

# **Experimentalphysik V - Kern- und Teilchenphysik Vorlesungsmitschrift**

Dozent: Prof. K. Jakobs

Verfasser: R. Gugel

12. Februar 2013

# 6. Überblick über Wechselwirkungen

## 6.1 Elektromagnetische Wechselwirkung

- Die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt an die elektrische Ladung ( $Q$ )
- Das Vermittlerteilchen (Austauschteilchen) ist das Photon  $\gamma$ .
- Die Menge der beteiligten Teilchen umfasst alle elektrisch geladenen Teilchen, d.h. Quarks, geladene Leptonen und geladene Austauschteilchen ( $W^+$ ,  $W^-$ ).

Fundamentale Kopplung:

Als Kopplungsstärke ist  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$  für ein Elektron. Für Teilchen mit anderer Ladung muss die entsprechende Ladung eingesetzt werden:

$$\alpha = \frac{q^2}{\hbar c} \quad (6.1)$$

Die Kombination solcher Vertices führt zur Beschreibung von Streu-/Vernichtungsprozessen,

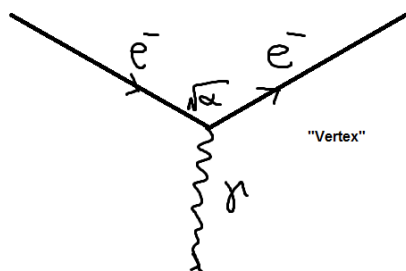


Abbildung 6.1: Kopplung der elektromagnetischen Kraft an ein geladenes Teilchen

u.a.:

- (i) Møller-Streuung:  $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

(ii) Bhabha-Streuung:  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

(iii)  $W$ -Paarproduktion:  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

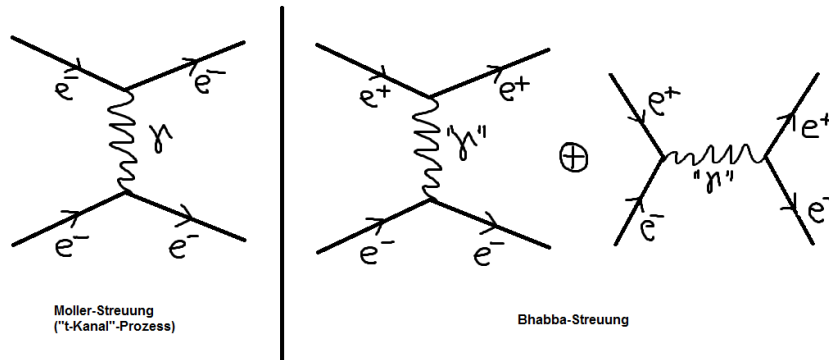


Abbildung 6.2: Feynman-Diagramme zur Møller- und Bhabha-Streuung

Im Feynman-Bild entspricht das Streudiagramm einer Wirkungsquerschnittamplitude (Streuamplitude)

$$\sigma = \underbrace{|\text{Amplitude}|^2}_A, \quad A \sim \sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{\alpha} = \alpha \Rightarrow \sigma \sim \alpha^2 \quad (6.2)$$

- Der Wirkungsquerschnitt kann in der Störungstheorie (Reihenentwicklung) berechnet werden.
- bislang: führende Ordnung (Born-Diagramme)
- Korrekturen höherer Ordnung (z.B. 2,3,... Photonenaustausch) (siehe Abb. 6.3)

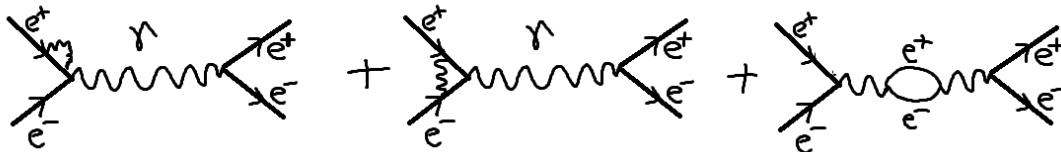


Abbildung 6.3: Elektromagnetische Korrekturen höherer Ordnung des  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  Prozesses.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Störungstheorie:

$$\sigma^{[n]} = c_0 \cdot \alpha^2 [1 + c_1' \alpha + c_2' \alpha^2 + \dots] \quad (6.3)$$

Diese Reihe konvergiert schnell, da  $\alpha$  klein ist, die Anzahl der zu berücksichtigenden Diagramme/Ordnungen ist durch die geforderte Präzision bestimmt.

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

$$\sigma^{[0]} = c_0 \alpha^2 \quad \sigma \sim \left| \text{diagramm} \oplus \text{diagramm} \right|^2 \sim \alpha^2$$

$$\sigma^{[1]} = c_0 \alpha^2 + c_1 \alpha^3$$

$$\sigma \sim \left| \text{diagramm} \oplus \text{diagramm} \oplus \text{diagramm} \oplus \dots \right|^2 + \left| \text{diagramm} + \dots \right|^2$$

Abbildung 6.4: Zusammensetzung der Störungsreihenentwicklung nullter und erster Ordnung

## 6.2 QCD - Quanten-Chromo-Dynamik

Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung lässt sich die starke Wechselwirkung beschreiben durch

- 3 Farbladungen ( $r, g, b$ )
- Beteiligte Teilchen sind die Quarks ( $u, d, s, c, b, t$  und Antiteilchen hierzu)
- Austauscheteilchen sind Gluonen  $g$  (insgesamt 8 verschiedene). Gluonen besitzen selbst Farbladung! → Selbstkopplung
- Quarks tragen Farbladung ( $r, g, b$ ), Antiquarks tragen Antifarbe ( $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$ ), Gluonen tragen Farbe  $\oplus$  Antifarbe! Dies stellt einen wichtigen Unterschied zur QED dar.
- Die fundamentalen Vertices sind in Abb. 6.5 dargestellt. Die Farbe der Quarks ändert sich an Vertices, ihr Flavor ( $u, d, \dots$ ) bleibt erhalten! Die Kopplungsstärke ist gegeben durch  $\alpha_s$ . Eine wichtige Anwendung sind Streuprozesse innerhalb des Protons ( $qq, qg, gg$ -Streuung)

Die Anzahl der Gluonen ergibt sich mittels Gruppentheorie aus den möglichen Farb-Antifarbe-Kombinationen: SU(3)-Gruppentheorie:

$$3 \times 3 \rightarrow \underset{\text{Farb-Oktett}}{8} + \underset{\text{Farb-Singulett}}{1} \quad (6.4)$$

Das Farbsingulett ist farbneutral

$$\frac{1}{\sqrt{3}} (r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}), \quad (6.5)$$

bei Gluonen sind jedoch nur die Oktett-Zustände realisiert:

$$r\bar{b}, r\bar{g}, b\bar{g}, b\bar{r}, g\bar{b}, g\bar{r}, \frac{1}{\sqrt{6}} (r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b}), \frac{1}{\sqrt{2}} (r\bar{r} - g\bar{g}) \quad (6.6)$$

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

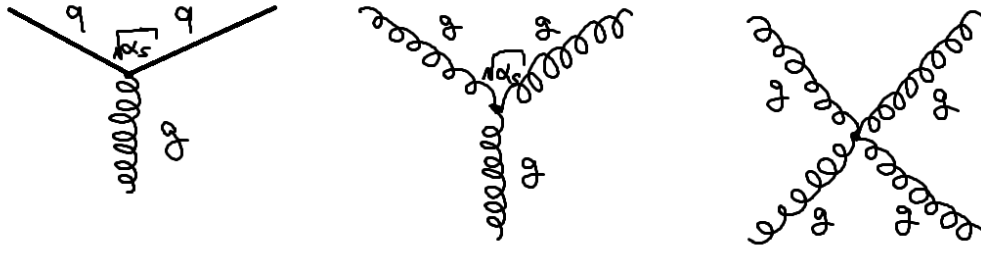


Abbildung 6.5: Die fundamentalen Vertices der starken Wechselwirkung/QCD. Da auch Gluonen Farbladung tragen, können diese an sich selbst koppeln. Zu beachten ist, dass das mittlere Diagramm in der QED nicht existiert.

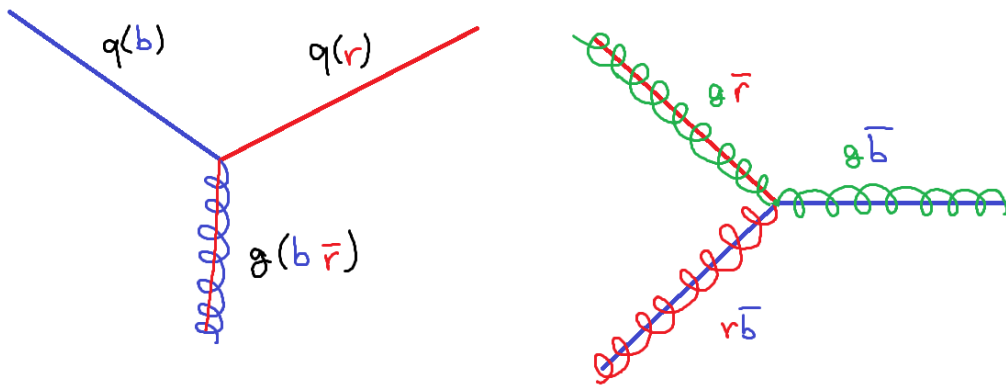


Abbildung 6.6: Beispiele Farbladungen und -fluss an Vertices

Wichtige Konsequenzen aus der Gluonen-Selbstkopplung:

- (i) Stärke der Kopplung ( $\alpha, \alpha_s$ ) ist energieabhängig! Auf Grund der Gluon-Selbstkopplung gibt es eine andere Energieabhängigkeit für  $\alpha_s$  als für  $\alpha$ :

Bei der Elektromagnetischen Wechselwirkung (QED) tritt Vakuumpolarisation auf ( $\gamma \xrightarrow{\sqrt{\alpha}} e^+e^- \xrightarrow{\sqrt{\alpha}} \gamma$ ). Dies führt zum Anwachsen der „sichtbaren Ladung“ bei kleinen Abständen.

Bei der starken Wechselwirkung (QCD) kann  $g \xrightarrow{\sqrt{\alpha_s}} q\bar{q} \xrightarrow{\sqrt{\alpha_s}} g$  auftreten, jedoch auch beispielsweise  $g \rightarrow gg \rightarrow g$ .

Die Kopplungsstärke  $\alpha$  in der QED ist

$$\alpha(E) = \frac{\alpha(E_0)}{1 - \frac{\alpha(E_0)}{3\pi} \log\left(\frac{E}{E_0}\right)} \quad (6.7)$$

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

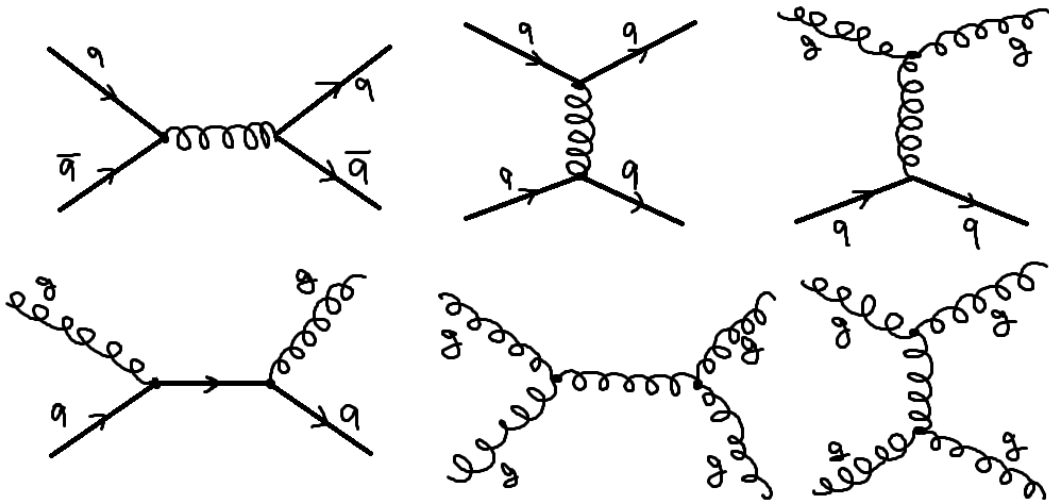


Abbildung 6.7: Beispiele für weitere wichtige Streu/Vernichtungsdiagramme

wobei  $E_0$  die Anfangsenergie bezeichnet. Dies beschreibt Beiträge der  $e^+e^-$ -Schleife. Die Kopplungsstärke in der QCD ist

$$\alpha_s(E) = \frac{\alpha_s(E_0)}{1 + \frac{\alpha_s(E_0)}{12\pi} (33 - 2n_f) \log\left(\frac{E}{E_0}\right)} \quad (6.8)$$

Der Term mit Faktor 33 tritt auf Grund der Gluonen auf, der Term mit  $-2n_f$  auf Grund der Quarks.  $n_f$  bezeichnet die Zahl der Flavours ( $n_f = 6, u, d, s, c, b, t$ ).

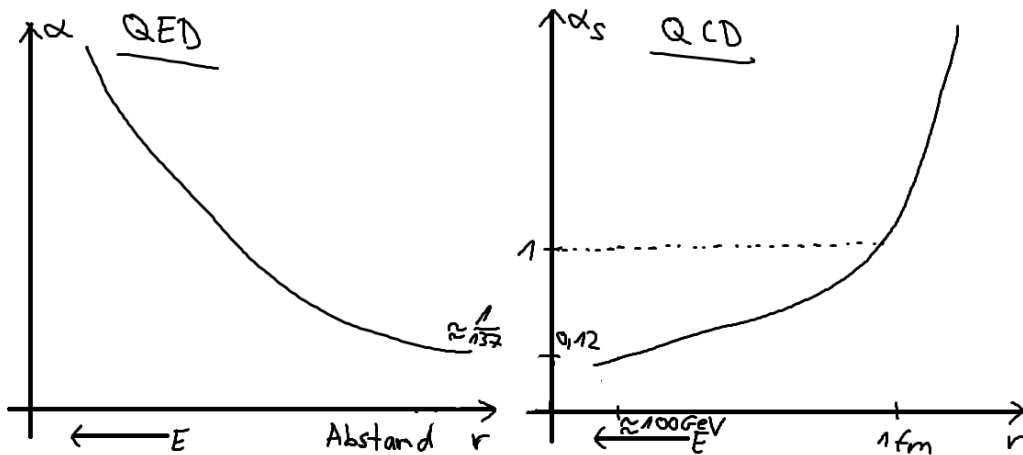


Abbildung 6.8: Verhalten der Kopplungskonstanten als Funktion von Abstand  $r$  bzw. Energie  $E$ . Den Abfall für  $r \rightarrow 0$  bei  $\alpha_s$  bezeichnet man als *asymptotische Freiheit* der QCD. Diese erklärt das *Confinement* der Quarks in Hadronen.

Somit lässt sich erklären, warum keine freien Quarks beobachtet werden können: Während das Potential in der QED  $V(r) \sim \frac{1}{r}$  ist, ist in der QCD  $V(r) \sim r$ .

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

Vergrößert sich der Abstand zwischen Quarks, so können aus dem Kraftfeld neue Quarks-Antiquark-Paare gebildet werden (vgl. Abb. 6.9). Dies resultiert in ganzen Bündeln von Hadronen, sog. *Jets*.

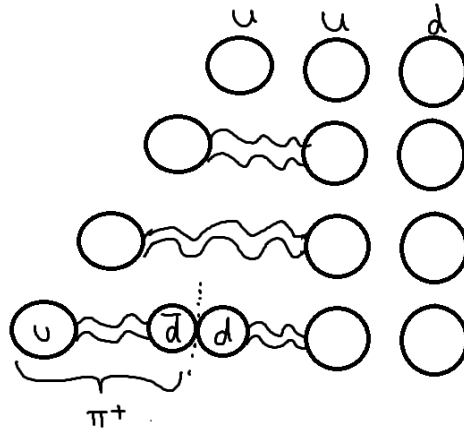


Abbildung 6.9: Das Entfernen eines Quarks aus einem Verband von Quarks führt zur Bildung von Quarks-Antiquarkpaaren.

Experimentell findet man derartige Jets vor, ebenso wie die Abstrahlung eines Gluons durch ein bspw. in  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  produziertes Quark. Ein solches abgestrahltes Gluon wird im Detektor sichtbar als weiterer Jet  $\rightarrow$  3-Jet Ereignisse, zuerst entdeckt 1977 am DESY in Hamburg.

- (ii) Auf Grund der Selbstkopplung der Gluonen sagt die QCD gebundene Zustände voraus, die keine Quarks enthalten, sondern lediglich Gluonen, sog. *Glueballs*.

Beispiele für Prozesse durch starke Wechselwirkung (Feynman-Diagramme):

- (i) vgl. Abb. 6.10

$$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+ \quad (6.9)$$

$(uuu) \quad (uud)(\bar{d}u)$

- (ii) Assoziierte Produktion seltsamer Teilchen:

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda \quad (6.10)$$

$(\bar{u}d)(uud) \quad (d\bar{s})(uds)$

## 6.3 Schwache Wechselwirkung

- Die schwache Wechselwirkung koppelt an die *schwache Ladung*.
- Beteiligte Teilchen: alle ( $e, \nu, q, \dots$ )

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

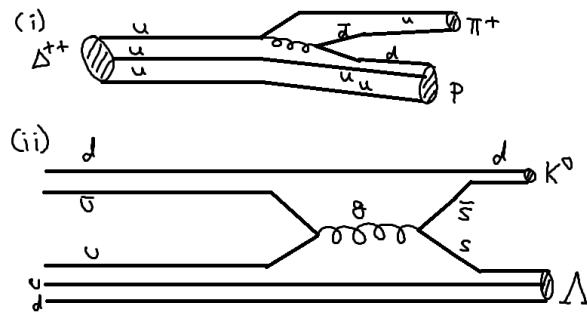


Abbildung 6.10: Zerfall von  $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$  und Produktion von  $K^0$  und  $\Lambda$  aus  $\pi^-$  und  $p$  durch starke Wechselwirkung.

- Austauscheteilchen:  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ . Man unterscheidet dabei zwei Arten von schwacher Wechselwirkung:
  - Austausch elektrisch geladener Feldquanten  $W^\pm$  (*geladene Ströme*), z.B.  $\beta$ -Zerfall.
  - Austausch neutraler Feldquanten  $Z^0$  (*neutraler Strom*). Diese neutralen Ströme wurden erst relativ spät entdeckt (CERN, 1973)

### 6.3.1 Lepton-Sektor

Der fundamentale Prozess im Lepton-Sektor ist die Umwandlung eines Elektrons  $e^-$  in ein Neutrino  $\nu_e$  unter Abgabe eines  $W^-$  bzw. die Umwandlung eines  $\nu_e$  in ein  $e^-$  unter Abgabe eines  $W^+$ . Allgemein gesagt, geladene Leptonen  $\ell$  wandeln sich unter Aussendung von  $W^\pm$ -Teilchen in die entsprechenden neutralen Leptonen  $\nu_\ell$  um

$$\ell^- \rightarrow W^- \nu_\ell \quad \ell^+ \rightarrow W^+ + \bar{\nu}_\ell \quad (6.11)$$

Kombinationen liefern Streu- und Zerfallsprozesse:

- $\mu^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_\mu \Rightarrow \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$
- Experimentelle Entdeckung des  $Z^0$ -Teilchens:  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$
- s-Kanal Prozess am LEP:  $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e, \nu_\mu\bar{\nu}_\mu, \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ . Das  $Z^0$ -Teilchen trägt auch zur Elektron-Elektron-Streuung bei, wird bei niedrigen Energien jedoch von der elektromagnetischen Wechselwirkung überdeckt. Bei hohen Energien liefert es eine wichtige Korrektur zum Coulomb-Gesetz.

$\Rightarrow$  In der schwachen Wechselwirkung verbindet der  $W^\pm$ -Austausch Mitglieder der selben Generation  $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$ . Hieraus folgen die möglichen  $W$ -Zerfälle/Produktionsprozesse,



## 6. Überblick über Wechselwirkungen

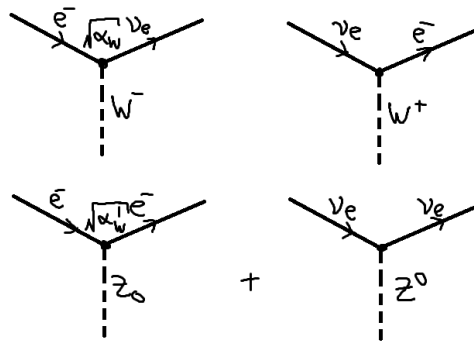


Abbildung 6.11: Fundamentale Vertices der schwachen Wechselwirkung im Lepton-Sektor

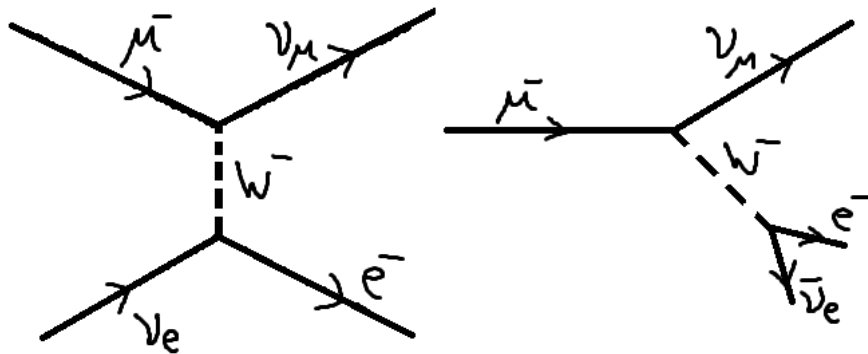


Abbildung 6.12: Zerfall des Myons. Die Reaktionsgleichung des linken Diagramms ist  $\mu^- \bar{\nu}_e \rightarrow \nu_\mu e^-$ , wohingegen im rechten Diagramm das Elektronneutrino auf die andere Seite geschoben wurde:  $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$ .

konsistent mit der Leptonenzahlerhaltung. Anders gesagt, folgt die Leptonenzahlerhaltung aus der Kopplungsstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung<sup>1</sup>.

### 6.3.2 Quark-Sektor

- Die Kopplung erfolgt an schwache Eigenzustände, z.B.  $u \rightarrow d', s', b'$  (die Umwandlung in  $d'$  ist dominant). Diese sind nicht identisch mit den Masseeigenzuständen  $d, s, b$ .
- Die Farbladung der Quarks bleibt erhalten ( $W^\pm$  und  $Z^0$  tragen keine Farbladung)
- der Quarksflavour ändert sich, z.B.  $d \rightarrow u, c \rightarrow s \rightarrow$  *Quantenflavourdynamik*  
 $\Leftrightarrow$  Der Flavour ist in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten. Dies liefert den Grund für den schwachen Zerfall seltsamer Teilchen.

<sup>1</sup>D.h. es findet beispielsweise kein Prozess  $W^- \rightarrow e - \bar{\nu}_\mu$  statt

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

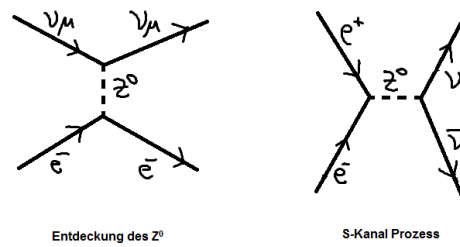


Abbildung 6.13: Prozess, der zur Entdeckung des  $Z^0$  führte sowie s-Kanal Prozess mit  $Z^0$  am LEP

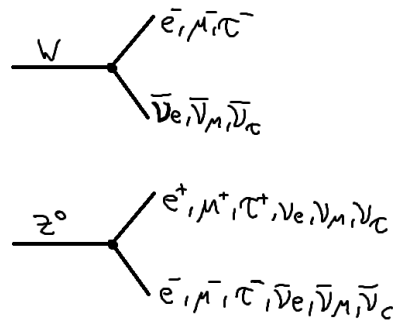


Abbildung 6.14:  $W$ -Zerfälle/Produktion und  $Z^0$ -Zerfälle/Produktion

### Zerfalls- und Streuprozesse:

- (i)  $\beta$ -Zerfall:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , dies entspricht  $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$
- (ii)  $\pi^\pm$ -Zerfall:  $\pi^+ \xrightarrow{(u,\bar{d})} \mu^+ \nu_\mu$
- (iii) Zerfall seltsamer Teilchen: Obwohl scheinbar die *Strangeness*, d.h. die Anzahl der seltsamen Teilchen eine Erhaltungsgröße darstellt, werden beispielsweise Prozesse beobachtet wie:
  - $\Lambda^0 \xrightarrow{(uds)} p + \pi^-$   
 $\quad \quad \quad (uud) \quad (\bar{u}d)$
  - $K^0 \xrightarrow{(d\bar{s})} \pi^+ + \pi^-$   
 $\quad \quad \quad (u\bar{d}) \quad (d\bar{u})$

Es muss also eine Übergangswahrscheinlichkeit  $P(s \leftrightarrow u) \neq 0$  geben, anders als im Lepton-Sektor!

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

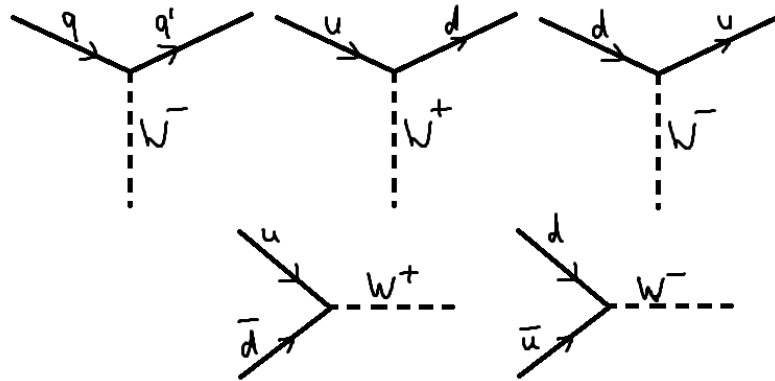


Abbildung 6.15: Fundamentale Vertices der schwachen Wechselwirkung im Quarksektor

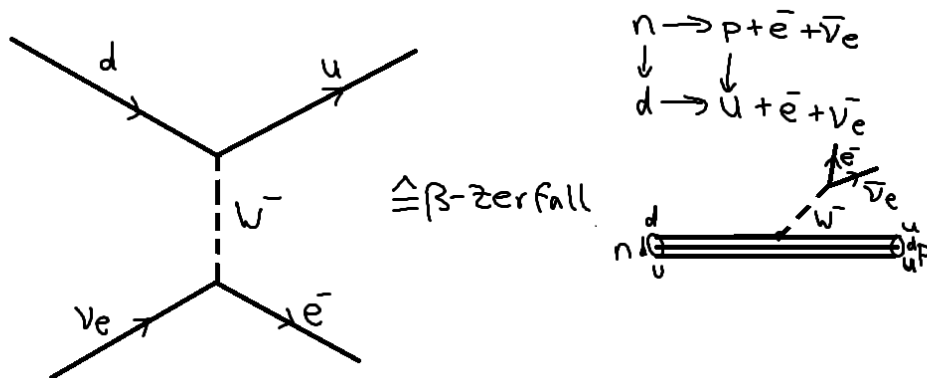


Abbildung 6.16: Zerfalls- und Streuprozesse im Quark-Sektor der schwachen Wechselwirkung und  $\beta^-$ -Zerfall eines Neutrons

- Evidenz für Generationenübergänge auch aus Wechselwirkungsstärken:

$$\begin{aligned}
 \mu^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \text{ (leptonisch, Referenzprozess) Wechselwirkungsstärke: } \propto G_F^2 \\
 p &\rightarrow n e^+ \nu_e \text{ Wechselwirkungsstärke: } \propto G_F^2 \cdot \alpha_1^2, \quad \Delta S = 0 \\
 \pi^- &\rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e \text{ Wechselwirkungsstärke: } \propto G_F^2 \cdot \alpha_1^2, \quad \Delta S = 0 \\
 K^- &\rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e \text{ Wechselwirkungsstärke: } \propto G_F^2 \cdot \alpha_2^2, \quad \alpha_2^2, \quad \Delta S = 1
 \end{aligned}
 \tag{6.12}$$

Experimentell zeigt sich, dass  $\alpha_2^2 \ll \alpha_1^2$ , jedoch ist  $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 \approx 1$ . Daher führte Cabibbo 1963 die Quarkmischung ein:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \end{pmatrix} \updownarrow W^\pm \tag{6.13}$$

Es handelt sich hierbei prinzipiell um eine gute Idee, ist jedoch nur auf 4 Quarks ausgelegt.

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

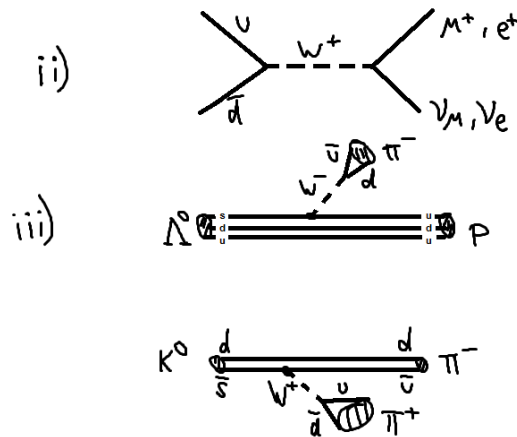


Abbildung 6.17: Feynman-Diagramme zu Punkten ii) und iii) der Zerfalls- und Streuprozesse im Quark-Sektor

→  $\alpha_1 = \cos \theta_C$ ,  $\alpha_2 = \sin \theta_C \Rightarrow$  experimentelle Daten:  $\theta_C = 13.1^\circ$ . Es könnten somit alle experimentellen Messungen mittels nur eines einzigen Parameters beschrieben werden.

Mittels des *Cabibbo-Winkels*  $\theta_C$  ist eine Abschätzung der Zerfallsraten-Verhältnisse möglich:  $\Gamma =$  Zerfallsbreite  $\sim$  Zerfallsrate

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \left| \frac{G_F \cdot G_F \cdot \sin \theta_C}{G_F \cdot G_F \cdot \cos \theta_C} \right|^2 \sim \sin^2 \theta_C \quad (6.14)$$

Nach Korrektur der kinetischen Faktoren sind  $\Delta S = 1$ -Übergänge um einen Faktor 20 gegenüber  $\Delta S = 0$ -Übergängen unterdrückt.

- 1973: Verallgemeinerung der Quarkmischung auf sechs Quarks:  $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \updownarrow$   
 $W^\pm$ . Die schwachen Eigenzustände  $d', s', b'$  sind dabei Linearkombinationen der physikalischen Quarks (Masseneigenzustände):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

$V_{CKM}$  wird als *Cabibbo-Kubayashi-Maskawa-Matrix* bezeichnet. Sie ist eine komplexe, unitäre<sup>2</sup>  $3 \times 3$  Matrix. Die Einträge  $V_{ud}$  und  $V_{us}$  entsprechen  $\cos \theta_C$  und  $\sin \theta_C$  in der Cabibbo-Theorie.

<sup>2</sup>Für unitäre Matrizen  $V$  gilt, dass  $V \cdot V^* = I$  ist, wobei  $I$  die Matrix der Identität bezeichnet. Der Betrag ihrer Determinante ist 1, zudem lassen sie Winkel und Längen unverändert und somit auch Skalarprodukte:  $\langle Vx, Vy \rangle = \langle x, y \rangle$ .

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

- Die Matricelemente werden durch die Theorie nicht vorhergesagt und müssen experimentell bestimmt werden, sie sind freie Parameter des Standardmodells. Beispielsweise ist die Kopplungsstärke des  $W^+$ -Bosons bei der Umwandlung  $u \rightarrow d$  gegeben durch  $\sqrt{\alpha_w} \cdot V_{ud}$ , bei der Umwandlung  $u \rightarrow s$  ist sie  $\sqrt{\alpha_w} \cdot V_{us}$ . Nach dem Stand von 2008 sind die *Beträge* der Matrixeinträge

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.2257 \pm 0.0010 & 0.00359 \pm 0.00016 \\ 0.2256 \pm 0.0010 & 0.97334 \pm 0.00023 & 0.0415^{+0.0010}_{-0.0011} \\ 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} & 0.0407 \pm 0.0010 & 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \end{pmatrix} \quad (6.16)$$

Die größten Unsicherheiten treten bei den Elementen der dritten Generation auf, eine präzise Vermessung dieser Matricelemente ist Teil des Physikprogramms der sog. *B-factories* (BaBar, Belle-Experimente) und des LHCb-Experiments am LHC.

- Eine äquivalente Matrix kann auch im Leptonen-Sektor eingeführt werden, diese ist jedoch  $V_{\text{CKM}}^L \simeq \text{id}$
- Neutrale Ströme im Quark-Sektor existieren nur innerhalb einer Generation, es gibt keine Flavour-ändernden neutralen Ströme! Eine Erklärung hierfür lässt sich analog zum sog. *GIM-Mechanismus* finden.

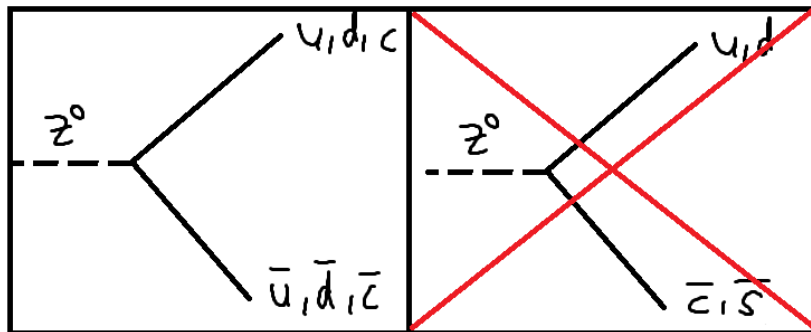


Abbildung 6.18: Es existieren keine Flavour-ändernden neutralen Ströme!

- Selbstkopplung der  $W$ - und  $Z$ -Teilchen: Die Feldquanten tragen selbst schwache Ladung  $\rightarrow$  Selbstkopplung

Die Selbstkopplung führt auch hier zu einer Energieabhängigkeit der schwachen Kopplung, derart, dass sie mit höherer Energie schwächer wird (ähnlich  $\alpha_s$ ).

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

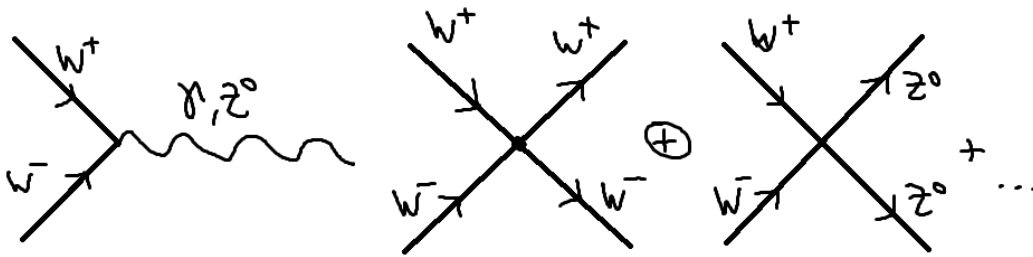


Abbildung 6.19: Wie Gluonen können auch  $W$ - und  $Z$ -Bosonen miteinander koppeln

### 6.4 Entdeckung der $W^\pm$ - und $Z^0$ -Teilchen

1983/84 wurde am CERN mit Hilfe eines Proton-Antiproton-Speicherrings durch C. Rubbia und S. van der Meer (Nobelpreis 1985) der Prozess

$$\begin{aligned}
 p\bar{p} &\rightarrow W^\pm + \dots \text{ mit} \\
 W^\pm &\rightarrow e^\pm \nu_e^{(-)} \\
 &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)}
 \end{aligned}
 \tag{6.17}$$

untersucht. Das Problem einer Untersuchung über die hadronischen Zerfallskanäle ist der starke Untergrund auf Grund der starken Wechselwirkung!

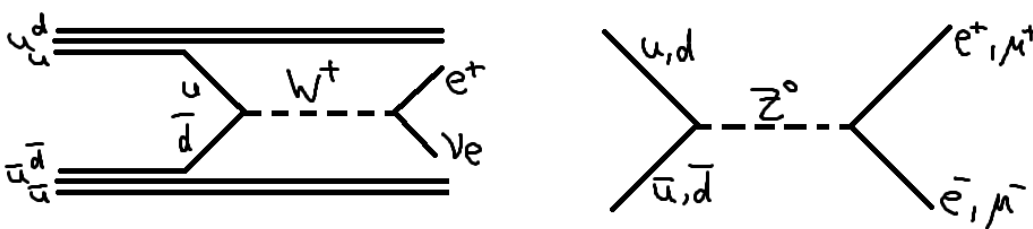


Abbildung 6.20: Von C. Rubbia untersuchte Prozesse zur  $W$ - und  $Z$ -Produktion

Die experimentelle Signatur beim Experiment von Rubbia und van der Meer: Protonen und Anti-Protonen werden mit annähernd identischen Impulsen (bis auf ihr Vorzeichen) aufeinander geschossen. Das anschließend zerfallende  $W$ -Boson ist somit annähernd ruhend. Während das  $e^-$  nachweisbar ist, macht sich das Neutrino in Form von fehlender transversaler Energie bemerkbar. Beim Zerfall von  $Z^0$  sind sowohl  $e^-$ , als

## 6. Überblick über Wechselwirkungen

auch  $e^+$  nachweisbar und ihre Energien messbar. Somit ist die Rekonstruktion der invarianten Masse der  $Z^0$  möglich. Es ist fast kein Untergrund aus Jet-Produktion vorhanden, jedoch ein konstanter Untergrund durch Drell-Yan-Prozesse:  $q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ . Da die Longitudinalkomponente des Neutrinoimpulses nicht gemessen werden kann,

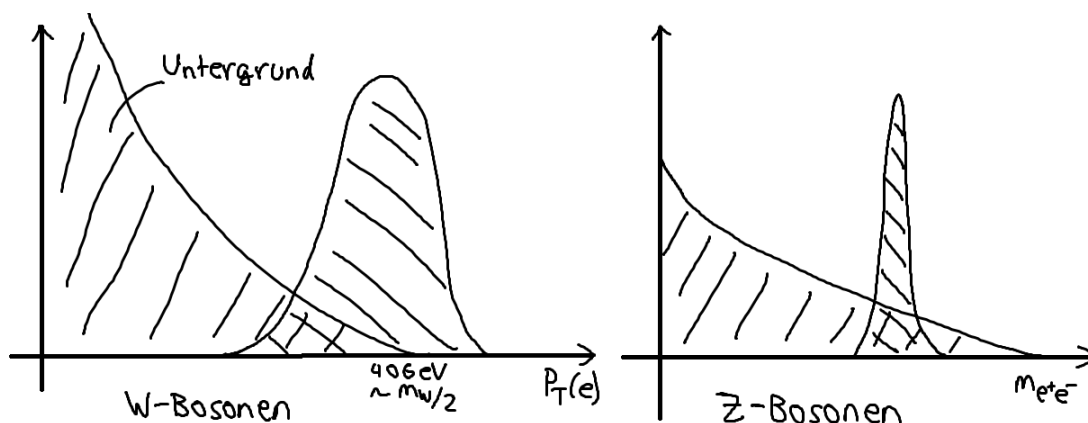


Abbildung 6.21: Experimentelle Signatur von  $W^-$  und  $Z$ -Zerfall. Während bei  $W$ -Zerfällen der Transversalimpuls der Elektronen/Positronen betrachtet wurde, lassen sich  $Z^0$ -Teilchen durch die Summe der Energien von  $e^-$  und  $e^+$  nachweisen.

ist für  $W^\pm$  keine Massenrekonstruktion möglich. Zerfällt das  $W^\pm$  jedoch so, dass Elektron und Neutrino nahezu orthogonal zur Strahlachse emittiert werden, so entspricht der gemessene Transversalimpuls des Elektrons ungefähr der halben  $W$ -Masse (Die Ruheenergie des Elektrons ist klein gegen die des  $W$ -Bosons). Der Untergrund bei den hier untersuchten Prozessen besteht vornehmlich aus Jet-Produktion.

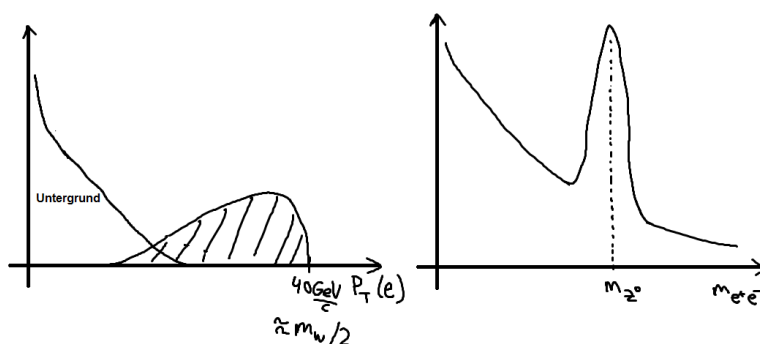


Abbildung 6.22: Histogramme des Transversalimpulses der  $e^\pm$  aus  $W^\pm$ -Zerfällen und der aus den gemessenen  $e^+e^-$ -Impulsen rekonstruierten invarianten Masse bei  $Z^0$ -Zerfällen

Die Massen von  $W^\pm$  und  $Z^0$  wurden mittlerweile bestimmt zu  $m_W = 80.35\text{GeV}$  und  $m_Z = 91.127\text{GeV}$

# Literaturverzeichnis

- [1] Th. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, Teuber Verlag
- [2] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen - Moderne Physik von den Atomen bis zum Standardmodell*, Springer Verlag
- [3] B. Povh, K.Rith, C.Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer Verlag
- [4] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann, *Kernphysik*, Springer Verlag
- [5] D. Griffith, *Introduction to Elementary Particles*, Verlag Wiley-VCH
- [6] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, Verlag J. Wiley
- [7] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag
- [8] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag
- [9] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teuber Verlag
- [10] E. Bodenstedt, *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung*, BI Wissenschaftsverlag (1978)
- [11] P. A. Tipler und R. A. Llewellyn, *Moderne Physik*, Oldenburg Verlag (2002)
- [12] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer Verlag
- [13] *Reaktorphysik*, Universität Bonn (1982)