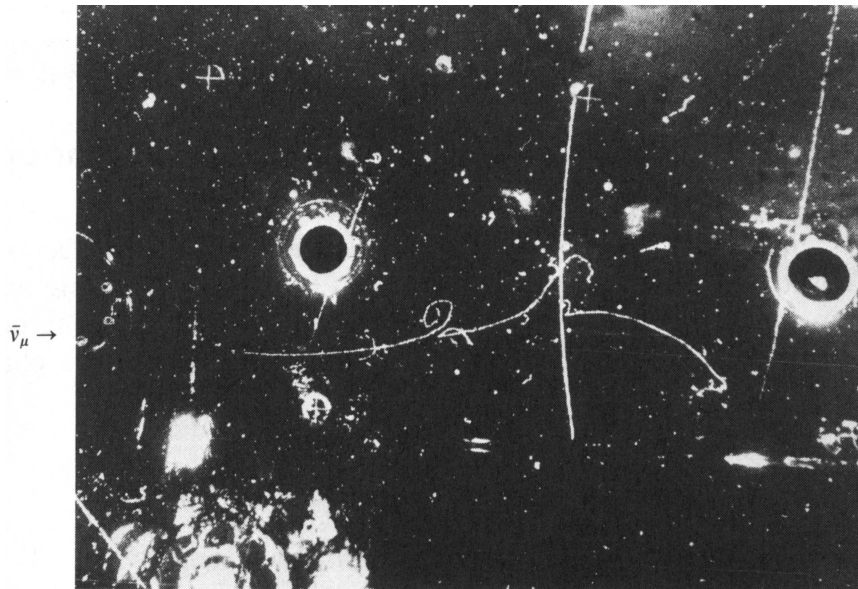


Abbildung 11.11: Ereignis, das von einem $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl 1973 in der Gargamelle-Blasenammer am CERN erzeugt wurde. Das Ereignis besteht aus einem einzelnen Elektron, das durch die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsquants, sichtbar durch die folgende Paarbildung, indentifiziert werden kann (der $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl tritt von links her ein).

Es stellt sich aber heraus, dass es sich um das selbe Teilchen, das K^+ handelt, und die Parität somit in der schwachen Wechselwirkung verletzt ist (1956, Lee und Yang). Die Paritätsverletzung wurde bereits ein Jahr später von Wu im β -Zerfall von ^{60}Co bestätigt.

Das Experiment von Wu

Frau Wu untersuchte 1957 den β -Zerfall von polarisierten ^{60}Co -Kernen mit dem Spin $J = 5$ (Abb. 11.12):



Aus den Beobachtungen ergab sich, dass die Elektronen bevorzugt entgegen dem Spin des Co-Kernes emittiert werden. Da der Spin \vec{J}^{Co} ein Axialvektor und der Impuls \vec{p}_e ein Vektor ist, ist das Produkt ein Pseudoskalar, der bei Spiegelung am Ursprung sein Vorzeichen ändert. Das Nicht-Verschwinden eines observablen Pseudoskalaras etablierte die Paritätsverletzung:

$$\langle \vec{L}^{\text{Co}} \cdot \vec{p}_e \rangle \neq 0 \implies \text{Paritätsverletzung}$$

Helizität eines Teilchens

Die Asymmetrie in der Emissionsrichtung der Elektronen beruht auf einer Vorzugsrichtung des Spins der Elektronen bezüglich der Impulsrichtung. Man definiert das

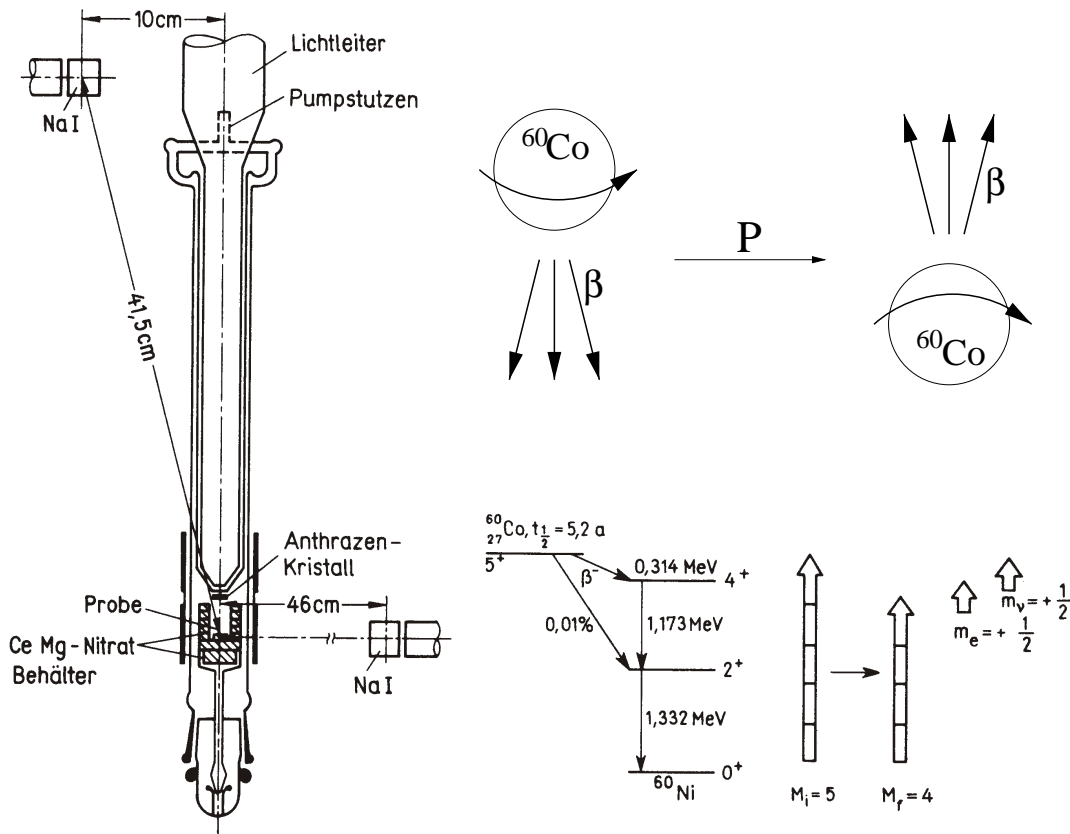


Abbildung 11.12: Das Experiment von Wu et al., mit dem die Paritätsverletzung im β -Zerfall des ^{60}Co gemessen wurde. Die Spins der ^{60}Co -Probe werden in einem B-Feld parallel zur Achse der Aparatur ausge richtet. Dem β -Zerfall des ^{60}Co in ^{60}Ni folgt eine γ -Kaskade (siehe Termschema) in den Grundzustand des Ni. Die Photonen werden bevorzugt in Richtung oder entgegen der Richtung des Ni-Spins emittiert, durch den Vergleich der Zählraten der beiden NaJ-Kristalle kann der Polarisationsgrad der Kerne bestimmt werden. Die β -Strahlung aus dem Co-Zerfall wird in einem Anthrazen-Kristall nachgewiesen. Zur Bestimmung der Emissionssymmetrie wird das Magnetfeld umgepolt.

normierte Produkt aus Spin und Impuls als die **Helizität** eines Teilchens:

$$h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma}| \cdot |\vec{p}|} \quad (11.15)$$

Positive Helizität definiert einen rechtshändigen, negative einen linkshändigen Drehsinn. Im Zähler steht ein Skalarprodukt eines Axialvektors (Spin) und eines Vektors (Impuls). Während der Spin bei einer Raumspiegelung seine Richtung beibehält, dreht sich die Richtung des Impulses um. Somit handelt es sich bei der Helizität um einen Pseudoskalar, der unter der Paritätsoperation sein Vorzeichen ändert. Eine Wechselwirkung, die von der Helizität abhängig ist, ist daher nicht invariant unter einer Spiegelung im Raum, verletzt also die Paritätserhaltung.

An der schwachen Wechselwirkung der geladenen Ströme nehmen nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen teil. Für Teilchen verschwindender Masse (wie die Neutrinos) gilt dann immer $h = \pm 1$. Wir hatten die Helizität bereits bei der Diskussion des Goldhaber-Experimentes kennen gelernt (Kap. 6.4.2). Wenn die Teilchen hingegen eine Masse haben, ist die Aussage über die Helizität etwas zu modifizieren. Für massive Teilchen kann immer ein Bezugssystem gefunden werden, in dem sich die Impulsrichtung gerade umkehrt. Die Eigenwerte des Helizitätsoperators \hat{h} (Gl. 11.15) sind dann immer noch $h = \pm 1$, massive Fermionen sind aber keine Eigenzustände des Helizitätsoperators. Die Orientierung des Spins entlang der Impulsrichtung $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ hat dann eine Beimischung der Gegenrichtung im Verhältnis $\frac{v}{c}$. Man sagt, dass die Helizität dann gerade den Wert

$$h = \pm\beta = \pm\frac{v}{c} \quad (11.16)$$

hat. Für massive Teilchen gilt immer $\beta \neq 1$ und damit gibt es immer eine Beimischung des jeweils anderen Drehsinns.

Die Implikation dieser Aussage ist sehr deutlich am π -Zerfall zu sehen. Für die beiden Zerfallsmodi in Elektronen oder Myonen ergibt sich für das Verhältnis der Zerfallswahrscheinlichkeiten der Wert

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 1.275 \cdot 10^{-4}$$

obwohl der Phasenraum für die leichteren Elektronen viel größer ist. Die Erklärung ist eine Diskrepanz zwischen der Drehimpulserhaltung und der Händigkeit der schwachen Wechselwirkung (Abb. 11.13):

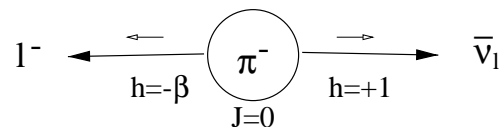


Abbildung 11.13: Drehimpulse und Helizitäten beim Pionzerfall.

Beim Zerfall des Pions mit Spin 0 verlangt die Drehimpulserhaltung, dass das geladene Lepton rechtshändig ist, da das Antineutrino in jedem Fall rechtshändig

sein muss und die beiden Spins sich zu 0 addieren müssen. Da das Myon etwa 200 mal schwerer als das Elektron ist, ist seine Geschwindigkeit kleiner und es besitzt wegen $h = -\beta$ einen höheren rechtshändigen Anteil.

Dirac–Theorie der schwachen Ströme

In der Dirac–Theorie ist der Operator, der linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppelt, eine Kombination aus einem Vektor– und einem Axialvektor–Operator. Ein paritätsverletzender Strom läßt sich dann formal wie folgt schreiben:

$$j^\mu(1 \rightarrow 2) = u_1(V^\mu - A^\mu)u_2 \quad (11.17)$$

Die schwache Wechselwirkung wird deshalb auch als **V-A**–Wechselwirkung bezeichnet. Die Operatoren sind so normiert, dass sie genau die Linkshändigkeit für Teilchen und Rechtshändigkeit für Antiteilchen ergeben (maximale Paritätsverletzung). Im allgemeinen Fall setzt man:

$$j^\mu(1 \rightarrow 2) = u_1(c_V V^\mu - c_A A^\mu)u_2 \quad (11.18)$$

Experimentell ergibt sich $c_V = c_A = 1$ für alle bekannten CC –Reaktionen. Da auch die Kopplungsstärke G_F die gleiche ist, spricht man von der Universalität der schwachen Wechselwirkung. Allerdings gilt für den neutralen Strom die maximale Paritätsverletzung nicht, was von GSW–Theorie (Kap. 11.4) vorhergesagt wurde.

11.4 Glashow–Salam–Weinberg Theorie (GSW)

Die Theorie von Glashow, Salam und Weinberg ist das *Standardmodell* der elektroschwachen Wechselwirkung geworden, wofür 1979 nach der experimentellen Bestätigung der neutralen Ströme der Nobelpreis verliehen wurde.

11.4.1 Elektroschwache Vereinheitlichung

Die Eigenschaften des Z^0 –Bosons werden in der Theorie der *elektroschwachen Wechselwirkung* sehr eleganter beschrieben. In diesem von Salam und Weinberg entwickelten Rahmen können die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung als zwei Aspekte einer einheitlichen Wechselwirkung aufgefasst werden. Der Ansatz des Modelles wurde wiederum der QED entnommen: Die schwache Wechselwirkung soll wie die QED aus einer lokalen Eichsymmetrie hergeleitet werden. Während bei der QED nur ein Eichboson, das Photon γ , auftritt, und damit die Eichgruppe die einfache $U(1)$ –Gruppe der Phasentransformationen mit nur einem Parameter ist, treten bei der schwachen Wechselwirkung mehrere Eichbosonen auf, und die Struktur der Eichgruppe wird entsprechend komplizierter. Die einfachste Erweiterung ist eine $SU(2)$ –Eichgruppe, die wir bei der Beschreibung des Spins und des Isospins bereits kennen gelernt hatten. Ferner hatten wir gesehen, dass die schwache Wechselwirkung nur an linkshändige Teilchen koppelt, die rechtshändigen Fermionen also nicht an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Entsprechend definiert man einen

Fermionmultiplets			T	T_3	z_f
$\begin{bmatrix} \nu_e \\ e \end{bmatrix}_L$	$\begin{bmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{bmatrix}_L$	$\begin{bmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{bmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	0 -1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-1
$\begin{bmatrix} u \\ d' \end{bmatrix}_L$	$\begin{bmatrix} c \\ s' \end{bmatrix}_L$	$\begin{bmatrix} t \\ b' \end{bmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
u_R	c_R	t_R	0	0	$+\frac{2}{3}$
d_R	s_R	b_R	0	0	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 11.1: *Multipletts der schwachen Wechselwirkung. Die Quarks d' , s' und b' gehen aus der CKM-Matrix hervor.*

schwachen Isospin, bei dem die linkshändigen Fermionen Isospin-Dubletts bilden ($(\nu, e)_L$, $(u, d)_L$, ...) und die rechtshändigen Isospin-Singuletts (e_R , u_R , d_R , ...).

Der schwache Isospin wird als neue Quantenzahl T eingeführt. Jede Familie linkshändiger Quarks und Leptonen bildet ein Duplet von Fermionen, die sich durch Emission und Absorption von W -Bosonen ineinander umwandeln können. Die elektrische Ladung $z_f \cdot e$ der beiden Fermionen unterscheidet sich dabei gerade um eine Einheit. In der selben Analogie wie beim Isospin schreibt man ihnen den schwachen Isospin $T = \frac{1}{2}$ und die dritte Komponente $T_3 = \pm \frac{1}{2}$ zu. Die rechtshändigen Fermionen erhalten als nicht schwach wechselwirkende Fermionen den schwachen Isospin $T = T_3 = 0$ und sind somit Singuletts. Dies ist in Tab. 11.1 zusammengefasst.

Wenn man den Formalismus nun konsequent weiterführt, muß man fordern, dass T_3 bei der CC -Reaktionen erhalten bleibt, also muß das W^- -Boson die Quantenzahl $T_3(W^-) = -1$ haben und das W^+ entsprechend $T_3(W^+) = +1$. Dann muß noch ein dritter Zustand mit $T = 1$, $T_3 = 0$ existieren, der mit der gleichen Stärke g wie das W^\pm an die Fermionmultipletts koppelt. Diesen Zustand bezeichnet man als W^0 , erbildet zusammen mit den W^\pm ein Triplet des schwachen Isospins.

Das W^0 kann allerdings nicht mit dem Z^0 identisch sein, da dessen Kopplung von der elektrischen Ladung abhängig ist. Deshalb wird ein weiterer Zustand B^0 postuliert, der ein Singulett bezüglich des schwachen Isospins ist ($T = T_3 = 0$) und dessen Kopplungsstärke nicht mit derjenigen des Triplets (W^\pm, W^0) übereinstimmen muß. Die zugehörige Ladung wird mit g' bezeichnet. Sowohl B^0 als auch W^0 koppeln an Fermionen, ohne deren schwachen Isospin zu ändern.

Wenn man nun die $SU(2)$ -Symmetrie als lokale Eichgruppe auffasst, treten 3 Felder auf, die als W^\pm und W^0 bezeichnet werden sollen. Im Vergleich hat die $SU(3)$ -Symmetrie der QCD 8 Felder, die mit den Gluonen identifiziert werden. In der nachfolgenden Tabelle sind die Felder, Symmetrien und Kopplungen für die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung zusammengefasst:

Eichbosonen	Symmetrie	Kopplung
W^\pm, W^0	$SU(2)_L$	g
B^0	$U(1)$	g'

Zunächst hatte man die Hoffnung, dass eine gemeinsame Eichsymmetrie mit gemeinsamen Kopplungskonstanten für die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung gefunden werden könne, was sich nicht bestätigte. Allerdings hatte sich auch gezeigt, dass beide Eichgruppen nicht voneinander unabhängig bleiben. Experimentell kennt man zwei neutrale Vektorbosonen, das γ und das Z^0 . Die Grundidee der elektroschwachen Vereinheitlichung ist, dass das Photon und das Z^0 als zueinander orthogonale Linearkombinationen von B^0 und W^0 zu beschreiben. Die beiden neutralen Felder B^0 und W^0 , die an die gleichen Endzustände koppeln können, mischen zu den physikalisch beobachteten Feldern γ und Z^0 mit den Weinberg–Mischungswinkel θ_W der elektroschwachen Wechselwirkung:

$$\begin{aligned} |\gamma\rangle &= \cos\theta_W|B^0\rangle + \sin\theta_W|W^0\rangle \\ |Z^0\rangle &= -\sin\theta_W|B^0\rangle + \cos\theta_W|W^0\rangle \end{aligned} \quad (11.19)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Weinberg–Winkel θ_W , den schwachen Ladungen g und g' sowie der elektrischen Ladung e erhält man mit der Forderung, dass das Photon an die Ladung der links– und rechtshändigen Fermionen koppelt, nicht aber an die Neutrinos:

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g}, \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (11.20)$$

Für die elektrische Ladung gilt:

$$e = g \cdot \sin\theta_W \quad (11.21)$$

Die GSW– oder $(SU(2)_L \times U(1))$ –Theorie hat 3 unabhängige Parameter, die die Kopplungen und Massen der Vektorbosonen beschreiben:

$$g, g', \theta_W \quad \text{oder} \quad g, M_W, \theta_W \quad \text{oder} \quad G_F, \alpha, \theta_W \quad (11.22)$$

wobei der Weinbergwinkel miterlweilen wie α und G_F gut vermessen ist. Eine gute Messung erhält man beispielsweise aus der $e\nu$ –Streuung, aus elektroschwachen Interferenzen bei der e^+e^- –Streuung, aus der Breite des Z^0 oder aus dem Massenverhältnis der W^\pm und Z^0 Bosonen. Als kombiniertes Resultat erhält man:

$$\sin^2\theta_W = 0.23117 \pm 0.00016 \quad \left(\approx \frac{1}{4}\right)$$

Demzufolge wäre die schwache Kopplungskonstante mit Gl. 11.21 ($\alpha_{weak} \propto g^2$) etwa vier mal stärker als die elektromagnetische ($\alpha \propto e^2$), der Propagatorterm von Gl. 11.12 ist letztlich für die geringere effektive Stärke der schwachen Wechselwirkung verantwortlich.

Aus der Analyse aller auftretenden neutralen Ströme und der Zuordnung zu elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung ergeben sich die folgenden Relationen zwischen den Kopplungskonstanten:

$$\frac{g'}{g} = \tan\theta_W$$

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \cdot g^2 \cdot \sin^2 \theta_W \quad (11.23)$$

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

Mit den gemessenen Kopplungsparametern wurden die Massen der Bosonen vorhergesagt und anschliessen im Experiment sehr gut bestätigt (LEP2 am CERN).

$$M_W = \frac{37.4 \text{ GeV}}{\sin \theta_W} \approx 80 \text{ GeV}$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \approx 90 \text{ GeV}$$

Eine weitere, nicht-triviale Vorhersage bezieht sich auf die Kopplungsstruktur: Da das Z^0 -Boson eine $SU(2) \times U(1)$ -Mischung ist, mischen sich in der Wechselwirkung auch ein paritätsverletzender und -erhaltender Anteil. Wie weiter oben erwähnt, sind dann die Koeffizienten der $V - A$ -Operatoren nicht mehr gleich. Mit der dritten Komponente des schwachen Isospins T_3 und der Ladung Q ergibt sich (Gl. 11.18):

$$c_V = 2T_3 - 4Q \sin^2 \theta_W \quad (11.24)$$

$$c_A = 2T_3$$

Mit der Approximation $\sin \theta_W \approx 1/4$ erhält man für die Vorhersagen der verschiedenen Fermionen:

	Q	T_3	c_V	c_A
ν	0	$+\frac{1}{2}$	+1	+1
e	-1	$-\frac{1}{2}$	0	-1
u, c, t	$\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	+1
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	-1

Die genauesten Tests der neutralen Ströme sind am e^+e^- -Speicherring LEP auf der Z^0 -Resonanz gemacht worden ($2 \cdot E_{beam} = M_Z$, Abb. 11.14). Der Endzustand $f\bar{f}$ kann aus allen Fermionpaaren bestehen, wie Quarks oder Leptonen einschliesslich der Neutrinos. Die Neutronerzeugung (Gl. 9.47) führt zu einem unsichtbaren Wirkungsquerschnitt, wie er in Kap. 9.6.3 diskutiert wurde (Abb. 9.24).

Die Theorie hat allerdings auch einen gravierenden Schönheitsfehler: Eine Mischung von Zuständen, wie sie durch die Weinberg-Rotation (Gl. 11.19) beschrieben wird, sollte nur dann auftreten, wenn die Zustände ähnliche Energien (d.h. Massen) haben. Anstatt masselos zu sein wie das Photon haben die W und Z -Bosonen sehr große Massen. Weshalb das so ist, ist eine der zentralsten noch ungeklärten Fragen der Teilchenphysik.

11.4.2 Elektroschwache Struktur der Hadronen

Wir haben gesehen, dass bei Impulsüberträgen Q^2 , die nahe dem Massenquadrat der W - und Z -Bosonen liegen, die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung

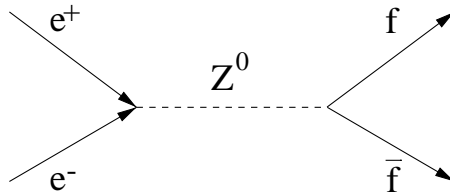


Abbildung 11.14: Erzeugung und Zerfall des Z -Bosons in $e^+ - e^-$ Anihilation bei der Z -Resonanz.

von vergleichbarer Stärke sind. Um die tiefinelastischen Streuprozesse von Leptonen an Hadronen nun auch im hochenergetischen Bereich zu beschreiben, muß der Wirkungsquerschnitt für $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$ (Gl 10.36) um einen weiteren Term ergänzt werden. Diesen Term nennt man die Strukturfunktion xF_3 , sie beschreibt die Interferenz zwischen der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung. Es ist zu erwarten, dass $xF_3(x, Q^2)$ nur bei großen Werten von Q^2 einen Beitrag liefert, und demnach nur in Bereichen von großen Werten von x eine Rolle spielt (Gl. 10.9) und damit direkt auf die Valence-Quark Dichte sensitiv ist. Aus der Messung von xF_3 kann man somit Aussagen über die Valenzquarkdichte im Proton machen. Aus Gründen der Paritätserhaltung ist die Interferenz im Falle von Elektronen konstruktiv und im Falle von Positronen destruktiv:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\pm)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (Y_+ \tilde{F}_2^{NC} \mp Y_- x\tilde{F}_3^{NC} - y^2 F_L^{NC}) \quad (11.25)$$

wobei $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ als der Helizitätsfaktor bezeichnet wird. Wenn man in QCD-Rechnungen nur die einfachsten Prozesse berücksichtigt, kann man die folgenden Aussagen über die drei Strukturfunktionen treffen, die die Protonstruktur nun in guter Näherung beschreiben:

- $\tilde{F}_2(x, Q^2) = x \sum_{Quarks} A_f [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)]$
 γ, Z koppelt an alle Quarkflavours (u, d, s etc..)
- $x\tilde{F}_3(x, Q^2) = x \sum_{Quarks} B_f [q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2)]$
 γ/Z Interferenzterm, sensitiv auf die Valenzquark-Dichteverteilung $q_V(x)$
- $F_L(x, Q^2)$
 Longitudinale Strukturfunktion, sensitiv auf die Gluondichteverteilung $g(x)$

Da die Quarks und Leptonen an der elektromagnetischen sowohl als auch an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, kann ausser dem Z^0 auch noch ein W^\pm -Boson ausgetauscht werden. Dabei wandelt sich das Lepton l in ein Neutrino ν_l um, das im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. In diesem Fall spricht man von einem Ereigniss des geladenen Stromes, wie dies weiter oben erläutert wurde. Ein Beispiel ist in Abb. 11.15 dargestellt.

Den Wirkungsquerschnitt erhält man mit analogen Überlegungen wie beim Falle des neutralen Stromes, mit dem Unterschied, dass der Propagatorterm nun zusätzlich noch den Massenterm der W -Masse enthalten muss (Gl. 11.12). Wegen der

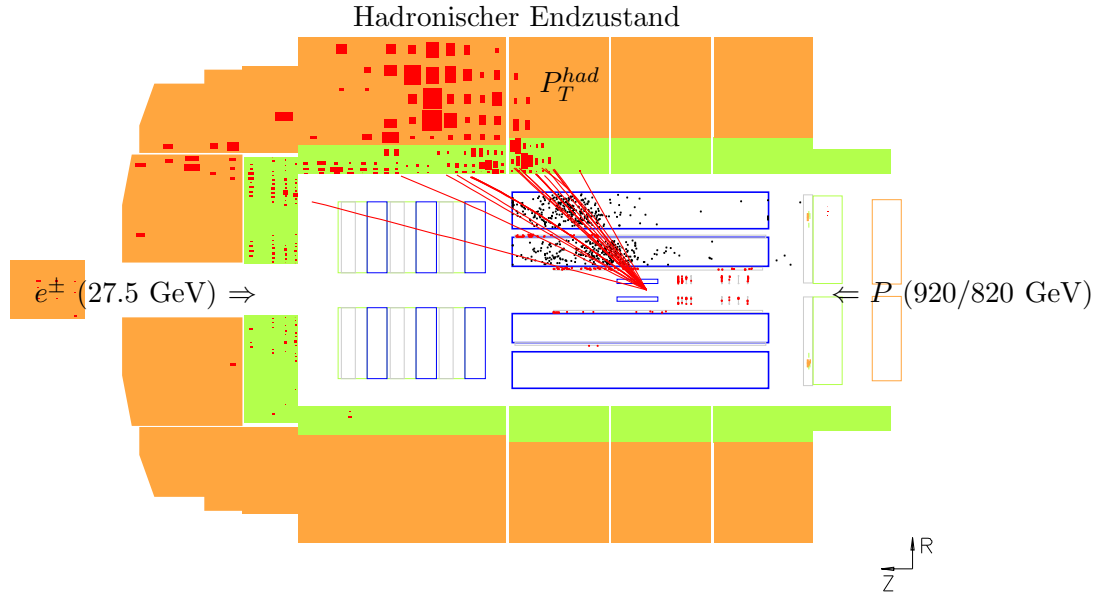


Abbildung 11.15: Ereigniss des geladenen Stromes, aufgezeichnet mit dem H1-Detektor bei HERA. Die typische Signatur des Geladenen Stromes besteht aus “missing” P_T (ν) und hadronische Energie (Jet).

grossen W^\pm -Masse ist der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes im Bereich kleiner Impulsüberträge Q^2 gegenüber dem des neutralen Stromes stark unterdrückt. Ferner kann das Lepton aus Gründen der Ladungserhaltung nur an bestimmte Quarkflavours ankoppeln. Dies ist in den jeweiligen CC -Strukturfunktionen Φ_{CC}^+ und Φ_{CC}^- wiedergegeben. Somit schreibt sich der CC -Wirkungsquerschnitt für den Prozess $e^\pm p \rightarrow \nu X$ als:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^\pm)}{dx dQ^2} = \frac{G_F}{2\pi x} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \times \Phi_{CC}^\pm(x, Q^2) \quad (11.26)$$

$$e^+p : \Phi_{CC}^+(x, Q^2) = x \cdot [(\bar{u} + \bar{c}) + (1-y)^2(d+s)]$$

$$e^-p : \Phi_{CC}^-(x, Q^2) = x \cdot [(u+c) + (1-y)^2(\bar{d} + \bar{s})]$$

Im Falle der e^+ -Streuung ist wird die d -Valenzequarkdichte $u_d(x)$ untersucht, die Sensitivität auf die d -Dichte wird aber durch den Faktor $(1-y)^2$ unterdrückt. Dieser Faktor wird auch als Helizitätsfaktor bezeichnet, und berücksichtigt die Abhängigkeit der schwachen Wechselwirkung von der Helizität. Hingegen im Falle der e^- ist man direkt sensitiv auf die nicht unterdrückte u -Valenzequarkdichte $u_V(x)$ (Gl. 11.26).

Im Bereich, wo das Quadrat der Masse der W und Z -Bosonen in der Grössenordnung des Quadrates des Impulsübertrages wird ($M_Z^2 \approx (90 \text{ GeV})^2 \approx 8100 \text{ GeV}^2$), also ein Energiebereich, der bei HERA durchaus zugänglich ist, erwartet man eine Vergleichbare Kopplungsstärke beider Wechselwirkungen, was dazu führt, dass der NC - und CC -Wirkungsquerschnitt gleich gross werden. Dies ist in Ab. 11.16 dargestellt, es ist die erste direkte experimentelle Bestätigung der elektroschwachen

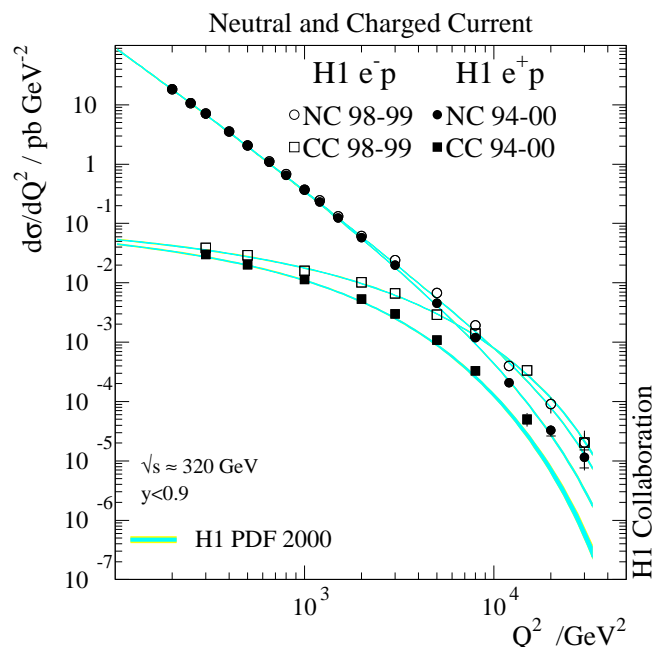


Abbildung 11.16: *Experimentelle Bestätigung der Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen WW bei grossen Energien bei HERA (H1-Experiment).*

Vereinheitlichung. Die HERA–Daten werden durch das Standard–Modell sehr gut in einem grossen Q^2 –Bereich beschrieben:

- $Q^2 \approx M_Z^2$: Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Kraft
 $\Rightarrow \sigma(NC) \approx \sigma(CC)$ (Abb. 11.16)
- konstruktive γ/Z Interferenz in der e^-p –Streuung, destruktive Interferenz in der e^+p –Streuung:
 $\Rightarrow \sigma(e^-p) > \sigma(e^+p)$ (Abb. 11.17)
- W^\pm : $\sigma(e^-p) \propto (u + c)$, $\sigma(e^+p) \propto (1 - y)^2(d + s)$:
 $\Rightarrow \sigma(e^-p) > \sigma(e^+p)$

Um den Interferenzterm der Strukturfunktion xF_3 nochmals zu verdeutlichen, ist in Abb. 11.17 der Wirkungsquerschnitt des Neutralen Stromes als Funktion der Bjorken–Variable x in verschiedenen Bereichen von Q^2 und für e^+p – und e^-p –Streuung aufgetragen. Die $\gamma - Z$ Interferenz ist bei $Q^2 \approx M_Z^2$ deutlich sichtbar. Im Falle der e^-p –Wechselwirkung hat man, wie aufgrund von Gl. 11.25 erwartet, konstruktive γ/Z Interferenz, im Falle der e^+p –Streuung ist die destruktive γ/Z Interferenz klar erkennbar.

Das Higgs–Teilchen

Die oben gestellte Frage zeigt, dass auch diese Theorie nur ein sehr gute, aber eben nur eine Annäherung an die Wirklichkeit ist. Überhaupt ist die Frage nach dem

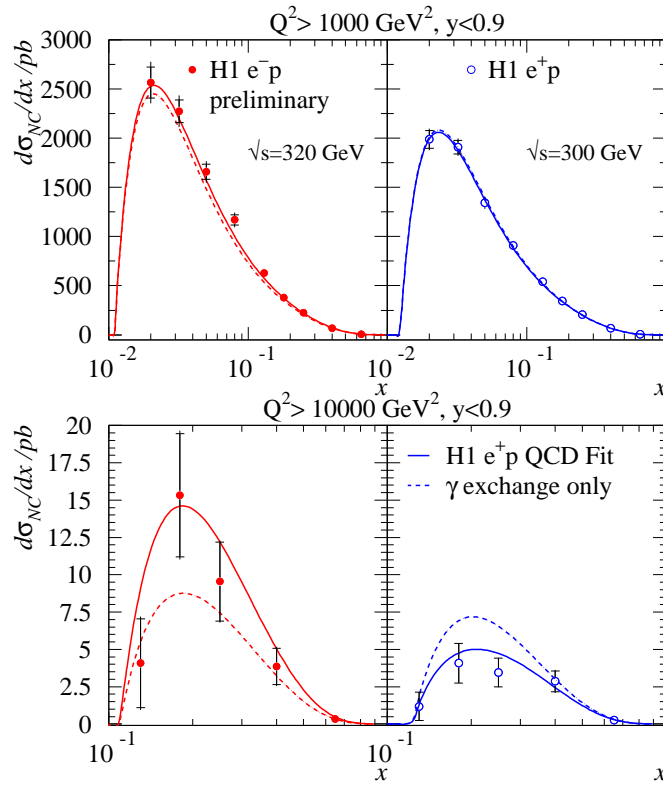


Abbildung 11.17: Einfluss des γ/Z -Interferenzterms: Bei grossem Q^2 ist die konstruktive bzw. destruktive Interferenz im Vergleich zum reinen Beitrag des γ -Austausches (gestrichelte Linie) deutlich zu sehen.

Ursprung der Masse ungeklärt. Da Massenterme nicht eichinvariant sind, brechen sie die Symmetrien, wie wir das beispielsweise bei den Meson- und Baryonmultipletts gesehen haben. Im Standardmodell können Massen durch die *spontante Symmetriebrechung* eichinvariant in die Theorie eingebaut werden. Ihre Massen erhalten die fundamentalen Fermionen und Bosonen dann durch die Wechselwirkung mit mit einem zusätzlichen Feld, dem **Higgs-Feld**. Dieses muß so gewählt werden, dass die W und Z -Bosonen die entsprechende Masse erhalten, das γ hingegen masselos bleibt. Dieses Feld entspricht einem skalaren Teilchen mit $J^P = 0^+$ mit einer Masse, die unterhalb von 1 TeV liegen muss. Die Suche nach dem Higgs-Teilchen ist eine der Hauptfragen der aktuellen und zukünftigen Forschung der Teilchenphysik.

Das Higgs H koppelt an Fermionen und Bosonen mit einer Stärke, die proportional zu deren Massen ist. Deshalb zerfällt das H bevorzugt in die jeweils schwersten Teilchen. Wenn die Masse des H weniger als zwei mal der Masse des W beträgt, dann sind Zerfälle in b -Quarks dominant:

$$H \rightarrow b\bar{b} \rightarrow 2 \text{ Jets} \quad (11.27)$$

Wenn das H genügend schwer ist, kann es in zwei Vektorbosonen zerfallen. Eine besonders gute Signatur hätte ein Zerfall mit vier hochenergetischen Leptonen im

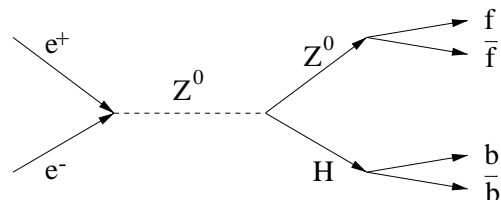


Abbildung 11.18: Erzeugung eines Higgs-Bosons bei LEP über Higgs-Strahlung. Bei den Energien von LEP2 war der Zerfall in zwei b -Quarks als dominant zu erwarten.

Endzustand:

$$H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^- \quad (11.28)$$

Das Higgs wird zur Zeit an allen verfügbaren Hochenergie-Beschleunigern gesucht. Die untere Grenze für die Masse liegt zur Zeit bei etwa $M_H > 115$ GeV und ist von den LEP-Experimenten bestimmt worden. Gesucht wurde dabei nach Higgs-Strahlungs Ereignissen der Form (Abb. 11.18)

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 H \rightarrow f \bar{f} b \bar{b} \quad (11.29)$$

wobei $f \bar{f}$ ein Quark- oder Leptonpaar des Z -Zerfalles ist. Bei LEP2 wurden die ersten Hinweise auf Ereignisse der Higgs-Produktion beobachtet, insgesamt reichte aber weder die Energie noch die Anzahl der aufgezeichneten Ereigniskandidaten aus, um eine Verlässliche Aussage zu treffen. Die Datennahme von LEP2 wurde im Jahr 2000 beendet, um im bestehenden Tunnel den neuen Beschleuniger LHC zu bauen. Wenn das H , wie von Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkungen bevorzugt, tatsächlich eine relativ kleine Masse hat, dann könnte es in den $p\bar{p}$ -Reaktionen am TEVATRON entdeckt werden. LHC wird dann ab 2008 den gesamten physikalisch plausiblen Massenbereich bis ca. 1 TeV abdecken.

11.5 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das heutige Wissen über die Teilchen und deren Wechselwirkungen ist im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst: es gibt die Fermionen, die die fundamentalen Bausteine der Materie sind, und die Bosonen, über deren Austausch alle Wechselwirkungen zwischen Fermionen beschrieben werden. Die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung werden aus Eichinvarianzen als Quantenfeldtheorien hergeleitet, deren Basis die spezielle Relativitätstheorie und die Quantenmechanik sind. Die Gravitation spielt im Rahmen des Standardmodelles eine Sonderrolle, da sie auf der allgemeinen Relativitätstheorie basiert, für die bei der Quantisierung bis anhin ungelösete Probleme auftreten.

Bis heute ist das Standardmodell trotz aller hochpräzisen experimenteller Tests in guter Übereinstimmung mit allen Beobachtungen und es sind noch keine Abweichungen gefunden worden. Die Vorhersagen der GSW-Theorie sind mit einer Präzision, die im Promillebereich liegt, bestätigt worden. Das selbe trifft auch für die QCD

zu, allerdings hat die QCD im niedrigem Impulsbereich ('nicht-pertubativer Bereich') bisher noch beschränkte Aussagekraft. Die aktuellen Rechnungen der nicht-pertubativen² QCD beruhen auf Simulationen von Feldkonfigurationen auf diskreten Raum-Zeit-Gittern und einer anschließenden Kontinuumsextrapolation. Die Anforderungen dieser Rechnungen stossen derzeit an die Grenzen der Leistungsfähigkeit modernster Computer.

Parameter des Standardmodelles

Trotz seines Erfolges wird das Standardmodell der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung nicht als die letzte Wahrheit angesehen. Eines der Argumente dabei ist die große Anzahl freier Parameter des Modelles, die nicht vorhergesagt werden können und experimentell bestimmt werden müssen:

- 3 Kopplungskonstanten α , α_s , $\sin\theta_W$
- 2 Bosonmassen M_W , M_H
- 3 Leptonmassen m_e , m_μ , m_τ
(die Neutrinomassen werden im Standardmodell bis jetzt als Null angenommen)
- 6 Quarkmassen m_u , m_d , m_c , m_s , m_t , m_b
- 4 Parameter der CKM-Matrix: drei Winkel und eine Phase

Dies sind 18 Parameter. Da sich zur Zeit gerade herausstellt, dass die Neutrinos doch eine endliche, von Null verschiedene Ruhemasse haben, könnten die Massen der Neutrinos und die entsprechenden Parameter einer leptonischen CKM-Matrix noch dazukommen.

11.6 Jenseits des Standardmodelles

Zur Zeit sind alle experimentellen Befunde kompatibel mit dem Standardmodell, in dem die starke Wechselwirkung durch den Austausch von Gluonen und die elektroschwache Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen und den W^\pm Z^0 -Bosonen beschrieben wird. Trotzdem bleiben noch viele Fragen unbeantwortet, und bei bis anhin noch unerreichten Energien können neue Phänomene entdeckt werden, die sich der Beschreibung im Standardmodell entziehen. Ferner hat das Standardmodell mindestens 18 freie Parameter, die experimentell bestimmt werden müssen. Da eine Theorie mit derart vielen freien Parametern als nicht fundamental angenommen werden kann, hofft man, dass es eine übergreifende Theorie mit nur sehr wenigen, im Idealfall nur einem, freien Parametern gibt, aus der alle anderen Parameter vorher-sagbar sind. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über einige ausgewählte Modelle jenseits des Standardmodelles gegeben.

²d.h. nicht störungstheoretisch berechenbar, bei kleinen Energien ist man bei großen Abständen, was ein Ansteigen der starken Kopplungskonstante α_s zur Folge hat.

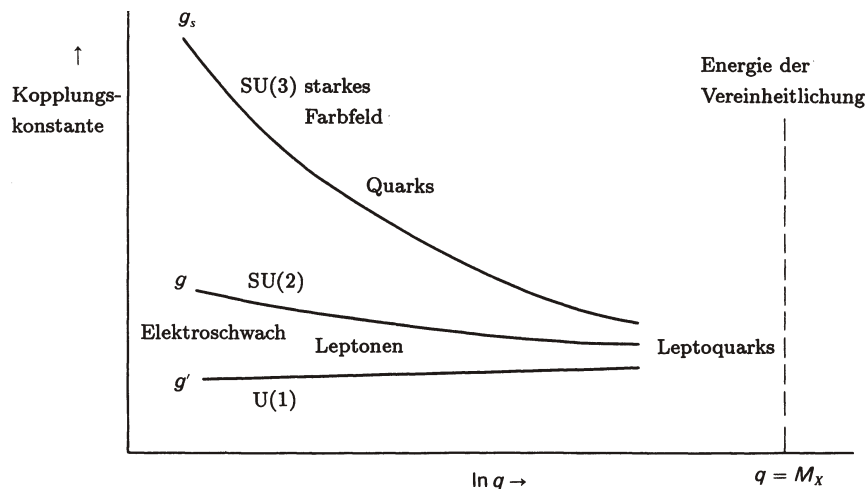


Abbildung 11.19: Energieabhängigkeit der elektromagnetischen, schwachen und starken Kopplungskonstanten. Aus Extrapolationen der der Meßwerte bei heutigen Energien kann eine Vereinheitlichung der Kopplungsstärken bei $M_{GUT} \approx 10^{15}$ GeV abgeleitet werden.

Große Vereinheitlichung

In der großen Vereinheitlichung (**Grand Unified Theory (GUT)**) wird der Versuch gemacht, die Eichgruppen der starken und der elektroschwachen Wechselwirkung in eine übergeordnete Eichgruppe G zusammenzufassen, die nur eine Kopplungskonstante besitzt:

$$G \supset SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1) \quad (11.30)$$

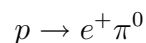
Wie in Kap. 9.3.1 für die starke Kopplungskonstante α_s diskutiert wurde, haben alle Kopplungskonstanten eine Energieabhängigkeit. Für abelsche Gruppen wird die Kopplung mit der Energie stärker, für nicht-abelsche schwächer. Experimentell findet man, dass sich die drei Kopplungskonstanten g_s ($\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$), g und g' bei einer Energie von $E_{GUT} \approx 10^{15}$ GeV treffen würden (Abb. 11.19).

Die kleinste Gruppe, die Gl. 11.30 erfüllt, ist eine $SU(5)$ -Symmetrie. Eine wesentliche Vorhersage dieses Modells ist die Lebensdauer des Protons von ca. 10^{28} Jahren. Man hat bisher noch keinen spontanen Protonzerfall gefunden und bestimmt eine untere Grenze der Lebensdauer des Protons zu

$$\tau_{proton} > 10^{31} \dots 10^{33} \text{ Jahre}$$

abhängig von den betrachteten Zerfallsmodi. Damit gilt das einfache $SU(5)$ -Modell als ausgeschlossen.

In GUT-Modellen treten Leptonen und Quarks als gemeinsame Multiplets auf und die Lepton- und Baryonzahlen sind nicht mehr getrennt erhalten. Beispielsweise sollte der folgende Protonzerfall möglich sein:



Die Wechselwirkung wird durch neue Austauschbosonen X vermittelt, die sowohl leptonische als auch hadronische Eigenschaften und Quantenzahlen tragen ('*Lepto-quarks*') und Massen in der Größenordnung von M_{GUT} aufweisen. Wegen der großen Massen der X -Bosonen sind deren Kopplungen bei den uns zugänglichen Energien nicht direkt beobachtbar.

Supersymmetrie

Die Supersymmetrie **SUSY** wird als eine zusätzliche, zunächst nur globale, Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen angenommen. Unerwünschte Divergenzen in den Eichtheorien (Kap. 9.3.1), insbesondere im Higgs-Sektor, können mit ihrer Hilfe eliminiert werden. Dies führt allerdings zu einer Verdopplung der Parameter, da zu jedem Teilchen ein SUSY-Partner angenommen wird, dessen Spin um $\frac{1}{2}$ verschieden ist. Die Fermionen erhalten dann skalare Partner, die Partner der Austauschbosonen sind im Gegenzug Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$. Bis anhin ist trotz intensiver Suche keines dieser zusätzlichen Teilchen entdeckt worden..

Dennoch ist die Theorie nach wie vor von Interesse, da ein supersymmetrisches Modell die Einbeziehung der Gravitation in die Vereinheitlichung der Wechselwirkung erlauben könnte. Tatsächlich führt die Erweiterung der globalen Supersymmetrie zu einer lokalen Symmetrie (Eichtheorie) auf eine Quantentheorie der Gravitation ("Supergravitation" SUGRA).

Super-String Theorie

Aber auch die Supergravitation ist nicht ohne Probleme. Oberhalb der Plankmasse, die der Masse entspricht, bei der auch die Gravitationswechselwirkung gleich stark wie die anderen Wechselwirkungen werden, also bei extrem großen Energien,

$$M_{Planck} \approx 10^{19} \text{ GeV}$$

treten Divergenzen auf, die mit der angenommenen Punktförmigkeit der elementaren Teilchen zusammenhängt. Die Planck-Masse entspricht einer Länge von

$$M_{Planck} \approx 10^{-35} \text{ m}$$

Bei solchen Abständen wird die Gravitationsenergie größer als die Masse. Das Problem der Divergenz auf dieser Skala kann umgangen werden, wenn man den Teilchen eine Ausdehnung in zusätzliche Dimensionen gibt, die nur mit der Gravitationswechselwirkung zugänglich sind. In dieser Theorie treten dann allerdings mindestens 10 Dimensionen auf, die durch sogenannte Kompaktifizierungen zu den vier Raum-Zeit Dimensionen, die wir bei niedrigen Energien wahrnehmen, reduziert werden müssen.

Experimentelle Tests

Hinweise auf "Physik jenseits des Standardmodelles" kann man indirekt erhalten, auch wenn die relevante Energieskalen nicht zugänglich, oder wie im Falle der Planck-Masse nie erreichbar sein werden. Bei den schweren Vektorbosonen hatten

wir gesehen, dass der Einfluß virtueller Teilchen analysiert werden kann. Auch wurde über die Berechnung von Strahlungskorrekturen die Masse des Top-Quarks relativ genau vorhergesagt. Entsprechend gibt es heute eine Vorhersage für die Masse des Higgs-Teilchens ($100 \text{ GeV} < M_H < 220 \text{ GeV}$).

Einen Hinweis auf “neue Physik” kann man erhalten, wenn es einen Interferenzterm zur Kopplung im Standardmodell gibt, der eine Rückwirkung auf niedrige Energien verursacht. Durch Vergleiche der Differenzen der Daten mit verschiedenen Modellrechnungen, die diese Rückkopplungen enthalten, kann man einige begrenzte Aussagen machen. Die theoretische Modelle enthalten dabei Forderungen nach Konsistenz und Anomaliefreiheit der jeweiligen Theorie. Wenn es allerdings keine Rückkopplung auf niedere Energien gibt, kann keine Aussage unterhalb der entsprechenden Energie getroffen werden.

In letzter Zeit fließen zunehmend Ergebnisse der Kosmologie und der Astroteilchenphysik in die Elementarteilchenphysik ein. Im frühen Universum, Bruchteile von Sekunden nach dem Urknall, lagen Energiedichten vor, die auf der Erde in Experimenten nie erreichbar sein werden. Das Verständniss der Entwicklung des Universums impliziert das Verständnis der Elementarteilchenphysik bei sehr großen Energieen beziehungsweise bei sehr kleinen Abständen.