

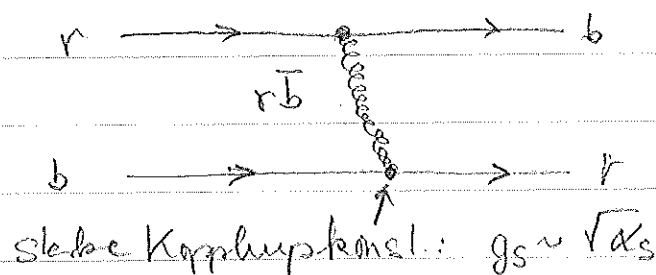
5. Starke Wechselwirkung

5.1 Farbladung und Gluonen

Entsprechend der e.m. WW die zwischen elektr. geladenen Teilchen unter Austausch von Photonen wirkt, so wirkt die starke Kraft zwischen Teilchen mit „Farbladung“ (Quarks) unter Austausch von Gluonen. Quark (Anti-Quark) kommen in 3 Farben (Anti-Farben) vor: r, g, b ($\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$)

Im Gegensatz zu Photonen tragen die Gluonen auch selbst Farbladungen und zwar je eine Farbe und eine Anti-Farbe: Bei der starken WW wird also auch Farbe ausgetauscht. Die WW ist unabhängig vom Quark flavor („ISO spin“-Symmetrie).

Quark-Quark WW:



Aus gruppen-theoretischen Überlegungen findet man 8 farbige Gluonen:

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

Der zu erwartende 9. Zustand ist farbneutral und somit kein Gluon was an der WW teilnimmt.

Erinnerung: $\left\{ \begin{array}{l} \text{gekoppeltes Spinsystem } 2\beta \text{ Positivum;} \\ \text{Spin-Triplett mit } I=1, I_3=0, \pm 1 \text{ und Spin-Singlett} \\ I=0 \text{ mit } I_3=0. \end{array} \right.$

a.) Evidenz von "Farbladung" als zusätzliche Quantenzahl von Quarks

a₂) Statistika-Problem für $J = \frac{3}{2}$ Baryonen: $\Delta^{++} = |u^{\uparrow}u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle$

Quarkwellenfkt.:

$$\Psi_{\Delta^{++}} = |u^{\uparrow}u^{\uparrow}u^{\uparrow}\rangle = \underbrace{\Psi_{\text{Raum}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)}_{\substack{\ell=0 \text{ Zustand;} \\ \text{symmetr. bei} \\ \text{Vertausch.} \\ \text{(leichteste Resonanz)}}} \cdot \underbrace{\chi_{\text{Spin}}(\uparrow\uparrow\uparrow)}_{\substack{\text{symmetrisch} \\ \text{bei Vertausch.}}}$$

D.h. berücksichtigt man, die bisher bekannten QZ so besitzen die 3 Quarks im Δ^{++} in jeder QZ die gleichen Werte, sind also symmetrisch gegen Vertauschung \rightarrow Verstößt die Anti-Symmetrie-Forderung für Fermionen.

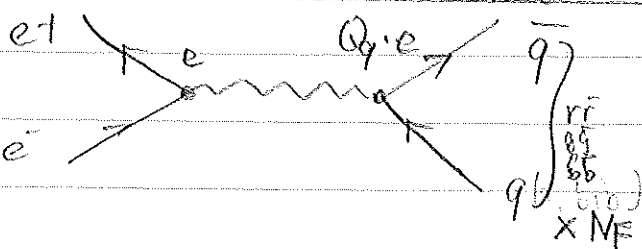
\rightarrow Es existiert eine neue zusätzliche QZ in der sich die Quarks unterscheiden: Farbladung.

\rightarrow Farb-Wellenfkt. $\in \mathbb{S}_{\text{Farbe}}$

$$\mathbb{S}_{\text{Farbe}} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\substack{i,j,k \\ = r, g, b}} \epsilon_{ijk} u_i u_j u_k, \text{ vollst. antisymmetrisch}$$

Mit dieser Farbwellefunktion wird auch $\Psi_{\Delta^{++}} = \Psi_{\text{Raum}} \chi_{\text{Spin}} \underbrace{\mathbb{S}_{\text{Farbe}}}_{\substack{\in \mathbb{S}_{\text{Farbe}} \\ \text{antisymmetrisch}}}$

a₂) Hadronische WW für e^+e^- -Verdichtung: $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen



$e^+e^- \rightarrow q + \bar{q}$

$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i) = \dots$
 $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q_q^2 \cdot N_f$
 \neq Zahl möglicher Farbzustände (nicht beobachtbar)

In der Tat lassen sich auch die freien Quarks nicht beobachten. Diese hadronisieren in 2-Jets aus Teilchen die man im Detektor nachweisen kann. Die unterschiedlichen Flavours sind nicht mehr zu beobachten sondern nur noch hadron. 2-Jet Ereignisse: $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ (Fig. 5-1)

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

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

Wobei die Summe q_i über alle kinematisch möglichen Quarks geht.

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

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

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

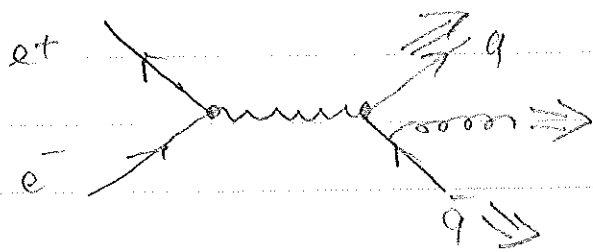
(s. Fig. 5-2)

Man beobachtet die aufgrund der kinematik vorhergesagten Sprünge und den Faktor $N_F=3$ den man für 3 verschiedene Farben erwarten würde.

b) Evidenz für Gluonen: 3-Jet-Ereignisse

Fig 5.3

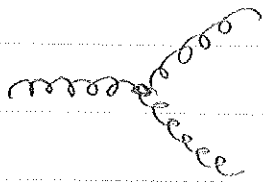
Analog zur Bremsstrahlung bei Photon erwartet man auch die Abstrahlung „reeller“ Gluonen die dann ebenfalls hadronisieren und zu einem 3. Teilchen Jet führen.



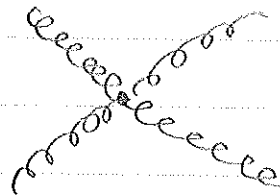
3-Jet Ereignisse wurden bei PETRA (DESY) 1977 und gelten als Nachweis des Gluons

2.) Quark-Antiquark Potential und Confinement

Eine besondere Eigenschaft des Gluons ist ihre Farbladung.
 \Rightarrow d.h. Gluonen können auch miteinander koppeln und es gibt sogenannte Gluon-Gluon-Vertices:



oder



Kommen bei
e.m. WW
nicht vor!

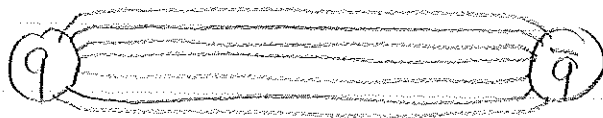
Diese zusätzlichen Graphen modifizieren das "effektive" $q\bar{q}$ bzw. $q\bar{q}$ Potential (z.B. in einem Meson).

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 großen Abständen steigt das $q\bar{q}$ Potential linear an:

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

Die Kraftlinien zwischen Quark q und \bar{q} sind, da die Kraft zwischen den Quarks konstant ist, zu einem Bündel (Farbfuß-Schlauch) zusammengedrückt:



Versucht man die Quarks auseinander zu ziehen, wächst das Potential linear an und man braucht unendlich viel Energie um die Teilchen zu befreien: Sie sind also im Potential eingesperrt: Confinement

a) Laufende Kopplungskonst. und asymptot. Freiheit

Die asymptotische Freiheit bei kleinen Abständen (großen Q^2) wird durch die in diesem Limit immer kleiner werdende Kopplungskonstante $\alpha_s = \alpha_s(Q^2)$ bewirkt:

Für $Q^2 \rightarrow \infty$: $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$. (s. Fig. 5-4)

Dieses "Laufen" der Kopplungskonstanten wird durch die "von Wilczek, Politzer und Gross 1975^(*) vorgeschlagene Theorie des starken WW (QCD) vorhergesagt und ist experimentell sehr gut bestätigt (s. Fig. 5.4).

(*) Nobelpreis 2004

Für kleine q^2 ($q^2 \rightarrow 0$) steigt die starke Kopplungskonst. sehr stark an und erreicht bei etwa $q^2 \approx (200 \text{ MeV})^2$ die Größe von $O(1)$. Eine perturbative Behandlung der starken WW ist in diesem Regime nicht mehr möglich: Die Bindung von Quarks in Hadronen kann also nicht perturbativ behandelt werden. Gleiches gilt auch für die Bindung von Nukleonen in Kernen.

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

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

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

Die niedrigsten Zustände dieses Teilchens liegen unterhalb der Schwelle ab der ein Zerfall in $D\bar{D}$ möglich ist, und haben deshalb verhältnismäßig lange Lebensdauern und damit sehr schmale Halbwertsbreiten.
($T_{\text{typ}}^{ee} \approx 5 \text{ keV}$):

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

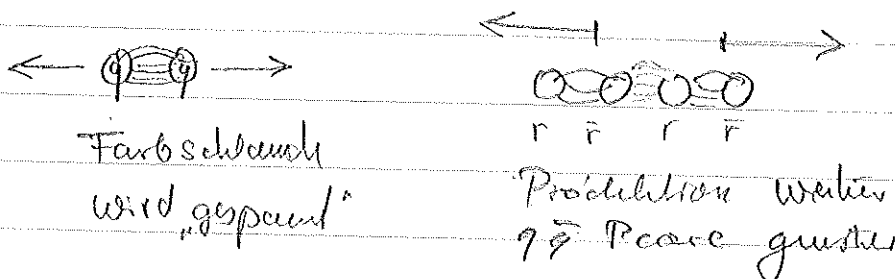
$$m_c \approx 1,5 \text{ GeV}/c^2 \quad \times (hc)$$

$$\alpha_s \approx 0,3$$

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

c) Hadronisierung

Aufgrund des Confinements ist die Produktion freier Quarks (od. allg. farb geladener Objekte) nicht möglich. Die Produktion des $q\bar{q}$ -Paares in e^+e^- Annihilationen schließt sich deshalb der Prozess der Hadronisierung an:



Kinetische Energie der Quarks geht in das Potential des Farbschleuchs über: ab einem gewissen Betrag tritt esblehen im Farbfeld neue $q\bar{q}$ Paare aus dem Vakuum. Am Ende des Hadronisierungsprozesses sehen Teilchen-Jets aus Hadronen.