

5. Starke Wechselwirkung

5.1 Farbladung und Gluonen

Analog zur EM WW, die auf elektrisch geladene Teilchen wirkt, wirkt die starke WW auf Teilchen mit Farbladung. In der EM WW wird die WW durch das Photon als Austauschteilchen übertragen, in der starken WW sind die Austauschteilchen Gluonen. Ein signifikanter Unterschied ist, dass Gluonen selbst Farbladung tragen, das Photon jedoch elektrisch neutral ist.

Quarks (und Antiquarks) kommen in 3 Farben vor r, g, b (bzw. \bar{r} , \bar{g} , \bar{b})

Gluonen tragen die Kombination aus einer Farbe + einer Antifarbe ($3 \otimes \bar{3}$)

Mögliche 9 Farb-Antifarb-Kombinationen:

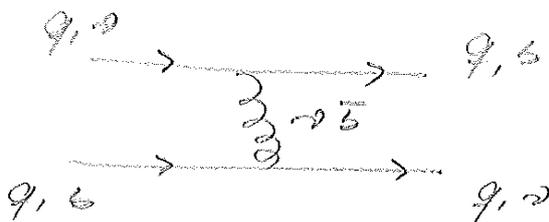
Colour-Oktett: $r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{b}, g\bar{r}, b\bar{r}, b\bar{g}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}), \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$

Colour-Singlett: $\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}) \quad \Rightarrow \text{farbneutral} \hat{=} \text{invariant unter Rotation im Farbraum}$

(Wahl der Zustände im Colour-Oktett sind Konventionen)

$$\left(\begin{array}{l} \text{Erinnerung: Gekoppeltes Spin-System} \\ S = 1/2 \quad \otimes \quad S = 1/2 \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{Triplet} & S = 1 \\ \text{Singulett} & S = 0, \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} S_3 = \pm 1, 0 \\ S_3 = 0 \end{array} \right. \right)$$

Quark-Quark WW



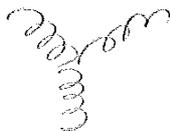
Farberhaltung gilt an jedem Vertex

Starke WW ist insensitiv zu Quarkflavour und zur elektrischen Ladung.

(u, d, s, c, t, b Quarks sind in der starken WW ununterscheidbar. „flavour-blind“)

Analog sind rote, grüne, blaue Quarks in der EM WW nicht unterscheidbar.)

Durch die Farbladung der Quarks sind auch 3-Gluon und 4-Gluon Vertices erlaubt



(Analoge Vertices in der EM WW existieren nicht!).

5.2 Evidenz für Farbe

i) Statistisches Problem für $J = 3/2$ Baryonen

$\Delta^{++} = |uuu\rangle$ Spin: $|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$ $\ell = 0$ (Grundzustand)

$$\text{Querwellenfunktion } \Psi_{\Delta^{++}} = \underbrace{\Psi_{Raum}}_{(-1)^l} \underbrace{\chi_{Spin} \Phi_{Flavour}}_{\Rightarrow \text{symmetrisch}} \Rightarrow \text{symmetrisch}$$

Die gemeinsame Wellenfunktion der 3 Quarks (=Fermionen) ist symmetrisch gegen Vertauschung von 2 Quarks. 

Ausweg: Einführung eines zusätzlichen Freiheitsgrads (Quantenzahl) mit vollständig antisymmetrischer Wellenfunktion \Rightarrow Farbe

Farbwellenfunktion

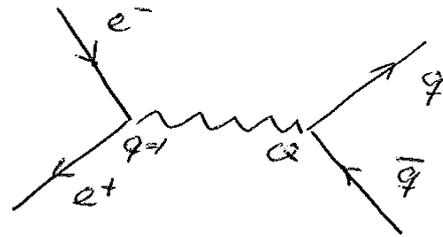
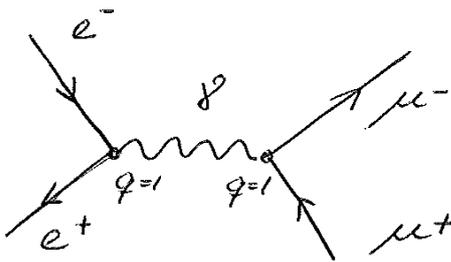
$$\xi_{Farbe} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i,j,k=1}^3 \epsilon_{ijk} u_i u_j u_k$$

$$u_1 = (u)r$$

$$u_2 = (u)g$$

$$u_3 = (u)b$$

$\Rightarrow \Psi_{\Delta^{++}} = \Psi_{Raum} \chi_{Spin} \Phi_{Flavour} \xi_{Farbe}$ ist antisymmetrisch!

ii) Hadronischer WQ für e^+e^- Annihilation

$$Q = \begin{cases} +2/3 & \text{für } u, c, t \\ -1/3 & \text{für } d, s, b \end{cases}$$

ohne Farbe $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q^2$
 mit Farbe $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \cdot Q^2 \cdot N_F$

Diagramme mit unterschiedlicher Farbe interferieren NICHT miteinander!

Die entstehenden Quarkpaare hadronisieren zu 2 Teilchen Jets, die im Detektor beobachtbar sind. Die unterschiedlichen Quarkflavour sind nicht mehr zu unterscheiden.

$$\sigma_{had}(e^+e^- \rightarrow 2 \text{ Jets}) = \sum_{\text{Farben}} \sum_i \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) Q^2(q_i)$$

(2. Summe läuft über alle Quarks für die $q\bar{q}$ -Paare bei gegebener Schwerpunktennergie produziert werden können)

$$R_{had} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow 2 \text{ Jets})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_F \sum_i Q^2(q_i)$$

$$E_{CMS} < 2m_c c^2 \approx 3 \text{ GeV} : uds \quad R_{had} = 3 \cdot \left(\frac{2}{3}^2 + \frac{1}{3}^2 + \frac{1}{3}^2 \right) = \frac{18}{9} = 2$$

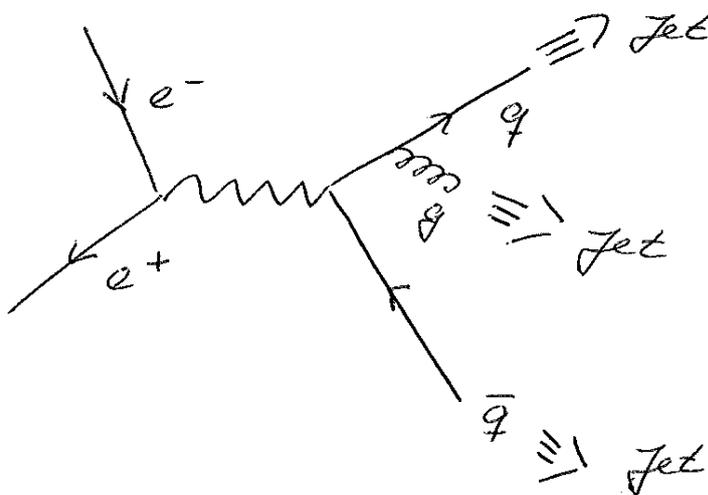
$$E_{CMS} < 2m_b c^2 \approx 10 \text{ GeV} : udsc \quad R_{had} = \frac{10}{3}$$

$$E_{CMS} < 2m_t c^2 \approx 300 \text{ GeV} : udsctb \quad R_{had} = \frac{11}{3}$$

Die gemessenen R_{had} Verhältnisse bestätigen die aufgrund der Kinematik vorhergesagten Sprünge und den Farbfaktor 3! (siehe Folie)

Evidenz für Gluonen

Analog der Bremsstrahlung erwartet man auch die Abstrahlung „reeller Gluonen“



3 Jet Ereignisse bei Tasso am PETRA Beschleuniger (DESY) 1977 gelten als Nachweis für Gluonen.

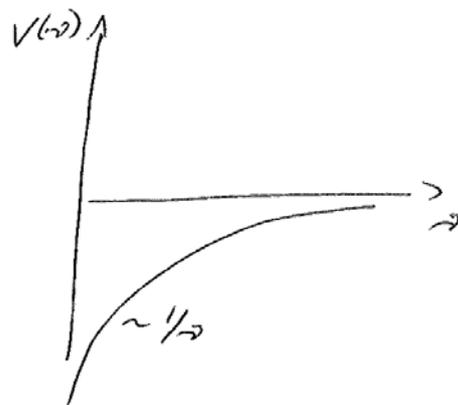
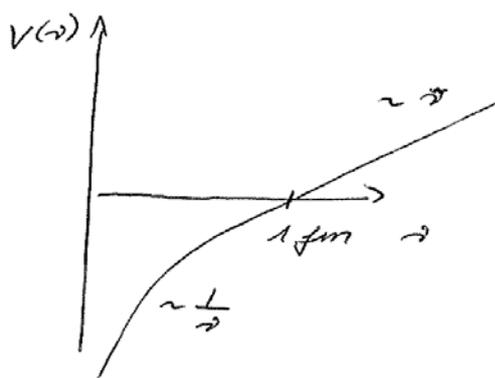
$$\frac{\# \text{ 2 Jet Ereignisse}}{\# \text{ 3 Jet Ereignisse}} \sim 0.15 \quad \Rightarrow \quad \alpha_s$$

5.3 Quark-Antiquark Potential

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

Starke WW (QCD)

Coulomb WW (QED)



Der Unterschied zwischen dem Potential der EM und der starken WW kommt von der Gluonselfwechselwirkung.

Für kleine r-Werte sind Quarks quasi frei, das nennt man asymptotische Freiheit.

Für große Abstände braucht man immer mehr Energie $q\bar{q}$ -Paare zu trennen. Die Quarks sind also im Farbpotential eingesperrt => Confinement

Aufgrund des Confinments ist die Produktion freier Quarks (oder allgemein farbgeladener Objekte) nicht möglich.

Der Produktion des $q\bar{q}$ -Paares in der e^+e^- -Annihilation schließt sich deshalb der Prozess der Hadronisierung an. Ab gewissem Abstand ist es energetisch vorteilhafter, neue Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum zu bilden.

$$\langle = \begin{array}{c} \bigcirc \\ \not{q} \end{array} \equiv \begin{array}{c} \bigcirc \\ \not{\bar{q}} \end{array} = \rangle$$

$$\langle = \begin{array}{c} \bigcirc \\ \not{q} \end{array} \equiv \begin{array}{c} \bigcirc \\ \not{\bar{q}} \end{array} \quad \begin{array}{c} \bigcirc \\ \not{q} \end{array} \equiv \begin{array}{c} \bigcirc \\ \not{\bar{q}} \end{array} = \rangle$$

Am Ende der Hadronisierung steht der beobachtete Teilchen-Jet. Der genaue Prozess der Hadronisierung ist nur schlecht verstanden. Es gibt jedoch viele Modelle (oft mit vielen freien Parametern), die eine gute Beschreibung der experimentellen Daten ergeben. Diese Modelle sind wohlmotiviert, dennoch weit entfernt von einer first principel Beschreibung.

Laufende Kopplungskonstante α_s und asymptotische 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.

$$\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0 \text{ für } Q^2 \rightarrow \infty$$

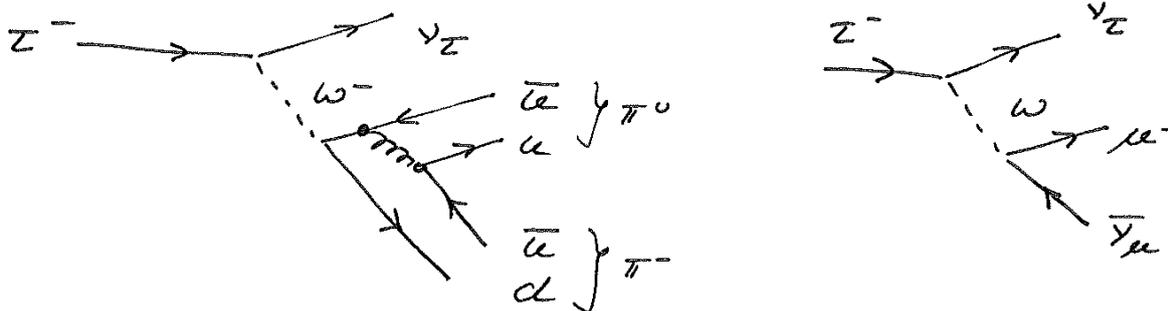
Dieses Verhalten wurde von Wilczek, Politzer und Gross 1975 im Rahmen der Quantumchromodynamik (QCD) vorhergesagt und experimentell bestätigt

=> Nobelpreis 2004

Für kleine Q^2 ($Q^2 \rightarrow 0$) steigt $\alpha_s(Q^2)$ 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 ist in dem Bereich deshalb nicht möglich. Die Bindung von Quarks in Hadronen kann also nicht mehr störungstheoretisch behandelt werden (=> Gittertheorie). Gleiches gilt für die Bindung von Nukleonen im Kern. Hier kommen effektive Theorien zur Anwendung.

Messung von α_s bei $q = m_\tau c^2$



Vergleich $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^0 \pi^-$ mit $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$ erlaubt Rückschlüsse über $\alpha_s (m_{\tau c}^2)$

Bestimmung 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.

Die Auswertung der Charmoniumzustände unter der Annahme eines Potentials der Form $V(r) = -\frac{4}{3} (\hbar c) \frac{\alpha_s}{r} + kr$ hat die folgenden Parameter ergeben. $\alpha_s = 0.3$, $k = 1 \text{ GeV}/\text{fm}$

Diese Anpassungsrechnungen basieren aber nur auf einem kleinen Bereich (die Größe des Charmoniums) $r \sim 0.2 - 0.3 \text{ fm}$.

Der Vergleich der Unterschiede der Energieniveaus des Charmoniums und des Bottomiums zeigt, dass die starke WW flavour-blind ist, d. h. ΔE ist in beiden Systemen gleich.