

5. Starke Wechselwirkung

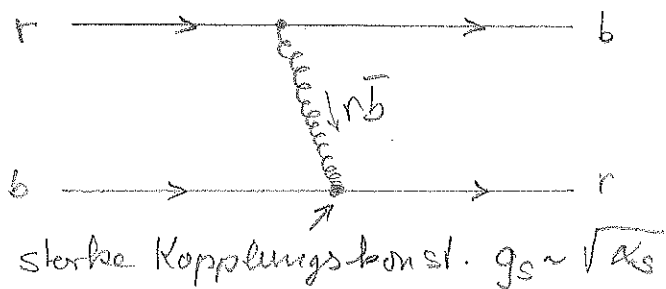
5.1 Farbladung und Gluonen

E Entsprechend der e.m. Wechselwirkung, die zwischen elektrisch-geladenen Teilchen unter Austausch von Photonen wirkt, so wirkt die starke Kraft zwischen Teilchen mit „Farbladung“ unter Austausch von Gluonen. Quarks und Anti-Quarks kommen in 3 Farbenen bzw. Anti-Farben vor: r, g, b bzw. $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$.

Im Gegensatz zu Photonen tragen die Gluonen auch selbst Farbladungen und zwar je eine Farbe und eine Antifarbe ($3 \otimes \bar{3}$):

Bei der starken WW wird also auch Farbe ausgetauscht. Die WW ist unabhängig vom Quarkflavor („IsoSpin“ Symmetrie der starken WW).

Quark-Quark WW:



Aus gruppentheoretischen Überlegungen existieren 8 farbige Gluonen:
 $r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{b}, g\bar{r}, b\bar{r}, b\bar{g}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}), \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$

Der zu erwartende 9. Zustand ist farbneutral (Singlett) und damit kein Gluon, das an einer WW teilnimmt

Erinnerung: Geschoppeltes Spinsystem $\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} \rightarrow$, z.B. Positronium
 \rightarrow Spin-Triplett mit $I=1$ ($I_3 = 0, \pm 1$)
Spin-Singlett mit $I=0$

Das Gluon $3 \otimes \bar{3}$ verhält zu in analoger Weise
 \rightarrow Oktett mit Farbe, Singlett ohne Farbe.

a) Evidenz der Farbladung als zusätzliche Quantenzahl von Quarks

(i) Statistika Problem für $J = \frac{3}{2}$ Baryonen: $\Delta^{++} = |uuu\rangle$

Quarkwellenfkt: $\Psi_{\Delta^{++}} = |u\uparrow, u\uparrow, u\uparrow\rangle = \Psi_{\text{Raum}}(r_1, r_2, r_3) \cdot \underbrace{\chi_{\text{Spin}}(\uparrow\uparrow\uparrow)}_{\text{symm.}} \underbrace{\varphi_{\text{Farb}}(uuu)}_{\text{antisymm.}}$

Ψ_{Raum}
 leichteste Resonanz $\rightarrow l=0$ (auch wg Spin) beide symmetrisch
 \rightarrow symmetrisch bei Vertauschung bei Vertauschung

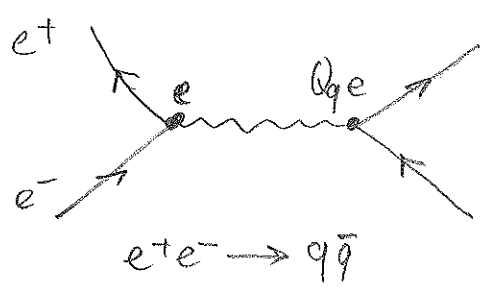
D.h. bei Berücksichtigung der bisher bekannten QZ besitzen die 3 Quarks im Δ^{++} in allen QZ die gleichen Werte und sind deshalb symmetrisch gegen Vertauschung \rightarrow Verletzung der Antisymmetrie-Forderung für Fermionen.

\rightarrow Ausweg: Es existiert eine weitere QZ mit der sich die 3 Quarks unterscheiden: Farbladung

\rightarrow Farbwellenfkt. $\epsilon_{\text{Farbe}} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i,j,k = r, b, g} \epsilon_{ijk} \cdot u_i u_j u_k$
 ist vollst. antisymmetrisch!

Mit dieser Wellenfkt wird auch $\Psi_{\Delta^{++}} = \Psi_{\text{Raum}} \chi_{\text{Spin}} \varphi_{\text{Farb}} \cdot \epsilon_{\text{Farbe}}$ antisymmetrisch!

(ii) Hadronischer WQ für e^+e^- -Annihilation in Hadronen:
 $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen (s. Übungsblatt)



$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q_{q_i}^2 \cdot N_F$
 $N_F =$ Zahl möglicher Farbzustände (nicht beobachtbar)

Die entstehenden Quarkpaare hadronisieren zu 2 Teilchen-Jets die im Detektor beobachtbar sind. Die unterschiedlichen Quarkflavors sind dabei nicht mehr zu unterscheiden. Man beobachtet nur noch „2-Jet-Ereignisse“: $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ (Fig 5.1)

$$\sigma_{\text{had}}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = \sum_{\text{Farben}} \sum_{q_i} \sigma_{\text{pp}} \cdot Q_{q_i}^2$$

$$\text{bzw. } R_{\text{had}} = \frac{\sigma_{\text{had}}}{\sigma_{\text{pp}}} = N_F \cdot \sum_{q_i} Q_{q_i}^2$$

wobei die Summe über alle kinematisch möglichen Quarkpaare q_i gebildet wird.

Mögliche sind:

$$E_{\text{CMS}} < 2m_c c^2 \approx 3 \text{ GeV} : u, d, s \quad R_{\text{had}} = 3 \cdot \left(\frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} \right) = 2$$

$$E_{\text{CMS}} < 2m_b c^2 \approx 10 \text{ GeV} : u, d, s, c \quad R_{\text{had}} = 3 \cdot (\dots) = \frac{10}{3}$$

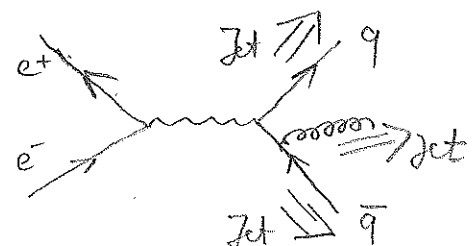
$$E_{\text{CMS}} < 2m_t c^2 \approx 350 \text{ GeV} : u, d, s, c, b \quad R_{\text{had}} = 3 \cdot (\dots) = \frac{11}{3}$$

(\rightarrow s. hierzu auch Fig 5.2)

Man beobachtet im gemessenen R_{had} -Verhältnis die aufgrund der Kinematik vorhergesagten Sprünge und den Faktor $N_F = 3$ den man für 3 verschiedene Farbladungen erwarten würde.

b) Evidenz für Gluonen: 3-Jet Ereignisse Fig. 5.3

Analog zum Bremsstrahl. bei Photonen erwartet man auch die Abstrahlung von „reellen Gluonen“, die dann ebenfalls zu einem zusätzlichen Jet hadronisieren: 3-Jet Ereignisse

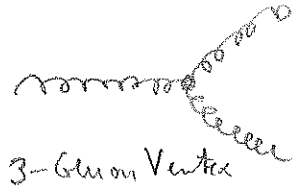


3 Jet Ereignisse wurden bei PETRA (DESY) 1977 entdeckt und gelten als Nachweis des Gluons.

5.2 Quark-Antiquark Potential und Confinement

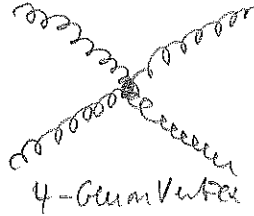
Eine besondere Eigenschaft der Gluonen ist ihre Farbladung.

Glukonen können deshalb miteinander koppeln und es gibt sogenannte Gluon-Gluon-Vertizes:



3-Gluon Vertex

oder



4-Gluon Vertex

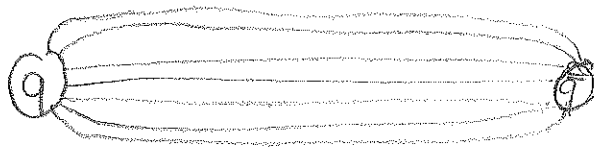
kommen in der elektromag. WW nicht vor!

Diese zusätzlichen Graphen modifizieren das "effektive" $q\bar{q}$ bzw. $q\bar{q}$ Potential (z.B. in einem Meson).

Für sehr kleine Abstände (entspricht bei Streuprozessen einem großen Q^2) nimmt das Potential sehr stark ab und die Quarks sind quasi frei: Asymptotische Freiheit bei großem Q^2 .
Bei großen Abständen steigt das $q\bar{q}$ Potential linear an:

$$V(r) = -\frac{4}{3}(\hbar c) \frac{\alpha_s(r)}{r} + kr$$

Die Kraftlinien zwischen q und \bar{q} sind, da die Kraft zwischen die Quarks konstant ist, zu einem Bündel (Farbfluß-Schleue) zusammengepresst:



Daß die Kraftlinien "Schlaufen" verlangen ist eine Folge der Gluon-Gluon-Kopplung.

Versucht man die Quarks weiter auseinander zu ziehen, wächst das Potential weiter linear an und man braucht unendlich viel Energie um die Teilchen zu befreien:

Sie sind also im Farbpotential eingesperrt:

Confinement.

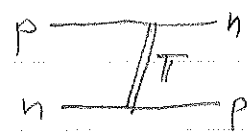
a) Laufende Kopplungskonstante α_s und asymptotische Freiheit

Die asymptotische Freiheit bei kleinen Abständen (großem Q^2) wird durch die in diesem Limit immer kleiner werdende Kopplungskonst. $\alpha_s = \alpha_s(Q^2)$ bewirkt. Für $Q^2 \rightarrow \infty$: $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$ (s. a. Fig. 5.4). Dieses Laufen von α_s wird durch die von Wilczek, Politzer und Gross 1975 vorgeschlagene Theorie der starken WW (Quantenchromodynamik QCD) vorhergesagt und ist experimentell auch sehr gut bestätigt.

→ Nobelpreis im Jahr 2004.

(Das Running ist eine Folge der „Anti“-Abschirmung des Gluon-Gluon-Kopps)

Für kleine Q^2 ($Q^2 \rightarrow 0$) steigt die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ sehr stark an und erreicht bei etwa $Q^2 \approx (200 \text{ MeV}/c)^2$ die Größe $O(1)$. Eine perturbative Behandlung der starken WW in diesem Regime ist nicht mehr möglich: Die Bindung von Quarks in Hadronen kann also nicht mehr im Rahmen der Störungstheorie behandelt werden (→ Gittereichtheorie). Gleiches gilt auch für die Bindung von Nucleonen im Kern. Hier kommen effektive Theorien zur Anwendung (π -Austausch, ρ -Austausch).



b) Untersuchung des $q\bar{q}$ -Potentials

Analog zum gebundenen e^+e^- -Zustand (Positronium) eignen sich gebundene Zustände schwerer Quarks ($c\bar{c}$ und $b\bar{b}$), um mehr über das $q\bar{q}$ -Potential zu lernen. Vergleicht man das Anregungsspektrum für Charmonium ($c\bar{c}$) mit dem des Positroniums findet man starke Analogien (s. Fig. 5.5)

Bem: Das Charmonium wurde 1974 gleichzeitig am BNL und am SLAC entdeckt. Niedrigster Zustand mit $J^{PC} = 1^{--}$ ist das J/ψ (J = Name durch S.C.C Ting, ψ = Name durch B. Richter)

Die niedrigsten Zustände des Charmoniums liegen unterhalb der kinematischen Schwelle ab der der ^{8 Kerne} Zerfall in zwei D-Mesonen möglich ist. Sie können deshalb nur schwach zerfallen und haben deshalb verhältnismäßig lange Lebensdauer und damit sehr schmale Halbwertsbreiten ($\Gamma_{gg} \approx 5 \text{ keV}$)

Die Beschreibung der Charmonium-Zustände unter Annahme eines Potentials der Form $V(r) = -\frac{4}{3}(\frac{\hbar c)}{r} \alpha_s + kr$ hat die folgenden Parameter ergeben:

$$m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c^2$$

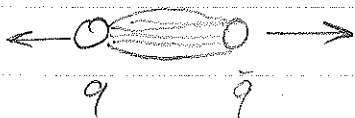
$$\alpha_s \approx 0.3 \text{ (für } c\bar{c} \text{ Bindung)}$$

$$k \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$$

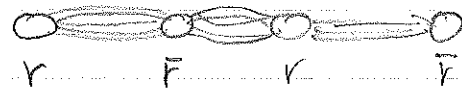
C.) Hadronisierung

Aufgrund des Confinements ist die Produktion freier Quarks (oder allgemeiner farbigeladener Objekte) nicht möglich.

Bei Produktion des $q\bar{q}$ -Paares in der e^+e^- -Annihilation schließt sich deshalb der Prozess der Hadronisierung an:



Farbschlauch wird gespannt



ab einer gewissen "Spannung":
bricht Farbschlauch auf, und
bildet neue $q\bar{q}$ Paare

Kinetische Energie der Quarks geht teilw. in das Potential des Farbschlauchs über: ab einer gewissen Energiendichte entstehen im Farbfeld neue $q\bar{q}$ Paare aus dem Vakuum. Am Ende des Hadronisierungsprozesses stehen die beobachtbaren Teilchen-Jets aus Hadronen.