

Standardmodell: starke Wechselwirkung

● Aufbau der Mesonen & Baryonen aus Quarks

bis ~ 1960 : viele verschiedene Elementarteilchen

mit und ohne "Strangeness" entdeckt

(Zur Erinnerung: Teilchen mit Strangeness haben eine ungewöhnlich lange Lebensdauer [typ. 10^{-8} s] verglichen mit anderen Teilchen, die ebenfalls in starker Wechselwirkung entstehen und vielfach Lebensdauern von weniger als 10^{-20} s aufweisen.)

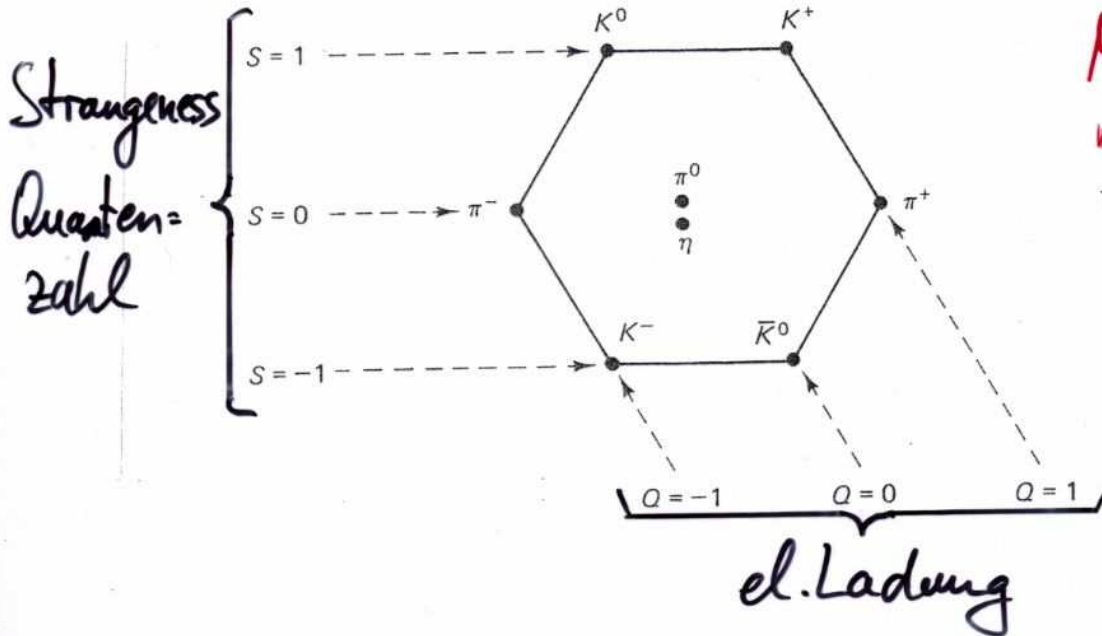
1961-64: M. Gell-Mann und Y. Ne'eman

schlagen ein Ordnungsschema vor:

The Eightfold Way

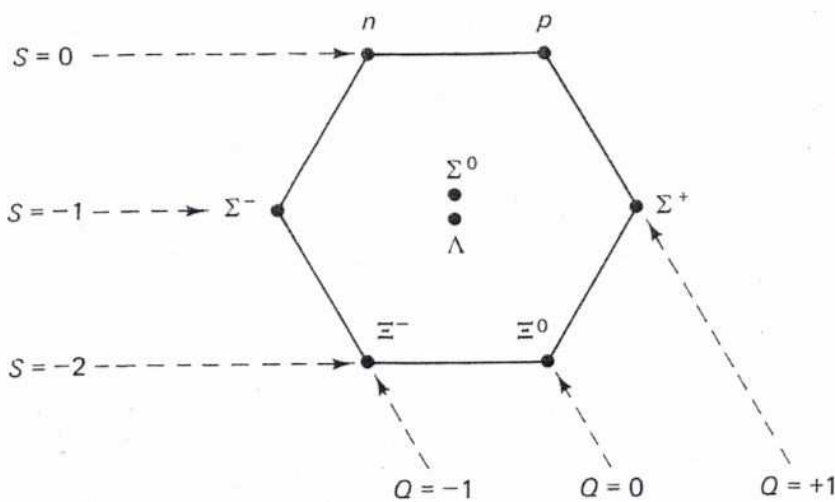
Dabei werden Mesonen wie π, K, \dots und Baryonen wie p, n, \dots in geometrischen Mustern angeordnet, wobei elektrische Ladung und eine "Strangeness"-Quantenzahl als Ordnungskriterium dienen.

Okttet-Teilchen



Mesonen
mit Spin 0

The Meson Octet



Baryonen
mit Spin $\frac{1}{2}$

The Baryon Octet

Spin $\frac{1}{2}$

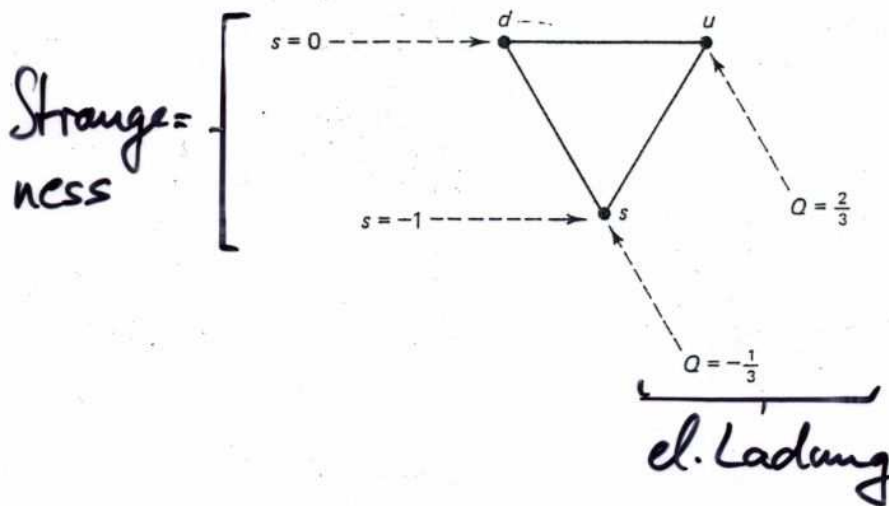
Statisches Quarkmodell der Teilchen

1964: M. Gell-Mann, G. Zweig,

Alle Hadronen (= Mesonen und Baryonen) sind aus noch elementarerer Konstituenten aufgebaut:

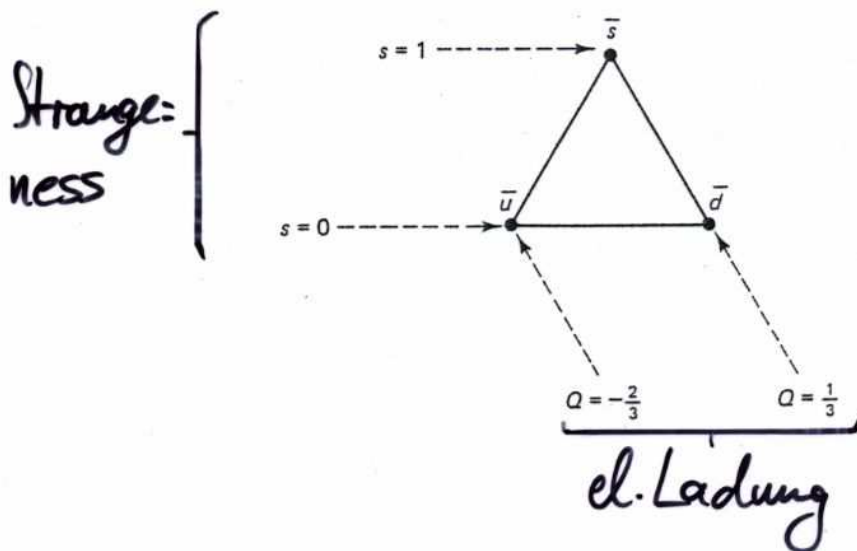
Quarks

mit drittelzahliger elektrischer Ladung



Quarks

The Quarks

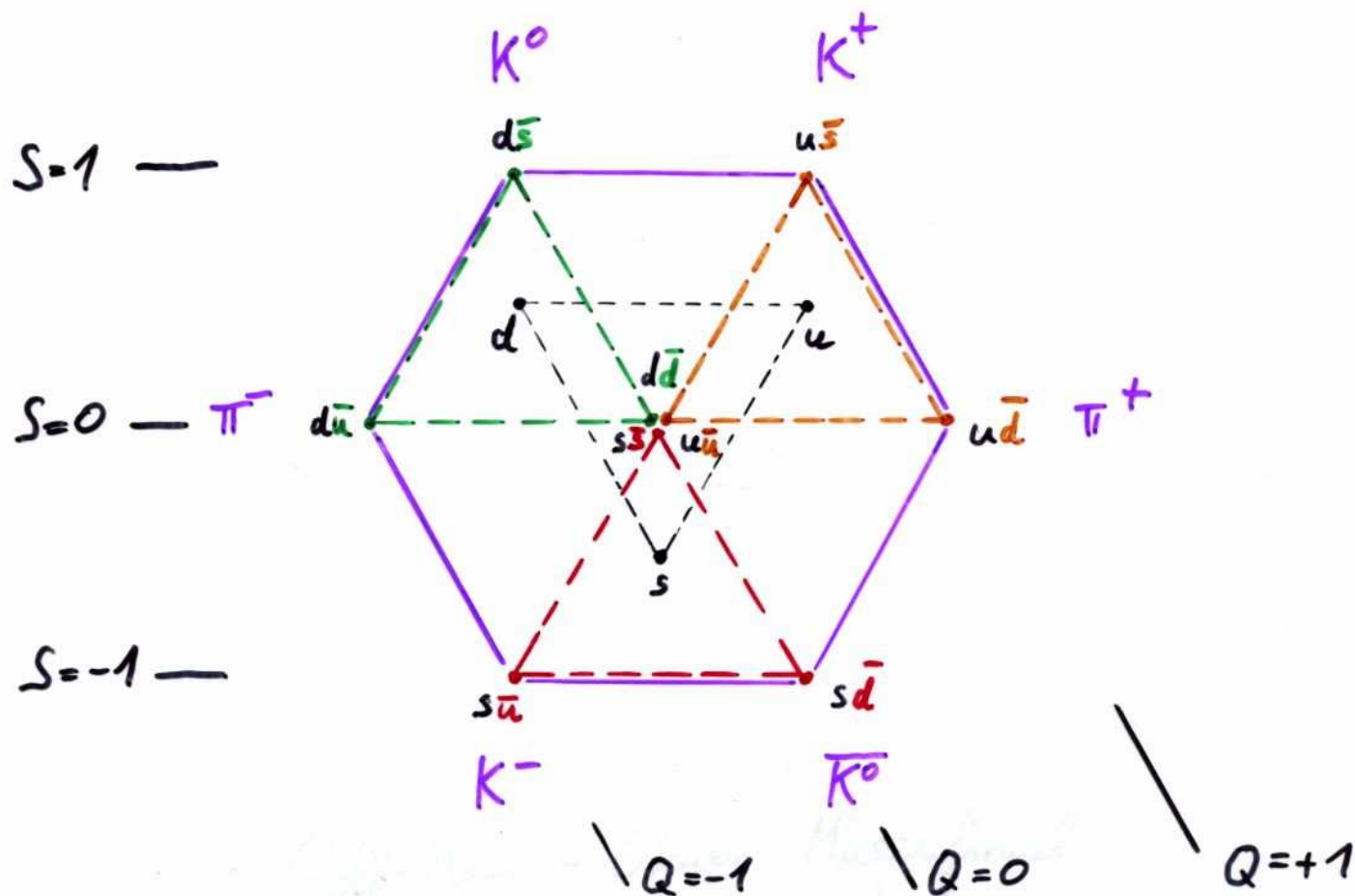


Antiquarks

The Antiquarks

Aufbau der Mesonen

Jedes Meson ist aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt:



- $K^0 = d\bar{s}$
- $K^+ = u\bar{s}$
- $\bar{K}^0 = s\bar{d}$
- $K^- = s\bar{u}$
- $\pi^+ = u\bar{d}$
- $\pi^- = d\bar{u}$

Quarkkombinationen im Zentrum ergeben Mesonen als Mischungen (Gruppentheorie der $SU(3)_{\text{Flavour}}$)

- $\pi^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
- $\eta_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$
- $\eta_1 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$

(phys. η -Mesonen sind Mischungen aus η_1 und η_8)

Gruppentheoret. Beschreibung

Transformationen des Quark-Dreiecks \triangle können durch die Gruppe $SU(3)_{\text{Flavour}}$ beschrieben werden.

Der Aufbau von Mesonen aus Quarks und Antiquarks ist dann die Kombination von Gruppen.

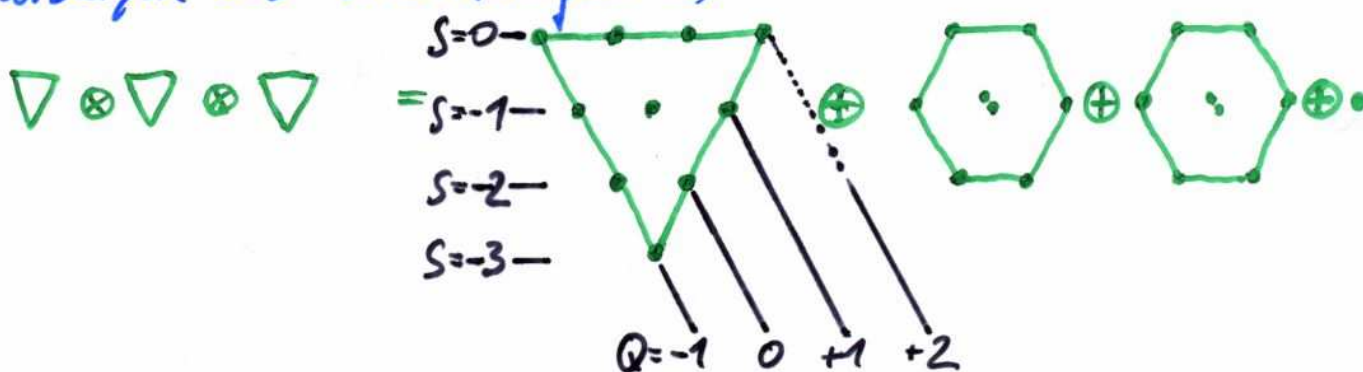
Mesonen:

$$\triangle \otimes \triangle \equiv 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 \equiv \text{Oktett} \oplus \text{Singulett}$$

$u\bar{s}, u\bar{d}, d\bar{s}, d\bar{u}, s\bar{u}, s\bar{d}$ (Oktett)
 $(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}, (u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})/\sqrt{6}$ (Singulett)

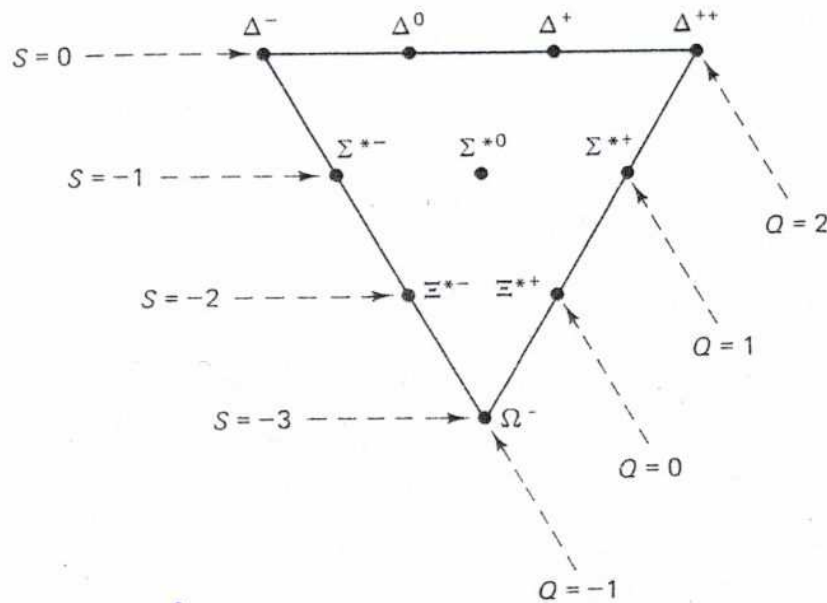
Jedes Baryon ist aus drei Quarks zusammengesetzt
(Antibaryon aus drei Antiquarks)

Baryon:



Die physikalischen Teilchen (nach Kombination mit den Spins) finden sich in einem Oktett der Spin-1/2-Baryonen und ein Dekuplett der Spin-3/2-Baryonen.

Baryonen - Dekuplett und weitere Mesonen



Baryonen
mit Spin $\frac{3}{2}$

The Baryon Decuplet

⇒ Vorhersage des Ω^- Baryons

Mesonen mit verschiedenen Kombinationen von $\left\{ \begin{array}{l} \text{Bahndrehimpuls} \\ \text{Spin} \end{array} \right.$

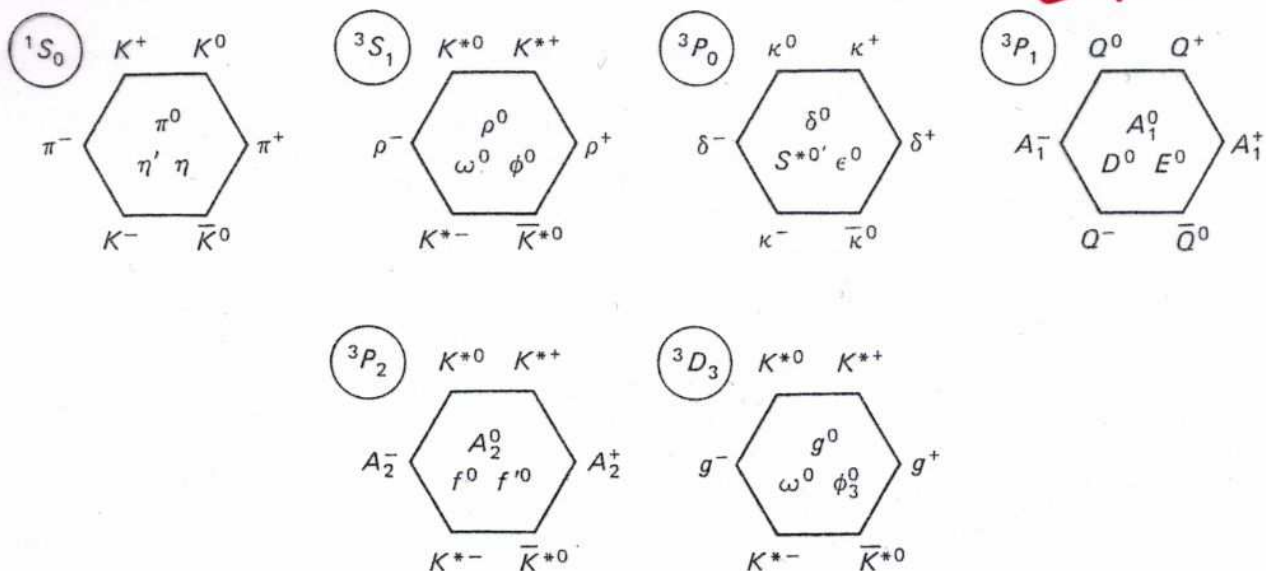


Figure 1.11 Established meson nonets. Obviously, we are running out of letters. It is customary to distinguish different particles represented by the same letter by indicating the mass parenthetically (in MeV/c^2), thus $K^*(892)$, $K^*(1430)$, $K^*(1650)$, and so on. In this figure the supermultiplets are labeled in spectroscopic notation (see Chap. 5). At present, there are no complete baryon supermultiplets beyond the octet and decuplet, although there are many partially filled diagrams.

Entdeckung des Ω^- Baryons

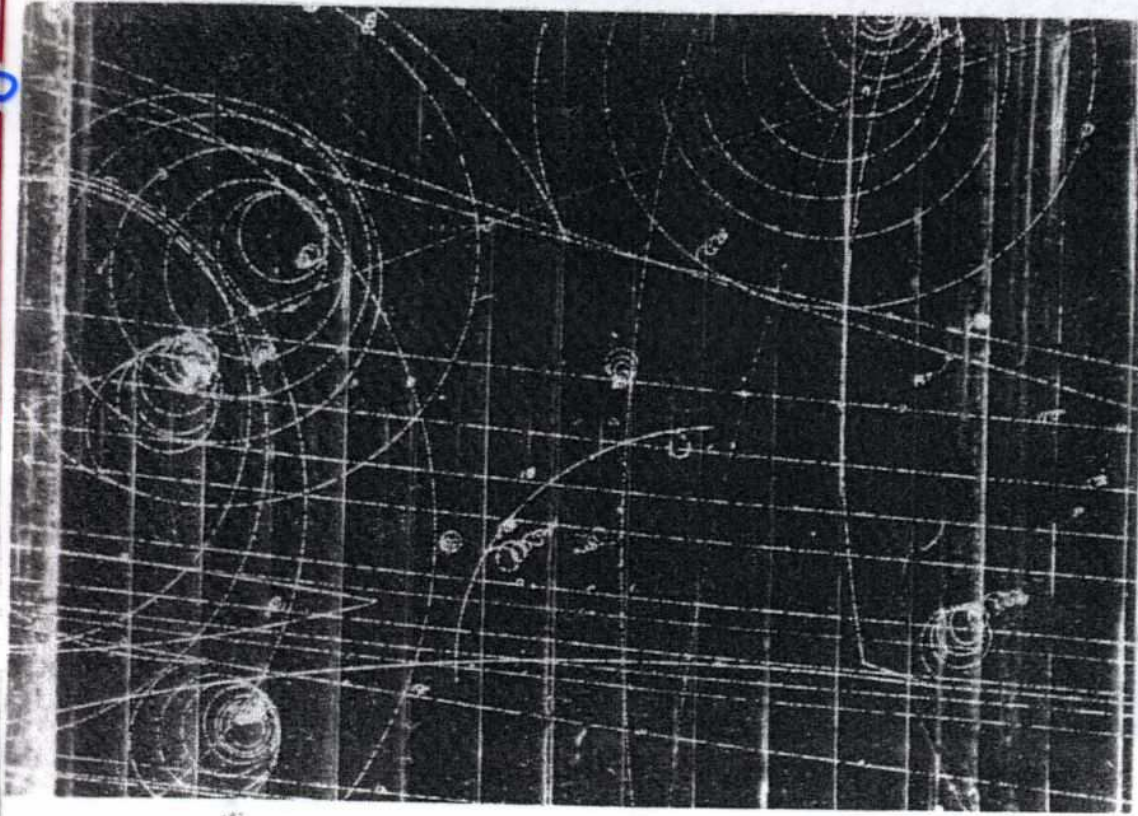
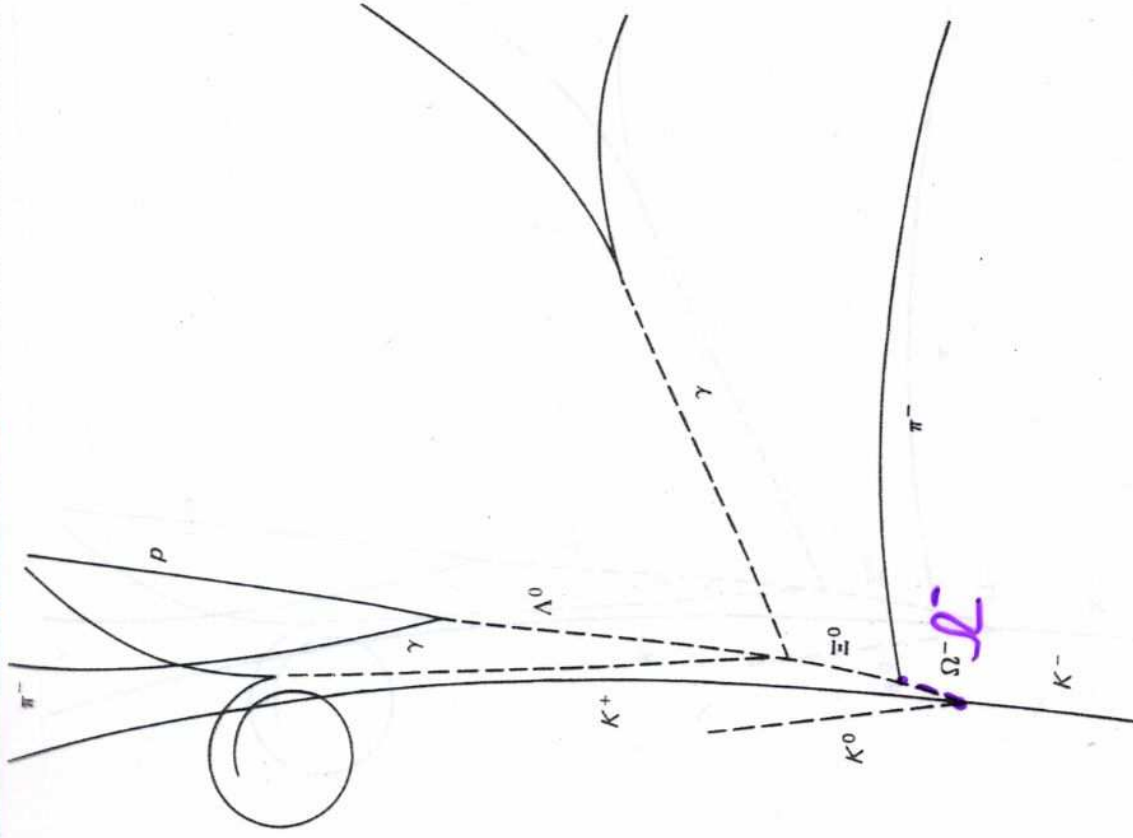


Figure 1.10 The discovery of the Ω^- . The actual bubble chamber photograph is shown on the left; a line diagram of the relevant tracks on the right. (Photo courtesy Brookhaven National Laboratory.)



Problem des Ω^- Baryons

Ω^- besteht aus drei s-Quarks
hat Gesamtspin $J = \frac{3}{2}$ mit $J_3 = \frac{3}{2}$

→ Wellenfunktion des Ω^-

$$\Psi_{\Omega^-} = |s\uparrow s\uparrow s\uparrow\rangle$$

ist symmetrisch!

Erwartung: antisym. Wellenfkt. bei Austausch von identischen Fermionen

→ Pauli-Ausschlussprinzip verletzt, wenn sich Quantenzahlen der Quarks nicht unterscheiden

→ Postulat der "Farbladung" von Quarks

Jedes der drei Quarks trägt eine unterschiedliche neuartige Ladung, die es in drei verschiedenen Varianten gibt, die aber außerhalb des Baryons (dito: Meson) unsichtbar ist!

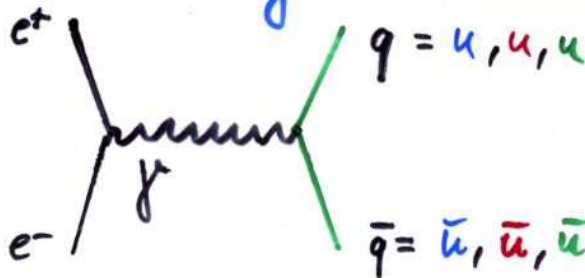
→ Farbladung

in Analogie zur Farblehre: rot + grün + blau = weiß
rot + antirot = schwarz
etc.

Existenz der Farbladung

Das Postulat einer neuen Quantenzahl, der Farbladung, die nicht als frei beobachtbare Ladung auftritt, erscheint willkürlich. Die zugehörige Theorie der Farbladung, die Quanten Chromodynamik, hat in experimentellen Tests ihre Leistungsfähigkeit und Gültigkeit unter Beweis gestellt.

Ein Beispiel für die Existenz der Farbladung folgt aus der Rate hadronischer Endzustände in e^+e^- -Vernichtung, R_{had} , durch Abzählen der möglichen Quark-Antiquark-Endzustände:



Kopplungsstärke: $\sim Q_f^2 \cdot \text{dem}$
 $\sim (\text{el. Ladung})^2$

$$R_{\text{had}} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$
$$= \frac{N_c \cdot (Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 + Q_c^2 + Q_b^2)}{Q_\mu^2}$$

$$\Rightarrow R_{\text{had}} = N_c \cdot \left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right) = \begin{cases} 11/3 \approx 3.67 \\ 11/9 \approx 1.22 \end{cases} \text{ für } N_c = \begin{cases} 3 \\ 1 \end{cases}$$

Existenz der Farbladung

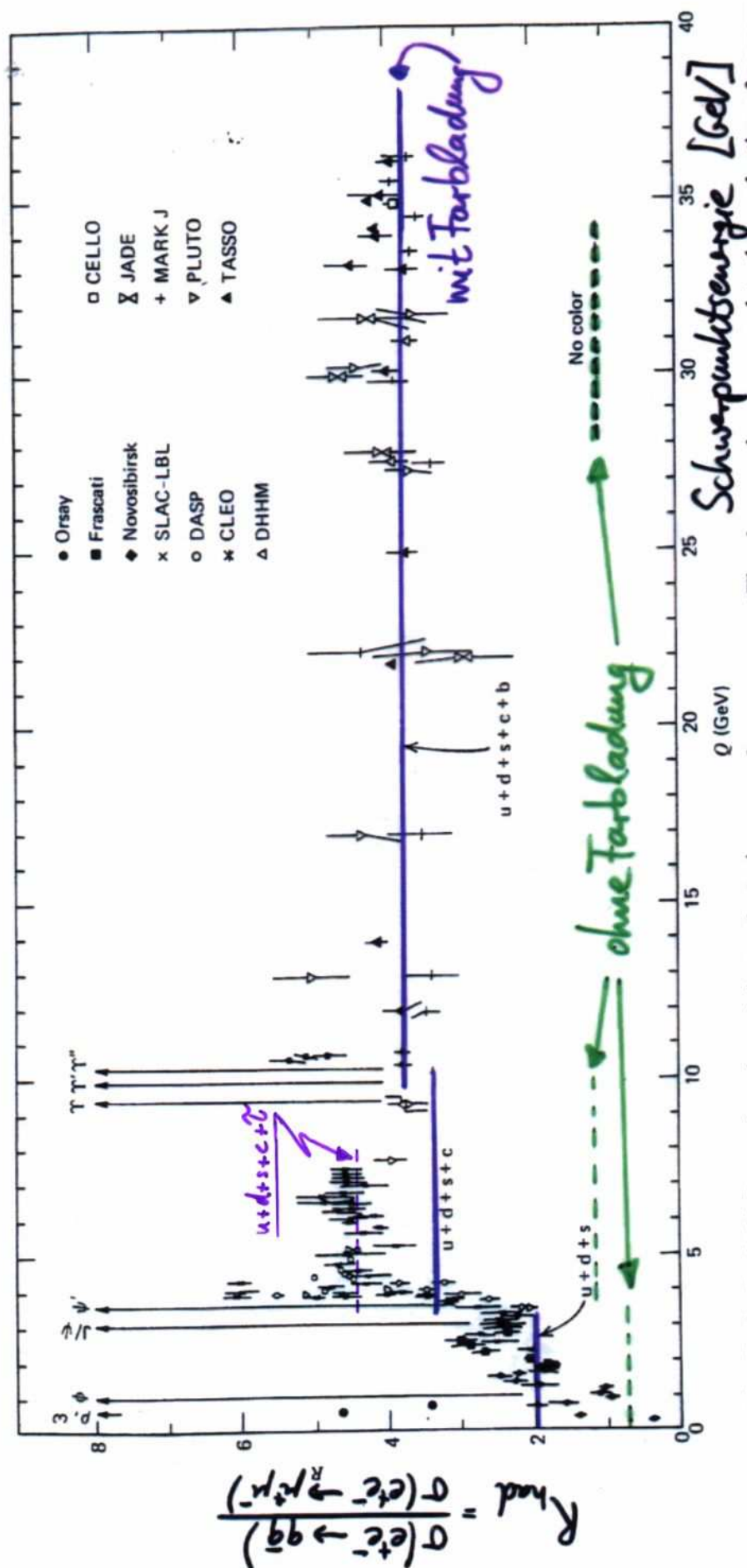


Fig. 11.3 Ratio R of (11.6) as a function of the total e^+e^- center-of-mass energy. (The sharp peaks correspond to the production of narrow 1^- resonances just below or near the flavor thresholds.)

starke Wechselwirkung: Quantenchromodynamik

3 Farbladungen \rightarrow $SU(3)_{\text{colour}}$ - Eichsymmetrie
 \Rightarrow Lagrangedichte, invariant unter $SU(3)$ -Phasentransf.:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G_{\mu\nu}^A + \bar{q}_a (i \gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b$$

\nwarrow Quark
 \nearrow Quarkmasse

$$G_{\mu\nu}^A \equiv \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A - g_s f^{ABC} G_\mu^B G_\nu^C$$

Kopplungsstärke \rightarrow g_s Gluon \rightarrow f^{ABC}

$$(D_\mu)_{ab} \equiv \partial_\mu \delta_{ab} + i g_s \cdot (t^A G_\mu^A)_{ab}$$

dabei indizieren:

$A, B, C = 1, \dots, 8$ acht verschiedene Gluonen

$a, b = 1, \dots, 3$ drei unterschiedl. "Farb"-Quantenzahlen

Beachte:

- (i) Einstein-Summationskonvention (Summation über gleiche Indices)
- (ii) Summe \sum_q über verschiedene Quarktypen (Flavours) understood
- (iii) t_{ab}^A sind die Generatoren einer $SU(3)$ -Gruppe (Gellman-Matrizen) $\left(\begin{smallmatrix} \text{Gellman-Matrizen} \\ 3 \times 3 \text{ Matrizen} \end{smallmatrix} \right)$
- (iv) f^{ABC} sind Strukturkonstanten; bestimmen Eigenschaften der QCD
- (v) **Farbfaktoren** bzw. Casimirofaktoren der $SU(3)$ -Gruppe:
 $\text{Spur}(t^A t^B) = T_R \delta^{AB}$, mit $T_R = \frac{1}{2}$ | $f^{ABC} f^{ABD} = C_A \delta^{CD}$
 $t_L^A t_L^A = C_F \delta_{LL}$, mit $C_F = \frac{4}{3}$ | mit $C_A = 3$

Veranschaulichung von $SU(3)_{\text{colour}}$

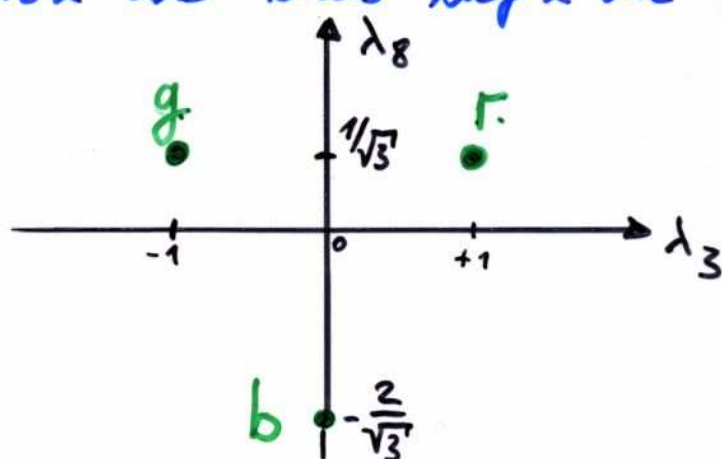
Die Gruppe $SU(3)$ kann durch 3×3 Matrizen repräsentiert werden. Wähle für die drei Farben die Eigenvektoren

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

dann beschreiben die Generatoren der $SU(3)$, welche 3×3 Matrizen sind, Transformationen der Eigenvektoren. Die übliche Wahl für die Generatoren sind die Gell-Mann-Matrizen, die sich aus den Pauli-Matrizen "konstruieren" lassen. r, g, b sind gleichzeitige Eigenvektoren der Matrizen λ_3 und λ_8 , die Diagonalmatrizen sind:

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad ; \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Mit diesen Matrizen als Basis liegen die Eigenvektoren wie folgt:



bestimmt durch die Eigenwerte der Eigenvektoren r, g, b . Die 8 Gell-Mann-Matrizen $\lambda_1, \dots, \lambda_8$ bzw. Linearkombinationen davon transformieren die Eigenvektoren und bilden sie aufeinander ab (vgl. Pauli-Matrizen $\tau^\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$, die den Drehimpuls/Spin um eine Einheit vergrößern bzw. verkleinern)

f^{ABC} ($A, B, C = 1, \dots, 8$) are the structure constants of the SU(3) colour group. The quark fields q_a are in the triplet representation of the colour group, ($a = 1, 2, 3$) and D is the covariant derivative. Acting on triplet and octet fields the covariant derivative takes the form

$$(D_\alpha)_{ab} = \partial_\alpha \delta_{ab} + ig (t^C \mathcal{A}_\alpha^C)_{ab}, \quad (D_\alpha)_{AB} = \partial_\alpha \delta_{AB} + ig (T^C \mathcal{A}_\alpha^C)_{AB}, \quad (1.12)$$

where t and T are matrices in the fundamental and adjoint representations of SU(3) respectively:

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C, \quad [T^A, T^B] = if^{ABC} T^C, \quad (T^A)_{BC} = -if^{ABC}. \quad (1.13)$$

A representation for the generators t^A is provided by the eight Gell-Mann matrices, which are hermitean and traceless,

$$t^A = \frac{1}{2} \lambda^A \quad (1.14)$$

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

By convention the normalization of the SU(N) matrices is chosen to be

$$\text{Tr } t^A t^B = T_R \delta^{AB}, \quad T_R = \frac{1}{2}. \quad (1.16)$$

With this choice, the colour matrices obey the following relations:

$$\sum_A t_{ab}^A t_{bc}^A = C_F \delta_{ac}, \quad C_F = \frac{N^2 - 1}{2N} \quad (1.17)$$

$$\text{Tr } T^C T^D = \sum_{A,B} f^{ABC} f^{ABD} = C_A \delta^{CD}, \quad C_A = N. \quad (1.18)$$

Thus for the specific case of SU(3) we have

$$C_F = \frac{4}{3}, \quad C_A = 3. \quad (1.19)$$

$SU(2)$ -isospin

$SU(3)$ colour

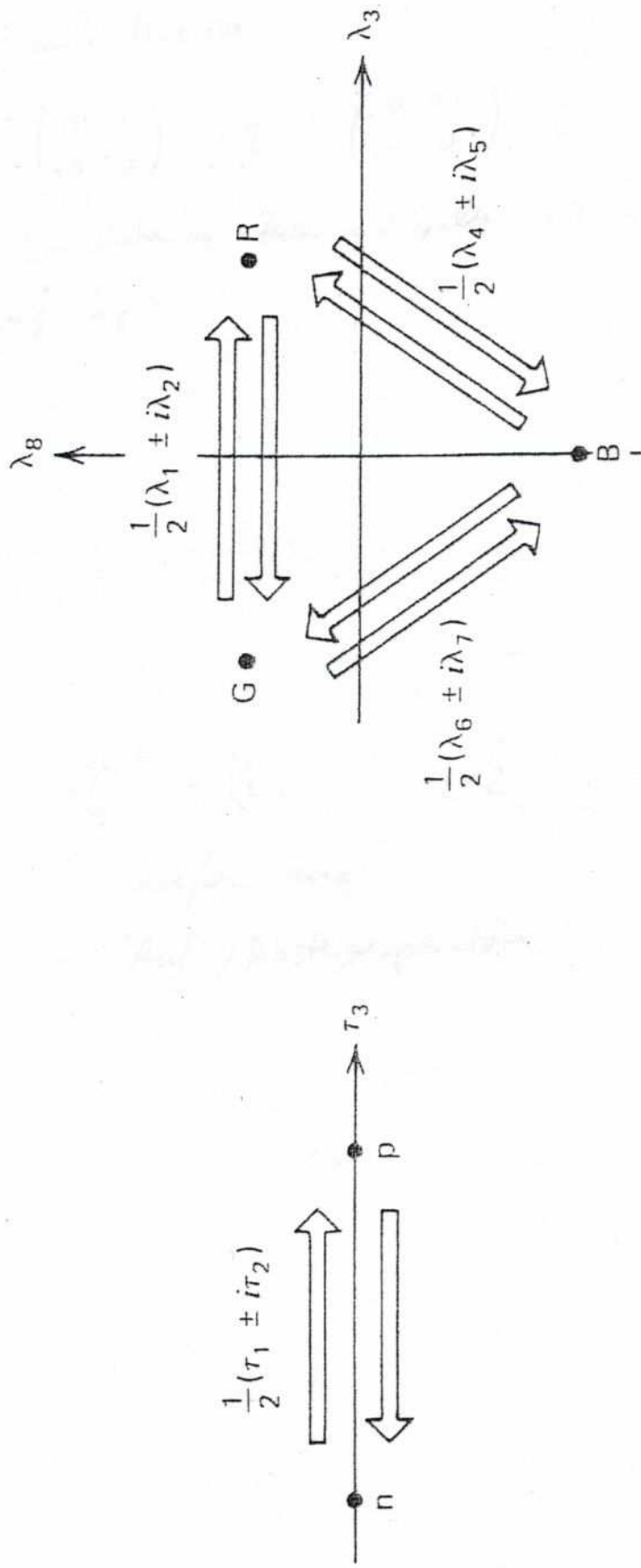


Fig. 2.3 The action of the generators (τ_i and λ_i) on fundamental representations of $SU(2)$ of isospin and $SU(3)$ of color, respectively.

Veranschaulichung von $SU(3)_{\text{color}}$

Die 8 Gell-Mann-Matrizen bzw. ihre Linearkombinationen, die die Transformationen der Farbeigenvektoren r, g, b ausführen, entsprechen den Gluonen, welche die Wechselwirkung zwischen den farbgeladenen Quarks vermitteln:

$$\frac{1}{2}(\lambda_1 + i\lambda_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \text{Gluon } G = r\bar{g}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_1 - i\lambda_2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow g\bar{r}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_4 + i\lambda_5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow r\bar{b}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_4 - i\lambda_5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow b\bar{r}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_6 + i\lambda_7) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow g\bar{b}$$

$$\frac{1}{2}(\lambda_6 - i\lambda_7) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow b\bar{g}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g})$$

$$\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$$

Bedeutung der QCD-Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q + i g_s (\bar{q} \gamma^\mu \vec{t} q) \vec{G}_\mu^A - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G_{\mu\nu}^A$$

nach Einsetzen von

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A - g_s f^{ABC} G_\mu^B G_\nu^C$$

ergibt sich in symbol. Schreibweise:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \text{"}\bar{q}q\text{"} + \text{"}G^2\text{"} + g_s \vec{t} \text{"}\bar{q}q\vec{G}\text{"} + g_s \vec{f} \text{"}G^3\text{"} + g_s^2 \vec{f}^2 \text{"}G^4\text{"}$$



was in Feynman-Graphen als

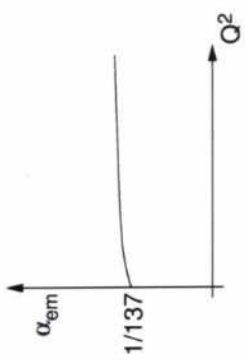
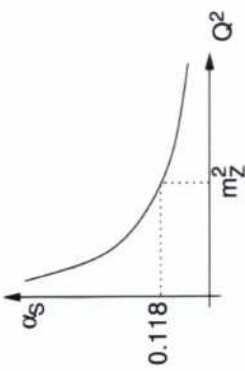


aufgefasst werden kann. Die ersten drei Terme sind durch ihre QED-Analoga bekannt.

Neu sind die Terme vier und fünf, die Drei- und Vier-Gluon-Kopplungen darstellen. Dies unterscheidet QCD von QED und ist insbesondere eine klare Vorhersage der SU(3)-Struktur der QCD, da eine dreifache U(1)-Struktur $U(1)^3$ keine Gluonselbstwechselwirkung kennt.

QCD vs. QED

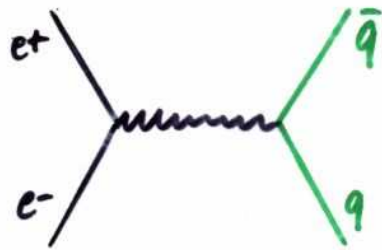
	QCD	QED
Träger der Ladung	Quarks u,d,s,c,b,t	elektr. geladene Teilchen, z.B. Leptonen
Ladung	1-fach farbgeladen, r, g, b (Antifarben $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$ für Antiquarks)	$-1e$ bzw. $+1e$
Austauschboson & Anzahl	8 Gluonen (1979/80, PETRA-Beschleuniger, DESY)	1 Photon (1900-23, Planck, Einstein, Compton)
Austauschbosonenladung	2-fach farbgeladen, z.B. $r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}$, etc.	elektr. neutral
Wechselwirkung	Quark-Gluon, Antiquark-Gluon & Gluon-Gluon: 	Photon-Lepton: 
Kopplungskonst. der Ww.	α_S	α_{em}
typ. Stärke der Ww.	$\alpha_S(m_Z^2) \approx 0.118$	$\alpha_{em}(0) = 1/137$
Genauigkeit der Theorie	meist $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ & Resummation $n \rightarrow \infty \ln \alpha_S^n$	teilweise bis $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4)$



$$\alpha = \alpha(Q^2)$$

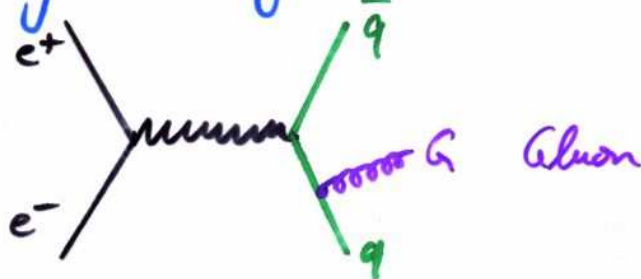
Entdeckung des Gluons

Ein erster Schritt der Bestätigung von QCD als Theorie der starken Wechselwirkung: Nachweis der Existenz von Gluonen. Mitte 1979 wurden erstmals Endzustände in e^+e^- -Vernichtung mit 3 Jets beobachtet (mittels spezieller Analysemethoden wurden damals solche 3-Jet-Endzustände automatisch durch Computer identifiziert). Der Grundprozess in e^+e^- -Vernichtung, bei dem Jets entstehen, ist



mit 2 beobachtbare Jets. Ein dritter Jet ist Zeichen eines neuen Teilchen, welches ein Boson sein muss (ganzzahliger Spin, da Drehimpulserhaltung) und welches Farbladung trägt, da es sich in Hadronen umwandelt.

Natürlichste Erklärung von 3-Jet-Endzuständen:



Gluonbremsstrahlung.

Typ. 2-Jet - Endzustand

PLENARY SESSION 2

139

TASSO-
Experiment.

17 GeV

am PETRA-
 e^+e^- Beschleuniger

VERSION 4.0

DATE 17/12/78

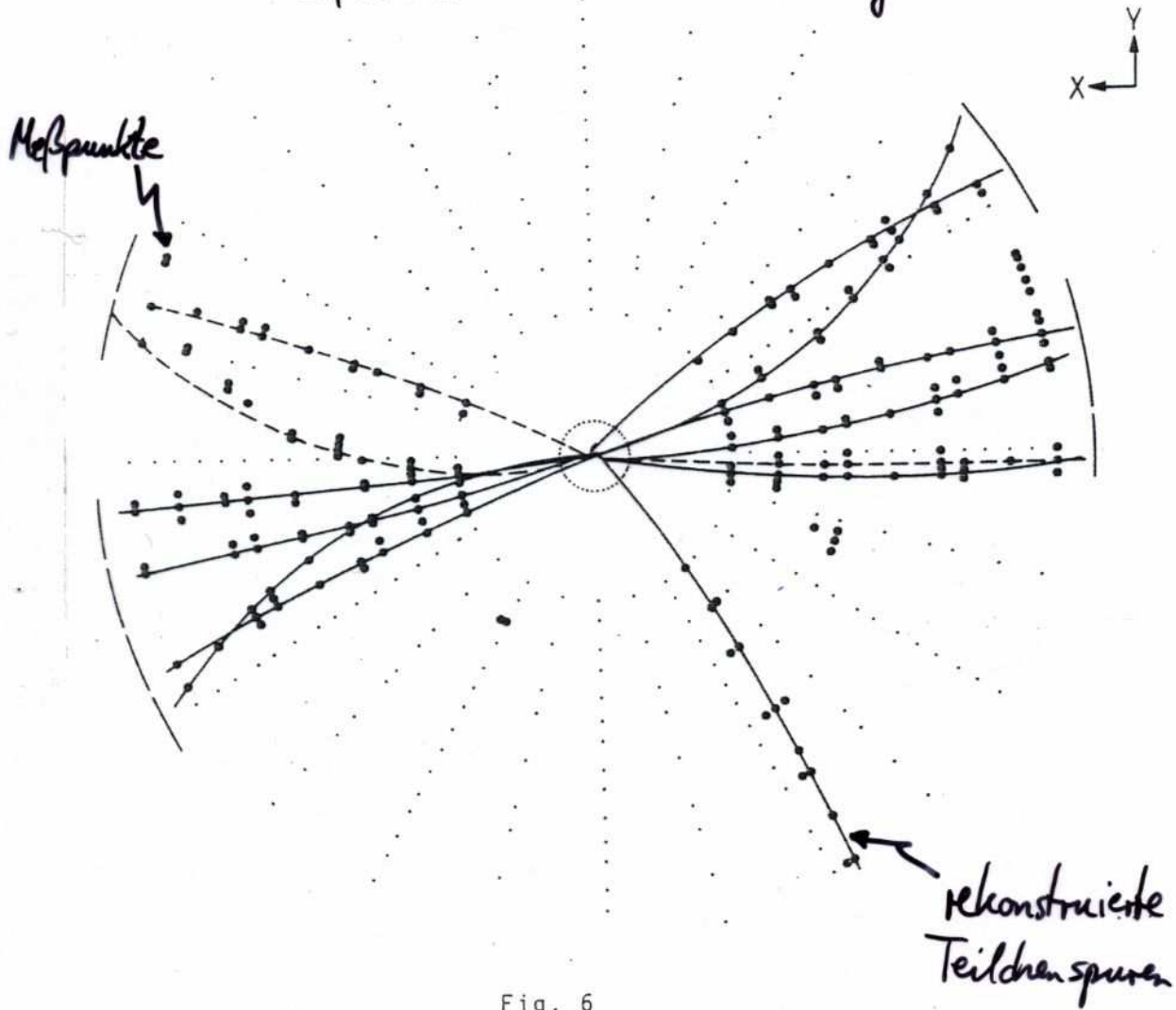


Fig. 6

Erster beobachteter 3-Jet-Endzustand

TASSO@PETRA bei Schwerpunktsenergie von 27.4 GeV

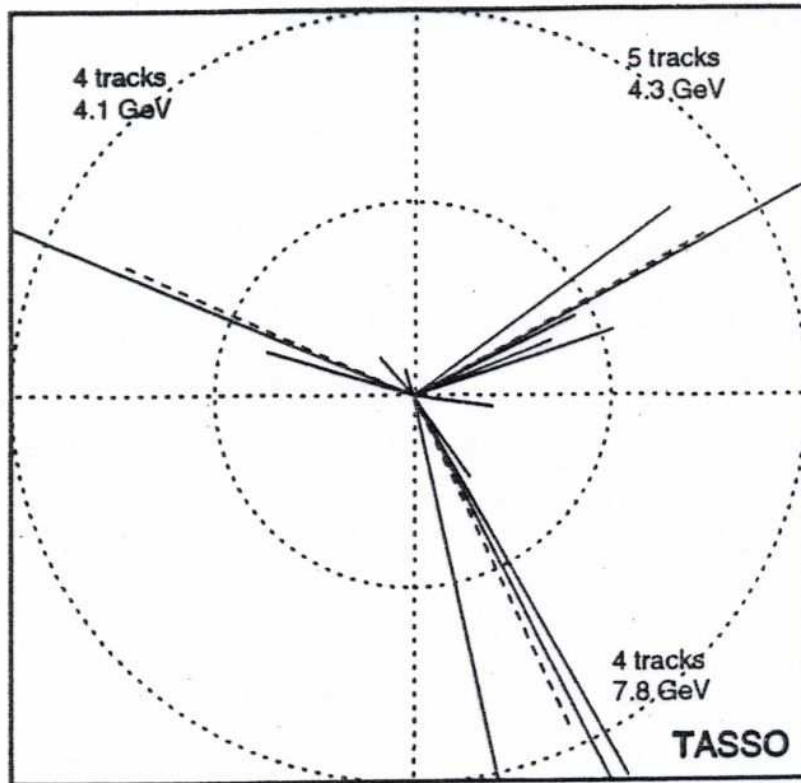


Figure 5: First three-jet event from PETRA. This event was shown in the Bergen Conference, June 1979

- $\hat{=}$ Flugrichtung geladener Hadronen, Länge \sim Energie
- - - $\hat{=}$ rekonstruierte Jetachsen aus Computerprogramm

Entdeckung des Gluons

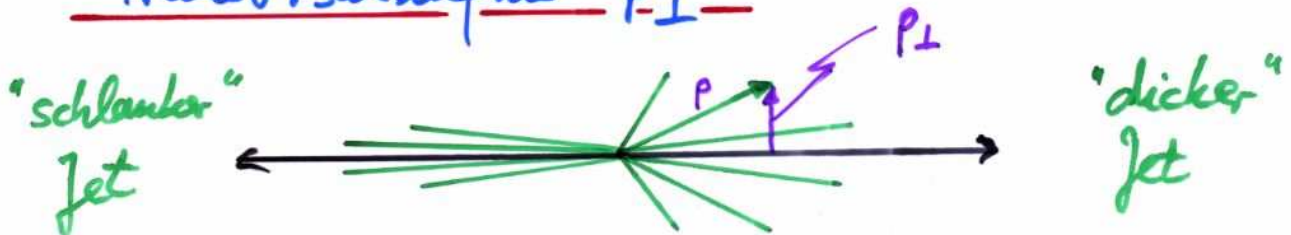
Wenn die 3-Jet-Beobachtung als $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ mit Gluonbremsstrahlung unter großem Abstrahlwinkel und mit hoher Energie (d.h. nicht-kollinear, harte Gluonbremsstrahlung) verstanden werden kann, so sollte es keine scharfe Grenze zwischen 2- und 3-Jet-Endzuständen geben.

\Rightarrow $\left. \begin{array}{l} \text{abnehmender Winkel} \\ \text{abnehmende Energie} \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{nichtloser Übergang} \\ \text{von 3- nach 2-Jets} \end{array} \right.$

\Rightarrow einer der beiden Jets "dicker" als der andere

- Maß für die "Dicke" eines Jets:

Transversalimpuls P_{\perp}




\Rightarrow Anwachsen des mittleren Transversalimpulsquadrats

$$\langle P_{\perp}^2 \rangle = \frac{1}{N_{\text{Teilchen}}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{\text{Teilchen}}} (P_{\perp,i})^2$$

quantifiziert zunehmende Beiträge aus Gluonbremsstrahlung.

Entdeckung des Gluons

Mittleres Transversalimpulsquadrat aller Teilchen (Hadronen) bezüglich der Jetachse (gemeint ist die Hauptachse des Endzustands: )

150

B.H. WIIK

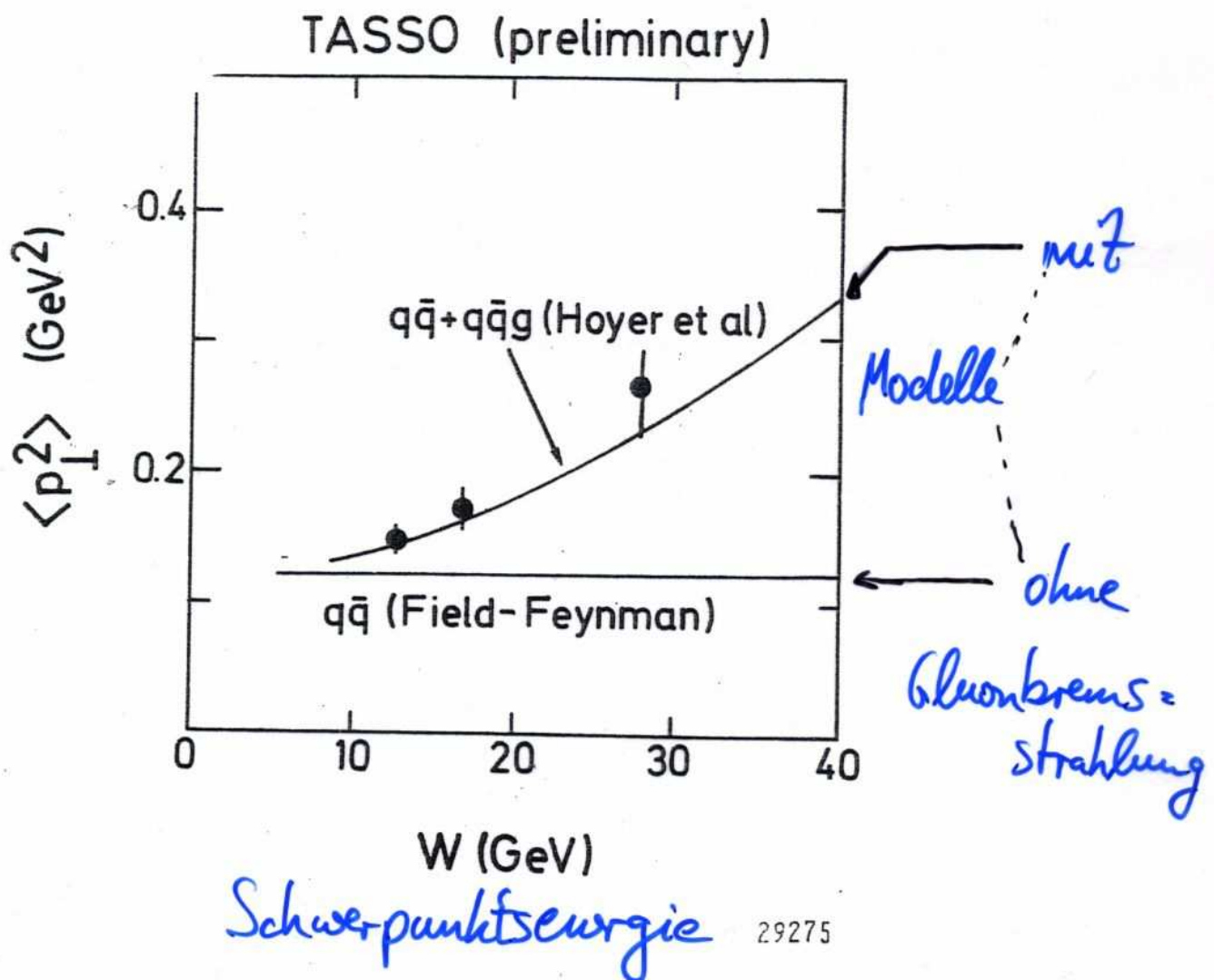
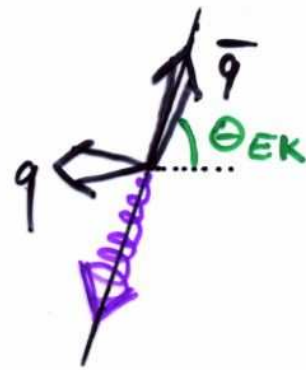
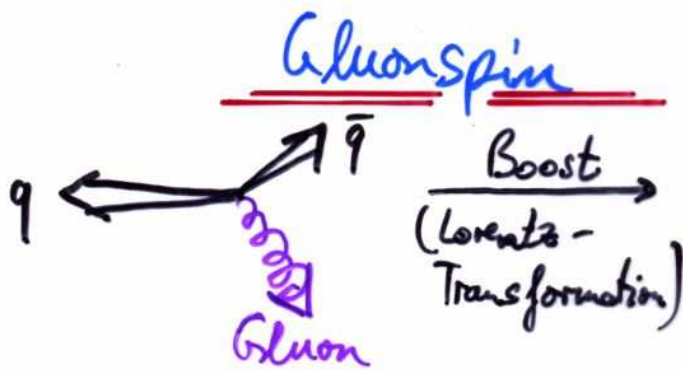


Fig.17

⇒ Daten bestätigen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}G$ Bild



für Spin $\begin{Bmatrix} 1 \\ 0 \end{Bmatrix}$ Gluon \leadsto Verteilung $\sim \begin{cases} 1 + \cos^2 \theta_{EK} \\ \text{const} \end{cases}$
 bis auf Phasenraum-Einschränkungen

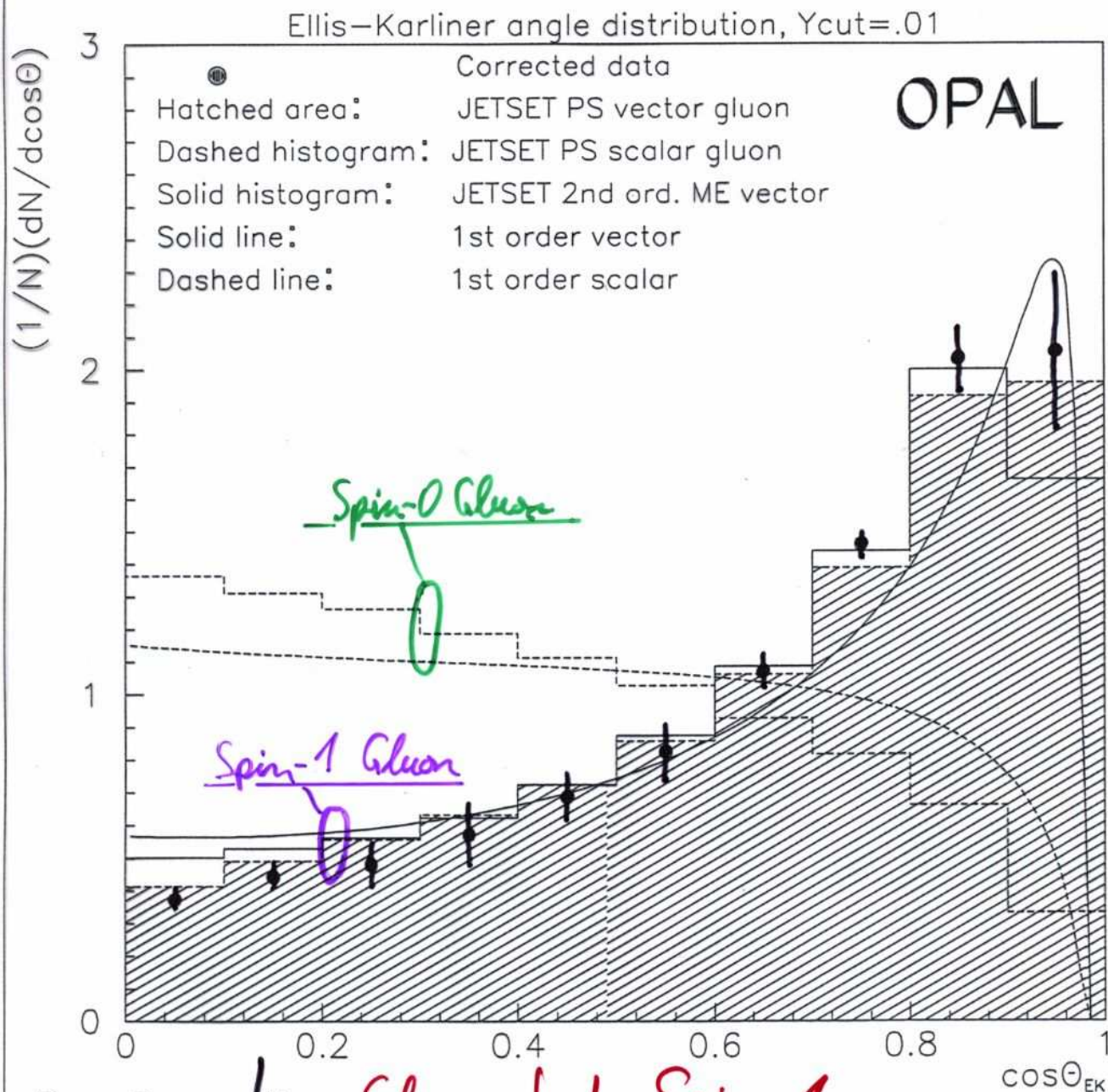

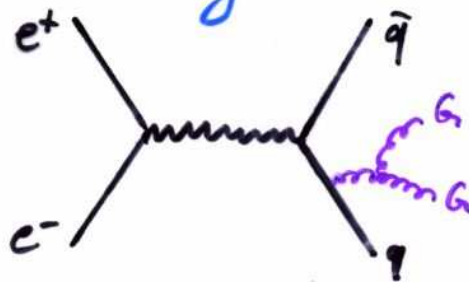


Figure 3



\Rightarrow Gluon hat Spin 1

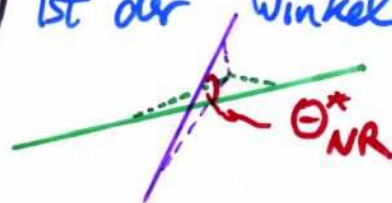
Drei-Gluon-Kopplung

Eine Besonderheit der QCD ist die nicht-abelsche Struktur, die zu einer Gluon selbstwechselwirkung bzw. einer Drei-Gluon-Kopplung  führt. Diese ist in e^+e^- -Vernichtung nachgewiesen worden durch Beobachtung von

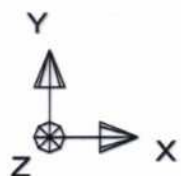
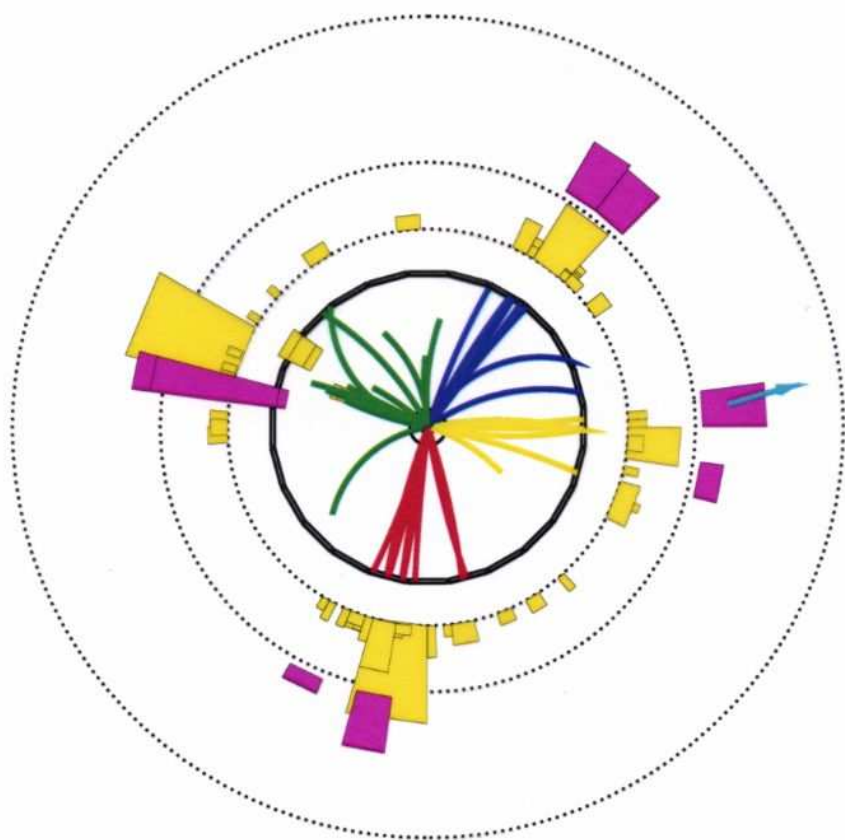


Triple-Gluon-Vertex

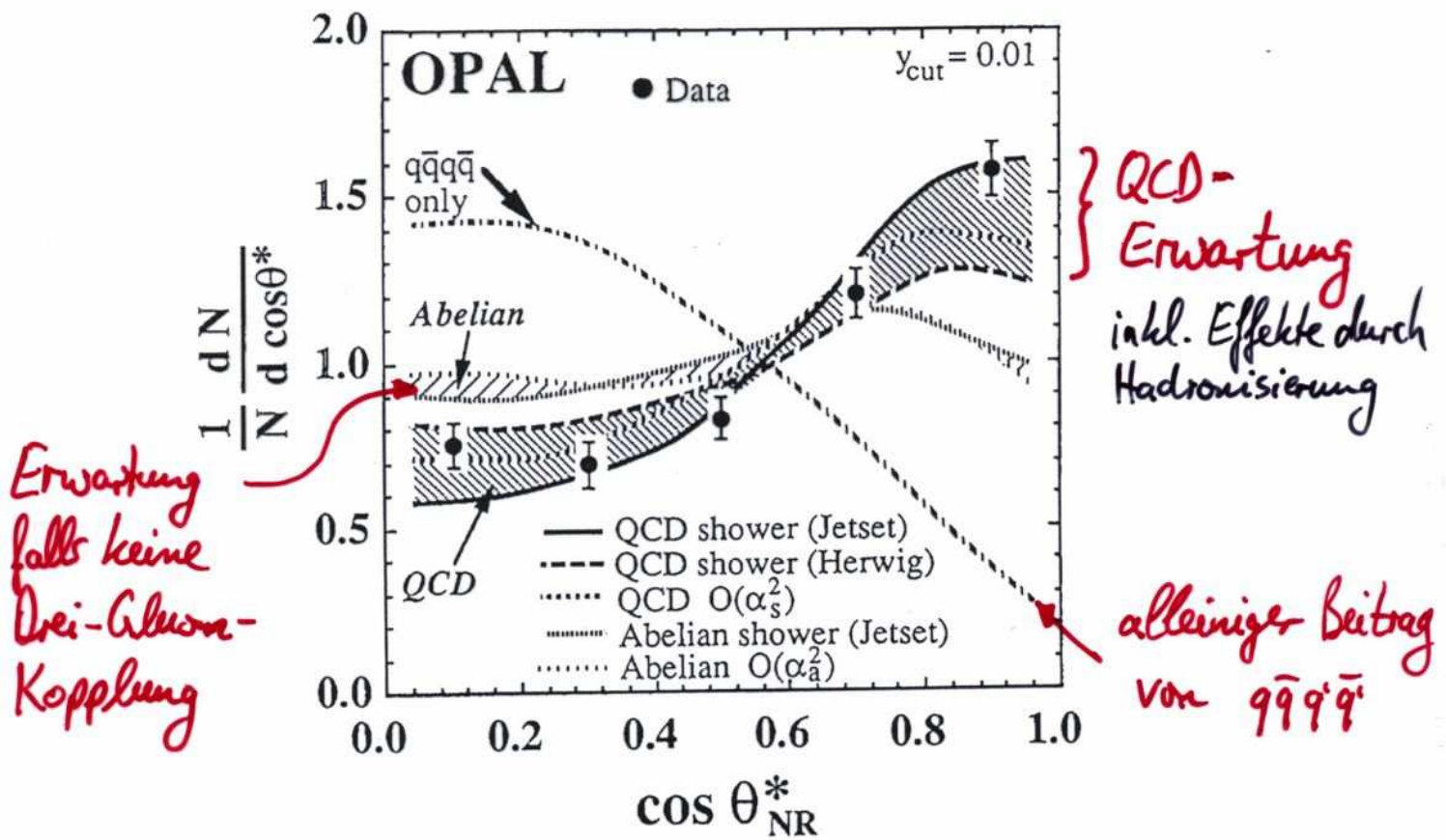
Endzuständen. Da es Konkurrenzprozesse gibt, die zunächst ununterscheidbar vom obigen Triple-Gluon-Vertex sind (, , ...), muss durch geeignete Messgrößen bzw. Observablen aufgrund der Unterschiede in der Spin-Struktur der jeweiligen Endzustände zwischen den beitragenden Prozessen unterschieden werden. Ein Beispiel (für diese i.A. komplizierte Observablen) ist der Winkel $\Theta_{NR}^* := \angle [(\vec{p}_q - \vec{p}_{\bar{q}}), (\vec{p}_{G_1} - \vec{p}_{G_2})]$



Run: event11075-134269 Ctrk(N= 56 SumE= 93.5) Ecal(N= 89 SumE= 114.8)
Ebeam 95.804 Vtx (-.04, -.06, .75) Hcal(N=21 SumE= 37.1) Muon(N= 1)




Existenz der Drei-Gluon-Kopplung



⇒ Drei-Gluon-Kopplung, d.h.
Gluon selbstwechselwirkung existiert!

Eich-Gruppenstruktur der QCD

Ein weiterer wichtiger Beleg für QCD als Theorie der starken Wechselwirkung ist die experimentelle Überprüfung / Bestimmung der SU(3)-Eichstruktur. Dazu werden wiederum Endzustände mit 4-Jets betrachtet, zu denen die folgenden Prozesse beitragen:

$$d\sigma^{4\text{-jet}} = \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 \cdot C_F \cdot [C_F \cdot A + C_A \cdot B + T_R \cdot n_f \cdot C]$$


Diese Einzelbeiträge sind unmittelbar von den Eichstruktur-Konstanten (Farbfaktoren) $C_F = \frac{4}{3}$, $C_A = 3$, $T_R = \frac{1}{2}$ abhängig. Wegen des global eingehenden C_F -Faktors werden experimentell aus 4-Jet-Endzuständen zumeist

die Verhältnisse $\frac{C_A}{C_F} = \frac{3}{4/3} = \frac{9}{4} = 2.25$

$$\frac{T_R}{C_F} = \frac{1/2}{4/3} = \frac{3}{8} = 0.375$$

(mit Hilfe von Observablen wie Θ_{NR}^*) bestimmt. Die oben angegebenen Werte sind die Erwartung einer SU(3)-Struktur.

Eich-Gruppenstruktur der QCD

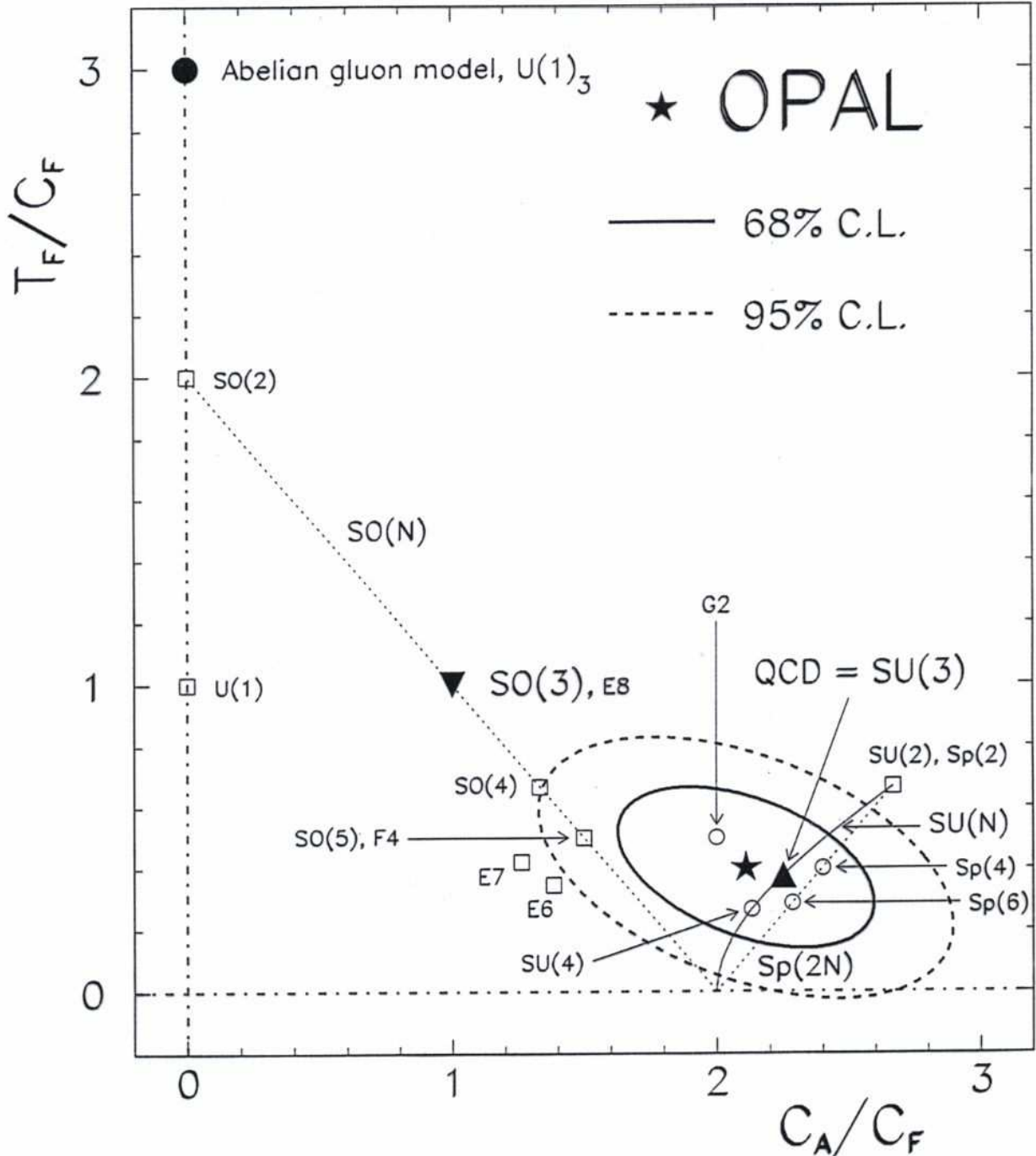


Figure 6: Measured values of colour factor ratios C_A/C_F and T_F/C_F with 68% and 95% confidence-level contours. Expectations from various gauge models are also shown. Those groups shown by the open squares and circles are already excluded because they do not contain three colour degrees of freedom for quarks.