

Abbildung 5.9: Ein doppeltes ‘V-Ereignis’ als Beispiel für assoziierte Strangeness Produktion (siehe Text).

## 5.4 Strangeness

Die experimentellen Hinweise auf eine weitere in der starken Wechselwirkung erhaltene Quantenzahl stammen aus der Beobachtung der assoziierten Produktion von Kaonen und bestimmten Baryonen, die ‘Hyperonen’ genannt werden. Zum Beispiel kann in der starken Wechselwirkung ein Kaon und ein  $\Lambda$ -Hyperon zusammen produziert werden:



Das Kaon und das  $\Lambda$ -Hyperon haben beide eine sehr lange Lebensdauer, die auf schwache Zerfälle hinweist:

$$\Lambda \rightarrow p\pi^- \quad (n\pi^0) \quad \tau = 2.6 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (\pi^0\pi^0) \quad \tau = 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

Diese Zerfälle führen zu sogenannten ‘V-Ereignissen’ wie in Abb. 5.9 gezeigt: Nach der Erzeugung fliegen das Kaon und das  $\Lambda$ -Hyperon einige Zentimeter, ohne als neutrale Teilchen eine Spur zu hinterlassen, und zerfallen dann in jeweils zwei Teilchen (‘V’).

Wir postulieren eine neue Quantenzahl Strangeness  $S$  (die beobachteten Ereignisse sehen “seltsam” aus), die in der starken Wechselwirkung erhalten ist ( $\Rightarrow$  assoziierte Produktion) und nur in der schwachen Wechselwirkung vernichtet werden kann ( $\Rightarrow$  lange Lebensdauer).

Folgende Zuordnung der Strangeness- und Isospin-Quantenzahlen zu den Teilchen führt zu einem konsistenten Bild:

Teilchen	$K^0$	$\Lambda$	$\bar{K}^0$	$\bar{\Lambda}$	$\pi$	$p$	$n$
$S$	+1	-1	-1	+1	0	0	0
$I$	1/2	0	1/2	0	1	1/2	1/2

Mögliche Reaktionen sind:

$$\frac{\pi^- \quad p \quad \rightarrow \quad \Lambda \quad K^0}{S: \quad 0 \quad 0 \quad \quad -1 \quad +1}$$

$$\frac{\bar{K}^0 \quad p \quad \rightarrow \quad \Lambda \quad \pi^+}{S: \quad -1 \quad 0 \quad \quad -1 \quad 0}$$

Nicht erlaubt ist zum Beispiel:

$$\frac{K^0 \quad p \quad \not\rightarrow \quad \Lambda \quad \pi^+}{S: \quad +1 \quad 0 \quad \quad -1 \quad 0}$$

Gell-Mann und Zweig haben 1964 vorgeschlagen, dass Hadronen Konstituenten haben, die Quarks genannt wurden. Die Quantenzahlen, die in der starken Wechselwirkung erhalten sind, entsprechen Eigenschaften der Quarks. Die Erhaltung von Strangeness fordert ein drittes Quark  $s$ , das die Quantenzahl  $S = -1$  trägt (das ‘-’ ist Konvention).

## 5.5 Das SU(3)-Modell der leichten Quarks

### 5.5.1 Eigenschaften der Quarks

Die drei Quarks, die 1964 postuliert wurden, haben folgende Quantenzahlen:

Flavour	$B$	$Q$	$J$	$I$	$I_3$	$S$	$Y$
$u$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
$d$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
$s$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	-1	$-\frac{2}{3}$
$\bar{q}$	$-B$	$-Q$	$J$	$I$	$-I_3$	$-S$	$-Y$

(5.23)

( $B$  = Baryonzahl,  $Q$  = Ladung,  $J$  = Spin,  $(I, I_3)$  = Isospin,  $S$  = Strangeness,  $Y$  = Hyperladung).

Die letzte Zeile sagt aus, dass alle ladungsartigen Quantenzahlen  $(B, Q, I_3, S, Y)$  das

Vorzeichen vertauschen, wenn man zum entsprechenden Antiquark übergeht. In der Tabelle ist die Hyperladung  $Y$  neu eingeführt worden:

$$Y = B + S \tag{5.24}$$

Die Gell-Mann–Nishijima–Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen Ladung, Hyperladung und Isospin an:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{5.25}$$

Quark-Flavour (also  $u, d, s$ ) ist in starken und elektromagnetischen Prozessen erhalten. Die Konsequenz ist assoziierte Produktion von Flavour-Quantenzahlen. Als Beispiel hatten wir den Prozess (5.22)

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda + K^0$$

betrachtet, der als Quarkdiagramm in Abb. 5.10 dargestellt ist. In diesem Diagramm

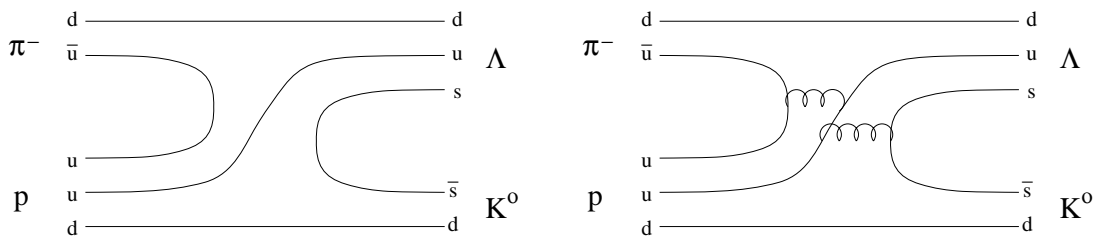


Abbildung 5.10: Quarkdiagramm für assoziierte Strangeness-Produktion. Die dynamische Erzeugung und Vernichtung von Quark-Antiquark-Paaren kann man sich über die Ankopplung an das Gluonenfeld vorstellen (rechts).

wird die Nettozahl einer bestimmten Flavour nicht geändert. Flavour-ändernde ‘Ströme’ treten nur in der schwachen Wechselwirkung auf, zum Beispiel im  $K^0$ -Zerfall, bei dem durch Ankopplung an ein  $W$ -Boson ein  $s$ - in ein  $u$ -Quark übergeht (Abb. 5.11).

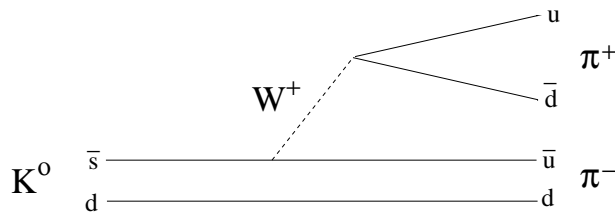
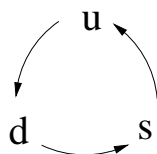


Abbildung 5.11: Schwacher Zerfall eines neutralen Kaons. Der Zerfall heißt ‘hadronisch’, weil nur Quarks im Anfangs- und Endzustand auftreten.

Im Quarkmodell mit drei Quarks wird die Isospin-Symmetrie der  $u$ -,  $d$ -Quarks (mathematisch: SU(2)-Symmetrie) auf drei Quarks erweitert (mathematisch: SU(3)-Symmetrie). Man stellt sich vor, dass eine Rotation in diesem abstrakten SU(3)-Raum



die Dynamik der starken Wechselwirkung nicht ändert, dass also zum Beispiel Streuprozesse unabhängig von der Art der beteiligten Quarks sind. Während allerdings die Isospinsymmetrie eine sehr gute Näherung ist, ist die SU(3)-Symmetrie nur eine grobe Näherung. Das liegt daran, dass das *s*-Quark mit 150 MeV erheblich schwerer ist als die *u*- und *d*-Quarks mit etwa 5 MeV. Exakte Symmetrien gelten nur, wenn alle Massen Null sind.

Die Gruppensymmetrie schreibt vor, wie aus den möglichen Kombinationen von Quarks und Antiquarks SU(3)-Zustände zu konstruieren sind. Die möglichen Zustände treten in Multipletts auf, ähnlich den Isopin-Multipletts, deren Mitglieder sich durch die  $I_3$ -Quantenzahl unterscheiden. Diese eindimensionale Darstellung wird bei der SU(3) zu einer zweidimensionalen Darstellung, die zum Beispiel als Quantenzahlen  $I_3$  und  $Y$  (oder  $S$ ) benutzt. In dieser Darstellung bilden die Quark- und Antiquark-Tripletts jeweils ein Dreieck (Abb. 5.12). Diese Quarktripletts sind

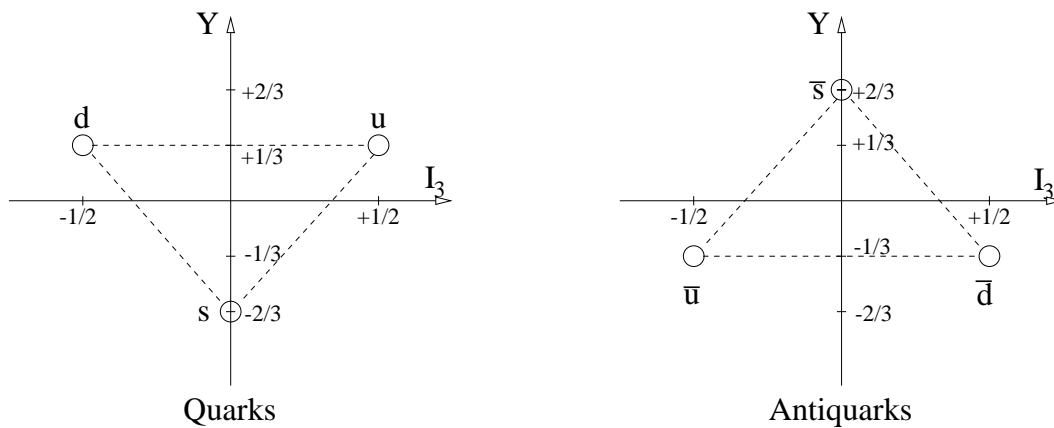


Abbildung 5.12: Die beiden Basisdarstellungen der SU(3).

die Basisdarstellungen. Höhere Multipletts werden wir im folgenden betrachten. Experimentell hat man bisher mit einiger Sicherheit nur Mesonen-Multipletts mit  $q\bar{q}$ -Zuständen, Baryonen-Multipletts mit  $qqq$ -Zuständen und Antibaryonen-Multipletts mit  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ -Zuständen gefunden. Es gibt zwar Kandidaten auch für andere Kombinationen, zum Beispiel  $qqq\bar{q}$ , die aber bisher nicht genügend abgesichert sind. Man kann jedenfalls den Schluss ziehen, dass solche Kombinationen im allgemeinen keine oder nicht genügende Bindung haben.

### 5.5.2 Mesonen-Multipletts

Die 9  $q\bar{q}$ -Kombinationen der Mesonen teilen sich in ein Singulett und ein Oktet auf. Formal schreibt man:

$$3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$$

**Das  $J^P = 0^-$ -Multiplett:** Wegen der Symmetriebrechung durch die relativ große *s*-Quarkmasse sind die physikalischen Zustände nicht mehr eindeutig einem Multiplett zugeordnet, es gibt Mischungszustände der flavour-neutralen Zustände, von denen es einen im Oktett und einen im Singulett gibt. Deshalb stellt man alle Zustände

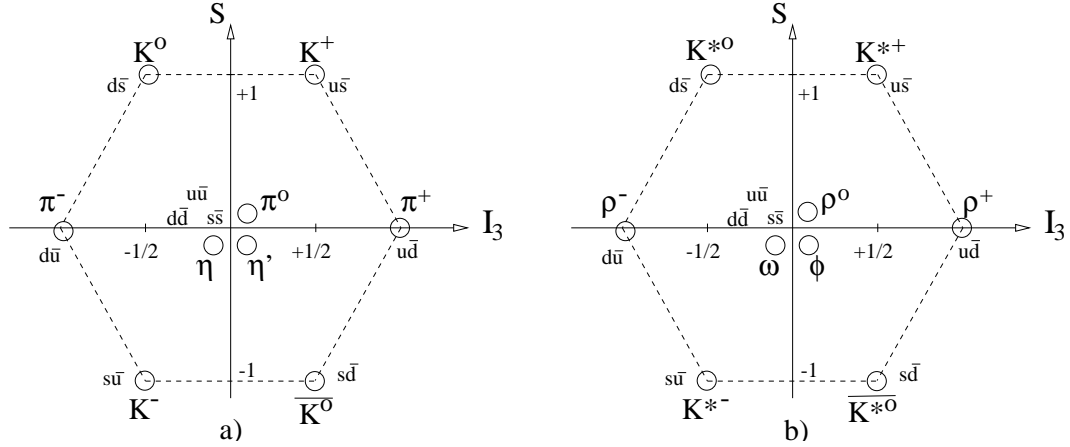


Abbildung 5.13: Die Nonetts der pseudoskalaren Mesonen ( $J^P = 0^-$ ) und der Vektormesonen ( $J^P = 1^-$ ).

in einem Nonett dar. Das Multiplett der pseudoskalaren Mesonen mit  $J^P = 0^-$  ist in Abb. 5.13a gezeigt. Die beiden Zustände  $\eta$  und  $\eta'$  sind Isospin-Singulets (also  $I = 0$ ) und sind orthogonale Kombinationen von  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ . Eigentlich sollte ein Zustand zum Oktett gehören und einer zum Singulett, aber wie oben bereits erwähnt mischen Oktett und Singulett.

Die Oktett- und Singulett-Wellenfunktionen der beiden Isospin-Singulets sind:

$$\begin{aligned} |\eta_8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \\ |\eta_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) \end{aligned} \quad (5.26)$$

Entsprechend (5.8) kann man sich überzeugen, dass die beiden Zustände orthogonal sind:

$$\langle \eta_8 | \eta_1 \rangle = 0 \quad (5.27)$$

Die tatsächlich beobachteten Zustände sind orthogonale Mischungen der SU(3)-Zustände:

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &= \cos\theta \cdot |\eta_8\rangle + \sin\theta \cdot |\eta_1\rangle \\ |\eta'\rangle &= -\sin\theta \cdot |\eta_8\rangle + \cos\theta \cdot |\eta_1\rangle \end{aligned} \quad (5.28)$$

mit einem Mischungswinkel  $\theta$ , der experimentell bestimmt werden kann. Für die Vektormesonen ergibt sich die sogenannte “ideale Mischung”: die leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und das  $s$ -Quark entkoppeln, das heißt, das  $\phi$ -Meson ist ein reiner  $s\bar{s}$ -Zustand und das  $\omega$ -Meson besteht nur aus leichten Quarks:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle), \quad \phi = -|s\bar{s}\rangle \quad (5.29)$$

Für die schwereren Charm- und Bottom-Quarks werden wir ebenfalls diese Entkopplung von den leichten Quarks finden (siehe Kapitel 6).

Tabelle 5.1: Die schwachen und elektromagnetischen Zerfälle der leichtesten Mesonen.

Teilchen	dominanter Zerfall	Lebensdauer
$\pi^\pm$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	$\sim 10^{-8}$ s
$\pi^0$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\sim 10^{-16}$ s
$\eta$	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ( $\sim 30\%$ ) $\eta \rightarrow 3\pi$ ( $\sim 70\%$ )	$\sim 10^{-18}$ s
$K^\pm$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	$\sim 10^{-8}$ s
$K_S^0$	$K_S^0 \rightarrow 2\pi$	$\sim 10^{-10}$ s
$K_L^0$	$K_L^0 \rightarrow 3\pi$	$\sim 10^{-8}$ s

Die pseudoskalaren Mesonen sind die leichtesten Hadronen und zerfallen daher schwach oder elektromagnetisch mit entsprechend langen Zerfallszeiten (Tab. 5.1). Der  $\eta$ -Zerfall in 3 Pionen kann sich nur unter Isospin-Verletzung als elektromagnetische Reaktion vollziehen.

**Die Flavour- und CP-Eigenzustände der neutralen  $K$ -Mesonen:** Die mit  $K_S^0$  und  $K_L^0$  bezeichneten Teilchen sind Linearkombinationen von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ , die (nahezu) CP-Eigenzustände sind. Definiert man

$$C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad (5.30)$$

so folgt

$$CP|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle. \quad (5.31)$$

Damit sind die CP-Eigenzustände:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &\approx |K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \\ |K_L^0\rangle &\approx |K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \end{aligned} \quad (5.32)$$

Offensichtlich hat  $K_1$  den CP-Eigenwert  $+1$  und  $K_2$  den CP-Eigenwert  $-1$ :

$$\begin{aligned} CP|K_1\rangle &= +|K_1\rangle \\ CP|K_2\rangle &= -|K_2\rangle \end{aligned} \quad (5.33)$$

Die beiden Zustände zerfallen jeweils in 2 Pionen mit  $CP=+1$  und 3 Pionen mit  $CP = -1$ , wenn im Zerfall CP-Invarianz gilt. Tatsächlich ist CP nicht exakt erhalten und die physikalischen Zustände  $K_S^0$  und  $K_L^0$  sind nur annähernd die CP-Eigenzustände. Das  $K_L^0$  nicht ausschließlich  $CP=-1$  hat, zeigt sich darin, dass  $K_L$  auch geringfügig in 2 Pionen mit  $CP=+1$  zerfallen kann (Cronin und Fitch 1964).

Es ergibt sich die eigenartige Situation, dass die Teilchen, die schwach zerfallen, die Zustände  $K_S^0$  und  $K_L^0$  sind, aber die starke Wechselwirkung auf die Flavour-Eigenzustände  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  wirkt. Das heißt, die Teilchen werden als  $K^0$  oder  $\bar{K}^0$

erzeugt und zerfallen als  $K_S^0$  oder  $K_L^0$ . Das führt zu seltsamen, typisch quantenmechanischen Effekten. Weil in der schwachen Wechselwirkung Flavour nicht erhalten ist, kann zum Beispiel ein ursprünglich als  $K^0$  produziertes Teilchen in ein  $\bar{K}^0$  oszillieren. Dazu trägt das Quark-Diagramm (“Boxdiagramm”) in Abb. 5.14 bei.

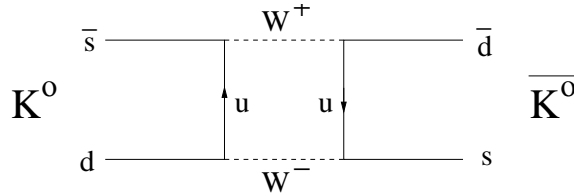


Abbildung 5.14: Boxdiagramm der  $K^0 - \bar{K}^0$ -Oszillationen.

**Das  $J^P = 1^-$ -Multipllett:** Bei den pseudoskalaren Mesonen hat das Quark-Antiquark-Paar keinen relativen Bahndrehimpuls und die beiden Spins sind entgegengerichtet. Die entsprechenden Zustände, bei denen die Spins parallel gerichtet sind (Gesamtspin = 1), sind die Vektormesonen mit  $J^P = 1^-$ , dargestellt in Abb. 5.13b.

Die Teilchen dieses Multipletts können als Anregungen der leichten pseudoskalaren Mesonen angesehen werden. Sie können stark in die leichteren Mesonen zerfallen und haben entsprechend kürzere Lebensdauern ( $O(10^{-23} \text{ s})$ ).

Die neutralen, nicht-seltsamen Vektormesonen ( $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ) haben die gleichen Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  wie das Photon und können deshalb direkt an das Photon an koppeln. In Elektron-Positron-Speicherringen werden deshalb über die  $e^+e^-$ -Annihilation in ein Photon resonant Vektormesonen erzeugt (Abb. 5.15).

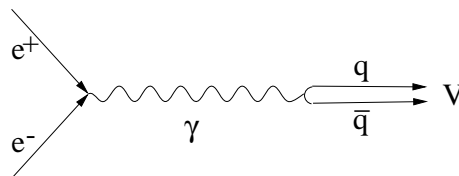


Abbildung 5.15: Diagramm der Vektormeson-Produktion in  $e^+e^-$ -Annihilation.

Der  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie zeigt deshalb resonanzartige Überhöhungen bei der Masse der Vektormesonen (Abb. 5.16 oben). Auf diese Weise ist das Charm-Quark  $c$  als  $c\bar{c}$ -Vektormeson  $J/\psi$  gefunden worden (siehe nächster Abschnitt über Charm).

Oberhalb der gebundenen  $q\bar{q}$ -Zustände werden Hadronen ebenfalls über die Ankopplung an  $q\bar{q}$ -Paare erzeugt, die dann bei genügender Energie als Jets von Hadronen sichtbar werden. Im unteren Teil der Abb. 5.16 ist das Verhältnis  $R$  der Wirkungsquerschnitte für  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  und  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  aufgetragen. Es werden also die beiden Graphen in Abb. 5.17 verglichen. Die Kopplungsstärke ist an jedem Vertex des Photons proportional der Ladung der erzeugten oder vernichteten Teilchen. In den beiden Graphen ist das immer die Elementarladung  $e$ , außer für die Quarks, bei denen die Ladung  $e_q = Q_q \cdot e$  ist. Jeder Quarkgraph trägt also einen

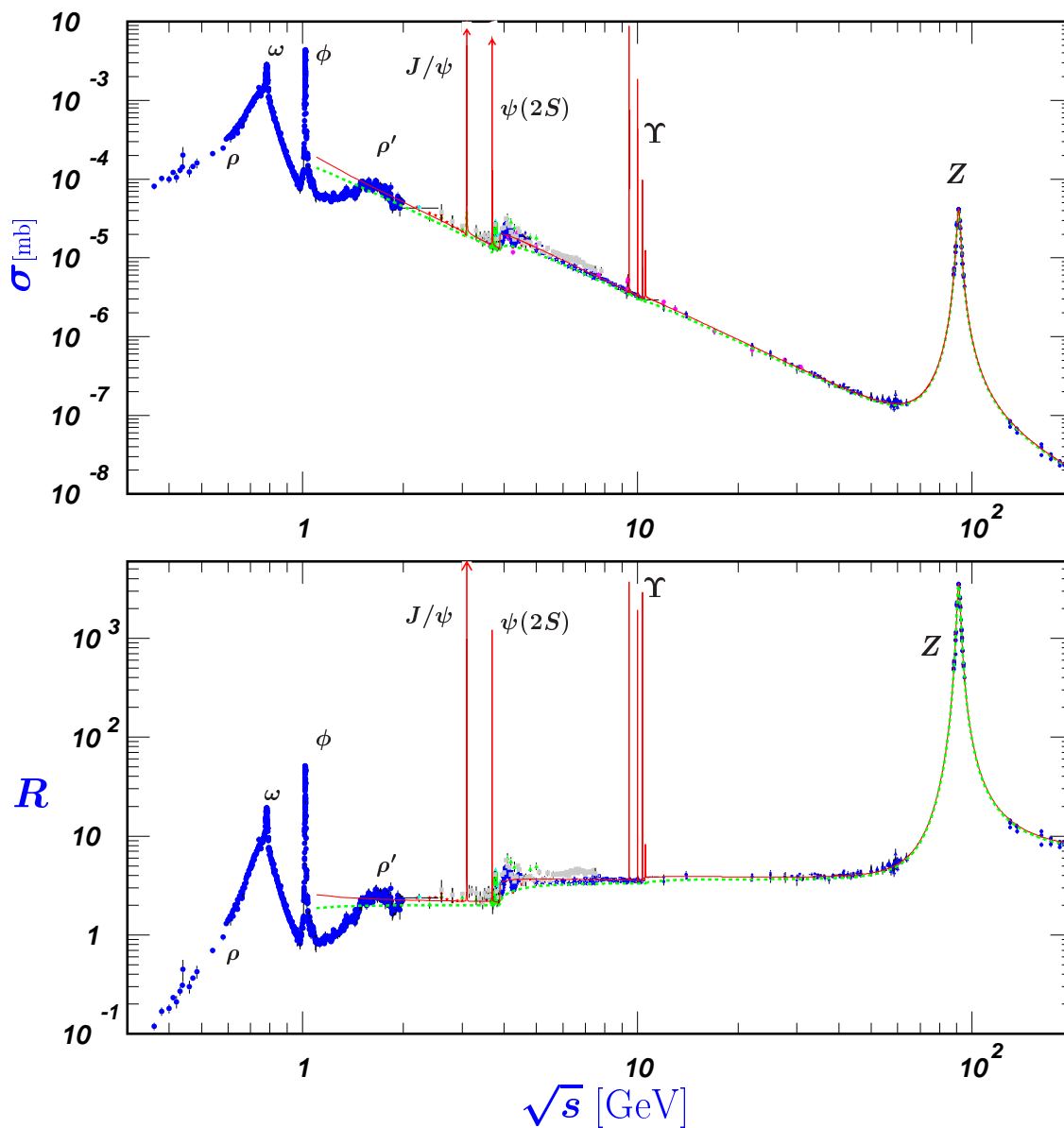


Abbildung 5.16: Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen (oben) und das Verhältnis  $R$  der Wirkungsquerschnitte für  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen und  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  (unten). Man sieht die Überhöhung bei den Massen der Vektormesonen und die Stufen, wenn die Schwelle für die Produktion einer neuen Quark-Sorte überschritten wird.

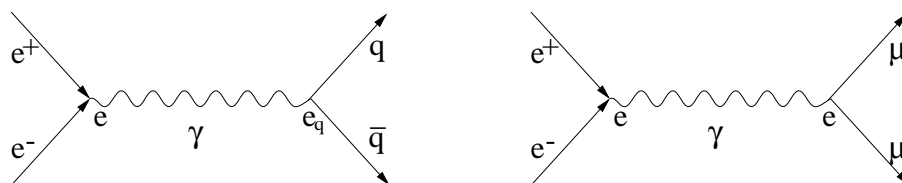


Abbildung 5.17: Diagramme der  $e^+e^-$ -Annihilation in Quark- und Myon-Paare.



Anteil  $Q_q^2$  zu  $R$  bei. Da über alle Quarksorten mit unterschiedlichem Flavour und Colour summiert werden muß, ergibt sich:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_{\text{colours}} \sum_{\text{flavours}} Q_q^2 = 3 \sum_{\text{flavours}} Q_q^2 \quad (5.34)$$

Für die ersten 3 Quark-Flavours  $u, d, s$  ist  $R = 3 \cdot (4/9 + 1/9 + 1/9) = 2$ . Jede neue Quark-Flavour mit Ladung  $2/3$  bzw.  $1/3$  führt zu einem Sprung  $R$  um  $4/3$  bzw.  $1/3$ , wobei jedesmal vor dem Sprung die entsprechenden gebundenen  $q\bar{q}$ -Zustände als Vektormesonen zu sehen sind.

### 5.5.3 Baryonen-Multipletts

Die Baryonen sind  $qqq$ -Zustände, die Antibaryonen  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ -Zustände. Die Nukleonen treten in einem Oktett mit  $J^P = \frac{1}{2}^+$  auf (Abb. 5.18a). Die uns bereits bekann-

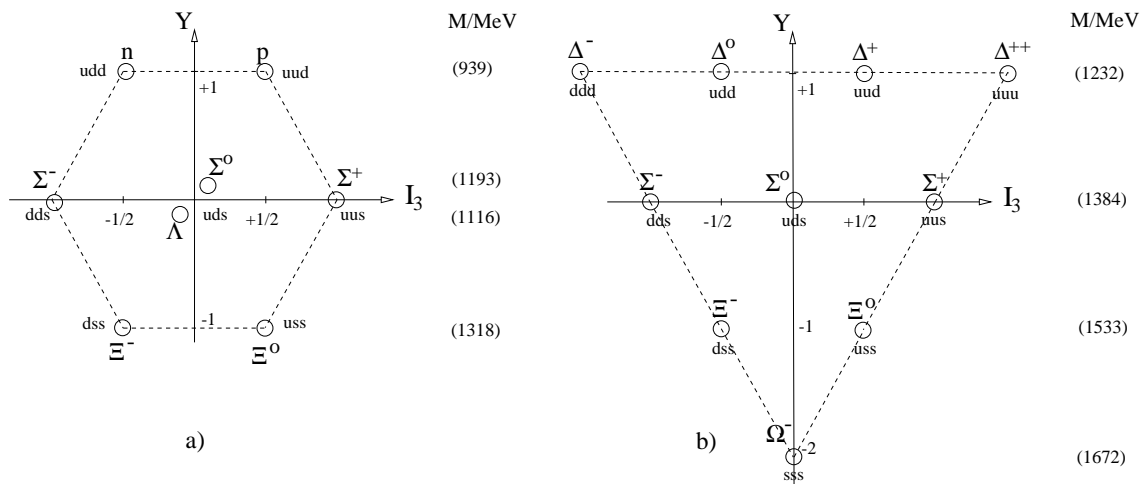


Abbildung 5.18: Baryonenoktett (a) und -dekuplett (b)

ten  $\Delta$ -Resonanzen treten in einem Dekuplett mit  $J^P = \frac{3}{2}^+$  auf (Abb. 5.18b). In jeder horizontalen Reihe liegt ein Isospin-Multiplett, wobei von oben nach unten die Strangeness-Quantenzahl zunimmt. Die Massendifferenzen von Zeile zu Zeile sind etwa 150 MeV, was also etwa der (effektiven) Masse des  $s$ -Quarks entspricht.

Der erste große Erfolg des Quarkmodells war die Vorhersage und anschließende experimentelle Bestätigung des  $\Omega^-$ , eines Baryons mit 3  $s$ -Quarks. Die Entdeckung des  $\Omega^-$  folgte unmittelbar der Veröffentlichung des Quarkmodells im Jahr 1964 durch Gell-Mann und Zweig<sup>1</sup>. Das  $\Omega^-$  zerfällt schwach in einer Kaskade in Teilchen mit jeweils einem  $s$ -Quark weniger (Abb. 5.19).

<sup>1</sup>Barnes et al., 'Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three', Phys. Rev. Lett. 8 (1964)204

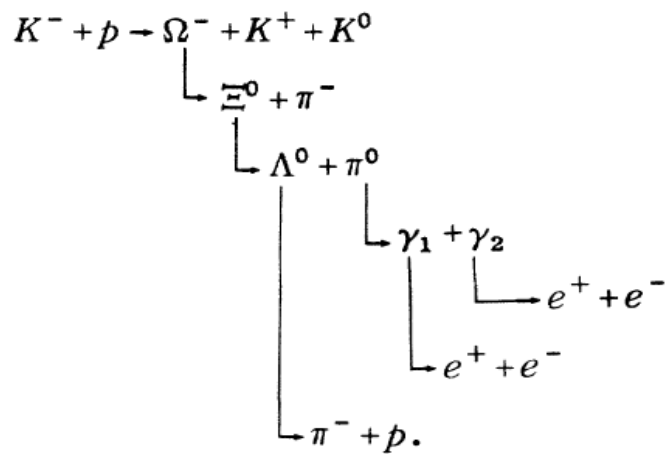
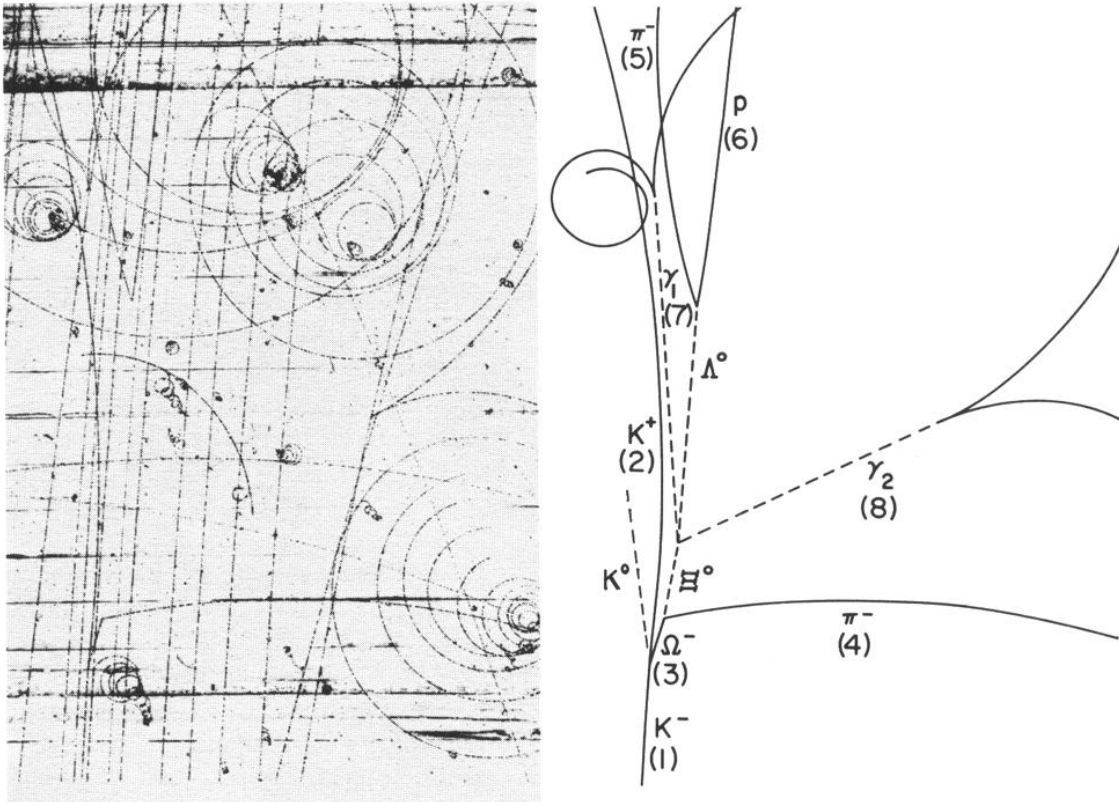


Abbildung 5.19: Zerfall eines  $\Omega^- (S = -3)$  über eine Kaskade, bei der in jedem Schritt ein Baryon mit um eine Einheit verminderter Strangeness auftritt:

$$\Omega^- (S = -3) \rightarrow \Xi^0 (S = -2) \rightarrow \Lambda (S = -1) \rightarrow p (S = 0).$$