Die erweiterte Massenformel nach Burkhard Heim (1989)

Nach einem Manuskript von Burkhard Heim
Forschungskreis Heimsche Theorie
IGW Innsbruck, 2002

Inhalt

Einleitung

Nachdem im Jahre 1982 die DESY-Physiker die im Buch *Elementarstrukturen der Materie* (Heim 1984) veröffentlichte Massenformel programmiert und gerechnet hatten, wurde die angegebene Formel von B. Heim erweitert und im Jahr 1989 ein 57 Seiten langer Bericht mit der neuen Formel und den Rechenergebnissen an die Firma MBB/ DASA geschickt. Leider kann das zugehörige Programm heute nicht mehr gefunden werden.

Teile dieser Formeln sind jetzt im Forschungskreis „Heimsche Theorie“ neu programmiert worden (Dr. A. Müller). Dabei stellte es sich heraus, dass im Manuskript in den sehr langen Gleichungen einige Klammern zu wenig niedergeschrieben worden sind, die nach besten Schätzungen korrigiert werden mußten. Unser Programm enthält deshalb z.Zt. nur die Grundzustände und Neutrinomassen, jedoch nicht die Lebensdauern.

Gegenüber der Massenformel von 1982 erlauben die Heimschen Formeln 1989 auch die Berechnung der Lebensdauern der Grundzustände und der Neutrinomassen sowie eine exakte Berechnung der Feinstrukturkonstante. Daher sollen die betreffenden Gleichungen, sofern sie von denen im Manuskript von 1982 abweichen, hier angegeben werden.

Der Strukturdistributor C (Strangeness) ist neu gegenüber *Gl.* (I) *in Kapitel* E durch k zu dividieren.
Einer der Winkel α_Q, durch den die Zeithelizität ε definiert wird, lautet:

$$\alpha_Q = \pi Q [Q + \binom{P}{2}] \qquad \text{(B1)}$$

Der Ausdruck für die Ladungsquantenzahl heißt anstelle von (II) jetzt:

$$q_x = ½ \Big[(P - 2x + 2) [1 - \kappa Q(2 - k)] + \varepsilon[k - 1 - (1 + \kappa)Q(2 - k)] + C \Big] \qquad \text{(B2)}$$

Alle übrigen Konstanten sind in (I) definiert.

1. Die Massen der Grundzustände und der angeregten Zustände der Elementarteilchen

Die modifizierte **Massenformel** der Elementarteilchen setzt sich - anders als in (XII) aus folgenden Anteilen zusammen:

$$M = \mu\alpha_+ [(G + S + F + \Phi) + 4 q \alpha_-] \qquad \text{(B3)}$$

Die Anteile G und S lauten wie <u>G</u> und K in (XII) (wobei jetzt n, m, p, σ anstelle von n_1, n_2, n_3 und n_4 geschrieben werden), μ ist das Massenelement wie in (VI). Die Konstanten $\alpha_\pm$ haben die Gestalt:

$$\alpha_+ = \frac{\sqrt[6]{h}}{h^2}\left(1 - J\left[\frac{2(1-\sqrt{h})}{h(1+\sqrt{h})}\right]^2 \sqrt{2h}\right) - 1, \qquad \alpha_- = (\alpha_+ + 1)\eta - 1 \qquad \text{B4)}$$

Die Rechenergebnisse für α_+ und α_- in (B4) stehen in Tabelle VI/Kapitel G.

Die von den Quantenzahlen abhängigen Kürzungen für F und Φ lauten:

$$F = 2 n Q_n [1 + 3(n + Q_n + n Q_n) + 2(n^2 + Q_n^2)] + \qquad \text{(B5)}$$
$$+ 6 m Q_m (1 + m + Q_m)N_2 + 2 p Q_p N_3 + \varphi * \delta(N)$$

$$\Phi = P(-1)^{P+Q} (P + Q) N_5 + Q(P + 1) N_6 \qquad \text{(B6)}$$

mit $\varphi = \varphi(p,\sigma)$ und $\delta(0) = 1$ (0 für $N \neq 0$), (B7)

wobei
$$\varphi = \frac{N_4 p^2}{1+p^2} \frac{s + Q_s}{\sqrt{1+s^2}} (\sqrt[4]{2} - 4BUW_{N=0}^{-1}) + P(P-2)^2(1 + \kappa(1-q)/2\alpha J)\cdot$$
$$\cdot(\pi/e)^2\sqrt{\eta_{12}}(Q_m - Q_n) - (P+1)\binom{Q}{3}/\alpha, \qquad \text{vergl. (B49)}$$

$$U = 2^Z [P^2 + 3/2 (P - Q) + P(1-q) + 4\kappa B (1-Q)/(3-2q) +$$
$$+ (k-1)\{P + 2Q - 4\pi(P-Q)(1-q)/\sqrt[4]{2}\}]\, \eta_{qk}^{-2} \qquad \text{vergl.(B50)}$$

und $Z = k + P + Q + \kappa$ vergl.(B51)

φ ist ein von p und σ abhängiger Selbstkopplungsterm, der wesentlich die Existenzdauer eines Grundzustandes bestimmt. φ erscheint nur in den Grundzuständen, daher das Symbol $\delta(N)$ als Einheitselement. Die Funktionen Q_i aus (X) bleiben unverändert, wobei für 1, 2, 3, 4 in (B5) n, m, p, σ geschrieben wird. Die Konstanten $\eta_{q,k}$, J und η (mit $\eta_{10} = \eta$, und $J_{1,0} = J$) sowie die Funktionen N_1 und N_2 lauten wie in (IX). Die übrigen N_i mit $i > 2$ sind:

$$\ln(N_3 k/2) = (k-1)\left[1 - \pi \frac{1-h_{q,k}}{1+\sqrt{h_{q,1}}}\{1 - u\frac{h_{q,1}}{J_{q,1}}(1 - a_-/a_+)(1-\sqrt{h})^2\}\right] -$$
$$-2/(3\pi e)(1 - \sqrt{h})^2 (6\pi^2 e^2/J \;\; \frac{1+\sqrt{h_{q,1}}}{1-h} - 1) \qquad \text{(B8)}$$

$$N_4 = (4/k)[1 + q(k-1)] \qquad \text{(B9)}$$

$$N_5 = A[1 + k(k-1)\, 2^{k^2+3} N(k)\, A \left(\frac{1-\sqrt{h_{q,k}}}{1+\sqrt{h_{q,k}}}\right)^2] \qquad \text{(B10)}$$

$$A = (8/\eta)(1 - \alpha_-/\alpha_+)(1 - 3\eta/4) \qquad \text{(B11)}$$

$$N(k) = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma + k(-1)^k\, 2^{k^2-1} \qquad \text{(B12)}$$

$$N_6 = 2k/(\pi e J)\left[\sqrt{k}(k^2-1)\frac{N(k)}{\sqrt{h_{1,k}}}\{q - (1-q)\frac{N'(k)}{Q_n\sqrt{h_{1,k}}}\} +\right.$$
$$\left. + (-1)^{k+1}\right] \eta(1 - \alpha_-/\alpha_+)\left(4\frac{1-\sqrt{h}}{1+\sqrt{h}}\right)^2 Q_\sigma \qquad \text{(B13)}$$

$$N'(k) = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma - 2k - 1 \qquad \text{(B14)}$$

Die Rechenergebnisse für B8, B9, B10 und B13 stehen in Tabelle VII./Kapitel G

L sei die obere Schranke, bei deren Erreichung die Besetzung einer Zone x verschwindet und die vorangegangene Zonenbesetzung nächsthöherer Ordnung um den Wert 1 als Zahl erhöht. Mit den

Symbolen $L_{(x)}(x-1)$ für diese Schranke und $M_0 = M(N=0)$ eines Grundzustandes gilt dann für die Grenzen der Strukturzonenbesetzungen, entsprechend (XXXIII):

$$-Q_n \leq n \leq L_{(n)} = \frac{\sqrt[3]{(P+1)M_0}}{2ma_+N_1} - Q_n \qquad \text{(B15)}$$

denn im Fall des Zentralbereiches gibt es keine vorangehende Bezugsbesetzung.
Für die Zahlenfolge m gilt die Begrenzung

$$-Q_m \leq m \leq L_{(m)}(n) \qquad \text{(B16)}$$

mit $$2(Q_m + L_{(m)}(n))^3 + 3(Q_m + L_{(m)}(n))^2 + Q_m + L_m(n) = 4N_1(n+Q_n)^3/N_2 \qquad \text{(B17)}$$

Entsprechend ist

$$-Q_p \leq p \leq L_{(p)}(m) \qquad \text{(B18)}$$

mit $$2L_{(p)}(m) = \sqrt{24\frac{N_2}{N_3}(m+Q_m)^2+1} - 2Qp - 1 \qquad \text{(B19)}$$

und $$-Q_\sigma \leq \sigma \leq L_{(\sigma)}(p) \qquad \text{(B20)}$$

mit $$2L_{(\sigma)}(p) = N_3(p+Q_p) - 2Q_\sigma \qquad \text{(B21)}$$

Die Rechenergebnisse für B15 stehen in Tabelle IX/Kapitel/G.

Die Auswahlregel, welche die n, m, p, σ durch die Quantenzahlen k, P, Q, κ, q und N ausdrückt, wird durch (XXIX) beschrieben. Darin ist f(N) die Anregerfunktion für N > 0. Für den vom Anregungszustand unabhängigen Faktor $W_{\nu x} \equiv W_{N=0}$ gilt:

$$W_{N=0} = A\,e^x(1-\eta)^L + (P-Q)\left(1-\binom{P}{2}\right)\left(1-\binom{Q}{3}\right)(1-\sqrt{h})^2\sqrt{2} \qquad \text{(B22)}$$

mit

$$\begin{aligned}
A &= 8gH[2-k+8H(k-1)]^{-1} && \text{(B23)}\\
H &= Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma && \text{(B24)}\\
g &= Q_n^2 + Q_m^2 + (Q_p^2/k)\,e^{k-1} + \exp[(1-2k)/3] - H(k-1) && \text{(B25)}\\
L &= (1-\kappa)\,Q\,(2-k) && \text{(B26)}\\
x &= \left[1-Q-\binom{P}{2}\right](2-k) + 1/4B\,[a_1 + k^3/(4H)\,(a_2 + a_3/(4B))] && \text{(B27)}\\
B &= 3H[k^2(2k-1)]^{-1} && \text{(B28)}
\end{aligned}$$

Die Rechenergebnisse für B23, B24 und B28 stehen in Tabelle VI/Kapitel G.

Für die drei Parameter a_1, a_2 und a_3 gelten folgende kombinatorische Beziehungen:

$$a_1 = 1 + B\,k(Q^2+1)\binom{Q}{3} - \kappa[(B-1)(2-k) - 3\{H - 2(1+q)\}(P-Q) + 1] -$$

$$- (1 - \kappa) \Big[\big(3(2 - q)\binom{P}{2} - Q\{3(P + Q) + q\}\big)(2 - k) + [k(P + 1) \binom{P}{2} + \quad \}(B29)$$
$$+ \{1 + B/k\,(k + P - Q)\}(1 - \binom{P}{2})(1 - \binom{Q}{3}) - q(1 - q) \binom{Q}{3}]\,(k - 1)\Big]$$

$$a_2 = B\,[1 - \binom{Q}{3}(1 - \binom{P}{3})] + 6/k - \kappa[Q/2\,(B - 7k) - (3q - 1)(k - 1) +$$
$$+ \tfrac{1}{2}(P - Q)\{4 + (B + 1)(1 - q)\}] - (1 - \kappa)\Big[\big(P(B/2 + 2 + q) -$$
$$- Q\{B/2 + 1 - 4(1 + 4q)\}\big)(2 - k) + \big(\tfrac{1}{4}(B - 2)\{1 + 3/2(P - Q)\} -$$
$$- B/2\,(1 - q) - \binom{P}{2}[\{\tfrac{1}{2}(B + q - \varepsilon q_x) + 3\,\varepsilon q_x\}(2 - \varepsilon q_x) - \} \qquad \}(B30)$$
$$- \tfrac{1}{4}(B + 2)(1 - q)]\big)(1 - \binom{Q}{3})(k - 1) - \binom{P}{3}[2\,(1 + \varepsilon q_x) +$$
$$+ \tfrac{1}{2}(2 - q)\{3(1 - q) + \varepsilon q_x - q\} - q/4\,(1 - q)(B - 4) - \tfrac{1}{4}(B - 2) +$$
$$+ B/2\,(1 - q)]\Big]$$

$$a_3 = 4\,B\,y'/(y'+1) - (B + 4)^{-1} \qquad (B31)$$

mit

$$y'\,2\,B = \kappa[\sqrt{h}/k\,\{4\,(2 - \sqrt{\eta}) - \pi\,e\,(1 - \eta)\sqrt{h}\}\{k + e\sqrt{h}\,(k - 1)\} +$$
$$+ \frac{5(1-q)}{2k+(-1)^k}(4B + P + Q)] + (1 - \kappa)\Big[(P - 1)(P - 2)\{2/k^2\,(H + 2) +$$
$$+ (2-k)/(2\pi)\} + \binom{P}{2}(1 - \binom{Q}{3})\big(q\,B/2\,\{B + 2(P - Q)\} + \Big\{P\,(P + 2)B +$$
$$+ (P + 1)^2 - q(1 + \varepsilon q_x)\,[k(P^2 + 1)(B + 2) + \tfrac{1}{4}(P^2 + P + 1)] -$$
$$- q\,(1 - \varepsilon q_x)(B + P^2 + 1)\Big\}(k - 1)\big) + \{(P - Q)(H + 2) +$$
$$+ P[5\,B\,(1 + q)\,Q + k\,(k - 1)\,\{k(P + Q)^2(H + 3k + 1)(1 - q) -$$
$$- \tfrac{1}{2}(B + 6k)\}]\}(1 - \binom{P}{2})(1 - \binom{Q}{3}) + \binom{P}{3}(2 - q)\,Q\,\{\varepsilon q_x(B + 2Q + 1) +$$
$$+ q/(2k)(1 - \varepsilon q_x)(2k + 1) + (1 - q)(Q^2 + 1 + 2B)\}\Big].$$

Die Rechenergebnisse für B29, B30, B31 und B22 stehen in Tabelle VIII/Kapitel G.

Für die Anregerfunktion f aus (XXXV) erhielt Heim den Ausdruck

$$f\,(N) = a\,N/(N+1) + b\,N \qquad (B32)$$

mit den Substitutionen (α ist die Feinstrukturkonstante):

$$a = \frac{P^2}{kXh_{q,k}^2\sqrt{h_{q,k}}}\,(1 - k/4) + (k - 1)\{\pi/4\binom{P}{3} - \eta_{1,1}\binom{P}{2}) \qquad (B33)$$

wobei

$$X = \kappa\Big[4\alpha\frac{(B+k+1)}{(1-a^2)}\frac{(1+5a^2)}{(1-5a^2)} - 2\left(\frac{3a}{4p}\right)^2 - q[p/2 - 1 - a^2\frac{pe(1+\sqrt{h})}{2J(1-6a^2)}] + 1 \qquad (B34)$$

$$b = \frac{1}{2h_{qk}^2\sqrt{h_{qk}}}\Big[\alpha J\ /8\,(P^2 + 1)[\tfrac{1}{2}(1 + \sqrt{\eta})(1 + \eta_{1,1}\,\eta_{1,2}\,(3/4)\binom{P}{3}(k - 1)] +$$
$$+ (k - 1)\,\{J_{1,2}/J - 8\binom{P}{2}(P^2 + 1)^{-1}\}\Big] - C \qquad (B35)$$

mit $C = \pi (1 - \sqrt{h})^2 \left[1 + \sqrt{p}\,(k-1) + P/k^2 \left(3/e + q(8 + \eta_{qk}) + \right.\right.$

$$+ (4\pi e/\sqrt{h})(1-\kappa)\left[1 - q\,\frac{3ph}{5eh_{qk}}\right] - 2(k-1)\binom{P}{2}(3-P)\{2e(\eta + \eta_{qk}) \qquad \}(B36)$$

$$\left.\left. + \varepsilon q_x\,\pi e/(3\sqrt{h})\,\}\, + \frac{8pek(k-1)}{\sqrt{h}}\left(\frac{e}{\sqrt{h}} - \frac{q}{\sqrt{e}}\right)\right)\right] + (2e\kappa q/\eta^2)(2-k)(1-\eta)^2$$

Die Anregungen können sich auch in der Änderung des Drehimpulses äußern. Weil Q die doppelte Drehimpulsquantenzahl ist, könnte sich Q (N = 0) additiv um gerade Zahlen 2 z mit der ganzzahligen Funktion z (N) ändern, so dass gilt:

$$Q(N) = Q(N=0) + 2z(N), \qquad (B37)$$

wobei z(N) noch unbekannt ist.

Es ist zu berücksichtigen, dass die σ-Besetzungen des externen Bereiches eines Terms M(N) wegen des externen Charakters noch eine zusätzliche Anregung erfahren können. Sind die Zonen n_N, m_N, p_N und σ_N besetzt, und ist

$$L_{(\sigma)}(p) = \tfrac{1}{2} N_3 (p + Q_p) - 2Q_\sigma \qquad \text{mit } -Q_\sigma \le \sigma \le L_{(\sigma)}(p) \qquad (B38)$$

die Vollbesetzung des Externbereiches bezogen auf p_N , dann bezeichnet

$$K_B = L_{(\sigma)}(p) - \sigma_N \qquad (B39)$$

eine ganze Zahl, die als Bandbreite die Zahl möglicher Externfeldanregungen eines Anregungszustandes M(N) angibt. Für $K_B \le 0$ gibt es keine Möglichkeit einer externen Feldanregung.

Bezeichnet $L_{(N)}$ die Maximalbesetzung aller vier Strukturzonen $0 \le N \le L_{(N)} < \infty$, dann ist die Bestimmungsgleichung der Anregergrenze gegeben durch (XXXV) und (B32) mit $N = L_{(N)}$.

Wenn für einen Grundzustand die Quantenzahlen k, P, Q, κ und q_x sowie seine Anregung N vorgegeben sind, dann kann die rechte Seite von (XXXV) bzw.

$$(n + Q_n)^3\alpha_1 + (m + Q_m)^2\alpha_2 + (p + Q_p)\alpha_3 + \exp[-(2k-1)/3Q_\sigma(\sigma + Q_\sigma)] =$$
$$= W_{N=0}(1 + f(N)) \qquad (B40)$$

mit $\alpha_1 = N_1$, $\alpha_2 = 3/2\, N_2$, $\alpha_3 = \tfrac{1}{2} N_3$ und (B22) bis (B36) numerisch ermittelt werden.

Aus $$w = W_{N=0}(1 + f) \qquad (B41)$$

können n, m, p und σ nach einem Exhaustionsverfahren wegen (B15) bis (B21) und (B40) bestimmt werden.

Es sei $K \geq 1$ die Folge natürlicher Zahlen. Dann wird zunächst $w - K^3\alpha_1 \geq 0$ gebildet. K wird solange erhöht, bis $K = K_n$ das Vorzeichen wechselt. Dann wird K_n um 1 vermindert. Das ergibt:

$$w - (K_n - 1)^3 \alpha_1 = w_1 \tag{B42}$$

Das Verfahren wird mit w_1 in der Form $w_1 - K^2 \alpha_2 \geq 0$ wiederholt. Bei Vorzeichenwechsel $K = K_m$ wird

$$w_1 - (K_m - 1)^2 \alpha_2 = w_2 \tag{B43}$$

generiert. Analog ergibt $w_2 - K\, \alpha_3 \geq 0$ die Beziehung

$$w_2 - (K_p - 1)\, \alpha_3 = w_3. \tag{B44}$$

und mit der Kürzung $ß = (2k-1)/3Q_\sigma$ wird

$$w_3 - e^{-ßK} \leq 0 \tag{B45}$$

gebildet, was bei $K = K_\sigma$ das Vorzeichen wechselt. Anschließend wird K_σ um 1 vermindert. Aus den nun bekannten Grenzen K_n bis K_σ können die n, m, p und σ errechnet werden:

$$\begin{aligned} n &= K_n - 1 - Q_n \qquad & m &= K_m - 1 - Q_m \\ p &= K_p - 1 - Q_p \qquad & \sigma &= K_\sigma - 1 - Q_\sigma \end{aligned} \tag{B46}$$

Mit den durch (B46) ergänzten Quantenzahlen läßt sich die Massenformel (B3) mit den Anteilen (B4) bis (B14) errechnen.

2. Die mittleren Lebensdauern der Grundzustände

Die mittlere Lebensdauer der durch (B3) bestimmten Massen der Elementarpartikel sei T. Ist $T_N = T(N) << T$ eine von N abhängige Funktion, so dass $T_0 = 0$ für $N = 0$ ist, dann gilt nach Heim die einheitliche Beziehung für die **Existenzzeiten:**

$$(T - T_N) =$$

$$= \frac{192 hHy}{Mc^2[h_{2,2}(1-\sqrt{h})^2(1-\sqrt{h_{1,1}})^2(1-\sqrt{h_{1,2}})^2](H+n+m+p+s)(n+|m|+|p|\,ß_{(0)})}\,\delta \tag{B47}$$

worin $\delta = \delta(N)$ wie in (B7) zu verstehen ist. M ist aus (B3) zu nehmen, und H aus (B24). Die Substitution y ist gegeben durch:

$$y = F\,[\varphi + (-1)^s\,(1 + \varphi)(b_1 + b_2/W_{N=0})] \tag{B48}$$

mit

$$\varphi = \frac{N_4 p^2}{1+p^2}\,\frac{s+Q_s}{\sqrt{1+s^2}}(\sqrt[4]{2} - 4BUW_{N=0}^{-1}) + P\,(P-2)^2(1+\kappa(1-q)/$$

$$/(2\alpha J))(\pi/e)^2\sqrt{\eta_{12}}(Q_m - Q_n) - (P+1)\binom{Q}{3}/\alpha\,, \tag{B49}$$

$$U = 2^Z\,[P^2 + 3/2\,(P-Q) + P(1-q) + 4\kappa B\,(1-Q)/(3-2q) + (k-1)\{P + 2Q -$$

$$-\;4\pi(P-Q)(1-q)/\sqrt[4]{2}\,\}]\,\eta_{qk}^{-2} \tag{B50}$$

und

$$Z = k + P + Q + \kappa \tag{B51}$$

Die Rechenergebnisse für B48 und B49 stehen in Tab. IX/Kapitel G.

B wird aus (B28) ermittelt. Weiterhin sind

$$F = 1 - 1/3\,(1-q)(P-1)^2(3-P)(1 + P - Q - \varepsilon\,C\,P/2)(1 + ß_{(0)}(-1)^k) - \binom{P}{3}(1+D), \tag{B52}$$

$$s = 2 - k + \varepsilon\,C + (2kQ - \kappa P) + \binom{Q}{3} : 1/k\,(P-1)(P-2)(P-3) \tag{B53}$$

$$b_1 = [P\,\{\,7 + 6(1-q)(C - \binom{P}{2}) - 2q\,(1 - \binom{P}{2})\} + \kappa\,Q\{(3\,Z-1)\,B + 1\}]\,(2-k) +$$

$$+ \tfrac{1}{2}\,(1-\kappa)\{(q - \varepsilon q_x - 2)\,Q + \varepsilon\,C\,P + 2\,(P+1) - \qquad \}\text{(B54)}$$

$$-\,(1-q)\,\frac{P(P-3)}{1+P(P^2-1)}\,(4\,B - 6 + P)\}(k-1) - \binom{P}{3}(q - \varepsilon\,q_x)$$

$$b_2 = B\,(5b+3) + \frac{2H-3}{P+1} + C^k\{B(3B+2(H+1)) + H + \tfrac{1}{2}\,\}(1-q) - Q\{B(2(B+H)-1) +$$

$$+H/2 + 3\} + \kappa\,q\,\{B\,(3B+1) - 5/2\}(k-Q) - \binom{P}{2}P^2(P+Q)^2[8B+1 -$$

$$-\{5B - (2H+1)(1 + 2\binom{P}{3} - Q) + 2\}\,q] - \binom{P}{2}\,H(1-q) - (B - 3/4)^2(P-1)(P-2)(P-3)(-1)^{k-1} +$$

$$+(Q-q)(1-q+Bq)\{3(H+B) + \pi e/\eta - q/4\}(P+1)^3(k-1) + \kappa\{(-1)^{1-q}\,[7HB + 3(H+B) - 5/2 +$$

$$+(1-q)\{H(3B-4) + B + 7/2\}](k-1) + Q\binom{P}{2}\{(2-q)(1 + \varepsilon\,q_x)[B/2(H+2) + 3/4\,] + 5/2HB +$$

$$+3H - \frac{B+5}{P+1}\,\} - 5/2\,H^2\binom{P}{3}\{q\,(1 + \pi/3(2-q)\,\eta_{2,2})\,B - (2-q)(1-q)\} \tag{B55}$$

mit $$ß_{(0)} = \frac{2a}{pe}\left(\frac{1-\sqrt{h}}{1+\sqrt{h}}\right)^2 \tag{B56}$$

und $$D = [1 + 4\,q^2(q-1)(2q+1)]^{-1}\,\eta\,ß_{(0)}\,(1-\sqrt{h}\,)^4\,P^{2+\varepsilon q}\,(P-1)^{(q-1)q/2}/3\sqrt{2} \tag{B57}$$

Aus den Quantenzahlen (Tabelle I) können mit den Systemen (B3) bis (B14) die jeweiligen Massen M und aus (B47) bis (B57) die Existenzdauer T aller Multiplettkomponenten bei N = 0 numerisch ermittelt und mit der Empirie verglichen werden (Tabellen II+III/Kapitel G). Die Existenzzeiten T sind in Vielfachen von 10^{-8} Sekunden angegeben.

3. Die Sommerfeld-Feinstrukturkonstante:

In φ und $ß_{(0)}$ ist die Feinstrukturkonstante α enthalten. Der in Kapitel D (Abschnitt 8) berechnete Wert ist noch mit einem geringen Fehler behaftet. Heim gibt nun auch die genaue Formel dafür an:

Nach Gl.8.21/Kapitel D ist mit $C \to C'$:

$$\alpha \sqrt{1-a^2} = \frac{9J}{(2p)^5}(1-C') \qquad \text{(B58)}$$

oder

$$1 - C' = 1 - \frac{1+h_{2,2}}{h h_{1,1} h_{1,2}} \left(\frac{1-\sqrt{h}}{1+\sqrt{h}} \right)^2 = K_a \qquad \text{(B59)}$$

Für das reziproke Quadrat dieser Lösungen ergibt sich:

$$\alpha_{(\pm)}^{-2} = \tfrac{1}{2} D'^2 (1 \pm \sqrt{1-4/D'^2}) \qquad \text{(B60)}$$

mit der Kürzung

$$D' = \frac{(2p)^5}{9JK_a} \; . \qquad \text{(B61)}$$

Mit (Gl.V Kapitel E)) ergibt sich dann für die beiden Zweige:

$$\alpha_{(+)} = 0.0072973525253328589 \quad \text{und} \quad \alpha_{(-)} = 0.999985890199089 \qquad \text{(B62)}$$

b.z.w.

$$\boxed{1/\alpha_{(+)} = 137{,}03601, \qquad 1/\alpha_{(-)} = 1{,}0000142}$$

was verglichen mit dem experimentellen Wert für die Feinstrukturkonstante (Nistler & Weirauch 2002)

$$1/\alpha_{+} = 137{,}0360114 \pm 3.4 \,.10^{-8}$$

einen Wert ergibt, der im Toleranzbereich der neuesten Messung liegt. Der negative Zweig gibt eine starke Wechselwirkung an, die wahrscheinlich auf die inneren Bindungen der 4 Zonen in den Elementarteilchen zurückgeführt werden muß. Doch hat Heim noch keine weiteren Untersuchungen dazu durchgeführt.

4. Die Massen der Neutrinozustände:

Wird angenommen, dass im Zentralbereich einer Elementarstruktur eine euklidische Metrik herrscht, dass also keinerlei Strukturelement vorhanden ist, dann bedeutet das: $L_{(n)} = -Q_n$. Das heißt nach (B15), dass es auch keine ponderable Masse M_0 gibt. Nach (B16) bis (B21) hat dies zur folge, dass auch die übrigen Strukturzonen einer euklidischen Metrik genügen müssen. In (B3) ist dann

$$n = -Q_n, \quad m = -Q_m, \quad p = -Q_p \quad \text{und} \quad \sigma = -Q_\sigma \qquad \text{(B63)}$$

zu setzen, woraus folgt:

$$G + F + S = \varphi \qquad \text{(B64)}$$

Nach (B49) bleibt trotz $\sigma + Q_\sigma = 0$ i.a. $\varphi \neq 0$, und auch $\Phi \neq 0$ wird von den unteren Schranken der n. m, p, σ nicht berührt. Wenn $\Phi + \varphi \neq 0$, wegen $P > 0$ oder $Q > 0$, dann liefert (B3) trotz (B63) eine von Null verschiedene Feldmasse. Diese ist nicht als ponderable Korpuskel interpretierbar, sondern stellt nach Heim eine Art „Spinpotenz" dar, die als ein „Feldkatalyt" Transmutationen von Elementarkorpuskeln ermöglicht oder bei ihren Reaktions- und Zerfallsprozessen die Gültigkeit bestimmter Erhaltungsprinzipien (Drehimpuls) erzwingt. Dieses Verhalten ist denjenigen Eigenschaften adäquat, welche aus empirischen Gründen eine Neutrinodefinition erforderlich machten.

Setzt man gemäß (B3) für die Neutrinomasse ganz allgemein

$$M_\nu = \mu\alpha_+ (\Phi + \varphi_0) \qquad \text{(B65)}$$

wobei φ_0 die Beziehung (B49) auf die unteren Schranken von n, m, p, σ bezieht, dann zeigt sich, dass M_ν nur von den Quantenzahlen k, κ, P und Q bestimmt wird.

Für $M_\nu(kPQ\kappa) > 0$ ergeben sich die folgenden Möglichkeiten:

M_ν (1110) = M_ν (1111) und M_ν (1200) im mesonischen Bereich

und M_ν (2110) sowie M_ν (2111) im barionischen Bereich.

Außerdem gibt es noch ein Neutrino, welches nur den Drehimpuls $Q = 1$ überträgt und vom ß-Übergang gefordert wird. Für dieses Neutrino gibt es nur die zwei Möglichkeiten:

M_ν (2010) oder M_ν (1010).

Da im Fall (2010) $M_\nu < 0$ werden würde, bleibt M_ν (1010) als Möglichkeit für das ß-Neutrino. Mit i = 1,...,5 lauten die möglichen Neutrino-Zustände ν_i :

für k = 1: ν_1(1010) , ν_2(1110), ν_3(1200),
für k = 2: ν_4 (2110) , ν_5 (2111).

Für jedes ν_i existiert die spiegelsymmetrische Antistruktur $\bar{n}_i$. Aus (B3) lassen sich mit den möglichen von Null verschiedenen Quantenzahlen die Neutrinomassen bestimmen.

Die Rechenergebnisse sind in Tabelle II zusammengestellt. Die Massen sind in Elektronenvolt angegeben.

Das empirische ß-Neutrino kann durch ν_1 und das empirische μ-Neutrino durch ν_2 interpretiert werden. Es kann vorerst noch nicht entschieden werden, ob die übrigen Neutrinos ebenfalls in der Natur realisiert sind oder ob es sich dabei nur um nicht wirkliche logische Möglichkeiten handelt.

5. Abschließende Bemerkungen

Für die numerische Untersuchung der Zustände $N > 0$ muß das System (B32) verwendet werden, das wegen der noch nicht gut abgesicherten Beziehungen (B33) bis (B36) unsicher ist. In (B37) ist noch die Funktion $z(N)$ zu bestimmen. Weil z nicht gegeben ist, muß auch $Q(N)$ für $N > 0$ vorerst unbekannt bleiben. Die Massenwerte der zu den Grundzuständen gehörenden Spektren $N > 0$ tragen daher noch einen stark approximativen Charakter. Auch die Existenzzeiten T_N solcher Zustände können noch nicht beschrieben werden. In (B49) wurden im Ausdruck für φ mit (B50) frei wählbare Parameter den empirischen Gegebenheiten angepaßt [$\sqrt[4]{2}, (p\ /\ e)^2$ und $4p\sqrt[4]{1/2}$].

Der durch die Approximation $z = 0$ für alle N bedingte Fehler $Q(N) = Q(0) = Q$ bewirkt allerdings nur einen Approximationsfehler von unter 0,1 MeV.

Trotz der erwähnten Unsicherheiten liefert die numerische Kalkulation über die Beziehungen (B22) bis (B36) und (B3) ein Anregungsspektrum für jeden Grundzustand, dessen Grenzen durch (XXXV) mit (B32) und dessen Feinstruktur durch (B39) gegeben sind. In diese Anregungsspektren passen sämtliche der Heim damals verfügbar gewordenen empirischen Massen der kurzlebigen Resonanzen (CERN - Particle Properties - 1973) überaus gut hinein. Es sind aber wesentlich mehr theoretische Anregerterme als empirisch gefunden wurden. Das kann entweder daran liegen, dass es irgendeine noch unbekannte Auswahlregel für die N gibt, oder diese Auswahl wird vorgetäuscht, weil die betreffenden Terme vorläufig nicht meßtechnisch erfaßbar sind.

Heim hat in den Tabellen IV und V nur solche Zustände $N > 0$ aufgelistet, die mit den empirischen Resonanzmassen identisch zu sein scheinen. Die N-Angaben der dritten Spalte unterscheiden zwischen N und $\underline{N}$, wobei die Unterstreichung bedeutet, dass es sich um einen Term handelt, welcher der Auswahlregel für N der Massen $M(N_B) - M(N_A) > 0$ mit $N_B > N_A$ nicht genügt. Die eingeklammerten Werte dieser 3. und auch der 4. Spalte (K_B nach (B39) bezieht sich auf evtl. elektrisch geladene Komponenten. Für die Δ - Zustände wurde $q = 2$ verwendet. In der 5. Spalte werden die theoretischen Massen in MeV angegeben. Auch hier bezieht sich die Einklammerung auf elektrisch geladene Komponenten. Während die Resonanzzustände trotz des approximativen Charakters (wegen $z(N) = 0$) im allgemeinen recht gut wiedergegeben werden, tritt die Unsicherheit für $k = 1$ in den Teilchen ω(783) und η'(958) sowie für $k = 2$ bei N(1688) in Erscheinung.

Während die Funktionen z(N) und T_N von Heim noch gesucht wurden, besaß er schon einen Ansatz zu einer einheitlichen Beschreibung magnetischer Spinmomente der Partikel mit $Q \neq 0$, der jedoch noch nicht veröffentlicht wurde. Nach dem Auffinden von z und T_N wollte Heim die Wirkungsquerschnitte berechnen, wozu es leider nicht mehr gekommen ist.

Abgesehen von den erwähnten Unvollständigkeiten kann aufgrund der weitgehenden Übereinstimmung mit der Empirie festgestellt werden dass die Heimsche Strukturtheorie allen Anforderungen genügt, die an ein mathematisches Schema zu stellen sind, und dass es bisher keine einheitliche Strukturtheorie gibt, die genauere bzw. experimentell bestätigte Angaben über die geometrodynamischen Prozesse im Mikrobereich gestattet.