

Skript zur Vorlesung

# Experimentelle Elementarteilchenphysik

Modul P23.1.1  
im Spezialisierungsfach Elementarteilchenphysik

Ulrich Husemann  
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY



Institut für Physik  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I  
Humboldt-Universität zu Berlin  
Sommersemester 2009



## Einleitung

---

### 1.1 Vorbemerkungen

Dieses Skript ist entstanden bei der Vorbereitung der Vorlesung „Experimentelle Elementarteilchenphysik“ an der Humboldt-Universität zu Berlin im Sommersemester 2009. Dies ist der Sommer vor dem Start des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN, demnach ist das Standardmodell der Teilchenphysik (noch?) das Maß der Dinge in der Elementarteilchenphysik.

#### 1.1.1 Inhalte und Ziele der Vorlesung

In dieser Vorlesung soll diskutiert werden, wie das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) in den letzten 30 Jahren etabliert wurde, indem nahezu alle Aspekte dieses theoretischen Modells der Elementarteilchen experimentell überprüft wurden. Dies bedeutet letztlich die Entdeckung aller vorhergesagten Teilchen und Vermessung ihrer Quantenzahlen sowie ihrer Wechselwirkung mit den anderen SM-Teilchen. Zu diesem Messprogramm zählen:

- Elektroschwacher Sektor des SM: Physik der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen, Quarks und Quarkmischung, Neutrinos,
- QCD: Physik der Gluonen, Struktur des Protons,
- Higgs-Physik,
- Suche nach Physik jenseits des SM (beyond standard model, BSM)

Nach einer kurzen Wiederholung der theoretischen Grundlagen des SM werden obige Themen diskutiert. Manche Themen können in der Vorlesung leider nur angerissen werden. Es besteht die Gelegenheit, diese in Spezialvorlesungen zu vertiefen.

## 1.1.2 Einheiten und Konventionen

### Natürliche Einheiten

In dieser Vorlesung werden durchgehend „natürliche Einheiten“ verwendet. In diesen Einheiten ist  $\hbar = c = 1$ . Mit  $c = 1$  haben Länge und Zeit dieselbe Einheit. Das Plancksche Wirkungsquantum hat die Einheit Energie mal Zeit, daraus folgt, dass Masse die Einheit einer inversen Länge hat. In natürlichen Einheiten haben alle physikalischen Observablen Einheiten, die Potenzen von Energien sind, z. B.:

- Energie, Impuls, Masse:  $[E]^1$
- Länge, Zeit:  $[E]^{-1}$
- Wirkungsquerschnitt:  $[E]^{-2}$

Für Energien verwenden wir die Einheit „Elektronvolt“ (eV), also die Energie, die ein Teilchen mit der Ladung  $q = e$  ( $e = 1,609 \cdot 10^{-19}$  C Elementarladung) gewinnt, wenn es eine Potenzialdifferenz von 1 V durchläuft. Nützlich für die Umrechnung in SI-Einheiten sind die Zusammenhänge

$$\begin{aligned} \hbar &\approx 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ GeV s} &\Rightarrow 1 \text{ GeV}^{-1} &\approx 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ s}, \\ \hbar c &\approx 197 \text{ MeV fm} &\Rightarrow 1 \text{ fm} &\approx 5 \text{ GeV}^{-1}. \end{aligned}$$

### Relativistische Kinematik

Die Vorlesung verwendet Raumzeit-Vierervektoren im Minkowskiraum in der Form

$$x_\mu = (ct, x, y, z) \quad \text{mit} \quad g_{\mu\nu} x^\mu x^\nu = x_\nu x^\nu = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2,$$

wobei  $g_{\mu\nu}$  die Minkowskimetrik ist. Die Lorentztransformation von einem Inertialsystem  $S$  in ein anderes Inertialsystem  $S'$ , das sich mit der Geschwindigkeit  $v$  gegenüber  $S$  bewegt, ist definiert durch

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}$$

mit dem (negativen) „Boostvektor“  $\vec{\beta} = \vec{v}/c$  und  $\gamma = 1/\sqrt{1 - |\vec{\beta}|^2}$ . Der Energie-Impuls-Vierervektor ergibt sich aus der Vierergeschwindigkeit  $u_\mu = dx_\mu/d\tau$  mit der Eigenzeit  $d\tau = dt/\gamma$  zu

$$p_\mu = m u_\mu = m\gamma(1, v_x, v_y, v_z) =: (E, p_x, p_y, p_z).$$

Daraus liest man folgende Zusammenhänge ab, die für Rechnungen sehr nützlich sind:

$$\beta = \frac{\vec{p}}{E}, \quad \gamma = \frac{E}{m}.$$

In Collider-Experimenten wird häufig ein zylindrisches Koordinatensystem verwendet, das der Symmetrie der Detektoren Rechnung trägt. Die  $z$ -Achse zeigt in Strahlrichtung. Ortskoordinaten werden dann mit dem Radius  $r$ , dem Polarwinkel  $\theta$  und dem Azimutalwinkel  $\phi$  bezeichnet. Impulse werden zerlegt in  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  und  $p_z$ . Eine gebräuchliche Größe ist die „Rapidity“

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right).$$

Die Ableitung der Rapidität ist lorentzinvariant, so dass die Form einer Rapiditätsverteilung unter Lorentztransformationen erhalten bleibt. Für  $p \gg m$  kann man die Rapidität durch die „Pseudorapidität“ nähern:

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right).$$

Die Pseudorapidität hängt nur vom Polarwinkel  $\theta$  ab, nicht von Masse, Impulsbetrag und Energie eines Teilchens.

### Mandelstam-Variablen

Die Kinematik von Streuprozessen wird häufig durch die „Mandelstam-Variablen“  $s$ ,  $t$  und  $u$  beschrieben. Diese sind definiert als Kombinationen aus den Impulsen der einfallenden Teilchen  $(p_1, p_2)$  und der ausgehenden Teilchen  $(p_3, p_4)$  in  $2 \rightarrow 2$ -Streuprozessen:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2. \end{aligned}$$

Dabei wurde Viererimpulserhaltung benutzt, d. h.  $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$ . Aus obigen Definitionen ergibt sich der Zusammenhang  $s + t + u = \sum m_i^2$ . Im Ruhesystem der Kollision ist  $s$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie (center of mass energy, CMS energy)  $E_{\text{CMS}} = E_1 + E_2$ . Die Mandelstam-Variablen  $t$  und  $u$  sind ein Maß für den Impulsübertrag bei der Streuung zweier Teilchen. Somit werden Physikprozesse häufig als  $s$ -Kanal- oder  $t$ -Kanal-Prozesse charakterisiert, abhängig davon, ob der Impuls von beiden Teilchen im Anfangszustand zu den beiden Teilchen im Endzustand übertragen wird, oder ob der Impuls zwischen den Teilchen ausgetauscht wird. Beispiele für beide Arten von Prozessen sind in Abb. 1.1 gezeigt.

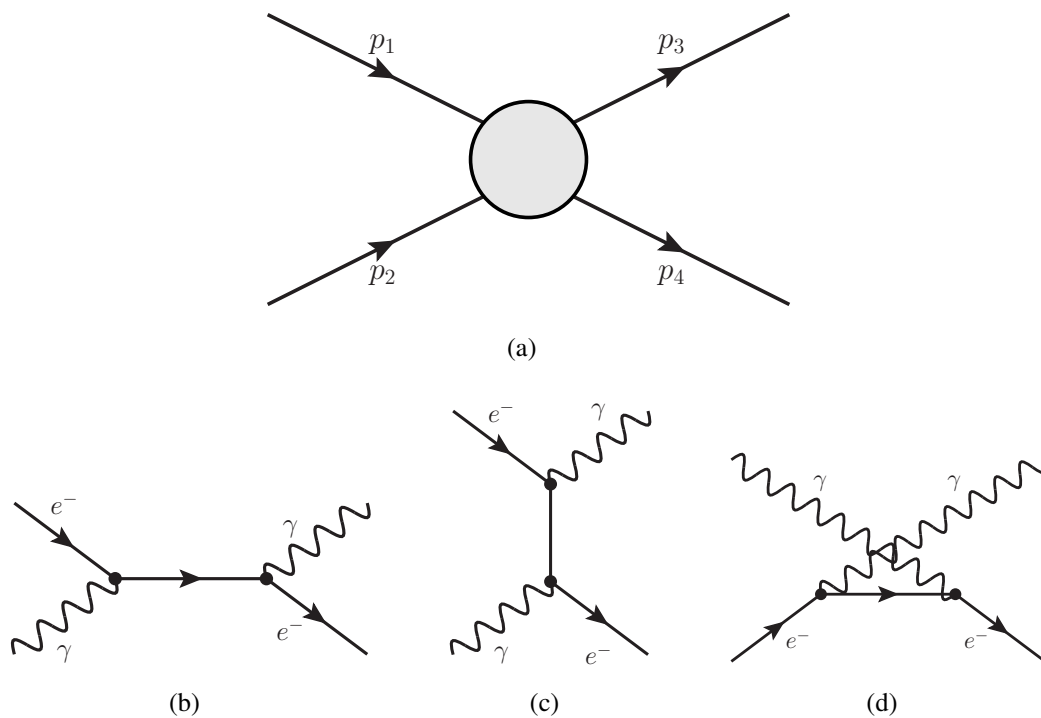
## 1.2 Kurzer historischer Abriss

Im Folgenden werden die wichtigsten experimentellen und theoretischen Ergebnisse vorgestellt, die zum heutigen SM geführt haben. Die Darstellung ist nicht streng chronologisch, sondern folgt verschiedenen Entwicklungslinien.

### 1.2.1 Quantenmechanik und Relativitätstheorie

Quantenmechanik [Pla01] und spezielle Relativitätstheorie [Ein05] sind die Grundlagen der modernen Teilchenphysik. Physikalische Theorien wie das SM sind als relativistische Quantenfeldtheorien (QFT) formuliert. Das bedeutet:

- Die Theorien sind lorentzinvariant.
- Die Felder werden quantisiert, also zu quantenmechanischen Operatoren, und die physikalischen Teilchen sind die Quanten dieser Felder.



**Abbildung 1.1:** (a) Allgemeiner  $2 \rightarrow 2$ -Prozess. (b) Compton-Streuung:  $s$ -Kanal. (c) Compton-Streuung:  $t$ -Kanal. (d) Compton-Streuung:  $u$ -Kanal.

Relativistische Bewegungsgleichungen sind seit den 1920er Jahren bekannt, für Wellenfunktionen von Spin-0-Teilchen gilt die Klein-Gordon-Gleichung, für Spin-1/2-Teilchen die Dirac-Gleichung. Letztere bildet den Ausgangspunkt für die QFT der Elektrodynamik, die Quantenelektrodynamik (QED).

## 1.2.2 Kernkräfte

Der Beschuss einer Goldfolie mit  $\alpha$ -Teilchen im Rutherford-Streuexperiment [Gei09, Rut11] hat gezeigt, dass ein Atom aus einem Kern und einer fast „leeren“ Hülle aufgebaut ist. Im Jahr 1921 haben Chadwick und Bieler beobachtet, dass die Winkelverteilung der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen für große Streuwinkel  $\theta$  von der Erwartung der elektrostatischen Coulomb-Streuung (Wirkungsquerschnitt proportional zu  $1/\sin^4(\theta/2)$ ) abwich. Dies deutete darauf hin, dass Atomkerne von einer neuen Kraft zusammengehalten werden, der Kernkraft oder starken Kraft. Zusammen mit der Entdeckung des Neutrons im Jahr 1932 [Cha32] markierte dies den Anfang der Kernphysik.

Yukawa hat 1935 „Mesonen“ als Austauscheteilchen der Kernkraft vorgeschlagen [Yuk35], in Analogie zum Photon in der elektromagnetischen Kraft. Dabei leitete er aus der Reichweite  $\lambda$  der Kernkraft die Masse der Mesonen ab. Das Potenzial zwischen den Nukleonen setzte Yukawa mit

$$V(r) \sim \frac{e^{-r/\lambda}}{r}$$

an. Aus  $\lambda \approx 1$  fm ergibt sich eine Masse von etwa 200 MeV.

### 1.2.3 Vom Teilchenzoo zu Quark-Partonmodell und QCD

#### Isospin

Heisenberg stellte 1932 fest, dass die Eigenschaften der Protonen und der gerade erst entdeckten Neutronen sehr ähnlich sind. Aus der Streuung von Protonen ( $p$ ) und Neutronen ( $n$ ) und der Untersuchung von Spiegelkernen ging hervor, dass die starke Wechselwirkung<sup>1</sup> unabhängig von der elektrischen Ladung ist. Außerdem haben Protonen und Neutronen etwa dieselbe Masse. Wäre nur die starke Wechselwirkung vorhanden, wären Proton und Neutron dasselbe ununterscheidbare Teilchen, das Nukleon [Hei32]. Damit gibt es eine (globale) Symmetrie zwischen Protonen und Neutronen, die von Wigner in Analogie zum Spin „Isospin“ (von „isotopischer Spin“, allerdings wäre „isobarischer Spin“ treffender gewesen) genannt wurde [Wig37]. Die Symmetriegruppe ist wie beim Spin die  $SU(2)$ . Das Nukleon besitzt Isospin  $I = 1/2$ , und Proton und Neutron bilden ein Isospin-Dublett:

$$\begin{pmatrix} |p\rangle \\ |n\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |I = 1/2, I_3 = +1/2\rangle \\ |I = 1/2, I_3 = -1/2\rangle \end{pmatrix}$$

Dieses Konzept lässt sich auf weitere Teilchen erweitern, so bilden etwa die Pionen ein Triplet mit Isospin 1 und  $I_3 = +1, 0, -1$ . Die dritte Komponente des Isospins, die den Unterschied zwischen den Mitgliedern der Isospin-Multipletts ausmacht, hängt dabei offenbar von der Ladung und der Tatsache ab, ob es sich um ein Meson oder ein Baryon handelt:  $I_3 = Q - \mathcal{B}/2$  ( $Q$  Ladung,  $\mathcal{B}$  Baryonzahl).

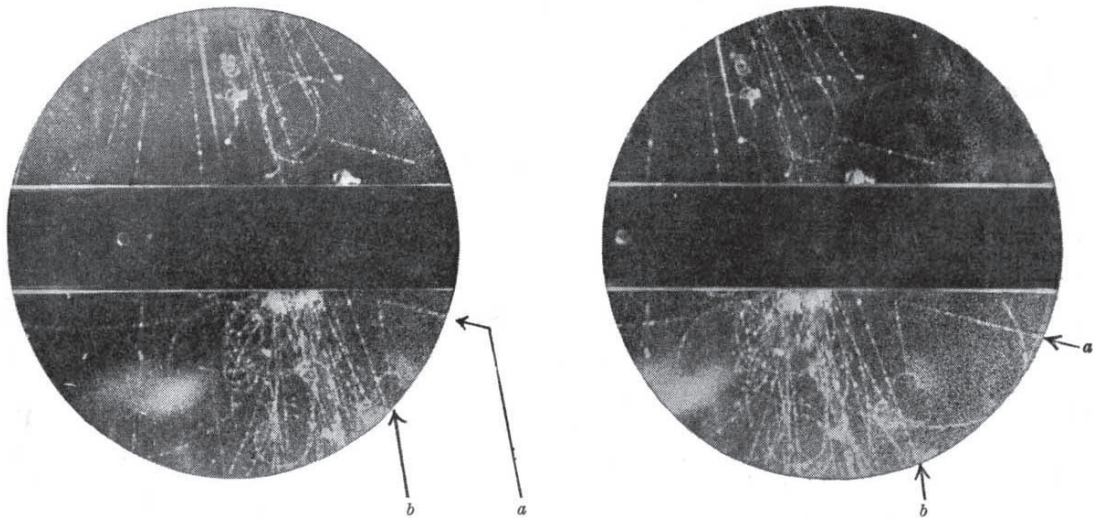
#### Strangeness

In den 1940er Jahren wurden einige neue Elementarteilchen in der kosmischen Strahlung entdeckt. Es gab zum einen neutrale Teilchen, die in zwei geladene Teilchen zerfielen, wie in Abb. 1.2 gezeigt. Diese wurden aufgrund ihrer Signatur im Detektor (hauptsächlich Blasenkammern) als  $V^0$  bezeichnet [Roc47]. Nach heutiger Nomenklatur bestehen  $V^0$ s aus den Zerfällen  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  und  $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ . Zusätzlich wurden zwei Zerfälle geladener Teilchen entdeckt,  $\theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  und  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ . Die neuen  $\theta$ - und  $\tau$ -Teilchen hatten dieselben Massen und Lebensdauern, aber unterschiedliche Parität.

Die Auflösung dieses „ $\theta$ - $\tau$ -Rätsels“ [GM53, Nak53] bestand in der Einführung einer neuen Quantenzahl, der „Strangeness“  $S$ , die in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung erhalten ist, in der schwachen Wechselwirkung jedoch verletzt ist. Die schwache Wechselwirkung verletzt die Parität, so dass dasselbe Teilchen in Zustände unterschiedlicher Parität zerfallen kann. In heutiger Nomenklatur ist dieses Teilchen das  $K^\pm$ . Damit hat das  $\theta$ - $\tau$ -Rätsel auf die Paritätsverletzung geführt (vgl. Kapitel 1.2.4).

Im Formalismus der Gruppentheorie kann man jetzt die  $SU(2)$ -Gruppe durch eine  $SU(3)$  ersetzen, die auch Teilchen mit Strangeness beschreibt. Teilchen in einem  $SU(3)$ -Multiplett werden durch zwei Quantenzahlen unterschieden. Diese könnten z. B.  $I_3$  und die Strangeness  $S$  sein. Häufig wurde anstatt dessen auch die „Hyperladung“  $Y_F \equiv \mathcal{B} + S$  benutzt. Diese (Flavor-)Hyperladung darf nicht mit der schwachen Hyperladung in der elektroschwachen Wechselwirkung verwechselt werden. Damit lautet der Zusammenhang zwischen der Isospinkomponente  $I_3$  und der Ladung  $Q$ , die „Gell-

<sup>1</sup>Die Begriffe Kraft und Wechselwirkung werden im folgenden synonym benutzt.



**Abbildung 1.2:** Stereoskopische Blasenkameraaufnahmen eines  $V^0$ -Zerfalls. Die Zerfallsprodukte sind mit  $a$  und  $b$  gekennzeichnet [Roc47].

Mann–Nishijima-Formel“,

$$I_3 = Q - \frac{Y_F}{2} = Q - \frac{\mathcal{B} + S}{2}. \quad (1.1)$$

Dieser Formalismus kann auch auf weitere Quarks erweitert werden. Für sechs Quarks ist die Hyperladung beispielsweise definiert als  $Y_F = \mathcal{B} + S + C + B + T$  ( $C$  Charm,  $B$  Bottomness,  $T$  Topness).

### Quarkmodell

Mit der Entdeckung weiterer Teilchen, z. B. der Mesonen  $\eta'$ ,  $\omega$ ,  $\rho$  und  $K^*$  und der  $\Delta$ -,  $\Sigma$ - und  $\Xi$ -Baryonen, wurde ein konsistentes Schema zur Klassifikation des „Teilchenzoos“ notwendig. Gell-Mann und Zweig schlugen vor, dass die Fundamentaldarstellung der Isospin- $SU(3)$ -Gruppe aus drei „Quarks“ besteht,  $u$  (up),  $d$  (down) und  $s$  (strange) [GM64, Zwe64]. Der Name Quark stammt dabei von M. Gell-Mann und ist dem Roman „Finnegan’s Wake“ von J. Joyce entlehnt. Aus den Darstellungen der  $SU(3)$ -Gruppe ergaben sich die beobachteten Multipletts der Mesonen und Baryonen. Mesonen bestehen in diesem Schema aus einem Quark und einem Antiquark und Baryonen aus drei Quarks. In Abbildung 1.3 ist die Verallgemeinerung des Quarkmodells für vier Quarks gezeigt. Das Konzept der Quarks war zu diesem Zeitpunkt ein mathematisches Hilfsmittel und wurde nicht als physikalische Realität aufgefasst.

### Tiefinelastische Streuung und Quark-Partonmodell

In den 1960er Jahren wurde am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) ein Linearbeschleuniger in Betrieb genommen. Damit konnten Elektronen auf Energien von bis zu 20 GeV beschleunigt und mit Targets zur Kollision gebracht werden. Damit ließ sich durch Streuexperimente die interne Struktur der Nukleonen untersuchen. Der dabei stattfindende Physikprozess wird als „tiefinelastische Streuung“ (deep inelastic scattering, DIS) bezeichnet. Die Ergebnisse, gezeigt in Abb. 1.4, deuteten auf die Streuung an punktförmigen Teilchen und somit eine Substruktur innerhalb des Nukleons



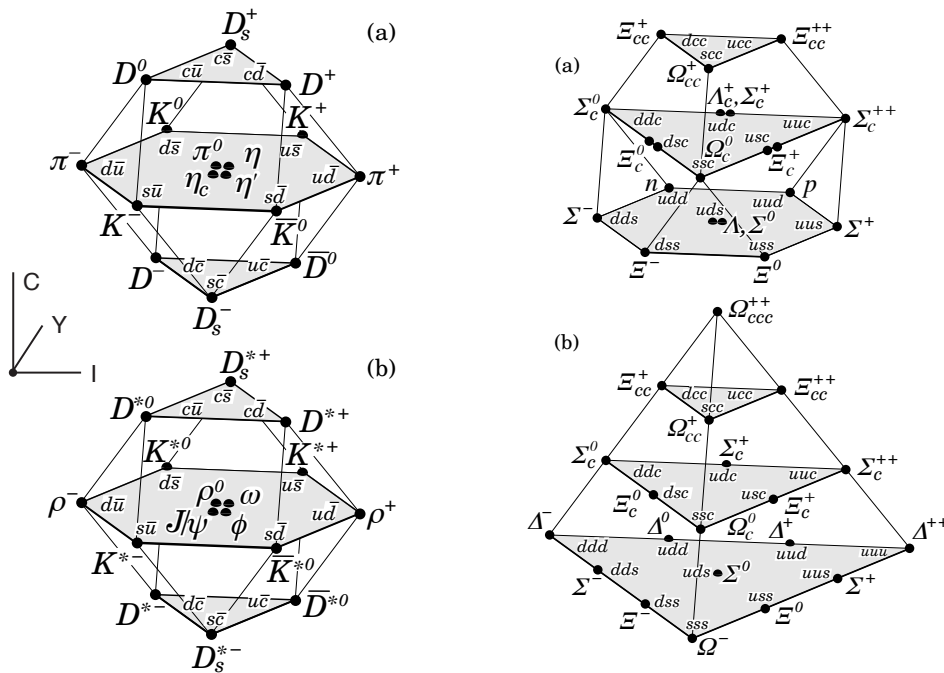


Abbildung 1.3:  $SU(4)$ -Multipletts der Mesonen (links) und der Baryonen (rechts) [Ams08].

hin [Bre69]. Feynman interpretierte die Ergebnisse als Streuung an punktförmigen Spin-1/2-Teilchen, die er „Partonen“ nannte [Fey69a, Fey69b]. Bjorken und Paschos identifizierten die Partonen schließlich mit den Quarks [Bjo69]. Heute bezeichnet man sowohl die Quarks (Spin 1/2) und die Gluonen (Spin 1) als Partonen.

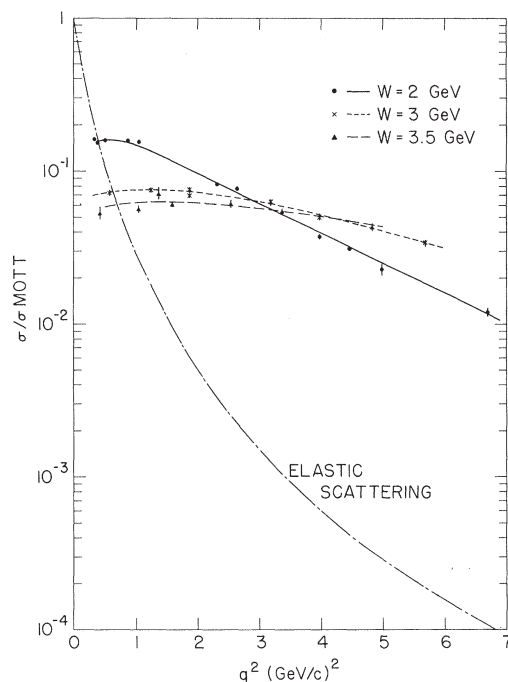
### Yang-Mills-Theorie und Quantenchromodynamik

Yang und Mills hatten 1954 eine neue Theorie der starken und schwachen Wechselwirkung vorgeschlagen, die auf den nichtabelschen Eichgruppen  $SU(N)$  beruht [Yan54]. Die Eichfelder in dieser Theorie müssen allerdings masselos sein, was der damaligen Erwartung an die Austauschteilchen (Kontaktwechselwirkung in der schwachen Wechselwirkung, Pionen in der starken Wechselwirkung) widersprach.<sup>2</sup>

Unter anderem aus dem Quarkmodell ergaben sich Hinweise, dass Quarks einen zusätzlichen internen Freiheitsgrad haben müssen, den man als „Farbladung“ bezeichnet. Beispielsweise besteht das  $\Omega^-$ -Baryonen aus drei identischen Quarks  $|sss\rangle$ . Da das  $\Omega^-$  ein Fermion ist, sollte die Wellenfunktion aber antisymmetrisch sein. Das geht nur mit einem zusätzlichen Freiheitsgrad.

Die Resultate von Yang und Mills waren zwar nicht unmittelbar auf die schwache Wechselwirkung anwendbar, jedoch postulierten Fritzsche, Gell-Mann und Leutwyler im Jahr 1973, dass die starke Wechselwirkung durch eine  $SU(3)$ -Eichtheorie mit farbgeladenen Quarks und Gluonen als Kraftteilchen beschrieben werden kann [Fri73]. Diese Theorie der starken Wechselwirkung bezeichnet man folglich als „Quantenchromodynamik“ (QCD). Gross, Wilczek und Politzer zeigten, dass in nicht-abelschen Eichtheorien wie der QCD die Kopplungsstärke mit höheren Energien abnimmt [Gro73, Pol73]. Diese „asymptotische Freiheit“ erklärt, warum die Quarks in der tiefinelastischen Streuung

<sup>2</sup>Es ist überliefert, dass die Idee bei W. Pauli deswegen auf starken Widerstand stieß [Str08].



**Abbildung 1.4:** Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streuung als Funktion des Viererimpulsübertrags  $q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta)$  relativ zum Wirkungsquerschnitt für Mott-Streuung. Die Daten für verschiedene  $W = 2M(E - E')$  sind verglichen mit der Vorhersage für elastische Streuung [Bre69].

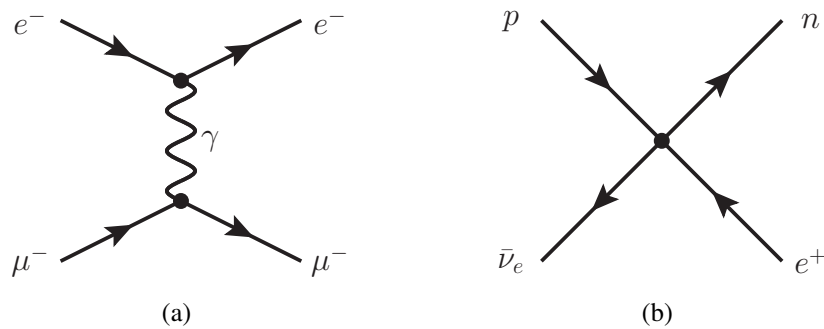
als frei angenommen werden können, während sie bei niedrigen Energien nicht als freie Teilchen existieren („Confinement“).

## 1.2.4 Schwache Wechselwirkung

### Betazerfall und Fermi-Theorie

Nach der Entdeckung der Radioaktivität durch Becquerel [Bec96] wurde eine weitere Kraft identifiziert, die schwache Wechselwirkung, die z. B. den radioaktiven Betazerfall steuert. Beim Betazerfall wurden aus dem Zerfall eines Atomkerns ein Kern mit gleicher Massenzahl  $A$  aber um eins erhöhter Kernladung  $Z$  gefunden, wobei gleichzeitig ein Elektron emittiert wurde. In einem Zweikörperzerfall erwartet man Elektronen mit fester Energie, tatsächlich wurde ein kontinuierliches Spektrum beobachtet. Das veranlasste Pauli, in seinem „Brief an die Radioaktiven“ [Pau30], ein masseloses „Geisterteilchen“, das Neutrino, zu postulieren. Das Neutrino wurde 1953 erstmals in einem Experiment von Reines and Cowan nachgewiesen [Rei53]. Dabei wurden Neutrinos aus einem Atomreaktor durch inversen Betazerfall  $p\bar{\nu}_e \rightarrow ne^+$  nachgewiesen: durch Positron-Annihilation entsteht ein Photonenpaar, anschließend wird das Neutron zeitlich versetzt durch Einfang in Cadmiumchlorid nachgewiesen.

Fermi hat 1934 einen ersten Ansatz für eine Theorie der schwachen Wechselwirkung geliefert [Fer34a, Fer34b]. Fermis Theorie besaß (Vektor-)Ströme wie in der QED (z. B. inverser Betazerfall). Fermi postulierte eine Kontaktwechselwirkung, so dass die Theorie kein Austauscheteilchen besitzt analog zum Photon in der QED. Der Vergleich von QED und Fermi-Theorie ist in Abb. 1.5 gezeigt. Die Kopplungskonstante  $G_F$  („Fermikonstante“) war im Gegensatz zur Feinstrukturkonstante  $\alpha$  dimensionsbehaftet ( $[E]^{-2}$ ). Aus heutiger Sicht deutet dies auf Austausch eines schweren Austauscheteilchens, des  $W$ -Bosons hin.



**Abbildung 1.5:** (a) Photonaustausch zwischen zwei Vektorströmen in der QED. (b) Kontaktwechselwirkung in der Fermi-Theorie der schwachen Wechselwirkung.

### Paritätsverletzung und $V-A$ -Theorie

Die QED ist invariant gegenüber jeder einzelnen der diskreten Symmetrien der Ladungskonjugation  $C$ , Parität  $P$  und Zeitumkehr  $T$  und Kombinationen wie  $CP$  oder  $CPT$ . Dies wurde ebenso von der schwachen Wechselwirkung erwartet. Lee und Yang schlugen im Jahr 1956 experimentelle Tests vor [Lee56], bei denen man auf Observablen sensitiv ist, die wie Axialvektoren transformieren, z. B. der intrinsische Drehimpuls eines Atomkerns.

Im Wu-Experiment [Wu57] aus dem Jahr 1957 wurden Kobalt-60-Kerne in einem starken Magnetfeld ausgerichtet und die Emissionsrichtung der Elektronen aus dem Betazerfall  ${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^{**} + e^- + \bar{\nu}_e$  relativ zur Ausrichtung der  ${}^{60}\text{Co}$ -Kerne gemessen. Dies zeigte in der Tat, dass die schwache Wechselwirkung die Paritätssymmetrie verletzt. Aus der Stärke des Effekts ergab sich sogar eine maximale Paritätsverletzung. Damit wirkt die schwache Wechselwirkung nur auf linkshändige aber nicht auf rechtshändige Teilchen. Aus dieser Abhängigkeit von der Händigkeit („Chiralität“) der Teilchen folgt, dass der schwache geladene Strom (charged current, CC) kein Vektorstrom sein kann, sondern ein Vektor- minus Axialvektorstrom. Deswegen wird diese neue Theorie der schwachen Wechselwirkung auch „ $V-A$ -Theorie“ genannt [Fey58, Sud58].

Da Neutrinos fast masselos sind, sind für diese in sehr guter Näherung Chiralität und Helizität (Projektion des Spins auf den Impuls) dasselbe. Deshalb kann man die  $V-A$ -Theorie testen, wenn man die Neutrino-Helizität misst. Stimmt die  $V-A$ -Theorie, erwartet man eine Helizität von  $-1$ . Das gelang Goldhaber, Grodzins und Sunyar 1958 in einem Experiment, bei dem Europium-152 durch K-Einfang in einen angeregten Samarium-152-Kern übergeht und das bei der Abregung emittierte Photon mittels Kernresonanzabsorption wieder eingefangen wird [Gol58].

### $CP$ -Verletzung

Zusätzlich zur Paritätsverletzung haben Christenson, Cronin, Fitch und Turlay im Jahr 1964 in einem Experiment mit  $K$ -Mesonen festgestellt, dass die schwache Wechselwirkung auch die  $CP$ -Symmetrie (schwach) verletzt [Chr64]. In einem Strahl neutraler Kaonen, in dem der  $K_S^0$ -Anteil herausgefiltert wurde, so dass nur der  $K_L^0$ -Anteil vorhanden ist, entdeckten sie den  $CP$ -verletzenden Zerfall  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Dieser Zerfall ist gegenüber  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  um einen Faktor 2000 unterdrückt.

Andrei Sakharov hat 1967 postuliert, dass im Rahmen eines Urknallmodells  $CP$ -Verletzung neben thermischem Nicht-Gleichgewicht und Baryonzahlverletzung eine von drei notwendigen Bedingungen für die beobachtete Baryonasymmetrie im Universum ist:

$$(n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \approx 10^{-9}$$

mit  $n_B$  ( $n_{\bar{B}}$ ,  $n_\gamma$ ) Zahl der Baryonen (Antibaryonen, Photonen). Bisher sind alle Messungen der  $CP$ -Verletzung im Einklang mit den Vorhersagen des SM. Die  $CP$ -Verletzung im SM ist allerdings zu klein, um die Baryonasymmetrie zu erklären.

### 1.2.5 Elektroschwache Theorie

Auch nachdem die Theorie der schwachen Wechselwirkung in den 1950er Jahren um die Paritätsverletzung erweitert worden war, hatte die das  $V-A$ -Modell Defizite. So steigt der Wirkungsquerschnitt für Neutrino-Elektron-Streuung  $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$  bei großen Energien mit  $s$  an. Damit verletzt der Prozess die Unitarität der Streumatrix, es ergeben sich unphysikalische Streuwahrscheinlichkeiten größer als 1.

Dieses Problem lässt sich nur mittels einer vereinheitlichten Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen lösen. Diese „elektroschwache Theorie“ wurde in den 1960er Jahren von Glashow, Salam und Weinberg entwickelt und wird demnach als „GSW-Modell“ bezeichnet. Ein interessanter historischer Überblick findet sich z. B. in [Gla79].

#### Elektroschwache Vereinheitlichung

In einer vereinheitlichten elektroschwachen Theorie muss die elektromagnetische Wechselwirkung Parität und Strangeness erhalten, während die schwache Wechselwirkung beide verletzt. Ausgehend vom Ansatz einer  $SU(2)$ -Eichgruppe à la Yang und Mills erweiterte Glashow die Eichgruppe zu einer  $SU(2) \times U(1)$  [Gla61]. Die  $SU(2)$  bezieht sich auf den „schwachen Isospin“, der in Analogie zum starken Isospin entwickelt wurde. Das geladene Lepton und das Neutrino bilden ein Isospin-Dublett. Die  $U(1)$  bezieht sich auf die schwache Hyperladung in Analogie zur Flavor-Hyperladung. Die  $SU(2) \times U(1)$  enthielt zwei geladene Eichbosonen, die mit den  $W^\pm$ -Bosonen identifiziert werden können, und zwei neutrale Eichbosonen, das Photon und das  $Z$ -Boson. Damit sagte Glashows Modell eine neue Wechselwirkung mit dem Austausch eines  $Z$ -Bosons voraus, den schwachen „neutralen Strom“ (neutral current, NC). Mit der Blasenkammer Gargamelle am CERN wurden neutrale Ströme 1973 zum ersten Mal nachgewiesen [Has73]. Das Modell hatte nach wie vor den Nachteil, nicht renormierbar zu sein und keine Massen für die Fermionen und die Eichbosonen zu erlauben.

#### Higgsmechanismus

Das aus der Festkörperphysik entlehnte Konzept der spontanen Symmetriebrechung brachte die Lösung zu den Problemen der Renormierbarkeit und der Massen. Spontane Symmetriebrechung bedeutet hier, dass die Eichsymmetrie exakt aber verborgen ist, da der Zustand mit der niedrigsten Energie diese Symmetrie nicht besitzt. Ein Beispiel dafür ist die spontane Ausrichtung der Spins in einem Ferromagneten. Dieses Konzept wurde gleichzeitig von einigen Physikern (Brout, Englert, Goldstone, Guralnik, Hagen, Higgs, Jona-Lasinio, Kibble, Nambu) auf Eichtheorien angewendet.

Salam und Weinberg wendeten das Konzept der spontanen Symmetriebrechung auf die  $SU(2) \times U(1)$ -Eichsymmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung an [Sal68, Wei67]. Damit bekommen  $W$ - und  $Z$ -Bosonen Massen, während das Photon masselos bleibt. 't Hooft und Veltman bewiesen 1972, dass diese Theorie renormierbar ist [tH72]. Damit waren die theoretischen Grundlagen für die elektroschwache Theorie gelegt.

### Quarkmischung und GIM-Mechanismus

Durch das GSW-Modell war die elektroschwache Theorie für Leptonen etabliert. Um die Theorie auch für Quarks benutzbar zu machen, waren einige weitere Schritte notwendig. Cabibbo erklärte 1963 die Beobachtung, dass (in heutiger Sprechweise) in der schwachen Wechselwirkung Übergänge von  $u$ -Quark zu  $s$ -Quarks um einen Faktor fünf im Vergleich zu  $u \rightarrow d$ -Übergängen unterdrückt sind [Cab63]:

$$u \rightarrow d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C.$$

Dabei wird  $\sin \theta_C \approx 0,22$  als Cabibbo-Winkel bezeichnet. An der schwachen Wechselwirkung nehmen also nicht die Quarks selbst (die „Masseneigenzustände“), sondern Linearkombinationen von Quarks (die „Wechselwirkungseigenzustände“) teil. Diesen Prozess bezeichnet man auch als „Quarkmischung“.

Was in geladenen Strömen galt, schien nicht für die neutralen Ströme zu gelten. Prozesse, in denen sich durch einen neutralen Strom die Strangeness ändert (z. B.  $K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ), sind um viele Größenordnungen seltener als Prozesse, bei denen sie sich mit einem geladenen Strom ändert (z. B.  $K^+ \rightarrow \ell^+ \nu$ ). Diese Unterdrückung „flavorverletzender neutraler Ströme“ (flavor changing neutral current, FCNC) wurden in einer Arbeit von Glashow, Iliopoulos und Maiani aus dem Jahre 1970 erklärt [Gla70]. Sie postulierten ein viertes Quark, das „Charm-Quark“ ( $c$ ). Damit kann der schwache geladene Strom zwischen Quarks mit einer Rotation im Flavorraum geschrieben werden

$$(u, c) \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = (u, c) \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}.$$

Wenn das  $c$ -Quark an der Wechselwirkung teilnimmt, sind FCNC stark unterdrückt („GIM-Mechanismus“). Hätten alle Quarks dieselbe Masse, wären FCNC komplett verboten. Aus der Rate für FCNC konnten GIM die Masse des  $c$ -Quarks zu 1,5 bis 2 GeV abschätzen.

Mit dem  $c$ -Quark konnte neben den Leptonen auch die Quarks in Dubletts des schwachen Isospin eingeteilt werden,  $(u, d)$  und  $(c, s)$ . Damit konnte man die Quarks wie die Leptonen in zwei „Familien“ oder „Generationen“ einteilen. Die Teilchen der beiden Generationen besitzen dieselben Eigenschaften mit Ausnahme der Masse. Die ersten Teilchen, die  $c$ -Quarks enthalten, sind vermutlich in der kosmischen Strahlung entdeckt worden. In Experimenten an Teilchenbeschleunigern wurde das  $c$ -Quark 1974 zum ersten Mal entdeckt [Aub74, Aug74]. Das  $J/\psi$ , das seinen Doppelnamen der gleichzeitigen Entdeckung am Brookhaven National Laboratory ( $J$ ) und am SLAC ( $\psi$ ) verdankt, wurde unmittelbar nach der Entdeckung als gebundener Zustand aus einem  $c$ - und einem  $\bar{c}$ -Quark identifiziert [DR75].

### Die dritte Familie

Kobayashi und Maskawa haben 1973 gezeigt, dass in der elektroschwachen Wechselwirkung  $CP$ -Verletzung erreicht werden kann (wie z. B. von Sakharov als notwen-

dige Bedingung für Baryogenese gefordert), wenn es mindestens drei Quarkfamilien gibt [Kob73]. Damit wird die Matrix der Quarkmischung auf drei Familien erweitern, zur Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Die Quarks der dritten Familie wurden in den Jahren 1977 (bottom,  $b$ ) und 1995 (top,  $t$ ) entdeckt [Her77, Abe95, Aba95]. Der Effekt der  $CP$ -Verletzung wurde in vielen Experimenten, z. B. im System der Kaonen und der  $B$ -Mesonen, nachgewiesen und entspricht bisher den Vorhersagen der elektroschwachen Wechselwirkung. Auch die Leptonen der dritten Familien, das  $\tau$ -Lepton und das  $\nu_\tau$ , konnten experimentell nachgewiesen werden [Per75, Kod01].

### Entdeckung der $W$ - und $Z$ -Bosonen

Die geladenen Ströme waren im Prinzip seit der Entdeckung der natürlichen Radioaktivität bekannt. Neutrale Ströme wurden 1973 zum ersten Mal beobachtet. Im GSW-Modell werden beide von massiven Austauscheteilchen vermittelt, den  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen. Beide besaßen aber zunächst eine zu große Masse, um an Beschleunigern produziert zu werden. Im Jahr 1981 ging der erste Proton-Antiproton-Collider mit ausreichender Energie und Strahlintensität am CERN in Betrieb, das Sp̄pS. Die  $W$ -Bosonen wurden 1983 zuerst über den Zerfall  $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  (und ladungskonjugiert) und die  $Z$ -Bosonen über  $Z \rightarrow e^+ e^-$  nachgewiesen [Arn83a, Ban83, Arn83b, Bag83], später auch über die entsprechenden Zerfälle in  $\mu$  und  $\nu_\mu$ .

## 1.3 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Mit den in Kapitel 1.2 genannten Entdeckungen waren die QCD als Theorie der starken Wechselwirkung und das GSW-Modell für die elektroschwache Wechselwirkung etabliert. Zusammen bilden sie das „Standardmodell der Elementarteilchenphysik“ (SM). Die Teilchen und Kräfte im SM sind im folgenden zusammengefasst.

### 1.3.1 Kräfte und Teilchen im Standardmodell

#### Kräfte

Alle Kräfte im SM werden über Austauscheteilchen vermittelt, die „Eichbosonen“ mit Spin 1, die der Bose-Einstein-Statistik gehorchen. Eine Übersicht findet sich in Tabelle 1.1. Die starke Kraft wirkt auf alle farbgeladenen Teilchen. Ihre Austauscheteilchen sind acht masselose Gluonen, die ihrerseits Farbladung tragen und somit Selbstwechselwirkungen zeigen. Nach der spontanen Symmetriebrechung wird die elektroschwache Kraft durch die massiven  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen sowie das masselose und elektrisch neutrale Photon vermitteln. Die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen gehen dabei Selbstwechselwirkungen ein.

**Tabelle 1.1:** Die Kräfte im Standardmodell.

Kraft	Austauschteilchen
Elektromagnetisch	Photon ( $\gamma$ )
Schwach	$W^\pm$ -Bosonen (Z-Boson)
Stark	8 Gluonen ( $g$ )

## Teilchen

Im SM gibt es sechs Quarks (und ihre Antiteilchen), sowie sechs Leptonen (und ihre Antiteilchen). Quarks und Leptonen sind Fermionen mit Spin 1/2 und gehorchen daher der Fermi-Dirac-Statistik.

Die Quarks nehmen an allen Wechselwirkungen des SM teil, denn sie besitzen (drittelzahlige) elektrische Ladung und Farbladung. Rechtshändige Quarks sind Isospin-Singulets und nehmen nicht an der schwachen Wechselwirkung teil. Linkshändige Quarks besitzen ebenfalls eine schwache Ladung und bilden drei Dubletts des schwachen Isospins,

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L.$$

Die Leptonen lassen sich in geladene und neutrale Leptonen (Neutrinos) unterteilen, wobei nur die geladenen Leptonen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen. Die linkshändigen Leptonen bilden wie die linkshändigen Quarks Isospin-Dubletts:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L.$$

Rechtshändige geladene Leptonen bilden Isospin-Singulets. Wenn man annimmt, dass Neutrinos masselos sind, existieren keine rechtshändigen Neutrinos.

Der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung verlangt nach einem zusätzlichen Teilchen mit Spin 0, dem „Higgs-Boson“. Dieses ist als einziges Teilchen im SM bislang noch nicht experimentell nachgewiesen worden. Die Entdeckung des Higgs-Bosons ist eines der Hauptziele am Large Hadron Collider (LHC), der im Herbst 2009 am CERN in Betrieb geht.

### 1.3.2 Zusammengesetzte Teilchen

Aus Quarks und Antiquarks lassen sich Bindungszustände mit zwei oder drei Quarks bilden. Die „Mesonen“ bestehen aus einem Quark und einem Antiquark (symbolisch  $|q\bar{q}'\rangle$ ), und die „Baryonen“ aus drei Quarks (symbolisch  $|qq'q''\rangle$ ).

Einige Experimente hatten Hinweise auf Zustände mit fünf Quarks („Pentaquarks“), andere Experimente konnten dies jedoch nicht bestätigen (siehe z. B. [Ams08]). Weiterhin gibt es Hinweise auf Zustände, die sich als „Tetraquark“ oder als „Moleküle“ von zwei Mesonen mit Charm-Quarks erklären lassen [Cho03].

## 1.4 Experimente mit Teilchenstrahlen

Das SM ist in den letzten mehr als 30 Jahren eingehend mit Teilchenstrahlen getestet worden. Im folgenden wird eine Übersicht über vergangene, derzeitige und zukünftige Experimente gegeben. Die Funktionsweise der Teilchenbeschleuniger und -detektoren ist nicht Gegenstand dieser Vorlesung und wird in regelmäßig angebotenen Spezialvorlesungen behandelt.

### 1.4.1 Lepton-Collider

Generell sind Lepton-Collider „Präzisionsmaschinen“, denn in ihnen werden (nach heutigem Wissen) elementare Teilchen, in der Regel  $e^+e^-$ , zur Kollision gebracht. Dies hat zwei Vorteile. Der Anfangszustand der Kollision ist sehr genau bekannt (und ggf. regelbar), denn die Energie der einfallenden Teilchen ist genau die Strahlenergie. Gleichzeitig entstehen bei der Kollision keine Restfragmente der einfallenden Teilchen, so dass der Endzustand im Detektor „sauber“ ist. Die meisten und umfassendsten Präzisionstests des SM sind an Lepton-Collidern gemacht worden.

Nachteil der meisten bisherigen Lepton-Collidern, die als Ringbeschleuniger angelegt sind, ist der hohe Energieverlust pro Umlauf des Strahls durch Synchrotronstrahlung, der mit  $1/m^4$  und  $1/R$  geht ( $m$  Masse der Teilchen,  $R$  Ringradius). Dieses Problem wird bei Linearbeschleunigern umgangen, jedoch kann bei diesen der Strahl nur einmal verwendet und nicht wie bei Ringbeschleunigern über Stunden gespeichert werden. Außerdem limitiert die Länge des Beschleunigers und der maximale Beschleunigungsgradient die erreichbare Strahlenergie. Abhilfe könnte in der Zukunft auch ein Myon-Collider schaffen. Einige Beispiele für  $e^+e^-$ -Collider folgen:

#### SPEAR

- $e^+e^-$ -Ringbeschleuniger bei SLAC, 0,234 km Umfang
- 1972–1990,  $\sqrt{s} < 8 \text{ GeV}$
- Detektoren: Mark I/II/III
- Entdeckung des  $J/\psi$  und des  $\tau$ -Leptons

#### PETRA

- $e^+e^-$ -Ringbeschleuniger bei DESY, 2,304 km Umfang
- 1978–1986,  $\sqrt{s} < 23,4 \text{ GeV}$
- Detektoren: TASSO, MARK-J, JADE, PLUTO (CELLO)
- Entdeckung des Gluons in „3-Jet-Ereignissen“; Suche nach dem Top-Quark

#### LEP

- „Large Electron-Positron Collider“,  $e^+e^-$ -Ringbeschleuniger bei CERN, 26,659 km Umfang
- LEP I (1989–1995):  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$  (Z-Resonanz)
- LEP II (1996–2000):  $\sqrt{s} < 209 \text{ GeV}$



- Vier Detektoren: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL
- Physikprogramm: Präzisionsmessungen des gesamten Standardmodells: Z-Sektor, W-Sektor, QCD; Suche nach dem Higgs-Boson und Physik jenseits des SM

### Die „B-Fabriken“: PEP-II und KEKB

- Spezialisierte  $e^+e^-$ -Ringbeschleuniger mit asymmetrischen Strahlenergien
- Prinzip: Erzeugung der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (gebundener  $b\bar{b}$ -Zustand) bei  $\sqrt{s} = 10,6 \text{ GeV}$ ,  $b\bar{b}$ -Zustand bewegt sich im Laborsystem
- PEP-II (SLAC, 1999–2008):  $e^-$  mit 9,0 GeV,  $e^+$  mit 3,1 GeV, Experiment: BaBar
- KEKB (KEK, seit 1999):  $e^-$  mit 8,0 GeV,  $e^+$  mit 3,5 GeV, Experiment: Belle
- Physikprogramm: genaue Vermessung von Bottom-Quarks,  $CP$ -Verletzung

### ILC

- „International Linear Collider“, 33 km Länge, geplant nach 2020(?)
- $\sqrt{s} = 300 \dots 500 \text{ GeV}$ (?)
- Zwei Detektoren abwechselnd im Strahl („push-pull“), derzeit drei Detektorkonzepte
- Präzisionsmessungen an der „Teraskala“: Higgs-Boson, Top-Quark, Physik jenseits des SM

## 1.4.2 Hadron-Collider

Hadron-Collider sind „Entdeckungsmaschinen“, denn mit ihnen erreicht man Teilchenstrahlen mit den höchsten Energien. In der Regel werden Protonen mit Protonen oder Antiprotonen zur Kollision gebracht. Da beide keine fundamentalen Teilchen sind, kollidieren in Wirklichkeit die Quarks und Gluonen in den Protonen, deren Impulsbruchteil nicht bekannt ist. Damit ist die exakte Schwerpunktsenergie des fundamentalen Physikprozesses unbekannt.

Die anderen Partonen in den Protonen oder Antiprotonen („Zuschauer“) tragen nichts zu den Streuprozessen bei, die untersucht werden sollen. Durch sie werden allerdings häufig weitere Hadronen erzeugt, die gleichzeitig im Detektor ankommen und die Kollisionen weniger „sauber“ werden lassen als in Lepton-Collidern.

### Sp $\bar{p}$ S

- $p\bar{p}$ -Collider am CERN (Umbau des Super Proton Synchrotron, SPS), 6,91 km Umfang
- 1981–1990,  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$
- Detektoren: UA1, UA2
- Entdeckung der W- und Z-Bosonen, Suche nach Top-Quark und Physik jenseits des SM

## HERA

- $e^\pm p$ -Collider bei DESY, 6,34 km Umfang
- 1992–2007,  $e^\pm$  mit  $E = 27,5$  GeV,  $p$  mit  $E = 820$  GeV, 920 GeV.
- Detektoren: H1, ZEUS (plus zwei Fixed-Target-Experimente: HERMES, HERA-B)
- Physikprogramm: Struktur des Protons, QCD, Suche nach Physik jenseits des SM

## Tevatron

- $p\bar{p}$ -Collider bei Fermilab, 6,28 km Umfang
- Run 0 (1988–1989):  $\sqrt{s} = 1800$  GeV
- Run I (1992–1995):  $\sqrt{s} = 1800$  GeV
- Run II (2001–2010(?)):  $\sqrt{s} = 1960$  GeV
- Detektoren: CDF, DØ
- Physikprogramm: Top-Quark, B-Physik, Higgs-Boson, Suche nach Physik jenseits des SM
- Derzeit höchste erreichbare Energien (bis zum Start des LHC)

## LHC

- $pp$ -Collider bei CERN (im alten LEP-Tunnel), 26,659 km Umfang
- Offizielle Inbetriebnahme: 10. September 2008
- Erste Kollisionen: Herbst 2009 ( $\sqrt{s} = 900$  GeV, 10 TeV)
- Endausbau:  $\sqrt{s} = 14$  TeV
- Physikprogramm: Higgs-Boson, Suche nach Physik jenseits des SM

### 1.4.3 Spezielle Teilchenstrahlen

Neben dem Einsatz in Collidern werden Teilchenbeschleuniger auch zur Erzeugung spezieller Teilchenstrahlen verwendet. Dabei wird normalerweise ein Protonstrahl auf ein festes Target gelenkt. Die dabei entstehenden Teilchen werden z. B. mit Magnetfeldern getrennt, so dass der Strahl (fast) ausschließlich die gewünschte Teilchensorte enthält.

#### Neutrinostrahlen

Neutrinostrahlen werden erzeugt, indem Protonstrahlen auf ein festes Target gelenkt werden. Dabei entstehen verschiedenen Teilchen, unter anderem geladene Pionen und Kaonen. Mit einem „magnetischen Horn“ werden Pionen einer Ladung selektiert, alle weiteren entstandenen Teilchen werden absorbiert. Auf einer Zerfallsstrecke von 600–1000 m geschieht dann der Zerfall  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ . Die noch nicht zerfallenen Pionen werden nach der Zerfallsstrecke absorbiert, so dass ein Strahl von Neutrinos entsteht, der fast ausschließlich aus  $\nu_\mu$  besteht. Im folgenden zwei aktuelle Beispiele für die Produktion von Neutrinostrahlen:

- NuMi/Minos-Beamline: Neutrinostrahl von Fermilab in die 730 km entfernte Soudan-Mine (US-Bundesstaat Minnesota)
- CERN–Gran Sasso (CNGS): Neutrinostrahl von CERN ins 730 km entfernte Gran-Sasso-Untergrundlabor (Italien)

### **Kaonstrahlen**

Das System der neutralen Kaonen eignet sich zur Untersuchung der  $CP$ -Verletzung. Dazu werden Kaonstrahlen erzeugt, indem Protonen auf ein festes Target gelenkt werden. Alle dabei entstehenden geladenen Teilchen werden mit Magneten und Kollimatoren aus dem Strahl „gefegt“, die neutralen Teilchen (Photonen und Neutronen) absorbiert. Danach erhält man einen fast reinen Strahl von  $K_L^0$ -Mesonen. Beispiele für Experimente an Kaonstrahlen waren KTeV (1997–1999, Protonen vom Tevatron, Fermilab) und NA48 (1997–2001, Protonen vom SPS, CERN).