

Zur Beschreibung der Elementar-
k o r p u s k e l n (ausgewählte Ergebnisse).
=====

B... H E I M

A) Die Invarianten möglicher Grundmuster (Multipletts).

Symbole:

k: Konfigurationszahl, $k=0$ keine ponderable Partikel
(keine Ruhemasse). Für ponderable Korpuskeln nur $k=1$ und
 $k=2$ möglich, nicht $k > 2$. k ist eine metrische Kennziffer

ϵ : Sogn. 'Zeithelizität'. Bezogen auf den R_4 entscheidet
 $\epsilon=+1$ oder $\epsilon=-1$ ob es sich um eine R_4 -Struktur oder um
die spiegelsymmetrische Antistruktur ($\epsilon=-1$) handelt.

G: Die Anzahl quasikorpuskulärer interner Subkonstituenten
struktureller Art.

b_i : Symbol für diese $1 \leq i \leq G$ internen Subkonstituenten einer
Elementarkorpuskel.

B: Baryonenziffer.

P: doppelter Isospin $P=2s$.

$P_{1,2}$: Stellen im P- Intervall, an denen Multipletts verviel-
facht auftreten (verdoppelt).

I: Zahl der Komponenten x eines Isospinmultipletts, also
 $1 \leq x \leq I$.

Q: doppelter Raumspin $Q=2J$.

$\underline{Q}$: Wert Q bei $P_{1,2}$.

$\mathcal{R}(\lambda)$: Sogn. 'Doublettziffer', die mehrere Doubletts durch
 $\mathcal{R}(1)=0$ oder $\mathcal{R}(\lambda > 1)=1$ unterscheidet.

Λ : Obere Schranke des $\mathcal{R}$ -Intervalls $1 \leq \lambda \leq \Lambda$.

C: Strukturdistributor, identisch mit der Seltsamkeitsquanten-
zahl.

q_x : elektrische Ladungsquantenzahl mit Ladungsvorzeichen der
Komponente x des Isospinmultipletts.

q: Betrag der Ladungszahl $q=|q_x|$.

Einheitliche Beschreibung der Quantenzahlen durch k und ϵ

$$G=k+1, B=k-1, 0 \leq P \leq G, P_1=2-k, P_2=2k-1, I=P+1, \\ Q(P)=k-1, Q(\underline{P})=2k-1, \mathcal{R}(\lambda)=(1-\delta_{1\lambda})\delta_{1P}, 1 \leq \lambda \leq \Lambda=4-k,$$

$$Ck(1+\mathcal{R})=2(P\epsilon_P+Q\epsilon_Q)(k-1+\mathcal{R}), \epsilon_{P,Q}=\epsilon \cos \alpha_{P,Q},$$

$$\alpha_P=\pi Q(\mathcal{R}+(\frac{P}{2})), \alpha_Q=\pi Q(Q(k-1)+(\frac{P}{2})),$$

$$2q_x=(P-2x)(1-\mathcal{R}Q(2-k))+\epsilon(k-1-(1+\mathcal{R})Q(2-k))+C, 0 \leq x \leq P, q=|q_x|$$

Mögliche Konfigurationen $k=1, k=2$ mit $\epsilon=\pm 1$.

$$q=|q_x|$$

PROG
1a
1b
2

Die möglichen Multipletts der Grundzustände.

Multiplett x_γ der laufenden Ziffer γ für $\epsilon=+1$ und Antimultiplett $\bar{x}_\gamma$ mit $\epsilon=-1$. Allgemeine Darstellung:
 $x_\gamma (\epsilon B, \epsilon P, \epsilon Q, \epsilon \mathcal{L})_\epsilon C(q_0, \dots, q_p)$

Mesonen: $k=1$, $G=2(\text{Quark}^{\frac{1}{2}})$, $B=0$, $0 \leq P \leq 2$, also vom Singulett $I=1$ bis Triplett $I=3$. $\underline{P}_1 = \underline{P}_2 = 1$, $Q=0$, $\underline{Q}=1$,
 $\Lambda(k=1)=3$, $\mathcal{L}(1)=0$, $\mathcal{L}(2)=\mathcal{L}(3)=1$.

Baryonen: $k=2$, $G=3(\text{Quark}^{\frac{1}{2}})$, $B=1$, $0 \leq P \leq 3$ vom Singulett $I=1$ bis Quartett $I=4$, $\underline{P}_1=0$, $\underline{P}_2=3$, $Q=1$,
 $\underline{Q}=3$, $\Lambda(k=2)=2$, $\mathcal{L}(1)=0$, $\mathcal{L}(2)=1$.

Mögliche Multipletts für $\epsilon=+1$:

- $k=1$: $x_1(0000)0(0) \equiv (n)$, $x_2(0110)0(0, -1) \equiv (e_0, e^-)$ (ist die Existenz e_0 möglich?),
 $x_3(0111)0(-1, -1) \equiv x_3(0111)0(-1) \equiv (\mu^-)$ Pseudosingulett.
 $x_4(0101)+1(+1, 0) \equiv (K^+, K^0)$,
 $x_5(0200)0(+1, 0, -1) \equiv x_5(0200)0(\pm 1, 0) \equiv (\pi^\pm, \pi^0)$ zu sich selbst Antitrip.
 $k=2$: $x_6(1010)-1(0) \equiv (\Lambda)$, $x_7(1030)-3(-1) \equiv (\Sigma^-)$,
 $x_8(1110)0(+1, 0) \equiv (p, n)$, $x_9(1111)-2(0, -1) \equiv (\Xi^0, \Xi^-)$,
 $x_{10}(1210)-1(+1, 0, -1) \equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$,
 $x_{11}(1310)-2(+1, 0, -1, -2) \equiv (o^+, o^0, o^-, o^{--})$ (Existenz möglich?).
 $x_{12}(1330)0(+2, +1, 0, -1) \equiv (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$ (als Grundzustand denkbar)

Kürzungen: $\eta^4(4+\pi^4) = \pi^4$, $\mathcal{L} = 5\eta + 2 \cdot \sqrt{\eta} + 1$,

$\eta_{\text{ck}}^4(q^4(4+k)+\pi^4) = \pi^4$, $\eta_{1k}^{-\frac{1}{2}}(1+\sqrt{\eta_{1k}})A_k = 1 - \sqrt{\eta_{1k}}$

$2\pi\hbar = h$ Wirkungsquant, $c\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 1$, $c\mu_0 = R_-$ Wellenwiderstand des leeren R_3 (elektr. magn.), c Lichtgeschwindigkeit ϵ_0 und μ_0 Konstanten der Influenz und Induktion.

Elektrische Elementarladung: $e_\pm = 3C_\pm$ mit $4\pi^2 C_\pm = \pm \sqrt{2 \cdot \mathcal{L} \cdot \hbar / R_-}$ (evtl. elektr. Quarkladung?).

Feinstrukturkonstante: $(2\pi)^5 \alpha \sqrt{1-\alpha^2} = 9 \mathcal{L} (1-A_1 A_2)$, $\alpha > 0$.

Lösung $\alpha_{(+)}$ (positiver Zweig) und $\alpha_{(-)}$ (negativer Zweig).

Numerisch $\alpha_{(+)} = 137,03596147$

$\alpha_{(-)}^{-1} = 1,00001363$

Was bedeutet diese starke Kopplung $\alpha_{(-)}$?

Kürzung: $\alpha_{(+)} = \alpha$, $\alpha_{(-)} = \beta \approx 137\alpha$.

(1982)

- 3 -

B) Massenspektrum der Grundmuster und ihrer Resonanzen.

Die verwendeten Naturkonstanten und reine Zahlen:

Wirkungsquant $2\pi \hbar = h$, Lichtgeschwindigkeit c , und Newtonsche Gravitationskonstante γ . Abgeleitete Naturkonstante (Massenelement) $\mu c s_0 = 4\sqrt{\pi} \cdot 3\sqrt{3\pi s_0 \gamma \hbar} \cdot \sqrt{c \hbar}$, $s_0 = 1[m]$ (Eichfaktor).

Basis natürlicher Logarithmen $\sqrt[3]{e}$, Zahl π und $\xi = 1,61803399$ als 1 in $a_n: a_{n-1} = \xi$ (bis zur 8. Dezimalstelle durch $2\xi = 1 + \sqrt{5}$ darstellbar), $\sqrt[3]{\pi^4(4+\pi^4)} = \pi^4$, Ziffern α_+ und α_- dargestellt durch $\eta^2(1+\alpha_+)^3\sqrt{\eta} = \eta(1+\alpha_-)^3\sqrt{\eta} = 1 - \frac{2}{3}\xi \cdot \eta^2(1-\sqrt{\eta})$.

Hilfsfunktionen:

Quantenzahlen nach (A). $\eta_{qk}^4(q^4(4+k)+\pi^4) = \pi^4$, $N_1 = \alpha_1$,
 $3N_2 = 2\alpha_2$, $N_3 = 2\alpha_3$, $2\alpha_1 = 1 + \sqrt{\eta_{qk}}$, $\alpha_2 \eta_{qk} = 1$, $k\alpha_3 = \frac{k \cdot N_3}{2}$
 $= e^{k-1} - k\alpha_3 \left[\frac{\xi}{\eta_{qk}^2} \right]^{2k+1} \eta_{qk}^2 + \frac{\eta_{qk}}{e \eta_{qk}} (2\xi \eta_{qk})^k \left[\frac{1-\sqrt{\eta_{qk}}}{1+\sqrt{\eta_{qk}}} \right]$.

Invariante metrische Gerüststruktur (Kürzung $s = k^2 + 1$): $Q_1 = 3 \cdot 2^{s-2}$,
 $Q_2 = 2^s - 1$, $Q_3 = 2^s + 2(-1)^k$, $Q_4 = 2^{s-1} - 1$. Vierfache R_3 -Konturierung
 $1 \leq j \leq 4$. $Q_j = \text{const}$ hinsichtlich Zeit t . Besetzungsparameter
 $n_j = n_j(t)$ bedingt radioaktiven Zerfall. Massenelemente der Be-
setzungen der Konfigurationszonen j sind $\mu \alpha_+$. Weitere Hilfs-
funktionen der Zonenbesetzung $K = n_1^2(1+n_1)^2 N_1 + n_2(2n_2^2 + 3n_2 + 1)N_2 +$

$+ n_3(1+n_3)N_3 + 4n_4$, $G = Q_1^2(1+Q_1)^2 N_1 + Q_2(2Q_2^2 + 3Q_2 + 1)N_2 + Q_3(1+Q_3)N_3 + 4Q_4$,

$H = 2n_1 Q_1(1+3(n_1+Q_1+n_1 Q_1)+2(n_1^2+Q_1^2))N_1 + 6n_2 Q_2(1+n_2+Q_2)N_2 + 2n_3 Q_3 N_3$,

$\phi = \frac{3P}{\pi \sqrt{\eta_{qk}}} \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) \cdot (P+Q) \cdot (-1)^{P+Q} \cdot \left(1 - \frac{\alpha_-}{3} + \frac{\pi}{2}(k-1) \cdot 3^{1-q/2}\right) \cdot [1 +$

$+ \frac{2k}{3\eta^2} \xi (1+\xi^2(P-Q)(\pi^2-q))](1+4 \frac{\xi}{k} \frac{P}{2}) \cdot (\frac{\xi}{6})^q - 1 \cdot (2\sqrt{\eta_{11}} \eta_{qk} +$
 $+ q\eta^2(k-1)) \left(1 + \frac{4\pi\alpha}{\eta\sqrt{\eta}}\right) \cdot (1+Q(1-Q)) \cdot (2-k) \cdot \frac{n_1}{Q_1} + 4 \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) \frac{\alpha}{\xi} \cdot (P+Q) + 4q \frac{\alpha_-}{\alpha_+}$.

Einheitliches Massenspektrum:

$M = \mu \alpha_+ (K + G + H + \phi)$.

Nicht jede Quadrupel n_j liefert eine reale Masse! Zur Auswahlregel: In der vierfachen R_3 -Konturierung $1 \leq j \leq 4$ Konfigurationszonen $n(j=1)$, $m(j=2)$, $p(j=3)$, $\sigma(j=4)$. Besetzungsanstieg mit metrischen Strukturelementen Zentralzone n kubisch, Internzone m quadratisch, Mesozone p linear (Anschluß an den leeren R_3) Externzone σ punktuell.

*Der Folge $a_n = a_{n-1} + a_{n-2}$.

Gbase
↓

Anstiegsprinzip der Konfigurationszonen:

$$n_4 + Q_4 \leq (n_3 + Q_3) \alpha_3 \leq (n_2 + Q_2)^2 \alpha_2 \leq (n_1 + Q_1)^3 \alpha_3 \quad (3) \quad 2_1$$

Auswahlregel der Konfigurationszonenbesetzungen

$$\left\{ (n_1 + Q_1)^3 \alpha_1 + (n_2 + Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3 + Q_3) \alpha_3 + \exp\left(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4 + Q_4)\right) + iF(\Gamma) = \right. \\ \left. = W_{yx} \left[1 + (1-Q(2-k)(1-\beta)) \left(a_{yx} \frac{1}{N+2} + b_{yx} \sqrt{N(N-2)} \right) \right] \right.$$

② $W_{yx} = g(kq) w_{yx}$ Basisanstieg $g(kq) = Q_1^3 \alpha_1 + Q_2^2 \alpha_2 + Q_3 \alpha_3 + \exp\left(\frac{1-2k}{3}\right)$

für $n_j = 0$. Strukturpotenz des diskutierten Zustandes $w_{yx}(kq) \in C(q_x)$ als Komponente x_j des Multiplikts y ist:

emp ③ $w_{yx} = \left[(1-Q)(A_{11} - P(A_{12} + \frac{q}{\eta_{qk}} A_{13})) - \left(\frac{P}{2}\right)(A_{14} - \frac{q}{\eta_{qk}} A_{15}) + 2Q\eta_{qk} A_{16} \right]^{2-k} +$

④ $+ \left[(q-1)A_{21} + (1-P)A_{22} + \left(\frac{P}{2}\right)(A_{23} - q_x \eta_{qk} (1+A_{24}(1+q_x))^{-1} A_{25}) + \right. \\ \left. + 2(A_{26} + q\eta_{qk}^2 A_{31}) + \left(\frac{Q}{3}\right)\eta_{qk} A_{32} + \left(\frac{P}{3}\right)\left(\frac{q}{5-q} A_{33} (q_x - (-1)^q) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{e(P-Q)\eta(q-1)q/4}{8-46q(q-1)} \left(1 - \frac{q}{\eta_{qk}} (2-q) A_{34}^{1-q} A_{35} \frac{\eta_{qk}}{n^2} - A_{36}\right) \right]^{k-1} \right.$

④a gilt als Resonanzbasis $ka_{yx} = A_{41}(1+a_n a_q)$ mit

⑤ $a_n = PA_{42} \left[1 - 2A_{43}(1+A_{44}(-\alpha)^{2-k} A_{45}^{k-1})(1-2QA_{46}(2-k)) - A_{51}(k-1)(1-\beta) \right]$

⑥ und $a_q = 1 - qA_{52}(1-2A_{53}^k)(1 + \frac{q}{6}(3-q_x)(k-1)(1-\beta))$. Resonanz-

⑦ raster ist $k^P(1+P+Q+\eta^{2-q})b_{yx} = A_{54}A_{55}^{k-1} [1 + PA_{56}(1-\beta)A_{61}A_{62}^{1-k}(1 + qA_{63}(1+A_{64}))] (1-k^{-1}(A_{65}(q+k-1))^{2-k} \left(\frac{P}{2}\right)(1-\left(\frac{P}{3}\right))$. Die Koeffizienten

A_{rs} können als Elemente der quadratischen Koeffizientenmatrix

$\hat{A} = (A_{rs})_6$ mit $A_{rs} \neq A_{sr}$ und $\text{Im} A_{rs} = 0$ aufgefaßt werden.

Vorschlag zur Bestimmung der Matrixelemente (Reduktion auf π, e und ξ):

$$2\eta^2 A_{11} = \xi^2 (\pi e \xi)^2 (1 - 4\pi \alpha^2), \quad 3A_{12} = 2\pi e \xi^2 \left(\frac{3}{8} - \pi \eta \frac{\alpha^2}{5} \right), \quad A_{13} = \\ = 3(4 + \eta \alpha) \left(1 - \frac{\eta^2}{5} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \right), \quad \alpha A_{14} = 1 + \frac{3\eta}{4\xi} \left(2\eta \alpha - e^2 \xi \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \right), \\ 3A_{15} = e^2 (1 - 2e \frac{\alpha^2}{\eta}), \quad A_{16} = (\pi e)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{5\eta} (1 + 6\frac{\alpha}{\pi}) \right), \quad A_{21} = 2 \left(\frac{e\alpha}{2\eta} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha}{2\xi} \right), \\ 12A_{22} = \xi \left(1 - \xi \left(\frac{\alpha}{\eta^2} \right)^2 \right), \quad eA_{23} = \eta^2 + 6\xi \alpha^2, \quad 3\eta A_{24} = 2\xi^2, \\ A_{25} = \xi (\pi e)^2 (1 - \beta^2), \quad e\xi^2 A_{26} = 2 \left(1 - \frac{\pi}{2} (e\xi \alpha)^2 \sqrt{\eta} \right),$$

* siehe Bemerkung

S. 4 a

420

base
temp 1
③
temp 2
④

Anmerkung zu Seite 4, Zeile 9 bis Zeile 12:

$$w(1) = (1-Q) \left[A_{11} - P \left(A_{12} + \frac{Q}{\eta_{qk}} A_{13} \right) - \binom{P}{2} \left(A_{14} - \frac{Q}{\eta_{qk}} A_{15} \right) \right] + Q \eta_{qk} A_{16}$$

$$\text{und } w(2) = (q-1)A_{21} + (1-P)A_{22} + \binom{P}{2} \left[A_{23} - q_x \eta_{qk} A_{25} (1 + A_{24} (1 + q_x))^{-1} \right] + Q (A_{26} + q \eta_{qk} A_{31}) + \binom{Q}{3} \eta_{qk} A_{32} + \binom{P}{3} \left\{ \frac{Q}{3-q} A_{33} (q_x - (-1)^q) + \frac{e(P-Q)\eta(q-1)q/4}{8-A_{66}q(q-1)} \left(1 - \frac{Q}{\eta_{qk}} (2-q) A_{34}^{1-q} A_{35} \right) \frac{\eta_{qk}}{\eta^2} - A_{36} \right\}$$

in $w_{yx} = [w(1)]^{2-k} + [w(2)]^{k-1}$ können für einzelne Quantenzahlensätze bei $k=1$ zu $w(2)=0$ oder bei $k=2$ zu $w(1)=0$ werden was zu uneigentlichen Termen 0^0 führt, die aber als Strukturpotenzanteile stets den Wert 1 haben müssen. Aus diesem Grunde ist es bei der Programmierung zu empfehlen, $w(1)$ und $w(2)$ durch die numerisch nicht relevanten Summanden $k-1$ und $2-k$ zu ergänzen. Da stets $w(1) \neq -1$ und $w(2) \neq -1$ bleiben, aber nur $k=1$ oder $k=2$ möglich ist, erscheinen in der Fassung

$$w_{yx}(k) = [k-1+w(1)]^{2-k} + [2-k+w(2)]^{k-1}$$

die uneigentlichen Terme nicht mehr. Für mesonische Strukturen wird $w_{yx}(k=1)=1+w(1)$ und für barionische Strukturen $w_{yx}(k=2)=1+w(2)$ nach dieser Korrektur sofort deutlich.

$$A_{31} = (\pi e \alpha)^2 (1 - (\pi e)^2 (1 - \beta^2)), \quad 6A_{32} = \xi^2 (1 + (2e \frac{\alpha}{\eta})^2),$$

$$A_{33} = (\pi e \xi \alpha)^2 (1 - 2\pi (e \xi)^2 (1 - \beta^2)), \quad A_{34} = \eta \sqrt{2\pi \eta}, \quad e \xi^2 A_{35} = 3\alpha,$$

$$A_{36} = (1 - \pi e (\xi e)^2 (1 - \beta^2))^{-1}, \quad A_{41} (2\beta - \alpha) = \xi (2 + (\xi \alpha)^2) - 2\beta,$$

$$2A_{42} = \pi \xi^2 \eta (\beta - 3\alpha), \quad 2A_{43} = \xi, \quad A_{44} = 2(\frac{\eta}{\xi})^2, \quad 6 \xi A_{45} = 3\beta - \alpha,$$

$$A_{46} = \frac{\pi e}{\xi \eta} - e \eta^2 \frac{\alpha}{2}, \quad A_{51} = (2\alpha + 1)^2, \quad \eta^2 A_{52} = 6\alpha, \quad A_{53} = (\frac{\xi}{\eta})^3,$$

$$A_{54} = \alpha (\beta - \alpha) \sqrt{3/2}, \quad A_{55} = \xi^3, \quad A_{56} = (\frac{\xi}{\eta})^4, \quad 12\beta A_{61} = \pi \xi (2\beta - \alpha),$$

$$12A_{62} = \pi^2 (\beta - 2\alpha), \quad 9A_{63} = \sqrt{\eta}, \quad 3\eta A_{64} = \pi, \quad 3 \xi A_{65} = \pi, \quad A_{66} = \xi \eta.$$

Gstruc
II
GPRÖG
①

②
temp 1

Die Resonanzordnung $N \geq 0$ (positiv ganzzahlig) wählt die zugelassenen Quadrupel n_j mit $1 \leq j \leq 4$. Mit der Kürzung $f(N) = (1 - Q(2-k)(1-Q)) (a_{yx} \frac{N}{N+2} + b_{yx} \sqrt{N(N-2)})$ folgt, daß die unbekannte Funktion $F(\Gamma) = 0$ für alle $N \neq 1$ bleibt (rechte Seite ist reell). Im Fall $N=0$ wird $f=0$, so daß $(n_1+Q_1)^2 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4+Q_4)) = W_{yx}$ die n_j des Zustandes x_{yx} und damit die Masse $M_0(x)$ der Komponente x des Multipletts x_y beschreibt. Die $N \geq 2$ ordnen x_{yx} ein Spektrum von Besetzungsparameterquadrupeln und damit nach der Massenformel Resonanzmassen $M_N(x)$ zu (für jede Komponente x_{yx} also ein Massenspektrum). Im Fall $N=1$ kein Spektralterm. Hier ist nicht $f(N) \geq 0$, es ist $f(1)$ komplex. Realteil: $(n_1+Q_1)^2 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4+Q_4)) = W_{yx} (1 + (1-Q(2-k)(1-Q)) a_{yx}/3)$. Imaginärteil $F(\Gamma) = W_{yx} (1-Q(2-k)(1-Q)) b_{yx}$. Die n_j und $F(\Gamma)$ stehen mit N in irgendeiner Beziehung zu den vollen Bandbreiten Γ . Auch muß es einen Zusammenhang $Q_N = Q(N)$ zwischen doppelter Spinquantenzahl Q und N geben. Wie könnten diese Zusammenhänge beschaffen sein??

Wird $N=1$ ausgeschlossen, dann $F=0$ und reelle Beziehung $(n_1+Q_1)^2 \alpha_1 + (n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4} (n_4+Q_4)) = W_{yx} (1+f)$ diskutieren. Im allgemeinen $f > 0$ für $N \geq 2$ und $f=0$ für $N=0$. Im Fall des Multipletts x_2 jedoch $f=0$ für alle $N \geq 0$, weil hier allein $Q(2-k)(1-Q)=1$ ist. Elektronen sind nach diesem Bild nicht anregbar! Bei numerischer Bestimmung von W_{yx}, a_{yx}, b_{yx} und ϕ_{yx} (Quantenzahlenfunktion im Massenspektrum M) nicht $Q_N = Q(N)$ sondern $Q=Q(0)$ des x_y verwenden. Zur Bestimmung der n_j wird das Anstiegsprinzip der Konfigurationszonenbesetzungen berücksichtigt. Zunächst für eine Resonanzordnung

- (2) $N=0$ oder $N \geq 2$ die rechte Seite $W_{2x}(1+f(N))=W_1$ numerisch bestimmen. Nach der Auswahlregel die maximale Kubikzahl K_1^3 feststellen, deren Produkt mit α_1 noch in W_1 enthalten ist.
- (3) Dann $W_1 - \alpha_1 K_1^3 = W_2 \geq 0$ einsetzen in $(n_2+Q_2)^2 \alpha_2 + (n_3+Q_3) \alpha_3 +$
- (4) $+ \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_2$. Jetzt maximale Quadratzahl K_2^2 derart, daß
- (5) $\alpha_2 K_2^2$ noch in W_2 enthalten ist, also $W_2 - \alpha_2 K_2^2 = W_3 \geq 0$. Ganz entsprechend in $(n_3+Q_3) \alpha_3 + \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(n_4+Q_4)) = W_3$ maximale Zahl K_3
- (6) im Sinne $W_3 - \alpha_3 K_3 = W_4 \geq 0$ bestimmen. Für W_4 drei Möglichkeiten:
- (7) (a) $W_4=0$, (b) $0 < W_4 \leq 1$, (c) $W_4 > 1$. Allgemeiner Fall (b): $\ln W_4 \leq 0$ und
- (8) $K_4(2K-1) = -3Q_4 \ln W_4$. Im Fall (c) ist $\ln W_4 > 0$ und $K_4 < 0$. Dies ist unmöglich weil stets $n_j+Q_j \geq 0$ bleiben muß. Wegen
- (9) $n_4+Q_4 \leq (n_3+Q_3) \alpha_3$ des Anstiegsprinzips wird dann K_3 um 1 vermindert und $\alpha_3 K_3$ zu $K_4 < 0$ addiert, so daß ein neuer Wert $K_4 \geq 0$ entsteht. Im Fall (a) hätte $W_4 \rightarrow 0$ die Divergenz $K_4 \rightarrow \infty$ zur Folge doch ist dies wegen $K_4 \leq \alpha_3 K_3$ unmöglich (zumal es divergierende Selbstenergiepotentiale nicht gibt). Aus diesem Grunde wird im Fall (a) der maximale Wert $K_4 = \alpha_3 K_3$ berechnet. Aus den ermittelten K_j folgt $n_j = K_j - Q_j$. Es ist zwar neben $n_j \geq 0$ auch $n_j < 0$ möglich, doch gilt stets $K_j \geq 0$, also $n_j \geq -Q_j$. Die so ermittelte Quadrupel n_j wird mit ϕ_{xx} in das Massenspektrum eingesetzt, was numerisch $M_N(x)$ als Spektralterm des Massenspektrums zu x_{xx} liefert.
- (10) Vermerk: Die K_j sind stets ganzzahlig. Im Fall der Bestimmung von K_4 treten jedoch regelmäßig Dezimalstellen auf. Im Fall der Dezimalstellen ,99...99 muss die Identität ,99...99 = 1 verwendet werden. Ist dagegen die Folge der Dezimalstellen von diesem Wert verschieden, dann darf nicht aufgerundet werden. Die Dezimalstellen sind abzuschneiden, weil die K_j die Anzahlen von Strukturentitäten sind.

* was $K_3 > 0$ voraussetzt; denn im Fall $K_3 = 0$ kann diese Dilation wegen des quadratischen Anstieges von $j=2$ nicht erfolgen, so daß diese Resonanzordnung N für x_{xx} nicht existiert (verbotener Term).

$$n_4 + Q_4 \leq (n_3 + Q_3) \alpha_3$$

$$K_2 \cdot \alpha_3$$

$$n_4 + Q_4 - \alpha_3 = (K_3 - 1) \alpha_3$$

Grenzen der Resonanzspektren:

Allgemeines Bauprinzip der Konfigurationszonen $n_4+Q_4 \leq (n_3+Q_3)\alpha_3$,
 $\alpha_3(n_3+Q_3)(1+n_3+Q_3) \leq 2\alpha_2(n_2+Q_2)^2$, $\alpha_2(n_2+Q_2)[2(n_2+Q_2)^2 +$
 $+3(n_2+Q_2)+1] \leq 6\alpha_1(n_1+Q_1)^3$. Wird durch den Anstieg N zwischen
zwei Zonen die Gleichheit erreicht, dann $n_j+Q_j \rightarrow 0$ in j ,
während $j-1$ um die Ziffer 1 auf $n_{j-1}+Q_{j-1}+1$ angehoben
wird. Anregung erfolgt also 'von Außen nach Innen'. Stets
 $n_j+Q_j \geq 0$ ganzzahlig, da Anzahl von Strukturentitäten. Leerraum-
bedingung $n_j = -\overset{\text{aber}}{Q_j}(n_j)_{\max} = L_j < \infty$ (keine divergierenden Selbst-
energiepotentiale). Intervalle $-Q_j \leq n_j \leq L_j < \infty$ bedingen
 $0 \leq N \leq L < \infty$ der Resonanzordnung. Mit $M_0(x) = M_0$ gilt
 $4\pi\alpha_1(L_1+Q_1)^3 = (2(P+1))^{2-k} M_0$ mit $G=k+1$ und daraus nach dem Bauprinzip
 $\alpha_2(L_2+Q_2)[2(L_2+Q_2)^2 + 3(L_2+Q_2)+1] = 6\alpha_1(L_1+Q_1)^3$, $\alpha_3(L_3+Q_3)(1+$
 $+L_3+Q_3) = 2\alpha_2(L_2+Q_2)^2$, $L_4+Q_4 = \alpha_3(L_3+Q_3)$. Implizit gilt für L
der Resonanzordnungen $\alpha_1(L_1+Q_1)^3 + \alpha_2(L_2+Q_2)^2 + \alpha_3(L_3+Q_3) +$
 $+ \exp(\frac{1-2k}{3Q_4}(L_4+Q_4)) = W_x(1+f(L))$. Auch bei der Bestimmung von L_j
und L nicht aufrunden, sondern Dezimalstellen abschneiden!
Die aus dem Bauprinzip gewonnenen L_j liefern die absoluten
Maximalmassen $M_{\max}$, aber die aus den L ermittelten Quadru-
peln die realen Grenzterme $M_L < M_{\max}$, die jedoch mit $(M_{\max} - M_L)^2$
sekundär anregbar sind und dann die $M_{\max}$ erreichen.

NORTHEIM den 25.2.1982
Schillerstraße 2

(Heim)

Verteilt an: Deutsches Elektronen-Synchrotron Hamburg
Eidgenössische technische Hochschule Zürich
Messerschmitt-Bölkow-Blohm GMBH München
Max-Planck-Institut für theoretische Phys. München
Dr. G. Emde, Dr. Kroy, Dipl.-Phys. I.v.Ludwiger
Staatsanwalt G. Sefkow und H. Trosiner.