

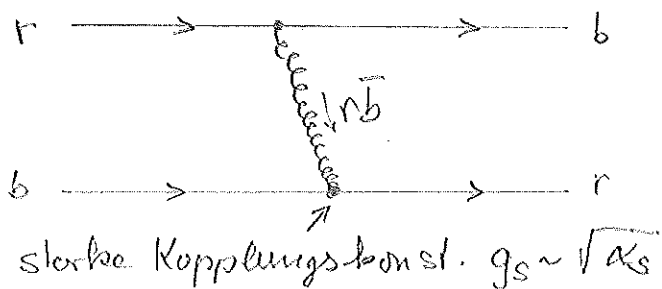
# 5. Starke Wechselwirkung

## 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 Farben 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 Anti-farbe ( $3 \otimes \bar{3}$ ): Bei der starken WW wird also auch Farbe ausgetauscht. Die WW ist unabhängig vom Quarkflavor ("IsoSpin" Symmetrie der starken WW).

### Quark-Quark WW:



Mögliche 9 farb/antifarbe <sup>Gluon</sup> Zustände  $\rightarrow$  Colour Oktett:  $r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{b}, g\bar{r}, b\bar{r}, b\bar{g}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}), \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$

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

Erinnerung: Gehoppeltes Spinsystem  $\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} \rightarrow$  2.8 Positionen  
 $\rightarrow$  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) Statistisches Problem für  $J = \frac{3}{2}$  Baryonen:  $\Delta^{++} = |uuu\rangle$

Quarkwellenfkt.:  $\Psi_{\Delta^{++}} = |u_1, u_1, u_1\rangle = \Psi_{\text{Raum}}(r_1, r_2, r_3) \cdot \chi_{\text{Spin}}(111) \psi_{\text{Farbe}}(uuu)$

$\Psi_{\text{Raum}}$ :  
 leichteste Resonanz  $\rightarrow l=0$  (auch  $\chi_{\text{Spin}}$ ) beide symmetrisch  
 $\rightarrow$  symmetrisch bei Vertauschung bei Vertauschung

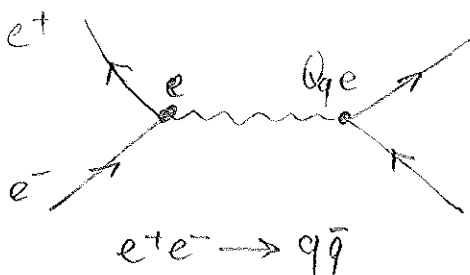
D.h. bei Berücksichtigung der bisher bekannten QZ besitzen die 3 Quarks im  $\Delta^{++}$  in allen QZ die gleichen Werte und sind deshalb symmetrisch gegen Vertauschung  $\rightarrow$  Verletzung der Antisymmetrie-Forderung für Fermionen.

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

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

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

(ii) Hadronischer WW für  $e^+e^-$ -Annihilation in Hadronen:  
 $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  (s. Übungsblatt)



$$\sigma_{\text{had}}(e^+e^- \rightarrow q_i\bar{q}_i) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q_{q_i}^2 \cdot N_F$$

$N_F =$  Zahl möglicher Farbzustände  
 (nicht beobachtbar)

Die entstehenden Quarkpaare hadronisieren zu 2 Teilchen-Jets die im Detektor beobachtbar sind. Die unterschiedlichen Quarkflavor 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:

$$E_{\text{CMS}} < 2m_c c^2 \approx 3.6 \text{ GeV} : u, d, s \quad R_{\text{had}} = 3 \cdot \left( \frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} \right) = 2$$

$$E_{\text{CMS}} < 2m_b c^2 \approx 10.6 \text{ GeV} : u, d, s, c \quad R_{\text{had}} = 3 \cdot (\dots) = \frac{10}{3}$$

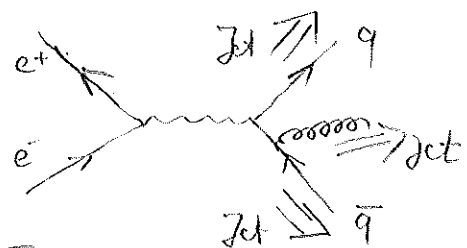
$$E_{\text{CMS}} < 2m_t c^2 \approx 350 \text{ GeV} : u, d, s, c, b \quad R_{\text{had}} = 3 \cdot (\dots) = \frac{11}{3}$$

( $\rightarrow$  s. hierzu auch Fig 5.2)

Man beobachtet im gemessenen  $R_{\text{had}}$ -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

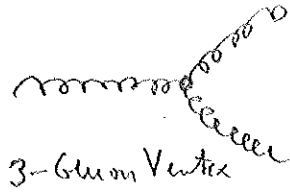
Analog zum Bremsstrahl. bei Photonen erwartet man auch die Abstrahlung „ruher Gluonen“, die dann ebenfalls zu einem zusätzlichen Jet hadronisieren: 3-Jet Ereignisse.



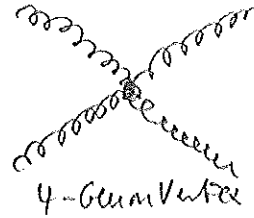
3 Jet Ereignisse wurden bei PETRA (DESY) 1977 entdeckt und gelten als Nachweis des Gluons.

## 5.2 Quark-Antiquark Potential und Confinement

Eine besondere Eigenschaft der Gluonen ist ihre Farbladung. Gluonen können deshalb miteinander koppeln und es gibt sogenannte Gluon-Gluon-Vertices:



oder



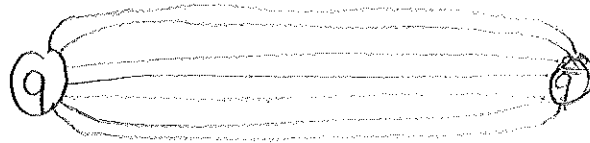
kommen in der elektromag. MW nicht vor!

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-Schlauch) zusammengepresst:



Daß die Kraftlinien "Schlauchig" verlaufen 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.

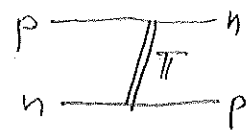
## a) Laufende Kopplungskonstante $\alpha_s$ und asymptotische Freiheit

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  $\alpha_s$  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  $\mathcal{O}(1)$ . 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 zum Auswendig ( $\pi$ -Austausch) ( $S$ -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  $J/\psi$  ( $J$  = Name durch S.C.C Ting,  $\psi$  = Name durch B. Richter)

Die niedrigsten Zustände des Charmoniums liegen unterhalb der kinematischen Schwelle ab der die <sup>Stärke</sup>  $Z$ -Fall in zwei D-Messungen möglich ist. Sie können deshalb nur schwach zerfallen und haben deshalb verhältnismäßig lange Lebensdauer und damit sehr schmale Halbwertsbreiten ( $\Gamma_{qq} \approx 5 \text{ keV}$ )

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

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

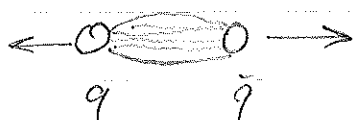
$$\alpha_s \approx 0.3 \text{ (für } c\bar{c} \text{ Bindung)}$$

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

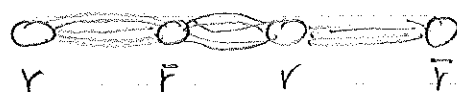
### c.) Hadronisierung

Aufgrund des Confinements ist die Produktion freier Quarks (od. allgemeiner farbgeladener Objekte) nicht möglich.

Die 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 teilweise in das Potential des Farbschlauchs über: ab einer gewissen Energiedichte entstehen im Farbfeld neue  $q\bar{q}$  Paare aus dem Vakuum. Am Ende des Hadronisierungsprozesses stehen die beobachtbaren Teilchen-Jets aus Hadronen.