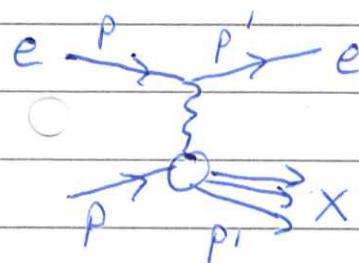


6.2 Faelastische Streuung

- Nukleon hat angenehme Rastoraude, da im Vergleich zu Elektron ausgedehntes Objekt, insbesondere Spin $3/2$ möglich
- und Frage: können wir Bestandteile des Nukleons schen? \rightarrow inelastische ep-Streuung d.h. im cm-System wird nicht nur Impuls sondern auch Energie übertragen



$$\text{Elektron } p = (E, \vec{p}_e) \quad p' = (E', \vec{p}'_e)$$

$$\text{Proton } P = (\Omega, 0) \quad P' = (E'_h, \vec{P}'_h)$$

$$\hookrightarrow W + T$$

Proton kann in mehrere Hadronen aufbrechen. Hadronischer Endzustand hat inv. Flasche W und kinetische Energie T

Elektron-Seite: $q^2 = -4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ relativistisch immer negativ, Intervall rauw abhängig

Proton-Seite: $q^2 = W^2 - \Omega^2 - 2\Omega v$ mit $q = (v, \vec{q}_h)$

Kollision komplett bestimmt durch 2 unabhängige Variable q^2 und $v = E - E' = E'_h - M$ von oben; $v = \frac{-q^2 + W^2 - \Omega^2}{2M}$

wenn Streuung elastisch, ist $W^2 = \Omega^2$ und $q^2 = -2\Omega v$ oder $v = -\frac{q^2}{2\Omega}$; d.h. Grad der Faelastizität kann gemessen werden durch Abweichung v von $-q^2/2\Omega$

bilde Quotient $x = -\frac{q^2}{2\Omega v} \quad 0 \leq x \leq 1$

beschreibt Faelastizität der Streuung $x=1$ ist elastische Streuung

Wirkungsquerschnitt wird damit doppelt differenziell; wieder bestimmt durch 2 Formfaktoren, die jetzt von q^2 und v abhängen und "Strukturfunktionen" heißen.

$$\text{im Labor: } \frac{d^2\sigma}{dq^2 dv} = \frac{4\pi \alpha^2 \hbar^2}{q^4} \frac{\epsilon'}{\epsilon m} [W_2(q^2, v) \cos^2(\frac{\theta}{2}) + 2W_1(q^2, v) \sin^2(\frac{\theta}{2})]$$

vgl. mit elastischer Streuung

$$W_2 \leftrightarrow \frac{G_E^2 + b G_M^2}{1+b} \quad W_1 \leftrightarrow b G_M^2 \quad \text{mit } b = \frac{-q^2}{4M^2}$$

Beispiel Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Energiedurchgang v oder von ϵ'

4.879 GeV e+ p bei $\vartheta = 10^\circ$

Fig 6-8

starker elastischer Peak $\epsilon' = 4.522$ GeV bzw

$$\epsilon - \epsilon' = 0.357 \text{ GeV} = -\frac{q^2}{2M_p}$$

folgt von inelasticen Peaks, die denjenigen Partikulären des Nukleons entsprechen bei

$$W(\text{ReV}) \text{ bzw } x = -q^2/2Mv$$

1232 Δ 0.47

1430 N^* :

1520 N^* :

:

Breite dominiert durch "natürliche Breite"

$\Gamma = \hbar c / \omega c$ für $\Delta(1232)$ ist $\Gamma = 120$ MeV typisch
für Zerfall durch starke WW $\chi \approx 1.6 \frac{fm}{c} = 5.5 \cdot 10^{-24} s$

$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ sowie viele übereinanderlappende Zustände
 $n + \pi^+$

Was passiert bei immer höherer Shalenevorgil?

- mit wachsendem E und q^2 bewegen sich die zu einem best. W gehörenden Peaks immer mehr gegen $x=1$ und sind zunehmend durch Formfaktoren unterdrückt.

Alle ausgedehnten Objekte "verschwinden" wenn q^2 sehr groß gew. ist.

Überraschung: ein großer Kontinuumspeak erscheint, der nicht unterdrückt ist \rightarrow Fig 6-9

\rightarrow das ist Struktur des Elektrons der viel kleineren Konstituenten des Nukleons, den Quarks nennt man "tief-elastische Struktur"

6.2.1 Partonen

Tief-elastische lepton-Nukleon Struktur beschreibt durch elastische Struktur an punktförmigen Konstituenten des Nukleons, genannt "Partonen"

die Strukturfunktionen $W_{1,2}$ gewinnen in diesem Regime eine neue physikalische Bedeutung und bekommen daher neue Namen

$$F_1(q^2, v) = W_1(q^2, v) \quad F_2(q^2, v) = \frac{v W_2(q^2, v)}{M}$$

$$\frac{d\sigma}{dq^2 dv} = \frac{4\pi \alpha^2 \hbar^2}{q^4} \frac{E'}{Ev} \left(F_2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{2v}{M} F_1 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)$$

Wenn Struktur punktförmig, dann dürfen die $F_{1,2}$ nicht von q^2 abhängen (Formfaktor konst. für Punktverteilung), sondern sind von Funktionen von x

das nennt man "Bjorken scaling" nach Vorsitz
von J.D. Bjorken 1967
mit $-q^2 \rightarrow \infty$ und $r \rightarrow \infty$ bleibt F endlich
und hängt nur von Verhältnis $x = -q^2/2\sigma r^2$ ab;
da x dimensionslos, gibt es in trifinieelchen
Skalierung keine Flächen- oder Längenskala
 \leftrightarrow "Skaleneinvarianz" der trifinieel Skalierung
nur $x \equiv$ "Bjorken Skaleneinvarianz"

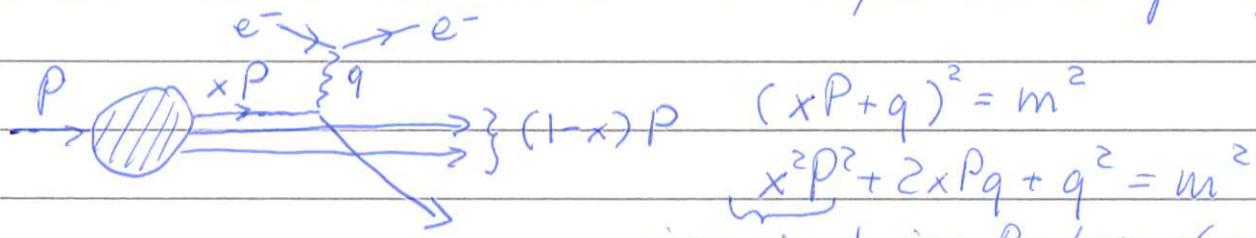
Experimente: Friedman, Kendall, Taylor 1969 Stanford
(Nobelpreis 1990) bestätigen Bjorken-Hypothese
SLAC, $E \approx 4-18 \text{ GeV}$ $\vartheta = 6^\circ - 26^\circ$ $-q^2 = 1-8 \text{ GeV}^2$
so gewählt, daß jeweils $x = 0,25$  [Fig 6-10]

NB: auch für andere x ist q^2 -Abhängigkeit schwach
aber verstaubend, sog. "scaling violations" durch
Präsenz von Gluonen (über die man 1967 nicht wusste)

Interpretation der Daten im sogenannten Partonmodell (R. Feynman, 1969):
beschreibt Targetproton im Ruhesystem des Elektrons,
in dem Proton sehr hohen Impuls hat 'infinite Momentum Transfer frame'. Kaum Proton in diesem System als
Strom paralleler Partonen beobachten

'Partonen' haben je 4er Impuls $x_i P$, wenn Proton
4er Impuls $P = (E \approx \vec{P}_L, \vec{P}_L, 0, 0)$ hat mit
 $0 < x_i < 1$ und $\sum_{i=1}^3 x_i = 1$

Ein Parton der Flasche m wird elastisch an Elektron gestreut und absorbiert 4er Impuls über q



invariant, im Ruhesystem des Partons ist $x^2 P^2 = m^2$

$$\approx x = \frac{q^2}{2Pq} = \frac{-q^2}{2mv} \leftarrow \text{Impulsbruchteil Parton im infiniten Momentum frage}$$

(evaluiere Pq im Laborsystem $P=(M, 0)$ $q=(0, \vec{q})$
 $Pq = Mv$)

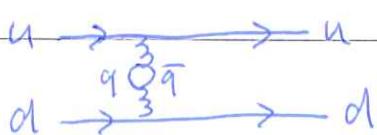
das sieht so aus wie elastische Streuung eines stationären Partons im Laborsystem mit $-q^2 = 2mv$, so daß $x = \frac{-q^2}{2mv} = \frac{2mv}{2mv} = \frac{m}{M} \rightarrow$ damit wäre x der

Bruchteil der Flasche des Nukleons, dem Parton tritt.

Physikalische Bedeutung der $F_{1,2}(x, q^2) \approx F_{1,2}(x)$: Maß für die Impulsbruchteil-Verteilung der Partonen im Proton (Nukleon)

$q_f(x)$ sei Wahrscheinlichkeit, Quark mit Flavour mit Impuls xP in Proton mit Impuls P zu finden; elektrische Ladung $z_f e$, Wirkungsquerschnitt $\propto z_f^2 e^2$

$q_f(x)$ hat Beiträge von "Valenzquarks" und "Seegestris", d.h. Quark-Antiquarkpaaren, die von Gluonen im Feld der starken WW erzeugt werden



... analog zu $e\bar{e}$ -Paaren im Coulombfeld

Antiquarks haben Impulsbruchteil $\bar{q}_f(x)$

F_2 ist die Summe der mit x und z_f^2 gewichteten Impulsbruchteil-Verteilungen der Quarks und Antiquarks

$$F_2(x) = x \sum_f z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x))$$

Durch Struktur verschiedener Leptonen (e, μ, ν) an p und n (Deuterium) kann man Beitrag von Valenz- und Seequarks (und Gluonen) unterscheiden

Ergebnis: Beitrag der Valenzquarks gespeakeed bei
 $x = 0.15 - 0.2$

See-Quarks und Gluonen tragen sehr kleine Impulsbruchteile, sind aber sehr zahlreich

- Integral von F_2 über x gibt den  F_2 , Fig. 6-11 Impulsbruchteil des Nukleons, der von allen Quarks und Antiquarks im Nukleon geborgen wird. Man findet etwa 50%.
 → die andere Hälfte wird von Gluonen geborgen.

7. Starke Wechselwirkung und Quarkstruktur von Hadronen

Die 6 Quarks und 6 Antiquarks kommen in der Natur in gebundenen Zuständen von den Hadronen - 2 Typen: Baryonen haben 3 Valenzquarks, sind Fermionen

Resonen sind Valenzquark-Antiquark-

gebundene Zustände, Bosonen

- außer der elektrischen Ladung, an die die Photonen in der em. WW koppeln haben Quarks eine von 3 möglichen Farben oder Farbladungen. Die Gluonen koppeln an die Farbe und vermitteln die starke WW. Hadronen sind farbneutral oder farblos.

Baryonen: jedes der 3 Valenzquarks hat eine unterschiedliche Farbe, r, g, b.

Resonen: Valenzquark und Antiquark haben je eine Farbe und die entsprechende Antifarbe, also $r\bar{r}$ oder $g\bar{g}$ oder $b\bar{b}$

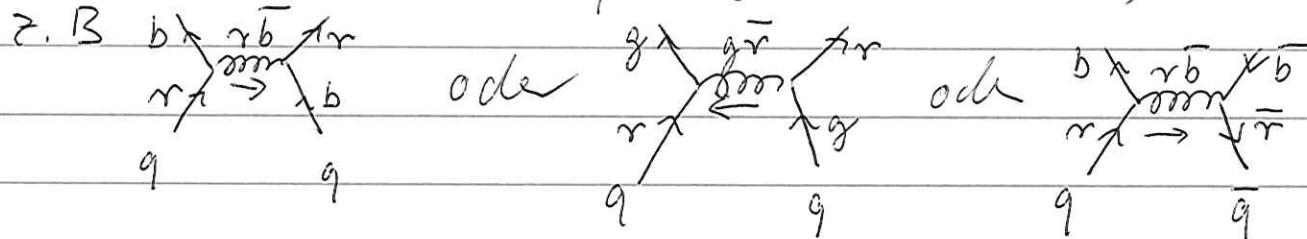
Zu Gegensatz zum elektrisch neutralem Photon tragen Gluonen Farbladung und Projektive eine Farbe und eine Antifarbe. Die 9 möglichen Kombinationen zerfallen nach群群theoretischen Überlegungen in ein Farbochett mit den Zuständen: (SU(3)-Algebra)

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

und ein ein farbneutrales Singulett $\frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$

(invariant gegenüber Rotationen im Farbraum, wird nicht zwischen Farbladungen ausgetauscht)

farbige Quarks wechselwirken mit einander durch Hartausch färbiger Ononen, eins der 8.



- Vorschlag, daß Hadronen aus (3) verschiedene Quarks zusammengesetzte Teilchen sind: 1964 R. Gell-Mann und Zweig (unabhängig), SU(3) Algebra "the eightfold way"; werden die Teilchenmultiplets, die so möglich sind, besprechen.
- 1975 wurde von Wilczek, Politzer und Gross eine Feldtheorie für die starken WW vorgeschlagen, (nachdem D. Greenberg, M.Y. Han und Y. Hama in 1965 bereits die Farbfluktuation erachtet hatten.) die Quantenchromodynamik QCD (Nobelpreis für R. Gell-Mann 1969 "classification of elementary particles and their interaction ..." und 2004 für Gross, Politzer, Wilczek QCD)

bei kleinen Abständen ist das WW Coulombartig, $1/r$ Potential, bei großen Abständen wird es proportional zu schweren Quarks oder Quark-Antiquark auseinanderziehen bzw. zu treiben = "confinement" $V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s'}{r} + kr$

essentieller Beitrag Gross, Politzer, Wilczek: bei sehr kleinen Abständen oder sehr großer Energie/Partikelüberschreiter said die Quarks asymptotisch frei für $r \rightarrow 0$ oder $q^2 \rightarrow \infty$; $\alpha_s \rightarrow 0$ "asymptotic freedom" für r groß und $q^2 \rightarrow 0$: $\alpha_s \neq 0$

heute kennen wir 6 Quarks, bis jetzt sind einige Handt Hadronen bekannt mit Massen zwischen 135 MeV und ca 11 GeV (siehe Zusammensetzung der Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>, die ständig aktualisiert wird). Wegen Massenhierarchie der Quarks und deren Quantenzahlen ist eine Ordnung in Multiplets sinnvoll.

7.1 Resonanzen

Die leichtesten Resonanzen haben Spin $S=0$ und totalem Drehimpuls $J=0$. Aus u,d,s-Quarks kann man 9 Zustände konstruieren, die als gruppentheoretische Überlegungen in ein Octett und ein Singulett unterteilt sind. \Rightarrow [Fig. 7-1]

Die beiden Quantenzahlen I_3 und S spannen eine Ebene auf, in der diese Resonanzen 9 Punkte bilden. Bezeichnung:

	I_3	S	und Antiquarks
u	1/2	0	entgegengesetzt
d	-1/2	0	
s	0	-1	

$SU(3)_f$ Gruppenstruktur im Flavour f , bei exakter Symmetrie sollten die 8 Teilchen im Octett alle dieselbe Masse haben. Wird durch unzureichende Quarkmassen gebrochen
 $m_u \approx 2 \text{ GeV}$ $m_d \approx 5 \text{ GeV}$ $m_s \approx 95 \text{ GeV}$

die 9 energetisch günstigsten Zustände nennt man "pseudoskalare Resonanzen", da $J=0$ und Parität,

(die Symmetrie der Wellenfunktion unter räumlicher Inversion $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) negativ ist.

Hinweis: $\gamma^{\mu} = 0^-$

Erinnerung: benötigt Spur haben die Wellenfunktion nur antisym. Singulett sein. Ortswellent wegen $L=0$ symmetrisch

Für eine gegebene Strangeness S gruppieren sich die Teilchen in Multipletts benötigt des 2so-Spins

Pion: $\pi^+ = u\bar{d}$ $m_{\pi^+} = 139 \text{ MeV}/c^2$ $I_3 = 1$ $S = 0$
 $\pi^- = \bar{u}d$ $m_{\pi^-} = "$ $I_3 = -1$ "

Antiteilchen zu π^+

$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$ $I_3 = 0$ "

die Pionen bilden ein Triplet $I=1$, $I_3 = 1, 0, -1$

Kaon: $K^+ = u\bar{s}$ $m_{K^+} = 494 \text{ MeV}/c^2$ $I_3 = 1/2$ $S = 1$
 $K^- = \bar{u}s$ $m_{K^-} = "$ $I_3 = -1/2$ $S = -1$

Antiteilchen zu K^+

K^+ und K^- je Teil eines Doublets mit $I=1/2$ $I_3 = \pm 1/2$

und $S=1$ bzw $S=-1$. Die beiden Partner sind

$K^0 = d\bar{s}$ $m_{K^0} = 498 \text{ MeV}/c^2$ $I_3 = -1/2$ $S = 1$
 und $\bar{K}^0 = \bar{d}s$ $m_{\bar{K}^0} = "$ $I_3 = 1/2$ $S = -1$

Antiteilchen zu K^0

2 Teilchen fehlen wohl, eins ist Oktett und das

Singulett: $\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$ und $\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$

Eta: η $m_\eta = 548 \text{ MeV}/c^2$ $I_3 = 0$ $S = 0$

η' $m_{\eta'} = 958 \text{ MeV}/c^2$ $I_3 = 0$ $S = 0$

entsprechen (in etwa) diesen beiden Partnern

da die Quantenzahlen I_3 und S beide Null sind, können die Zustände wechseln und η und η' sind keine reinen \bar{F} -Flavorohne und \bar{F} -Flavor singulett Zustände.

Bei paralleler Kopplung der Quark- und Antiquark-Spins $\uparrow\uparrow S=1$ wieder 9 Zustände mit $L=0$ und $J=1$, die Vektormesonen $J^P=1^-$ \rightarrow Fig. 7-3 durch die parallelen Spins höher in der Energie (Masse)

Rho π^+, π^0, π^- $m_\pi = 775 \text{ MeV}$ Analog des Pions, ebenfalls ein Isospintriplett

$$\underline{K^*} \text{ zu Doublets } K^{*+}, K^{*0} \text{ m. } S=1 \quad I=\frac{1}{2} \quad \left. \begin{array}{l} m_{K^{*\pm}} = 892 \text{ GeV/c}^2 \\ m_{K^{*0}} = 896 \text{ GeV/c}^2 \end{array} \right\}$$

die beiden restlichen Teilchen ω und ϕ ; hier sind Okett und Singulett Zustände so gewählt,

$$\text{d.h. } \omega \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \quad m_\omega = 783 \text{ MeV/c}^2$$

$$\text{und } \phi \approx s\bar{s} \quad m_\phi = 1019 \text{ MeV/c}^2$$

erklärt Massen ($m_\phi \approx m_\omega$) und ($m_\phi > m_\omega$)

(Gell-Mann Okubo Formel siehe z.B. Perkins 4.7)

Summenregel für Massen in einem Multiplett

$$M = a_0 + a_1 S + a_2 (I(I+1) - \frac{1}{4} S^2)$$

und Zerfälle $\omega \rightarrow 3\pi$ und $\phi \rightarrow K\bar{K}$

Alle Vektormesonen zerfallen stark

$$\pi \rightarrow 2\pi \quad \Gamma = 149 \text{ MeV} \quad K^* \rightarrow K\pi \quad \Gamma = 47 \text{ MeV}$$

7.2 Baryonen

3 Valenzquarks, Spin $S = 1/2$ oder $3/2$
 mögliche elektrische Ladung $++, +, 0, -$
 Baryonzahl $A = 1$
 und entsprechende Antibaryonen

totale Wellenfunktion auf bezüglich Vertauschung
 von 2 Quarks definierte Symmetrie haben und
 zwar antisymmetrisch sein, da Baryonen
 Fermionen sind.

Betrachte zunächst

$$\Psi(1,2,3) = \psi_r(1,2,3) \cdot \chi_s(1,2,3) \cdot \varphi_f(1,2,3)$$

räumlich Spin Flavour

das reicht nicht aus.

Es existiert ein Baryon (uuu) mit Spin $S = 3/2$
 und $L = 0$. Es ist ein Ladungszustand des
 1. angeregten Zustands des Nukleons, des Δ ,
 das $\Delta^{++}(1232)$

$L=0 \rightarrow$ s-Welle $\rightarrow \psi_r$ ist symmetrisch

$$S = 3/2 \quad \uparrow\uparrow\uparrow$$

$$\chi_s \quad "$$

$$u u u$$

$$\varphi_f \quad "$$

Es ist also eine zusätzlichen antisymmetrischen Teil
 der Wellenfunktion geben \leftarrow Evidenz für Farbe

3 Quarks, jedes mit einer Ladung von 3 Farben
 Konstruktion einer antisymmetrischen Farbwellenfunktion

$$\varphi_c = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} u_i u_j u_k$$

$$= \frac{1}{\sqrt{6}} (u_1 u_2 u_3 - u_1 u_3 u_2 - u_2 u_3 u_1 + u_2 u_3 u_1 - u_2 u_1 u_3 + u_3 u_1 u_2)$$

Produkt $\psi_r \chi_s \varphi_f$ immer sym. für Baryonen