

Burkhard Heim

Ausgewählte Ergebnisse
einer einheitlichen Quantenfeldtheorie
der Materie und Gravitation

(1989)

Abschrift
mit zusätzlichen Anmerkungen
und Anhängen versehen

Olaf Posdzech
v0.73 15.3.2010

Burkhard Heim

Ausgewählte Ergebnisse einer einheitlichen Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation

Version B

Burkhard Heim, Northeim bei Göttingen, Germany (W).
Schreibmaschinenskript, wahrscheinlich diktiert um 1989

Abstract

This paper contends some results of a new unified non linear quantum field theory of matter and gravitation. Formulae are given for the Fine structure constant and electron charge.

The essential part of the paper is a system of formulae, which describes most properties of all elementary particles – like masses, appropriate mean life times, spin, isospin, electric charge and strangeness – in a complete consistent manner, including the possible neutrino states.

All results are directly comparable to the quantitatively measured properties of elementary particles.

Further in a macroscopic approximation the values of the Hubble constant H , Hubble radius R_0 , the density of matter of the universe σ and the maximum distance ρ of gravitational attractive interaction are derived. Also these results agree with the measured values.

Vorbemerkung

In der vorliegenden informatorischen Schrift sollen einige Ergebnisse einer neuen einheitlichen Quantenfeldtheorie der Materie und der Gravitation bekannt gegeben werden. Die Auswahl dieser Ergebnisse wurde einerseits so getroffen, daß ein in sich selbst geschlossenes System entstand, mit dem möglicherweise bereits gearbeitet werden kann, bevor die Theorie in extenso vorliegt, deren Publikation zu einem späteren Zeitpunkt erfolgen soll. Andererseits ist dieses System so beschaffen, daß die numerisch ermittelbaren theoretischen Werte unmittelbar mit hinreichend vorliegenden Meßdaten verglichen werden können.

Offensichtlich kann eine einheitliche Feldtheorie – die eine allgemeine Kosmologie begründen könnte – nur eine einheitliche Theorie der Elementarkorpuskeln sein. In jedem Fall sind diese Elementarkorpuskeln als Quellen von Wechselwirkungen zu verstehen. Mir erscheinen nun zwei Formen der Auffassung einer Theorie dieser Elementarstrukturen sinnvoll.

- a) Nach einer phänomenologischen Klassifikation werden die Wechselwirkungsvorgänge beschrieben und die Frage nach dem inneren Wesen der Quellen dieser Wechselwirkungen wird ausgeklammert. In diesem Fall erscheint es sinnlos, die allgemeine Gravitation in die Beschreibung aufzunehmen; denn die gravitative Wechselwirkung ist bezogen auf die übrigen Wechselwirkungen derart schwach, daß sie bei der Empirie der Wechselwirkungen von Elementarkorpuskeln niemals erscheint und somit in jedem Fall vernachlässigt werden kann. Man erhält auf diese Weise Aussagen über *Wechselwirkungsvorgänge*, doch wird bestimmt eine Beschreibung der Elementarteilchenmassen bereits problematisch, und es scheint die nötige Konsistenz zu fehlen.

- b) Der zweite Weg könnte darin bestehen, zunächst die allgemeine *Gravitation* als einheitliches Hintergrundphänomen zu betrachten und im Rahmen einer allgemeinen Strukturtheorie die *Struktur der Elementarkorpuskeln* zu beschreiben. Hier könnten alle statischen Eigenschaften wie Masse u.s.w. wiedergegeben werden, jedoch wird eine derartige Theorie zunächst nichts über die Wechselwirkungsvorgänge aussagen.

Wir haben nun versucht im Rahmen der Auffassung (b) eine nichtlineare Theorie mehrerer metrischer Strukturen durchzuführen, die in einem höhendimensionalen abstrakten Raum korrelieren. Einer der Unterräume dieser mehrdimensionalen Mannigfaltigkeit ist der R_4 der Raumzeit (imaginäre Zeitkoordinate), während der Schnitt der korrelierenden Weltstrukturen mit diesem R_4 als elementare Ereignisketten erscheinen, die sich im momentanen reellen R_3 des physischen Universums als quantenhafte Elementarstrukturen manifestieren. Auf diese Weise entstanden die im ersten Teil angeführten exakten Lösungen des mikrokosmischen Bereiches, während die im zweiten Teil angegebenen kosmologischen Lösungen makroskopische Approximationen sind.

Immerhin scheint die Auffassung (b) zu einer geschlossenen Darstellung zu führen, der man nach meiner Auffassung eine Beschreibung der Wechselwirkungen im Sinne (a) anschließen kann. Sollte dies möglich werden, dann wäre (a) der zweite Schritt, dem der Schritt (b) vorangehen muß.

Die numerischen Ermittlungen der theoretischen Werte wurden mit einer DIEHL ALGOTRONIC ausgeführt und stets im internationalen Maßsystem gerechnet. Aus theoretischen Gründen wurden die folgenden Naturkonstanten verwendet:

Das Wirkungsquant $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054\,588\,7 \cdot 10^{-34} \text{ [W s}^2\text{]} ,$

die Lichtgeschwindigkeit $c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ [m s}^{-1}\text{]},$

die Newton'sche Gravitationskonstante $\gamma = 6,6732 \cdot 10^{-11} \text{ [m}^3 \text{ Kg}^{-1} \text{ s}^{-2}\text{]} ,$

sowie der elektromagnetische Wellenwiderstand des leeren Raumes $R = 376,730\,376\,59 \text{ [}\Omega\text{]}.$

Ferner erscheint die Einheitsstrecke $s_0 = 1 \text{ [m]}$ als Eichfaktor in der ebenfalls verwendeten abgeleiteten Konstante

$$c\mu \cdot s_0 = \sqrt[4]{\pi} \cdot \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \cdot \frac{\sqrt{c\hbar}}{3\gamma}$$

für welche sich numerisch

$$\mu = 2,25902134 \cdot 10^{-31} \text{ [kg]} \text{ ergibt,}$$

während mit

$$10^{-31} \text{ [kg]} = 0,056\,095\,45 \text{ [MeV]}$$

die Trägheitsmasse in Mega-Elektronenvolt umgerechnet wird.

1. Die statischen Eigenschaften der Elementarteilchen

Ansatz

Die Gesamtheit der empirisch aufgefundenen und in ihren Eigenschaften vermessenen Elementarkorpuskeln bietet ein anscheinend widersprüchliches Bild. Einerseits erscheinen diese Partikel durchaus als physikalische Elementareinheiten; denn es ist bislang niemals gelungen, diese durch Stoßprozesse in kleinere Einheiten zu teilen. Vielmehr kommt es im Rahmen einer Paarerzeugung zur Bildung neuer Elementarpartikel.

Andererseits wird bei nahezu allen Elementarpartikeln ein radioaktiver Transmutationsprozeß beobachtet, das heißt, nach verhältnismäßig gut meßbaren mittleren Existenzzeiten zerfallen diese instabilen Partikel in mehrere Komponenten geringerer Masse, die ebenfalls als Elementarkorpuskeln identifizierbar sind. Die Tatsache dieses radioaktiven Zerfalles legte den Gedanken nahe, die beobachteten Elementarteilchen als *nichtelementare* Gebilde aufzufassen, die aus wahren physikalischen Letzteinheiten aufgebaut sind. Auf diese Weise entstand unter anderem die sogenannte Quark-Hypothese, doch ist es bis heute nicht gelungen, diese „Quarks“ oder ähnliche Ur-Einheiten empirisch nachzuweisen.

Mir schien es vernünftig zu sein, den Gedanken von W. HEISENBERG zugrunde zu legen, wonach im mikrokosmischen Bereich des Elementaren Aussagen wie „besteht aus“ oder „teilbar“ nicht mehr anwendbar sind, während die Elementarteilchen als die möglichen Übergänge von *imponderabler* Energie (Feldmasse ohne Ruhemasse) in *ponderable* Energie (mit Ruhemasse) verstanden werden.

Die Aufgabe einer einheitlichen Quantenfeldtheorie der in dieser Art verstandenen Elementarteilchen darf meines Erachtens nicht darin bestehen, die Masse der einen oder anderen Korpuskel mehr oder weniger approximativ wiederzugeben. Es wird viel mehr ein mathematisches Schema benötigt, welches sozusagen ein Analogon zu den empirisch quantitativ erfaßten Eigenschaften der Elementarpartikel bildet, derart, daß die Massen, mittlere Existenzzeiten, Spin, Isospin und elektrische Ladungseigenschaft ebenso quantitativ wiedergegeben werden wie die sogenannte „Seltsamkeit“, die magnetischen Spinnmomente oder die Wirkungsquerschnitte.

Dies alles muß dabei in völlig konsistenter Form im Sinne *einheitlicher* Funktionen erfolgen, welche alle logisch überhaupt möglichen Elementarteilchen erfassen und mit den Meßdaten vergleichbare numerische theoretische Werte liefern.

Auch sollte eine makrokosmische Approximation (Übergang zum Feldkontinuum) möglich sein, welche *kosmologische* Aussagen gestattet. Allgemeine kosmologische Aussagen müssen meines Erachtens auf jeden Fall von einer einheitlichen in sich geschlossenen konsistenten Theorie der Elementarkorpuskeln impliziert werden; denn schließlich sind die materiellen Elementareinheiten zugleich die Elemente eines jeden makrokosmischen Geschehens schlechthin.

Zur Ermittlung dieses geforderten mathematischen Schemas ist nach meiner Überzeugung die Entwicklung einer im mikrokosmischen Bereich gültigen relativistischen Hochenergie-dynamik unerläßlich, wobei die Elementarkorpuskeln als Quellen verschiedener Wechselwirkungsfelder so aufzufassen sind, daß diese Wechselwirkungsfelder insgesamt und mit ihrer Feldquelle eine *Einheit* bilden. Eine ähnliche Auffassung hinsichtlich einer Einheit von Feldquelle und Feld wurde auch von SCHWINGER geäußert.

Zunächst versuchte ich die von den ponderablen Massen der Elementarkorpuskeln erregten elementaren Gravitationsfelder zu betrachten. Dies einerseits, weil die allgemeine Gravitation ein universales Hintergrundphänomen *aller* materiellen Strukturen ist, und andererseits, um sozusagen die Randbedingungen auszuloten. Bei diesen theoretischen Bemühungen tritt immer wieder eine Geschwindigkeit $\omega = 4c/3$ auf, die nur als Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen interpretiert werden kann und numerisch dem von WEBER und WHEELER aufgefundenen Wert $c \cdot \sqrt{2}$ nahe kommt. Trotz $\omega > c$ wird die Begrenzung einer Geschwindigkeit $v \leq c$ materieller Strukturen (nach der speziellen Relativitätstheorie) nicht beeinflusst.

In einem zweiten Schritt wurde eine Reihe wesentlicher phänomenologischer Größen in radikaler Weise so geometrisiert, daß die Invarianzeigenschaften (bzw. Symmetrien) der metrischen Strukturen aus Erhaltungsprinzipien dieser phänomenologischen Größen folgen und die korrespondierenden metrischen Strukturen zugleich die Eigenschaft *tensorieller nichthermitescher Zustandsfunktionen* erhalten.

Hier bot sich aus rein formalen Gründen ein R_6 als Trägerraum des HILBERTSCHEN Funktionenraumes als sehr zweckmäßig an. Dieser R_6 wurde so konstruiert, daß die Raumzeit ein Unterraum ist und die nicht räumlichen Koordinaten weder untereinander noch mit dem kompakten reellen physischen Unterraum R_3 vertauschbar sind. In diesem Trägerraum sind nun die erwähnten metrischen Strukturen definiert.

Die Hauptaufgabe bestand indes darin, Verknüpfungen dieser metrischen Strukturen als *Selbstkoppelungen* aufzufassen und eine *einheitliche polymetrische Strukturtheorie* zu entwickeln. Es sei hier erwähnt, daß ABDUS SALAM und J. STRATHDEE eine trimetrische Theorie der Gravitation versuchten.

Werden die elementaren selbstgekoppelten polymetrischen Strukturen betrachtet, dann erscheint als Folge der Selbstkoppelung im kompakten reellen Unterraum R_3 des R_6 – also im physischen Raum – jeweils als Unstetigkeit ein singulärer Bereich, der als Analogie an die Diskontinuitäten materieller Elementarstrukturen erinnert.

Werden darüber hinaus an die polymetrischen Strukturen geometrische Bedingungen gestellt, die dem Sonderfall völliger Wechselwirkungsfreiheit (und damit auch Störungsfreiheit) entsprechen, dann hat dies stets eine hermitesche Symmetrie zur Folge, die im R_3 gerade als dasjenige System statischer Eigenschaften erscheint, die man den Elementarkorpuskeln im Fall der Wechselwirkungsfreiheit zuordnen müßte.

Aus diesem Grunde schien es mir gerechtfertigt, diese Klasse elementarer polymetrischer Strukturen als Spektrum der ponderablen Elementarkorpuskeln zu interpretieren, wenn ihre Projektionen in den Unterraum R_3 betrachtet werden.

Wie weiter unten gezeigt wird, kann dieses mathematische Schema in seiner expliziten Form tatsächlich als ein Analogon zur Realität der Elementarkorpuskeln aufgefaßt werden. Wenn dies aber so ist, dann ergäbe sich das folgende Bild: die Elementarkorpuskeln sind tatsächlich *elementarer* Natur, und zwar bezogen auf ihre Eigenschaft *ponderabler* materieller Natur zu sein. Trotzdem verfügen sie über eine *interne* Strukturierung als Folge der Projektion mehrdimensionaler polymetrischer Strukturen in den physischen R_3 .

Im statischen Fall liegen vier konzentrische Konfigurationszonen vor, welche mit projizierten metrischen Strukturelementen besetzt sind, die untereinander zeitlich in periodischen Austauschprozessen stehen, derart, daß die Internstruktur durch eine Fluktuationsdynamik gekennzeichnet scheint.

Diese zum Teil sehr subtile Internstruktur bedeutet jedoch keineswegs einen Widerspruch zum elementaren Charakter, der sich nur auf die Eigenschaften der Trägheit und Ponderabilität, also des Materiellen bezieht. Die erwähnten Strukturelemente (als Folge der R_3 -Projektion) sind für sich allein weder im R_3 existent, noch tragen sie ponderable materielle Eigenschaften. Sie sind also *keine* materiellen Letzteinheiten. Die typischen materiellen Eigenschaften sind erst die sekundäre Folge ihrer internen Korrelation im Sinne der erwähnten Fluktuationsdynamik in den vier strukturellen Konfigurationszonen, die weiter oben erwähnt wurden; so daß *diese internen Korrelationsgefüge* die eigentlichen Elementarstrukturen und physikalische Letzteinheiten ponderabler Materie sind.

Die interne Fluktuationsdynamik bedingt, integral betrachtet, einen periodischen Prozeß, der meines Erachtens als *Spin* interpretiert werden kann; während der Isospin als ein Isomorphismus erscheint.

Darüberhinaus bedingt diese Periodizität der internen Fluktuationsdynamik stets die Möglichkeit des Auftretens von Enantiostereoisomeren, so daß hierdurch im R_3 zu jeder Elementarstruktur die Möglichkeit einer zu ihr spiegelsymmetrischen Antistruktur gefordert werden muß.

Die *zeitliche Stabilität*, also die Erstreckung $x_4 = i c t$ der Elementarstruktur im Unterraum R_4 ist nur solange gegeben, als im Rahmen der internen Korrelationen ein struktureller Fluktuationszustand zeitlich periodisch *immer wieder* erscheint. Das zeitliche Stabilitätsintervall ist immer durch die *Aufhebung* dieser Periodizität gekennzeichnet, was den radioaktiven Zerfall einer Elementarkorpuskel bedeutet.

Von den erwähnten vier strukturellen Konfigurationszonen (als Bereiche interner Korrelationen im R_3) ist der Zentralbereich (n) von hoher Dichte praktisch undurchdringbar, während die anschließenden Zonen (m) und (p) in ihrer Dichte abfallen, während die Externzone (σ) den Übergang zu den äußeren Wechselwirkungsfeldern und zur allgemeinen Gravitation bedingt.

Die ganzen Zahlen n , m , p und σ geben die jeweilige Besetzung der betreffenden Konfigurationszone mit korrelierenden Strukturelementen an, die zu einer Störung der zeitlichen Periodizität und damit zu einem endlichen zeitlichen Stabilitätsintervall führen.

Da nicht jede Zahlenquadrupel erlaubt ist, und die erlaubten Besetzungen allein vom Spingefüge abhängen, muß es möglich sein, aus diesem Bild einheitliche mathematische Beziehungen zu entwickeln, von denen sämtliche statischen Eigenschaften aller überhaupt möglichen Elementarkorpuskeln beschrieben werden.

Nach dem entworfenen Bild sind die Elementarkorpuskeln tatsächlich *elementarer* Art und zwar bezogen auf ihre materiellen Eigenschaften. Im Hinblick auf diese Eigenschaften kann man auf keinen Fall die Fragen stellen, aus welchen materiellen Elementen diese Partikel bestehen oder in welche Elemente sie teilbar sind. Trotzdem verfügen sie als Folge einer Projektion polymetrischer Strukturen in den R_3 über eine Internstrukturierung, welche endliche Existenzzeiten und radioaktive Transmutationen (Zerfall) in andere Elementarkorpuskeln bedingen.

Die Feinstrukturkonstante

Bei der expliziten mathematischen Beschreibung der statischen Eigenschaften der Elementarteilchen erschien es mir sehr zweckmäßig, zunächst mit einer Analyse der Struktur des elektrischen Ladungsfeldes und der Elementarladung zu beginnen, was einer Untersuchung der SOMMERFELDSCHEN Feinstrukturkonstante entspricht.

In den letzten Jahren wurden verschiedene spekulative Theorien der Feinstrukturkonstante α veröffentlicht, in denen ihr Zahlenwert aus gewissen mathematischen Aspekten als algebraischer Ausdruck ganzer Zahlen und der Zahl π entwickelt wird. Mit dem empirischen Meßwert dieser Feinstrukturkonstante

$$(1) \quad 1/\alpha_{exp} = 137,03602 \pm 0,000022$$

sind die theoretischen Werte zu vergleichen. So liefert die algebraische Theorie von WYLER¹⁾ einen theoretischen Wert

$$1/\alpha_w = 137,0360824$$

der durchaus mit dem Meßwert (1) vergleichbar ist. Ein weiteres Ergebnis des mathematischen Modells von WYLER²⁾ ist eine Darstellung des Verhältnisses der Protonenmasse m_p zur Elektronenmasse m_e , nämlich

$$(m_p/m_e)_W = 6 \pi^5 = 1836,11811,$$

was wiederum mit dem experimentellen Wert

$$(m_p/m_e)_{exp} = 1836,108 \pm 0,016$$

vergleichbar ist. Durch diese Betrachtungen angeregt, wurde eine ganze Reihe von Spekulationen zur Beschreibung der Feinstrukturkonstante durch ganze Zahlen und die Zahl π veröffentlicht³⁾, wobei allein die Brauchbarkeit solcher Spekulationen – beispielsweise in Bezug auf die Rydbergkonstante oder zum Verständnis der magischen Zahlen des Schalenmodells der Nuklide⁴⁾ – über ihren Wert entscheiden sollte.

Unabhängig von diesen mathematischen Modellen oder reinen Spekulationen muß immer wieder die Frage nach dem physikalischen Hintergrund solcher Modelle gestellt werden. Eine rein physikalische Darstellung der Feinstrukturkonstante folgt aus HEISENBERGS einheitlicher Feldtheorie⁵⁾. In diesem Fall ergibt sich der einfache Ausdruck

$$1/\alpha_H = 5! = 120.$$

Ein anderer Weg zur Darstellung der Feinstrukturkonstante durch ganze Zahlen und der Zahl π ist tatsächlich möglich, und zwar durch eine von HORA angegebene rein physikalische Behandlung eines oszillierenden Elektrons innerhalb eines schwarzen Körpers mit extrem hoher Strahlungstemperatur. Hier muß ein Rückstoßmechanismus des Elektrons gefordert werden (in Analogie zu demjenigen der Moleküle bei EINSTEIN⁶⁾, und dieser Mechanismus bedingt im Fall des schwingenden Elektrons eine Feinstrukturkonstante⁷⁾, nämlich

$$1/\alpha_{Hr} = 2^7 \cdot \pi/3 = 134,0412866.$$

Diese nach HORA aus einer rein physikalischen Untersuchung hergeleitete Feinstrukturkonstante unterscheidet sich immerhin nur um den Summanden 3 vom empirischen Wert (1).

Wie in der Vorbemerkung erwähnt, gingen wir von strukturtheoretischen Untersuchungen aus⁸⁾, wobei die phänomenologischen Größen zunächst in radikaler Weise geometrisiert wurden. Alle Elementarstrukturen des manifesten R_4 oder des momentanen reellen R_3 erscheinen so als Projektionen invarianter Strukturkorrelationen aus mehrdimensionalen abstrakten Mannigfaltigkeiten.

Für das kleinstmögliche elektrische Ladungsfeld – also die elektrische Elementarladung – ergibt sich auf diese Weise mit den Naturkonstanten $\hbar$ und R (siehe Vorbemerkung) der prüfbare Wert

$$(2) \quad e_{\pm} = \pm \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{2\mathcal{G}} \frac{\hbar}{R}$$

in welcher zur Kürzung die reinen Zahlen

$$(2a)\#^1 \quad \mathcal{G} = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$$

und

$$(2b)\# \quad \eta \cdot \sqrt[4]{4 + \pi^4} = \pi$$

verwendet wurden. Das zweideutige Ladungsvorzeichen geht dabei auf die Zweideutigkeit der Quadratwurzel zurück. Erst aus dieser Beziehung (2), die sich aus der Anwendung eines Extremalprinzips ergab, wurde die Feinstrukturkonstante α' durch Substitution von (2) in der phänomenologischen Beziehung

$$e_{\pm}^2 \sim \alpha'$$

gewonnen. Hierbei ergibt sich für α' die Darstellung

$$(3) \quad (2\pi)^5 \cdot \alpha' = 9\mathcal{G}.$$

Die numerische Rechnung der Beziehung (2) zeigt, daß der theoretische Wert der Elementarladung sehr gut im Meßbarkeitsbereich liegt und somit nicht vom empirischen Wert abweicht. Wird dagegen α' nach (3) gerechnet, dann ergibt sich

$$1/\alpha' = 137,03803013,$$

was aber außerhalb der Meßtoleranz von (1) liegt und demnach nicht vollständig der Wirklichkeit entsprechen kann. Dieser Sachverhalt geht wahrscheinlich auf $e_{\pm}^2 \sim \alpha'$ zurück; denn bei dieser Beziehung wird unterstellt, daß die Internstruktur eines freien Elektrons die gleiche bleibt, wenn dieses Elektron im s-Niveau der K-Schale eines H-Atoms gebunden wird. Nach unseren Untersuchungen müssen den Elementarkorpuskeln aber interne Strukturierungen zugesprochen werden, die bei Zustandsänderungen der Korpuskel

¹ Das #-Zeichen verweist auf die Ergebnisse und Zwischenergebnisse in Anhang B

keineswegs konstant zu bleiben brauchen. Auf diese Weise könnte sich das im s-Niveau befindliche Elektron geringfügig anders verhalten als nach der phänomenologischen Beziehung $e_{\pm}^2 \sim \alpha'$ zu erwarten wäre, was für (3) einen Korrekturfaktor erfordert, worauf später zurückgekommen werden soll.²

Elementarteilchen

Wesentlich ist hingegen das Bild, welches sich aus einer solchen nichtlinearen Strukturtheorie für die möglichen Elementarteilchen ergibt. Ganz allgemein erscheinen diese Korpuskeln im R_3 in vierfacher Weise strukturiert. Dies bedeutet, daß ein sehr dichter (praktisch undurchdringlicher) Zentralbereich von drei konzentrischen Strukturzonen mit nach außen abnehmender Dichte umgeben ist, wobei die externe, also letzte Zone die Wechselwirkungsvorgänge vermittelt.

Es gelang eine einheitliche Massenbeziehung der grundsätzlich möglichen Elementarteilchenmassen M zu entwickeln. Hier erscheint M als zahlentheoretische Funktion von zehn variablen Quantenzahlen

$$k, n, m, p, \sigma, P, Q, q, \kappa, N.$$

Die Quantenzahl k ist hier – wie später gezeigt wird – die entscheidende Quantenzahl, die praktisch die Lage im Massenspektrum angibt, aber nur die Werte $k = 1$ oder $k = 2$ annehmen kann. Diese Zahl kann in gewisser Hinsicht durch die aus empirischen Gründen eingeführte, aber um 1 erhöhte Baryonenzahl interpretiert werden.

Die vier Quantenzahlen n, m, p und σ sind sämtlich Zeitfunktionen (die vorerst noch unbekannt sind) und beschreiben die *Besetzungen* der bereits erwähnten vier Internzonen mit internen Strukturelementen derart, daß sich n auf den Zentralbereich und σ auf den externen Bereich bezieht, während m auf n folgt und p die Zone zwischen m und σ kennzeichnet.

P kann im allgemeinen als verdoppelter Isospin interpretiert werden, während Q die verdoppelte Drehimpulsquantenzahl ist. In üblicher Weise gibt $P + 1$ die Zahl der Komponenten eines Isospinmultipletts an, während ungradzahlige Q Spinore, aber gradzahlige Q Tensorterme kennzeichnen. q ist die Quantenzahl der elektrischen Ladung derart, daß q_l die mit dem Ladungsvorzeichen versehene Ladungsquantenzahl der Multiplettkomponente l mit $1 \leq l \leq P + 1$, also $q = |q_l|$ ist.

Nach unserer Auffassung sind die Isospinmultipletts $P + 1$ die Folge eines Isomorphismus bei der Abbildung in den R_3 . Dieses Bild bedingt aber die Einführung einer weiteren Quantenzahl κ , für welche im Allgemeinen $\kappa = 0$ gilt, während im Fall der Doublettstruktur $P = 1$ neben einem Doublett $\kappa = 0$ noch mindestens ein Doublett mit $\kappa = 1$ existieren muß, und zwar bezogen auf den jeweiligen Wert k . Eine konkrete Beschreibung von κ wird weiter unten gegeben.

Hier sollen die zehn Argumente, von denen M abhängt nur kurz erklärt werden. Die letzte Quantenzahl N ist die Folge der positiven ganzen Zahlen $N \geq 0$, derart, daß $N = 0$ einen Grundzustand der Raumstruktur darstellt, während die natürlichen Zahlen $N \geq 1$ mögliche Anregerstufen dieses Grundzustandes sind.

² In Version a ist gestrichen: worauf später zurückgekommen werden soll. Dort war geplant, diese Ausführungen mit dem weiter hinten folgenden zweiten Abschnitt zur Feinstrukturkonstante zu vereinigen.

Unter Verwendung der in der Vorbemerkung angegebenen Naturkonstante μ ist für die einheitliche Massenbeziehung der Elementarteilchen

$$(4) \quad M = \mu ((G + S + F + \Phi) \cdot \alpha_+ + 4 q \alpha_-).$$

zu setzen. Die beiden Konstanten $\alpha_{\pm}$ sind dabei in der Form

$$(4a) \# \quad \eta^2 (1 + \alpha_+) = \eta (1 + \alpha_-) = \sqrt[3]{\eta} \left(1 - \mathcal{G} \left(\frac{2(1 - \sqrt{\eta})}{\eta(1 + \sqrt{\eta})} \right)^2 \sqrt{2\eta} \right),$$

durch (2a) und (2b) ausdrückbar.

In (4) sind die Funktionen G , F , S und Φ von den Quantenzahlen abhängige Kürzungen, für welche die folgenden Definitionen gelten.

$$(5a) \quad G = Q_n^2 \cdot (1 + Q_n)^2 N_1 + Q_m (2 Q_m^2 + 3 Q_m + 1) N_2 + Q_p (1 + Q_p) N_3 + 4 Q_\sigma$$

ferner

$$(5b) \quad S = n^2 (1 + n)^2 N_1 + m (2 m^2 + 3 m + 1) N_2 + p (p + 1) N_3 + 4 \sigma$$

sowie

$$(5c) \quad F = 2n Q_n [1 + 3 (n + Q_n + n Q_n) + 2 (n^2 + Q_n^2)] N_1 + \\ + 6m Q_m (1 + m + Q_m) N_2 + 2p Q_p N_3 + \varphi(p, \sigma)$$

und

$$(5d) \quad \Phi = P (-1)^{P+Q} (P + Q) N_5 + Q (P + 1) N_6$$

mit

$$(5e) \quad \varphi = N_4 K \delta(N)$$

wo K ein von p und σ abhängiger Selbstkopplungsterm ist, der wesentlich die Existenzdauer eines Grundzustandes, also seine x_4 -Ausdehnung, bestimmt (siehe unter Gleichung 21b).

Im Allgemeinen bedingt K die verhältnismäßig große Lebensdauer der Grundzustände $N = 0$. Allerdings erscheint K nur in diesen Grundzuständen. Das verwendete Symbol $\delta(N)$ ist nämlich als ein Einheitselement aufzufassen, denn es gelte die Definition

$$(5e_1) \quad \delta(N > 0) = 0, \quad \delta(0) = 1,$$

so daß nur für die Grundzustände $N = 0$ die Funktion $\varphi \neq 0$ werden kann, während für alle Anregungen $N > 0$ stets $\varphi = 0$ bleibt.

In diesem System (5a) bis (5e) erscheinen weitere Funktionen Q_n , Q_m , Q_p und Q_σ , die allein von k bestimmt werden. Für diese vier Funktionen ist

$$(6a)\# \quad Q_n = (2k - (-1)^k) 2^{k^2-1}$$

ferner

$$(6b)\# \quad Q_m = 2^{k^2+1} - 1$$

sowie

$$(6c)\# \quad Q_p = 2^{k^2+1} + 2(-1)^k$$

und

$$(6d)\# \quad Q_\sigma = 2^{k^2} - 1$$

zu setzen. Schließlich hängen die Funktionen N_1 bis N_6 nur von k und der elektrischen Ladungsquantenzahl q ab. Mit den weiteren Kürzungen in Analogie zu (2a) und (2b), nämlich

$$(7a)\# \quad \eta_{q,k} \sqrt[4]{q^4(4+k) + \pi^4} = \pi$$

und

$$(7b)\# \quad \mathcal{G}_{q,k} = 5\eta_{q,k} + 2\sqrt{\eta_{q,k}} + 1$$

also $\eta_{1,0} = \eta$ und $\mathcal{G}_{1,0} = \mathcal{G}$ gilt für diese Funktionen

$$(8a)\# \quad 2N_1 = 1 + \sqrt{\eta_{q,k}}$$

$$(8b)\# \quad 3\eta_{q,k} N_2 = 2$$

$$(8c)\#^3$$

$$\ln(N_3 \cdot k/2) = (k-1) \cdot \left\{ 1 - \pi \frac{1-\eta_{q,k}}{1+\sqrt{\eta_{q,1}}} \cdot \left[1 - u \frac{\eta_{q,1}}{\mathcal{G}_{q,1}} (1 - \alpha_- / \alpha_+) \cdot (1 - \sqrt{\eta})^2 \right] \right\} - \\ - \frac{\omega}{cu} (1 - \sqrt{\eta})^2 \left(2 \frac{cu^2}{\omega \mathcal{G}} \cdot \frac{1 + \sqrt{\eta_{q,1}}}{1 - \eta} - 1 \right)$$

$$(8c_1)\# \quad u = 2\pi e, \quad 3\omega = 4c$$

$$(8d)\# \quad kN_4 = 4[1 + q(k-1)]$$

$$(8e)\# \quad N_5 = A \left[1 + k(k-1)2^{k^2+3} N(k) A \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2 \right]$$

³ Korrektur der Gleichung (8c) siehe Anhang C

$$(8e_1)^4 \quad \eta A = 8(1 - \alpha_- / \alpha_+) \left(1 - \frac{c\eta}{\omega} \right)$$

$$(8e_2) \quad N(k) = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma + k(-1)^k 2^{k^2-1}$$

$$(8f)_\# \quad u \mathcal{N}_6 = 4k \left\{ \sqrt{k}(k^2-1) \frac{N(k)}{\sqrt{\eta_{1,k}}} \cdot \left[q - (1-q) \frac{N'(k)}{Q_n \sqrt{\eta_{1,k}}} \right] + (-1)^{k+1} \right\} \cdot \eta \cdot \\ \cdot (1 - \alpha_- / \alpha_+) \cdot \left(4 \frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 Q_\sigma$$

$$(8f_1) \quad N'(k) = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma - 2k - 1,$$

wobei e (ohne Indizierung) die Basis natürlicher Logarithmen ist.

Die Besetzungen n, m, p, σ der vier Strukturzonen können offensichtlich nicht jeden beliebigen Wert annehmen, denn es gibt auf jeden Fall untere Schranken, weil in (4) die Bedingung $F + G + S + \Phi = 0$ mit $q = 0$ und $P = Q = 0$ den leeren Raum mit $M = 0$ kennzeichnet. Diese Bedingung kann aber nur durch die Besetzungen erfüllt werden, wenn diese Ziffern die mit negativen Vorzeichen versehenen Größen aus (6a) bis (6d) erreichen.

Es gibt jedoch auch obere Schranken L , bei deren Erreichung die Besetzung einer Zone x verschwindet und die vorangegangene Zonenbesetzung nächsthöherer Ordnung um den Wert 1 als Zahl erhöht.

Mit dem Symbol $L_{(x)}(x-1)$ für diese Schranken und $M_0 = M(N=0)$ eines Grundzustandes gilt dann für die Grenzen der Strukturzonenbesetzungen

$$(9a) \quad -Q_n \leq n \leq L_{(n)} = \sqrt[3]{\frac{(P+1)M_0}{2\mu\alpha_+N_1}} - Q_n;$$

denn im Fall des Zentralbereiches gibt es keine vorangehende Bezugsbesetzung.

Gilt für diesen Bereich $n \leq L_{(n)}$, dann gilt für die Zahlenfolge m die Begrenzung

$$(9b) \quad -Q_m \leq m \leq L_{(m)}(n)$$

mit

$$(9b_1) \quad 2(Q_m + L_{(m)}(n))^3 + 3(Q_m + L_{(m)}(n))^2 + Q_m + L_{(m)}(n) \\ = 4 \frac{N_1}{N_2} (n + Q_n)^3.$$

In entsprechender Weise gilt

⁴ Faktor A aus (8e1) geht ein in (8e); nicht zu verwechseln mit Faktor A aus Gleichung (12a) für (11b).

$$(9c) \quad 2L_{(p)}(m) = \sqrt{24 \frac{N_2}{N_3} (m + Q_m)^2 + 1} - 2Q_p - 1, \quad -Q_p \leq p \leq L_{(p)}(m)$$

$$(9d) \quad 2L_{(\sigma)}(p) = N_3(p + Q_p) - 2Q_\sigma, \quad -Q_\sigma \leq \sigma \leq L_{(\sigma)}(p)$$

Mit den Beziehungen (4) bis (9d) werden zwar die Grundzustände $N = 0$ beschrieben, doch ist keineswegs jede Zahlenkombination $k, n, m, p, \sigma, P, Q, q_l, \kappa$ zur Beschreibung einer Masse M_0 zulässig. Vielmehr existieren Auswahlregeln, durch welche die Gesamtheit möglicher Zahlenkombinationen sehr stark eingeschränkt wird.

Zunächst kann k nur die Werte 1 oder 2 annehmen. Auch ist zu berücksichtigen, daß es zu jeder Elementarstruktur des R_4 (bezeichnet als R_4^+ -Struktur) eine spiegelsymmetrische Antistruktur (R_4^-) gibt, was zweckmäßig durch den Faktor $\varepsilon = \pm 1$ für die $R_4^\pm$ -Strukturen zum Ausdruck gebracht wird. Es gilt also

$$(10) \quad k = 1, \quad k = 2, \quad \varepsilon(R_4^\pm) = \pm 1$$

und damit kann eine Auswahlregel angegeben werden, welche die n, m, p, σ durch die Quantenzahlen k, P, Q, κ, q und N ausdrückt. Diese Auswahlregel lautet

$$(11) \quad (n + Q_n)^3 \alpha_1 + (m + Q_m)^2 \alpha_2 + (p + Q_p) \alpha_3 + \exp\left[-\frac{2k-1}{3Q_\sigma}(\sigma + Q_\sigma)\right] \\ = W_{N=0}(1 + f(N))$$

worin zur Kürzung die neuen Koeffizienten

$$(11a) \quad \alpha_1 = N_1, \quad 2\alpha_2 = 3N_2, \quad 2\alpha_3 = N_3$$

eingeführt wurden. $f \geq 0$ für $N \geq 0$ ist die Anregerfunktion, während für den vom Anregungszustand unabhängigen Faktor

$$(11b)\# \quad W_{N=0} = Ae^x(1-\eta)^L + (P-Q) \cdot \left[1 - \binom{P}{2}\right] \cdot \left[1 - \binom{Q}{3}\right] \cdot (1-\sqrt{\eta})^2 \cdot \sqrt{2}$$

gilt. Hierin ist

$$(12a)\# \quad [2 - k + 8H(k-1)] A = 8gH$$

mit

$$(12b)\# \quad H = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma,$$

$$(12c) \quad g = Q_n^3 + Q_m^2 + \frac{Q_p}{k} e^{k-1} + \exp\left[-\frac{2k-1}{3}\right] - H(k-1), \\ L = (1 - \kappa) Q (2 - k).$$

Ferner gilt

$$(13a) \quad x = \left(1 - Q - \binom{P}{2}\right) \cdot (2 - k) + \frac{1}{4B} \left[a_1 + \frac{k^3}{4H} \left(a_2 + \frac{a_3}{4B} \right) \right]$$

Hierin gilt

$$(13b)\# \quad k^2 (2k - 1) B = 3H,$$

während für die drei Parameter a_1 , a_2 und a_3 kombinatorische Beziehungen gelten, für welche

$$(13c)\# \quad a_1 = 1 + B + k \cdot (Q^2 + 1) \cdot \binom{Q}{3} -$$

$$- \kappa \cdot \{ (B - 1) \cdot (2 - k) - 3 \cdot [H - 2 \cdot (1 + q)] \cdot (P - Q) + 1 \} -$$

$$- (1 - \kappa) \cdot \{ [3 \cdot (2 - q) \cdot \binom{P}{2} - Q \cdot [3 \cdot (P + Q) + q]] \cdot (2 - k)$$

$$+ [k \cdot (P + 1) \cdot \binom{P}{2} + [1 + B/k \cdot (k + P - Q)] \cdot$$

$$(1 - \binom{P}{2}) \cdot (1 - \binom{Q}{3}) - q \cdot (1 - q) \cdot \binom{Q}{3}] \cdot (k - 1) \}$$

sowie

$$(13d)^5\# \quad a_2 = B \left[1 - \binom{Q}{3} \left(1 - \binom{P}{3} \right) \right] + 6/k - \kappa \{ Q/2 \cdot (B - 7k) -$$

$$- (3q - 1) \cdot (k - 1) + 1/2 \cdot (P - Q) \cdot [4 + (B + 1) \cdot (1 - q)] \} -$$

$$- (1 - \kappa) \cdot \{ [P \cdot (B/2 + 2 + q) - Q \cdot (B/2 +$$

$$+ 1 - 4 \cdot (1 + 4q))] \cdot (2 - k) + \{ 1/4 \cdot (B - 2) \cdot (1 +$$

$$+ 3/2 \cdot (P - Q)) - B/2 \cdot (1 - q) - \binom{P}{2} [(1/2 \cdot (B + q - \varepsilon q_l) +$$

$$+ 3 \varepsilon q_l) \cdot (2 - \varepsilon q_l) - 1/4 \cdot (B + 2) \cdot (1 - q)] \} \cdot$$

$$\cdot (1 - \binom{Q}{3}) \cdot (k - 1) - \binom{P}{3} \{ 2 \cdot (1 + \varepsilon q_l) +$$

$$+ 1/2 \cdot (2 - q) \cdot [3 \cdot (1 - q) + \varepsilon q_l] - q \} -$$

⁵ Korrektur der Gleichung (13d) siehe Anhang C

$$-q/4 \cdot (1 - q) \cdot (B - 4) - 1/4 \cdot (B - 2) + B/2 \cdot (1 - q)\}$$

und

$$(13e)^\# \quad a_3 = 4 B \frac{y}{1+y} - (B+4)^{-1}$$

mit

$$(13e_1)^6$$

$$y \cdot 2B = \kappa \left\{ \frac{\sqrt{\eta}}{k} \cdot \left[4 \cdot (2 - \sqrt{\eta}) - \pi e \cdot (1 - \eta) \cdot \sqrt{\eta} \right] \cdot \left[k + e\sqrt{\eta}(k-1) \right] + \frac{5 \cdot (1-q)}{2k + (-1)^k} \cdot (4B + P + Q) \right\}$$

$$+ (1 - \kappa) \cdot \left\{ (P-1) \cdot (P-2) \cdot \left[\frac{2}{k^2} \cdot (H+2) + \frac{2-k}{2\pi} \right] + \right.$$

$$+ \left(\frac{P}{2} \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{Q}{3} \right) \right) \cdot (qB/2 \cdot [B + 2 \cdot (P - Q)] + \{P \cdot (P+2) \cdot B + (P+1)^2 -$$

$$- q \cdot (1 + \varepsilon \cdot q_l) \cdot [k \cdot (P^2 + 1) \cdot (B + 2) + 1/4 \cdot (P^2 + P + 1)] -$$

$$- q \cdot (1 - \varepsilon \cdot q_l) \cdot (B + P^2 + 1) \} \cdot (k-1) + \{ (P - Q) \cdot (H+2) + P \cdot \{ 5B \cdot (1 + q) \cdot Q +$$

$$+ k \cdot (k-1) \cdot [k \cdot (P + Q)^2 \cdot (H + 3k + 1) \cdot (1 - q) - 1/2 \cdot (B + 6k)] \} \cdot$$

$$\cdot \left(1 - \left(\frac{P}{2} \right) \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{Q}{3} \right) \right) + \left(\frac{P}{3} \right) \cdot (2 - q) \cdot Q \cdot [\varepsilon \cdot q_l \cdot (B + 2Q + 1) + q/(2k) \cdot (1 - \varepsilon \cdot q_l) \cdot (2k + 1) +$$

$$+ (1 - q) \cdot (Q^2 + 1 + 2B)] \}$$

Für die Anregerfunktion f aus (11) erhielten wir den Ausdruck

$$(14) \quad f(N) = \frac{aN}{N+1} + bN$$

mit den Substitutionen

$$(14a)^7 \quad Xa\eta_{qk}^2 \sqrt{\eta_{qk}} = \frac{P^2}{k\omega} [\omega - k(\omega - c)] + (k-1) \cdot \left[\pi/4 \cdot \left(\frac{P}{3} \right) - \eta_{1,1} \left(\frac{P}{2} \right) \right]$$

und

⁶ Korrektur der Gleichung (13e₁) siehe Anhang C

⁷ Korrektur der Gleichung (14a) siehe Anhang C

$$(14a_1) \quad \frac{X-1}{\kappa} = 4\alpha \frac{B+k+1}{1-\alpha^2} \cdot \frac{1+5\alpha^2}{1-5\alpha^2} - 2 \cdot \left(\frac{3\alpha}{4\pi} \right)^2 - q \left(\pi/2 - 1 - \alpha^2 \frac{\pi e(1+\sqrt{\eta})}{2g(1-6\alpha^2)} \right)$$

sowie

$$(14b) \quad 2(b+C)\eta_{qk}^2 \sqrt{\eta_{qk}} = \alpha g/8 \cdot (P^2+1) \cdot \left[\begin{aligned} &1/2(1+\sqrt{\eta}) \cdot \left(1 + \eta_{1,1}\eta_{1,2}c/\omega \binom{P}{3} (k-1) \right) + \\ &+ (k-1) \cdot \left(g_{1,2}/g - 8 \binom{P}{2} (P^2+1)^{-1} \right) \end{aligned} \right]$$

und

(14b₁)⁸

$C =$

$$= \pi(1-\sqrt{\eta})^2 \left[1 + \sqrt{\pi}(k-1) + \frac{P}{k^3} - 2(k-1) \binom{P}{2} (3-P) \left[2e(\eta + \eta_{qk}) + \frac{\pi e}{3\sqrt{\eta}} \varepsilon q_l \right] + \right. \\ \left. + \frac{8\pi e}{\sqrt{\eta}} \kappa(k-1) \left(\frac{e}{\sqrt{\eta}} - \frac{q}{\sqrt{e}} \right) \right]$$

jedoch sind diese Beziehungen vorerst noch nicht ganz gesichert. α ist hier die wahre Feinstrukturkonstante.

Ergänzung: Die Linke Seite der Gleichung 14b1 ist durch den Summanden $-2e \frac{\kappa q}{\eta^2} (2-k) \cdot (1-\eta)^2$ zu ergänzen.

Anregungen können sich auch in einer Änderung des Drehimpulses äußern. Da Q die doppelte Drehimpulsquantenzahl ist, könnte sich Q ($N=0$) additiv um gerade Zahlen $2z$ mit der ganzzahligen Funktion $z(N)$ ändern, so daß

$$(14c) \quad Q(N) = Q(N=0) + 2z(N)$$

zu setzen ist. Hierin ist jedoch die ganzzahlige Beziehung $z(N)$ noch völlig unbekannt.

Schließlich bedeutet Anregung stets eine Erhöhung des Energieinhaltes, die nach dem Energie-Materieäquivalent immer einen Massenanstieg zur Folge haben muß. Wenn also der Grundzustand M_0 eines Quantenzahlensatzes vorgegeben ist, dann muß das zu M_0 gegebene Spektrum der Anregungen in seinem Verlauf monoton steigen, das heißt, es muß die Bedingung

$$(14d) \quad M(N_B) - M(N_A) > 0, \quad N_B > N_A$$

⁸ Korrektur der Gleichung (14b₁) siehe Anhang C

gelten. Liegen zwischen N_A und N_B noch Zustände $M(N_v)$ mit $N_A < N_v < N_B$, derart, daß für alle diese N_v die Forderung (14d) in der Form $M(N_v) - M(N_A) < 0$ trotz $N_v > N_A$ nicht erfüllt ist, dann werden diese $N_B - N_A - 1$ Zustände vom Energieprinzip ausgeschlossen, so daß (14d) als eine Auswahlregel der N (bedingt durch das Energieprinzip) aufgefaßt werden kann.

Dieses Auswahlprinzip gilt jedoch nur für *stufenweise* Anregungen, doch bedeutet dies noch nicht, daß die der Gleichung (14d) nicht genügenden Terme keine Existenz haben. Es handelt sich bei ihnen vielmehr um Zustände, die ihr jeweiliges durch N gekennzeichnetes Niveau nur durch einen Anregungsprozeß des Grundzustandes erreichen können. Die gesamte durch N gekennzeichnete Energie kann also nur durch einen *einzigsten* Prozeß (evtl. Resonanzvorgang) dem Grundzustand zugeführt werden.

Das zu jedem Grundzustand gehörende Spektrum N kann demnach als Überlagerung, von *zwei* Spektren aufgefaßt werden, nämlich dem Spektrum N möglicher stufenweiser Anregungen die (14d) genügen und dem Spektrum $\underline{N}$ von Termen, die nicht stufenweise, sondern nur durch einen einzigen energetischen Vorgang entstehen können.

Schließlich ist noch zu berücksichtigen, daß die σ -Besetzung des externen Bereiches eines Terms $M(N)$ wegen dieses externen Charakters eine *zusätzliche* Anregung erfahren kann. Sind die Zonen eines solchen Terms durch n_N, m_N, p_N und σ_N besetzt, und ist $L(\sigma)$ (p_N) nach (9d) die Vollbesetzung des Externbereiches bezogen auf p_N , dann kann

$$(14e) \quad K_B = L_{(\sigma)}(p_N) - \sigma_N$$

eine von 0 verschiedene ganze Zahl sein, welche als Bandbreite die Zahl möglicher Externfeldanregungen eines Anregungszustandes $M(N)$ angibt.

Ergibt sich $K_B = 0$, dann besteht keine Möglichkeit einer externen Anregung.

Desgleichen ist im Fall $K_B < 0$ diese Möglichkeit nicht gegeben; denn in diesem Fall würde der Term vor seinem Zerfall zunächst durch eine Emission das tiefste Niveau $K_B < 0$ anstreben.

Nur im Fall $K_B > 0$ der Beziehung (14e) liegt die Möglichkeit einer externen Anregung vor.

Wegen (5e₁) bestehen diese K_B wiederum aus diskreten Termen, welche ein äquidistantes Subraster zum jeweiligen Hauptterm $M(N)$ bilden. Der äquidistante Termabstand innerhalb dieser „Feinstruktur“ beträgt wegen $\sigma(N) = 0$ für $N > 0$ nach (4) nur $4\mu\alpha_+$, was 9,28718 Kilo-Elektronenvolt entspricht.

Aus physikalischen Gründen ist die Massendivergenz $M(N) \rightarrow \infty$ und damit auch $N \rightarrow \infty$ auszuschließen. Wenn aber $N < \infty$ bleibt, dann muß es eine obere Schranke $L_{(N)} < \infty$ der Anregung geben, sodaß

$$(15) \quad 0 \leq N \leq L_{(N)} < \infty$$

den Definitionsbereich der Folge N positiver ganzer Zahlen präzisiert. Hier kann $L_{(N)}$ nur in (11) eine Maximalbesetzung aller vier Strukturzonen kennzeichnen.

In (9a) beschreibt $L_{(N)}$ eine solche Maximalbesetzung des Zentralbereiches, wenn der Grundzustand M_0 vorgegeben ist. Wird nun $L_{(m)}(n)$ auf $L_{(N)}$ bezogen, dann gelte $L_{(m)}(L_{(n)}) = L_{(m)}$ und entsprechend $L_{(p)}(L_{(m)}) = L_{(p)}$ oder $L_{(\sigma)}(L_{(p)}) = L_{(\sigma)}$.

Werden diese Maximalbesetzungen anstelle von n, m, p, σ in (11) eingesetzt, dann kann nur $N = L_{(N)}$ diese obere Schranke (15) sein.

Die Bestimmungsgleichung der Anregergrenze ist demnach gegeben durch

$$(15a)^\# \left(Q_n + L_{(n)} \right)^3 \alpha_1 + \left(Q_m + L_{(m)} \right)^2 \alpha_2 + \left(Q_p + L_{(p)} \right) \alpha_3 + \exp \left[-\frac{2k-1}{3Q_\sigma} (Q_\sigma + L_{(\sigma)}) \right] \\ = W_{N=0} \left(1 + \frac{aL_{(N)}}{1 + L_{(N)}} + bL_{(N)} \right).$$

Fehlt im Folgenden bei Q die Angabe $Q(N)$, dann bezieht sich Q stets auf $N = 0$.

Wenn nun für einen Grundzustand die Quantenzahlen k, P, Q, κ und q_l sowie seine Anregung N vorgegeben sind, und wenn darüber hinaus $\varepsilon = +1$ oder $\varepsilon = -1$ festliegt, dann kann mit (11a) bis (14b₁) der numerische Wert der rechten Seite von (11), nämlich $W_{N=0} (1 + f) = w$ ermittelt werden. Wegen (9a) bis (9d) und (11) können aus w nunmehr n, m, p und σ nach einem Exhaustionsverfahren bestimmt werden.

$K \geq 1$ sei die Folge natürlicher Zahlen. Man bildet zunächst $w - K^3 \alpha_1 = 0$ und läßt K solange steigen, bis bei $K = K_n$ das Vorzeichen wechselt. Dann wird K_n um 1 vermindert, was zu $w - (K_n - 1)^3 \alpha_1 = w_1$ führt. Dieses Verfahren wird mit w_1 in der Form $w_1 - K^2 \alpha_2 \geq 0$ wiederholt. Bei $K = K_m$ wechselt das Vorzeichen, was die Bildung von $w_1 - (K_m - 1)^2 \alpha_2 = w_2 \geq 0$ gestattet.

In völliger Analogie liefert dann der lineare Anteil $w_2 - K \alpha_3 \geq 0$ die Beziehung $w_2 - (K_p - 1) \alpha_3 = w_3 \geq 0$. Mit der Kürzung $3\beta Q_\sigma = 2k - 1$ kann nunmehr $w_3 - e^{-\beta K} \leq 0$ gebildet werden, was mit ansteigendem K wächst, bis bei $K = K_\sigma$ das Vorzeichen positiv wird, wonach K_σ auch um den Wert 1 zurückgenommen wird.

Aus den nunmehr bekannten Grenzen K_n bis K_σ sind nun n, m, p, σ nach

$$(16a) \quad n = K_n - 1 - Q_n$$

$$(16b) \quad m = K_m - 1 - Q_m$$

$$(16c) \quad p = K_p - 1 - Q_p$$

$$(16d) \quad \sigma = K_\sigma - 1 - Q_\sigma$$

zu errechnen. Die hierdurch ergänzten Quantenzahlen reichen zur Errechnung der betreffenden Masse nach. (4) bis (8f) aus.

Es gibt eine zahlentheoretische Funktion $C(k, P, Q, \kappa)$, die von uns als Konfigurationstransfer bezeichnet wurde, weil sie die Wandlung interner Strukturelemente in das Erscheinungsbild des *elektrischen Ladungsfeldes* vermittelt und bei Reaktionen der Elementarstrukturen untereinander erhalten bleibt. Für C gilt

$$(17) \quad k(1 + \kappa) C = 2(P \varepsilon_P + Q \varepsilon_Q)(k - 1 + \kappa)$$

worin

$$(17a)^9 \quad \varepsilon_P = \varepsilon \cos \pi Q \left(\kappa + \binom{P}{2} \right)$$

und

$$(17b)^{10} \quad \varepsilon_Q = \varepsilon \cos \pi Q \left(Q + \binom{P}{2} \right)$$

zur Kürzung eingeführt wurde. Mit dieser Funktion können nun die Quantenzahlen q_l des Ladungsfeldes der jeweiligen Multipllettkomponente auf k, P, Q und κ zurückgeführt werden. Für diese mit dem Ladungsvorzeichen versehenen Ladungsquantenzahlen gilt die Darstellung

$$(18) \quad 2 q_l = (P + 2 - 2l) [1 - \kappa Q (2 - k)] + C + \varepsilon [k - 1 - (1 + \kappa) Q (2 - k)],$$

womit die Gesamtheit aller Elementarstrukturen auf die Fundamentalquantenzahlen k, P, Q, κ reduziert wurde. Die Beziehungen (17) und (18) sind von der Entscheidung $\varepsilon = \pm 1$ aus (10) abhängig.

Zur Vermeidung der Zweideutigkeit (insbesondere bei Tabulierungen) erschien es uns sinnvoll, C und q_l , mit dem Faktor ε in der Form $\varepsilon \cdot C$ und $\varepsilon \cdot q_l$ anzugeben, wodurch das Vorzeichen eindeutig wird. Auch hängen diese Größen nicht mehr von der Zweideutigkeit der $R_4^\pm$ -Strukturen ab.

So tritt beispielsweise im ganzen System (14) bis (15) die Größe q_l stets als εq_l auf, woraus folgt, daß die Masse irgendeiner elementaren R_4^+ -Struktur mit derjenigen der Antistruktur identisch ist.

Neben dieser Darstellung elementarer Ladungsfelder existiert noch eine Summationsregel der Ladungskomponenten aller Multipletts x_ν für einen k -Wert.

Besteht ein Multipllett $x_\nu(k, P, Q, \kappa)$ aus $1 \leq l \leq P_\nu + 1$ Komponenten, dann gilt für die Summe aller Ladungsquantenzahlen der für k möglichen x_ν , also

$$(19) \quad S_k = \varepsilon \sum_\nu \sum_{l=1}^{1+P_\nu} q_l^{(\nu)}$$

die einfache Beziehung

$$(19a) \quad S_k = (-1)^k,$$

mit deren Hilfe untersucht werden kann, ob von den theoretisch möglichen Multipllettstrukturen x_ν für k einzelne Multipletts ausgeschlossen werden müssen.

Zwar wurden die variablen Quantenzahlen der einheitlichen Massenbeziehung (4) auf die Fundamentalzahlen (k, P, Q, κ) reduziert, doch können diese Quantenzahlen auch nicht durch beliebige Zahlenquadrupel dargestellt werden. Für k gibt es nach (10) nur $k = 1$ und $k = 2$, doch bestimmt der k -Wert die für ihn möglichen Multipllettstrukturen x_ν durch das ganzzahlige Isospinintervall

$$(20) \quad 0 \leq P \leq 2k.$$

⁹ Korrektur der Gleichung (17a) siehe Anhang C (Klammer fehlt)

¹⁰ Korrektur der Gleichung (17b) siehe Anhang C

Hier wird wiederum durch P mit dem Einheitselement $\kappa = 0$ oder $\kappa = 1$ festgelegt, wobei es im Fall des Doubletts $1 \leq \lambda \leq \lambda_k$ Möglichkeiten

$$(20b) \quad \kappa(\lambda) = (1 - \delta_{1,\lambda}) \delta_{1,P}$$

gibt, deren Begrenzung λ_k wiederum gemäß

$$(20b_1) \quad 1 \leq \lambda \leq \lambda_k = k + 1 - (-1)^k$$

allein von k bestimmt wird.

Auch die Drehimpulsquantenzahl ist gemäß $Q = k - 1$ für die in k möglichen P durch k festgelegt, doch kann es innerhalb des Intervalls (20a) der möglichen x_v Isospine $\underline{P}$ geben, bei denen Q um $\Delta Q = k$ additiv auf $\underline{Q} = Q + \Delta Q = 2k - 1$ erhöht ist. Von den möglichen von k festgelegten Drehimpulsen

$$(20c) \quad Q = k - 1, \quad \underline{Q}(\underline{P}) = 2k - 1$$

sind die $\underline{Q}$ den Isospinen $\underline{P}$ zugeordnet, welche durch die Lösungen der quadratischen Gleichung

$$\underline{P}^2 - \underline{P}(k + 1) + 5k = 2(k^2 + 1)$$

also

$$(20d) \quad \underline{P}_{(1)} = 2 - k, \quad \underline{P}_{(2)} = 2k - 1$$

allein wiederum durch k festliegt. Wegen (20a) bis (20d) gehen also auch die fundamentalen Quantenzahlen und damit alle Quantenzahlen des einheitlichen Massenspektrums auf die beiden möglichen k -Werte (10) zurück.

Die Gesamtheit der Beziehungen (4) bis (20d) bilden drei ineinander verschränkte Systeme. (17) bis (20d) gestattet eine Ermittlung der möglichen Multiplettstrukturen x_v aus Grundzuständen, die durch die Quantenzahlen k, P, Q, κ, q_l mit der Eigenschaft C beschrieben werden, und zwar durch k allein.

Mit (9a) bis (16d) können wiederum n, m, p, σ für $N=0$, aber auch n_N bis σ_N des Anregerspektrums zu dem betreffenden Grundzustand numerisch ermittelt werden, während (4) bis (8f) schließlich das Massenspektrum explizit liefert.

Zunächst sollen die möglichen $x_v(k, P, Q, \kappa)$ für die k aus (20a) bis (20d) ermittelt werden. Da die Quantenzahlen k, P, Q, κ grundsätzlich einstellige ganze Zahlen sind, werden bei ihrer Angabe die Kommata fortgelassen.

Für $k = 1$ gibt es wegen $2k = 2$ neben Singulett $P = 0$ und Doublett $P = 1$ das Triplett $P = 2$.

Im allgemeinen handelt es sich wegen $Q = k - 1 = 0$ um Skalarterme, doch sind auch Spinorterm $\underline{Q} = 2k - 1 = 1$ bei $\underline{P}_{(1)} = 2 - k = 1$ und $\underline{P}_{(2)} = 2k - 1 = 1$, also als Doublettstrukturen möglich.

Auf jeden Fall existiert ein Singulett $x_1(1000)$.

Wegen $\lambda_I = k + 1 - (-1)^k = 3$ existieren drei Doubletts $\kappa(1) = 0$ und $\kappa(2) = \kappa(3) = 1$, von denen zwei Spinordoubletts sind, während eines ein Skalardoublett sein muß. Da diese drei Doublettstrukturen aber voneinander verschieden sein müssen, kann $\kappa = 0$ auf keinen Fall dem Skalardoublett zugeordnet sein. Die einzig mögliche Form dieser drei Doublettstrukturen ist dann x_2 (1101) sowie x_3 (1110) und x_4 (1111).

Darüber hinaus muß es noch ein Triplett x_5 (1200) geben, womit die Möglichkeiten für $k = 1$ erschöpft sind.

Im Falle $k = 2$ gibt es wegen $2k = 4$ über das Triplett hinaus noch die Möglichkeit des Quartetts $P = 3$ und des Quintetts $P = 4$. Die Terme sind wegen $Q = k - 1 = 1$ sämtlich Spinore, für welche $Q = 2k - 1 = 3$ beim Singulett $\underline{P}_{(1)} = 2 - k = 0$ und beim Quartett $\underline{P}_{(2)} = 2k - 1 = 3$ liegt. Mithin gibt es die beiden Singulettstrukturen x_6 (2030) und x_7 (2010).

Im Fall der Doublettstrukturen muß es für $k = 2$ wegen $\lambda_2 = k + 1 - (-1)^k = 2$ die beiden Formen $\kappa(1) = 0$ und $\kappa(2) = 1$, also x_8 (2110) und x_9 (2111) geben.

Für das Triplett wäre x_{10} (2210) zu setzen, während für die beiden Quartettstrukturen x_{11} (2330) und x_{12} (2310) zu setzen ist.

Schließlich gibt es für das Quintett nur noch die Möglichkeit x_{13} (2410). Weitere Multiplotts kann es aber nach (20a) bis (20d) für $k = 2$ nicht mehr geben.

Mithin beschreiben die x_ν (k, P, Q, κ) mit $1 \leq \nu \leq 13$ die grundsätzlich möglichen Multiplottstrukturen der Grundzustände.

Aus diesen Zahlenquadrupeln der möglichen x_ν können nun die $\varepsilon \cdot C$ nach (17) bis (17b) und die $\varepsilon \cdot q_I$ nach (18) numerisch bestimmt werden. Mit der Schreibweise $(\varepsilon C) x_\nu (\varepsilon q_1 \dots \varepsilon q_{P+1})$ ergibt sich das folgende Schema

$$\begin{aligned}
 &(0) x_1 (0), \\
 &(1) x_2 (1, 0), \\
 &(0) x_3 (0, -1), \\
 &(0) x_4 (-1), \\
 &(0) x_5 (1, 0, -1) \text{ für } k = 1, \text{ sowie} \\
 &(-3) x_6 (-1), \\
 &(-1) x_7 (0), \\
 &(0) x_8 (1, 0), \\
 &(-2) x_9 (0, -1), \\
 &(-1) x_{10} (1, 0, -1), \\
 &(0) x_{11} (2, 1, 0, -1), \\
 &(-2) x_{12} (1, 0, -1, -2), \\
 &(3) x_{13} (4, 3, 2, 1, 0) \text{ für } k = 2.
 \end{aligned}$$

Nunmehr können nach (19) die εq_I für die k summiert werden, was für $k = 1$, also $1 \leq \nu \leq 5$ die Summe $S_1 = -1$ in Übereinstimmung mit $(-1)^k = -1$ nach (19a) steht.

Für $k = 2$, also $6 \leq \nu \leq 13$ ergibt sich dagegen $S_2 = 9$, was einen Widerspruch zu (19a), also $(-1)^k = +1$ bildet, woraus folgt, daß mindestens ein Multiplott für $k = 2$ ausgeschlossen werden muß.

Werden die Schemata $x_\nu (k, P, Q, \kappa)$ und $(\varepsilon C) x_\nu (\varepsilon q_1 \dots \varepsilon q_{p+1})$ zusammengestellt und mit den vermessenen Quantenzahlen der empirisch bekannten stabilen bzw. nahezu stabilen Elementarteilchen verglichen, dann erscheint zunächst eine Interpretation von C als die aus empirischen Gründen eingeführte Seltsamkeitsquantenzahl gegeben.

Weiter ergeben sich aus einem derartigen Vergleich – wenn die Antiteilchen durch Überstreichung und Einklammerung gekennzeichnet werden – die folgenden Interpretationen:

$$\begin{aligned} x_1 &\equiv \eta (\overline{\eta}) \text{ sowie} \\ x_2 &\equiv K^+, K^0 (\overline{K}^-, \overline{K}^0) \text{ und} \\ x_5 &\equiv \pi^\pm, \pi^0 (\overline{\pi}^\mp, \overline{\pi}^0) \text{ eindeutig.} \end{aligned}$$

x_3 und das wegen $k = \kappa = Q = 1$ als Pseudodoublett erscheinende x_4 müssen durch Elektron- und μ -Meson interpretiert werden.

Nun ist die Elektronenmasse wesentlich kleiner als die Masse einer jeden anderen Multipllettkomponente, so daß auch der W -Faktor in (11) für das Elektron wesentlich kleiner als für alle anderen Zustände sein muß. In $W_{N=0}$ tritt aber $(1 - \eta)^L$ mit $L = (1 - \kappa) Q (2 - k)$ als Faktor auf. L ist aber nur für $k = Q = 1$ und $\kappa = 0$ von Null verschieden, nämlich $L = 1$, während für alle anderen Zustände $L = 0$ ist.

Dies bedeutet aber, daß nur im Fall $k = Q = 1$ und $\kappa = 0$ in $W_{N=0}$ der Faktor $1 - \eta \approx 0,01$ auftritt, der wegen $L = 0$ in allen anderen Fällen zu 1 wird. Die Bedingung $1 - \eta \approx 0,01$ und $L = 1$, also $k = Q = 1$ und $\kappa = 0$ ist aber nur bei x_3 erfüllt, so daß x_3 eine Struktur extrem niedriger Masse darstellt. Es kann demnach $x_3 \equiv e^-, e_0 (\overline{e}^+, \overline{e}^0)$ als Elektron und das Pseudodoublett $x_4 \equiv \mu^-, \mu^0 (\overline{\mu}^+, \overline{\mu}^0)$ als μ -Meson interpretiert werden.

Diese Interpretationen fordern allerdings ein empirisch noch nicht aufgefundenes elektrisch neutrales Komplement e_0 zum Elektron. Durch e_0 entsteht unserer Auffassung nach kein Widerspruch zur Quantenelektrodynamik; denn die Gültigkeit dieser Quantenelektrodynamik setzt elektrische Elementarladungen $e_\pm$ nach (2) voraus, was aber bei e_0 nicht erfüllt ist. Auch wird sich voraussichtlich der Wirkungsquerschnitt von e_0 als derart gering erweisen, daß eine empirische Untersuchung eine ähnliche Problematik mit sich bringen wird, wie die Empirie der Neutrinos.

Von $\nu = 6$ bis $\nu = 10$ werden die Interpretationen völlig eindeutig. Man erhält

$$\begin{aligned} x_6 &\equiv \Omega^-, \Omega^+ (\overline{\Omega}^+, \overline{\Omega}^-) \\ x_7 &\equiv \Lambda (\overline{\Lambda}), \\ x_8 &\equiv p, n (\overline{p}, \overline{n}), \\ x_9 &\equiv \Xi^-, \Xi^0 (\overline{\Xi}^+, \overline{\Xi}^0) \text{ und} \\ x_{10} &\equiv \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^- (\overline{\Sigma}^-, \overline{\Sigma}^0, \overline{\Sigma}^+). \end{aligned}$$

Da diese Multipllettstrukturen tatsächlich existieren, kann sich die für $k=2$ geforderte Ausschließung nach (19) und (19a) nur auf x_{11} bis x_{13} beziehen. Die einzige Möglichkeit, die zu $S_2 = +1$ führt, besteht aber im Ausschluß der Multipletts x_{12} und x_{13} , während x_{11} zugelassen werden muß. Von uns wurde x_{11} mit o bezeichnet, derart, daß $x_{11} \equiv o^{++}, o^+, o^0, o^- (\overline{o}^{--}, \overline{o}^-, \overline{o}^0, \overline{o}^+)$ geschrieben wird.

Aus diesen Identifikationen der zugelassenen 11 Multipllettstrukturen $N=0$ folgt auch eine Interpretation von k ; denn alle empirisch als *Meson* bezeichneten Strukturen einschließlich des Elektrons- und μ -Mesons sind in $k=1$ und alle empirisch als Baryonen bezeichneten einschließlich der Nukleonen sind in $k=2$ enthalten. Mithin folgt, daß k um 1 vermindert mit der aus empirischen Gründen eingeführten *Baryonenziffer* identisch ist.

Die $1 \leq v \leq 11$ Multipllettstrukturen $N=0$ bestehen aus insgesamt 22 Komponenten, von denen jede als ein Elementarteilchen mit $\varepsilon = +1$ im Grundzustand $N=0$ erscheint. Hierzu existieren noch die 22 spiegelsymmetrischen Antistrukturen $\varepsilon = -1$, doch hat $\varepsilon = \pm 1$, wie schon erwähnt, keinen Einfluß auf die Partikelmasse M .

Lebensdauern

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei einer einheitlichen Beziehung für die mittleren Lebensdauern T für die durch Gleichung (4) beschriebenen Massen der Elementarpartikel. Geometrisch handelt es sich bei T um die zeitartige Begrenzung des Zustandes in der Koordinate x_4 des raumzeitlichen Unterraumes R_4 . Ist $T_N = T(N) \ll T$ eine von N abhängige noch unbekannte Funktion (ebenfalls als Zeit dimensioniert), derart, daß $T_0 = 0$ für $N=0$ ist, dann folgt aus dem anfangs zitierten Formalismus als einheitliche Beziehung der Existenzzeiten

$$(21) \quad \eta_{2,2} \left(1 - \sqrt{\eta}\right)^2 \left(1 - \sqrt{\eta_{1,1}}\right)^2 \left(1 - \sqrt{\eta_{1,2}}\right)^2 (T - T_N) = \\ = 192 \frac{hHy}{Mc^2} (H + n + m + p + \sigma)^{-1} (n + |m| + |p| \beta_{(0)})^{-1} \delta(N),$$

worin M durch Gleichung (4) und H durch (12b) gegeben ist.

Für $\delta(N)$ gilt wiederum (5e1), so daß für alle Anregungen $N > 0$ wegen $\delta(N) = 0$ immer $T = T_N$ zur Existenzzeit der kurzlebigen Anregungen und Resonanzen wird. Die Substitution y in (21) ist gegeben durch

$$(21a)\# \quad y = F \left(\varphi + (-1)^s (1 + \varphi) \left(b_1 + \frac{b_2}{W_{N=0}} \right) \right).$$

Hier ist φ der massenwirksame Anteil aus (5e), während $W_{N=0}$ durch (11b) gegeben ist.

Eine Analyse der Existenzzeiten liefert für (5e) nunmehr explizit

$$(21b)\# \\ \varphi = \frac{N_4 p^2}{1 + p^2} \cdot \frac{\sigma + Q_\sigma}{\sqrt{1 + \sigma^2}} \left(\sqrt[4]{2} - 4BU W_{N=0}^{-1} \right) + \\ + P(P-2)^2 \left(1 + \kappa \frac{1-q}{2g\alpha} \right) (\pi/e)^2 \sqrt{\eta_{1,2}} (Qm - Qn) - \\ - \frac{1}{\alpha} (P+1) \binom{Q}{3}$$

mit

$$(21b_1)$$

$$U\eta_{q,k}^2 = 2^Z \left\{ P^2 + \frac{3}{2} \cdot (P-Q) + P(1-q) + 4\kappa B \frac{1-Q}{3-2q} + (k-1) \left[P + 2Q - \frac{4\pi}{\sqrt[4]{2}} (P-Q)(1-q) \right] \right\}$$

und

$$(21b_2) \quad Z = k + \kappa + P + Q.$$

In diesen Beziehungen (21b) und (21b₁) wird B nach (13b) ermittelt. Für die noch offenen Substitutionen in (21a), nämlich F , s , b_1 und b_2 ist

$$(21c) \quad F = 1 - 1/3 \cdot (1-q) (P-1)^2 \cdot (3-P) (1+P-Q-\varepsilon CP/2) \cdot \\ \cdot (1 + \beta_{(0)} (-1)^k) - \binom{P}{3} (1+D)$$

sowie

$$(21d) \quad s = 2 - k + \varepsilon C + \left| \frac{k, \kappa}{P, 2Q} \right| + \binom{Q}{3} + 1/k (P-1)(P-2)(P-3),$$

ferner

$$(21e) \quad b_1 = \{ P [7 + 6 \cdot (1-q) \cdot (C - \binom{P}{2}) - 2q (1 - \binom{P}{2})] + \kappa Q [(3Z-1)B + 1] \} (2-k) + \\ + 1/2 (1-\kappa) [(q - \varepsilon q_l - 2)Q + \varepsilon CP + 2(P+1) - \\ - (1-q) \frac{P(P-3)}{1+P(P^2-1)} (4B - 6 + P)] (k-1) - \binom{P}{3} (q - \varepsilon q_l)$$

und

$$(21f) \quad b_2 = B(5B+3) + \frac{2H-3}{P+1} + C^k [B(3B+2(H+1)) + H+1/2] (1-q) - \\ - Q[B(2(B+H)-1) + H/2+3] + \kappa q (B(3B+1) - 5/2)(k-Q) - \\ - \binom{P}{2} P^2 (P+Q)^2 [8B+1 - (5B - (2H+1)(1+2\binom{P}{3}) - Q) + 2)q] - \\ - \binom{P}{2} H(1-q) - (B - c/\omega)^2 (P-1)(P-2)(P-3) (-1)^{k-1} +$$

$$\begin{aligned}
& + (Q - q) (1 - q + Bq) [3 (H + B) + \pi\varepsilon/\eta - q/4] (P + 1)^3 (k - 1) + \\
& + \kappa [(-1)^{1-q} (7HB + 3(H + B) - 5/2) + (1 - q) (H (3B - 4) + B + 7/2)] \cdot (k - 1) + \\
& + Q \binom{P}{2} \cdot [(2 - q) (1 + \varepsilon q_l) (B/2 \cdot (H + 2) + c/\omega) + 5/2 \cdot HB + 3H - \frac{B+5}{P+1}] - \\
& - 5/2 \cdot H^2 \binom{P}{3} \cdot [q \cdot (1 + \pi/3 \cdot (2 - q) \eta_{2,2}) B - (2 - q) \cdot (1 - q)]
\end{aligned}$$

Hier ist C nach (17) gegeben. Die erwähnte Asymmetrie von T für $N=0$ zwischen $\varepsilon = +1$ und den Antistrukturen $\varepsilon = -1$ wird durch (21e) und (21f) bedingt, weil hier C ohne den Faktor ε auftritt. Dies ist aber nur in (21e) im mesonischen Bereich $k = 1$ relevant, während in (21f) wegen C^k das Vorzeichen von C ebenfalls nur für $k = 1$ erscheint, nicht aber für $k = 2$ (also im barionischen Bereich), weil es dann zur Quadratbildung kommt.

Für $k = 1$ existiert aber nur im Fall des K -Doublets $C \neq 0$, und hier wird nach (21e) und (21f) die Asymmetrie allein für $q = 0$ wirksam. Man muß also im Fall des K^0 -Mesons mit $T(K^0) \neq T(\bar{K}^0)$ rechnen.

Die in (21) noch auftretende Größe $\beta_{(0)}$ ist eine Konstante, welche die Funktion F mitbestimmt. Darüber hinaus reduziert $\beta_{(0)}$ den Einfluß der p -Besetzung in (21). Für diese Reduktionskonstante gilt explizit

$$(21g) \quad \beta_{(0)} = \frac{2\alpha}{\pi e} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2$$

Die in (21c) ebenfalls noch auftretende Funktion D ist nur abhängig von q und P . Die Konstante $\beta_{(0)}$ tritt in ihr als ein Proportionalitätsfaktor auf. Für D gilt

$$\begin{aligned}
(21h) \quad D [1 + 4q^2 (q - 1) (2q + 1)] = \\
= \frac{\eta \beta_{(0)}}{3\sqrt{2}} (1 - \sqrt{\eta})^4 P^{2+\varepsilon q_l} (P - 1)^{(q-1)q/2},
\end{aligned}$$

so daß nunmehr alle Bestimmungsstücke zur numerischen Untersuchung von (21) gegeben sind, was zugleich eine solche numerische Untersuchung von (4) gestattet, weil durch (21b) und (21b1) die Funktion φ aus (5c) zur Bestimmung von M nach (4) ebenfalls explizit vorliegt.

Zunächst kann festgestellt werden, daß für die 22 Grundzustände in den 11 möglichen und bereits interpretierten Isospinmultipletts die Quantenzahlen k , P , Q , εq_l sowie εC und κ durch die Systeme (17) bis (20d) und (10) bekannt sind. Mit diesen Quantenzahlen können nun die $W_{N=0}$ und somit die rechte Seite von (11) unter der Voraussetzung $N = 0$ numerisch ermittelt werden. Aus dieser Beziehung (11) können dann unter Verwendung der Methode (16a) bis (16d) die Besetzungen n , m , p und σ eines jeden Grundzustandes ermittelt werden.

Hierbei erkennt man, daß sich im π -Triplett die mit $q = 1$ geladenen Komponenten nur im Ladungsvorzeichen unterscheiden, nicht aber in den übrigen Quantenzahlen sowie M oder T . Aus diesem Grunde wird π^+ und π^- durch *ein* Symbol nämlich $\pi^\pm$ dargestellt. Überhaupt scheint das π -Triplett sein Antitriplett zu sich selbst zu sein.

Die Quanteneigenschaften dieser nunmehr auf 21 reduzierten Partikel $N = 0$, also $k, n, m, p, \sigma, P, Q, \varepsilon q_l, \varepsilon C$ und κ wurden numerisch in Tabelle I Anhang A zusammengestellt.

Aus diesen Quantenzahlen können mit den Systemen (4) bis (8f₁) und (21) bis (21h) die jeweilige Masse M und die Existenzdauer T aller Multiplett Komponenten bei $N = 0$ numerisch ermittelt und mit der Empirie verglichen werden.

Einfluss der Internstruktur auf die Feinstrukturkonstante

In φ und $\beta_{(0)}$ ist aber die SOMMERFELDSCHES Feinstrukturkonstante α enthalten, deren theoretischer Wert α' nach (3) jedoch fehlerhaft ist. Zwar würde der Fehler in den numerischen Werten für M und T praktisch kaum erscheinen, doch bot sich aus der Beschreibung der Internstruktur eine Möglichkeit an, den Einfluß dieser Internstruktur auf die Feinstrukturkonstante zu berücksichtigen.

Hierbei ist zu bemerken, daß das H-Atom durch die Wechselbeziehung von zwei Elementarladungen e_- des s-Elektrons und e_+ des p definiert ist, und daß die Wechselwirkung durch ein quantisiertes elektrostatisches Feld bedingt wird. Zwar ist dieses Feld externer Natur ($\eta, \mathcal{P}$ aus (2a) und (2b)), doch sind die *internen* Struktureigenschaften $k = 1$ des Elektrons und $k = 2$ des Protons durchaus relevant.

Für α ergibt sich als Korrektur der Beziehung (3) eine Gleichung vierten Grades, nämlich

$$(22) \quad (2\pi)^5 \alpha \sqrt{1 - \alpha^2} = 99K_\alpha$$

mit der Internkorrektur

$$(22a) \quad K_\alpha = 1 - \frac{1 + \eta_{2,2}}{\eta \eta_{1,1} \eta_{1,2}} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2$$

von der jedoch nur die positiven reellen Lösungen wegen $\alpha > 0$ verwendet werden dürfen. Für das reziproke Quadrat dieser Lösungen ergibt sich

$$(22b) \quad 2\alpha_{(\pm)}^{-2} = \underline{D}^2 \left(1 \mp \sqrt{1 - 4/\underline{D}^2} \right)$$

mit der Kürzung

$$(22b1) \quad (2\pi)^5 = 99K_\alpha \underline{D}$$

Mit (2a), (2b) und (7a) ergibt sich für die numerischen Werte dieser beiden Zweige $1/\alpha_{(+)} = 137,03604095$ und $1/\alpha_{(-)} = 1,00001422$. Der positive Zweig $\alpha_{(+)}$ deckt sich daher ganz gut mit dem Meßwert (1), so daß für die wahre Feinstrukturkonstante

$$(22c) \quad \alpha = \alpha_{(+)}$$

gesetzt werden muß. Der negative Zweig liegt nahe beim Wert 1 und müßte eine sehr starke Koppelung beschreiben. Eine physikalische Interpretation von $\alpha_{(-)}$ war im Verlauf der bisherigen Untersuchungen noch nicht möglich.

Mit der so korrigierten Feinstrukturkonstante wurden unter Verwendung der Daten aus Tabelle I Anhang A die Massen M in MeV und die Existenzzeiten T in 10^{-8} Sekunden numerisch für die möglichen Elementarkorpuskeln $N=0$ errechnet und in Tabelle II des Anhanges A zusammengestellt.

Hier wird hinsichtlich T die Asymmetrie in Bezug auf $\varepsilon = +1$ und $\varepsilon = -1$ beim K^0 -Meson deutlich. Ein Vergleich dieser Tabelle II mit den mir verfügbaren Meßdaten¹⁰⁾ zeigt, daß die Beziehungen (2) bis (22c) die statischen Eigenschaften der Elementarkorpuskeln offenbar ganz gut wiedergeben.

Neutrinos

Auch eine Aussage über das Neutrinophänomen ist nach unserer Auffassung möglich. Nimmt man an, daß im Zentralbereich einer Elementarstruktur eine euklidische Metrik herrscht, also keinerlei Strukturelement vorhanden ist, dann bedeutet dies $L_{(n)} = -Q_n$, was nach (9a) bedeutet, daß auch für die ponderable Masse $M_0 = 0$ gilt. Nach (9b) bis (9d) hat aber $L_{(n)} = -Q_n$, unmittelbar $L_{(m)} = -Q_m$, sowie $L_{(p)} = -Q_p$ und $L_{(\sigma)} = -Q_\sigma$ zur Folge, und dies bedeutet, daß auch die übrigen Strukturzonen der euklidischen Metrik genügen.

In (4) wäre dann $n = -Q_n$, $m = -Q_m$, sowie $p = -Q_p$ und $\sigma = -Q_\sigma$ zu setzen, was $G + F + S = \varphi$ zur Folge hat.

Nach (21b) bleibt aber trotz $\sigma + Q_\sigma = 0$ im allgemeinen $\varphi \neq 0$ und auch $\Phi \neq 0$ wird von den unteren Schranken der n , m , p und σ nicht berührt. Da andererseits die Existenz von $e_{\pm}$ aus (2) an eine minimale ponderable Masse (nämlich die Elektronenmasse M_e) gebunden ist, aber stets $\mu \alpha_+ (\varphi + \Phi) < M_e$ für $\sigma + Q_\sigma = 0$ bleibt, ist auch $q = 0$ zu setzen.

Wenn also $\varphi + \Phi \neq 0$ wegen $P > 0$ oder $Q > 0$ ist, dann liefert (4) trotz $n + Q_n = m + Q_m = p + Q_p = \sigma + Q_\sigma = 0$ eine von 0 verschiedene Feldmasse, die jedoch nicht als ponderable Korpuskel interpretierbar ist und offensichtlich nur eine Art Spinpotenz darstellt, die sozusagen als ein „Feldkatalyt“ Transmutationen von Elementarkorpuskeln ermöglicht oder bei ihren Reaktions- und Zerfallsprozessen die Gültigkeit bestimmter Erhaltungsprinzipien (Drehimpuls) erzwingt. Dieses Verhalten ist aber gerade denjenigen Eigenschaften adäquat, die aus empirischen Gründen eine Neutrino-Definition erforderlich machten.

Setzt man ganz allgemein für die theoretische Neutrinomasse $M_\nu = \mu (\Phi + \varphi_0) \alpha_+$ gemäß (4), wobei φ_0 den Ausdruck (21b) 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.

Offenbar können als Neutrinos nur Feldmassen $M_\nu(k, P, Q, \kappa) > 0$ interpretiert werden, während die $M_\nu < 0$ einer anderen physikalischen Deutung bedürfen.

Werden wiederum zur Kürzung die Kommata zwischen den einstelligen Quantenzahlen k bis κ fortgelassen, dann ergeben sich nach (20a) bis (20d) für $M_\nu > 0$ die folgenden Möglichkeiten:

$M_\nu(1110) = M_\nu(1111)$ und $M_\nu(1200)$ im mesonischen,
aber
 $M_\nu(2110)$ und $M_\nu(2111)$ im barionischen Bereich.

Darüber hinaus muß es noch ein Neutrino geben, welches nur *Drehimpuls* $Q = 1$ überträgt und vom β -Übergang (z.B. Nukleonendoublett) gefordert wird. Für dieses Neutrino gibt es nur die beiden Möglichkeiten $M_\nu(2010)$ oder $M_\nu(1010)$. Im Fall (2010) wird aber $M_\nu < 0$, so daß (1010) mit $M_\nu > 0$ als β - Neutrino verbleibt.

Zwar wird $k = Q = 1$ mit $P = \kappa = 0$ vom System (20a) bis (20d) ausgeschlossen, doch steht das Neutrino mit diesen Quantenzahlen hierzu in keinem Widerspruch, weil die betreffenden Auswahlregeln nur für ponderable Elementarkorpuskeln gelten, deren Konfigurationszonen mit Strukturelementen besetzt sind. Diese Bedingung ist aber für den Neutrinozustand definitionsgemäß nicht erfüllt.

Durchläuft i die Ziffern von 1 bis 5 und symbolisiert ν_i Neutrinos mit positiver Feldmasse, dann gilt in der Schreibweise $\nu_i(k, P, Q, \kappa)$ für die möglichen Neutrinos

$\nu_1(1010)$, ferner
 $\nu_2(1110)$ und
 $\nu_3(1200)$ für $k = 1$, aber
 $\nu_4(2110)$ und
 $\nu_5(2111)$ für $k = 2$.

Darüberhinaus muß es für jedes ν_i die spiegelsymmetrische Antistruktur $\bar{\nu}_i$ geben.

Mit (4) und der Neutrinodefinition ist es nunmehr möglich, die theoretischen Massen M_ν zu bestimmen, die in Tabelle III Anhang A zusammengestellt wurden. Da sich diese Massen als überaus gering erwiesen, wurden sie in Kilo-Elektronenvolt ausgedrückt. Offensichtlich kann das empirische β -Neutrino tatsächlich durch ν_1 und das empirische μ -Neutrino durch ν_2 interpretiert werden. Ob dagegen die übrigen Neutrinos ν_3 bis ν_5 ebenfalls in der Natur realisiert sind oder ob es sich dabei nur um nicht wirkliche logische Möglichkeiten handelt, kann vorerst offenbar nicht entschieden werden.

Angeregte Zustände

Zur numerischen Untersuchung der Zustände $N > 0$ muß das System (14) verwendet werden, was jedoch bis (14b₁) noch unsicher ist. Auch müßte die Funktion $z(N)$ aus (14c) bekannt sein. Tatsächlich ist z nicht gegeben, so daß auch $Q(N)$ der $N > 0$ vorerst noch unbekannt ist. Die numerischen Massenwerte der zu den Grundzuständen (Tabelle I Anhang A) gehörenden Spektren $N > 0$ können daher nur einen stark approximativen Charakter tragen. Auch können die Existenzzeiten solcher Zustände N , also die T_N , noch nicht beschrieben werden.

Trotz dieser Unsicherheiten kann festgestellt werden, daß der durch die Approximation $z = 0$ für alle N , also $Q(N) = Q(0) = Q$ bedingte Approximationsfehler unter 0,1 MeV bleiben dürfte.

Zur expliziten numerischen Bestimmung der Massen $M(N)$ wird für eine vorgegebene Komponente eines der 11 möglichen Multipletts mit (14) bis (14b₁) für die ebenfalls vorgegebenen N die Funktion $f(N)$ und damit die rechte Seite von (11) mit dem Faktor $1+f > 1$ gerechnet. Der Faktor $W_{N=0}$ kennzeichnet hierbei wiederum den Grundzustand, so daß der unbekannte Verlauf $Q(N)$ und die Approximation $z = 0$ auf diesen Faktor keinen Einfluß hat.

Nach der Methode (16a) bis (16d) können nunmehr die n_N bis σ_N und damit $M(N)$ in 10^{-31} [kg] bestimmt werden, was mit dem Umrechnungsfaktor aus der Vorbemerkung in Mega-Elektronenvolt ausgedrückt werden kann.

Trotz der bestehenden Unsicherheit der Beziehungen (14) bis (14b₁) liefert die numerische Kalkulation über die Beziehungen (11) bis (13e₁) und (4) unter Berücksichtigung von (14d) ein Anregerspektrum für jeden Grundzustand, dessen Grenzen durch (15a) und dessen Feinstruktur durch (14e) gegeben sind. In diese Anregerspektren passen alle uns verfügbar gewordenen¹⁰⁾ empirischen Massen der sehr kurzlebigen Resonanzen überaus gut hinein; doch gibt es nach (14d), (14e) und (15a) wesentlich *mehr* Anregerterme als Resonanzen empirisch gefunden wurden. Dies kann entweder daran liegen, daß es irgendeine noch unbekannte *Auswahlregel* für die N gibt, oder aber diese Auswahl wird vorgetäuscht, weil die betreffenden Terme vorläufig nicht meßtechnisch erfaßbar sind.

Von uns wurden derartige Zustände $N > 0$ numerisch bestimmt und von der relativ großen Zahl möglicher Zustände diejenigen ausgewählt, welche offensichtlich die empirischen Resonanzmassen verhältnismäßig gut wiedergeben.

Das Ergebnis dieser Arbeit wurde in Tabelle IV für $k = 1$ und in den Tabellen V bis Vb* für $k = 2$ unter der approximativen Voraussetzung $z(N) = 0$ (Approximationsfehler unter 0,1 MeV) zusammengestellt. (Anhang A)

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 Beziehung (14d) *nicht* genügt. Die eingeklammerten Werte dieser dritten aber auch der vierten Spalte (K_B nach 14e) beziehen sich auf eventuell elektrisch geladene Komponenten. Für die Δ -Zustände wurde $q = 2$ verwendet.

In der fünften Spalte schließlich wurden die theoretischen Massen in MeV angegeben, wie sie sich aus dem im vorangegangenen diskutierten Schema ergeben. Auch hier bezieht sich die Einklammerung auf elektrisch geladene Komponenten. Offensichtlich werden diese Resonanzzustände trotz des approximativen Charakters $z(N) = 0$ einigermaßen wiedergegeben. Nur bei $\omega(783)$ und $\eta'(958)$ für $k = 1$, sowie $N(1688)$ für $k = 2$ tritt die erwähnte Unsicherheit der Beziehungen (14) bis (14b₁) in Erscheinung.

Gegenwärtig sind noch die Funktionen $z(N)$ und T_N unbekannt, während der Ansatz zu einer einheitlichen Beschreibung magnetischer Spinnmomente der Partikel mit $Q \neq 0$ durchaus vorliegt, aber in dieser Schrift noch nicht diskutiert werden soll.¹¹ Eine Klärung dieser noch offenen Fragen wird sehr wahrscheinlich rückwirkend Korrekturen der Beziehungen (14a) bis (14b₁) zur Folge haben, von denen möglicherweise die bestehende Unsicherheit beseitigt wird.

¹¹ Dieser Ansatz wurde in Version a dieses Skriptes dargelegt, fehlt aber hier.

Erst dann ist der in der Vorbemerkung erwähnte Teil (b) vollendet und es kann (a) angeschlossen werden.

Hier muß mit einer Beschreibung der *Wirkungsquerschnitte* begonnen werden. Eine derartige Beschreibung kann allerdings Korrekturglieder in Φ und φ aus (5d) und (21b) nach sich ziehen, die jedoch in den numerischen Werten allenfalls in den Dezimalstellen wirksam werden können. Auch muß einschränkend erwähnt werden, daß in der (4) und (21) verbindenden Beziehung, (21b) mit (21b₁) gewisse frei verfügbare Konstanten in der Form $\sqrt[4]{2}$, sowie $(\pi/e)^2$ und $4\pi\sqrt[4]{1/2}$ den empirischen Gegebenheiten angepaßt wurde.

Unabhängig von diesen Unvollständigkeiten kann jedoch bereits jetzt festgestellt werden, daß das Lösungsschema (2) bis (22c) durchaus den Anforderungen genügt, die an ein mathematisches Schema zu stellen sind, welches nahezu alle statischen Eigenschaften der Elementarkorpuskeln richtig wiedergibt.

Es erscheint vom philosophischen Gesichtspunkt bemerkenswert, daß die einheitlichen zahlentheoretischen Funktionen, welche die Massen, die Existenzzeiten sowie die Eigenschaften des Spins, Isospins sowie der elektrischen Ladung und der sogenannten „Seltsamkeit“ aller Elementarkorpuskeln einheitlich beschreiben, im Grunde genommen auf nur *zwei* Parameter k und N zurück gehen, von denen k nur die Werte $k = 1$ oder $k = 2$ annehmen kann, während $N \geq 0$ die einfache Folge positiver ganzer Zahlen ist.

2. Die makrokosmische Approximation.

Die in den vorangegangenen Abschnitt 1 verwendeten Symbole q , M , m , σ , φ , g , A , B , H und L erhalten im Folgenden eine andere Bedeutung.

Der makrokosmische Bereich ist dadurch gekennzeichnet, daß zum einen die mikrokosmischen atomaren Elemente der mittleren Masse m nicht mehr einzeln erscheinen, sondern sehr große aber endliche Zahlen von $1 \ll L < \infty$ solcher mittlerer atomarer Massen makrokosmische Kollektive $M = Lm$ im physischen reellen Raum R_3 bilden; und daß zum andern die Distanzen r im R_3 wesentlich größer werden als die Wellenlängen der zuvor in 1. behandelten Elementarstrukturen.

Es wird also das Korrespondenzprinzip wirksam, wonach die Quantenfelder in Feldkontinuen übergehen. Die einzelnen Massen M stehen über die r im R_3 nur noch durch die allgemeine Gravitation und elektromagnetische Wirkungen in physikalischen Zusammenhängen.

Das Gravitationsfeld von M kann hier im kugelsymmetrischen Fall nach dem Newton'schen Gravitationsgesetz durch die asymptotische Skalarfunktion

$$(23) \quad \varphi_n = \gamma M / r, \quad M = L m, \quad 1 \ll L < \infty$$

als Konsequenz der empirischen Kepler'schen Gesetze beschrieben werden. In bekannter Weise folgt aus (23) als Betrag der gravitativen Feldbeschleunigung

$$(23a) \quad g_n = -\gamma M / r^2.$$

wodurch ein Attraktionsfeld $g < 0$ gekennzeichnet ist, welches sich für $r \rightarrow \infty$ dem Wert 0 nähert. Werden nun die einheitlichen nichtlinearen Feldgleichungen die zu (2) bis (22d) führten, einer makrokosmischen Approximation unterworfen, dann ergibt sich zur

Beschreibung der skalaren Feldfunktion $\varphi(r)$ im ungestörten Fall eine nichtlineare Differentialgleichung, deren Lösung durch

$$(24) \quad r q e^{-q} = \frac{\gamma M}{2c^2} (1 - r/\rho)^2$$

mit den Kürzungen

$$(24a) \quad q = 1 - \sqrt{1 - \varphi/c^2} \quad \text{und}$$

$$(24b) \quad \gamma m^3 \rho = h^2$$

angegeben werden kann. Zunächst folgt unmittelbar $\varphi \rightarrow \varphi_n$ aus (23) für $r \ll \rho$ und $\varphi \ll c^2$, derart, daß φ/c^2 für alle höheren als 1. Potenzen vernachlässigt werden kann. Ebenso wie φ_n ist auch φ physikalisch interpretierbar als Quadrat der zirkulären Geschwindigkeit im Abstand r vom Gravitationszentrum, was $\varphi \geq 0$ fordert.

Da die rechte Seite von (24) für alle r eine reelle Zahl ist, muß auch die linke Seite reell bleiben, was die obere Schranke $\varphi \leq c^2$ fordert, so daß für φ das Intervall

$$(24c) \quad 0 \leq \varphi \leq c^2$$

gilt. Die Beziehung (24b) hängt allein von der Mikrostruktur m der Gravitationsfeldquelle M ab und beeinflusst offenbar den Feldverlauf (24). φ ist offenbar nicht mehr asymptotisch, vielmehr gilt $\varphi = 0$ für $r = \rho$ und $\varphi \geq 0$ für $r \neq \rho$, doch kann φ auch für $r > \rho$ nur bis zur oberen Schranke (24c) ansteigen. Liegt diese obere Schranke bei $r = R_0$, dann würde $r > R_0$ außerhalb des Realitätsbereiches von φ liegen. Für r und φ gelten also die Intervalle

$$(24c_1) \quad 0 \leq r \leq \rho, \quad \rho < r \leq R_0$$

wobei $\varphi(\rho) = 0$ und $\varphi(R_0) = c^2$ nach (24c) gilt. Eine physikalische Interpretation der Distanz $r = \rho$, die nach (24b) allein von der atomaren Mikrostruktur von M bestimmt wird, ergibt sich aus einer Untersuchung der Gravitationsfeldbeschleunigung g . Mit $g = \frac{\partial \varphi}{\partial r}$ folgt durch Differentiation des Gravitationsgesetzes (24) die Darstellung

$$(25) \quad g = -\frac{\gamma M}{r^2} \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2} \right) e^q.$$

Hier zeigt sich, $g < 0$ für $r < \rho$, das heißt, g ist in diesem Bereich ein attraktives Feld, welches für $r = \rho$ gemäß $g(\rho) = 0$ verschwindet und für $r > \rho$ wegen des Vorzeichenwechsels $g > 0$ zu einem *Abstoßungsfeld* wird, weil e^q wegen (24c) im Intervall $1 \leq e^q \leq e$ definiert ist. Dieses Abstoßungsfeld erreicht dann für $r \rightarrow R_0$ die Realitätsschranke mit $g(R_0) = +\gamma e M / \rho^2$.

Die Distanz $r = \rho < \infty$ kann also als eine im Endlichen liegende Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes physikalisch interpretiert werden, welche von der Mikrostruktur m der Feldquelle bestimmt wird. Zur Abschätzung derartiger Gravitationsgrenzen kann (24b) approximiert werden. Ist A das mittlere Atomgewicht der Materie M und ist weiter m_N die Nukleonenmasse, dann gilt $m \approx A m_N$, also $A^3 \rho = h^2 (\gamma m_N^3)^{-1}$.

Hier kann die rechte Seite als Naturkonstante mit Längendimensionierung numerisch ermittelt und in Megaparsec ausgedrückt werden. Auf diese Weise entsteht eine numerische Beziehung zur Abschätzung der Gravitationsgrenze

$$(25a) \ A^3 \rho \approx 46 \text{ [Mpc]} ,$$

das heißt, ρ ist eine makrokosmische Struktur, die aber allein von der Mikrostruktur bestimmt wird.

Aufgrund der Interpretation von ρ als attraktive Gravitationsgrenze wird deutlich, daß kosmische Objekte wie beispielsweise Spiralnebelsysteme immer dann in einem attraktiven physikalischen Zusammenhang stehen, wenn ihre gegenseitigen Abstände unter ρ liegen. Es erscheint dann das typische Bild der Ordnung, welches durch attraktive Zusammenhänge bedingt wird.

Liegen dagegen diese Abstände jenseits ρ , dann muß sich die Materie völlig chaotisch im Raum verteilen. Unterstellt man für die Zusammensetzung der Spiralnebel im allgemeinen die Russel'sche Zusammensetzung 70% H, 29% He und 1% schwere Elemente, von denen Fe am häufigsten ist, dann ergibt sich nach (25a) für die Gravitationsgrenze eine Distanz zwischen 10^7 und einigen $2 \cdot 10^7$ Lichtjahren. Wir glauben hierin die Ursache zu sehen, weshalb zwar Spiralnebelnester, aber keine Systeme höherer Ordnung beobachtet werden. Auch glauben wir hierin eine qualitative Bestätigung von (24) sehen zu dürfen¹¹⁾.

Mit den Beziehungen (24) bis (25a) kann weiter versucht werden, eine allgemeine Wechselbeziehung zwischen Photonen und der allgemeinen Gravitation zu untersuchen; wobei berücksichtigt werden muß, daß für die Photonen als Quanten des elektromagnetischen Feldes das Energiematerieäquivalent gilt, also jedem Photon der Wellenlänge λ eine Feldmasse zugeordnet ist. Bei derartigen Untersuchungen kommt man zu dem Ergebnis, daß diese Photonen eine gravitationsfeldbedingte dispersionsfreie Linienverschiebung $\delta\lambda$ oder $\lambda z = \delta\lambda$ erfahren, derart, daß $z > 0$ als Rotverschiebung und $z < 0$ als Blauverschiebung zu deuten ist. Ist r der hinreichend lange Laufweg des Photons und σ die allgemeine Massendichte im R_3 , dann ergibt sich aus derartigen Untersuchungen für diese Linienverschiebung

$$(26) \quad z = H r (c - H r)^{-1}, \quad \lambda z = \delta\lambda$$

mit

$$(26a) \quad H = \sqrt{\pi e \gamma \sigma} .$$

Zunächst folgt, daß $z > 0$ eine Rotverschiebung beschreibt. Ist nun $rH \ll G$ und wird z als Dopplereffekt interpretiert, dann wird (26) wegen $z = v/c$ als Folge dieser Interpretation zu $v \sim H r$, was aber der empirischen Hubble'schen Beziehung entspricht. H muß also als Hubble-Konstante interpretiert werden.

Setzt man für σ einen abgeschätzten Wert $\sigma \approx 10^{-26} \text{ [Kg m}^{-3}\text{]}$, dann ergibt sich $H \approx 2,41 \cdot 10^{-18} \text{ [s}^{-1}\text{]}$ was gut mit dem spektroskopisch ermittelten Wert vergleichbar ist. Aus der Lyra-Geometrie entwickelte Sen⁹⁾ für die Rotverschiebung einen Ausdruck $z(1+z)^{-1} \sim r$, der aber formal mit (26) identisch ist.

Anomalien dieser Rotverschiebung können dann auftreten, wenn das σ -Feld in der jeweiligen Blickrichtung des Beobachters hinreichend starke Anisotropien aufweist. Dies deshalb, weil

sich der Beobachter im Mittelpunkt einer Kugel $r = R_0$ befindet, während die wirksame Masse M der Beziehung (24) in einem Kreiszylinder vom Radius ρ und der Länge $2 R_0$, also dem Volumen $2\pi \rho^2 R_0$ verteilt ist. Dieser Zylinder ist $r = R_0$ diametral einbeschrieben, derart, daß die Mittelpunkte zusammenfallen und der Photonenweg – also die Visierlinie des Beobachters – in der Zylinderachse liegt.

Aus diesem Grunde gilt $M = 2\pi \rho^2 R_0 \sigma$, womit unter Verwendung von (24) die Realitätsschranke R_0 abgeschätzt werden kann. Für $r = R_0$ ist $\varphi = c^2$ nach (24c) zu setzen, so daß $q = 1$ und (24) zu $2c^2 R_0 e^{-1} = \gamma M (1 - R_0/\rho)^2 \approx \gamma M R_0^2 / \rho^2$ in sehr guter Näherung wird, weil $R_0 \gg \rho$ angenommen werden kann. Mit $M = 2\pi \rho^2 R_0 \sigma$ folgt daraus $R_0^2 = \frac{c^2}{\pi e \gamma \sigma} = \frac{c^2}{H^2}$

mit (26a), so daß die Realitätsschranke

$$(27) \quad R_0 \approx c/H$$

als Hubbleradius zu interpretieren ist. Für $r > R_0$ ist φ nicht relevant, doch wird wegen $c - H R_0 \rightarrow 0$ für $r = R_0$ nach (26) die Rotverschiebung $z \rightarrow \infty$, das heißt, wegen

$$(27a) \quad r \geq R_0, \quad z \rightarrow \infty$$

können aus Raumbereichen $r \geq R_0$ grundsätzlich keine optischen Signale mehr empfangen werden, weil Photonen nicht mehr existieren, wenn ihre Rotverschiebung über jede vorgebbare Schranke wächst. Die Empfangsbedingung optischer Signale ist also durch die halb offenen Intervalle

$$(27b) \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad 0 \leq z < \infty$$

gegeben. Wenn also Photonen innerhalb des Kugelvolumens $r < R_0$ emittiert werden, so können diese Signale mit $z \geq 0$ im Mittelpunkt dieser Kugel empfangen werden.

Da $R_0 < \infty$ für $\sigma > 0$, aber $R_0 \rightarrow \infty$ für $\sigma = 0$ nach (27) und (26a) gilt, liegt der Gedanke nahe, R_0 mit dem aus der allgemeinen Relativitätstheorie¹²⁾ sich ergebenden Weltradius (als Folge einer Raumkrümmung verursacht durch das σ -Feld) zu identifizieren. Eine derartige Interpretation ist durchaus möglich, jedoch nicht notwendig; denn das Universum kann wesentlich *größer* sein als ein durch $\sigma \neq 0$ bedingtes optisches Raumsegment, innerhalb dessen optische Signale wahrnehmbar sind.

Unabhängig von den jeweiligen Weltmodellen und die an solche Modelle geknüpften Vorstellungen bleiben die Systeme (24) bis (27b) bestehen und würden auch im Extremfall eines statischen unendlichen Universums das Paradoxon des dunklen Nachthimmels auflösen.

Eine nichtlineare einheitliche Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation, die im mikrokosmischen Bereich exakte Lösungen liefert und approximativ auch makrokosmische Belange richtig wiedergibt, beinhaltet zwangsläufig auch einen Zusammenhang der makrokosmisch erscheinenden Wechselwirkungsfelder der allgemeinen Gravitation und des allgemeinen Elektromagnetismus. Hierauf soll in dieser Schrift nicht eingegangen werden, doch sei soviel bemerkt, daß nach unserer Auffassung jede rotierende gravitative Feldquelle – also jede rotierende ponderable Masse – als Folge dieser Rotation ein Magnetfeld B verursacht. Hat diese Masse M_0 die Dichte σ_0 und füllt sie das Kugelvolumen vom Radius r_0 aus, dann entsteht ein in $[\text{V s m}^{-2}]$ dimensioniertes Magnetfeld B , wenn M_0 um eine Achse so rotiert, daß eine Drehung in der Zeit t erfolgt. Ist α_0 der Breitengrad auf der Kugeloberfläche, derart, daß $\alpha_0 = 0$ den Äquator bezogen auf die Drehachse kennzeichnet, und ist $\mu_0 = 1,25 \cdot 10^{-6} [\text{Vs A}^{-1} \text{m}^{-1}]$ die Induktionskonstante, dann gilt für dieses Magnetfeld

$$(28) \quad ctB = 2\sqrt{3\pi\gamma\mu_0} \cdot \sigma_0 r_0^2 \cos\alpha_0,$$

dessen Feldlinien innerhalb der Kugel. in der Drehachse, aber außerhalb parallel zu den Meridianen verlaufen, welche die Drehpole verbinden. Solche gravitativ bedingten Magnetfelder (28) müßten primär immer vorhanden sein.

Besteht nun M_0 aus Materie im Plasmazustand, dann kommt es zu einer induktiven Wechselbeziehung zwischen diesem Plasma und B , doch bestehen auch induktive Zusammenhänge mit externen magnetischen Fremdfeldern. Es wäre denkbar, daß die Magnetfelder kosmischer Objekte durch (28) verständlich gemacht werden können, während die geophysikalisch vermessenen geomagnetischen Eigenschaften, wie insbesondere die zeitlichen Säkularvariationen und die Richtungsänderungen des geomagnetischen Feldes – indiziert durch paläomagnetische Remanenzen in den Oberflächengesteinen der Frakturzone – möglicherweise auf die induktiven Wechselbeziehungen des primären B -Feldes mit einem Magma im Plasmazustand zurückgehen.

Literaturverzeichnis

- 1) A. Wyler, Comptes Rendus (Paris) 269 A , 743 (1969).
- 2) A. Wyler, Comptes Rendus (Paris) 271 A, 186 (1971).
- 3) J. Wlodarski, Phys. Bl. 29, 576 (1972).
- 4) O. Haxel, H. Jensen, H. Süss, Naturwissenschaften 35, 376 (1948).
- 5) W. Heisenberg, Einführung in die einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen, Stuttgart (Hirzel) 1967, p. 120.
- 6) A. Einstein, Phys. Z. 18, 121 (1917).
- 7) H. Hora (to be published).
- 8) B. Heim, unpublished reports.
- 9) D. K. Sen and K. A. Dunn, J Math. Phys. 12, 578 (1971).
- 10) CERN, Particle Properties (1973)
- 11) W. Baade, nicht veröffentlichte mündliche Mitteilung.
- 12) M. v. Laue, Relativitätstheorie II.

Anhang A

Tabelle I

Quantenzahlen der Grundzustände $N = 0$.

Partikel	k	n	m	p	σ	P	Q	εq_l	εC	κ
η ($\bar{\eta}$)	1	18	22	17	14	0	0	0	0	0
K^+ ($\bar{K}^-$)	1	17	26	30	28	1	0	1	1	1
K^0 ($\bar{K}^0$)	1	18	5	5	2	1	0	0	1	1
e^- ($\bar{e}^+$)	1	0	0	0	0	1	1	-1	0	0
e^0 ($\bar{e}^0$)	1	0	0	0	1	1	1	0	0	0
μ^- ($\bar{\mu}^+$)	1	11	6	11	6	1	1	-1	0	1
$\pi^\pm$ ($\bar{\pi}^\mp$)	1	12	9	2	3	2	0	± 1	0	0
π^0 ($\bar{\pi}^0$)	1	12	3	6	4	2	0	0	0	0
Λ ($\bar{\Lambda}$)	2	1	3	0	-11	0	1	0	-1	0
Ω^- ($\bar{\Omega}^+$)	2	4	4	-1	-15	0	3	-1	-3	0
p ($\bar{p}$)	2	0	0	0	0	1	1	1	0	0
n ($\bar{n}$)	2	0	0	-2	17	1	1	0	0	0
Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$)	2	2	7	-17	2	1	1	-1	-2	1
Ξ^0 ($\bar{\Xi}^0$)	2	2	6	-1	6	1	1	0	-2	1
Σ^+ ($\bar{\Sigma}^-$)	2	2	-7	-12	10	2	1	1	-1	0
Σ^0 ($\bar{\Sigma}^0$)	2	2	-7	-14	-2	2	1	0	-1	0
Σ^- ($\bar{\Sigma}^+$)	2	2	-6	-5	-8	2	1	-1	-1	0
o^{++} ($\bar{o}^{--}$)	2	2	1	9	4	3	3	2	0	0
o^+ ($\bar{o}^-$)	2	2	-1	-1	-6	3	3	1	0	0
o^0 ($\bar{o}^0$)	2	2	-1	-10	2	3	3	0	0	0
o^- ($\bar{o}^+$)	2	2	-1	-16	-15	3	3	-1	0	0

-48 -

Tabelle IITheoretische Massen und Existenzzeiten der Elementarteilchen $N = 0$.

Partikel	Theoretische Masse in MeV	Theoretische Lebensdauer in 10^{-8} s
η ($\bar{\eta}$)	548,80002432	$0,00233820 \cdot 10^{-8}$
K^+ ($\bar{K}^-$)	493,71425074	1,23709835
K^0 ($\bar{K}^0$)	497,72299959	5,17900027
e^- ($\bar{e}^+$)	0,51100343	stabil
e^0 ($\bar{e}^0$)	0,51617049	stabil
μ^- ($\bar{\mu}^+$)	105,65948493	219,94237553
$\pi^\pm$ ($\bar{\pi}^\mp$)	139,56837088	2,60282911
π^0 ($\bar{\pi}^0$)	134,96004114	$0,84016427 \cdot 10^{-8}$
Λ ($\bar{\Lambda}$)	1115,59979064	0,02578198
Ω^- ($\bar{\Omega}^+$)	1672,17518902	0,01317650
p ($\bar{p}$)	938,27959246	Stabil
n ($\bar{n}$)	939,57336128	$917,33526856 \cdot 10^8$
Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$)	1321,29326013	0,01653050
Ξ^0 ($\bar{\Xi}^0$)	1314,90206200	0,02961947
Σ^+ ($\bar{\Sigma}^-$)	1189,37409717	0,00800714
Σ^0 ($\bar{\Sigma}^0$)	1192,47794854	$42,90802646 \cdot 10^{-8}$
Σ^- ($\bar{\Sigma}^+$)	1197,30443002	0,01481729
o^{++} ($\bar{o}^{--}$)	1232,91663788	$5,99071759 \cdot 10^{-16}$
o^+ ($\bar{o}^-$)	1234,60981181	$5,72954997 \cdot 10^{-16}$
o^0 ($\bar{o}^0$)	1237,06132359	$5,08526841 \cdot 10^{-16}$
o^- ($\bar{o}^+$)	1229,99529979	$6,74230244 \cdot 10^{-16}$

-49 -

Tabelle IIINeutrinozustände $N = 0$

Neutrino	k	P	Q	κ	Theoretische Masse in KeV
$\nu_1, \bar{\nu}_1$	1	0	1	0	0,000 003 81
$\nu_2, \bar{\nu}_2$	1	1	1	0(1)	5,376 047 84
$\nu_3, \bar{\nu}_3$	1	2	0	0	10,752 080 46
$\nu_4, \bar{\nu}_4$	2	1	1	0	21,059 783 61
$\nu_5, \bar{\nu}_5$	2	1	1	1	207,001 308 80

-50 -

Tabelle IVApproximierte Mesonenresonanzen $k = 1$

Partikel	P	$N(N)_{\pm}$	$K_B(K_B)_{\pm}$	Theoretische Masse in MeV
η				
ε	0	49	10	691,7094
ω (783)	0	64	51	783,9033
η' (958)	0	<u>144</u>	28	956,8400
S^* (993)	0	<u>170</u>	-1	992,6142
Φ (1019)	0	153	63	1019,6306
f (1270)	0	<u>253</u>	26	1274,5452
D (1285)	0	<u>255</u>	27	1286,1728
E (1420)	0	272	82	1414,1873
f' (1514)	0	323	2	1517,8602
ω (1675)	0	342	71	1664,0125
$K^0 (K^+)$				
K_-^* (892)	1	23 (<u>11</u>)	29 (3)	891,1955 (892,2211)
K_A (1240)	1	<u>83</u> (<u>69</u>)	6 (15)	1241,1180 (1239,9767)
K^* (1420)	1	98 (101)	25 (23)	1420,2213 (1414,4956)
L (1770)	1	161 (164)	65 (11)	1775,2145 (1764,9862)
$\pi^0 (\pi^+)$				
p (770)	2	8 (5)	30 (34)	769,9833 (769,3101)
δ (970)	2	39 (21)	19 (5)	976,4931 (973,6704)
A_1 (1100)	2	76 (48)	41 (5)	1106,9780 (1106,7462)
B (1235)	2	<u>93</u> (<u>79</u>)	27 (10)	1239,5340 (1239,1994)
A_2 (1310)	2	127 (86)	22 (59)	1310,4695 (1309,6730)
F_1 (1540)	2	<u>182</u> (<u>145</u>)	37 (4)	1539,5100 (1537,9095)
p' (1600)	2	<u>215</u> (<u>156</u>)	43 (29)	1604,8640 (1605,1008)
A_3 (1640)	2	<u>221</u> (<u>160</u>)	4 (7)	1637,2669 (1634,2138)
g (1680)	2	228 (165)	28 (5)	1686,0154 (1678,6425)

-51 -

Tabelle VApproximierte Baryonenresonanzen $k = 2$

Partikel	P	$N(N)_{\pm}$	$K_B(K_B)_{\pm}$	Theoretische Masse in MeV
$n(p)$				
N(1470)	1	13 (12)	10 (38)	1470,4888 (1480,1770)
N(1520)	1	14 (13)	29 (8)	1509,6087 (1515,7293)
N(1535)	1	<u>18</u> (<u>17</u>)	-2 (8)	1533,9788 (1535,3254)
N(1670)	1	23 (22)	8 (0)	1657,9536 (1679,5754)
N(1688)	1	24 (23)	-23 (11)	1694,3687 (1719,4898)
N(1770)	1	26 (24)	14 (65)	1771,8218 (1769,0721)
N(1780)	1	<u>31</u> (<u>29</u>)	-9 (0)	1784,3644 (1782,2884)
N(1810)	1	<u>32</u> (<u>30</u>)	38 (40)	1808,3795 (1808,5253)
N(1990)	1	37 (35)	60 (50)	1974,9129 (1989,7028)
N(2000)	1	<u>42</u> (<u>39</u>)	-3 (-37)	2011,0552 (2001,9706)
N(2040)	1	<u>44</u> (<u>41</u>)	7 (30)	2044,8079 (2034,6322)
N(2100)	1	40 (44)	78 (25)	2107,8085 (2120,5890)
N(2190)	1	49 (46)	-14 (21)	2200,5168 (2195,5295)
N(2220)	1	50 (47)	66 (43)	2244,1911 (2245,4563)
N(2650)	1	<u>73</u> (<u>69</u>)	2 (-9)	2653,5304 (2652,4071)
N(3030)	1	<u>90</u> (<u>85</u>)	41 (54)	3036,2404 (3033,5279)
N(3245)	1	95 (90)	61 (28)	3234,0166 (3231,8730)
N(3690)	1	<u>119</u> (113)	3 (4)	3689,8085 (3684,1957)
N(3755)	1	113 (115)	37 (31)	3751,7230 (3728,0808)
Λ				
$\Lambda(1330)$	0	<u>25</u>	10	1329,8831
$\Lambda(1405)$	0	22	79	1403,3999
$\Lambda(1520)$	0	37	36	1516,3419
$\Lambda(1670)$	0	54	4	1669,9762
$\Lambda(1690)$	0	55	61	1693,2832
$\Lambda(1750)$	0	58	25	1754,7613
$\Lambda(1815)$	0	<u>70</u>	-10	1815,4961

- 52 -

Tabelle VaApproximierte Baryonenresonanzen $k = 2$

Partikel	P	$N(N)_{\pm}$	$K_B(K_B)_{\pm}$	Theoretische Masse in MeV
$\Lambda(1830)$	0	<u>71</u>	11	1830,4081
$\Lambda(1860)$	0	<u>73</u>	-5	1864,6313
$\Lambda(1870)$	0	<u>74</u>	1	1884,4529
$\Lambda(2010)$	0	<u>87</u>	17	2010,5372
$\Lambda(2020)$	0	<u>88</u>	18	2018,1998
$\Lambda(2100)$	0	<u>94</u>	0	2095,9533
$\Lambda(2110)$	0	84	34	2113,6593
$\Lambda(2350)$	0	<u>116</u>	30	2344,7465
$\Lambda(2585)$	0	<u>136</u>	5	2591,7184
$\Xi^0 (\Xi^-)$				
$\Xi(1530)$	1	<u>4</u> (2)	9 (5)	1531,5487 (1534,7628)
$\Xi(1630)$	1	7 (4)	30 (20)	1621,5840 (1661,1690)
$\Xi(1820)$	1	<u>16</u> (10)	35 (9)	1828,9065 (1810,8367)
$\Xi(1940)$	1	19 (13)	59 (27)	1944,8454 (1945,2579)
$\Xi(2030)$	1	<u>25</u> (19)	-4 (-3)	2027,8157 (2037,5528)
$\Xi(2250)$	1	31 (24)	65 (-4)	2247,4841 (2241,9080)
$\Xi(2500)$	1	42 (35)	42 (13)	2481,8202 (2517,9008)
Δ^0				
$\Delta(1650)$	3	<u>44</u>	11	1651,0807
$\Delta(1670)$	3	<u>48</u>	44	1678,6242
$\Delta(1690)$	3	<u>71</u>	0	1690,0383
$\Delta(1890)$	3	124	1	1887,9876
$\Delta(1900)$	3	125	56	1900,8602
$\Delta(1910)$	3	<u>129</u>	-27	1915,2764
$\Delta(1950)$	3	134	59	1949,3571
$\Delta(1960)$	3	<u>137</u>	38	1965,2695
$\Delta(2160)$	3	211	33	2153,9221
$\Delta(2420)$	3	<u>302</u>	12	2422,5186
$\Delta(2850)$	3	419	63	2856,6694
$\Delta(3230)$	3	572	34	3229,6911

- 53 -

Tabelle VbApproximierte Baryonenresonanzen $k = 2$

Partikel	P	$(N)_+ N (N)_-$	$(K_B)_+ K_B (K_B)_-$	Theoretische Masse in MeV
$(\Sigma^+) \Sigma^0 (\Sigma^-)$				
$\Sigma(1385)$	2	(13) ₊ 6 (13) ₋	(11) ₊ 59 (22) ₋	(1383) ₊ 1382 (1386) ₋
$\Sigma(1440)$	2	(16) 8 (16)	(9) 71 (-5)	(1441) 1434 (1441)
$\Sigma(1480)$	2	(18) 20 (18)	(64) 12 (52)	(1492) 1490 (1489)
$\Sigma(1620)$	2	(<u>32</u>) <u>35</u> (<u>32</u>)	(18) 10 (20)	(1624) 1622 (1616)
$\Sigma(1670)$	2	(34) 27 (35)	(8) 15 (-23)	(1664) 1660 (1678)
$\Sigma(1690)$	2	(35) 38 (36)	(-10) 43 (57)	(1691) 1683 (1705)
$\Sigma(1750)$	2	(43) 41 (38)	(-25) 34 (5)	(1752) 1747 (1750)
$\Sigma(1765)$	2	(<u>45</u>) <u>49</u> (<u>46</u>)	(9) 10 (-2)	(1769) 1766 (1770)
$\Sigma(1840)$	2	(<u>50</u>) 45 (<u>51</u>)	(19) 11 (47)	(1847) 1844 (1848)
$\Sigma(1880)$	2	(42) <u>57</u> (43)	(65) 61 (7)	(1884) 1887 (1885)
$\Sigma(1915)$	2	(53) 59 (54)	(28) 16 (24)	(1909) 1923 (1908)
$\Sigma(1940)$	2	(54) 60 (55)	(23) 44 (-10)	(1932) 1951 (1931)
$\Sigma(2000)$	2	(<u>63</u>) <u>70</u> (<u>64</u>)	(8) 1 (-45)	(2003) 2012 (2002)
$\Sigma(2030)$	2	(<u>66</u>) <u>72</u> (59)	(21) 12 (5)	(2035) 2031 (2031)
$\Sigma(2070)$	2	(68) <u>75</u> (69)	(2) 38 (40)	(2066) 2071 (2064)
$\Sigma(2080)$	2	(69) <u>76</u> (<u>70</u>)	(9) 29 (10)	(2083) 2089 (2074)
$\Sigma(2100)$	2	(<u>70</u>) <u>77</u> (<u>71</u>)	(31) 52 (6)	(2103) 2106 (2093)
$\Sigma(2250)$	2	(76) 84 (78)	(-12) 33 (35)	(2243) 2250 (2252)
$\Sigma(2455)$	2	(<u>94</u>) <u>104</u> (85)	(18) 56 (3)	(2444) 2458 (2455)
$\Sigma(2620)$	2	(<u>110</u>) <u>121</u> (103)	(27) -12 (26)	(2624) 2625 (2621)
$\Sigma(3000)$	2	(<u>136</u>) <u>150</u> (<u>140</u>)	(-85) 38 (12)	(2994) 3001 (3003)
N(1700)	1	25 (27)	63 (-12)	1734,6717 (1751,2494)

- 54-

Anhang B

Die mit dem #-Zeichen versehenen nummerierten Gleichungen werden im Folgenden tabuliert, derart, daß die betreffende Tabelle mit den entsprechenden Gleichungsnummern überschrieben wird.

(2a, 2b, 7a, 7b, 4a)

Symbol	Numerischer Wert	Symbol	Numerischer Wert
η	0,98998964	$\mathcal{G}_{qk} = \mathcal{G}_{1,0}$	7,93991266
$\eta_{1,1}$	0,98756399	$\mathcal{G}_{1,1}$	7,92534503
$\eta_{1,2}$	0,98516776	$\mathcal{G}_{1,2}$	7,91095114
$\eta_{2,2}$	0,84242385	$\mathcal{G}_{2,2}$	7,04779227
α_+	0,01832211	α_-	0,00812835

(6a bis 6d, 12a, 12b, 13b)

k	Q_n	Q_m	Q_p	Q_σ	B	H	A
1	3	3	2	1	27	9	2787,59025432
2	24	31	34	15	26	104	14.727,57867072

(8a bis 8f)

$N_i(k,q)$	Numerischer Wert	$N_i(k,q)$	Numerischer Wert
$N_1(1,0)$	1	$N_4(1,0)$	4
$N_1(1,1)$	0,99688127	$N_4(1,1)$	4
$N_1(2,0)$	1	$N_4(2,0)$	2
$N_1(2,1)$	0,99627809	$N_4(2,1)$	4
$N_1(2,2)$	0,95891826	$N_4(2,2)$	6
$N_2(1,0)$	0,66666667	$N_5(1,0)$	1,15773470
$N_2(1,1)$	0,67506174	$N_5(1,1)$	1,15773470
$N_2(2,0)$	0,66666667	$N_5(2,0)$	1,15773470
$N_2(2,1)$	0,67670370	$N_5(2,1)$	1,73247496
$N_2(2,2)$	0,79136728	$N_5(2,2)$	76,73214581
$N_3(1,0)$	2	$N_6(1,0)$	0,00000164
$N_3(1,1)$	1,95731764	$N_6(1,1)$	0,00000164
$N_3(2,0)$	2,71828183	$N_6(2,0)$	-0,10493009
$N_3(2,1)$	2,59881924	$N_6(2,1)$	0,02518725
$N_3(2,2)$	2,12190443	$N_6(2,2)$	0,15580107

(13c, 13d, 13e, 11b)

Partikel	a_1	a_2	a_3	$W_{N=0}$
e^-	35	11	89,96774158	38,70294226
μ	1	23	7,26891022	2830,26324345
$\pi^\pm$	25	0	95,62488526	3514,46294316
K^+	16	31	7,26891022	8857,95769020
e^0	34	28	77,11059862	38,51308957
π^0	22	2	-0,03225806	3419,16217346
K^0	22	17	98,29474138	9332,35821820
η	28	33	48,65020426	9905,00599107
p	0	23	84,22944059	14792,56308050
Σ^+	21	30	26,15371691	18124,03136129
Σ^-	21	47	94,49556347	18183,30294347
Ξ^-	26	25	15,61504747	18998,73451193
Ω^-	47	3	69,73881899	23157,61451004
o^{++}	23	27	82,92386515	18115,38391620
o^+	23	22	22,64335811	18467,56082305
o^-	21	27	69,73881899	18448,51703290
n	0	36	101,15000035	14828,61089116
Λ	13	45	-0,03333333	16827,97671482
Σ^0	21	46	83,86257747	18179,59733741
Ξ^0	26	22	71,62409771	18990,08927597
o^0	23	39	93,76289283	18508,94119539

Anmerkungen:

Werte der o-Partikel vermutlich teilweise vertauscht. (AM)

Eine geordnete Übersicht aller Ergebnisse des Grundzustandes wurde als Anhang C hinzugefügt. (OP, 2010)

- 57 -

(21a) (21b) (15a)

Partikel	y	φ	$L_{(N)}$
$e^- (\bar{e}^+)$	-408,54063248	0	1021
$\mu^- (\bar{\mu}^+)$	1086,93016693	2,57120915	2340
$\pi^\pm (\bar{\pi}^\mp)$	17,08389288	-2,32863274	1485
$K^+ (\bar{K}^-)$	184,84508008	-40,78574065	3258
$e^0 (\bar{e}^0)$	-53,97104336	0	1373
$\pi^0 (\bar{\pi}^0)$	$3,70004027 \cdot 10^{-8}$	-5,12094079	1833
K^0	147,94249859	-12,73395842	3166
$\bar{K}^0$	0,25356917	-12,73395842	3166
$\eta (\bar{\eta})$	$0,26273140 \cdot 10^{-8}$	5,06612007	3236
$p (\bar{p})$	17,31698079	9,28034058	1841
$\Sigma^+ (\bar{\Sigma}^-)$	0,04603481	-6,00947753	5785
$\Sigma^- (\bar{\Sigma}^+)$	0,06836890	-2,01125294	5991
$\Xi^- (\bar{\Xi}^+)$	0,10666692	23,44132266	2247
$\Omega^- (\bar{\Omega}^+)$	0,09369559	-137,03604095	2062
$n (\bar{n})$	1228,02191382	11,16885467	1932.
$\Lambda (\bar{\Lambda})$	0,06178705	0	1964
$\Sigma^0 (\bar{\Sigma}^0)$	$211,63404729 \cdot 10^{-8}$	11,78154008	6375
$\Xi^0 (\bar{\Xi}^0)$	0,20184712	90,44612205	2382
$o^{++} (\bar{o}^{--})$	$14,72282381 \cdot 10^{-16}$	-1364,07751672	35510
$o^+ (\bar{o}^-)$	$11,51525605 \cdot 10^{-16}$	-623,74523006	5115
$o^0 (\bar{o}^0)$	$10,13617609 \cdot 10^{-16}$	-985,00227539	5551
$o^- (\bar{o}^+)$	$10,19390807 \cdot 10^{-16}$	-548,14408156	5102

Anmerkung zu diesem Skript:

Das originale Schreibmaschinenskript wurde eingescannt und neu gesetzt.

Vorsichtige Korrekturen habe ich vorgenommen, wo im Original offensichtlich Wörter vertauscht waren oder Interpunktionszeichen fehlten. Ebenso habe ich Zwischenüberschriften ergänzt. Zur besseren Verständlichkeit habe ich einige wichtige Worte kursiv gesetzt.

Im Interesse der Quellentreue wurden die Formeln so belassen wie in der Originalschrift.

Von uns gefundene Korrekturen und Hinweise zur Programmierung haben wir als Anhang D hinzugefügt.

Korrekturen und Verbesserungsvorschläge bitte an: op@engon.de

Olaf Posdzech 2010

Changelog

- 0.71 Rechtschreibung: S. 9
 Typografie: (8a), (8e1), (8f), (13e), (14b), (21), (21b), (21h)
 Korrigierte Fehler: (25), S. 31 unten
- 0.73 erste publizierte Version auf heim-theorie.org

Anhang C

Originalwerte aus Burkhard Heim (1989b) – Ausgewählte Ergebnisse einer einheitlichen Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation
sortiert anhand der Testrechnungen 2010 von Javier Mazzone und Olaf Posdzech. Korrekturen sind **gelb** hinterlegt. Die Spalte mit der Komponenten-Nummer *I* haben wir hinzugefügt.

Partikel	x_v	k	P (20)	$\bar{Q}$ (20c)	κ (20b)	εqI	I	n	m	p	σ	a_I (13c)	a_2 (13d)	a_3 (13e)	$\mathcal{W}_{N=0}$ (11b)	y (21a)	φ (21b)	$L_{(N)}$ (15a)	Theoretische Masse in MeV	Theoretische Lebensdauer in 10^{-8}
η ($\bar{\eta}$)	x_1	1	0	0	0	0	1	18	22	17	14	28	33	48,65020426	9905,00599107	0,26273140·10 ⁻⁸	5,06612007	3236	548,80002432	0,00233820·10 ⁻⁸
K^+ ($\bar{K}^-$)	x_2	1	1	0	1	1	1	17	26	30	28	16	31	7,26891022	8857,95769020	184,84508008	-40,78574065	3258	493,71425074	1,23709835
K^0	x_2	1	1	0	1	0	1	2	5	5	2	22	17	98,29474138	9332,35821820	147,94249859	-12,73395842	3166	497,72299959	5,17900027
($\bar{K}^0$)	x_2	1	1	0	1	0	1	2	5	5	2	22	17	98,29474138	9332,35821820	0,25356917	-12,73395842	3166	497,72299959	0,00887666
e^0 ($\bar{e}^0$)	x_3	1	1	1	0	0	1	0	0	0	1	34	28	77,11059862	38,51308957	-53,97104336	0	1373	0,51617049	stabil
e^- ($\bar{e}^+$)	x_3	1	1	1	0	-1	0	2	0	0	0	35	11	89,96774158	38,70294226	-408,54063248	0	1021	0,51100343	stabil
μ^- ($\bar{\mu}^+$)	x_4	1	1	1	1	-1	0	1	6	11	6	1	23	7,26891022	2830,26324345	1086,93016693	2,57120915	2340	105,65948493	219,94237553
$\equiv \mu^-$	x_4	1	1	1	1															
π^+ ($\bar{\pi}^+$)	x_5	1	2	0	0	1	0	1	9	2	3	25	0	95,62488526	3514,46294316	17,08389288	-2,32863274	1485	139,56837088	2,60282911
	x_5	1	2	0	0	-1	0													
π^0 ($\bar{\pi}^0$)	x_5	1	2	0	0	0	2	12	3	6	4	22	2	-0,03225806	3419,16217346	3,70004027·10 ⁻⁸	-5,12094079	1833	134,96004114	0,84016427·10 ⁻⁸
Ω^- ($\bar{\Omega}^+$)	x_6	2	0	3	0	-1	-3	1	4	-1	-15	47	3	69,73881899	23157,61451004	0,09369559	-137,03604095	2062	1672,17518902	0,01317650
Λ ($\bar{\Lambda}$)	x_7	2	0	1	0	0	-1	1	3	0	-11	13	45	-0,03333333	16827,97671482	0,06178705	0	1964	1115,59979064	0,02578198
p ($\bar{p}$)	x_8	2	1	1	0	1	0	1	0	0	0	0	23	84,22944059	14792,56308050	17,31698079	9,28034058	1841	938,27959246	Stabil
n ($\bar{n}$)	x_8	2	1	1	0	0	2	0	0	-2	17	0	36	101,15000035	14828,61089116	1228,02191382	11,16885467	1932.	939,57336128	917,33526856·10 ⁸
Ξ^0 ($\bar{\Xi}^0$)	x_9	2	1	1	1	0	-2	1	2	6	-1	6	22	71,62409771	18990,08927597	0,20184712	90,44612205	2382	1314,90206200	0,02961947
Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$)	x_9	2	1	1	1	-1	-2	2	7	-17	2	26	25	15,61504747	18998,73451193	0,10666692	23,44132266	2247	1321,29326013	0,01653050
Σ^+ ($\bar{\Sigma}^-$)	x_{10}	2	2	1	0	1	-1	1	-7	-12	10	21	30	26,15371691	18124,03136129	0,04603481	-6,00947753	5785	1189,37409717	0,00800714
Σ^0 ($\bar{\Sigma}^0$)	x_{10}	2	2	1	0	0	-1	2	-7	-14	-2	21	46	83,86257747	18179,59733741	211,63404729·10 ⁻⁸	11,78154008	6375	1192,47794854	42,90802646·10 ⁻⁸
Σ^- ($\bar{\Sigma}^+$)	x_{10}	2	2	1	0	-1	-1	3	-6	-5	-8	21	47	94,49556347	18183,30294347	0,06836890	-2,01125294	5991	1197,30443002	0,01481729
o^{++} ($\bar{o}^{--}$)	x_{11}	2	3	3	0	2	0	1	1	9	4	21	27	69,73881899	18115,38391620	14,72282381·10 ⁻¹⁶	-1364,07751672	35510	1232,91663788	5,99071759·10 ⁻¹⁶
o^+ ($\bar{o}^-$)	x_{11}	2	3	3	0	1	0	2	-1	-1	-6	23	27	82,92386515	18467,56082305	11,51525605·10 ⁻¹⁶	-623,74523006	5115	1234,60981181	5,72954997·10 ⁻¹⁶
o^0 ($\bar{o}^0$)	x_{11}	2	3	3	0	0	0	3	-1	-10	2	23	39	93,76289283	18508,94119539	10,13617609·10 ⁻¹⁶	-985,00227539	5551	1237,06132359	5,08526841·10 ⁻¹⁶
o^- ($\bar{o}^+$)	x_{11}	2	3	3	0	-1	0	4	-1	-16	-15	23	22	22,64335811	18448,51703290	10,19390807·10 ⁻¹⁶	-548,14408156	5102	1229,99529979	6,74230244·10 ⁻¹⁶
verboten (19a) o 1982	x_{12}	2	3	1	0	1	-2	1												
						... -2	... 4													
verboten (19a)	x_{13}	2	4	1	0	4... 0	3												(Werte in KeV)	
v_1		1	0	1	0	0	1							0,000	003	81			0,000000381	
v_2		1	1	1	0	0	1							5,376	047	84			5,37604784	
v_3		1	2	0	0	0	1							10,752	080	46			10,75208046	
v_4		2	1	1	0	0	1							21,059	783	61			21,05978361	
v_5		2	1	1	1	0	1							207,001	30880				207,00130880	

In der Formel 1982 hießen die o-Partikel x_{11} noch Delta-Partikel.
Die o-Partikel von 1982 x_{12} sind mit $Q = 1$ in der Fassung 1989 ein verbotener Term. Auch die Partikel x_{13} sind verboten.
Die Werte a_1 , a_2 , a_3 der o-Partikel waren in Anhang B vertauscht.

Anhang D Korrigierte Formeln

Korrekturen von Javier Mazzone, 2009.

Die im Folgenden dargestellten Korrekturen waren nötig, da sich in dem von Burkhard Heim verfassten Schreibmaschinenskript einige Tippfehler befanden.

Ziel der Korrekturen war, die von Burkhard Heim in den Anhängen dargestellten Ergebnisse und Zwischenergebnisse zu erhalten. Mit den unten aufgeführten Korrekturen ist dies nun weitgehend der Fall.

Zum Vergleich konnten die Quellen über die Massenformel im Stand von 1982 (1978) herangezogen werden, da die beiden Versionen der Massenformel strukturell und in den meisten Zwischenergebnissen übereinstimmen.

Lediglich für die o-Partikel ist der Stand der Korrekturen noch unbefriedigend. Für die Ruhemasse des o^{++} mussten wir einen zusätzlichen Offset im Faktor α_3 (8c) einfügen. Die Massen der angeregten Zustände der o-Partikel sind ebenfalls noch falsch.

Die uns vorgeschlagenen Korrekturen – vor allem der Gleichungen (8c) und (14a) – sind immer noch spekulativ, da uns bisher keine weiteren Unterlagen über die Formeln im Stand von 1989 vorliegen. Prinzipiell könnten auch Fehler in den von Heim im Anhang aufgelisteten Rechenergebnissen enthalten sein, die wir für die Korrekturen heranzogen, da bei der Programmierung einiger Teilformeln technologische Fallstricke auftreten. (Hinweise dazu im nächsten Kapitel).

Im Nachlass von Burkhard Heim wurden etwa 4000 Seiten mit Aufzeichnungen gefunden, die bisher noch nicht gesichtet wurden. Es bleibt zu hoffen, dass sich darunter auch Herleitungen oder Quelltexte der Formeln im Stand von 1989 finden.

OP, Februar 2010

(8c)

Ein Vergleich der Formel für α_3 bzw. N_3 mit dem Stand von 1982 zeigt, dass die Ladung q dort in diesen Besetzungsanstieg mit eingeht. Wir haben festgestellt, dass sich die von Heim berechneten Massen ergeben, wenn der letzte Ausdruck in (8c) mit dem Faktor q multipliziert wird.

Einzig für das o^{++} -Partikel mit $q = 2$ ergab sich weiterhin eine falsche Ruhemasse.

Mit einem Korrekturoffset, welcher nur in diesem Fall aktiv wird, lassen sich behelfsmäßig die erwünschten Werte für den Grundzustand erzeugen.

(8c)

$$\ln\left(\frac{N_3 \cdot k}{2}\right) = (k-1) \cdot \left\{ 1 - \pi \frac{1 - \eta_{q,k}}{1 + \sqrt{\eta_{q,1}}} \cdot \left[1 - u \frac{\eta_{q,1}}{\mathcal{G}_{q,1}} \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \cdot (1 - \sqrt{\eta})^2 \right] \right\} -$$

$$- \frac{\omega}{cu} (1 - \sqrt{\eta})^2 \left(2 \frac{cu^2}{\omega \mathcal{G}} \cdot \frac{1 + \sqrt{\eta_{q,1}}}{1 - \eta} - 1 \right) \cdot q + \text{Offset}(q = 2)$$

wobei $\text{Offset}(q = 2) = 0,05081395$ für $q = 2$,
 $\text{Offset}(q = 2) = 0$ sonst.

Die Massen der angeregten Zustände der o -Partikel sind jedoch immer noch falsch.

(13d)

Offensichtlich fehlte in dieser Formel eine öffnende Klammer. Hier handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um einen Tippfehler, “(3(“ statt “((“.

Mit der Korrektur entstehen die von Heim dokumentierten Werte.

$$\begin{aligned}
 (13d)\# \quad a_2 = & B \left[1 - \left(\frac{Q}{3} \right) \left(1 - \left(\frac{P}{3} \right) \right) \right] + 6/k - \kappa \{ Q/2 \cdot (B - 7k) - \\
 & - (3q - 1) \cdot (k - 1) + 1/2 \cdot (P - Q) \cdot [4 + (B + 1) \cdot (1 - q)] \} - \\
 & - (1 - \kappa) \cdot \{ [P \cdot (B/2 + 2 + q) - Q \cdot (B/2 + \\
 & + 1 - 4 \cdot (1 + 4q))] (2 - k) + \{ 1/4 \cdot (B - 2) (1 + \\
 & + 3/2 (P - Q)) - B/2 (1 - q) - \left(\frac{P}{2} \right) [(1/2 \cdot (B + q - \varepsilon q_l) + \\
 & + 3 \varepsilon q_l) \cdot (2 - \varepsilon q_l) - 1/4 \cdot (B + 2) (1 - q)] \} \cdot \\
 & \cdot (1 - \left(\frac{Q}{3} \right)) \cdot (k - 1) - \left(\frac{P}{3} \right) \{ 2 \cdot (1 + \varepsilon q_l) + \\
 & + 1/2 \cdot (2 - q) \cdot [(1 - q) + \varepsilon q_l] - q \} - \\
 & - q/4 \cdot (1 - q) \cdot (B - 4) - 1/4 \cdot (B - 2) + B/2 \cdot (1 - q) \}
 \end{aligned}$$

(13e₁)

Der Übersichtlichkeit haben wir die korrigierte Formel hier in Teilfaktoren zerlegt.

In der Formel fehlte eine schließende Klammer am Ende von Teilausdruck y_{21} .

Der fehlerhafte Term y_{21} ist nur aktiv für $\kappa = 0$ mit $P \geq 2$ und $Q < 3$, also für die Elementarteilchen π und Σ .

Wir ersetzen $\cdot(k - 1)$ durch $\cdot(k - 1)$ und erhalten damit die folgenden Teilformeln.

$$y = \frac{y_1 + y_2}{2B}$$

$$y_1 = \kappa \left\{ \frac{\sqrt{\eta}}{k} \cdot [4 \cdot (2 - \sqrt{\eta}) - \pi e \cdot (1 - \eta) \cdot \sqrt{\eta}] \cdot [k + e\sqrt{\eta}(k - 1)] + \frac{5 \cdot (1 - q)}{2k + (-1)^k} \cdot (4B + P + Q) \right\}$$

$$y_2 = (1 - \kappa) \cdot (y_{20} + y_{21} + y_{22} + y_{23})$$

$$y_{20} = (P - 1) \cdot (P - 2) \cdot \left[\frac{2}{k^2} \cdot (H + 2) + \frac{2 - k}{2\pi} \right]$$

$$y_{21} = \binom{P}{2} \cdot \left(1 - \binom{Q}{3}\right) \cdot \left\langle \frac{qB}{2} \cdot [B + 2 \cdot (P - Q)] + \right. \\ \left. + \left\{ \begin{aligned} &P \cdot (P + 2) \cdot B + (P + 1)^2 - \\ &- q \cdot (1 + \varepsilon q_l) \cdot \left[k \cdot (P^2 + 1) \cdot (B + 2) + \frac{P^2 + P + 1}{4} \right] - (k - 1) \\ &- q \cdot (1 - \varepsilon q_l) \cdot (B + P^2 + 1) \end{aligned} \right\} \right\rangle$$

$$y_{22} = \left\langle \begin{aligned} &(P - Q) \cdot (H + 2) + P \cdot \left\{ \begin{aligned} &5B \cdot (1 + q) \cdot Q + \\ &+ k(k - 1) \cdot \left[k(P + Q)^2 \cdot (H + 3k + 1) \cdot (1 - q) - \frac{B + 6k}{2} \right] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\rangle \\ \cdot \left[1 - \binom{P}{2} \right] \cdot \left[1 - \binom{Q}{3} \right]$$

$$y_{23} = \binom{P}{3} \cdot (2 - q) \cdot Q \cdot \left[\varepsilon q_l \cdot (B + 2Q + 1) + \frac{q}{2k} \cdot (1 - \varepsilon q_l) \cdot (2k + 1) + (1 - q) \cdot (Q^2 + 2B + 1) \right]$$

(14a)

Die im Anhang B dokumentierten Zwischenergebnisse erfordern, dass der Faktor $\eta_{1,1}$ ersetzt wird durch das Produkt $\eta_{1,1} \cdot \eta_{1,2}$. (Vorschlag von Illobrand von Ludwiger, 2003).

Der betroffene Summand in (14a) ist nur ungleich Null für $k = 2$ mit $P = 2$ oder $P = 3$, also für die Σ - und o -Teilchen, denn es gilt

P	$\binom{P}{3}$	$\binom{P}{2}$
0	0	0
1	0	0
2 (Σ Particles)	0	1
3 (o Particles)	1	3

Für die diskutierten Fälle ergeben sich für die rechte Seite bei $k = 2$ damit folgende Zahlenwerte:

	$P = 2$	$P = 3$
$\eta_{1,1} \cdot \eta_{1,2}$	,02708	,117
$\eta_{1,1}$	,01244	,073
$\eta_{1,2}$	,01483	,080

Mit dieser Korrektur wird die Gleichung (14a) zu

$$(14a) \quad a = \frac{1}{X\eta_{qk}^2 \sqrt{\eta_{qk}}} \cdot \left\{ \frac{P^2}{k\omega} [\omega - k(\omega - c)] + (k-1) \cdot \left[\frac{\pi}{4} \cdot \binom{P}{3} - \eta_{1,1} \cdot \eta_{1,2} \binom{P}{2} \right] \right\}$$

(14b1)

Auf Seite 20a des originalen Schreibmaschinenskriptes stand:

Die Linke Seite der Gleichung 14b1 ist durch den Summanden

$$-2e \frac{\kappa q}{\eta^2} (2-k) \cdot (1-\eta)^2$$

zu ergänzen.

Der fehlende Summand muss jedoch nicht auf der linken Seite ergänzt werden, sondern auf der rechten Seite.

Dieser Term wirkt nur im Fall $k=1$, $q \neq 0$ und $\kappa=1$, also beim K^+ und beim μ -Teilchen.

Mit der Korrektur wird (14b1) zu

$$C = \pi(1-\sqrt{\eta})^2 \cdot \left[1 + \sqrt{\pi}(k-1) + \frac{P}{k^3} \left(3/e + q(8+\eta_{qk}) + \frac{4\pi e}{\sqrt{\eta}}(1-\kappa) \cdot \left(1 - q \frac{3\pi\eta}{5e\eta_{qk}} \right) - 2(k-1) \binom{P}{2} (3-P) \left[2e(\eta + \eta_{qk}) + \frac{\pi e}{3\sqrt{\eta}} \varepsilon q_l \right] + \frac{8\pi e}{\sqrt{\eta}} \kappa(k-1) \left(\frac{e}{\sqrt{\eta}} - \frac{q}{\sqrt{e}} \right) \right) \right] -$$

$$-2e \frac{\kappa q}{\eta^2} (2-k) \cdot (1-\eta)^2$$

(17a)

Die Formel sollte besser mit den folgenden Klammern geschrieben werden

$$(17a) \quad \varepsilon_P = \varepsilon \cos [\pi Q \cdot (\kappa + \binom{P}{2})]$$

(17b)

In der Formel für ε_Q fehlt der Term $(k-1)$, ersichtlich durch Vergleich mit Burkhard Heim “Zur Beschreibung der Elementarkorpuskeln” (1982). Die Formel muss lauten:

$$(17b) \quad \varepsilon_Q = \varepsilon \cos \{ \pi Q \cdot [Q \cdot (k-1) + \binom{P}{2}] \}$$

Anhang E Hinweise zur Programmierung

Auswahl der Eingangsgrößen

Die Ergebnistabellen im Anhang des Skriptes (Version b, 1989) sind zum größten Teil optisch deckungsgleiche 1:1 Kopien aus der ebenfalls überlieferten Vorgängerversion a.

In Version a wurden aber teilweise andere numerische Eingangswerte angegeben.

Demzufolge sollten für Kontrollrechnungen (außer bei den Existenzzeiten) besser ebenfalls die Naturkonstanten aus Version a verwendet werden, damit gleiche Ergebnisse entstehen können.

	1982:	1989a:	1989b:
$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,0545\textcolor{yellow}{887} \cdot 10^{-34} [\text{Ws}^{-2}]$	$1,0545\textcolor{yellow}{919} \cdot 10^{-34}$	wie 1982
c	$2,99792\textcolor{yellow}{458} \cdot 10^8 [\text{ms}^{-1}]$,	$2,99792\textcolor{yellow}{5} \cdot 10^8$	wie 1982
γ	$6,6732 \cdot 10^{-11} [\text{m}^3, \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}]$	wie 1982	wie 1982
R	$376,7\textcolor{yellow}{3037659} [\Omega]$	$376,7\textcolor{yellow}{2482}$	wie 1982
μ	$2,25902\textcolor{yellow}{134} \cdot 10^{-31} [\text{kg}]$ (Berechnet)	$2,25902\textcolor{yellow}{741} \cdot 10^{-31}$	wie 1982
10^{-31} [kg]	$0,056095\textcolor{yellow}{892} [\text{MeV}]$	$0,056095\textcolor{yellow}{37}$	$0,056095\textcolor{yellow}{45}$
ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12} [\text{As V}^{-1} \text{m}^{-1}]$	nicht verwendet	nicht verwendet
μ_0	$1,2566 \cdot 10^{-6} [\text{A}^{-1} \text{V m}^{-1}]$	nicht verwendet	nicht verwendet

Gleichungen, die Fallunterscheidungen erfordern

Binomialkoeffizienten

$$\binom{P}{2}, \binom{P}{3} \text{ beziehungsweise allgemein } \binom{n}{k}$$

Der Binomialkoeffizient kann durch die Anzahl der Kombinationen ausgedrückt werden, jedoch muss dann der Fall $n < k$ abgefangen werden. Hier muss definitionsgemäß 0 ausgegeben werden.

Beispiel für P over 3:

```
IF P<3 THEN 0
  ELSE KOMBINATIONEN(P;3)
```

Gleichung (21h)

Der Fall $0^0 = 1$ muss hier abgefangen werden und gegebenenfalls gesondert definiert werden. Er tritt auf, wenn im Ausdruck

$$(P-1)^{(q-1)q/2}$$

$P = 1$ und ($q = 1$ oder $q = 2$) werden.

Gleichung (21c)

Diese Gleichung vereint numerische Werte, die mehrere Größenordnungen auseinander liegen können.

Selbst Software, die für numerische Kalkulationen geschrieben wurde, versagte hier.

Sowohl Mathcad v14 als auch Excel97 liefern im Fall $P = 3$ als Resultat den falschen Wert 0.

$$(21c) \quad F = 1 - 1/3 \cdot (1-q)(P-1)^2 \cdot (3-P)(1+P-Q - \varepsilon CP/2) \cdot (1 + \beta_{(0)} (-1)^k) - \binom{P}{3} (1 + D)$$

Bei $P = 3$ wird der mittlere Teil der Formel zu 0.

$$F = 1 - 0 - \binom{P}{3} (1 + D)$$

Der hinteren Ausdruck $(1 + D)$ enthält die Differenz zweier Zahlen, die viele Größenordnungen auseinander liegender. Denn D liegt hier im Bereich von nur 10^{-17} . Diese Differenz liefert den gerundete Wert 1, wenn nicht mehr als 20 Digits verwendet werden. Derart wird gerundet $F = 1 - 0 - 1 = 0$, was falsch ist.

Für $P = 3$ lässt sich die Formel vereinfachen zu $F = -D$ und dies liefert nun auch das richtige Resultat. Der Fall $P = 3$ muss daher abgefangen und gesondert behandelt werden

```
IF P=3 THEN F = -D
ELSE (21c)
```

Exhaustionsverfahren

Das Exhaustionsverfahren wurde im Vergleich zur Veröffentlichung 1982 insofern modifiziert, dass zur Berechnung der K_i jeweils der Summand +1 zugeschlagen wird. Dieser wird jedoch bei der späteren Differenzbildung $n_i = K_i - Q_i - 1$ wieder abgezogen.

In die Masseberechnung gehen nur die Q_i der Gerüststruktur und die n_i ein, die 1989 bezeichnet sind mit den Namen n, m, p, σ .

Daher bleibt die Veränderung der Berechnung der K_i ohne weitere Auswirkungen.

	1982	1989
K_i	Gesamtzahl der Struktureinheiten in der Zone	+1
Q_i	Struktureinheiten des Grundgerüsts ($k = 1$ oder $k = 2$)	
n_i	Anzahl der anregbaren Struktureinheiten des Teilchens	$n_i = K_i - Q_i - 1$

Leider wurde auch die Benennung der Zwischenergebnisse $w_0 \dots w_3$ in der Fassung von 1989 verändert, wodurch die Darstellung im Skript etwas verwirrend wirken kann.

Wir stellen hier das Exhaustionsverfahren in der Form dar, wie wir es umgesetzt haben. Die sich ergebenden Ergebnisse der Zonenbesetzungen im Grundzustand stimmen mit den von Burkhard Heim dargestellten Werten überein.

0.

Anregerenergie:

$$w_0 = W_{N=0} \cdot (1 + f) \quad \text{mit} \quad f = \frac{aN}{N+1} + bN$$

1.

Diese Energie verteilt sich von *innen* nach *außen*, das heißt, sie wird als erstes auf die maximal mögliche Anzahl von Struktureinheiten der Zentralzone verteilt. Der Faktor α_1 stellt die Quantelung der Energie pro Struktureinheit in dieser Zone dar.

Mit $w_0 - K_n^3 \alpha_1 = 0$ folgt

$$K_n = \text{Ganzzahl} \left(\sqrt[3]{\frac{w_0}{\alpha_1}} \right) + 1$$

Die Ganzzahl-Funktion ist ein reines Abschneiden der Nachkommastellen ohne jede zusätzliche Rundung.

2.

Der Restbetrag der Energie ist dann $w_1 = w_0 - (K_n - 1)^3 \alpha_1$.

Er wird nun weiter verteilt, und zwar auf die nun maximal mögliche Anzahl von Struktureinheiten in der *zweiten* Zone.

Mit $w_1 - K_m^2 \alpha_2 \geq 0$ folgt

$$K_m \leq \sqrt{\frac{w_1}{\alpha_2}}$$

$$K_m = \text{Ganzzahl} \left(\sqrt{\frac{w_1}{\alpha_2}} \right) + 1$$

3.

Der Restbetrag der noch verbleibenden Energie ist nun $w_2 = w_1 - (K_m - 1)^2 \alpha_2$.

Er wird erneut weiter verteilt, und zwar auf die nun maximal mögliche Anzahl von Struktureinheiten in der *dritten* Zone.

Mit $w_2 - K_p \alpha_3 \geq 0$ folgt

$$K_p \leq \frac{w_2}{\alpha_3}$$

$$K_p = \text{Ganzzahl} \left(\frac{w_2}{\alpha_3} \right) + 1$$

4.

Der Restbetrag der noch verbleibenden Energie ist nun $w_3 = w_2 - (K_p - 1)\alpha_3$.

Er wird auf die nun maximal mögliche Anzahl von Struktureinheiten in der *vierten Zone* verteilt.

Mit $w_3 - e^{-\beta K} \leq 0$ sowie der Substitution $\beta = \frac{2k-1}{3Q_\sigma}$ folgt

$$K_\sigma \leq \frac{3Q_\sigma}{2k-1} \cdot \ln w_3$$

$$K_\sigma = \text{Ganzzahl} \left(-\frac{3Q_\sigma}{2k-1} \cdot \ln w_3 \right) + 1$$

Von Burkhard Heim wurde in der Schrift von 1982 eine numerische Korrektur vorgeschlagen, da es durch Rundungsfehler in der damals verwendeten Software zu falschen Zonenbesetzungen der Form x,999 999 999 kam, die vor dem Abschneiden der Kommastellen auf die nächsthöhere ganze Zahl aufgerundet werden sollten. Wir haben festgestellt, dass bei der Verwendung von Programmiersprachen mit hoher Rechengenauigkeit diese Kompensation *nicht* nötig wird.

Versuchsweise kann die von Heim vorgeschlagene Kompensation durch einen zusätzlichen Offset vor der Ganzzahlbildung erreicht werden. In die Gleichungen ist dieser in der folgender Form einzufügen:

$$K_i = \text{Ganzzahl}(\text{Ausdruck} + \text{Offset}K) + 1$$

wobei $\text{Offset}K = 0$, bzw in der 1982 vorgeschlagenen Form $\text{Offset}K = 0,000\ 000\ 001$ gilt.

Bei den angeregten Zuständen $N > 0$ ergeben sich gegenüber den von Burkhard Heim veröffentlichten Werten teilweise abweichende Zonenbesetzungen für die dritte und vierte Zone (p und σ).

Dies liegt daran, dass sich bei sehr großen Werten von w_0 in den hinteren Stellen Einflüsse der Rechengenauigkeit bemerkbar machen. Die Beträge der Restenergie w_3 bei großen Zonenbesetzungen n und m weisen geringfügige Unterschiede zu Heims Ergebnissen auf, wodurch sich abweichende Anzahlen der möglichen äußeren Struktureinheiten ergeben. Auf die errechnete Masse hat dies kaum Auswirkungen, da den wesentlichen Beitrag für die Masse die inneren Zonen leisten.

Jedoch weichen infolge der abweichenden Außenzonen-Besetzungen die K-Bandbreiten K_B der möglichen Externzonen-Anregungen ab. Diese stellen die noch möglichen zusätzlichen Anzahlen von Struktureinheiten in der Externzone bei einer Anregerstufe N dar.

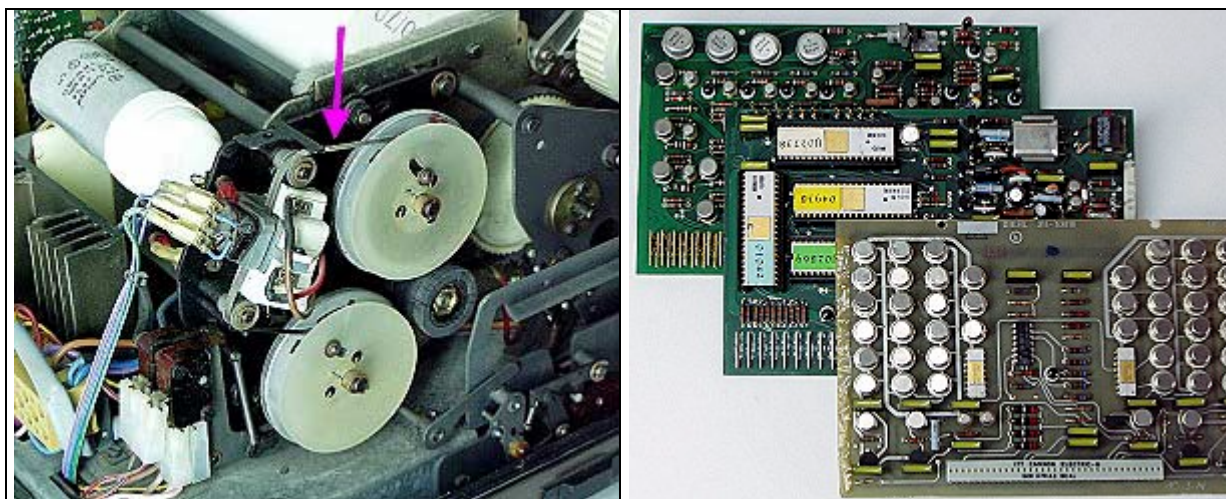
Javier Mazzone
Olaf Posdzech
Dezember 2009

Anhang E

Die von Burkhard Heim verwendete Rechenmaschine war eine Diehl Algotronic, Baujahr 1971...74. Sie war eine über Lochstreifen programmierbare Tisch-Rechenmaschine mit Druckwerk. Der austauschbare interne Urlader bestand aus einem Metall-Lochstreifen.



Diehl Algotronic, Tisch-Rechenmaschine, Baujahr 1971...74 mit 10 kBit Speicher und Metall-Bootlochstreifen



Innenleben der Diehl Rechenmaschinen

Oben ist der Bootlochstreifen (dünnes Stahlband) zu sehen. Er wird vom Motor des Druckers angetrieben. Rechts oben ist die Platine zur Druckeransteuerung, mittig die Logik-Platine mit keramischen LSI-ICs (aus dem Vorläufermodell Diehl Combitronic) und unten die Speicherplatine der Algotronic.

Die von DIEHL 1970-72 zuvor verkaufte Combitronic zeigt, in welcher stürmischen Entwicklungsphase damals geradezu kuriose Technik angeboten wurde. In diesem Gerät sind Germaniumtransistoren der frühen 60er Jahre (zur Ansteuerung des Druckers), immer noch ein Bootprogramm auf Lochstreifen, der langsame Laufzeitspeicher und die modernste Entwicklung von LSI-Technik in keramischen ICs vereint. Man hat einfach die Transistor-Logik der Combitron mit 4 LSI-ICs realisiert.

Historisch interessant ist, wie DIEHL das Prinzip der kleinen Schritte weiter verfolgte: In der DIEHL Algotronic (ca. 1973/74) wurde der Laufzeitspeicher durch zwei mal 21 Stück Schieberegister mit je 512 Bit Kapazität ersetzt. Das ergab insgesamt ca. 20 Kbit Speicherkapazität und erlaubte, den immer noch verwendeten Metall-Bootlochstreifen erheblich zu erweitern. Dieser Lochstreifen hatte nun 3 Spuren (davon eine Taktspur), wobei die eine Spur beim Abspulen und die andere beim sofort danach einsetzenden Rückspulen in die Schieberegister eingelesen wurde. Dieses „Boottape“ enthielt auch Mikroprogramme für wissenschaftliche Funktionen (sin, cos, tan, ln, exp u.a.).

Sollte der Rechner für statistische Funktionen ausgelegt werden, brauchte er nur einen anderen Bootlochstreifen und ein paar andere Tasten.

Insgesamt war die Architektur des Tischrechners für die damalige Zeit längst überholt.

Das Modell wurde ebenfalls unter dem Namen “Microtronic 320” vertrieben, welches an Schulen verkauft wurde.



Im Hintergrund ist der dazugehörige Lochstreifenstanzer ELS 850 zu sehen und links der Lochstreifenleser „Dilector“.

Englisch

In 1970-72, DIEHL sold the Combitronic, featured with germanium transistors from the early 1960s (used for the printer interface), (still) a paper tape used for booting, a slow delay line memory and ceramic ICs (modern LSI technology). This device is a prime example for the enormous speed of development of new technology. The transistor logic was implemented by simply taking four LSI ICs together. Therefore the computer is logically (almost) identical to the almost obsolete Combitron, but the case is much smaller and the whole computer shrank up to two small boards (see detailed pictures from the Diehl Combitronic). In the picture above you see the compatible paper tape puncher ELS 850 and the reader "Dilector" on the left.

you see the metallic paper tape that is used for booting the device. It is driven by the engine from the printer. The picture on the right hand shows germanium transistors on the upper board and ceramic ROM ICs on the lower board.

It is quite interesting to see DIEHL improving quite slowly but continuing their hardware: The successor model DIEHL Algotronic (1973/74) featured 2x 21 shift registers with each 512 bits storage capacity instead of the delay line. Thus the device had about 20 kbit storage capacity, so the metallic boot tape could be extended: The new boot tape had 3 tracks (including one timing track). While the first track was read in while moving the tape forward, the second one was read in while rewinding the tape. This "boot device" contained micro programs for scientific functions (sin, cos, tan, ln, exp, etc.). If the computer was intended for e.g. statistical functions, it needed another boot tape.

These Diehl computers look like the Combitronic, but they are equipped with a few more keys. All in all the hardware architecture from this desk computer was obsolete, even for that time. It was partly still made using germanium transistors.

Transcendent-functions,
64 Constant-memories, 32 can be used as Program-memory (total of 320 instructions)
Connectable on DIEHL: Dilector and DIEHL: MKL23

This model was also available under a 'Microtronic 320'-name, which was sold to schools.

Quelle für die Abbildungen und den Text:
http://www.devidts.com/be-calc/desk_15578.html
<http://www.technikum29.de/de/rechnertechnik/ic-technik.shtm>