

STRUKTUREN DER FELDER UND DER MATERIE UND DIE EINHEIT DER PHYSIK

Zusammenfassung

- I. Einführung: Ist Antigravitation möglich?
- II. Die unelementaren Elementarteilchen
- Dr. rer. nat. Irene Sänger-Bredt
- III. Die innere Struktur elementarer Subkonstituenten der Materie
- Dipl.-Phys. I. Brand

ZUSAMMENFASSUNG

Geht man davon aus, daß die unidentifizierbaren Himmelserscheinungen künstliche Objekte sind, wofür alle Anzeichen sprechen, dann erhebt sich die Frage nach deren Antrieb. Da weder luftatmende oder Rückstoß-Triebwerke noch Gasfüllungen und Tragflächen den beobachteten Schwebezustand und die Flugeigenschaften der Objekte bewirken können, muß auf einen Feldantrieb geschlossen werden, mit welchem die Erdanziehungskraft kompensiert werden kann. Durch experimentelle Kniffe ist es nicht möglich, "Gravitations-Antriebe" zu erfinden.

Um die Realisierung von Feldantrieben auf der Basis unseres gegenwärtigen Wissensstandes seriös abschätzen zu können, muß man die verschiedenen Wechselwirkungs-Kräfte untersuchen. Quelle für sämtliche Wechselwirkungen sind die Elementarteilchen. Daher ist für das Verständnis der Wechselwirkungskräfte die Kenntnis der Elementarteilchen-Strukturen Voraussetzung. Denn wenn man versteht, wie sich die Elementarteilchen ineinander umwandeln, weiß man auch, wie die Wechselwirkungskräfte ineinander transformiert werden können.

Es wird zunächst ein Überblick über die experimentellen Befunde der Elementarteilchenphysik präsentiert, den die Raumfahrt-Wissenschaftlerin Dr. Irene Sänger-Bredt, die Ehefrau und Mitarbeiterin Professor Eugen Sängers (einem der drei deutschen Raumfahrt-Pioniere neben H. Oberth und W. v. Braun) zusammengestellt hat.

Im theoretischen Teil (I. Brand) werden dann die einzelnen Versuche diskutiert, die Bausteine oder Innenstrukturen der Elementarteilchen zu beschreiben. Ausgangspunkt der Betrachtungen ist die Untersuchung der Symmetrien in der Welt und deren spontaner Verletzung, welche im Rahmen der Eichtheorien behandelt werden.

Im Gegensatz zu früheren Vorstellungen sucht man heute nicht nach einem "Urteilchen", sondern nach einem letzten Urprinzip der Natur, einer Basis-Symmetrie, aus der sich die Fülle sämtlicher Erscheinungen ableiten lassen sollte.

Da die rein verbale Schilderung der physikalischen Zusammenhänge mindestens den doppelten Umfang an Seiten erfordert hätte, mußten die wesentlichen Formeln (als Kurzschrift) doch geschrieben werden. Wo dies nicht ausführlich genug sein konnte, wird auf die entsprechende Literatur verwiesen.

Die Theorie der schwachen Wechselwirkung, die nicht einfach darstellbar ist, bildet den Anfang der eigentlichen Untersuchung (β -Zerfall, Weakonen). Die Vorstellungen, welche man derzeit vom physikalischen Vakuum hat, werden soweit erklärt, daß nicht-symmetrische Vakuumzustände (Solitonen, Instantonen) diskutiert werden können.

Sehr kurz werden die Grundlagen der Quantenelektrodynamik gestreift, die wesentlich auf dem Bild der Vakuum-Zustände aufbaut (Schrödinger-, Klein-Gordon-, Dirac-Gleichung, Feynman-Graphen).

Die Umwandlung der globalen Isospin-Symmetrie in eine lokale durch Yang-Mills-Felder wird als wichtiges Verfahren in Eichtheorien demonstriert.

Das Transformationsverhalten spezieller (unitärer) Gruppen und die Konstruktion von Darstellungsräumen für diese werden behandelt, um zu zeigen, wie sich die Elementarteilchen aufgrund ihrer Eigenschaften damit klassifizieren lassen.

Die ersten neun Kapitel bilden die Grundlage dafür, um die Verhältnisse im Innern der Elementarteilchen näher zu untersuchen. Die Grundlagen der Quark-Theorie der starken Wechselwirkung (Flavours, Colors, Gluons, Confinement, Gitterapproximation) und neuere experimentelle Befunde werden vorgestellt.

Die elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungskräfte lassen sich in der elektro-schwachen Theorie (von Glashow, Salam und Weinberg) vereinigen unter Verwendung der Yang-Mills-Theorie sowie unter Anwendung des Higgs-Mechanismus, um die zunächst masselosen Bosonen massiv zu machen.

Der Versuch, die elektro-schwache Theorie mit der starken Wechselwirkung zu vereinheitlichen, wird Grand Unification Theorie (GUT) genannt. Die GUT sagt u.a. den Zerfall von Protonen sowie die Existenz von magnetischen Monopolen voraus.

Die Frage, was Quarks eigentlich sind, wird mit diesen Eichtheorien nicht beantwortet. Die Rischonen-Hypothese versucht, Quarks und Leptonen aus noch elementarerer Subkonstituenten aufzubauen.

Entgegengesetzt zu diesen "additiven" Vereinheitlichungs-Versuchen verlaufen Arbeiten der Heisenberg-Schule (Dürr, Saller, Mitter, Stumpf), die anstelle von verschiedenen durch Wechselwirkungsteilchen charakterisierten Symmetrie-Gruppen nach nur einer einzigen Basis-Symmetriegruppe mit einem "Urfeld" suchen.

In der Supereichtheorie (Supergravitation) wird versucht, neben der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung auch die gravitative Wechselwirkung einheitlich zu beschreiben. Dabei treten zusätzliche Wechselwirkungsteilchen auf wie das "Gravitino" (mit Spin $3/2$) und das "Photino" (Spin $1/2$). In den erweiterten Supergravitationstheorien, die renormierbar, d.h. frei von Unendlichkeitsstellen gemacht werden können, gibt es Felder von Antigravitation.

Die diskutierten Theorien sagen nicht aus über die geometrischen Strukturen der subelementaren Teilchen und das Vakuum. Dafür wird die Einsteinsche Strukturtheorie der Gravitation als Ansatz herangezogen. Spezielle Lösungen der Feldgleichungen werden diskutiert (Schwarzschild, Kerr, Gödel) sowie die entsprechenden pathologischen Raum-Zeiten, nach denen z.B. Reisen in die Vergangenheit möglich sein sollten. In Wheelers Geometrodynamik entstehen topologische Henkel und Wurmlöcher der Einstein-Rosen-Brücken in kleinsten Bereichen mit Vakuum- bzw. Struktur-Schwankungen.

Mit quantisierten magnetischen Fluß-Schleifen versucht Jehle, die geometrischen Strukturen der Quarks und Leptonen zu verstehen.

In der Twistor-Theorie wird das geometrische Konzept der Punktmenge ganz aufgegeben. Stattdessen existieren nur Weltlinien masseloser Teilchen und Wechselwirkungsprozesse, die sich durch die Theorie der Spin-Netze beschreiben lassen. Geometrische Beziehungen werden übertragen in einen komplexen (6-dimensionalen) projektiven Twistorraum. Man versucht, mit Twistoren die Strukturen von Quarks anzugeben.

Wie in der Twistor-Theorie existieren nach der Metronentheorie von Heim ebenfalls keine Punkte, sondern nur Flächenelemente (Metronen) als Basiselemente eines komplexen (6-dimensionalen) Raumes.

Im Gegensatz zur Einsteinschen einheitlichen Feldtheorie besteht der Fundamentaltensor aus einem Produkt partieller Struktur-tensoren. Anstelle der Differentialrechnung tritt die Rechnung mit Differenzen von Metronen. Diese reine Strukturtheorie beschreibt dynamische Prozesse reiner Geometrie (bzw. des Vakuums), die sich darin äußern, daß sich - bezogen auf das cartesische Bezugssystem - Maxima von strukturellen Deformationen eines Metronengitters mit Minima gegenseitig austauschen. Je nach der mit in die Deformationen einbezogenen Anzahl von Unterräumen des 6-dimensionalen Raumes existieren die vier physikalisch verschiedenen Erscheinungsformen, die aus den dynamischen Vakuums-Schwankungen entstehen, wenn sich geometrisch geschlossene Figuren (Flüsse) bilden (Gravitonen, Photonen, ungeladene und geladene Teilchen). Die komplizierten internen Strukturflüsse erklären nicht nur die Bedeutungen von Spin, Isospin, Ladung, Strangeness, sondern auch die Massen und Lebensdauern der Elementarteilchen. Das Confinement der Quarks und andere Teilcheneigenschaften erfahren eine geometrische Interpretation.

In einer abschließenden Diskussion werden theoretische Möglichkeiten der Generierung von Antigravitations-Feldern untersucht im Rahmen der $N(8)$ -Supergravitationstheorie und die Synchrotron-Beschleunigung der hypothetischen Monopole.

Die anderswo (Brand 1976/1979) behandelten Möglichkeiten, welche sich aus der Metronentheorie ableiten lassen, erscheinen derzeit aussichtsreicher.

I. EINFÜHRUNG : Ist Antigravitation möglich?

Seit Mitte des 20. Jahrhunderts werden die Luftraum-Überwachungsstellen aller Länder mit einem bislang von der zivilen Forschung vernachlässigten Phänomen konfrontiert: der Erscheinung leuchtender oder metallisch glänzender Objekte, die am Himmel beobachtet werden, und zwar von einer ständig wachsenden Anzahl von Zeugen, die inzwischen in die Hunderttausende geht.

Gewissenhafte Nachforschungen belegen unzweifelhaft, daß dieses Phänomen weder mit neuen militärischen Flugkörpern noch mit bekannten Naturerscheinungen identifiziert werden kann. Worum es sich auch immer bei diesen Erscheinungen handelt - die Untersuchungen darüber sind noch keineswegs abgeschlossen - eines sind sie mit Sicherheit: physikalisch reale Gebilde mit der Eigenschaft, bisher unbeobachtete physikalische Wechselwirkungen mit der Umgebung zu verursachen.

Es wurde beobachtet, daß diese Objekte der Gravitation nicht unterworfen zu sein scheinen und daß offenbar gelegentlich die irdische Schwerkraft verändert wurde (Schneider, 1976). Auch die extrem helle Leuchtanregung der sie umgebenden Luft, wie sie sonst nur durch Laser-Strahlen bewirkt werden kann (Beck, 1977) sowie extrem gekrümmte Licht-"Strahlen", die von den Objekten ausgehen (Bucher, 1978), sind in der Natur bisher unbekannt. Es sind auch keine Strahlungsfelder bekannt, die "Faraday-sche Käfige" bzw. Motorhauben von Autos durchdringen und Strom- bzw. Zündkreise unterbrechen könnten, wie dies von diesen Objekten bewirkt wird. (Siehe z.B. CODAP-Liste über EMG-Fälle am Schluß des Buches.)

Natürlich werden diese Effekte von jedem kritischen Wissenschaftler zunächst angezweifelt, wie auch die Existenz der unidentifizierbaren Phänomene selbst, denn diese Phänomene sind selten und treten an unberechenbaren Orten zu unbestimmten Zeiten auf. Sie sind daher nur selten unter ziviler wissenschaftlicher Kontrolle registriert worden und die militärwissenschaftlichen Erkenntnisse bleiben unzugänglich. Trotzdem liegen heute bereits mehr glaubwürdige Berichte über elektromagnetische Wechselwirkungen unidentifizierbarer Objekte mit der Umgebung vor als z.B. über Kugelblitze, an deren Existenz heute kaum mehr ein Naturwissenschaftler zweifelt.

Die Annahme der Berichte als Aussagen über ein Faktum ist derzeit weder deduktiv zwingend noch sind alle Generalisierungen bislang sehr wahrscheinlich. Daher ist deren Akzeptanz eher als ein entscheidungsfreudiger Akt zum Risiko einer Fehldeutung zu werten. Diese Haltung ist jedoch nach wissenschaftlichen Kriterien legitim; denn die Wissenschaft konstruiert zunächst Hypothesen und erklärt Objekte in der Natur erst dann, wenn diese in Apparaten nachgebildet werden können.

Erst das Laboratoriumswissen dient als technisches Erklärungsmodell; man denke beispielsweise an Modelle über den Regenbogen oder für das Gewitter (Tetens, 1982).

Die Existenz der Objekte und deren unverstandene Wechselwirkungen, über die berichtet wird, stellen eine Herausforderung an die Wissenschaftler und speziell für die Physiker dar. Offensichtlich werden von diesen Objekten Wechselwirkungs-Quanten freigesetzt durch Prozesse, die wir heute noch nicht kennen.

Wir wollen daher im folgenden einen hinreichend ausführlichen Überblick über die uns heute bekannten Teilchen, deren Wechselwirkungen und über den gegenwärtigen Stand der Versuche zu einer theoretischen Vereinheitlichung aller physikalischen Kräfte geben, um daran zu zeigen, bei welchen Annahmen bzw. physikalischen Bedingungen mit der Erzeugung neuer Wechselwirkungsfelder bzw. -quanten gerechnet wird. Dazu werden wir zunächst die wichtigsten Entdeckungen im Bereich der Teilchenphysik besprechen. Anschließend sollen die theoretischen Vorstellungen über den Aufbau und die Struktur der Elementarteilchen skizziert werden.

Unter Physikern herrscht allgemein die Ansicht, daß technische Erfindungen, mit denen z.B. die Gravitationswirkung feldphysikalisch kompensiert werden könnte, nicht in Analogie zur Entwicklung elektromagnetischer Kraftmaschinen oder zur Generierung elektromagnetischer Strahlungen möglich sind, ohne daß zuvor das theoretische Verständnis über die Vereinheitlichung der Gravitationskraft mit sämtlichen übrigen physikalischen Kräften gelungen ist.

In allen technischen Projekten, welche Apparaturen zur Überwindung der Schwerkraft zu entwickeln behaupten (z.B. Nelli, 1983), die nicht auf der Aerodynamik oder dem Rückstoßprinzip basieren, lassen sich grundsätzlich theoretische Fehlschlüsse oder technologische Unmöglichkeiten nachweisen. Nieper (1982) glaubt z.B., daß die Gravitation durch den Druck von Tachyonen auf sämtliche Körper verursacht werden würde, und daß sich diese Teilchen abschirmen ließen, wenn geeignete Absorptionsmechanismen gefunden werden könnten. Das soll bei abrupten Spannungsveränderungen im "Gray-Motor" der Fall sein (Scagnetti, 1973).

Abgesehen davon, daß die hypothetischen Tachyonen - also Teilchen, die sich schneller als mit Lichtgeschwindigkeit bewegen sollen und bei Wechselwirkungen mit Materie beschleunigt werden (Feinberg, 1967) - bisher nicht entdeckt werden konnten, würde diese Theorie nicht erklären, weshalb alle Körper unabhängig von Größe und Gewicht (im Vakuum) gleich schnell fallen würden.

Nach Seike (1972) soll sich nach Art der Kernspinresonanz in kettenförmig hintereinander geschalteten Möbiusbändern, die hochfrequenten elektrischen Wechselfeldern ausgesetzt werden, das induzierte Magnetfeld bei bestimmten Resonanzfrequenzen in ein Gravitationsfeld umwandeln. Ein Möbiusband besitzt nur eine Fläche; aber da die Mittellinie ein Ring ist, fließt der Strom wie in einer Ringspule. Physikalisch kann kein neuer Effekt entstehen.

Das von Zinsser entdeckte und von Peschka (1979) untersuchte Phänomen, daß sich darin äußert, daß Mikrowellenstrahlung in eine mit Flüssigkeit gefüllte Röhre an einer Drehwage ein Drehmoment übertragen soll, ist noch nicht genau genug untersucht, um theoretisch erklärt werden zu können; doch ist eine Verbindung mit Gravitationswechselwirkungen nicht zu vermuten.

Es scheint sich hier wie auch bei der noch immer nicht völlig verstandenen Photophorese (Desoyer, 1952, 1958; v. Fragstein, 1970) um radiometrische Effekte zu handeln. Radiometrische Effekte, hervorgerufen durch unterschiedlich starke Molekülreflexionen an Flächen verschiedener Temperatur, erklären auch die Bewegungen elektrisch aufgeladener scheibenförmiger Kondensoren des Amerikaners Townsend T. Braun. Allerdings wirken jetzt nicht nur Luftmoleküle, sondern auch Ionen unterschiedlicher kinetischer Energie und Gasströmungen auf Flächenteile unterschiedlicher elektrischer Polarität (in: Rho Sigma, 1972). Mit "Elektro-Gravitation" hat dieser "Antrieb" nichts zu tun.

Im makroskopischen Bereich kennen wir keine Anti-Gravitation. Doch vermuten Hochenergie-Physiker heute, daß bei Stoßprozessen zwischen Elementarteilchen extrem hoher Energie Teilchen freigesetzt werden könnten, welche die Wechselwirkung einer anti-gravitativen Kraft vermitteln. Um das zu verstehen, müssen wir uns mit Elementarteilchen und mit den Theorien zur Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen beschäftigen.

Literatur:

- Beck, H., 1977: "Lichterscheinungen und Plasmaphänomene in der Umgebung unbekannter Flugobjekte" in: 'Strahlenwirkungen...' MUFON-Bericht Nr.4
- Bucher, W., 1978: "Solid Lights" in: 'Ungewöhnliche Eigenschaften...' MUFON-Bericht Nr. 6
- Desoyer, K.V., 1952: Acta Physica Austriaca, V, 4, S. 430-434
- Desoyer, K.V., 1958: persönliche Mitteilung
- Feinberg, G., 1967: Phys. Rev., Vol. 159, 5, S. 1089-1105
- v.Fragstein, C., 1970: dtv-Lexikon der Physik, Bd. 7, S. 77
- Nelli, R.A., 1983: "Antigravity and UFOs" - High Energy Electrostatics Research, Vol. I, Springfield, VA 22150
- Nieper, H., 1982: 'Revolution in Technik, Medizin, Gesellschaft'-Konversion von Schwerkraft-Feld-Energie, Illmer, Hannover
- Peschka, W., 1979: Ztschr.f.Raumfahrtforschung, Nr.74, 2, S.72, Stuttgart
- Rho Sigma, 1972: 'Forschung in Fesseln', Ventla, Mainz, S.81ff.
- Scagnetti, J., 1973: Probe, Juni 73, S. 20-26
- Schneider, A., 1976: "Elektromagnetische und gravitative Wirkungen von UFOs" in: 'Ungewöhnliche Gravitations-Phänomene' MUFON-Bericht Nr. 2
- Seike, S., 1972: 'The Principles of Ultra Relativity', Uwajima
- Tetens, H., 1982: Ztschr.f.allg.Wissenschaftstheorie, Bd.8, Heft 1, S. 70

II. DIE UNELEMENTAREN ELEMENTARTEILCHEN

Dr. Irene Sängler-Bredt

1. Entdeckungsgeschichte der Elementarteilchen

1.1 Die Struktur der Materie in der Vorstellungswelt des Altertums

Die Wissenschaft von den Elementarteilchen ist eines der verwirrendsten und unausgekochtesten Arbeitsgebiete der modernen Physik.

Schon im ersten Jahrtausend vor der Zeitwende nahmen griechische Naturphilosophen wie Leukippos von Milet, Demokrit von Abdera und Epikur von Samos an, daß Materie nicht beliebig fein zerlegbar sein könne, sondern aus kleinsten unteilbaren, unveränderlichen und unzerstörbaren (stabilen) Bausteinen bestehen müsse, die sie "Atome" ($\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$ = unteilbar) nannten.

Der römische Dichter Titus Lucretius Carus (Lukrez) übernahm in seiner berühmt gewordenen Lehrschrift "De rerum natura"¹⁾ insbesondere Ideen Epikurs, nach denen die Ursachen allen Geschehens - nicht nur auf materieller, sondern auch auf geistiger Ebene - in der Bewegung und Umlagerung von Atomen zu suchen sei, und forderte dadurch die Ablehnung des "Atomismus" von seiten der scholastischen Kleriker der katholischen Kirche heraus. Die Vorstellungen Demokrits erfuhren erst im 17. Jahrhundert eine Wiederbelebung dank der Schriften angesehener abendländischer Philosophen und Naturforscher wie Daniel Sennert, Joachim Jungius, Pierre Gassendi, Christian Huygens, Robert Boyle und Isaac Newton.

Zu Beginn des 19. Jahrhunderts glaubte der englische Chemiker John Dalton, die hypothetischen Elementarbausteine der Natur in den kleinsten Einheiten der chemischen Elemente gefunden zu haben und verlieh ihnen den überlieferten Namen.

Nachdem die europäischen Naturwissenschaftler gegen Ende des 19. Jahrhunderts jedoch erkennen mußten, daß die als "Atome" bezeichneten Bausteine der chemischen Verbindungen - entgegen Daltons Erwartung - keine homogenen (strukturlosen) und unveränderlichen Teilchen darstellten, sondern äußerst komplexe Gebilde, entwickelten die Physiker Philipp Lenard, Ernest Rutherford, Niels Bohr und Arnold Sommerfeld in den folgenden drei Jahrzehnten nacheinander eine immer mehr verfeinerte Theorie, nach der jedes Atom einem winzigen Sonnensystem ähneln sollte.

¹⁾ "Vom Wesen der Dinge"

1.2 Das Atom und seine klassischen Bausteine

Nach dieser Modellvorstellung kreisen um einen positiv geladenen Kern, der aus dicht gepackten Protonen und Neutronen besteht, in streng geregelten Abständen und Bahnen - gleich Planeten - einzelne Elektronen, die gemeinsam die sogenannte Atomhülle bilden und bei Änderungen ihres Energieniveaus (Quantensprüngen) Lichtquanten ("Photonen") ausstrahlen oder absorbieren, je nachdem ob sie in eine minder oder mehr vom Kern entfernte Umlaufbahn springen. Solche Anregungsvorgänge können bis zur Abspaltung eines oder mehrerer Elektronen aus der Atomhülle führen. Man spricht dann von "Ionisation".

Die Ausdehnung der Hülle beträgt das zehntausend- bis hunderttausendfache von der des Atomkerns, dessen Durchmesser zwischen 10^{-12} und 10^{-13} cm liegt. Im nichtionisierten Zustand eines Atoms halten sich positive Kernladung und negative Hüllenladung die Waage, so daß jedes Atom nach außen hin neutral erscheint. Die Anzahlen von Protonen und Neutronen im Kern sowie die hiervon abhängigen Elektronenzahlen und Bahnverteilungen bestimmen den chemischen Charakter eines Atoms. Entsprechend der Protonenzahl im Kern wird die Vielfalt der Atome in ein "Periodisches System" eingeordnet. Hand in Hand mit der Entwicklung dieses "klassischen" Atommodells ging die experimentelle Entdeckung seiner Bestandteile.

Das Auffinden des Elektrons war eine ausgesprochene Gemeinschaftsleistung deutscher, englischer und niederländischer Forscher. Schon 1881 hatten Hermann von Helmholtz und G. Johnstone Stoney die Existenz eines Elementarquantums der Elektrizität vermutet, das von Stoney später "Elektron" getauft wurde. Nachdem Hendrik Antoon Lorentz und Joseph Larmor 1895 eine erste Theorie der Elektronen veröffentlicht hatten, gelang es insbesondere Emil Wiechert, Walter Kaufmann, Wilhelm Wien, Joseph John Thomson und George Francis Fitzgerald, in zahlreichen Kathodenstrahl-Versuchen während der Jahre 1896 bis 1899 das Elektron zu identifizieren und seine charakteristischen Eigenschaften zu bestimmen.

Die Existenz des Protons konnte 1911 durch den englischen Physiker Ernest Rutherford nachgewiesen werden, dem 1919 auch die erste Atomzertrümmerung gelang.

Das Neutron war erst 1920 von William Harkins als notwendiger Kernbestandteil erkannt worden und wurde 1932 durch James Chadwick bei der Auswertung von Nebelkammeraufnahmen entdeckt.

Das Photon oder Lichtquant hingegen war praktisch bereits entdeckt, bevor man seine Bedeutung als Bauelement des Atoms erkannt hatte. Nachdem der Begriff des "Energiequants" der elektromagnetischen Strahlung 1900 von Max Planck in die Physik eingeführt worden war, folgerte Albert Einstein 1905 aus Plancks Arbeiten zur Strahlungstheorie den dualistischen Charakter des Lichts als elektromagnetische Schwingung ("Welle") und Korpuskel ("Lichtquant") zugleich. In seiner berühmt gewordenen Äquivalenzformel $E = h \cdot \nu = mc^2$ setzte er die Energie der kleinstmöglichen Lichtmenge, das "Energiequant" (E), einerseits gleich der Energie einer elektromagnetischen Welle mit der Schwingungsfrequenz ν ²⁾ und andererseits gleich dem Energiegehalt einer Korpuskel mit der Masse m ³⁾. Damit ermöglichte er

²⁾ h ist eine Universalkonstante, das sogenannte "Plancksche Wirkungsquantum"

³⁾ c bedeutet Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

die Deutung des von Heinrich Hertz und seinem Schüler Wilhelm Hallwachs in den Jahren 1887 und 1888 entdeckten "lichtelektrischen Effekts", der mit der reinen Wellentheorie unvereinbar schien, als das Herauslösen von Elektronen aus ihrem Atomverband durch den Beschuß mit Lichtquanten.

Nachdem schließlich der französische Physiker Louis-Victor de Broglie 1924 mit seiner Einführung des Begriffs der "Materiewellen" als Pendant zu Plancks "Strahlungsquanten" das Prinzip des Dualismus "Welle-Korpuskel" auf Materieteilchen ausgedehnt hatte, stand einer einheitlichen Betrachtungsweise aller Atombausteine nichts mehr im Wege. Man nannte sie gemeinsam "Elementarteilchen" und übertrug die ursprünglich dem Atom zugeordneten Eigenschaften auf diesen neuen Begriff.

In der Tat schienen das stabile Elektron (e^-) mit seiner Ruhmasse⁴⁾ von $9,109 \cdot 10^{-28}$ Gramm - entsprechend einer Ruheenergie von 0,51 Megaelektronenvolt - und seiner negativen "Elementarladung" von $1,602 \cdot 10^{-19}$ Coulomb ebenso wie das einfach positiv geladene, stabile, 1836 Elektronmassen (entsprechend $\epsilon_0 = 938$ MeV) enthaltende Proton (p^+) und auch das neutrale, zumindest im Kernverband stabile, 1839 Elektronmassen (entsprechend $\epsilon_0 = 939,5$ MeV) enthaltende Neutron (n) allen Ansprüchen der Naturphilosophie an Elementarteilchen zu genügen. Das gleiche gilt natürlich für das stabile Photon, dessen theoretische Ruhmasse Null beträgt.

1.3 Die Entdeckung der Existenz von "Antiteilchen"

Dieses harmonische Bild wurde noch im Jahr der Entdeckung des Neutrons jäh getrübt, als der amerikanische Physiker Carl David Anderson auf Nebelkammerphotographien von kosmischer Strahlung einen sogenannten "Paarerzeugungsprozeß" entdeckte, bei dem das von Paul Adrien Maurice Dirac 1928 angekündigte Positron gebildet worden war.-

Nach Diracs Vorstellungen ist dies ein Teilchen, das in allen Eigenschaften - mit Ausnahme der entgegengesetzten elektrischen Ladung - dem Elektron gleicht, also ein positiv geladenes "Antiteilchen" zum negativ geladenen Elektron ("Negatron") darstellt.

Bereits im Jahr 1934 konnte Otto Klemperer erstmals den Umkehrprozeß, die Zerstrahlung eines Elektron-Positron-Paares, beobachten, bei der beide Teilchen unter Ausstrahlung von zwei energiereichen Photonen (Gammaquanten) vernichtet werden.

⁴⁾ Masse im Ruhezustand eines Teilchens. -
Nach Einstein entsprechen $1,79 \cdot 10^{-27}$ Gramm einer Energie von einer Million Elektronenvolt oder einem MeV.

Mit dieser Entdeckung war der Ruf des Elektrons als unwandelbares und unzerstörbares Elementarteilchen dahin. Aber auch der Ruf der übrigen "Elementarteilchen" erschien gefährdet, denn nach einer Verallgemeinerung von Diracs Hypothese der Antimaterie zum Elektron sollten weiterhin zu allen Elementarteilchen komplementäre Antiteilchen existieren, die sich nur durch das entgegengesetzte Vorzeichen ihrer ladungsartigen Quantenzahlen von den gewöhnlichen Teilchen unterschieden und beim Zusammentreffen mit diesen unter Freisetzung der Gesamtenergie beider Teilchen zerfielen. - Nur Teilchen, deren ladungsartige Quantenzahlen durchwegs Null waren, galten noch als ununterscheidbar hinsichtlich ihrer Materiezugehörigkeit. Man schrieb ihnen eine Doppelnatur zu.

Mit der Entdeckung des Positrons war das Halali zu einer regelrechten Jagd auf noch unbekannte Elementarteilchen geblasen worden, an der sich in steigendem Ausmaß amerikanische Forscher beteiligten.

1.4 Myonen und Mesonen in der kosmischen Strahlung

1936 entdeckten C.D. Anderson und S.H. Neddermeyer - ebenfalls in der kosmischen Strahlung - ein instabiles Teilchen, das nach einer mittleren Lebensdauer von $2,2 \cdot 10^{-6}$ Sekunden in ein Elektron und zwei verschiedenartige Neutrinos zerfiel. Neutrinos waren damals noch hypothetische Teilchen, deren Existenz erstmals 1931 von Wolfgang Pauli postuliert und deren Name 1934 von Enrico Fermi geprägt worden war. Sie sollten dazu dienen, den nach Zerfallsprozessen beim neuen Teilchen zunächst verloren geglaubten Spin (oder Drehimpuls) fortzutragen. Das Neutrino sollte masselos sein. Man bezeichnete das 207 Elektronmassen schwere Ausgangsteilchen, dessen Ruhenergie 105,6 MeV betrug, zunächst als Meson, später als μ^- -Lepton (My-Minus-Lepton) oder Myon, und reihte es nach anfänglicher Unsicherheit in die Skala der bis dahin bekannten Elementarteilchen ein.

Damit gab es unter der Bezeichnung "Elementarteilchen" nun sowohl solche, die durch Paarvernichtung zugrunde gehen konnten, als auch solche, die spontan zerfielen.

In der Folgezeit wurden nach einer kurzen Verschnaufpause während des Zweiten Weltkriegs laufend über hundert weitere Elementarteilchen und ihnen entsprechende Antiteilchen entweder in der kosmischen Strahlung entdeckt oder in Teilchenbeschleunigungsanlagen⁵⁾ künstlich erzeugt.

Bereits 1944 fanden die französischen Forscher L. Leprince-Ringuet und M. L'Héritier auf einer mit kosmischer Strahlung belichteten Photoplatte Spuren eines etwa 1000 Elektronenmassen schweren, geladenen Teilchens, das später als κ^+ -Meson (Kappa-Plus-Meson) mit einer mittleren Lebensdauer von $1,2 \cdot 10^{-8}$ Sekunden identifiziert wurde.

⁵⁾ Das erste Zyklotron wurde 1931 von dem amerikanischen Physiker Ernest Orlando Lawrence entwickelt.

1947 konnten George D. Rochester und Clifford C. Butler unter rund 5000 Nebelkammer-Photographien, auf denen sie Schauer durchdringender kosmischer Strahlung eingefangen hatten, erstmals zwei V-förmige Zerfallsspuren, sogenannte "V-Ereignisse", nachweisen. Eine dieser Spuren wurde von R. Armenteros dem Zerfall eines κ^0 -Mesons (Kappa-Null-Meson) in zwei entgegengesetzt geladene π -Mesonen zugeschrieben.~ Später fand man noch eine Reihe ähnlicher neutraler, positiv oder negativ geladener Teilchen mit einer Ruhenergie von rund 500 MeV, Lebensdauern von größenordnungsmäßig 10^{-8} bzw. 10^{-10} Sekunden und verschiedenen Zerfallsarten. Man nannte sie zusammenfassend Kappa-Mesonen oder Kaonen.

Ihr Auftauchen kam für die Theoretiker völlig überraschend und erforderte wegen einiger ungewöhnlicher Eigenschaften dieser Teilchen eine Reihe von Umstellungen in den bis dahin anerkannten Modellvorstellungen. Insbesondere der Zerfall des Kappa-Null-Mesons bereitete Sorgen, da bei ihm die Erhaltung der Parität (Unveränderlichkeit gegenüber räumlicher Spiegelung) und der Ladungskonjugation nicht gesichert war, also das Prinzip der PC-Invarianz verletzt wurde. (PC = Parity-Charge)

Man taufte die Kaonen daher als erste in einer Reihe späterer Neuentdeckungen auch "seltsame Teilchen". Ihretwegen führten A. Pais, M. Gell-Mann und K. Nishijima 1952 eine zusätzliche Quantenzahl S (Strangeness, Seltsamkeit) ein, die für Kaonen +1, für Anti-Kaonen hingegen -1 beträgt.

1947, im Jahr der unerwarteten Entdeckung des neutralen Kaons, gelang auch die Identifizierung einer anderen Mesonenart, deren Rolle als Feldquanten des Kernkraftfelds bereits 1935 von dem Japaner Hideki Yukawa vorausgesagt worden war. Auf Nebelkammerphotographien kosmischer Strahlung fand das englisch-italienische Forscherteam C.F. Powell, C.M. Lattes und C.P.S. Occhialini am Physikalischen Institut der Universität Bristol positiv geladene und negativ geladene Teilchen mit einer Ruhmasse vom 273,2-fachen von derjenigen des Elektrons, entsprechend einer Ruhenergie von 139,5 MeV. Nach einer mittleren Lebensdauer von $2,6 \cdot 10^{-8}$ Sekunden zerfiel jedes dieser Pi-Mesonen oder Pionen in ein negativ bzw. positiv geladenes Myon und ein Antineutrino bzw. Neutrino, je nachdem ob das zerfallene Pion positiv oder negativ geladen war.

1948 gelang es C.M. Lattes, E. Gardner und Mitarbeitern im großen Synchrozyklotron von Berkeley, geladene Pionen künstlich herzustellen.~ Zwei Jahre später konnten W.K.H. Panofsky und Mitarbeiter im selben Teilchenbeschleuniger erstmals ein neutrales π^0 -Meson (Pi-Null-Meson) herstellen, also ein Teilchen mit 264,4facher Elektronmasse - entsprechend einer Ruhenergie von 135,0 MeV -, das nach einer mittleren Lebensdauer von $0,9 \cdot 10^{-16}$ Sekunden überwiegend in Gammaquanten ⁶⁾ zerfällt.

⁶⁾ Photonen mit Energien oberhalb von 0,01 MeV.

1.5 Die künstliche Erzeugung von Mesonen, Nukleonen und ihren Antiteilchen in Teilchenbeschleunigern

Nach Inbetriebnahme der ersten großen Teilchenbeschleuniger in den USA erlebte die Physik der Elementarteilchen zu Beginn der fünfziger Jahre einen ungeahnten Aufschwung, und das Auffinden neuartiger Partikel gestaltete sich nach anfänglichen echten Pioniererfolgen zur reinen Fleißaufgabe immer umfangreicherer Arbeitsteams. Die Erfolgsmeldungen der berühmten Teilchenjäger an den englischen Universitäten Bristol und Cambridge, die sich ihr Untersuchungsmaterial mit Hilfe von Ballonaufstiegen aus der Stratosphäre zu holen pflegten (wo die harte Teilchenstrahlung aus dem Weltall ungebremst durch die Atmosphäre interessante Kernprozesse verursacht), tröpfelten vergleichsweise allmählich spärlicher.

Ein Teil der Mannschaften spezialisierte sich nun auf das Auffinden von Antiteilchen zu den bekannten Bausteinen der Atomkerne, ein anderer Teil konzentrierte sich auf die Suche nach immer massereicheren und gleichzeitig instabileren, noch unbekannten Elementarteilchen. Der Rest suchte hypothetische Teilchen wie Neutrinos oder die Grundbausteine der bisher entdeckten "Elementarteilchen", die sogenannten Quarks.

1955 gelang den Kernforschern Owen Chamberlain, Emilio Segrè, Clyde Wiegand und Thomas J. Ypsilantis am Bevatron (6,2-GeV-Protonensynchrotron) in Berkeley/Kalifornien die Erzeugung von Antiprotonen durch Beschuß eines Kupfertargets mit Protonenstrahlen.

Der Existenznachweis für das Antiproton konnte an Hand seiner Folgereaktionen erbracht werden. So zerstrahlten beim Zusammentreffen von Proton und Antiproton beide unter Aussendung von Pionen, wobei eine Gesamtenergie von 1840 MeV umgesetzt wurde.

1966 gelang einer deutschen Forschergruppe am Elektronensynchrotron DESY in Hamburg eine modifizierte Erzeugung von Antiprotonen durch Beschuß eines Stickstofftargets mit Gammastrahlen.

Nach einem ähnlichen Verfahren, wie es bei der Erzeugung von Antiprotonen angewendet worden war, konnten B. Cork, G.R. Lambertson, O. Piccioni und W.H. Wenzel 1956 im Bevatron von Berkeley Antineutronen erzeugen und nachweisen.

1.6 Erste experimentelle Nachweise der hypothetischen Neutrinos

Die Neutrinos, ladungslose und praktisch auch masselose Teilchen mit halbzahligen Spin, verschwindend geringem magnetischen Moment und fast unendlich großer Lebensdauer, entzogen sich jahrelang allen Nachweisbemühungen, weil sie wegen ihres geringen Wirkungsquerschnitts von größenordnungsmäßig nur 10^{-43} Quadratcentimetern fast keine Wechselwirkung mit Materieteilchen oder Kraftfeldern eingingen ⁷⁾. Der Schweizer Physiker Wolfgang Pauli hatte nichtsdestoweniger ihre Existenz vorausgesagt, weil ohne sie, wie schon angedeutet, beim sogenannten "Beta-Zerfall" radioaktiver Substanzen die Grundforderungen der Erhaltung von Energie und Drehimpuls nicht erfüllt gewesen wären.

In diesem Dilemma kamen einige Experimentalphysiker unter Leitung von Frederick Reines und Clyde L. Cowan jr. 1953 auf die geniale Idee, das Neutrino durch einen indirekten Nachweis zu überlisten. Wenn beim Beta-Zerfall ein Neutron in je ein Proton, ein Elektron und ein Neutrino umgewandelt wurde, so mußte nach ihrer Schlußfolgerung nämlich ein Proton in Gegenwart eines Antineutrinos in je ein Neutron und ein Positron zerfallen. Sie stellten also einfach in der Nähe eines energiereichen Kernreaktors ⁸⁾, der als aussichtsreiche Quelle für Antineutrinos galt, einen großen 200-Liter-Tank auf, der mit Wasser - durchzogen von Schichten einer Szintillatorflüssigkeit - gefüllt war. Die beim Aufprall von Antineutrinos auf Wasserstoffkerne entstehenden Neutronen und Positronen konnten dann mit Hilfe von photoelektrischen Zellen aufgespürt werden. Der entscheidende Nachweis vom Vorhandensein gleich vieler Teilchen beider Arten gelang 1956. Damit war die Existenz von Antineutrinos bewiesen.

Wesentlich langwieriger ging es zu bei den Versuchen zum experimentellen Nachweis der Existenz des entsprechenden Neutrinos.

1962 konnten G. Danby und seine Mitarbeiter beim Studium des Zerfalls geladener Pionen an dem kurz zuvor in Betrieb genommenen 33-GeV-Protonensynchrotron von Brookhaven/N.Y. Myon-Neutrinos ⁹⁾ identifizieren und gleichzeitig nachweisen, daß es zwei verschiedene Arten von Neutrinos geben müsse, je nachdem ob ihre Produktion gleichzeitig mit einem positiv geladenen Myon oder mit einem Elektron erfolgte.

7) Die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Neutrinos entspricht einer ungestörten Laufstrecke von 10 Billionen Kilometern in Materie.

8) Savannah- River-Reactor.

9) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Damit bestätigte er eine Theorie des russischen Physikers B.M. Pontecorvo, mit der dieser zu erklären versucht hatte, warum das beim Zerfall eines My-Minus-Leptons - neben einem Elektron - entstehende konjugierte Neutrinopaar nicht gemeinsam in Gammaquanten zerstrahlt.

Man bezeichnete die beiden unterschiedlichen Teilchen als Elektron-Neutrino (ν_e) und My-Neutrino (ν_μ). Alle sie betreffenden Überlegungen gelten sinngemäß auch für ihre Antiteilchen, die sich von ihnen nur durch entgegengesetzte Richtung ihres Eigendrehimpulses unterscheiden.

Mit großem Aufwand gelang schließlich auch noch der experimentelle Nachweis des Elektron-Neutrinos - rund 10 Jahre nach der Identifizierung seines Antiteilchens. In einem Großexperiment am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf, an dem zeitweise fast 100 Wissenschaftler aus 28 Staaten teilnahmen, konnte man 1963/64 einen extrem intensiven Neutrinostrahl erzeugen, in dem sich neben einem überwiegenden Anteil von My-Neutrinos knapp 1% Elektron-Neutrinos an ihren Folgereaktionen nachweisen ließen.

Dank einer von Frederick Reines ersonnenen Versuchsanordnung gelang einigen Forschern in der Folgezeit schließlich auch noch der Nachweis natürlicher, aus dem Sonneninnern stammender Neutrinos. Im Prinzip galt es dabei, Kernumwandlungen zu registrieren, die nur bei Absorption von Neutrinos möglich waren. Um den Einfluß konkurrierender Protonen aus der kosmischen Primärstrahlung auszuschalten, mußten diese Versuche tief unter der Erdoberfläche stattfinden. Der Nachweis solarer My-Neutrinos gelang 1965 auf diese Weise fast gleichzeitig Frederick Reines in einer 3200 Meter tiefen südafrikanischen Goldmine und M.K.G. Menon in einem 2040 Meter tiefen Bergwerk der indischen Kolar-Goldminen. - 1972 konnte R. Davis jr. vom Brookhaven National Laboratory in einem 690 Meter tiefen Schacht der Homestake-Goldminen in Südkalifornien auch das Vorhandensein solarer Elektron-Neutrinos nachweisen.

Damit war die Neutrinoforschung noch keineswegs über dem Berg. Bei den Versuchen zur Bestimmung der Flußdichte von Sonnenneutrinos hatten sich 1972 nämlich Werte ergeben, die etwa eine Größenordnung geringer waren als theoretisch erwartet. Wenn man Versuchsfehler ausschließen und von einer Änderung der anerkannten Vorstellungen über die Vorgänge im Sonneninnern absehen wollte, mußte man die bisherige Neutrino-Theorie, die masselose, lichtschnelle Partikel voraussetzte, neu überdenken. In diesem Zusammenhang entwickelten S. Pakvasa und K. Tennakone, zwei Forscher an der Universität von Hawaii in Honolulu, eine Hypothese, nach der den Neutrinos winzige Ruhmassen und entsprechend geringere Geschwindigkeiten, knapp unterhalb der Geschwindigkeit des Lichts, zugeschrieben werden sollten. Sie schlugen dabei folgende Werte vor:
für das My-Neutrino eine Ruhenergie von $2,5 \cdot 10^{-3}$ MeV - entsprechend 0,005 Elektronmassen - und für das Elektron-Neutrino eine Ruhenergie von $1,2 \cdot 10^{-5}$ MeV - entsprechend 0,000 023 Elektronmassen.

1.7 Hyperonen

Parallel zur Erforschung der Bauelemente des Atomkerns und der Neutrinos verlief die Suche nach neuen schweren Elementarteilchen in allen Hochenergie-Forschungsstätten der Erde.

Unter den bereits erwähnten V-Ereignissen, die Rochester und Butler 1947 beobachten konnten, hatte Armenteros auch die Zerfallsspuren eines schweren Teilchens mit einer Ruhenergie von über 1000 MeV entdeckt. Es handelte sich dabei um ein sogenanntes Λ^0 -Hyperon (Lambda-Null-Hyperon), das nach einer mittleren Lebensdauer von $2,5 \cdot 10^{-10}$ Sekunden in ein Proton und ein negativ geladenes Pion zerfällt. Das ihm entsprechende Antiteilchen konnte 1958 in Berkeley künstlich hergestellt werden.

Schon 1952 hatte eine Forschergruppe an der Universität von Manchester bei der Auswertung von Aufnahmen kosmischer Strahlung ein weiteres schweres Teilchen entdeckt, das negativ geladene Ξ^- -Hyperon (Xi-Minus-Hyperon), mit einer Ruhenergie von 1321 MeV, entsprechend 2597 Elektronmassen. Nach einer mittleren Lebensdauer von $1,7 \cdot 10^{-10}$ Sekunden zerfällt es zunächst in ein negatives Pion und ein Lambda-Null-Hyperon, die ihrerseits weiter zerfallen. - Das entsprechende Antiteilchen, ein Xi-Plus-Hyperon, konnte 1961 in einer Blasenkammer des CERN künstlich hergestellt und unter Mitwirkung von 15 europäischen Physikern identifiziert werden.

1963 folgte die Entdeckung eines Xi-Null-Teilchens mit einer Ruhenergie von 1315 MeV und einer mittleren Lebensdauer von $3 \cdot 10^{-10}$ MeV.

Weil bei ihrem Zerfall ganze Schauer von Folgeteilchen ausgelöst werden, pflegt man die Xi-Hyperonen auch als "Kaskaden"-Teilchen zu bezeichnen.

Als Mitglied einer dritten Familie "seltsamer" Teilchen konnte von einer Gruppe norditalienischer Physiker unter Leitung von A. Bonetti 1953 erstmals ein negativ geladenes Σ^- -Hyperon (Sigma-Minus-Hyperon) identifiziert werden, das bei einer Ruhenergie von 1197 MeV - entsprechend 2344 Elektronmassen - im Mittel etwa $1,6 \cdot 10^{-10}$ Sekunden Bestand hatte.

Weitere Mitglieder dieser Familie wie das Sigma-Plus-Hyperon mit einer Ruhenergie von 1189 MeV, das Sigma-Null-Hyperon mit einer Ruhenergie von 1193 MeV und die diesen drei Hyperonen entsprechenden Antiteilchen wurden anschließend überwiegend in Berkeley künstlich hergestellt.

Noch massereicher als alle bisher erwähnten Elementarteilchen sind die sogenannten Ω -Hyperonen. Das erste Teilchen dieser Art, ein Omega-Minus-Hyperon, wurde 1964 von V.E. Barnes und nicht weniger als 32 Mitarbeitern im 33-GeV-Protonen-Synchrotron des Brookhaven National Laboratory sichergestellt. Bei einer mittleren Lebensdauer von $1,3 \cdot 10^{-10}$ Sekunden betrug seine Ruhenergie rund 1672 MeV, entsprechend 3274 Elektronmassen. Sein Antiteilchen, ein Ω^+ -Hyperon, konnte 1971 in der Blasenkammer des 22-GeV-Linearbeschleunigers SLAC in Stanford (Kalifornien) nachgewiesen werden.

1.8 Die Entdeckung sogenannter "Resonanzen" und ihre Deutung

Die wohldurchdachte Systematik der Elementarteilchen wurde in den sechziger Jahren indes nicht nur durch hyperschwere Teilchen erschüttert, sondern auch durch die Entdeckung äußerst instabiler Varianten der bereits bekannten Teilchenarten, für die sich die Bezeichnung "Resonanzen" einbürgerte.

Nach einem Hinweis von Y. Nambu aus dem Jahr 1957 konnte der jugoslawische Physiker B.C. Maglic 1961 auf Spurenbildern von Reaktionsprozessen im 6,2-GeV-Bevatron von Berkeley das erste¹⁰⁾ von einer Reihe ultrakurzlebiger Mesonen nachweisen, die man heute als angeregte Zustände von π - und K -Mesonen deutet. Das von Maglic entdeckte neutrale, 1530 Elektronmassen schwere Teilchen, dessen mittlere Lebensdauer nur 10^{-22} Sekunden beträgt, wird inzwischen den Eta-Meson zugeordnet. Weitere ähnlich kurzlebige, neutrale Mesonen mit Ruhenergien von 548, 960, 1020, 1250 und 1410 MeV - entsprechend 1072, 1879, 1997, 2447 und 2760 Elektronmassen - wurden wenige Monate danach aufgefunden. Das leichteste Teilchen dieser Serie hat man den quasistabilen Elementarteilchen zugeordnet, obwohl seine Lebensdauer nur größenordnungsmäßig 10^{-22} Sekunden beträgt und es bisher - ebenso wie die als Resonanzen bezeichneten Eta-Meson - nur mittelbar nachgewiesen werden konnte.

Alle sogenannten "Resonanzen" hinterlassen nämlich in den heute üblichen Nachweiskammern keine eigenen Spuren, sondern sind nur an den Spuren ihrer Zerfallsprodukte und deren Winkelverteilung nachweisbar, da ihre eigene Lebensdauer nicht ausreicht, um bei ihnen Ionisationsprozesse mit deren augenfälligen Folgeerscheinungen zu ermöglichen.

Neben Resonanzen neutraler Mesonen tauchten zu Beginn der sechziger Jahre bald auch elektrisch geladene Mesonen-Resonanzen auf, die sich unmittelbar Kaonen oder Pionen zuordnen ließen.

Schließlich fand man auch noch zu jeder der bisher bekanntgewordenen Hyperonen-Arten eine Anzahl instabiler Resonanzen, deren Serie noch längst nicht ausgelaufen zu sein scheint. Die bisher letzten derartigen Teilchen, die 1975 von Forschern am 2,6-GeV-Positronen-Speicherring SPEAR in Stanford unter den Bezeichnungen $\Psi(3,1)$, $\Psi(3,7)$ und $\Psi(4,15)$ angemeldet worden sind, waren 6068-, 7242- bzw. 8123mal so massereich wie ein Elektron.

¹⁰⁾ Die ursprüngliche Bezeichnung dieses Teilchens lautete ω^0 .

Wie aus dem gemeinsam mit Luis W. Alvarez, Arthur H. Rosenfeld und M.L. Stevenson verfaßten Bericht Maglics hierzu hervorgeht, wurden bei einer Analyse von 30 000 in der Blasenkammer aufgenommenen Photos etwa 90 Spuren der Zerfallsprodukte dieses Teilchens (3π -Mesonen) gefunden.

1.9 Übersicht und Systematik aller bisher nachgewiesenen Elementarteilchen

Die wichtigsten bis Mitte der sechziger Jahre entdeckten Hadronen-Resonanzen¹¹⁾ und ihre Eigenschaften werden aus der folgenden Tabelle ersichtlich, die einer Veröffentlichung Kenneth W. Fords über "die Welt der Elementarteilchen" entnommen wurde. Sie entspricht dem Kenntnisstand des Jahres 1964.

Tabelle 1:

Ultrakurzlebige
Elementarteilchen

Tabelle: *Die ultrakurzlebigen Teilchen oder Resonanzen*

Name	Symbol	Masse (in Ein- heiten der Elek- tronen- masse)	Spin (in Ein- heiten von $\hbar$)	Ladung (in Ein- heiten der Protonenladung)	Typische Zerfallsweisen
Pi-Resonanz . . .	π_1	1490	1	+1; 0; -1	$\pi_1^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$
Eta-Res.	η_1	1532	1	0	$\eta_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
Kaon-Res.	K_1	1744	1	+1; 0	$K_1^+ \rightarrow K^+ + \pi^0$
Eta-Res.	η_2	1877	(0)?	0	$\eta_2^0 \rightarrow \eta^0 + \pi^+ + \pi^-$
Eta-Res.	η_3	1995	1	0	$\eta_3^0 \rightarrow K^+ + \bar{K}^+$
Pi-Res.	π_2	2380	1 (?)	+1; 0; -1	$\pi_2^- \rightarrow \eta^0 + \pi^-$
Eta-Res.	η_4	2450	2	0	$\eta_4^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
Pi-Res.	π_3	2560	2	+1; 0; -1	$\pi_3^+ \rightarrow \pi_1^+ + \pi^0$
Eta-Res.	η_5	2760	0 (?)	0	$\eta_5^0 \rightarrow K_1^+ + \bar{K}^+$
Delta-Res. . . .	Δ	2420	3/2	+2; +1; 0; -1	$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$
Sigma-Res. . . .	Σ_1	2705	3/2	+1; 0; -1	$\Sigma_1^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$
Lambda-Res. . . .	Λ_1	2750	1/2	0	$\Lambda_1^0 \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$
Nukleon-Res. . . .	N_1	2970	3/2	+1; 0	$N_1^+ \rightarrow p + \pi^0$
Lambda-Res. . . .	Λ_2	2972	3/2	0	$\Lambda_2^0 \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$
Xi-Res.	Ξ_1	2992	3/2	0; -1	$\Xi_1^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$
Sigma-Res. . . .	Σ_2	3250	?	+1; 0; -1	$\Sigma_2^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
Nukleon-Res. . . .	N_2	3303	5/2	+1; 0	$N_2^+ \rightarrow n + \pi^+$
Sigma-Res. . . .	Σ_3	3450	5/2	+1; 0; -1	$\Sigma_3^+ \rightarrow p + \bar{K}^0$
Xi-Res.	Ξ_2	3540	?	0; -1	$\Xi_2^0 \rightarrow \Xi_1^0 + \pi^0$
Lambda-Res. . . .	Λ_3	3552	5/2	0	$\Lambda_3^0 \rightarrow n + \bar{K}^0$
Delta-Res. . . .	Δ_1	3765	7/2	+2; +1; 0; -1	$\Delta_1^- \rightarrow n + \pi^-$
Nukleon-Res. . . .	N_3	4290	9/2	+1; 0	$N_3^0 \rightarrow \Lambda^0 + K^0$
Delta-Res. . . .	Δ_2	4620	11/2	+2; +1; 0; -1	$\Delta_2^{++} \rightarrow p + \pi^+$

Obwohl die bisher aufgefundenen Resonanzen heute allgemein als angeregte Zustände "stabiler" Elementarteilchen, allenfalls noch als ultrakurzlebige Zwischenprodukte mehrstufiger Zerfallsprodukte angesehen werden, pflegt man sie noch immer wie eigenständige - also zusätzliche - Elementarteilchen zu behandeln und zu zählen. Dabei würde es doch niemandem einfallen, etwa die Zahl der natürlichen Elemente des Periodischen Systems um die Zahlen aller möglichen Anregungszustände eines jeden Atoms bzw. gar eines jeden seiner Isotope zu vermehren.

¹¹⁾ Als Hadronen faßt man Mesonen und Baryonen zusammen, also schwere Teilchen mit Elektronmassen von mehr als 250 und mittleren Lebensdauern von weniger als einigen 10⁻⁸ Sekunden.

Eine Übersicht über die eigentlichen stabilen oder quasi-stabilen Elementarteilchen und ihre Antimaterie bringt die nächste Tabelle, die gleichfalls der Schrift Fords entnommen wurde.¹²⁾

Tabelle 2: Die bekannten Elementarteilchen

Familiennamen	Teilchenname	Teilchensymbol	Massen	Spin	Elektr. Ladung	Antiteilchen	Anzahl der verschiedenen Teilchen	Mittlere Lebensdauer (sec)	Typische Zerfallsweisen	
Leptonen	Photon	γ	0	1	neutral	identisch mit den Teilchen	1	unendlich	—	
	Graviton	—	0	2	neutral	identisch mit den Teilchen	1	unendlich	—	
	Elektronen-familie	Elektron-Neutrino	ν_e	$\leq 0,00023$	1/2	neutral	$\bar{\nu}_e$	2	unendlich	—
		Elektron	e^-	1	1/2	negativ	e^+ (Positron)	2	unendlich	—
	Myonen-familie	Myon-Neutrino	ν_μ	$\leq 0,005$	1/2	neutral	$\bar{\nu}_\mu$	2	unendlich	—
		Myon	μ^-	206,77	1/2	negativ	μ^+	2	$2,20 \times 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
Mesonen	Pion	π^+	273,2	0	positiv	π^- identisch mit den Teilchen π^+ π^0	3	$2,55 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	
		π^-	273,2	0	negativ			$2,55 \cdot 10^{-8}$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	
		π^0	264,2	0	neutral			$1,8 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	
	Kaon	K^+	966,3	0	positiv	K^- (negativ) K^0	4	$1,23 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	
		K^0	974,6	0	neutral			$0,92 \cdot 10^{-10}$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	
	ϕ ψ Eta Tau	ϕ ψ η τ	1494 6057 1074 3523,6	1 1 0 1/2	neutral neutral neutral neutral	identisch mit dem Teilchen	1	$6 \cdot 10^{-8}$ mehr als 10^{-22}	$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	
Hadronen	Nukleon	p (Proton)	1836,12	1/2	positiv	$\bar{p}$ (negativ) $\bar{n}$	4	unendlich	—	
		n (Neutron)	1838,65	1/2	neutral			1013	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	
	Baryonen	Lambda	Λ^0	2182,8	1/2	neutral	Λ^0	2	$2,62 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
		Sigma	Σ^+	2327,6	1/2	positiv	Σ^- (negativ) Σ^- (positiv) Σ^0 Ξ^- (positiv) Ξ^0	6	$7,9 \cdot 10^{-11}$	$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$
			Σ^-	2342,6	1/2	negativ			$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
			Σ^0	2333,5	1/2	neutral			$\approx 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
			Ξ^-	2584,7	1/2	negativ			$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$
		Ξ^0	2572	1/2	neutral	$3 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$			
		Omega	Ω^-	3280	3/2(1)	negativ	$\bar{\Omega}^-$ (positiv)	2	$\approx 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$
		Delta	Δ	2444	3/2	$+\frac{2}{3}, +\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}$		36		

* Das K^0 -Meson hat zwei verschiedene Lebensdauern. Alle anderen Teilchen besitzen nur eine Lebensdauer.

¹²⁾ Quelle: Heidelberger Taschenbücher, Bd. 9, Springer-Verlag, Berlin 1966 (K.W.Ford: Die Welt der Elementarteilchen).

Wenn man die bis heute bekannten stabilen oder quasistabilen Elementarteilchen und ihre komplementären Antiteilchen willkürlich unter dem Gesichtspunkt ihrer Ruhmassen in ein Schema einordnet, kommt man zu folgender Systematik, die gleichermaßen für Koino- und Antimaterie gilt:

- 1) Photonen mit unendlich kleiner Ruhmasse, unbegrenzter natürlicher Lebensdauer und einer einheitlichen Geschwindigkeit von $c = 299,7925$ Millionen m/s im Vakuum;
- 2) Leptonen mit Ruhmassen bis zum rund 200fachen von der des Elektrons, mittleren natürlichen Lebensdauern von mindestens 10^{-6} Sekunden und höchstens Lichtgeschwindigkeit. Zu ihnen zählen Neutrinos, Elektronen und Myonen;
- 3) Hadronen:
 - 3a) Mesonen mit Ruhmassen zwischen dem 265- und 1075fachen von der des Elektrons, mittleren natürlichen Lebensdauern zwischen 10^{-8} und 10^{-19} Sekunden und Unterlichtgeschwindigkeiten. Zu ihnen zählen Pionen, Kaonen und Eta-Mesonen;
 - 4b) Baryonen mit Ruhmassen zwischen dem 1835- und 3275fachen von der des Elektrons, mittleren natürlichen Lebensdauern von mindestens 10^{-14} Sekunden und Unterlichtgeschwindigkeiten. Zu ihnen zählen Nukleonen und Hyperonen.

Wenn man alle Elementarteilchen nicht entsprechend ihrer Ruhmasse, sondern gemäß ihrer für das statistische Verhalten eines Teilchens maßgeblichen Spinzahl ordnen will, so kann man zwischen Bosonen mit ganzzahligem oder fehlendem Spin und Fermionen mit halbzahligem Spin unterscheiden ¹³⁾. Zu den Bosonen zählen Photonen mit Spin 1 sowie Pionen und Kaonen mit Spin 0. Zu den Fermionen zählen Neutrinos, Elektronen, Myonen, Nukleonen und Hyperonen - nebst den jeweils zugehörigen Antiteilchen.

Bosonen gehorchen der Bose-Einstein-Statistik, die für alle Arten reeller, ununterscheidbarer Teilchen gilt, von denen sich beliebig viele gleichzeitig im gleichen Energiezustand befinden können. Die Fermi-Dirac-Statistik erfaßt hingegen alle Arten nichtunterscheidbarer Teilchen, von denen sich jeweils immer nur eines im gleichen Energiezustand befinden kann.

¹³⁾ Die Namensgebung erfolgte zu Ehren der Mitbegründer der modernen Quantenstatistik, S.N. Bose und E. Fermi.

2. Die Probleme der Wechselwirkung zwischen Elementarteilchen

2.1 Verschiedene Arten der Wechselwirkung zwischen Elementarteilchen und die ihnen zugeordneten Kraftfelder

Alle bekanntgewordenen Elementarteilchen sind wechselseitiger Beeinflussung zugänglich.

Man glaubt bis heute, drei Arten von Wechselwirkungen zwischen ihnen zu kennen, - wenn man zunächst von der auf Massen jeglicher Art einwirkenden Gravitation absieht. Während Photonen nur der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen, sind Leptonen daneben auch noch zu "schwacher" Wechselwirkung fähig. Hadronen gehorchen untereinander den Gesetzen der "starken" Wechselwirkung. Mit den übrigen Elementarteilchen stehen sie in schwachen oder elektromagnetischen Wechselwirkungen.

Die Art der sie beeinflussenden Wechselwirkung bestimmt weitgehend das Verhalten der Elementarteilchen, also ihre Lebensdauer, ihre Erzeugungs- und Zerfallsart, ihre Streuwahrscheinlichkeit und so weiter.

Von den solchen Wechselwirkungen entsprechenden Kraftfeldern reicht das elektromagnetische Feld, dessen Erregungszustände sich mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen, bekanntlich unendlich weit. Das für die sogenannten Kernkräfte verantwortliche Feld der starken Wechselwirkungen erfaßt hingegen nur einen Bereich von etwa 10^{-13} cm Durchmesser, während das für Zerfallsvorgänge zuständige Feld der schwachen Wechselwirkungen mit einem geschätzten Durchmesser von 10^{-16} bis 10^{-17} cm noch enger begrenzt ist.

Dafür sind starke Wechselwirkungen - entsprechend den Konstanten der Kopplung zwischen Feld und Feldquelle - größenordnungsmäßig 100mal stärker als elektromagnetische und mindestens 100 Billionen mal so groß wie schwache Wechselwirkungen. Entsprechend der Stärke der jeweiligen Wechselwirkung schwanken die Reaktionszeiten der durch Wechselwirkungen ausgelösten Prozesse. Diese Reaktionszeiten liegen größenordnungsmäßig zwischen 10^{-23} und 10^{-22} Sekunden bei starker Wechselwirkung, zwischen 10^{-20} und 10^{-16} Sekunden bei elektromagnetischer Wechselwirkung sowie zwischen 10^{-10} und 10^{-6} Sekunden bei schwacher Wechselwirkung.

Über wechselseitige Beziehungen oder gar Beeinflussungen der verschiedenen Wechselwirkungen, ihrer Felder, Feldquellen und Feldquanten, insbesondere über die Natur der für starke und schwache Wechselwirkungen verantwortlichen Felder weiß man noch nichts Gesichertes. Man ist nicht einmal sicher, ob die erwähnten drei Feldarten ausreichen, um alle bisher beobachteten Elementarteilchen-Prozesse zu erklären.

So gab denn auch eine vor wenigen Jahren beobachtete Verletzung der PC-Invarianz¹⁴⁾ beim Zerfall langlebiger K_2^0 -Mesonen Anlaß zu einer Hypothese Wolfensteins, nach der ein zusätzliches Feld der superschwachen Wechselwirkungen gefordert wurde,

¹⁴⁾ vgl. S. 224

dessen Funktion zunächst nur in der Vermischung von K^0 - und $\bar{K}^0$ -Mesonen, also von neutralen K-Mesonen mit positiver bzw. negativer Hyperladung, bestünde.

Einige Kernphysiker möchten darüberhinaus auch die starken Wechselwirkungen in zwei Gruppen unterteilen, nämlich in sehr starke Wechselwirkungen, die - mit einem Kopplungskoeffizienten von $g_{\pi}^2=15$ - für die Kopplung zwischen Baryonen und Pionen zuständig sind, sowie in mittelstarke Wechselwirkungen, die - mit einem Koeffizienten von $g_k^2=1$ - für die Kopplung zwischen Baryonen und Kaonen gelten.

2.2 Probleme der Erhaltungsgrößen bzw. der "Invarianzen" bei Wechselwirkungsprozessen

Ebenso unbefriedigend, lückenhaft, verwirrend und uneinheitlich wie das Gros der bisher bekannten Vorstellungen über die Natur der Felder, die für Übertragung aller zwischen Elementarteilchen wirksamen Kräfte zuständig sein sollen, hat sich der Erkenntnisstand bezüglich der sogenannten "Erhaltungssätze" entwickelt, nach deren Weisungen die Fülle aller denkbaren Reaktionen von und mit Elementarteilchen bis auf die in der Natur wirklich vorkommenden Prozesse eingeschränkt werden soll.

Solche Erhaltungssätze besagen, daß bestimmte, meßbare Eigenschaften des Inhalts abgeschlossener Systeme ihre Gesamtquantität im Lauf der Zeit nicht ändern können, also invariant bleiben.

Während die klassische Physik abgeschlossener Makrosysteme seit Einsteins Erkenntnis über die Äquivalenz von Masse und Energie mit nur drei Erhaltungsgrößen, nämlich Energie, Impuls und Drehimpuls ausgekommen ist, deren Invarianz Art und Anzahl möglicher Prozesse bestimmt, benötigte man seit Einführung der Quantentheorie zur Beschreibung aller möglichen Zustände eines Atoms, Atomkerns oder Elementarteilchens immer mehr kennzeichnende Größen, sogenannte "Quantenzahlen". Entsprechend vermehrte sich die Anzahl der zur Bestimmung erlaubter Veränderungen dienenden Erhaltungssätze.

Im Gegensatz zu den Erhaltungssätzen der klassischen Makrophysik sind die in der Physik von Elementarteilchen maßgebenden Erhaltungssätze allerdings nicht mehr von absoluter Gültigkeit, sondern gelten immer nur für einen Teilbereich der bekanntgewordenen Wechselwirkungen.

Allgemein läßt sich bisher nur aussagen, daß umso mehr Teilchenarten einer bestimmten Wechselwirkung unterliegen, je schwächer diese ist.

Während der starken Wechselwirkung unter allen freien Elementarteilchen nur Baryonen und Mesonen unterworfen sind, werden Baryonen, Mesonen, Myonen, Elektronen und Photonen von der elektromagnetischen sowie Neutrinos zusätzlich noch von der schwachen Wechselwirkung erfaßt. Schließlich unterliegen alle Teilchenarten - einschließlich der noch hypothetischen Gravitonen - der Gravitationswechselwirkung, die allerdings im Fall von Elementarteilchen vernachlässigbar gering ist.

Andererseits werden umso mehr Erhaltungssätze - und folglich Erhaltungsgrößen, also Quantenzahlen - benötigt, je stärker die Wechselwirkung zwischen den betrachteten Elementarteilchen ausgeprägt ist. Wie schon erwähnt, kommen im makrophysikalischen Bereich neutrale Massen, die als Quelle des Schwerfeldes nur der schwächsten aller Wechselwirkungen, der Gravitation, ausgesetzt sind, mit nur drei Erhaltungssätzen aus.

Am anderen Ende der Skala unterliegt die starke Wechselwirkung, die zum Beispiel alle Prozesse des Kernzusammenhalts, der Hadronenerzeugung, der Hadronenstreuung und des Resonanzzerfalls beherrscht, mindestens 10 Erhaltungssätzen, - soweit nur Prozesse zwischen freien Elementarteilchen zu berücksichtigen sind.

Zu den entsprechenden Erhaltungsgrößen zählen:

- Energie (E),
- Impuls (p),
- Eigendrehimpuls oder Spin (s),
- elektrische Ladung (Q),
- Baryonenzahl (B),
- Reversibilität oder Zeitumkehr (T),
- Parität oder Raumumkehr (P),
- Ladungskonjugation oder Teilchen-Antiteilchen-Austausch (C),
- Isospin (t)¹⁵⁾ und
- Strangeness oder Seltsamkeit (S), eine Kombination¹⁶⁾ aus elektrischer Ladung, Baryonenzahl und der Vorzugsrichtung des Isospins.

¹⁵⁾ Als Isospin bezeichnet man eine 1932 von Heisenberg eingeführte Rechengröße, die u.a. eine Klassifizierung und einheitliche Beschreibung bestimmter Untergruppen der Hadronen, der sogenannten "Multipletts", hinsichtlich ihres Ladungszustandes erlaubt. Der Isospin läßt sich dabei als Drehimpuls mit den Komponenten t_1 , t_2 und t_3 in einem abstrakten dreidimensionalen Isospinraum veranschaulichen.

¹⁶⁾ entsprechend der Gell-Mann-Nishijima-Gleichung:
$$S = 2(Q - t_3) - B.$$

Anstelle der von Murray Gell-Mann, Abraham Pais und Kazuhiko Nishijima 1953 eingeführten Strangeness wird gelegentlich auch die Hyperladung (Y) als Erhaltungsgröße bevorzugt. Sie entspricht laut Definition der Summe aus Seltsamkeit (S) und Baryonenzahl (B).

Wenn man nicht nur die Forderung nach Invarianz eines Teilchensystems gegenüber jeder einzelnen der eben aufgezählten Erhaltungsgrößen zu den Erhaltungssätzen zählt, sondern sich auch schon mit der Forderung nach Erhaltung bestimmter Kombinationen einiger dieser Größen begnügt, so erhält man weitere Erhaltungssätze, denen auch Prozesse starker Wechselwirkung unterworfen sind, wie zum Beispiel den Forderungen nach Invarianz eines Teilchensystems gegenüber Kombinationen (PC) oder (PCT). Ihnen gehorchen auch schon Prozesse schwächerer Wechselwirkung, bei denen die Quantenzahlen des Systems für P, C oder T - einzeln gesehen - nicht unverändert bleiben. So verletzt die elektromagnetische Wechselwirkung die Erhaltungssätze für P und C, während die Erhaltung von PC gesichert bleibt.

In mikrophysikalischen Systemen sind ferner alle Wechselwirkungsprozesse invariant gegenüber der Kombination (PCT), gemäß einem zunächst von G. Lüders aufgestellten und von W. Pauli verallgemeinerten Theorem. Allgemeinverständlich gesprochen, besagt dieses sogenannte (PCT)-Theorem, daß der Zustand eines Elementarteilchens offenbar physikalisch unverändert bleibt, wenn man das Teilchen durch sein Antiteilchen ersetzt, dieses in einem Spiegel betrachtet und gleichzeitig den Zeitablauf - etwa durch Umkehrung der Geschwindigkeit des Teilchens - umkehrt.

2.3 Kritik der Bezeichnung "Elementarteilchen" für die bisher bekanntgewordenen subatomaren Partikel

Unter der Bezeichnung "Elementarteilchen" kursiert also heute ein buntes Gemisch einiger hundert verschiedenartiger Partikel, deren endgültige Anzahl ebensowenig abzusehen ist wie die endgültige Menge der jedes Teilchen hinreichend kennzeichnenden Quantenzahlen.

Die wenigsten der bisher bekannten "Elementarteilchen" können als stabil, d.h. als unwandelbar und unzerstörbar, bezeichnet werden, wie es der ursprünglichen Begriffsdefinition entsprechen würde. - Die Lebensdauern der sogenannten "quasistabilen" Teilchenarten, die - ähnlich wie radioaktive Atomarten - charakteristische Zerfallsreihen bis zur Erreichung "stabiler" Endprodukte zu durchlaufen pflegen, schwanken zwischen rund 1000 Sekunden beim freien Neutron und höchstens 10^{-20} Sekunden bei neutralen Eta-Mesonen und Sigma-Hyperonen. Bei mittleren Lebensdauern von 10^{-22} Sekunden und weniger spricht man von "instabilen" Teilchen oder "Resonanzen", die man - wie bereits erwähnt - in Analogie zu Gegebenheiten im atomaren Bereich als Anregungszustände stabiler oder quasistabiler Teilchen zu erklären versucht. Als "stabil" gelten nur Photonen, ferner die beiden Neutrino-Arten, Elektronen und Protonen, die alle erst bei Zusammenstößen mit den ihnen entsprechenden Antiteilchen der Vernichtung anheimfallen. Nicht einmal dieses "Ende" erscheint jedoch lehrbuchfest, seit eine Arbeitsgruppe am Protonensynchrotron des CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) unter Leitung von Bogdan Povh 1977 entdeckte, daß Protonen und Antiprotonen bei einem Zusammentreffen innerhalb bestimmter Energiebereiche (z.B. bei 1939, 2020 und 2204 MeV) nur streuen, statt in energieäquivalente Zerfallsprodukte verwandelt zu werden.

Dem gedanklichen Widerspruch "unbeständiger Elementarteilchen" suchten einige Theoretiker zu entrinnen, indem sie - analog zu der von Werner Heisenberg schon 1938 postulierten Elementarlänge ($\ell = 10^{-13}$ cm) - eine Elementarzeit in der Größenordnung von 10^{-24} Sekunden, das Chronon, einführten. Als Argument für seine Existenz betrachtete man unter anderem die Tatsache, daß sich die mittleren Lebensdauern von Mesonen- und Baryonen-Resonanzen innerhalb ihrer Fehlergrenzen als ganz- oder halbzahlige Vielfache der kurzlebigsten bekanntgewordenen Mesonen-Resonanz ¹⁷⁾ darstellen ließen.

Schließlich kann man bei den Elementarteilchen auch nicht mehr von einer eigentlichen Elementarmasse sprechen, denn die Werte für ihre den Energieinhalt kennzeichnende Ruhmasse - in Vielfachen der Elektron-Ruhmasse ausgedrückt - schwanken zwischen einigen Tausend und nach Null konvergierenden, gebrochenen Zahlen.

¹⁷⁾ des Rho-Mesons, mit einer mittleren Lebensdauer von $(4,40 \pm 0,06) \cdot 10^{-24}$ Sekunden.

2.4 Die Einführung hypothetischer Elementargrößen wie "Quarks", "Gravitonen" und "Tachyonen" als Ausweg bei der Suche nach den eigentlichen Elementarteilchen

Wie der amerikanische Kernphysiker Robert Hofstadter schon seit 1954 vorausgesehen hat, kann nach neueren Forschungsergebnissen auch von einer homogenen Struktur der Elementarteilchen keine Rede mehr sein.

So erwies sich das Proton als ein komplexes Gebilde von körniger Struktur mit punktförmigen subprotonischen Ladungszentren, die man "Partonen" nannte. - Ähnliches gilt für das Neutron, dessen Kern im übrigen von einer inneren Wolke negativer Ladung und darüber von einer schwach positiven äußeren Hülle umgeben sein soll.

Nicht einmal die Existenz einer Elementarladung erscheint endgültig gesichert, seit der amerikanische Physiker Murray Gell-Mann im Jahr 1961 das Vorhandensein sogenannter "Quarks"¹⁸⁾ - das heißt von Elementarteilchen mit Ladungen von $1/3$ bzw. $2/3$ der Elementarladung - postulierte, aus denen Mesonen und Baryonen zusammengesetzt sein sollen.

Schließlich sind viele Versuchsergebnisse und deren Deutung im Bereich der Elementarteilchenforschung noch so unsicher, daß sie seit ihrer Veröffentlichung laufend eine Reihe von Korrekturen erfahren mußten. Es ist offenbar noch nicht abzusehen, wohin die Erkenntnis auf diesem Gebiet einigermaßen verläßlich führen wird, und die "Leuchten" unter den Kernphysikern müssen noch einen guten Teil ihrer Zeit darauf verschwenden, auftretende Widersprüche zwischen Versuchsergebnissen und eigenen Modellvorstellungen mit Hilfe abgewandelter oder neuer Hypothesen immer wieder auszubügeln.

Die Existenz einiger Teilchenarten konnte zwar auf Grund eleganter Gedankenspekulationen über das Zusammenspiel der Kräfte im subatomaren Bereich richtig vorausgesagt werden. Andere Teilchenarten tauchten jedoch völlig überraschend auf. Noch andere, von der Wissenschaft postulierte Teilchen sucht man seit langem vergebens - wie zum Beispiel die bereits erwähnten Quarks, ferner die schon vor mehr als vierzig Jahren vorausgesagten Gravitonen oder die von Gerald Feinberg im Jahre 1967 vorgeschlagenen Tachyonen, überlichtschnelle, imaginäre Teilchen, die im Gegensatz zu den bisher bekannten Materiepartikeln durch Abstrahlung beschleunigt und durch Energiezufuhr verlangsamt werden, - im Grenzfall, bei Zufuhr unendlich großer Energie, bis herab zur Lichtgeschwindigkeit.

Den derzeit anerkannten Elementarteilchen, die man zutreffender und bescheidener als "subatomare Partikel" bezeichnen sollte, fehlen nicht nur alle Eigenschaften, die sie definitionsgemäß haben sollten. Sie lassen sich auch an Hand der ihnen zugeordneten Quantenzahlen, die überdies beim Auftreten von Unstimmigkeiten alle paar Jahre nach Bedarf vermehrt werden, nur unbefriedigend in ein einheitliches, logisch einleuchtendes System einordnen.

¹⁸⁾ ein von James Joyce erfundenes Kunstwort, das Gell-Mann als Bezeichnung dieser hypothetischen Teilchen übernahm.
(Siehe "Finnegans Wake" von James Joyce)

2.5 Die Bootstrap-Hypothese als Versuch einer Systematik der bisher bekanntgewordenen "Elementarteilchen"

In den vergangenen zwanzig Jahren hat es denn auch nicht an Versuchen gefehlt, Ordnung in das wachsende Chaos des Elementarteilchen-Zoos zu bringen, ihre Anzahl zu reduzieren oder sie alle auf wenige einheitliche Grundbausteine zurückzuführen. In dieser Hinsicht sind drei Theorien erwähnenswert.

Da ist zunächst die "Bootstrap-Hypothese" (Stiefelknechtanzieh-Methode), die davon ausgeht, daß bei starker Wechselwirkung jedes Elementarteilchen als eine Kombination anderer Elementarteilchen darstellbar, also gewissermaßen aus seinesgleichen zusammengesetzt, sei. Wie aus Zerfalls- und Reaktionsprozessen von Mesonen und Baryonen ersichtlich wird, scheint diese Annahme für Hadronen zuzutreffen. So zerfällt ein Neutron beispielsweise in ein Neutron und ein positiv geladenes Pion, oder es verwandelt sich zusammen mit einem weiteren, ihm begegnenden Proton in ein Neutron, ein neutrales Lambda-Hyperon, ein positiv geladenes Kaon und ein positiv geladenes Pion, die ihrerseits wiederum in andere Hadronen zerfallen können. Daneben gibt es allerdings auch Zerfallsprozesse von Hadronen - wie etwa den Betazerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ -, bei denen zusätzlich Leptonen entstehen. Solche Prozesse schreibt man dann einer schwachen Wechselwirkung zu.

Keinesfalls kann die Bootstrap-Hypothese alle Arten von Elementarteilchen als verschiedenartige Erscheinungsformen ein- und desselben Elementarzustands der Materie oder wenigstens als Kombinationen solcher Erscheinungsformen erklären.

2.6 Die "Quark"-Hypothese Gell-Manns und ihre Konsequenzen

Konsequenter ging Gell-Mann bei seiner bereits erwähnten "Quark-Hypothese" vor.¹⁹⁾ Seiner Idee zufolge, die sich allerdings wieder nur auf eine Deutung der Hadronen-Struktur beschränkt, sollen Baryonen aus je 3 solcher Quarks, Mesonen aus je einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt sein, wobei die Bindung dieser Bausteine durch hypothetische "Leim"-Teilchen, sogenannte "Gluonen", bewerkstelligt werden soll. Die Existenz solcher Gluonen wurde durch das Auftreten einer Differenz zwischen der Impulssumme der Quarks und dem Nukleonenimpuls untermauert.

¹⁹⁾ Wie weit die "Quarks" mit den von Richard P. Feynman postulierten "Partonen" verwandt oder gar identisch sein könnten, blieb bisher ungeklärt.

Die Quarks werden nach diesem Modell als die "wahren" Elementarteilchen angesehen, von denen man zunächst drei verschiedene Arten, q_1 , q_2 und q_3 , vermutete, die durch folgende Quantenzahlen gekennzeichnet sein sollen:

	q_1 (up)	q_2 (down)	q_3 (strange)
Spin (s)	+1/2	+1/2	+1/2 Einheiten von $\hbar$,
elektr. Ladung (Q)	+2/3	-1/3	-1/3 Einheiten von e,
Baryonenzahl (B)	+1/3	+1/3	+1/3,
Isospin (t)	+1/2	+1/2	0 Einheiten von $\hbar$,
Strangeness (S)	0	0	-1 .

Für die Quantenzahlen der Antiquarks gelten jeweils umgekehrte Vorzeichen. Die Ruhmassen der beiden ersten Quarkarten sollen jeweils etwa dem 645fachen von der des Elektrons entsprechen, die Ruhmassen von q_3 dem 1057fachen, - also Ruhenergien von 0,33 bzw. 0,54 GeV enthalten.

Unter solchen Voraussetzungen ergeben sich 9 mögliche Kombinationen für den Aufbau von Mesonen bzw. für den ihrer Antiteilchen, und $3^3 = 27$ mögliche Baryonenarten, deren Existenz es nachzuweisen galt.

Spätestens 1974 begann allerdings die bis dahin einigermaßen heile Welt der Quarks zu zerbröckeln.

Da hatte man nämlich fast gleichzeitig im 33-GeV-Synchrotron von Brookhaven/N.Y. und im Speicherring SPEAR von Stanford/Kalifornien ²⁰⁾ ein neues, schweres Elementarteilchen entdeckt, das wegen seiner verhältnismäßigen Stabilität nicht in das Ordnungsschema der Hadronen hineinpaßte. Das sogenannte Psi-Meson ²¹⁾ mit einer Ruhmasse vom 6067fachen von der des Elektrons und einer Ruhenergie von 3,1 GeV verfügt über eine mittlere Lebensdauer von 10^{-20} Sekunden, womit es die mittleren Lebensdauern bekanntgewordener Psi-Resonanzen mit höheren Ruhenergien - wie etwa 3,70 oder 4,15 GeV - um mehrere Größenordnungen übertrifft.

Wenn man nun die Existenz einer vierten Quarkart, q_4 , voraussetzt, die - bei einer Ruhenergie von 1,5 GeV - außer den Quantenzahlen $s = +1/2$, $Q = +2/3$, $B = +1/3$, $t = 0$ und $S = 0$ noch eine weitere Quantenzahl $c = +1$ zu ihrer Kennzeichnung aufweist, so kann man Ψ (3,1) als den energetisch tiefsten Zustand eines Quark-Antiquark-Systems mit "Charm" deuten. Der verzögerte Zerfall des Ψ (3,1)-Mesones läßt sich dann durch die Schwierigkeit erklären, im Rahmen der starken Wechselwirkung Zerfallsprodukte zu finden, bei denen die Erhaltung des "Charms" gewährleistet ist.

²⁰⁾ unter Leitung von Samuel Ting bzw. von Burton Richter.

²¹⁾ Man hatte dieses Teilchen zunächst den Mesonen-Resonanzen zugeordnet.

Eine der Größe c entsprechende, additive Quantenzahl war bereits einige Jahre zuvor im Zusammenhang mit Problemen der Isospin-Multipletts eingeführt worden.

Bei der durch Heisenbergs Nukleon-Modell angeregten Theorie der Isomultipletts, derzufolge sich Zweier- oder Dreiergruppen eng miteinander verwandter und nur 22) durch ihren Ladungszustand unterscheidbaren Hadronen im Grundzustand - wie beispielsweise (p, n) oder (π^+, π^-, π^0) - als Modifikationen eines einzigen, abstrakten Zentralteilchens mit eigenen, aus den Eigenschaften der Gruppenmitglieder resultierenden Quantenzahlen darstellen lassen, war man auf gedankliche Schwierigkeiten gestoßen. Man stieß nämlich bei der Berechnung des Ladungszustandes aus der Isospinkomponente t_3 und dem Ladungsschwerpunkt Y solcher Triplets auf gebrochene Zahlenwerte für die elektrische Ladung.

Um nun nicht etwa die Elementarladung als unteilbare Grundgröße aufgeben zu müssen, erweiterte man kurzentschlossen die Gell-Mann-Nishijima-Formel für die Quantenzahl der elektrischen Ladung um einen weiteren Summanden, den man Charm 23) nannte:

$$Q = t_3 + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{3} c.$$

Laut Definition nimmt die Charm-Quantenzahl für alle Grundzustände der Hadronen den Wert ± 1 an, für alle angeregten Zustände den Wert 0. Alle Teilchen, die zu ihrer Kennzeichnung einer von Null verschiedenen Charm-Quantenzahl bedürfen, faßte man unter der Bezeichnung "charming particles" ("verzauberte Teilchen") zusammen und nimmt an, daß sie überwiegend in "seltsame Teilchen" 24) zerfallen.

Leider scheint q_4 nicht die letzte der unvermutet auftauchenden Quarkarten zu bleiben, die offenbar ähnlichen "Wachstumstendenzen" erliegen wie die Elementarteilchen, deren Bausteine sie sein sollen.

Soweit sie Erkenntnisse über Quarks betreffen, sind die Forschungen der Kernphysiker seit 1975 insbesondere durch folgende Ereignisse gekennzeichnet:

Bei hochenergetischen Neutrino-Nukleon-Streuexperimenten hatte man im amerikanischen Fermi-Laboratorium (FNAL) und am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) semileptonische Zerfälle beobachtet, d.h. Zerfallsprozesse "charmanter" Teilchen, unter deren Produkten im Endzustand jeweils ein geladenes Lepton (Elektron oder Myon) auftauchte.

22) abgesehen von der durch den Ladungszustand verursachten geringfügigen Massendifferenz.

23) Der Begriff "Charm" wurde 1964 von S.L. Glashow und J.D. Björken geprägt.

24) Als "seltsam" bezeichnet man Elementarteilchen, die nur paarweise unter starker Wechselwirkung erzeugt werden, jedoch nach verhältnismäßig langer Lebensdauer unter schwacher Wechselwirkung zerfallen und daher - im Hinblick auf das Prinzip der Umkehrbarkeit von Elementarprozessen - die Einführung einer ladungsähnlichen Quantenzahl $s \neq 0$ erforderlich machten.

Aus derartigen Beobachtungen schloß man auf Symmetriebeziehungen zwischen den Quark-Bausteinen der Hadronen und ihnen zugeordneten Leptonen, etwa nach der Art:

q_1 (up)	Elektron-Neutrino (ν_e),
q_2 (down)	Elektron (e^-),
q_3 (strange)	Myon (μ^-),
q_4 (charm)	Myon-Neutrino (ν_μ).

Diese Theorie der Quark-Lepton-Symmetrien schien zunächst gestört, als 1977 etwa gleichzeitig an den Ringbeschleunigern SPEAR in Stanford und DORIS in Hamburg ein superschweres Lepton "Tau" (τ) mit einer Ruhenergie zwischen 1,8 und 1,9 GeV, entsprechend einer Ruhmasse vom 3500- bis 3700fachen von der des Elektrons entdeckt wurde, - bis den Hamburgern ein Jahr später der indirekte Nachweis eines superschweren fünften Quarks gelang, das man "beauty" taufte. Man nimmt an, daß q_5 , dessen Masse etwa das Vierfache von der des Protons betragen soll, als Baustein noch unbekannter Elementarteilchen auftritt.

Inzwischen propagieren theoretische Kernphysiker wegen des offenbar paarweisen Auftretens der Quarks die Existenz eines sechsten solcher Elementarbausteine, den man "truth" taufen möchte, und von dem man hofft, ihn am neuen 19-GeV-Ringbeschleuniger PETRA in Hamburg nachweisen zu können. Dem Quark "truth" soll unter den Leptonen eine noch unbekannte dritte Neutrinoart ν_τ zugeordnet sein.

Es erscheint schwer, abzuschätzen, zu welchen Erkenntnissen künftige "Quark"-Forschung noch führen wird. Durch Auswertung von Streuversuchen mit Neutrinos an Hadronen ließ sich der Aufbau der Mesonen und Baryonen aus Quarks bisher allenfalls mittelbar erschließen. Ungeachtet des Einsatzes immer gigantischer, immer energiereicherer Beschleunigungsanlagen hat man jedoch bis heute noch keines der verschiedenartigen Quarks isoliert und unmittelbar nachweisen können. Versuche, einzelne Quarks aus ihrem Verband im Proton zu lösen, scheiterten daran, daß solche Teilchen immer nur paarweise erzeugt werden konnten. Bei Versuchen, Mesonen zu zerlegen, erhielt man nicht etwa 2 Quarks, sondern 4, d.h. zwei Mesonen geringerer Energie.

Weder Bootstrap- noch Quark-Hypothese konnten also bisher das gegenwärtige Chaos der Elementarteilchen und Kraftfelder befriedigend entwirren.

2.7 Heisenbergs einheitliche Feldtheorie

Am bestechendsten und kühnsten von allen bisherigen Bemühungen um eine einheitliche Elementarteilchentheorie erscheint immer noch der Versuch, alle Arten von Elementarteilchen als verschiedene Zustände eines allgemeinen "Materiefeldes" zu erklären und damit gleichzeitig auch die Felder der verschiedenartigen Wechselwirkungen "unter einen Hut" zu bringen.

In diesem Sinne hatte der deutsche Kernphysiker Werner Heisenberg vor etwa zwanzig Jahren ²⁵⁾ mittels einer nichtlinearen Spinortheorie den Versuch einer einheitlichen Feldtheorie unternommen. Aus ihr sollten alle Arten von Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen ableitbar sein, - aber um seine 1958 sensationell verkündete quantenmechanische Wellenfunktion (ψ -Funktion), die im Volksmund als "Weltformel" bekannt wurde, und in der eine "Elementarlänge" von 10^{-12} mm eine Schlüsselrolle spielt, ist es inzwischen sehr still geworden.²⁶⁾

$$\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial x_\nu} \psi \pm \ell^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi (\psi^\dagger \gamma_\mu \gamma_5 \psi) = 0$$

Man wird abwarten müssen, ob in der Hierarchie der Materie eines Tages noch eine untere Stufe zutage tritt, die sich zu den Quarks verhält wie diese zu den Elementarteilchen oder, wenigstens zu den Elementarteilchen, wie diese zu den Atomen, oder ob Demokrit sich am Ende geirrt hat und es gar keine kleinsten Bausteine der Materie gibt.

²⁵⁾ unter Mitwirkung von Wolfgang Pauli

²⁶⁾ Diese zunächst nur aus einer einzigen Zeile bestehende Formel wurde allerdings durch Dürr und einige Mitarbeiter weiterentwickelt und war 1975 bereits auf 38 Zeilen Länge angewachsen.

2.8 Mögliche Vorstellung von einer hierarchisch gestuften Körperwelt

Aus heutiger Sicht scheint es, daß Isaac Newton geradezu hellseherisch gewesen sein muß, als er 1704 - vor 275 Jahren - schrieb:

"Die kleinsten Teilchen der Materie wirken aufeinander mit den stärksten Anziehungskräften und setzen sich zusammen zu größeren Teilchen von schwächerer Art. Viele dieser letzteren Teilchen fügen sich wohl wieder zusammen und stellen noch größere Teilchen dar von noch schwächerer Art, und so geht es weiter in der Reihe, bis diese Progression endet in den größten Partikeln, auf denen die chemischen Prozesse beruhen, und auf die die Farben der Körper in der Natur zurückzuführen sind, und die durch weiteren Zusammenschluß endlich Körper von gewöhnlicher Größe ergeben." 27)

Man möchte sich in der Tat eine hierarchisch gestufte Körperwelt vorstellen, in der noch unbekannte "Elementarbezirke" die als "Elementarteilchen" bekannten subatomaren Partikel aufbauen, die wiederum "Atome" bilden, die sich ihrerseits zu "Molekülen" zusammenschließen. Auf der nächsthöheren Ordnungsstufe würden sich die einfachen "anorganischen" Moleküle zunächst zu "Molekülverbänden" - wahren Riesenmolekülen wie Proteinen und Nukleinsäuren mit komplizierten räumlichen Strukturen - verbinden, in denen "Radikale" die Rolle der Atome im Molekül übernommen haben. Schließlich wird aus solchen Molekülverbänden die reproduktionsfähige biologische "Zelle" aufgebaut und aus anschließend entstandenen "Zellverbänden" dann als oberste bisher bekanntgewordene Organisationsstufe der biologische "Organismus".

Jede Stufe dieser Pyramide wäre energiereicher und leistungsfähiger als die Summe ihrer Bausteine. Ob die Elemente der alleruntersten Pyramidenstufe noch als Materie bezeichnet werden können oder aber eine undefinierbare Daseinsform zwischen Materie und entmaterialisierten Energien darstellen, möge zunächst dahingestellt bleiben.

27) Isaac Newton: "Opticks of a treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light." (1704)

3. Die Probleme einer einheitlichen Theorie aller bekannt- gewordenen Kraftfelder

3.1 Kraftfelder mit gesicherter Zuordnung von Wechselwirkung, Feldquelle und Feldquant

Kopfzerbrechen bereiten den theoretischen Physikern neben der ungebändigten "Flut" unelementarer Elementarteilchen vor allem noch die "Kraftfelder", dank derer alle Wechselwirkungen zwischen einzelnen Teilchen erst möglich sind, und als deren Energiequanten die Teilchen gedeutet werden können.

Wie Heisenbergs "Welt"-Gleichung zeigt, steckt in jedem schöpferischen Physiker ein nach einheitlichen Ordnungsprinzipien strebender Naturphilosoph, den es drängt, alle Dinge "unter einen Hut" zu bringen, und da, wo das dingliche Vorstellungsvermögen versagt, vermutete Gesetzmäßigkeiten wenigstens abstrakt mathematisch zu formulieren.

Insbesondere zwei Arten von Kraftfeldern tanzen aus der Reihe und entzogen sich bisher hartnäckig jedem Versuch einer systematischen Einordnung. Gemeint sind Gravitations- und Magnetfelder.

Wie schon erwähnt, gelten in der Physik der Elementarteilchen auf Grund beobachteter Wechselwirkungen zwischen solchen Teilchen drei Arten von Kraftfeldern als wirksam und erwiesen:

1. Der virtuelle Austausch eines Photons zwischen zwei Ladungsträgern - wie Elektronen und Positronen - wird als Fundamentalprozeß der elektromagnetischen Wechselwirkung im elektromagnetischen Strahlungsfeld angesehen, und das Photon daher als Energiequant dieses Kraftfeldes bezeichnet. Als Feldquellen gelten elektrische Ladungen.
2. Der virtuelle Austausch eines Mesons zwischen zwei Baryonen wird als Fundamentalprozeß der starken Wechselwirkung im Kernkraftfeld angesehen, mit Mesonen als Feldquanten. Als Feldquellen gelten Hadronen.
3. Als Fundamentalprozeß der schwachen Wechselwirkung, deren Prozeß stets mit einem Ladungsaustausch verbunden ist, wird der Zerfall eines Neutrons in je ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino angesehen. Als Energiequant des Feldes der schwachen Wechselwirkung wird dabei ein noch nicht identifiziertes "schweres Photon", das "intermediäre W-Boson",²⁸⁾ vermutet, dessen virtueller Austausch zwischen Leptonen und Baryonen bei Beta-Zerfallsprozessen²⁹⁾ stattfinden soll. Als Feldquellen gelten Leptonen und Baryonen.

Die Reichweite aller Felder scheint umgekehrt proportional zur Masse ihrer charakteristischen Feldquanten zu sein.

28) mit einer geschätzten Ruhmasse von mindestens 10^5 Elektronmassen, entsprechend 50 GeV.

29) "Beta-Zerfall" heißt ein radioaktiver Zerfall, bei dem nur die Kernladungszahl durch Abstrahlung von Elektronen oder Positronen geändert wird.

3.2 Die Außenseiterrolle des Gravitationsfeldes

Neben den drei soeben beschriebenen Feldern gibt es bekanntlich noch ein weiteres Kraftfeld mit zwar viel schwächeren, jedoch über viel größere Entfernungen hinwegreichenden Wechselwirkungen. Gemeint ist das zwischen Masseteilchen aller Art ³⁰⁾ wirkende und für kosmische Vorgänge ausschlaggebende Gravitationsfeld, das sich in das Schema der übrigen Kraftfelder bisher noch nicht befriedigend einordnen ließ. Seine Stärke entspricht etwa dem 10^{-38} fachen von der des elektromagnetischen Feldes.

Als Feldquellen gelten Massen beliebiger Art oder Massenäquivalente. Ein diesem Feld zugeordnetes Quant, das man "Graviton" nannte, konnte bisher noch nicht nachgewiesen werden.

In die Systematik der bisher erwähnten Wechselwirkungsfelder fügt sich das Gravitationsfeld nur schlecht ein, wie aus der folgenden Tabelle ersichtlich wird. Sie vergleicht in Abhängigkeit von der Art der Wechselwirkung ^① die Werte für:

- ② die relative Stärke der Wechselwirkung (bezogen auf die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung);
- ③ die Masse oder ein Massenäquivalent der Feldquelle;
- ④ die von der Wechselwirkung erfaßten Teilchenarten;
- ⑤ die Reichweite des Kraftfelds der Wechselwirkung in cm;
- ⑥ die Masse des charakteristischen Feldquants in Vielfachen der Elektronmasse;
- ⑦ die Art der von der Wechselwirkung ausgelösten Prozesse;
- ⑧ die mittlere Lebensdauer eines Elementarteilchens in Sekunden, - entsprechend der Verzugszeit bis zu seiner Umwandlung unter Wechselwirkungseinfluß.

³⁰⁾ R.V. Pound und G.A. Rebka, jr. erbrachten 1960 den experimentellen Nachweis, daß auch Photonen der Gravitationswechselwirkung unterliegen.

Tabelle 3: Vergleich der verschiedenartigen Wechselwirkungen

①	starke Wechselw.	elektromagn.Ww.	schwache Ww.	schwere Ww.
②	1	10^{-2} bis 10^{-3}	10^{-14} bis 10^{-15}	10^{-39} bis 10^{-40}
③	$(10^{+2}$ bis $10^{+4})$. m_e	an die Elementarladung e gekoppelte Massen zwischen m_e und Vielfachen davon	$(10^{-5}$ bis $10^{+4})$. m_e	$h\nu/c$ bis ∞
④	Baryonen, Mesonen und ihre Antiteilchen	Baryonen, Mesonen, Myonen, Elektronen und ihre Antiteilchen (soweit sie Ladungsträger sind) sowie Photonen	Elementarteilchen jeder Art einschließlich der Neutrinos	Massen und Massenäquivalente aller Art
⑤	10^{-13}	∞	10^{-16} bis 10^{-17}	∞
⑥	10^{+2} bis 10^{+4}	0	10^{+5}	?
⑦	überwiegend chemische Prozesse der Hadronen wie Hadronenerzeugung, Kernbindungsprozesse, Abbau angeregter Resonanzen von Hadronen und Streuvorgänge	elektromagnetische Prozesse zwischen Ladungsträgern und Photonen	überwiegend chemische Prozesse wie der Zerfall von Hadronen in leichtere Endprodukte, unter denen sich bevorzugt Leptonenpaare wie ein Myon oder Elektron mit zugehörigem Neutrino befinden	mechanische Prozesse wie Anziehung und Abstoßung
⑧	10^{-23} bis 10^{-22}	10^{-20} bis 10^{-16}	10^{-10} bis 10^{-6}	-

Gemäß dieser Tabelle verändern sich die meisten Eigenschaften und Verhaltensweisen von Elementarteilchen entsprechend der Wechselwirkungsstärke oder entsprechend der Masse des charakteristischen Feldquants dieser Wechselwirkung. Demzufolge müßte das Graviton, wenn es wirklich existiert, eine verschwindend geringe Masse haben. Nur im Fall der Gravitation findet keine chemische oder ladungsartige Umwandlung der von dieser Wechselwirkung erfaßten Teilchen statt, sondern allenfalls ein Masseverlust durch Abstrahlung von Gravitonen. Nur im Fall von Gravitation entspricht die mittlere Lebensdauer ($t \rightarrow \infty$) der von der Wechselwirkung erfaßten Teilchen nicht der Verzugszeit ($t \rightarrow 0$) bis zum Eintritt der Wechselwirkung.

Schon 1849 bemerkte der berühmte englische Physiker Michael Faraday in seinem Versuchstagebuch, daß es notwendig sei, die Gravitation "experimentell zu Elektrizität, Magnetismus und anderen Kräften in eine Beziehung" zu bringen. Er resignierte jedoch bald vor dieser Aufgabe.

Selbst Albert Einstein versuchte ein Leben lang vergeblich, eine einheitliche Feldtheorie zu entwickeln, in der Gravitation und Elektromagnetismus gleichermaßen mit der Geometrie des vierdimensionalen Raum-Zeit-Systems verknüpft waren.

3.3 Versuche zum Nachweis von Gravitationswellen, im Zusammenhang mit Einsteins Vorhersage in seiner Allgemeinen Relativitätstheorie

Die in Einsteins Allgemeiner Relativitätstheorie vorausgesagte Existenz von Gravitationswellen ³¹⁾, die wegen der extrem schwachen Wechselwirkungen im Schwerfeld nur bei außerordentlich hohen Massekonzentrationen nachweisbar sein dürften, hat der deutschamerikanische Astrophysiker Joseph Weber von der John Hopkins Universität in Baltimore/Maryland experimentell nachzuweisen versucht. Da als Quellen von Gravitationsstrahlungsfeldern - analog zu den Ladungsträgern der Quantenelektrodynamik - nur ungleichmäßig bewegte Massen infrage kommen, und zwar Massen, die überdies Elementarteilchenmassen wegen der schwachen Gravitationskräfte um viele Größenordnungen übertreffen müssen, wählte er als Versuchsobjekte kosmische Körper mit Massekonzentrationen von mindestens 10^{15} Gramm pro Kubikzentimeter ³²⁾ - wie pulsierende Neutronensterne -, die er mittels ausgeklügelter Detektoren anzupeilen versuchte. Er benutzte dazu zylinder- oder scheibenförmige elastische Körper mit ausgewählten Eigenschwingungsgrundfrequenzen, die auf periodische Schwankungen der Raumkrümmung mit Longitudinalschwingungen reagieren mußten, so daß Resonanzerscheinungen als Nachweis für aufgefangene Gravitationsstrahlung gelten konnten. Die seit 1965 angelaufenen Versuche Webers sind bisher erfolglos geblieben.

31) Die Idee einer Gravitationsstrahlung tauchte erstmals 1879 in einer Dissertation des Holländers Isenkrahe auf.

32) entsprechend der Massendichte im Atomkern.

Auch zahlreiche Nachfolge-Versuche, die seitdem in anderen Forschungsstätten der USA, in der Sowjetunion, in Großbritannien, in der Bundesrepublik Deutschland, in Italien und in Israel mittels ähnlicher oder andersartiger Nachweisverfahren unternommen worden sind, führten jahrelang zu keinen eindeutigen Erfolgen.

Erst in jüngster Zeit besteht Aussicht, die Existenz von Gravitationswellen zumindest mittelbar nachzuweisen. Seit mehreren Jahren haben nämlich einige Forscher am großen Radioteleskop des Arecibo-Observatoriums in Puerto Rico systematisch die Ankunftszeiten der Pulse des 1974 entdeckten Neutronensterns PSR 1913+16 im Sternbild Adler minutiös gemessen und mit theoretisch erwartbaren Daten verglichen. Aus der periodischen Variation der Pulsfrequenz von PSR 1913+16 hatte man zuvor bereits gefolgert, daß der etwa 1,4 Sonnenmassen schwere Pulsar eine enge elliptische Umlaufbahn um einen anderen Stern durchlief.

Anfang 1979 konnten J.H. Taylor, L.A. Fowler und P.M. Culloch als Ergebnis ihrer Forschungen berichten, daß sich der Pulsar tatsächlich auf einer Spiralbahn mit abnehmendem Radius einem zweiten, annähernd gleich schweren Neutronenstern nähert, wobei die bei diesem Prozeß abnehmende Gesamtenergie des Doppelsystems genau dem Wert entspricht, der gemäß Einsteins Relativitätstheorie bei Abstrahlung von Gravitationswellen zu erwarten wäre.*

Man darf allerdings nicht übersehen, daß der Nachweis der Wellennatur des Gravitationsfeldes nur einen allerersten Schritt auf dem Weg zu einer einheitlichen Feldtheorie für alle Arten von Wechselwirkung darstellt.

* Über den gegenwärtigen Stand und über die Zukunftsaussichten der Gravitationswellenforschung berichtete K.S. Thorne in Reviews of Modern Physics, Vol. 52, Nr.2, Teil 1, April 1980, S.285 (Anmerkung des Herausgebers).

3.4 Ungelöste Probleme selbst bei einer vergleichenden Betrachtung der klassischen statischen Kraftfelder

Selbst wenn man sich beim Bemühen um eine einheitliche Theorie der Wellenfelder zunächst bescheidet und auf eine vergleichende Betrachtung der verschiedenen Arten des Sonderfalls klassischer statischer Kraftfelder beschränkt, erhält man noch kein einheitliches, widerspruchsfreies Bild.

Während nämlich die kleinste bekannte elektrische Ladungseinheit, das Elektron, im Ruhezustand als die punktförmige Quelle des elektrostatischen Kraftfeldes gilt und - analog dazu - die kleinste bisher anerkannte Masseeinheit, das Neutron, als die punktförmige Quelle des Gravitationsfeldes, kennt man als Quelle statischer Magnetfelder noch keine punktförmigen magnetischen Ladungen, sondern nur Dipole.

- Auch wenn man zunächst darüber hinwegsieht,
- daß die "Elementarladung" des Elektrons nur mit einer - wenn auch kleinen - Masse ³³⁾ verknüpft auftritt;
 - daß ferner die "Elementarmasse" des Neutrons wegen ihrer Größe, Inhomogenität und Verknüpfung mit internen Ladungsverteilungen wahrscheinlich keine echte Elementarmasse darstellt;
 - daß schließlich vom magnetischen Dipol nicht einmal im subatomaren Bereich bisher eine selbständige, substantielle Elementareinheit entdeckt werden konnte, sondern es nur - vom Eigendrehimpuls (Spin) geladener Teilchen erzeugte - magnetische Momente ³⁴⁾ gibt, deren kleinste Werte von der elektrischen Elementarladung abhängen;

so verletzt immer noch der Gedanke an die unterschiedliche Struktur der drei Kraftfelder das menschliche Symmetriebedürfnis.

33) Die massenspezifische Ladung des ruhenden Elektrons beträgt $e/m_e = - 1,759$ Coulomb pro Gramm.

34) Die kleinstmögliche magnetische Dipolstärke wäre demnach durch das Magneton, das magnetische Moment des Elektrons im Betrag von $9,274$ Oersted $\cdot$ cm³, vorgegeben und gleich dem Quotienten aus diesem magnetischen Moment und dem Elektronendurchmesser.

3.5 Diracs Postulat eines magnetischen Monopols und Versuche zu seinem Nachweis

Dirac postulierte daher schon 1931 die Existenz eines magnetischen Monopols, bei dem nach quantenmechanischen Vorschriften für den Drehimpuls das Produkt aus der elektrischen Einheitsladung e und der magnetischen Einheitspolstärke g ein ganzzahliges Vielfaches n des Planckschen Wirkungsquantums h betragen sollte. Hieraus würde für den Fall $n = 1$ die Beziehung $g/e = 137/2 \cdot (\mu_0 c)$ folgen. Die Anziehungskraft zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Magnetmonopolen wäre also mindestens $(g/e)^2 = 4700$ mal so groß wie diejenige zwischen zwei komplementären elektrischen Elementarladungen. Nach einer modifizierten Rechnung von Julian Seymour Schwinger, bei der die Existenz von Quarks vorausgesetzt wurde, ergäbe sich für das Verhältnis von magnetischer zu elektrischer Kopplungskonstante sogar ein Zahlenwert von rund 170 000.³⁵⁾

Die von Magnetmonopolen verursachte Wechselwirkung wäre demnach sogar noch eine bis drei Größenordnungen stärker als die "starke Wechselwirkung" im Kernkraftfeld der Nukleonen, was die außerordentliche Seltenheit magnetischer Monopole erklären könnte. - Nach Diracs Theorie müßte dem magnetischen Monopol eine Trägermasse von mindestens dem 2,56fachen der Protonenmasse zugeordnet sein.

Bereits 1951 versuchten der Amerikaner Malkus ebenso wie 1959 seine Landsleute H. Bradner und W.M. Isbell sowie 1966 W.C. Carithers, R. Stefanski und R.K. Adair, Magnetmonopole unter den Partikeln der kosmischen Strahlung zu finden. Ebenso erfolglos wie sie blieb H.H. Kolm, der den Magnetmonopol 1968 in Sedimenten des Meeresbodens, die meteoritischen Niederschlag enthielten, zu entdecken hoffte. Experimente an Protonenbeschleunigern in Brookhaven und Genf haben darüber hinaus ergeben, daß Magnetmonopole - wenn sie existieren - mit 95% Wahrscheinlichkeit eine mehr als 5680mal so große Ruhmasse wie das Elektron, entsprechend mehr als drei Protonenmassen, aufweisen müßten.

Auf der 14. Internationalen Konferenz über kosmische Strahlen in München berichtete der amerikanische Kernphysiker P. Buford Price im August 1975, daß er bei der Suche nach schweren Teilchen in der kosmischen Strahlung auf Photoplatten, die gelegentlich eines Ballonaufstiegs über Iowa am 18.9.1973 in etwa 43 km Höhe belichtet worden waren, die Spur eines Magnetmonopols entdeckt habe. Die Auswertung der sternförmigen Spur habe ergeben, daß die Stärke des Pols 137e betragen habe, seine Masse etwa 200mal so groß gewesen sei wie die eines Protons, - das heißt, rund hundertmal größer als die des massereichsten bisher gefundenen quasistabilen Baryons. Da sich das neuentdeckte Teilchen im erdmagnetischen Feld erdwärts bewegte, sollte es sich bei ihm um einen magnetischen "Südpol" gehandelt haben. Seine Einheitspolstärke habe dem nach Diracs Theorie zu erwartenden Wert und seine Bahngeschwindigkeit etwa der halben Lichtgeschwindigkeit entsprochen.

³⁵⁾ siehe J. Schwinger: Science, 165, 757 (1969)

Prices Meldung ist in der Fachwelt allerdings nicht ohne Widerspruch aufgenommen worden. Unter anderem wird behauptet, daß es sich bei der ausgewerteten Teilchenspur um die eines Platinkernes gehandelt habe. Von Platin existiert in der Tat ein seltenes Isotop mit der Massenzahl 198 und einem magnetischen Moment von 0,6 Kernmagnetonen ³⁶⁾, das aber aufgrund seiner Ladungszahl von 78 elektropositiven Elementareinheiten verhältnismäßig klar zu identifizieren gewesen wäre.

3.6 Kritik an den rein mathematisch-spekulativen Arbeits- methoden der "Kopenhagener Schule"

Wie richtig oder falsch sich die Deutung des "Tintenkleckses" auf dem Höhenstrahlungsphoto durch Price in Zukunft auch erweisen möge, so sind revolutionäre Deutungen experimenteller Befunde im Bereich der Elementarteilchen- und Feldphysik in jedem Fall zu begrüßen; denn man gewinnt immer stärker den Eindruck, daß die Theorie dieser wissenschaftlichen Disziplin, deren Repräsentanten nach Art eines elitären Geheimzirkels aufzutreten pflegen, sich in einer Sackgasse abstrakter Gedankenspielerien verfangen hat, für die der eigentliche Anlaß - die Erforschung der Wirklichkeit - längst unerheblich geworden ist. Insbesondere die Verfechter der sogenannten "Kopenhagener Schule" gefallen sich darin, als Folgen des Quantenprinzips und der daraus abgeleiteten Heisenbergschen Unschärferelation eine grundsätzliche Unbeobachtbarkeit - ja, sogar tatsächliche Unbestimmtheit - atomarer Vorgänge und Zustände zum zentralen Dogma zu erheben, so daß für sie anstelle des in ihren Augen sinnlos gewordenen Experimentes logische Verknüpfungen von Wellen- und Quantenmechanik, Matrizenkalkül, relativistischen Feldgleichungen und statistischen Wahrscheinlichkeiten die einzigen Wirklichkeiten geblieben sind.

Man ist geradezu unwiderstehlich versucht, mittels einiger munterer, profaner Spekulationen etwas frischen Wind in den müden Elfenbeinturm der sich selbst genügenden reinen Mathematik zu blasen.

³⁶⁾ Ein Kernmagneton verhält sich zum Bohrschen Elektronenmagneton wie die Masse des Elektrons zu der des Protons.

3.7 Die Suche nach dipolähnlichen Erscheinungen bei elektrostatischen Feldern und statischen Magnetfeldern

Statt ausschließlich nach Magnetmonopolen zu fahnden, könnte man zum Beispiel "den Spieß einmal umdrehen" und auch die Alternative untersuchen, ob sich in elektrostatischen und gravitationsbedingten Feldern womöglich dipolähnliche Erscheinungen nachweisen lassen, bei denen die Koppelung zwischen entgegengesetzten Polen weit weniger stark und starr wie im Fall des magnetischen Dipols ist, - so daß sie bisher nicht hinreichend beachtet wurden.

Auf atomarer Ebene, das heißt bei Molekülen, Atomen und Atomkernen, sind elektrostatische Dipole seit langem bekannt und - bei fehlender Kugelsymmetrie - durch den räumlichen Abstand der Schwerpunkte entgegengesetzter Ladungen bedingt. Auf der Ebene der Elementarladungen, die hier interessiert, könnte das Positron ³⁷⁾ die Rolle des magnetischen Nordpols im elektrostatischen Feld als "Feldsenke" übernehmen, von der aus Feldlinien nach allen Richtungen radial abstrahlen. Analog zum magnetischen Südpol wirkt dann das Elektron als "Quelle" eines elektrostatischen Kraftfeldes, auf die alle Feldlinien zulaufen. Bei hinreichender Annäherung von Elektron und Positron überlagern sich beider Kraftlinien zu einem Bild, wie man es von einem Stabmagneten her kennt. Während allerdings der Abstand der Magnetpole starr und im Grenzfall des Elementar-Dipols gleich dem Elektrondurchmesser ist, scheint es kein stabiles elektrisches Dipolfeld zu geben; denn elektrisch geladene Teilchen nähern sich einander bis zur Paarvernichtung.

Und wie steht es um dipolähnliche Erscheinungen im Gravitationsfeld? Wie steht es um die Sonderstellung des Gravitationsfeldes in der Reihe der übrigen Kraftfelder?

³⁷⁾ In Diracs Theorie entspricht das Positron einem "Loch" im Zustandsraum negativer Energie, der sich aus dem relativistischen Energiesatz als konjugierte Lösung der Wurzel aus den Quadraten von Impuls und Masse ergibt.

3.8 Die Frage nach der Existenz negativer Massen als
Deutungsmöglichkeit für den Spin und die Zitter-
bewegungen von Elementarteilchen unter Einwirkung
eines Massendipols

In einem Aufsatz über Antigravitation hat Helmut Hönle, Professor für theoretische Physik an der Universität Freiburg/Br., 1965 das Problem einer möglichen Existenz negativer Massen mit ihnen entsprechenden Elementarteilchen wieder aufgegriffen. Er kam dabei zu dem Schluß, daß die Existenz negativer Massen zwar mit Einsteins Gravitationstheorie vereinbar sei, aber einen grundlegenden Wesensunterschied zwischen den Strukturen des Gravitationsfeldes und des elektromagnetischen Feldes voraussetze, der die Möglichkeit einer einheitlichen Feldtheorie stark verringere.

Während nämlich im elektromagnetischen Feld völlige Symmetrie in bezug auf die Vertauschung konjugierter Ladungsträger gilt, ist im Gravitationsfeld eine Massenart vor der anderen ausgezeichnet. In elektrischen und in magnetischen Feldern pflegen ungleichartige Ladungen einander anzuziehen, gleichartige sich gegenseitig abzustößen. Im Gravitationsfeld jedoch ziehen die gewöhnlichen positiven Massen einander an, während die hypothetischen negativen Massen - unter Voraussetzung der Gleichheit von schwerer und träger Masse - einander abstoßen würden. Ungleichartige Massen erführen Beschleunigungen in gleicher Richtung, wobei die positive Masse der negativen vorausseilt, - und zwar dem Massenverhältnis entsprechend mehr oder minder stark.

Neben der fehlenden Symmetrie im Schwerfeld hätte die Existenz negativer Massen noch einige weitere verblüffende Konsequenzen. Ein aus positiven und negativen Massen bestehendes System könnte sich aufgrund der soeben beschriebenen Wechselwirkungen - ohne Verletzung von Energie- und Impulserhaltungsvorschriften - immer mehr beschleunigen, bis es schließlich mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung der Resultierenden unwiederbringlich davonflöge. Da positive und negative Teilchenmassen nach dem Äquivalenzprinzip gleichzeitig auch positive und negative Energiebeträge darstellen, könnte überdies bei einem Zusammentreffen positiver und negativer Massen - sofern die Wechselwirkungen ein solches Zusammentreffen zuließen - Materie vernichtet werden, ohne Aussendung äquivalenter elektromagnetischer Strahlung.

Nach Hönle ergibt die Annahme der Existenz negativer Massen auch noch eine reizvolle Deutungsmöglichkeit für den Spin und die Zitterbewegungen von Elementarteilchen, wenn man den klassischen "Massenpunkt" durch eine sogenannte "Massensingularität",

eine Überlagerung von Massenpol und Massendipol, ersetzt, wobei die gesamte positive Masse etwas größer als die negative sein müßte, so daß der Schwerpunkt des Systems außerhalb der Verbindungslinie beider Massenarten zu liegen kommt.

Solche Massensingularitäten, mit denen sich die erwähnten Phänomene beim Verhalten von Elementarteilchen physikalisch einwandfrei erklären ließen, würden bedeuten, daß negative Massen in der Struktur von Elementarteilchen eine Rolle spielen und nicht irgendwo in ungewissen kosmischen Fernen lagern.

Überdies würde der Massendipol ein befriedigendes Analogon zum magnetischen Elementardipol darstellen, und nicht zuletzt öffnete diese Hypothese eine Hintertür, durch die das Gravitationsfeld, mit dem man in der Elementarteilchenphysik bisher nichts Rechtes anzufangen wußte, doch noch Einlaß gewinnen könnte.

Am Schluß dieser längeren Reihe ketzerischer Spekulationen, zu denen das menschliche Grundbedürfnis nach Symmetrie und Vereinheitlichung verführt hat, soll noch die Frage aufgeworfen werden, ob das im Zusammenhang mit Zerfallsprozessen der schwachen Wechselwirkung als Erhalter von Spin und Energie auftauchte Neutrino oder eine noch unbekannte Variante davon - ungeachtet des Fermionen-Charakters solcher Teilchen - auch als Objekt eines virtuellen Austausch zwischen zwei Elementarmassen infrage kommen könnte - analog zur Rolle des Photons im elektromagnetischen Kraftfeld - und so in etwa als Konkurrent des unbekannten Gravitons zu erwägen wäre...

Oder könnte das Neutrino die Rolle einer Elementarmasse spielen, nachdem sich das Neutron als ein äußerst komplexes Gebilde erwiesen hat? - Es bleiben noch viele Möglichkeiten und Fragen offen.

Gewiß ist nur, daß die Menschheit nach mehr als zweitausendjähriger Forschungsarbeit in ihrer Erkenntnis über das Wesen der kleinsten Bausteine des Kosmos fast noch ebensoweit wie Demokrit von der Wirklichkeit entfernt ist. Eigentlich bleibt dies sogar ein tröstlicher Gedanke, denn wie öd und langweilig wäre das menschliche Dasein, wenn es nichts mehr zu erforschen, wenn es keine ungelösten Rätsel der Schöpfung mehr gäbe.

Bei der hinter aller Teilchen- und Feld-Forschung stehenden grundsätzlichen Frage nach der Existenz kleinster Bausteine der Materie geht es im übrigen um mehr als um die Befriedigung müßiger Neugier. Wer über Wesen und Gesetzmäßigkeiten der Bausteine des Kosmos Auskunft geben kann, wird einen wesentlichen Beitrag geleistet haben zur Lösung der alle Religionsphilosophen - und eigentlich jedermann - berührenden Frage, wieweit das Chaos des puren Zufalls alles Geschehen im Weltall beherrscht oder wieweit ordnende, determinierende Prinzipien der allgemeinen Unordnung eine erkennbare Entwicklungsrichtung aufprägen.

III. DIE INNERE STRUKTUR ELEMENTARER SUBKONSTITUENTEN DER MATERIE

Dipl.-Phys. I. Brand

1. Die Symmetrien der Welt als Ursache der Gültigkeit physikalischer Gesetze

1.1 Die Hierarchie physikalischer Wechselwirkungen

Es ist das große Ziel der physikalischen Wissenschaft, die Vielfalt der beobachteten Wechselwirkungen in der Natur aus ganz wenigen grundlegenden Prinzipien her zu verstehen. Verstehen bedeutet dabei: Abbilden spezieller beobachteter Relationen zwischen Objekten in Raum und Zeit auf isolierende abstrakte Relationssysteme und Rück-Projektion auf das reproduzierbare Verhalten ganz allgemeiner Objekte.

Wenn keine Abweichungen zwischen der abstrakten Aussage und dem empirischen Objektverhalten beobachtet wird, nennt man eine solche Aussage "Naturgesetz". Allerdings ist die Überzeugung vom Wahrheitsgehalt der Naturgesetze nicht zwingend.

Die klassische Auffassung, daß sich diese induktiv allein aus der Erfahrung herleiten ließen, gilt heute allgemein als gescheitert. Vielmehr gelten Naturgesetze heute eher als fehlbare "Hypothesensysteme". Über solche Theorien läßt sich nur sagen, daß sie richtige Aussagen machen, und daß sie sich deshalb bewähren - wie Popper sagt -, nicht jedoch, daß sie damit auch "wahr" seien. Nach dieser Auffassung ist jeder fundamentalistische Versuch, Wahrheit zu definieren, unmöglich.

Der moderne Physiker hat daher eine besondere Eigenschaft entwickelt, welche ihn von anderen Naturwissenschaftlern unterscheidet - die "Kontingenzfähigkeit". Dies umschreibt eine hochentwickelte Sensibilität und die Fähigkeit, mit dem Bewußtsein zu leben, daß seine eigene Überzeugung vom Wahrheitsgehalt einer physikalischen Theorie bereits im nächsten Augenblick widerlegt werden könnte.

Dieser Trend zur Selbstreferenz in der modernen Physik geht bereits soweit, daß gewisse "Wahrheiten" und Grundannahmen nicht mehr allgemein akzeptiert werden, und nur noch dem gefolgt wird, was die eigene Einsicht nahelegt.

Und doch wird die Motivation zur Suche nach Gesetzmäßigkeiten in der Natur nicht von pragmatischem Nützlichkeitsdenken geleitet, sondern entspringt einer metaphysischen Überzeugung, daß die fehlbaren Modelle von der Wirklichkeit auf eine Wahrheit hin konvergieren, wenngleich diese dem Menschen auch nicht mehr vorstellbar sein und ihm ein Abstraktum bleiben muß.

Die unterschiedlichen Auffassungen Heraklits und Parmenides' darüber, welche Eigenschaft der Welt fundamentaler sei, das unveränderlich Seiende oder das ständig neue Werden, sind heute zugunsten des Standpunktes aufgegeben worden, daß sich hinter dem instabilen fluktuierenden Strom von Phänomenen permanente Strukturen verbergen.

Diese unabänderlich in der phänomenalen Mannigfaltigkeit wiedererkennbare Struktur läßt sich als Symmetrie kennzeichnen. Symmetrien sind die Ursachen der fundamentalen Naturgesetze. Die Elemente der realen Welt werden offenbar gebildet aus Letzteinheiten, die sich durch wie auch immer geartete Wechselwirkungen in Raum und Zeit bemerkbar machen, und welche gewissen Symmetrieprinzipien folgen. Symmetrie wird als ein relationales Muster in einer Objekt- oder Ereignismenge aufgefaßt, in welcher bestimmte Eigenschaften der Elemente dieser Mengen ungeändert bleiben. Sodann lassen sich Naturgesetze als Strukturen auffassen, welche im gesamten Geschehen bei allen Veränderungen das Bleibende auszeichnen. Ereignisse, die nicht zum Gültigkeitsbereich der ausgewählten Symmetrie gehören, und welche die geforderte Relationalstruktur nicht aufweisen, werden durch Anfangs- bzw. Randbedingungen beschrieben.

Eine Symmetrie kann als eine Bewegung aufgefaßt werden, welche die Form eines Musters oder eines Objekts invariant, d.h. unverändert läßt.

Der Begriff der Symmetrie stammt aus der Geometrie. Im Sinne der Invarianz interpretiert, läßt er sich auch auf Transformationen anwenden, die keine geometrische Bedeutung haben. Eine Kugel ist z.B. invariant bei jeder Rotation um ihr Zentrum; ein Würfel erscheint unverändert bei der Rotation um eine Symmetrieachse um 90° .

Ähnlich wie Körper im Raum besitzen auch physikalische Theorien Symmetrien. Nach Transformationen bleiben dann jedoch nicht Muster oder Objekte, sondern die mathematischen Gesetze der Theorie selbst invariant.

Die Kenntnisse über Transformationen sind Ausdruck unseres Wissens über die Raum-Zeit-Struktur und über die Eigenschaften der Materie.

Von allen physikalischen Wechselwirkungsarten spüren wir nur die elektromagnetische durch ihre Wechselwirkungsquanten, die Photonen, und die Gravitation. Die elektrische Ladung ist nur gelegentlich wahrnehmbar. Da die positive die negative kompensiert, leben wir mit Ausnahmen (Föhn, Gewitter usw.) in einer ladungsneutralen Welt. Andere Wechselwirkungen werden durch massive Wechselwirkungsquanten vermittelt, die wegen ihrer de Broglie-Wellenlänge eine extrem kurze Reichweite besitzen und daher nur im Mikrobereich wirken. Nur Photonen und Gravitonen haben keine Ruhemasse und wirken daher unbegrenzt weit. Die Gravitation ist jedoch derart schwach, daß ein Atom, welches ein Elektron anstelle der elektromagnetischen mit seinem Gravitationsfeld binden würde, größer als das gesamte Universum sein müßte.

Daß wir die Gravitation dennoch drastisch spüren, liegt daran, daß es nur eine attraktive "Gravitationsladung" gibt, die nicht kompensiert oder abgeschirmt wird.

Die Hierarchie der beobachteten Wechselwirkungen der Elementarteilchen, die sich in der Größe der Kopplungskonstanten g ausdrückt:

starke	$g_s \approx 1$
elektromagnetische	$g_{el} = \alpha = 1/137$
schwache	$g_s \approx 10^{-5}$
gravitative	$g_{Gr} \approx 10^{-39},$

ist verknüpft mit der Verletzung gewisser Erhaltungssätze, die wiederum Folge von Symmetrien sind.

1.2 Das Nöther-Theorem

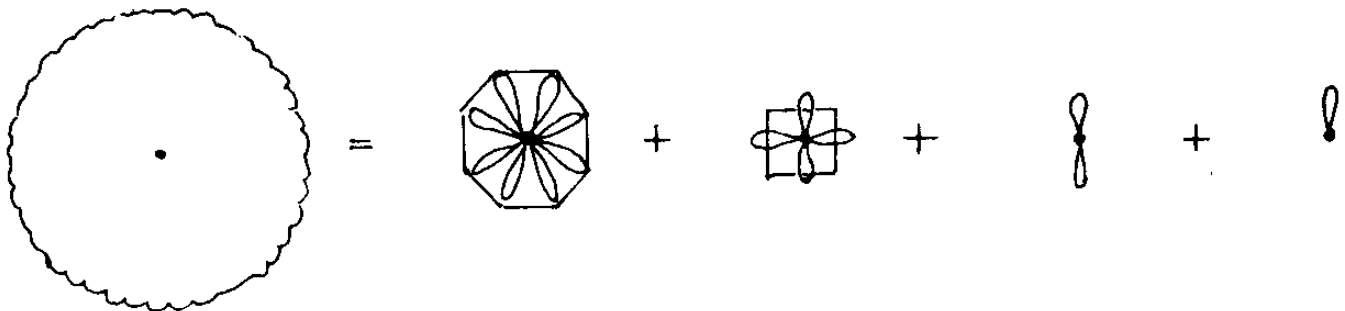
Die 1933 in die USA emigrierte Göttinger Mathematikerin Emmy Nöther (auch: Noether) entdeckte 1918, daß jedem Erhaltungssatz eine geometrische Symmetrieeigenschaft des zugrundeliegenden Raumes entspricht. So ist z.B. die Erhaltung der Energie eines Systems die Folge der Invarianz oder Gleichgültigkeit desselben gegenüber Zeitverschiebungen. Die Kraftgesetze sind unabhängig von der speziellen Orientierung im Raum. Sie sind rotationssymmetrisch, d.h. zwei Teilchen lösen dieselben Reaktionen aus, wenn sie vor einem Zusammenstoß von oben und unten oder von links und rechts kommen. Die Impulserhaltung folgt also aus der Invarianz einer Theorie gegenüber räumlichen Drehungen.

Die Erhaltung des Drehimpulses hängt zusammen mit der Isotropie des Raumes (d.h. der gleichförmigen, symmetrischen Ausdehnung in allen Richtungen) und diejenige der Schwerpunkterhaltung mit der Gleichgültigkeit der Gesetze gegenüber gleichförmigen Bewegungen.

Die Eigenschaft der Elementarteilchen, die mit einer Raumdrehsymmetrie zusammenhängt, dem Spin, ist bei Teilchen mit verschiedener Gestalt-Symmetrie unterschiedlich. Kugelsymmetrisch sind z.B. π -Mesonen mit Spin Null. Elektronen, Protonen und Neutronen mit Spin $1/2$ sind in der Weise unsymmetrisch, daß jeweils zwei von ihnen, mit entgegengesetzter Orientierung zusammengesetzt, wieder Kugelsymmetrie ergeben. Im Falle von Spin-1-Teilchen ergeben erst drei verschieden orientierte Teilchen etwas Kugelsymmetrisches (Dürr 1966)

Je höher die Symmetrie, umso stärker ist die Wechselwirkung. Wird zur Veranschaulichung der Symmetrie-Hierarchie eine geometrische Figur verwendet, so stellt der Kreis die größte Symmetrie dar. Denn bei jeder beliebigen Drehung bleibt die Figur mit sich identisch.

Im unsymmetrischsten Fall würde erst eine Drehung um 360° um den Ursprung die geometrische Figur in sich überführen. Um die wirklichen Verhältnisse im richtigen Maßstab darzustellen, müßte die Vierer-Rosette etwa zehnmal kleiner, die Doppelschleife rund 10^4 mal und der einfache Flügel etwa 10^{14} mal kleiner als die achtblättrige Rosette gezeichnet werden; d.h. eine Abweichung von der Kugelsymmetrie wäre mit bloßem Auge nicht zu erkennen.



Gesamt- wechselwirkung:	8er- Symmetrie:	4er- Symmetrie:	2er- Symmetrie:	1er- Symmetrie:
keine exakte Symmetrie	sehr starke Wechselwirkung	starke Wechsel- wirkung	elektro- magnet. Wechselw.	schwache Wechsel- wirkung
				(Symm.=Null)

Bild 1: Elementarteilchen-Wechselwirkungen als verschieden große Symmetrien.

Erhaltungssätze sind also die Folge der Symmetrie der Bewegungs- oder Kraftgesetze. Bei Umwandlungsprozessen zwischen Elementarteilchen bleiben die physikalischen Gesetze exakt oder näherungsweise erhalten. Man folgert daraus, daß nicht die Elementarteilchen unwandelbar sind, sondern deren Symmetrie-Eigenschaften. Es ist nun die Vermutung der Hochenergiephysiker, daß sich die Natur der elementaren Quanten bzw. der Massen oder Felder aus der Analyse der mehr oder minder starken Verletzungen von Symmetrien im Quantenbereich ergibt. Das große Problem ist dabei, einen Fundamentalitätsnachweis für die erreichte Basis des Materieaufbaus zu liefern, damit unter Verwendung bestimmter Symmetrien und einer wohldefinierten Dynamik die höher organisierten Ebenen größerer Komplexität aufgebaut werden können.

2. Globale und lokale Symmetrien

Alle Naturgesetze sind invariant gegenüber Verschiebungen, Drehungen und Spiegelungen sowie gegenüber gleichförmiger Bewegung des Koordinatensystems. Diese Invarianz ist die Poincaré-Invarianz.

Diese Symmetrien heißen global, wenn die gleiche Transformation für alle Punkte des Raumes angewendet wird, und nur dann sind die Naturgesetze ihnen gegenüber invariant. Eine strengere Art von Symmetrie stellt die lokale Symmetrie dar. In einer lokalen Symmetrie wird jeder Punkt unabhängig von seinen Nachbarpunkten transformiert. Durch die Forderung nach Invarianz gegenüber lokalen Symmetrietransformationen werden neue Kräfte bzw. Felder eingeführt.

Betrachtet man z.B. eine Kugel mit einem daraufgezeichneten Koordinatennetz, so werden bei einer Drehung der Kugel, also bei einer globalen Symmetrioperation, sämtliche Punkte bzw. das Koordinatennetz um den gleichen Drehwinkel geändert. Bei einer lokalen Symmetrietransformation behält die Kugel zwar auch ihre Form, jedoch wird das Koordinatennetz so deformiert, wie wenn ein Gummiballon verdrillt wird. In diesem Fall wirken zwischen allen Punkten Verdrillungskräfte.

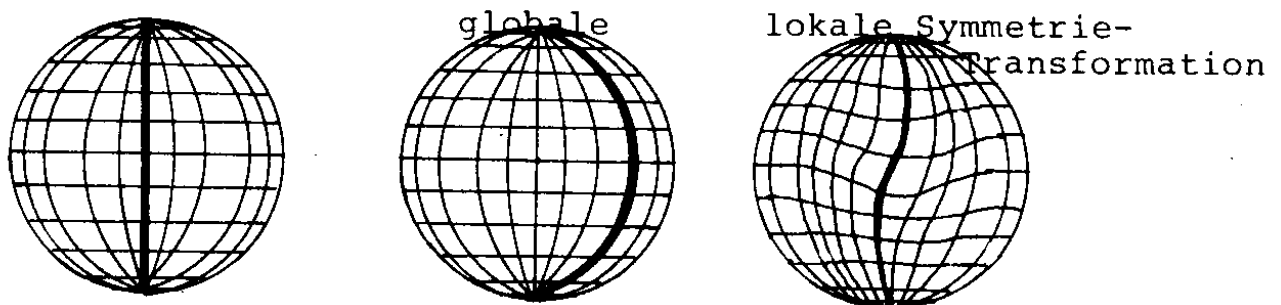


Bild 2: Globale und lokale Symmetrie-Transformationen, illustriert an einer Gummikugel.

Alle Grundkräfte der Natur kann man sich durch die Forderung nach lokalen Symmetrie-Transformationen entstanden denken. In dieser Forderung äußert sich unsere Überzeugung, daß Wechselwirkungen nach dem "Nahewirkungsprinzip" erfolgen, sich also mit endlicher Geschwindigkeit ausbreiten und durch Feldgleichungen beschrieben werden, welche die Form von Differentialgleichungen besitzen müssen. Eine lokale Feldtheorie ist auch eine Nahewirkungstheorie.

Newtons Gravitationstheorie war eine Fernwirkungstheorie und global.

Die bei lokaler Symmetrie auftretenden Felder heißen Eichfelder. Da sie Kräfte erzeugen, ist ihr Auftreten mit entsprechenden Wechselwirkungsquanten bzw. Teilchen verbunden, welche diese Kräfte übertragen.

Den Übergang von globaler zu lokaler Symmetrie kann man sich am Fall der Drehinvarianz eines zweidimensionalen Vektorfeldes veranschaulichen. In einem zentralsymmetrischen Feld weisen sämtliche Vektoren vom Zentrum fort. Ein beliebiger Vektor außerhalb eines beliebigen Gebietes G läßt sich durch Drehung um 360° wieder an denselben Ort verschieben. In einem mikroskopisch kleinen Gebiet kann sich das Feld nicht stark ändern. Die Vektoren sind annähernd parallel und zeigen sämtlich in die gleiche Richtung.

Im mikroskopischen Bereich muß daher der gedrehte Vektor bei jedem Drehwinkel in dieselbe Richtung zeigen.

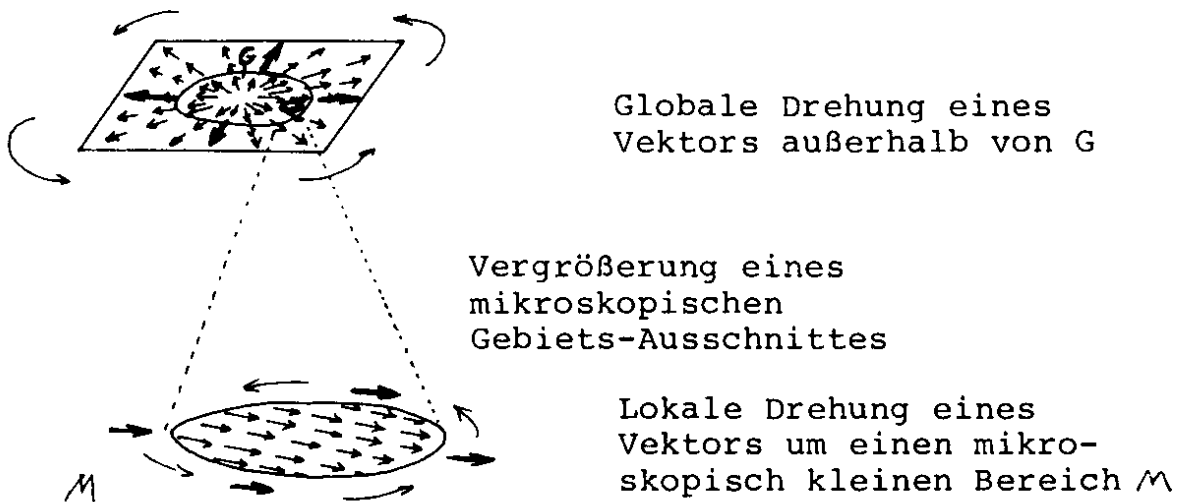
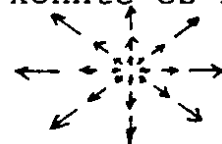


Bild 3: Globale und lokale Vektorverschiebungen um 360°

Es muß einen Ort geben, wo der Übergang von 360° zu 0° Richtungsänderung des Vektor stattfindet. Das Zentrum könnte es nur sein, wenn dort die Feldstärke Null wäre:



Das ist aber nicht der Fall.

Infolge der von Ort zu Ort verschiedenen Vektorrichtungen besitzt das Feld außerhalb von G eine potentielle Energie, die im Bereich M nicht existiert. Um die potentielle Energie des globalen Feldes zu reduzieren, kann ein Bezugssystem eingeführt werden, mit welchem die Feldvektoren alle dieselben Winkel bilden. Dieses Bezugssystem dreht sich um das Gebiet G . Beim Umfahren des mikroskopischen Bereiches ändern sich weder das Bezugssystem noch die Richtung der Vektoren. Das Bezugssystem wird durch das Eichfeld aufgebaut.

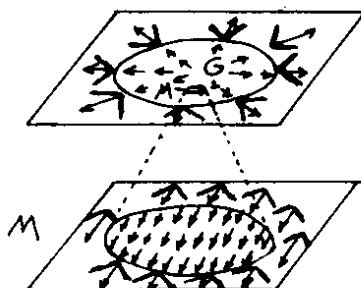
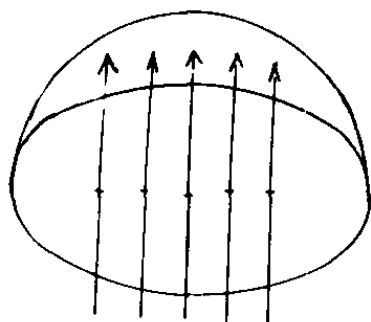
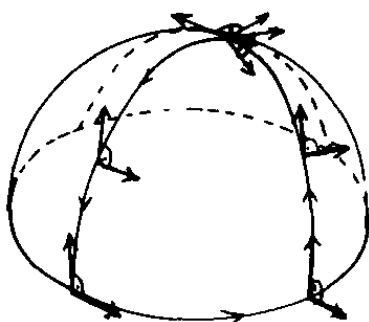


Bild 4: Einführung eines Bezugssystems, in dem die Vektoren immer dieselbe Richtung haben.

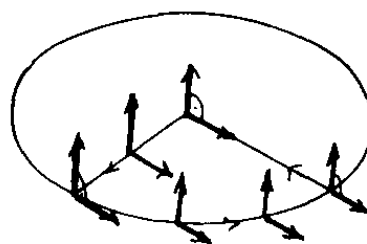
Die Verschiebung des Bezugssystems nach Vorschrift des Eichfeldes kann mit der parallelen Verschiebung des Bezugssystems auf einer Kugel verglichen werden. Die Drehung des Bezugssystems hängt dabei vom eingeschlagenen Weg ab als Folge der Kugel-Krümmung. Im abstrakten Raum hat ein Eichfeld eine Wirkung, die dieser zweidimensionalen Krümmung entspricht. (Die Raumkrümmung kann auf diese Weise als Eichfeld der Lorentz-Gruppe aufgefaßt werden.)



Eichfeld
bewirkt Krümmung



Parallelverschiebung
auf der Kugel ist
wegabhängig



Parallelverschiebung
ohne Krümmung ist
wegunabhängig

Bild 5: Krümmung als Entsprechung des Eichfeldes, welche die lokale Symmetrie herstellt.

Die Sprungstelle zwischen der globalen und der lokalen Symmetrie steckt nun im Eichfeld: Das lokale Bezugssystem führt bei einem geschlossenen Weg um G eine Drehung aus. Die Eichfeld-Energie ist umso größer, je ausgeprägter die Krümmung bzw. die Wegabhängigkeit ist. Bei Verschwinden der Krümmung ist die Parallelverschiebung vom Weg unabhängig. Das Eichfeld hat die Gestalt einer "reinen Eichung". Es enthält keine Energie und befindet sich im "Vakuum-Zustand".

3. Phasen- und Eich-Transformationen

Eich-Symmetrien unterscheiden sich von gewöhnlichen Symmetrien dadurch, daß die Symmetrie-Transformationen an verschiedenen Orten mit verschiedenen Parametern durchgeführt werden. Das läßt sich physikalisch dadurch rechtfertigen, daß die voneinander getrennten Punkte an den betreffenden Stellen wegen der Einsteinschen Kausalitätsbeziehung "nichts voneinander wissen" können.

Die Symmetrie des elektrischen Feldes ist global. Bei Anwendung einer gewöhnlichen Symmetrie-Transformation, welche das elektrische Potential an allen Raumpunkten um den gleichen Betrag erhöht, ändern sich die gemessenen Werte des Feldes nicht. Denn diese hängen nicht vom Potential, sondern von der Potential-Differenz (der Spannung) ab.

Neben den ruhenden Ladungen muß die vollständige Theorie der elektro-magnetischen Felder auch die bewegten Ladungen beschreiben. Dazu muß die globale Symmetrie des elektrischen Feldes in eine lokale umgewandelt werden. Das durch bewegte Ladungen entstehende Magnetfeld wird durch ein magnetisches Potential beschrieben. Elektrische und magnetische Potentiale $A_\mu(x)$ legen gemeinsam ein System von Potentialgleichungen fest, das nun auch gegenüber lokalen Symmetrie-Transformationen folgender Art invariant ist:

$$A_\mu(x) \xrightarrow{\text{Transformation}} A_\mu(x) + \frac{\partial \alpha(x)}{\partial x^\mu}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3 \quad (1)$$

Die Änderung des Potentials $A_\mu(x)$ um einen Quellen-Term wird Eich-Transformation genannt. Rotations-Bildung der Potentiale liefert den ^{+) Maxwell'schen Spannungstensor $F_{\mu\nu}(x)$} der Elektrodynamik

$$F_{\mu\nu}(x) = \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu - \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3 \quad (2)$$

was nach der Eich-Transformation (1) die gleiche Feldstärke liefert. A_μ enthält zwei physikalische Freiheitsgrade, welche den beiden transversalen Polarisations-Zuständen der elektromagnetischen Welle entsprechen, und zwei "unphysikalische" Freiheitsgrade. Einer von diesen führt auf die Coulomb-Wechselwirkung und der andere ist Ausdruck der willkürlichen Wahl der Eichung $\frac{\partial}{\partial x^\mu} \alpha(x)$ in (1).

Im Gegensatz zum elektromagnetischen Feld ist das Gravitationsfeld nicht eichinvariant. Denn wird dem Gravitationspotential ein bestimmter Betrag hinzugefügt, so erhöht sich auch die Feldstärke. Das ist auch der Grund, weshalb die auf Hochspannungsleitungen sitzenden Vögel ebenso wenig von

<sup>+) Elektrische Feldstärke: $\vec{E} = (F_{10}, F_{20}, F_{30})$,
magnetische Feldstärke: $\vec{B} = (F_{23}, F_{31}, F_{12})$.</sup>

der Stromstärke spüren wie auf dem Boden. Aber in einer beschleunigten Rakete oder auf einem riesigen Planeten würden sie die Gravitation durchaus an ihrem eigenen Gewicht sehr stark spüren.

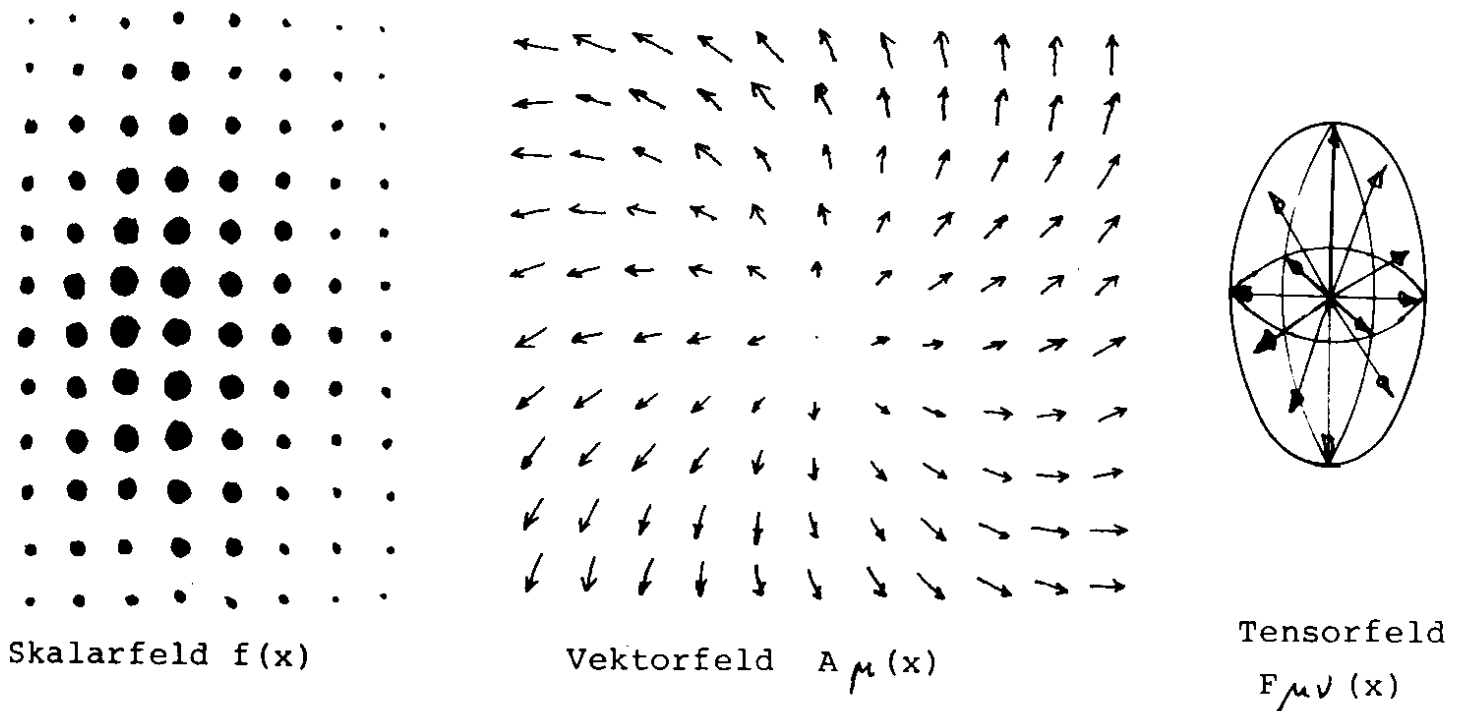


Bild 6: Illustration skalarer, vektorieller und tensorieller Felder

Die Maxwellsche Theorie läßt sich nur auf elektromagnetische Felder anwenden, nicht jedoch auf atomare Teilchen. Will man die Ladungserhaltung eines Elektrons verstehen, so muß man die Quantentheorie der elektromagnetischen Wechselwirkungen zu Hilfe nehmen. In dieser Theorie wird das Elektron durch eine Welle oder als ein Feld beschrieben, und die Änderung des elektrischen Potentials hat eine Änderung der Elektron-Welle zur Folge. Das Elektron kann zwei Spinzustände s annehmen, d.h. es besitzt die Einstellmöglichkeiten seiner Spin- oder Rotationsachse vom Betrag $s = \frac{1}{2} (\hbar)$ parallel oder antiparallel zur Ausbreitungsrichtung. $(\hbar = \frac{h}{2\pi})^2$

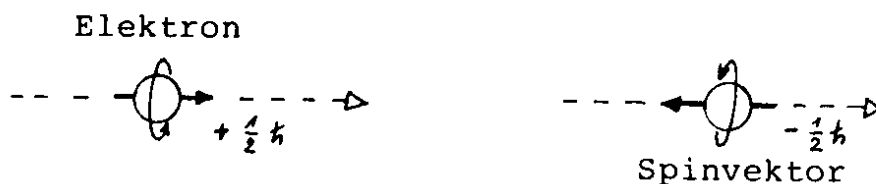


Bild 7: Mögliche Spineinstellungen des Elektrons zur Ausbreitungsrichtung.

Das Elektronen-Feld wird daher durch eine zwei-komponentige Wellenfunktion $\psi(x)$ dargestellt, die Spinor genannt und durch komplexe Zahlen ausgedrückt wird.

Der Spinor-Charakter der Elektronenwellen bestimmt die große Vielfalt der Atomarten. Denn die Elektronen werden in höhere

und verschiedene Energieniveaus gezwungen, wenn niedrigere besetzt sind. Die Besetzung folgt dem Pauli-Prinzip. Dieses Prinzip ersetzt in gewisser Weise den klassischen Begriff der Undurchdringlichkeit und Härte.

Fermionen wie z.B. das Elektron und das Proton besitzen halbzahligen Spin. Die Spin-Drehimpulse beeinflussen das statistische Verhalten von mehreren Teilchen der gleichen Spinsorte. So können zwei Fermionen nicht denselben quantenmechanischen Zustand besetzen (Pauli-Prinzip). Hingegen lassen sich Bosonen (z.B. Photonen und Gravitonen) beliebig viel an einem Punkt oder in einem quantenmechanischen Energiezustand überlagern. In jedem System mit einem Energie-Zustandsspektrum verteilen sich Fermionen jeweils eins pro Zustand, während Bosonen den niedrigsten energetischen Zustand zu besetzen suchen.

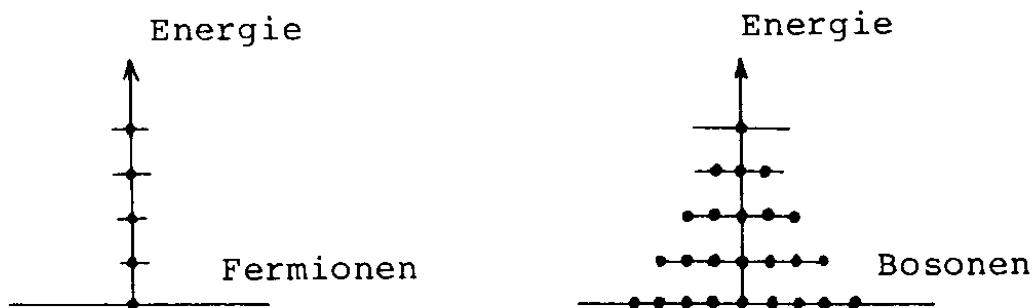


Bild 8: Besetzung quantenmechanischer Energiezustände durch Fermionen und Bosonen.

Im "Teilchenstrom" j_ν , der die Ladung e des Elektrons erzeugt, steht der bilineare Ausdruck $\psi^* \psi$, wobei ψ^* die hermitesch konjugierte Funktion ¹⁾ zu $\psi(x)$ ist. Das Produkt $|\psi \psi^*|$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, ein Elektron an einem bestimmten Punkt zu finden. Der quantenmechanische elektrische Strom ist

$$e j_\nu(x) = \frac{\partial}{\partial x^\mu} F_{\mu\nu}(x) = -e \psi^*(x) \cdot \psi(x) \quad (3)$$

Das Elektronen-Feld wird durch die Wahrscheinlichkeitsamplitude und durch die Phase α beschrieben. Die Phase definiert die Welleneigenschaften. Die Phase der Welle, welche die Entfernung eines Wellenzustandes vom Bezugspunkt angibt, läßt sich durch den Phasenwinkel α angeben. Das elektrische Feld ist in Bezug auf Phasenänderungen symmetrisch. Durch Addieren beliebig großer Phasenwinkel werden die Meßergebnisse nicht verändert. Die Wahl der Phase wird durch eine Eichkonvention festgelegt (Weyl 1920).

¹⁾ Eine komplexe Größe z besteht aus einer reellen Zahl a und einer imaginären $ib = \sqrt{-1}b$, d.h. $z = a + ib$. Die zu z konjugierte Zahl ist $z^* = a - ib$. Hermitesch ist eine Größe z^+ , für die gilt $z^+ = z^* = z$. Es gilt daher $zz^* = a^2 + b^2$. Die konjugiert komplexe Funktion zu $z = re^{i\varphi}$ ist z.B. $z^* = re^{-i\varphi}$.

Der Phasenwinkel α hat keinen Einfluß auf die Wahrscheinlichkeit ($\psi \psi^*$), ein Elektron an einem Punkt zu finden, denn beim Quadrieren der Wellenfunktion

$$\psi(x) \longrightarrow e^{i\alpha} \psi(x) \quad , \quad \psi^*(x) \longrightarrow e^{-i\alpha} \psi^*(x) \quad (4)$$

fallen die Phasenwinkel heraus.

Diese Invarianz gegenüber Eichänderungen bedeutet die Erhaltung der elektrischen Ladung, denn (4) eingesetzt in (3) führt auf die Kontinuitätsgleichung, d.h. auf die Aussage, daß die Ladung sich zeitlich nicht ändern kann.

Die lokale Symmetrie fordert, daß die observable Größe, hier die elektrische Ladung, auch invariant bleibt, wenn die Phase der Elektron-Wellenfunktion von Punkt zu Punkt variiert, der Phasenparameter $\alpha(x)$ also ortsabhängig ist.

Die "Phasen-Transformationen 2. Art"

$$\begin{aligned} \psi(x) &\longrightarrow e^{i\alpha(x)} \psi(x) \\ \psi^*(x) &\longrightarrow e^{-i\alpha(x)} \psi^*(x) \end{aligned} \quad (5)$$

und die Substitution des Eichfeldes (Vektorpotential) $A_\mu(x)$

$$\begin{aligned} A_\mu(x) &\longrightarrow (\partial_\mu + iA_\mu(x)), \quad \mu = x_1, x_2, x_3, x_4 \\ \partial_\mu &= \frac{\partial}{\partial x^1}, \frac{\partial}{\partial x^2}, \frac{\partial}{\partial x^3} \end{aligned} \quad (6)$$

heißen Phasen-Eichtransformationen.

Die Invarianzforderung gegenüber Transformationen der Art (5) und (6) kann nur erfüllt werden, wenn zum Feld des Elektrons ein weiteres, das elektro-magnetische Feld, und damit das diesem entsprechende Photon eingeführt wird. Die Konsequenz der Eichinvarianz 2. Art und der mit ihr verknüpften Ladungserhaltung liefert ein dem Teilchen zugeordnetes Vektorfeld, das den Spin 1 hat und masselos ist.

Masselose Teilchen bzw. Felder haben unendlich große Reichweite und breiten sich mit Lichtgeschwindigkeit aus.

Teilchen mit ganzzahligem Spin gehorchen der Bose-Statistik. Das Photon ist daher ein Boson. Das Photon vermittelt die elektrische Wechselwirkungskraft. Die Kraft verändert den Bewegungszustand der elektrisch geladenen Teilchen und insbesondere die Phase des entsprechenden Materiefeldes. So ändert sich die Phase des Elektronen-Feldes, wenn ein Elektron ein Photon aussendet oder "verschluckt".

Gäbe es in der Welt nur globale Symmetrien, so könnte es z.B. keine elektromagnetischen Kräfte zwischen geladenen Teilchen geben und damit auch keine Photonen d.h. kein Licht.

Die lokale elektromagnetische Symmetrie ist eine innere Symmetrie. Im Gegensatz zur Poincaré-Invarianz schließt sie keine Änderung der Raum-Zeit-Koordinaten ein. Eine andere innere Symmetrie ist die Isotopen-Symmetrie.

4. Die Isospin-Symmetrie

1932 führte Heisenberg den Iso(baren)spin in die Elementarteilchenphysik ein, um Protonen p und Neutronen n als verschiedene Zustände eines einzigen Teilchens - dem Nukleon N - beschreiben zu können; denn die Massen von p und n unterscheiden sich nur um den Faktor $\alpha = 1/137$ (die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante) und sind mit Ausnahme der elektrischen Ladung nicht voneinander zu unterscheiden. Die geringe Massendifferenz rührt von der elektromagnetischen Selbstwechselwirkung her. Die Isospin-Symmetrie ist also nicht exakt.

In Analogie zum Elektron, welches in verschiedene Energiezustände aufspaltet, die durch die Spinzustände $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ gegeben sind, werden dem Nukleon ebenfalls zwei abstrakte Zustände eines sog. Isotopenspins zugesprochen. Doch während die Spinquantenzahl Orientierungen im reellen physikalischen Raum beschreibt, gibt der Isospin abstrakte Orientierungen in einem Iso(spin)raum des Nukleons an. Die drei Komponenten sind nicht vertauschbar, d.h. keine der 3 Teildrehungen um eine Isospinachse ist ohne Änderung des Resultats vertauschbar.

Nukleonen und andere Teilchen mit Isospin (Hadronen) sind der starken Wechselwirkung unterworfen. Das bedeutet, die starke Wechselwirkung ist invariant gegenüber Drehungen im Isoraum.

Die Symmetrie-Transformation für den Isospin entspricht einer gleichzeitigen Drehung der Isospin-Pfeile aller Protonen und Neutronen im Universum um den gleichen Winkel.

Die Reihenfolge, in der die lokalen Symmetrie-Transformationen, z.B. Drehungen in einer Ebene, vorgenommen werden, ist beliebig. Die Reihenfolge der Operationen ist kommutativ oder "Abelsch".⁺⁾

Nicht-Abelsch ist hingegen die Gruppe der dreidimensionalen Drehungen, d.h. die Reihenfolge solcher Drehungen ist nicht beliebig. Wird z.B. ein Würfel zweimal nacheinander um jeweils eine Figurenachse gedreht und die Operation in umgekehrter Reihenfolge vorgenommen, so gleichen sich nach diesen Operationen die Flächenstellungen im Raum nicht:

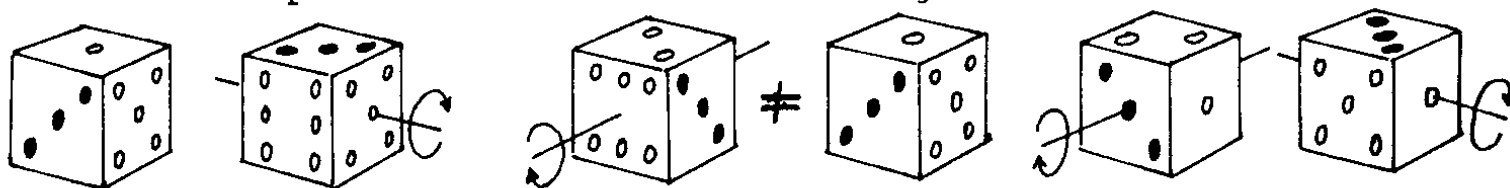


Bild 9: Illustration einer nicht-abelschen Transformation

⁺⁾ Die Elemente der Abelschen Gruppe sind vertauschbar:
 $A(a)A(b) = A(a+b) = A(b)A(a)$ und $A(-a) = A^{-1}(a)$.

Die Isospin-Symmetrie ist global.

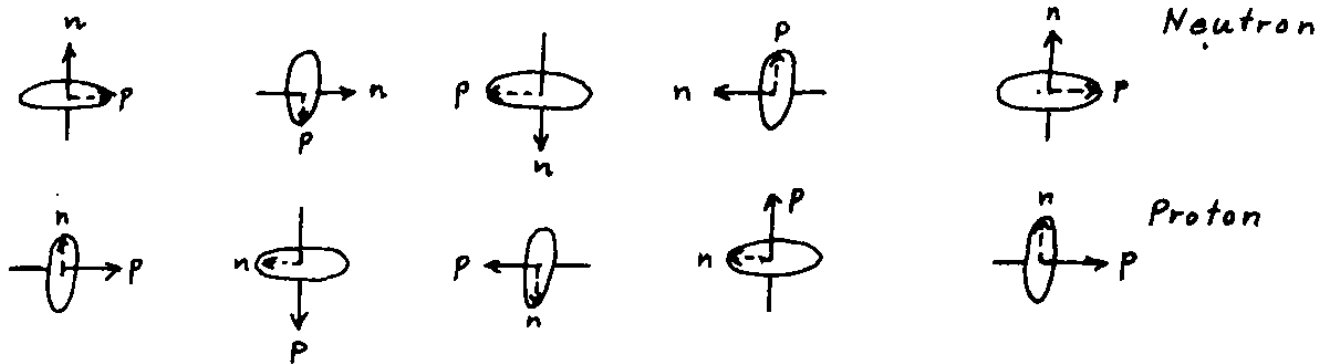


Bild 10: Globale Transformation des Isospins:
Alle Zustände werden gleichzeitig um 90° gedreht.

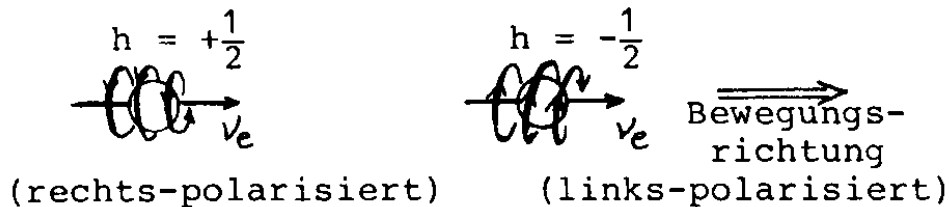
Der Materiezustand N wird durch Projektion in den Isospinraum gegeben mit der 3. Komponente in z-Richtung $I_3 = \frac{1}{2}$ für das Proton und $I_3 = -\frac{1}{2}$ für das Neutron (die anderen beiden zueinander hermitesch konjugierten Isospin-Operatoren sind $I_+ = I_x + iI_y$ und $I_- = I_x - iI_y$).

Elektromagnetische Wechselwirkungen sind nicht invariant gegenüber beliebigen Drehungen im Isospinraum, sondern nur invariant gegenüber Drehungen um die I_3 -Achse im Isospinraum.

Für Teilchen mit Isospin gibt es $2I+1$ mögliche Einstellungen des Vektors zu einer gegebenen Richtung. Es gibt zwei Multipletts. Für $I=\frac{1}{2}$ entsteht ein Isodoublett n, p, und für $I=1$ das Isotriplett $\pi^+ (I_3 = 1)$, $\pi^0 (I_3 = 0)$, $\pi^- (I_3 = -1)$.

5. Die schwache Wechselwirkung

Die Stärke der Wechselwirkungen bzw. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen ein Wechselwirkungsquant aussendet, wird durch die Kopplungskonstante α_s gegeben. Die schwache Wechselwirkung ist tausendmal schwächer als die elektromagnetische, d.h. $\alpha_s \approx 10^{-5}$. Der β -Zerfall, also die Reaktion $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ oder der Myon-Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ sind Beispiele für die schwache Wechselwirkung, bei der Neutrinos neben anderen Teilchen entstehen. Die Richtung des Spin-Vektors (Axialvektor) kann parallel oder antiparallel zur Bewegungsrichtung sein. Neutrinos beschreiben damit eine Links- bzw. Rechtsschraube, gekennzeichnet durch die Helizität $h = -\frac{1}{2}$ bzw. $+\frac{1}{2}$ (auch als Chiralität oder Händigkeit bezeichnet)



Bei einer Spiegelungsoperation, d.h. der Ersetzung der Neutrinos durch Antineutrinos, zeigen sich verschiedene Reaktionsraten. Die Parität bleibt also bei der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten.

Bei der Wechselwirkung wird die elektrische Ladung ausgetauscht und das Neutron wandelt sich um. Die Übergangsamplitude hat die Form einer Strom-Strom-Wechselwirkung.

An der schwachen Wechselwirkung sind Leptonen (Elektronen e , Myonen μ Neutrinos ν) und Hadronen (Protonen p und Neutronen n) beteiligt.

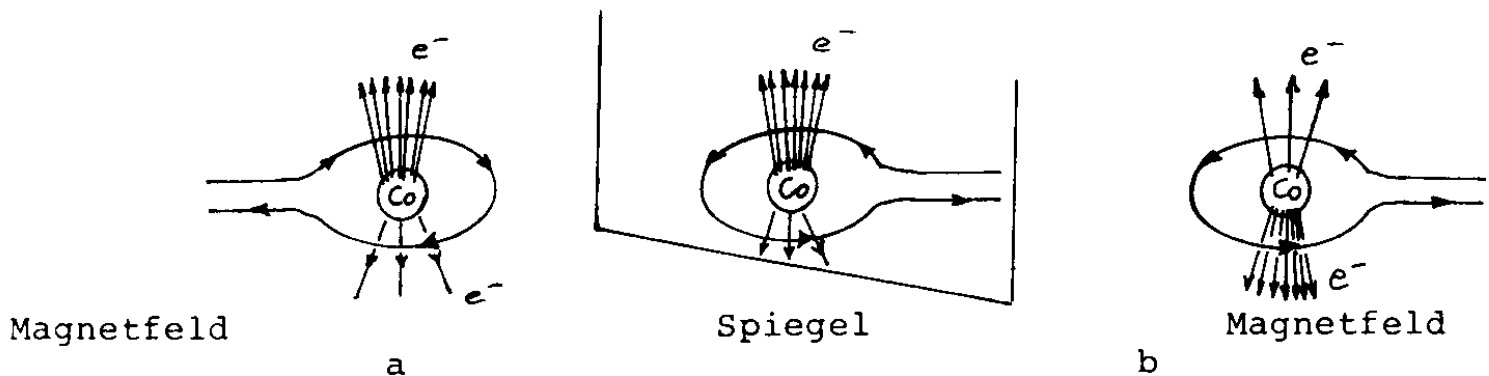


Bild 11: Zerfall von Kobalt-Kernen Co
 a) erwartete Spiegel-Symmetrie
 b) beobachtete Paritätsverletzung

In der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der z.B. ein angeregtes Elektron e^* ein Photon γ emittiert, ist die Übergangsamplitude bzw. der Wechselwirkungsterm M_γ (dessen Quadrat den differentiellen Wirkungsquerschnitt bestimmt)

$$M_\gamma = \sum_{\mu=0}^3 j_\mu^{(em)} A^\mu$$



mit dem Vektorpotential A^μ und dem elektromagnetischen Strom $j_\mu^{(em)}$, der ein zeitartiger Vierervektor vom Typ einer Flußdichte ist.

$$j_\mu^{(em)} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu \right) \quad (7)$$

Der Fermionenstrom wird durch ein Biproduct von Spinoren ausgedrückt:

$$j_\mu^{(em)} = e \bar{\psi}(e) \gamma_\mu \psi(e^+) \quad , \quad \bar{\psi} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \\ \chi_3 \\ \chi_4 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$\bar{\psi}(e) = \psi^\dagger(e) \gamma^0$ ist die Adjungierte zur Wellenfunktion $^+)$ des Elektrons $\psi(e)$, (d.h. 4-komponentige Dirac-Spinore) und γ_μ sind die Dirac-Matrizen

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sigma_i \\ 0 & 0 & 0 \\ \sigma_i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_i = \text{Pauli-Spinmatrizen (i=1,2,3)} \quad (9)$$

($\mu = 0, 1, 2, 3$)

Diese Matrizen wurden von Pauli in die Diracsche Theorie eingeführt und haben u.a. die folgenden Eigenschaften:

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}_\mu &= \gamma_\mu, & \sigma^{\mu\nu} &= \frac{i}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \\ \gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu &= 2 g_{\mu\nu} \mathbb{1}, & g_{00} &= -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1 \quad (10) \\ \gamma^5 &= \gamma_5 = i \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3, & g_{\mu\nu} &= 0 \text{ (für } \mu \neq \nu), (\gamma_5)^2 = 1 \end{aligned}$$

(Das Produkt zweier oder dreier γ_μ -Matrizen ist antihermitesch: $\bar{A} = -A$. Um es hermitesch zu machen, muß man das Produkt mit i multiplizieren.)

Mit dem γ_μ lassen sich Transformationsoperatoren ausdrücken (de Broglie, 1965) Die Matrix γ_5 ist in der Theorie des β -Zerfalls der "Chiralitätsoperator"

$$C = \gamma_5$$

Die Transformationen $\psi \rightarrow C \psi$ bzw. $\bar{\psi} \rightarrow -\bar{\psi} C$ heißen Chiralitäts- (Händigkeits-) Transformationen. Sie bewirken, daß ein Teilchen in ein solches mit entgegengesetzter innerer Parität überführt wird.

$^+)$ Das Biproduct der Spinoren aus 2 Funktionen ψ_A und χ^A mit $\psi = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \\ \chi_3 \\ \chi_4 \end{pmatrix}$ und dem zu ψ adjungierten Spinor (transponiert und komplex konjugiert) $\bar{\psi} \psi = \begin{pmatrix} \chi_1 & \chi_2 & \chi_3 & \chi_4 \end{pmatrix} (\psi_A \chi^A)$ ist eine Invariante.

Die Operatoren $P_{\pm}^{\pm} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$ heißen Chiralitäts-Projektionsoperatoren. Sie befriedigen die Definitionsgleichung von Projektionsoperatoren $(P^{\pm})^2 = P^{\pm}$ und eignen sich zur Zerlegung der Wellenfunktion $\psi = \psi_+ + \psi_-$ in einen rechts- bzw. linkshändigen Teil.

Der "Paritätsoperator" P , der angibt, wie sich die Wellenfunktion bei einer Spiegelung der Raumachsen im Ursprung transformiert, ist

$$P = \gamma_4$$

Der "Zeitumkehroperator" T gibt die Transformation der Wellenfunktion an, wenn das Vorzeichen der Zeit geändert wird:

$$T = \gamma_4 \cdot \gamma_5$$

Die CPT-Transformation ist eine Invariante:

$$CPT = \gamma_5 \gamma_4 \gamma_4 \gamma_5 = 1$$

Der Strom der schwachen Wechselwirkung, der "schwache Strom" j , ändert die Ladung der Fermionen um eine Einheit.

Die Übergangsamplitude beim β -Zerfall bzw. Wechselwirkungs-dichte M_n (deren Quadrat die Lebensdauer des Neutrons bestimmt) wird durch die Strom-Strom-Wechselwirkung beschrieben. Da bei der Reaktion 4 Teilchen beteiligt sind, spricht man vom Auftreten eines "schwachen hadronischen Stroms" $j_{\mu}^{(H)}(n, p)$ und eines "schwachen leptonischen Stroms" $j_{\mu}^{(L)}(e, \bar{\nu}_e)$.

In spiegelinvarianter Form würden die Ausdrücke für den Leptonenstrom $j_{\mu}^{(L)}$ und für den Hadronenstrom $j_{\mu}^{(H)}$ lauten:

$$\begin{aligned} j_{\mu}^{(L)} &= e \bar{\psi}(\bar{\nu}_e) \gamma_{\mu} \psi(e^-) \\ j_{\mu}^{(H)} &= e \bar{\psi}(p) \gamma_{\mu} \psi(n) \end{aligned} \quad \begin{array}{c} \text{Hadronen} \quad P \\ \nearrow \\ n \text{---} \text{---} e^- \\ \searrow \\ \bar{\nu} \text{---} \text{---} \text{Leptonen} \end{array} \quad (11)$$

Doch als Folge der Paritätsverletzung sind die Vektorströme zu ersetzen durch einen Strom aus einer Mischung eines Vektors $V(\gamma_{\mu})$ und einem Axialvektor $A(\gamma_{\mu} \gamma_5)$. Man spricht daher von der (A-V)-Theorie und beschreibt die linkshändigen $j_{\mu}(\text{links}) = (V-A)/2$ -Ströme durch

$$\begin{aligned} j_{\mu}^{(L)}(\text{links}) &= e \bar{\psi}(\bar{\nu}_e) \mu_{\gamma} (1 - \gamma_5) \psi(e) \\ j_{\mu}^{(H)}(\text{links}) &= e \bar{\psi}(p) \mu_{\gamma} (1 - \gamma_5) \psi(n) \end{aligned} \quad (12)$$

Der Gesamtstrom ist $j_w = (j_{\mu}^{(H)} + j_{\mu}^{(L)})_{\text{links}}$ und die Übergangsamplitude L lautet:

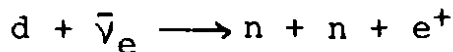
$$L = \frac{G}{\sqrt{2}} (j_w \cdot j_w^+), \quad (13)$$

wobei j_w^+ der hermitesch konjugierte Strom zu j_w und $G_w = \frac{\alpha_s}{M_2^2} (\text{Proton}) (\text{GeV})^{-2}$ die dimensionsbehaftete Fermi-Kopplungskonstante sind.

Die jeweils auftretenden Biprodukte für Spinore (Dirac-Felder) haben die folgenden Eigenschaften ($\psi = \psi(x)$):

$$\begin{aligned} S &= (\bar{\psi}\psi) \triangleq \text{Skalar} & A^\mu &= (\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi) \triangleq \text{Axial- oder Pseudovektor} \\ V_\mu &= (\bar{\psi}\gamma_\mu\psi) \triangleq \text{Vektor} & T^{\mu\nu} &= (\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi) \triangleq \text{Tensor} \\ P &= (\bar{\psi}\gamma_5\psi) \triangleq \text{Pseudoskalar} \end{aligned} \quad (14)$$

Wenn Deuterium d mit Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ beschossen wird, entstehen 2 Neutronen n und ein Positron e^+



Der "geladene Strom" wird nur von Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ ausgelöst (nicht von $\bar{\nu}_\tau$ und $\bar{\nu}_\mu$). Daneben wurde 1973 erstmals aber auch ein "neutraler Strom" $j_\mu^{(0)}$ beobachtet, d.h. eine schwache Wechselwirkung ohne den Austausch einer elektrischen Ladung:



Das Neutrino muß ein neutrales Boson Z_0 abgegeben haben, während im Fall geladener Ströme, $j_\mu^{(\pm)}$ als Quelle geladener Vektor-Bosonen (W^- und W^+) aufgefaßt werden muß. Diese intermediären Vektorbosonen sind sehr kurzlebig und müssen somit eine große Masse (longitudinale Polarisationszustände) besitzen:

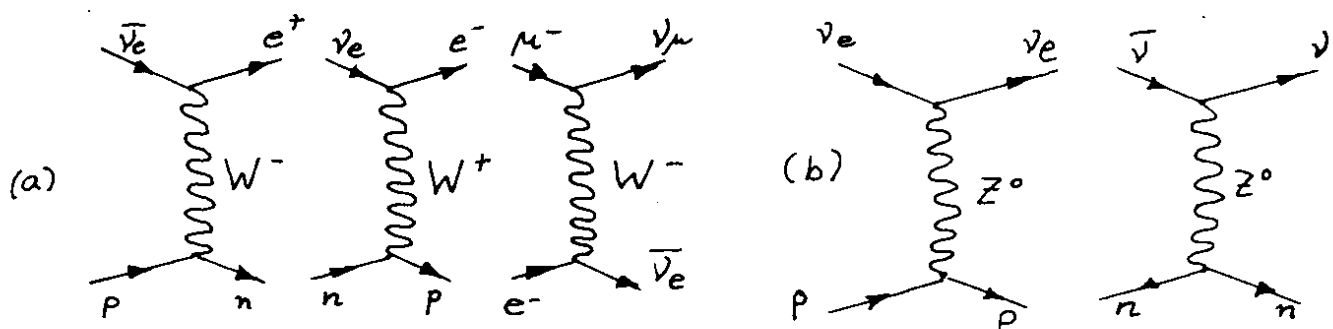


Bild 12: a) Geladene und b) neutrale Ströme in der schwachen Wechselwirkung

zu den schwachen Strömen $j_\mu^{(\pm)}$ und $j_\mu^{(0)}$ gehören Ladungsoperatoren

$$\begin{aligned} Q_w^{\pm} &= \int d^3x j_0^{(\pm)}(\vec{x}, t) \quad \text{und} \\ Q_w^{(0)} &= \int d^3x j_0^{(0)}(\vec{x}, t), \end{aligned} \quad (15)$$

d.h. Raumintegrale über die 4er-Komponenten der Ströme bzw. Ladungsdichten.

Diese Ladungen erfüllen die Vertauschungsrelationen der Isospinoperatoren

$$\begin{aligned} [Q_w^+, Q_w^0] &= \mp Q_w^\pm \\ [Q_w^+, Q_w^-] &= 2 Q_w^0 \end{aligned} \quad (16)$$

Wegen dieser formalen Analogie spricht man von der schwachen Wechselwirkung auch als vom "schwachen Isospin".

Die "schwache Hyperladung" ist $\frac{1}{2} Y_w = Q - Q_w^0$.

In der Quark-Theorie (die weiter unten behandelt wird), wird der β -Zerfall beschrieben durch die Umwandlung eines d-Quarks im Neutron (n $\rightarrow$ p) in ein u-Quark. Der schwache hadronische Strom lautet dann

$$j_\mu (d \rightarrow u) = \bar{\psi}_u \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_d. \quad (17)$$

Dieser Strom setzt sich aus zwei "Anteilen" zusammen, nämlich aus einem solchen, der die schwache Hyperladung $Y_w=0$ nicht verletzt und aus einem Strom, der die Hyperladung verletzt ($j_\mu (|Y_w|=1)$).

$$J_\mu = a j_\mu (Y_w=0) + b j_\mu (|Y_w|=1), \quad a = \cos \theta_c \quad (18)$$

$$b = \sin \theta_c$$

Darin ist θ der Cabibbo-Winkel. Er bezeichnet den Mischungswinkel und wurde experimentell zu $\theta_c = 13^\circ 20'$ bestimmt.

Die Parität ist bei neutralen Reaktionen nicht maximal verletzt wie in den geladenen. Im neutralen Strom ist ein Überschuß des Vektor-Anteils des Stromes gegenüber dem Axialvektor-Anteil festzustellen, der dieselben Eigenschaften hat wie der elektromagnetische (paritätserhaltende) Strom. Das weist darauf hin, daß eine Vermischung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung auftritt. Die Stärke der Beimischung wird parametrisiert durch den Weinbergwinkel θ_w : $\ell_\mu^{(n)} = \ell_\mu^{(o)} - \sin^2 \theta_w \ell_\mu^{(em)}$. Experimentell ist $\sin^2 \theta_w = 0,23$ (PDG 1980).

Die unterschiedliche Größe der elektromagnetischen Kopplungskonstante $+$) $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ und der Fermi-Kopplungskonstante $G_w = (g^2/4\pi)/M_w^2$ (M_w = Masse des W-Bosons, g = schwache Kopplungskonstante) ist nur scheinbar verschieden.

Für $M_w \approx 80$ GeV ist die aus dem Wert $G_w = 1,02 \cdot 10^{-5}/M_p^2$ erhaltene schwache Kopplungskonstante g etwa ebenso groß wie die Elementarladung $+$) (bzw. G_w von derselben Größenordnung wie α). Da der Austausch von virtuellen $W^\pm$ oder Z^0 gegenüber dem Photonaustausch um einen energieabhängigen Faktor $4 E^2/M_w^2$ unterdrückt ist, beobachtet man die unterschiedliche Stärke der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung.

$+$) $\epsilon_0 = \hbar = c = 1$ gesetzt!

Ab Energien von rd. 200 GeV (im Schwerpunktsystem) treten beide Wechselwirkungen mit gleicher Stärke auf. Diese Tatsache verlangt nach einer einheitlichen Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung, in welcher vier Vektorfelder (γ , W^+ , W^- , Z^0) auftreten, in einer algebraischen Struktur, die den schwachen Isospin mitberücksichtigt. Die Formulierung einer solchen Feldtheorie führt notwendigerweise auf eine Eichtheorie.

6. Das physikalische Vakuum

6.1 Die Vakuumpolarisation

Ehe wir uns weiter mit den Teilchen und deren Wechselwirkungen befassen, soll die Vorstellung, die wir heute vom Vakuum haben, diskutiert werden.

Einen absolut leeren Raum kann es im Universum nicht geben. Es gibt zwar Bereiche ohne Teilchen, doch wird der physikalisch zugängliche, d.h. mit Lichtsignalen, Maßstäben und Uhren ausmeßbare Raum, mindestens mit Gravitationsfeldlinien durchsetzt. Daher wird ein physikalisches Vakuum definiert als der tiefste stabile Zustand, den ein Raumgebiet bei Durchsetzung mit physikalischen Feldern annehmen kann.

Aus dem relativistischen Energiesatz für die freie Bewegung von Elektronen leitete Dirac 1928 eine Beziehung ab, die besagt, daß die Elektronen nur Energien E oberhalb von $+m_e c^2$ und unterhalb von $-m_e c^2$ annehmen können (m_e = Masse der Elektronen, c = Lichtgeschwindigkeit, p = Impulsbetrag des Elektrons):

$$E = \pm [(m_e c^2)^2 + c^2 p^2]^{1/2} \quad (19)$$

Freie Elektronenzustände besetzen das quasi-Kontinuum größer $m_e c^2$. Alle Zustände mit Energien kleiner als $-m_e c^2$ sind mit Elektronen besetzt. Anderenfalls könnte ein Elektron positiver Energie in die nach unten nicht beschränkten Zustände negativer Energie fallen und dabei Photonen abstrahlen, was nicht beobachtet wird. Das besetzte Kontinuum $E < -m_e c^2$ wird Dirac-See genannt.

Wird ein Zustand im Dirac-See frei, so entsteht ein "Loch", das als Antiteilchen des Elektrons (Positrons) interpretiert wird. Durch ein Lichtquant kann ein Elektron aus dem Dirac-See angehoben werden, so daß ein "Loch" entsteht (Paarbildung).

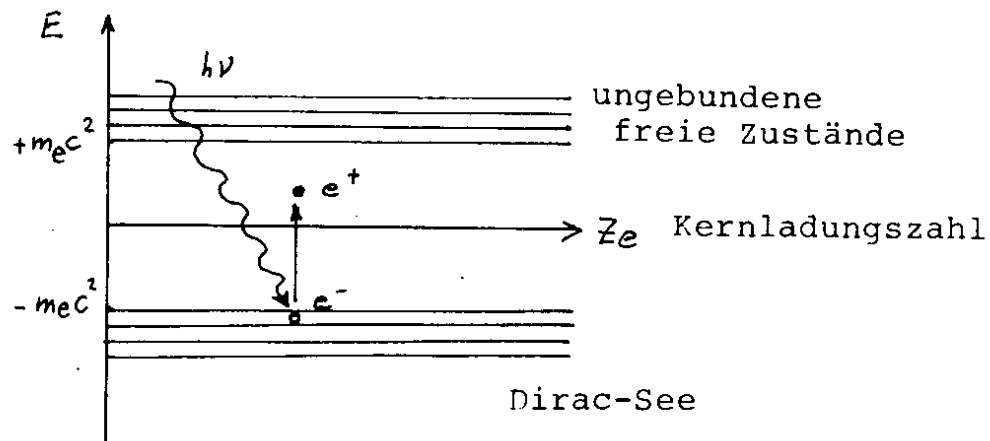


Bild 13: Paarbildung durch ein Photon ($h\nu$)

Im feldfreien Fall ist das Vakuum neutral und masselos. Durch das elektrische Feld - z.B. um ein Positron - werden die Wellenfunktionen bzw. die Wahrscheinlichkeitsdichten der Ladungsverteilungen $\psi_{e^+}^* \psi_{e^+} = |\psi_{e^+}|^2$ (mit der Wellenfunktion ψ_{e^+}) verschoben. Die Wellenfunktionen mit $E > E_F$ werden zum Kraftzentrum hin, die mit $E < E_F$ von diesem abgestoßen. Man bezeichnet diesen Zustand als Vakuumpolarisation.

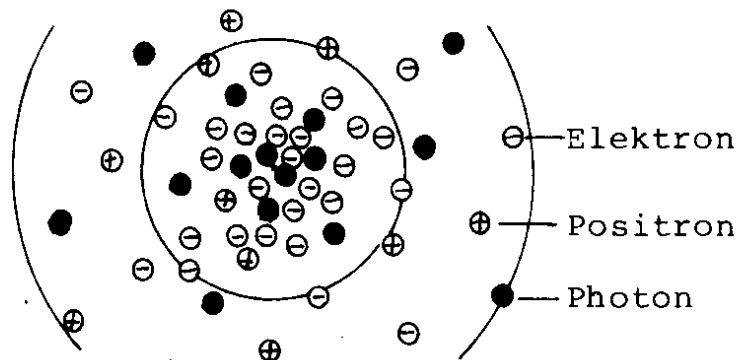


Bild 14: Vakuum-Polarisation in der Umgebung eines Positrons.

Das Auftreten von e^+e^- -Paaren und deren Zerstrahlung in Photonen erfolgt so kurzzeitig, daß diese Prozesse nicht beobachtbar sind. Man spricht von virtuellen Teilchen-Paaren und Photonen. Dies findet seine Erklärung in der Heisenbergschen Unschärferelation, wonach das Produkt aus der Ruheenergie eines Teilchens ΔE und deren Lebensdauer Δt nicht kleiner als die Plancksche Konstante $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ sein kann.

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (20)$$

Der Energie- und Impulserhaltungssatz wird dadurch verletzt, doch nur für eine sehr kurze Zeit, in welcher die Energiebilanz wieder ausgeglichen wird, so daß das Defizit nicht in Erscheinung tritt. Je kürzer ein Teilchen lebt, desto größer ist die Energieunschärfe. Die Ausbreitung der Wechselwirkung kann höchstens mit Lichtgeschwindigkeit erfolgen; sie reicht daher bis zu einer Entfernung

$$R = c \Delta t = \hbar c / \Delta E = \hbar / c \Delta m. \quad (21)$$

⁺) $E_F \hat{=}$ elektrische Feldenergie

Je größer die Masse Δm , umso kleiner die Reichweite der Wechselwirkung. Für die elektromagnetische Wechselwirkung ist sie wegen der Ruhemasse $\Delta m = 0$ für die Photonen unendlich. Um das "nackte" Elektron entsteht eine Wolke aus positiven Ladungen, die einen Teil der Elektronenladung abschirmen. Die gemessene Ladung entspricht der endlichen Differenz zwischen der nackten und der abgeschirmten Ladung.

Die Vakuumpolarisation kann als Dipolschicht mit der Gesamtladung Null gedeutet werden. (Experimentell gelang der Nachweis durch Messung der Lamb-Shift. Das ist eine Spektrallinienverschiebung, hervorgerufen durch die Wechselwirkung eines äußeren Zentralfeldes mit dem Vakuum-Polarisationsfeld.)

Starke elektrische Felder lassen sich erzeugen durch Aufeinander-schießen schwerer Ionen. In einem solchen Fall entsteht kurzzeitig eine Vakuum-Polarisations-Wolke, die abgeschüttelt wird ("shake-off"), d.h. es kommt zu einer e^-e^+ -Paar-Emission (Kozuharov et al. 1977).

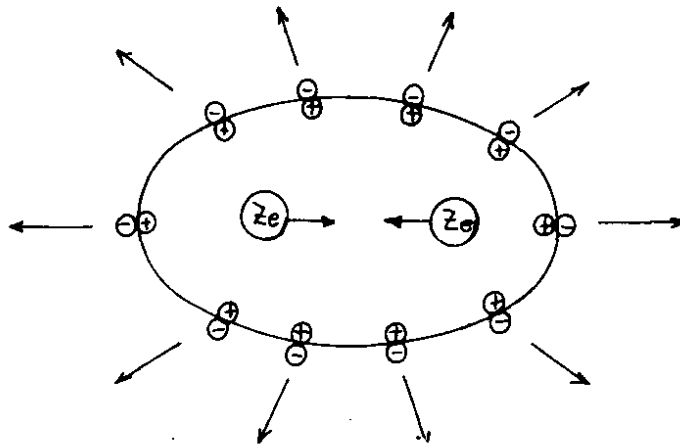


Bild 15: Abschütteln der Vakuumpolarisation im Schwerionenstoß

In Anwesenheit starker Felder lädt sich das Vakuum auf. Es bleibt nicht mehr neutral, wird instabil und "zerfällt" in einen Zustand mit geringerer Energie durch Emission von Teilchen.

Ein geladenes Vakuum entsteht z.B., wenn die Kernladungszahl eines Atoms den Wert $Z = 173$ überschreitet. Dann taucht ein Elektronenzustand in den Dirac-See ein. Das neutrale Vakuum bricht zusammen. Es entsteht ein Teilchen-Paar. In solchen überkritischen Feldern ist nur ein geladenes Vakuum stabil. Ein Elektron des Dirac-Sees kann ohne Energieaufwand den leeren gebundenen Elektronenzustand besetzen. Das "Loch" (Anti-Elektron) fliegt als Positron vom Atomkern fort.

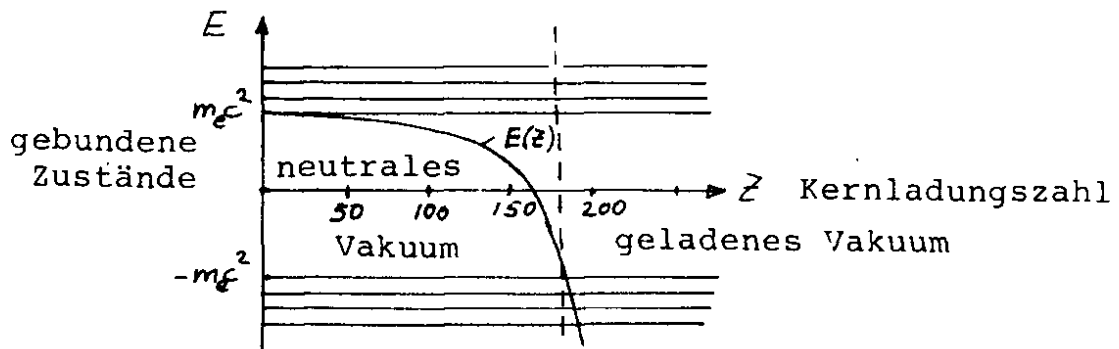


Bild 16: Vakuum-Zerfall durch ein überkritisches elektrisches Feld

Es ist nicht möglich, die elektrische Feldstärke unendlich stark werden zu lassen, denn infolge des Abstrahlens von e^+e^- -Paaren wird die Feldstärke abgebaut.

Der Vakuum-Polarisations-Prozeß der elektromagnetischen Wechselwirkung läßt sich auch auf die starken Wechselwirkungen übertragen, deren Austauschteilchen zwischen Nukleonen (p,n) die Pionen (π^- , π^0 , π^+) mit ganzzahligem Spin sind. Da Bosonen nicht dem Pauli-Prinzip genügen, kann ein Energiezustand mit beliebig vielen Pionen und nicht nur mit einem e^-e^+ -Paar (Fermion) wie im elektromagnetischen Fall auffüllen. Bei Erhöhung der Kerndichte der Materie (z.B. in Neutronensternen) werden die π^+ -Energieniveaus stetig abgesenkt und die π^- -Niveaus angehoben und nähern sich einem Punkt Null, wo die energielose Erzeugung von $\pi^+\pi^-$ -Paaren und π^0 -Paaren (Pionenkondensat) erfolgt, was eine Änderung der Kernmaterie zur Folge hat. Die Quellen (Nukleon-Antinukleon), welche die Zwangsbedingungen für das Vakuum bedingen, werden durch die Änderungen des Vakuums so stark beeinflusst, daß sie sich nicht mehr von diesem trennen lassen. Diese Vakuumsänderungen zeigen sich als zweite Minima in der Energiedichte der Kernmaterie ("Dichteisomere") als Funktion der Kernmaterie-Dichte (Hofmann 1976).

6.2 Nicht-symmetrische Vakuum-Zustände (Solitonen, Instantonen)

Die Symmetrie der Chiralität (der Händigkeit) ist spontan gebrochen (Lee 1972), was sich in der Paritätsverletzung beim β -Zerfall äußert.

Ein anderes Beispiel für die spontane globale Symmetrie-Brechung ist der unendlich ausgedehnte Ferromagnet unterhalb der Curie-Temperatur. Die Wechselwirkung der magnetischen Momente ist zwar rotationssymmetrisch. Trotzdem sind im Grundzustand alle Momente vorwiegend in einer beliebigen doch festen Richtung orientiert. Das führt zu einer spontanen Magnetisierung $m \neq 0$. Oberhalb der Curie-Temperatur ist die Rotationssymmetrie in dieser Phase nicht gebrochen.

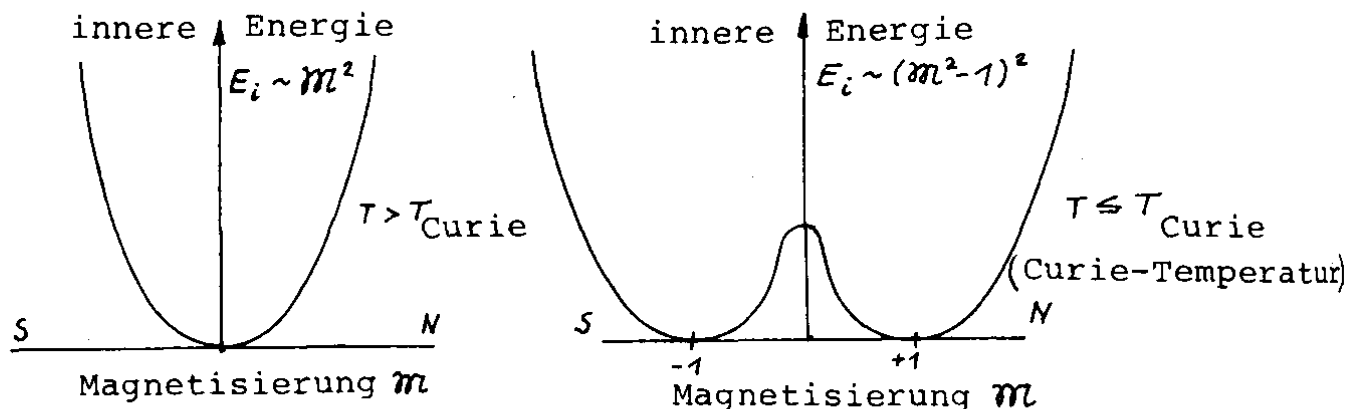


Bild 17: Beispiele für erhaltene und spontan gebrochene Symmetrie am Beispiel des Ferromagneten

Eine Funktion, die unendlich viele Vakuumzustände besitzt, ist z.B. das Sinus-Gordon-Feld $E_i \sim (\sin \varphi)^2$.

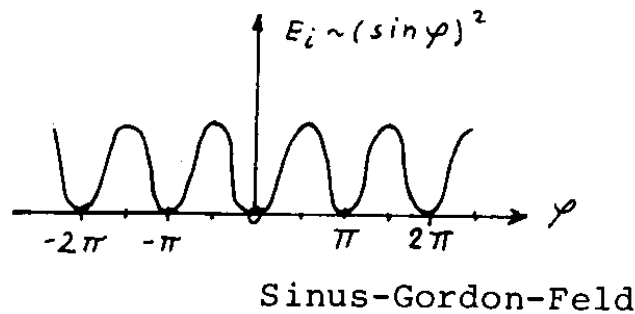


Bild 18: Vakuumzustände der Sinus-Gordon-Funktion bei modulo π .

Das Auftreten von mehr als 2 Vakuumzuständen ermöglichen Wellenzustände, die als Solitonen (von "solitär"= einsam) bezeichnet werden. Während normale Wellen im Raum verlaufen, läuft eine Soliton-Welle mit gleicher Amplitude ohne Zerfließen weiter. Solitonen werden durch die Nichtlinearität ihrer Bewegungsgleichung am Zerlaufen gehindert bzw. durch eine topologische (d.h. allgemein geometrische) Zwangsbedingung.

Während die normale Welle als lokale Anregung des Feldes im eindimensionalen Raum ausschließlich im "globalen" Vakuum verläuft (z.B. im Tal des Sinus-Gordon-Feldes) und langsam kleiner wird, läuft das Soliton von einem Vakuumzustand über den "Rücken" des Sinus-Gordon-Feldes zum anderen Vakuumzustand. Die Energie des Solitons im Sinus-Gordon-Feld hängt also direkt von der Geometrie des Übergangs zwischen zwei Vakuumzuständen ab.

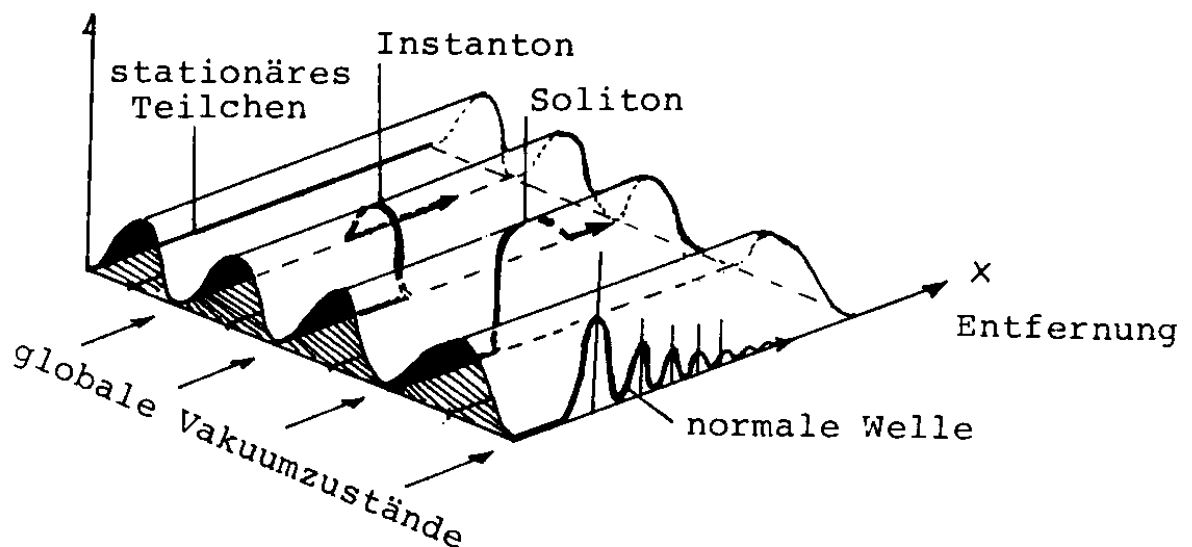


Bild 19: Solitonen, Instantonen und normale Welle im Sinus-Gordon-Feld

Als Instantonen werden momentan auftauchende und wieder verschwindende Solitonen bezeichnet. Sie sind keine Felder, sondern bezeichnen Übergänge zwischen zwei Vakuumzuständen. Weil dies am selben Ort x geschieht, wird dieses Phänomen auch als "Tunnelleffekt" bezeichnet, ein Effekt, der in der klassischen Wellenmechanik "verboten" wäre und Folge des Unschärfeprinzips ist.

Übertragen in den dreidimensionalen Raum befänden sich die Punkte minimaler Energie nicht wie in Bild 20 auf einem Kreis, sondern auf einer Kugelfläche. Beiderseits dieser Fläche steigen die Werte der inneren Energie an. Dieser "Energieball" ähnelt einem Elementarteilchen im gewöhnlichen Raum. Die Energie des Solitons ist durch einen Wirbel in der Struktur des Feldes eingeschlossen. Die qualitative Ähnlichkeit zwischen Solitonen des Sinus-Gordon-Feldes und Elementarteilchen äußert sich auch in der mathematischen Äquivalenz der Beschreibung beider Wechselwirkungen. Ein Soliton, das in Bild 19 in x -Richtung läuft, erzeugt beim Zusammenstoß mit einem solchen, das in der Gegenrichtung (als Anti-Soliton) läuft, d.h. das mit wachsendem x abnimmt, eine Vernichtung beider. Im benachbarten Sinus-Gordon-Tal entsteht nämlich eine normale Welle, die zerfließt (wie ein Photon). Denkt man sich im Sinus-Gordon-Tal (Bild 19) ein dehnbares Gummiband, welches über den "Berg" bis ins benachbarte Tal gezogen wird, so entstehen ein Soliton und ein Anti-Soliton.

Da die Feldvektoren innerhalb eines Solitonen-Balles die gleiche Richtung, diejenigen außerhalb jedoch eine beliebige Richtung besitzen, ist die potentielle Energie außen unendlich groß. Durch Einführen eines Eichfeldes wird diese Energie reduziert; denn diese wird jetzt durch die Änderung des Eichfeldes in bezug auf ein mitbewegtes Koordinaten-System gemessen, d.h. die Änderung der Vektorrichtungen ist überall Null geworden. Die Feldvektoren führen keine Drehung aus, sondern das Eichfeld. Die Symmetrie ist wiederhergestellt.

Gegenüber der symmetrischen Phase ist die Phase mit spontaner Symmetriebrechung durch einen Ordnungsparameter charakterisiert. Beim Ferromagnet ist dies die Magnetisierung m . In quantisierten Modellen sind es Vakuumenerwartungswerte.

Analog wie die Funktionen in Bild 17 sehen die Potential-Funktionen $V(\phi)$ aus, welche die Selbstwechselwirkung eines geladenen komplexen Feldes $\phi(x)$ nach dem Goldstone-Modell beschreiben, denn sie gleichen den relativistischen Ginsburg-Landau-Feldgleichungen für einen Supraleiter (Nielsen 1973).

$$(\partial_\mu - ie A_\mu)^2 \phi = (\mu - \lambda \phi)^2 \frac{\phi}{2} \quad ; \quad \partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} \quad (22)$$

(e = Elementarladung, A = Vektorpotential, λ = positive Kopplungskonstante, μ^2 = Masseterm)

Für $\mu^2 > 0$ existiert für das Potential eine Feldkonfiguration mit niedrigster Energie, also das klassische Vakuum. Im Falle $\mu^2 < 0$ beschreibt die globale Phasentransformation

$$\phi(x) \longrightarrow e^{-i\theta} \phi(x) \quad (23)$$

eine Phase mit gebrochener Symmetrie.

Alle Felder $\phi(x) = v \cdot e^{-i\theta}$ ($\hat{=}$ Ordnungsparameter) mit $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$ beschreiben Zustände niedrigster Energie. Sie sind die Vakuum-erwartungswerte, welche die Symmetrie spontan brechen.

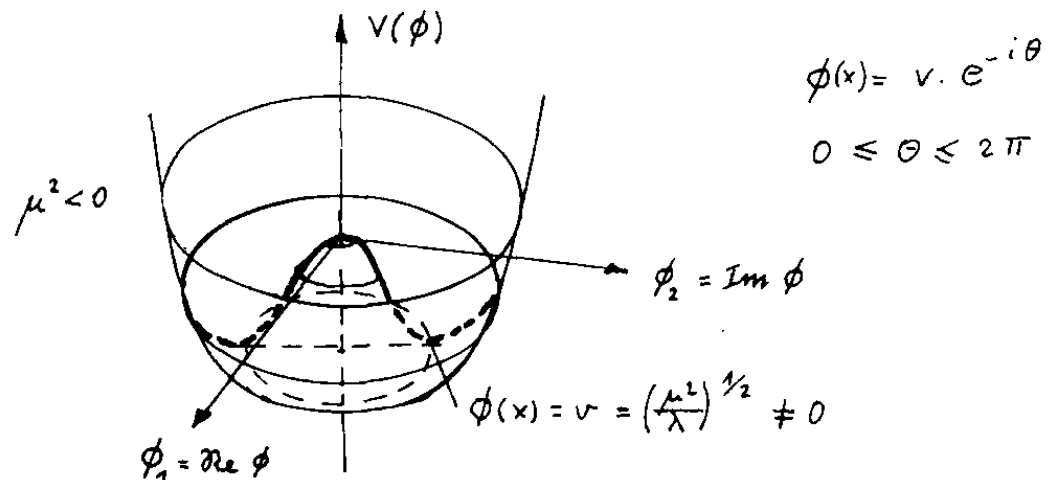


Bild 20: Potential des Goldstone-Modells in der Phase mit spontaner Symmetriebrechung

Die Phase kann durch Phasentransformationen beliebig geändert werden. Störungstheoretisch wird der Fall $\mu^2 < 0$ behandelt, durch Einführen zweier reeller Felder $h(x)$ und $\xi(x)$, die kleine Abweichungen der Phase des Feldes $\phi(x)$ vom Grundzustand beschreiben, der für $h(x) = \xi(x) = 0$ gegeben ist.

$h(x)$ ist ein skalarfeld mit der Masse μ , welches radiale Schwingungen des Feldes um den Vakuumwert v angibt. Aus der nicht verschwindenden Potentialkrümmung in radialer Richtung ergeben sich endliche Massen.

$\xi(x)$ ist ein masseloses Skalarfeld, das Goldstone-Boson. Seine Masselosigkeit ergibt sich aus der verschwindenden Krümmung längs des Tales der Potentialminima:

$$\phi(x) = \left[v + \frac{1}{\sqrt{2}} h(x) \right] \exp \left[-i(\theta + \xi(x) \sqrt{2} v) \right] \quad (24)$$

Dieses Verfahren wird auf nichtabelsche Gruppen erweitert durch Übergang von θ zu $\theta(x)$. Die lokal gebrochene Symmetrie kann allerdings nicht (eichinvariant) wie bei der globalen durch lokale Ordnungsparameter beschrieben werden.

$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ ist unter einer Untergruppe H der nichtabelschen Gruppe G invariant. Die Matrix der Massenquadrate hat $\dim(G-H)$ mal den Eigenwert Null. Die entsprechenden Feldanregungen, die Goldstone-Felder, sind die Folge der spontanen Symmetriebrechung. Die restlichen Eigenwerte der Matrix sind positiv ("Goldstone-Theorem").

7. Grundzüge der Quantenelektrodynamik

7.1 Schrödinger- und Klein-Gordon-Gleichung

Die Theorie, mit der die Wechselwirkungen zwischen den elektromagnetischen Feldern und den Materiefeldern der Leptonen und Mesonen beschrieben werden kann, wurde von P.A.M. Dirac in den 20er Jahren entwickelt und heißt Quantenelektrodynamik (QED). 1948 wurde sie vervollständigt durch die Arbeiten von Richard P. Feynman (1962), Julian Schwinger und Sin-itiro Tomonaga. Die QED macht von dem skizzierten Bild 14 vom Elektron Gebrauch.

Um zu verstehen, welches Bild man sich von Wechselwirkungen macht, sind einige Vorbemerkungen nützlich:

Klassisch anschaulich sind uns nur zwei energetische Zustände, die sich durch Wechselwirkungen bemerkbar machen und sich vom Hintergrund einer Raum-Zeit-Geometrie unterscheiden: Wellen und Korpuskeln. In der Theorie des Lichts wird der energetische Zustand masseloser Photonen mathematisch durch die Wellengleichung allein beschrieben:

$$\square \psi \equiv \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = 0, \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \quad (25)$$

wobei ψ eine beliebige Ortsfunktion ist. Von de Broglie stammt der Vorschlag, die Qualität der Welle/Teilchen von der Optik auf die Materie zu übertragen, indem die Phasengeschwindigkeit der Welle $u = \lambda \cdot \nu$ durch eine Materie-Wellenlänge $\lambda = h/mv$ (de Broglie-Wellenlänge) ausgedrückt werden könnte

$$\Delta \psi - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (26)$$

Die Wellenfunktion ψ besteht aus einem orts- und einem zeitabhängigen Teil

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-2\pi i \nu t} \quad (27)$$

Erwin Schrödinger drückte die Teilchengeschwindigkeit u durch die kinetische Energie aus, also durch die Differenz von Gesamtenergie E minus potentieller Energie U :

$$u = \frac{h \nu}{\sqrt{2m(E-U)}} \quad (28)$$

Damit erhielt Schrödinger eine Gleichung für Mikrosysteme im stationären Zustand

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \psi = 0 \quad (29)$$

Ein Teilchen wird durch ein "Wellenpaket" dargestellt, das sich mit der Gruppengeschwindigkeit bewegt. Die Schrödinger-Gleichung (29) besitzt nur Lösungen für bestimmte Eigenfrequenzen bzw. Energiewerte. Die stationären Zustände und stabilen Bahnen im Bohr-Sommerfeld-Atommodell wurden nun verständlich. Doch lieferte diese Gleichung keine Erklärung für die dynamischen Übergangsphasen zwischen stationären Zuständen. Daher wurde eine Zustandsbeschreibung notwendig. Das Quadrat der Wellenfunktion $|\psi|^2 = \psi\psi^*$ wurde von Max Born als Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Teilchens im Volumenelement, d.h. als Wahrscheinlichkeitsdichte gedeutet. Die Schrödinger-Gleichung wurde weiter modifiziert, weil die Teilchenbahnen nach dieser auseinanderlaufen müßten und, weil ein klarer physikalischer Begriff des Bewegungszustandes eines Einzelatoms beschreibbar war. Für relativistische Bewegungen hat man die Schrödinger-Gleichung zu erweitern. Eine solche Erweiterung wurde von Klein und Gordon gefunden:

$$(\square + \mu^2) \psi = 0, \quad \mu = \frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi mc}{h} \quad (30)$$

7.2 Die Lagrange-Funktion

Die Klein-Gordon-Gleichung kann als Eulersche Gleichung zur Lagrangedichte

$$L = -\frac{1}{2c^2} [(\partial_t \psi)^2 - (\partial_i \psi)^2 - (\mu\psi)^2] \quad , \quad \partial_i = \text{grad}_i = \quad (31)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_2} + \frac{\partial}{\partial x_3}$$

aufgefaßt werden.

Der Ansatz für eine geeignete Lagrange-Dichte bestimmt unmittelbar die Feldgleichungen, so daß es für Diskussionen über Invarianzeigenschaften genügt, nur die Lagrange-Dichte zu betrachten. Deshalb sollen an dieser Stelle einige Anmerkungen zur Lagrange-Funktion gemacht werden.

Ein Feld, also ein mathematisches System, welches die physikalischen Bedingungen in jedem Punkt der Raum-Zeit beschreibt, wird durch eine Lagrange-Funktion $L(\varphi(x,t), \partial_\mu \varphi(x))$ charakterisiert, d.h. durch die dynamischen Variablen $\varphi(x,t)$ und $\partial_\mu \varphi(x)$, die Feldfunktionen, die an die Stelle von Orts-, Geschwindigkeits- und Zeitvariablen mechanischer Systeme treten

$$\begin{aligned} t, x &\longleftrightarrow \varphi(x,t) \quad , \quad \partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \equiv \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x^i} \right) \\ u &\longleftrightarrow \partial_\mu \varphi(x) \quad \quad \quad i = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (32)$$

Die Bewegungsgleichungen oder Feldgleichungen werden aus dem Prinzip der kleinsten Wirkung formuliert, d.h. jede Variation des Integrals über die Lagrangefunktion L über die Zeit muß zu Null werden. Das bedeutet, das Wirkungsintegral W soll stationär sein:

$$\delta W = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = 0 \quad (33)$$

$\mathcal{L}$ ist darin die Lagrange-Dichte, so daß gilt:

$$L = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L} \, dV \quad (34)$$

Die Lösung von (33) erhält man aus den Euler-Lagrange-Gleichungen, aus welchen die Feld- oder Bewegungsgleichungen folgen:

$$\delta \mathcal{L} = \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi)} \right] = 0 \quad (35)$$

Im zweiten Term wird $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi)} = j$ als Strom des Feldes bezeichnet, dessen Änderung $\partial_\mu j = 0$ ist.

Mit Gleichung (31) sind die entsprechenden Ausdrücke der Euler-Lagrange-Gleichung (35)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} &= \mu^2 \psi \\ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_t \psi} &= -\frac{\partial_t \psi}{c^2} ; \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_i \psi} = \partial_i \psi \quad , \quad i=1,2,3 \end{aligned} \quad (36)$$

Da ein Feld φ den Bewegungsablauf eines Systems kennzeichnet, gilt die Heisenbergsche Unschärfebeziehung, wonach weder der Ort x noch der Impuls p eines Teilchens beliebig genau gemessen werden können

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \quad (37)$$

auch für die Genauigkeit der Bestimmung der Feldstärke φ und deren Ableitung $\partial_\mu \varphi$ gilt

$$\Delta \varphi \cdot \Delta \partial_\mu \varphi \geq \hbar \quad (38)$$

Zwei Felder φ und ψ mit halbzahligen Spin genügen den Vertauschungsrelationen (Antikommutatoren)

$$[\varphi, \psi] = \varphi \psi - \psi \varphi \neq 0 \quad (39)$$

Die Felder sind dann keine Funktionen im Sinne von Zahlenmengen, sondern Operatoren, die den Zustand des Feldes kennzeichnen. Die Operatoren von meßbaren Größen (Observablen) sind aus Feldoperatoren herleitbar.

Die physikalische Interpretation der "Klein-Gordon-Gleichung" (30) ist schwierig, da die Feldgleichungen zweite Zeitableitungen enthalten.

7.3 Die Dirac-Gleichung

1928 stellte Paul Dirac eine Gleichung für Teilchen mit Spin und der Ruhemasse m auf, in der nur erste Zeitableitungen und (wegen der Lorentz-Invarianz) nur erste Ableitungen nach den Ortskoordinaten vorkommen. Die grundlegende Idee war, die Energie-Beziehung

$$E^2 - c^2 p^2 - m^2 c^4 = 0 \quad P = \text{Teilchenimpuls} \quad (40)$$

zu linearisieren:

$$(\gamma^0 E + c \gamma^i p_i + imc^2)(\gamma^0 E + c \gamma^i p_i - imc^2) = 0 \quad (41)$$

Die γ^0, γ^i sind die Dirac-Matrizen (Gl.9).

Analog wie die relativistische Energie-Impuls-Relation wird der Differentialoperator $(\square + \mu^2)$ der Klein-Gordon-Gleichung linearisiert. Die Dirac-Gleichung erhält man durch Anwendung des ersten der dabei entstehenden Faktoren auf die Wellenfunktion $\psi(x)$

$$-i \left(\gamma^0 \frac{\partial}{\partial t} + \gamma^i \frac{\partial}{\partial x^i} \right) \psi + m\psi = (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (42)$$

$$\mu = 0, 1, 2, 3, \quad \partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$$

$\psi(x)$ ist ein 4-komponentiger Vektor, der Dirac-Spinor. Die Dirac-Gleichung (42) beschreibt kräftefreie Teilchen-Antiteilchen-Paare mit Spin $1/2 \hbar$ (z.B. Elektronen, Positronen, Protonen, Antiprotonen). Erst durch diese Gleichung entdeckte Dirac die Möglichkeit der Existenz von Antiteilchen, die 1932 von Anderson auch gefunden wurden.

Befindet sich ein Elektron in einem äußeren magnetischen Feld mit dem Potential $A_\mu(x)$, so erhält man die zugehörige Wellengleichung, indem man in der kräftefreien Dirac-Gleichung folgende Substitution durchführt

$$i\hbar \partial_\mu \longrightarrow i\hbar \partial_\mu - \frac{e}{c} A_\mu(x), \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (43)$$

(e = Elementarladung)

$$\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{e}{\hbar c} A_\mu(x) \right) \psi(x) = m \psi(x) \quad (44)$$

Mit dieser Gleichung erhält man z.B. alle relativistischen und spinabhängigen Effekte in den Wasserstoffspektren (Feinstruktur). Die Größe $\frac{e}{\hbar c} = \alpha$ wird Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante genannt.

Die Bedeutung der Wellenlänge eines Teilchens konnte von de Broglie nicht überzeugend physikalisch interpretiert werden. Die Schrödingersche Vorstellung eines Wellenpaketes, das ein Teilchen darstellen sollte, befriedigte ebenfalls nicht. Durch die Wahrscheinlichkeitsinterpretation des Quadrats der Zustandsfunktionen ist von einem Bild, das man sich von einem Teilchen machen möchte, nicht mehr die Rede.

Das Elektron stellt man sich z.B. ohne jegliche räumliche Ausdehnung vor, die ihm entsprechende de-Broglie-Wellenlänge reicht rd. 10^{-8} cm weit. Obwohl es in der Natur nach dem Prinzip der Singularitäten- und Unendlichkeitsstellen-Freiheit keine ∞ -Stellen geben sollte, werden in manchen physikalischen Modellen 0- und ∞ -Stellen nicht ausgeschlossen (Punktteilchen, Schwarze Löcher), sondern nur durch mathematische Verfahren näherungsweise umgangen.

7.4 Quantentheoretische Beschreibung der Leptonen-Wechselwirkungen

Die Quantenelektrodynamik (QED) befaßt sich mit der Beschreibung von elektromagnetischen Wechselwirkungen der Leptonen ($e^\pm$, $\mu^\pm$, ν_e , ν_μ , ν_τ) unter Vernachlässigung der schwachen und starken Wechselwirkung. Ausgegangen wird von der Maxwell'schen Elektrodynamik (7) und von der Dirac-Gleichung (42).

Die Wellenfunktionen $\psi(x)$ sind Operatoren (im Hilbertraum), die Elektronen (e^-) und Positronen (e^+) mit bestimmten Energien, Impulsen und Spinstellungen, für welche Vertauschungsrelationen gelten, beschrieben.

Anfangs- und Endzustände der Teilchen bei Streuprozessen werden durch die S-Matrix beschrieben.

Die feldtheoretische Verallgemeinerung der Vertauschungsrelation für das Produkt aus Impulsen p_i und Orten x_i

$$[p_i, x_i] = p_i x_i - x_i p_i = \frac{\hbar}{i} \quad (45)$$

erhält man durch Ersetzen der Impulse durch die Zeitableitung der quantisierten elektromagnetischen Vektor-Potentiale $\partial_t A_\mu$ und der Orte durch $A_\mu(x)$:

$$[\partial_t A_\mu, A_\mu] = \frac{\hbar c^2}{i} \quad (46)$$

Der Zustandsraum der Photonen wird aufgebaut durch die Fourier-transformierten der Operatoren A_μ , d.h. man behandelt diese im Impulsraum. Damit lassen sich die A_μ als Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Photonen mit Energie, Impuls und Polarisationszuständen interpretieren.

Die Wechselwirkung eines Elektrons e mit einem äußeren (klassischen) Magnetfeld $a_\mu(x)$ wird beschrieben durch die Dirac-Gleichung (44) mit $A_\mu \rightarrow A_\mu + a_\mu$

$$\gamma^\mu [i \partial_\mu + \frac{e}{c\hbar} (a_\mu + A_\mu)] \psi(x) - \frac{mc}{\hbar} \psi(x) = 0 \quad (47)$$

Darin sind $\frac{mc}{\hbar} = \frac{1}{\lambda}$ die reziproke de-Broglie-Wellenlänge und

$$\frac{e}{c\hbar} = \alpha .$$

Es ist bis heute nicht sicher, ob die Gleichungen (47) einen mathematischen Sinn haben und ob es exakte Lösungen gibt. Die einzige Möglichkeit einer Lösung besteht in einer störungstheoretischen Entwicklung nach α , wobei kräftefreie Felder als nullte Näherung auftreten. Man erhält eine unendliche Reihe von Matrixelementen in Potenzen von α . Die höheren Näherungen divergieren. Die divergenten Terme besitzen eine spezielle Struktur, die es ermöglicht, diese Terme so umzuschreiben, daß sie als Faktoren der Ruhemasse m_0 und Ladung e_0 auftreten. Höhere Näherungen werden dadurch endlich gemacht, daß das Produkt aus diesen störungstheoretischen Funktionen mit der physikalisch beobachtbaren Elektronen-Masse und -Ladung interpretiert wird und m_0 und e_0 nur als unphysikalische Hilfsgrößen fungieren. Dieses Verfahren wird als Massen- und Ladungs-Renormalisierung oder Renormierung bezeichnet.

Es ist bisher unbekannt, ob die Reihe, welche man nach der Renormierung erhält, konvergiert.

Die Renormierung ist lediglich eine Rechenvorschrift, mit der Unendlichkeitsstellen umgangen werden können. Das Fehlen einer begrifflichen Klärung der QED bleibt aber ein prinzipieller Mangel dieser Theorie und ist eine Konsequenz der sehr naiven Vorstellung vom Bild des Elektrons.

Trotz der unklaren mathematischen Begründbarkeiten der QED liefert diese jedoch die genauesten Vorhersagen für Experimente und steht in völliger Übereinstimmung mit Meßergebnissen.

Die Messung des magnetischen Moments m_μ , des μ -Mesons, ist z.B. sehr genau durchführbar. Das Experiment liefert (Bailey 1979)

$$m_\mu : 1165924 \cdot 10^{-9} \quad (48)$$

Die Rechnungen mit der QED-Störungsrechnung mit $\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n$ bis zur 5. Ordnung ergab

$$m_\mu : 1165923 \cdot 10^{-9} \quad (49)$$

(mit $1/\alpha = 137,035987(29)$).

Die Streuprozesse lassen sich anschaulich als Feynman-Graphen darstellen. Diese Graphen symbolisieren verschiedene störungstheoretische Ordnungen der Streuamplituden.

Die Struktur des Störungsgliedes

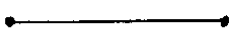
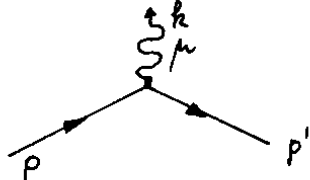
$$e j_\mu (a_\mu + A_\mu) \quad \text{mit} \quad j_\mu = (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) \quad (50)$$

bestimmt die "Topologie" der Graphen.

Punkte entsprechen Potenzen von e . Zu jedem Eckpunkt (Vertex) gehören entsprechend dem Wechselwirkungsglied je zwei der Erzeugungs- oder Vernichtungsoperatoren $\bar{\psi}^{(i)}$, $\psi^{(i)}$ sowie ein äußeres Feld a_μ oder ein Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator $A_\mu^{(i)}$.

Teilchen- (z.B. Elektronen-) Operatoren werden angegeben durch eine Linie, Photonen und Neutrinos durch Schlangenlinien. Negative Elektronen e^- sind in Zeitrichtung ($\nearrow$) orientiert; Antiteilchen sind gegen die Zeitrichtung orientiert ($\nwarrow$).

Die Feynman-Regeln für Graphen aus der skalaren Elektrodynamik sind z.B.

Boson:		$\left(\frac{i}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} \right) \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}$
Photon:		$-i \left(\frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / \mu^2}{k^2 - \mu^2 + i\varepsilon} + \frac{k_\mu k_\nu / \mu^2}{k^2 - \mu^2 + i\varepsilon} \right) \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \quad (51)$
Vertex:		$-ie(p_\mu + p'_\mu)(2\pi)^4 \delta^4(p - p' - k)$

Dabei bedeuten k = Impuls der inneren Linie, p = Impuls der äußeren Linie, $0 < \varepsilon \ll 1$ Faktor, der angibt, wie an den Polen zu integrieren ist und

$$\mu = \frac{mc}{\hbar}.$$

Positronen entsprechen Elektronen, die in der Zeit rückwärts laufen.

Linien zwischen den Vertizes, die "inneren Linien", entsprechen im Fall von Elektron-Linien der Fouriertransformierten der Ausbreitungs- oder der Greenschen Funktion ("Propagator") S_F

$$S_F(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{i}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma^\mu p_\mu + m_0}{p_0^2 - \vec{p}^2 - m_0^2 + i\varepsilon} e^{-i(p_0 x_0 - \vec{k} \cdot \vec{x})} d^4 p \quad (52)$$

und im Fall von Photonen-Linien denjenigen des Propagators D_F

$$D_F(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{i}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i(k_0 x_0 - \vec{k} \cdot \vec{x})}}{k^2 - \vec{k}^2 + i\varepsilon} \quad , \quad (53)$$

$$\vec{k} = (k_1, k_2, k_3)$$

$$\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$$

über welche zu integrieren ist.

Die "äußeren Linien", die nur einen Anfangs- oder Endpunkt besitzen, kennzeichnen Anfangs- oder Endzustand freier Teilchen mit Energie, Impuls und Polarisation. (Eine gute Einführung in die QED findet sich bei Itzakson & Zuber (1980)).

Die Streuung eines Elektrons in einem gegebenen Potential wird durch die Elemente einer S-Matrix beschrieben, die aus den Einzelbeiträgen $S_n \sim (e)^n$ besteht. Alle Beiträge lassen sich durch Kombination von Elementen erster Ordnung zusammensetzen.

Bezeichnet p einen ungestörten und p' einen gestörten Zustand, so ist der Übergang darstellbar durch

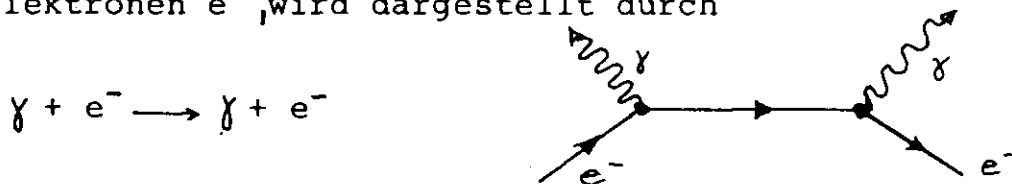
$$\langle p' | p \rangle \equiv \langle p' | S_1 | p \rangle = -ie \int dx \theta(x) \sum \bar{\psi}' \gamma^\mu \psi \hat{=} \quad (54)$$

$\hat{=} \quad \begin{array}{c} \text{---} \xrightarrow{\psi} \text{---} \text{---} \xrightarrow{\psi'} \text{---} \\ \quad \quad \quad \uparrow \text{---} A_\mu \text{---} \\ \quad \quad \quad \text{---} \end{array} \quad , \quad \langle 0 | S | 0 \rangle = e^{i\alpha} \quad \alpha = \text{Phasenfaktor}$

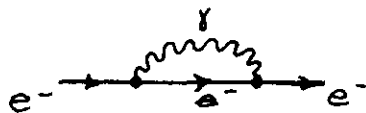
Der Knoten bedeutet: $-ie \gamma^\mu \theta(x)$, wobei $\theta(x)$ eine "Einschaltfunktion" ist. Der Graph bedeutet: Ein Elektron läuft von links nach rechts, erfährt am Knotenpunkt eine Störung durch das Potential A_μ und läuft in einem geänderten Zustand nach rechts weiter. (Macke 1965)

Dieser Feynman-Graph ist der einfachste und soll nur einen Hinweis geben, wie Formeln und Graphen aufeinander bezogen werden.

Der Prozeß der Compton-Streuung, d.h. der Streuung von Licht an Elektronen e^- , wird dargestellt durch



Selbstwechselwirkungen des Elektrons bzw. Strahlungskorrekturen sind darstellbar durch Schleifen-Diagramme

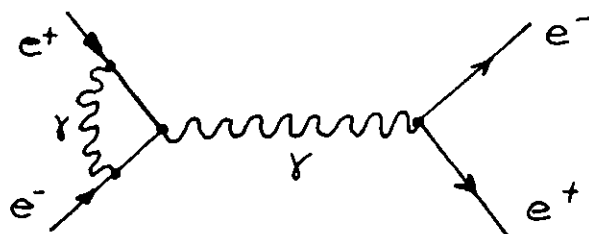


Die Vakuumpolarisation entspricht dem Feynman-Diagramm



Rücken die beiden Vertex-Punkte in der Raum-Zeit zusammen, so müssen wegen der Unbestimmtheitsrelation $\Delta x \Delta p \geq \hbar$ die Viererimpulse der virtuellen Teilchen unbegrenzt anwachsen. Die Matrixelemente werden unendlich. Die Renormierung besteht symbolisch darin, daß eine Größe eingeführt wird von der Dimension einer Länge oder Masse, die das Näherrücken der Vertizes verhindert.

Graphen höherer Ordnung entstehen durch Hinzufügen einer Linie zu einem Graph. Diese additiven Korrekturen zur Berechnung der Matrixelemente entsprechen den Strahlungskorrekturen. Durch Addition der Photonenlinie zum e^2 -Graph der Møller-Streuung $e^+e^- \rightarrow \gamma$ erhält man den Graph der Ordnung e^4 :



Die Erfolge der QED waren der Grund dafür, daß große Anstrengungen unternommen wurden, auch alle anderen physikalischen Felder in eine renormierbare Darstellung zu bringen.

Mit der Quantenchromodynamik (QCD) entstand eine renormierbare Eichtheorie der starken Wechselwirkung, die den Formalismus der QED verwendet. Doch ist es bisher nicht gelungen, die Gravitation renormierbar zu machen.

8. Nicht-Abelsche Eichtheorie und Yang-Mills-Felder

Die Isospin-Symmetrie ist global. Einen ersten erfolgreichen Versuch machten 1954 Yang und Mills, die Isospin-Symmetrie analog zur Elektrodynamik in eine lokale umzuwandeln, und somit für die starke Wechselwirkung eine lokale Eichtheorie zu entwickeln.

Lokal bedeutet, daß sich die Isospin-Vektoren an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten um beliebige Winkel drehen können, ohne daß sich die starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen ändert. (Bei der globalen Symmetrie müssen sich sämtliche Spinachsen gleichzeitig um denselben Winkel drehen.)

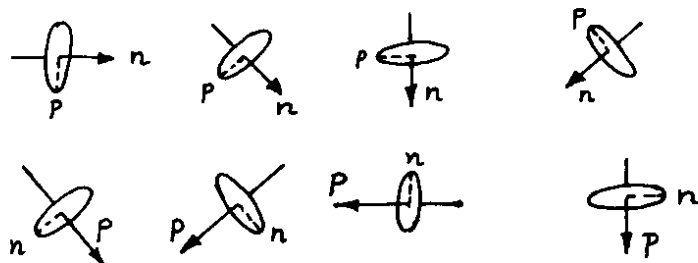


Bild 21: Lokale Transformation des Isospins.
Alle Spin-Zustände können unabhängig voneinander gedreht werden.

Die Erfahrungen legen die Vermutung nahe, daß alle Grundkräfte der Natur von nicht-Abelschen Eichtheorien bestimmt würden. Daher hofft man, sämtliche Wechselwirkungen einheitlich durch nicht-Abelsche Eichtheorien beschreiben zu können. Bei kurzen Distanzen unterscheiden sich die Wechselwirkungskräfte - nach dieser Auffassung - nicht voneinander. Doch die weitreichenden Wirkungen sind unterschiedlich und hängen ab von den Massen der bei den Wechselwirkungen ausgetauschten Feldquanten.

So wie in der Elektrodynamik die relativen Phasen $\propto$ geladener Felder an verschiedenen Punkten nur dann einen Sinn erhalten, wenn sie über ein elektromagnetisches Potential A_μ verglichen werden können, kann auch für den Isospinraum

durch Einführen eines Zusammenhanges B^μ dafür gesorgt werden, daß die Parallelverschiebung geometrischer Objekte, die zu Darstellungsräumen der Gruppe gehören, zwischen zwei Punkten eindeutig wird.

Eine lokale Symmetrie-Transformation entspricht der Drehung des Isospin-Vektors, bei welcher jedoch die Reihenfolge der Drehoperationen wesentlich ist (siehe Bild 9).

So wie das elektromagnetische Feld mit dem Vektorpotential A_μ der Änderung des Phasenfaktors α entgegenwirkt (5), so soll nach Yang und Mills ein $i = 3$ -komponentiges B_μ^i -Feld der Abhängigkeit der Isotopenspin-Rotation von Raum- und Zeitkoordinaten entgegenwirken.

Das B-Feld wechselwirkt nur mit Feldern, die einen Isospin besitzen (z.B. n,p). Der Gradient einer Spinor-Feldfunktion lautet dann

$$D_\mu \psi \equiv (\partial_\mu + ig B_\mu^i I_i) \psi, \quad i = 1, 2, 3 \quad (55)$$

(darin sind I_i = Isospinoperator, $B_\mu = B_\mu^*$ und B_4 ist antisymmetrisch, g = Kopplungskonstante)

Zwischen den geladenen masselosen Wechselwirkungs-Quanten W^+ und W^- wirken elektromagnetische Kräfte derart, daß diese Bosonen mit entgegengesetzter Ladung Bindungen eingehen und regelrechte "Lichtatome" bilden können.

Einer lokalen Symmetrie-Transformation in der Yang-Mills-Theorie entspricht eine Drehung im Isospin-Raum, die in einer bestimmten Reihenfolge vorgenommen wird.

Ebenso wie die Yang-Mills-Felder die Eichfelder der lokalen Isospin-Invarianz sind, kann auch die Gravitation aufgefaßt werden als Eichfeld der lokalen homogenen Lorentz-Invarianz (Utiyama 1956) bzw. der lokalen Poincaré-Invarianz (Kibble 1961).

So wie in der allgemeinen Relativitätstheorie der affine (d.h. Punkt-zu-Punkt-)Zusammenhang der Riemannschen Geometrie durch die Christoffel-Symbole $\Gamma_{\nu\lambda}^\mu$ definiert ist, so daß z.B. die kovariante Ableitung einer Vektorgröße gegeben ist durch

$$D_\mu x^\nu = (\partial_\mu + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu) x^\nu, \quad (56)$$

so ist der Symmetrie-Zusammenhang zwischen infinitesimal benachbarten Bereichen in einem flachen Minkowski-Raum durch Eichfelder $B_\mu(x)$ bestimmt.

Den Entsprechungen (56) und (57) liegen mathematisch die allgemeine Struktur eines Faserbündels zugrunde. (Drechsler und Mayer 1977)

Infolge der kovarianten Ableitung (56), welche in Übereinstimmung mit dem physikalischen Nahwirkungsprinzip eine lokale Symmetrie durch das Eichfeld $B_\mu(x)$ vermittelt, tritt bei Isotopen-Eichinvarianz im Feldstärkevektor ein nicht-lineares Glied auf, analog wie im Riemannschen Krümmungstensor der allgemeinen Relativitätstheorie.

In der klassischen Elektrodynamik sind zwei Potentiale, die sich lokal nur durch eine Eichtransformation unterscheiden, physikalisch äquivalent und durch denselben Feldstärketensor $F_{\mu\nu}^1$ ausdrückbar. In analoger Weise folgt mit im nicht-Abelschen Fall

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu B_\nu^i - \partial_\nu B_\mu^i + g \varepsilon^{ijk} B_\mu^j B_\nu^k \quad (57)$$

(ε^{ijk} ist der vollständig antisymmetrische Einheitstensor, der bei Permutation eines Index sein Vorzeichen ändert.)

Der Feldstärke-Vektor der Yang-Mills-Theorie (58) hat die formale Gestalt wie der verjüngte Krümmungstensor der Allgemeinen Relativitätstheorie, wobei $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ die Komponenten des affinen Zusammenhangs sind (ausgeschrieben, siehe Gl. 120)

$$R_{\mu\nu} = \partial_\mu \Gamma_{\nu\lambda}^\lambda - \partial_\nu \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda + \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda \Gamma_{\nu\sigma}^\sigma - \Gamma_{\nu\lambda}^\lambda \Gamma_{\mu\sigma}^\sigma \quad (58)$$

Als Eichfeld der lokalen Lorentz-Invarianz wird lokal eine Metrik $h_{ij}^{\mu\nu}$ eingeführt.

Im Bild 1 würde das folgendes bedeuten: Eine Stahlkugel sinkt in die Gummihülle eines Ballons ein und verzerrt das Koordinatennetz. Wie die Stahlkugel die Gummifläche deformiert, so erzeugt jede Materie eine Krümmung des Raumes. Und die Stärke der Deformation der Gummifläche würde der Stärke der Gravitationskraft entsprechen.

Entgegen der gewöhnlichen Rotation des A_μ -Potentials im elektromagnetischen Feld treten dadurch nichtlineare Terme auf. Das B_μ -Feld (Yang-Mills-Feld) hat dieselbe Beziehung zum Isospin wie das elektromagnetische Feld zur elektrischen Ladung e . Die Quanten des elektromagnetischen Feldes sind Photonen, diejenigen des B-Feldes sind Teilchen mit Isospin- $I_3 = 0, \pm 1$ (sowie Strangeness 1) und mit den elektrischen Ladungen Q^k : positiv, negativ und Null (je nach Isospin)

$$Q^k = \frac{e}{g} \cdot I_3^k \quad (k = +, -, 0) \quad (59)$$

Ursprünglich sagte die Yang-Mills-Theorie die exakte Symmetrie des Isospins voraus. Das ungeladene Yang-Mills-Feld ist das elektromagnetische Feld. Neutronen und Protonen unterscheiden sich durch die unterschiedliche Wechselwirkung mit diesem Feld. Die Isospin-Symmetrie kann also nicht exakt erfüllt sein.

Außerdem wurden geladene Photonen mit Masse Null bzw. mit unendlicher Reichweite nicht beobachtet. Daher wurde versucht, den geladenen Photonen eine Masse zu erteilen, um die Reichweite der Yang-Mills-Felder auf Nukleonendimension einschränken

zu können. Dadurch müßte die lokale Isospin-Symmetrie gebrochen werden. In Längen unterhalb der Reichweite von Yang-Mills-Feldern, welche den massiven geladenen Photonen entsprechen, nimmt die Symmetrie des Isospins mehr und mehr zu.

Es gibt eine Möglichkeit, wie Wechselwirkungs-Quanten Masse erhalten können bei gleichzeitiger Brechung einer exakten Symmetrie.

Bevor wir darauf eingehen, soll die Vorstellung, die man von der starken Wechselwirkung hat, und sollen die Gruppen, welche den einzelnen Wechselwirkungen zugrunde liegen, behandelt werden.

9. Das Transformationsverhalten der unitären Gruppen

9.1 Liesche Gruppen

Die verschiedenen Transformations-Operatoren bzw. Matrizen lassen sich im Rahmen der Gruppentheorie einheitlich behandeln, da sie die mathematischen Eigenschaften von Gruppen besitzen. (Eine Gruppe G ist eine Menge von Elementen $a_1, a_2, \dots$, in der das assoziative Gesetz gilt und die das Einselement und ein inverses Element enthält.)

Transformationsgruppen sind von großer physikalischer Bedeutung. Beispiel für eine Gruppe sind die der kontinuierlichen Drehungen um jeweils eine Achse mit den Drehungen um die Winkel $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ als Gruppenelemente.

Jedem Gruppenelement läßt sich eine quadratische Matrix $\hat{A}(a)$, $\hat{A}(b)$, ... in einem Vektorraum zuordnen, so daß dem Produkt $a \cdot b$ die Produkt-Transformation $\hat{A}(a) \cdot \hat{A}(b) = \hat{A}(c)$ entspricht. Die Matrizen bilden dann eine zur Gruppe G isomorphe Gruppe, die Darstellung $D(G)$ der Gruppe G in dem betreffenden Vektorraum genannt wird. Die Ordnung von $\hat{A}$ liefert die Dimension der Darstellung. Gibt es zu einer Darstellung einen r -dimensionalen Unterraum ($r < n$), so daß die durch $\hat{A}(a)\hat{A}(b)$ transformierten Vektoren wieder im r -dimensionalen Vektorraum liegen, so ist die Darstellung reduzibel, d.h. sie "zerfällt"

$$\hat{A} = \begin{bmatrix} \hat{A}^{(r)} & 0 \\ 0 & \hat{A}^{(n-r)} \end{bmatrix} = \hat{A}^{(r)} \oplus \hat{A}^{(n-r)}, \quad (60)$$

andernfalls ist die Darstellung irreduzibel. Bei einer vollständigen Darstellung kann man dieses Verfahren fortsetzen, bis nur noch irreduzible Darstellungen übrigbleiben:

$$D = D_1 \oplus D_2 \oplus \dots \oplus D_k.$$

Ist in einer kontinuierlichen (d.h. in einer durch stetig veränderliche Parameter definierten) Gruppe bei einer Multiplikation $\hat{A}(a) \hat{A}(b) = \hat{A}(c)$ der Parameter c eine analytische Funktion der Parameterwerte von a und b , so nennt man die Gruppe eine Lie-Gruppe, nach dem norwegischen Mathematiker Sophus Lie.

Die Drehimpulsoperatoren J_k der Drehgruppe bilden z.B. eine Lie-Gruppe mit der Vertauschungs-Eigenschaft (Kommutator-Beziehung):

$$[J_k, J_l] = [J_k J_l - J_l J_k] = \varepsilon_{jkl} J_j ; \quad (61)$$

Die ε_{jkl} sind die Strukturkomponenten der Lie-Algebra der betreffenden Gruppe. (Sie sind die Komponenten eines total antisymmetrischen Tensors dritter Stufe.)

Feldgrößen einer relativistischen Theorie bilden immer eine irreduzible Darstellung der homogenen Lorentz-Gruppe oder lassen sich aus solchen zusammensetzen.

Die homogene Lorentz-Gruppe ist die Gesamtheit der linearen Raum-Zeit-Transformationen

$$x^{\mu'} = \Lambda_{\nu}^{\mu} x^{\nu} , \quad (x^{\mu}) = (ct, x^1, x^2, x^3) \quad (62)$$

$$\Lambda_{\nu}^{\mu} \Lambda_{\nu}^{\mu} = \delta_{\nu}^{\mu}$$

Die inhomogene Lorentz-Gruppe (Poincaré-Gruppe) schließt auch die Translationen (Verschiebungen) a^{μ} mit ein:

$$x^{\mu'} = \Lambda_{\nu}^{\mu} x^{\nu} + a^{\mu} \quad (63)$$

Unter Poincaré-Transformationen werden solche Transformationen verstanden, die das Linienelement invariant lassen, wobei die Koordinaten x^{μ} mit der Lorentz-Transformationsmatrix multipliziert und um die Strecken a^{μ} verschoben werden: $x^{\mu} \rightarrow L_{\nu}^{\mu} x^{\nu} + a^{\mu}$, mit $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ und $x^0 = ct$; (Poincaré-Invarianz ist Inhalt der Speziellen Relativitätstheorie).

9.2 Die unitären Gruppen U(1) und U(2)

Die lineare Gruppe $GL(n)$ in n Dimensionen ist in der Form $\hat{A} = (a_{ij})$ im komplexen Fall durch $2n^2$ Parameter charakterisiert. Bei Beschränkung auf den unimodularen Fall (d.h. $\det |a_{ij}| = 1$) gelangt man zur speziellen linearen $SL(n)$ und im Falle, daß das $\hat{A}$ unitär ist, zur $SU(n)$, der speziellen unitären Gruppe. Eine unitäre Transformationsgruppe $U(n)$ transformiert die n -komponentigen Vektoren x_k eines n -dimensionalen Vektorraums in sich:

$$x_i' = \hat{A}_{ik} x_k, \quad k, i = 1, \dots, n \quad (64)$$

wobei die Transformationsmatrix $\hat{A} = (a_{ik})$ der Bedingung

$$\hat{A}^\dagger + \hat{A} = \hat{A} \hat{A}^\dagger = 1 \quad \det |\hat{A}| = 1 \quad (65)$$

genügt. Unitäre Matrizen entstehen aus den speziellen Unitären durch Multiplikation mit dem Phasenfaktor $|e^{i\alpha}| = 1$.

Die globalen Eichtransformationen (4) bilden die Gruppe der unitären Transformationen

$$\hat{A}(\alpha) = e^{i\alpha} \quad (66)$$

Die globalen Eichtransformationen $\hat{A}(\alpha)$ bilden eine Abelsche Gruppe. Solche Transformationen lassen sämtliche quantenphysikalischen Aussagen (z.B. Erwartungswerte, Vertauschungsrelationen, Eigenwerte) invariant.

Die Phasentransformation der Felder ψ, ψ^* bilden die unitäre Gruppe $U(1)$. Die Eins drückt aus, daß das Photon nur mit einer Art von Teilchen in Wechselwirkungen tritt. Ein Photon kann kein Teilchen in ein anderes umwandeln. Das äußert sich in der sehr einfachen Struktur der Symmetriegruppe $U(1)$.

Die Bedingungen der Unitarität und Unimodularität führen dazu, daß statt $2n^2$ nur n^2-1 Parameter ausreichen, um ein Mitglied der $SU(n)$ zu bestimmen. Ebenso groß ist die Zahl der erzeugenden Matrizen der Gruppe, das Analogon zur Basis eines Vektorraumes. Für die $SU(2)$ besteht der Satz von Erzeugenden in den Paulischen Spinmatrizen. Die $SU(2)$ ist die Gruppe aller unitären (komplexen) 2×2 -Matrizen mit der Determinante 1. Sie ist die einfach zusammenhängende Gruppe der reellen dreidimensionalen Rotoren. Die Drehungen im dreidimensionalen Raum, die durch die drei Eulerschen Winkel (als die reellen Komponenten eines Vektors $\vec{\alpha}$) ausgedrückt werden, können in einem quantentheoretischen Zustandsraum, d.h. in einem komplexen Vektorraum, dargestellt werden durch die unitären Operatoren

$$\hat{A}(\vec{\alpha}) = \hat{A}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = e^{-i \sum_{k=1}^3 \alpha_k J_k} \quad (67)$$

wobei J_1, J_2, J_3 die Komponenten des Drehimpulsoperators sind. Die Approximation durch die ersten Glieder der Reihe ergibt die infinitesimalen Transformationen

$$x' = \hat{A}x = (1 + i \sum_k \alpha_k J_k) x \quad (68)$$

Die Eigenschaften der Operatoren I_1, I_2 und I_3 als Erzeugende der infinitesimalen Drehungen werden also durch die Algebra dieser Drehimpulsoperatoren beschrieben.

Die drei Komponenten des Isospin-Vektors lassen sich in der Lie-Algebra (10) der $SU(2)$ -Gruppe beschreiben: Invarianz der starken Wechselwirkung gegenüber Drehungen im Isoraum bedeutet dann Invarianz gegen die Isospin-Gruppe $SU(2)$.

Die Nukleonen-Wellenfunktion wird durch einen Doppelspinor $\psi(x) = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ beschrieben, worin p und n jeweils 4-wertig sind (und die Antiteilchenzustände mitenthalten).

Theorien mit 4komponentigen Spinoren sind invariant gegenüber Raumspiegelungen. Die Spinore $\psi(x)$ werden als Vektoren des 2-dimensionalen Darstellungsraumes (Isoraum) behandelt, auf welche die infinitesimalen Transformationen (Gl. 62) wirken, welche die infinitesimalen Drehungen in der Projektionsebene erzeugen.

Die Isospin-Symmetrie ist eine Eigenschaft der Welt, die nicht mehr anschaulich ist und daher zu den inneren Symmetrien zählt. Diese Symmetrien des "inneren Raumes" und diejenigen der physikalischen Raum-Zeit sind voneinander unabhängig.

Die $SU(2)$ baut auf zwei fundamentalen Zuständen auf, den beiden Spinstellungen des Elektrons und den beiden Isospin-Stellungen des Nukleons. In diesem Gruppen-Formalismus werden die Eigenschaften kernphysikalischer Systeme untersucht, die sich aus der Invarianz hinsichtlich des Austausches innerhalb eines dieser fundamentalen Paare herleiten. Der Formalismus führt zur Multiplettstruktur des Teilchen-Spektrums.

Die Symmetrien der physikalischen Raum-Zeit bestehen aus einer kontinuierlichen Gruppe, der zusammenhängenden Poincaré-Gruppe, und aus der diskreten Raum-Zeit-Transformation. Diese Gruppe, ermöglicht durch die räumlichen Rotationen allen Teilchen verschiedene Spineigenschaften zuzuweisen und durch Raum-Zeit-Translationen den Teilchen verschiedene Energie-Impuls-Werte zu erteilen. Diskrete Raum-Zeit-Transformationen sind Raum-Spiegelungen, welche Paritäts- und Zeitumkehr-Symmetrien garantieren (z.B. Sen 1968).

Die inneren Symmetrien umfassen Ladungskonjugations-Transformationen, elektromagnetische Eichtransformationen, die zur Ladungserhaltung führen und Eichtransformationen der 1. Art, die zu Erhaltungssätzen des Isospins, der Baryonen- und Leptonenzahlen und Strangeness führen.

Ein Elementarteilchen-System wird als eine Mannigfaltigkeit von Zustandsvektoren interpretiert, die einer irreduziblen Darstellung der homogenen eigentlichen orthochronen Lorentzgruppe $L_+^\uparrow$ entsprechen. (Orthochron heißt, daß sich die Richtung der Zeit nicht ändert, d.h. $\Lambda_0^0 \geq 1$, und "eigentlich" meint, daß die Determinante der Transformationsmatrix Eins ist.)

Die kinematischen Charakteristiken der Elementarteilchen sind verknüpft mit den algebraischen Eigenschaften von $L_+^\uparrow$. Es wäre logisch, die Raum-Zeit-Gruppe auf geeignete Weise durch die Symmetrien des inneren Raumes, also durch die $SU(2)$ zu erweitern.

9.3 Die Gruppe SU(3)

Im Jahre 1964 schlugen Gell-Mann und Ne'eman (1964) vor, die Anzahl der Fundamentalgrößen der speziellen unitären Gruppe von 2 auf 3 zu erweitern, wobei als weitere Zustandsgröße n neben den beiden Spinorientierungen die Hyperladung Y als Summe aus Baryonenzahl B und Strangeness S ($Y = S+B$) eingeführt wurden. Die innere Symmetriegruppe $SU(3)$ führt wegen n^2-1 auf eine 8-dimensionale Darstellung und liefert Oktetts für Baryonen und Mesonen ("achtfacher Weg").

Mit dieser Übertragung der $SU(2)$ auf eine höhere Ordnungsstruktur ist die Vorstellung verbunden, daß alle Hadronen zu Familien gehören, die Darstellungen der $SU(3)$ sind.

Da jede Spiegelung G in einem dreidimensionalen Raum durch eine spezielle Spiegelung zusammen mit einer Drehung erzeugt werden kann, wird die Spiegelung G , welche z.B. einen Mesonen-Zustand π_j in einen gespiegelten Zustand überführt, durch eine Isospin-Drehung $U(\pi)$ und eine Spiegelung C an der $(1-3)$ -Ebene des Isospin-Raums bewirkt.

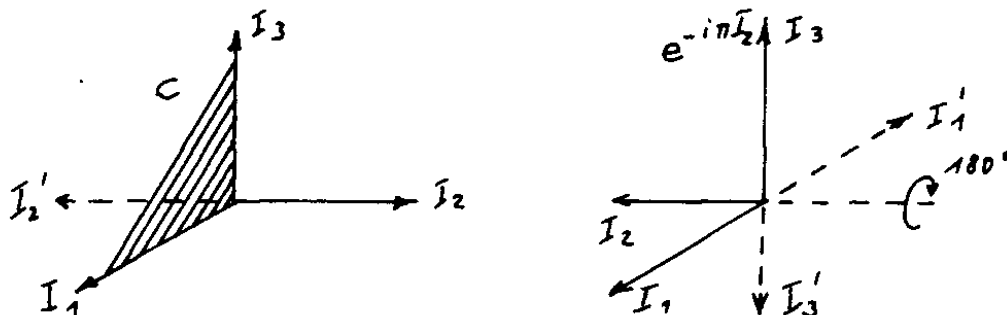


Bild 22: Spiegelungen im Isospin-Raum an der (I_1-I_3) -Ebene (a) und nachfolgende Drehung um die I_2 -Achse (b)

$$G |\pi_j\rangle = - |\pi_j\rangle, \quad (69)$$

$$\text{mit } G = U(\pi) C, \quad U(\pi) = e^{-i\pi I_2}$$

Durch die G -Operation entsteht aus einem Nukleon ein Antinukleon. Ein Vektor I im Isospin-Raum verhält sich unter Drehungen um die I_2 -Achse folgendermaßen:

$$U(\pi) I U^\dagger(\pi) = I' \quad (70)$$

oder ausgeschrieben

$$e^{i\pi I_2} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} \cdot e^{-i\pi I_2} = \begin{pmatrix} -I_1 \\ I_2 \\ -I_3 \end{pmatrix}$$

Zur Abbildung des Ladungsmultipletts der Teilchen verwendet man die 3. Komponente des Isospins I_3 und die Hyperladung Y als Achsen eines Bezugssystems. Es gibt in einem solchen Diagramm prinzipiell acht Operatoren, die verschiedene Teilchen ineinander umwandeln können.

Diese Operatoren vermitteln Übergänge zwischen den möglichen Verbindungen zwischen den Gitterpunkten. Die acht "Leiter"-Operatoren (I_3 , Y , I_+ , I_- , U_+ , U_- , V_+ , V_-) bilden nach Gell-Mann eine sog. F-Spin-Algebra. Sämtliche acht erzeugenden Operatoren werden durch 3×3 Matrizen definiert.

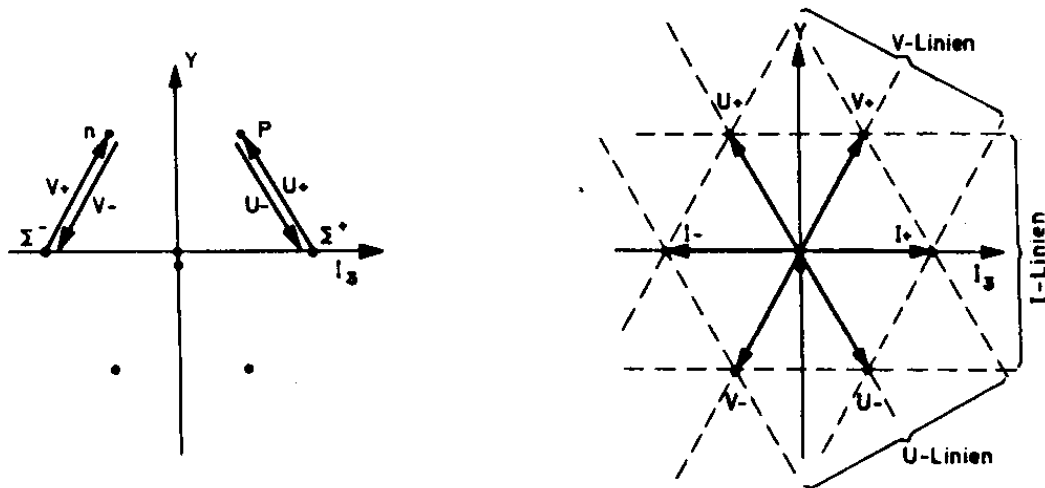


Bild 23: Das System der Leiteroperatoren (Rollnik 1971)

Die Vertauschungsrelationen der U-(und V-)-Leiteroperatoren liefern

$$[U_+, U_-] = 2U_3 = \frac{1}{2} (3Y - 2I_3). \quad (71)$$

Wegen der Gell-Mann-Nishijima-Beziehung für die Ladung Q

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3 \quad (72)$$

folgt daraus eine drittelzahlige Ladung.

Die kleinste nichttriviale Darstellung der F-Spin-Algebra der $SU(3)$ enthält ein I-, ein U- und ein V-Dublett, während in der $SU(2)$ nur ein I-Dublett auftritt. Die $SU(2)$ -Diagramme sind eindimensionale Darstellungen der Eigenwerte von I_3 .

Im folgenden Bild 24 sind die Operatoren I_+ und I_- als Vektoren dargestellt, die die Eigenwerte von I_3 um $\pm \frac{1}{2}$ (Nukleonen) bzw. um $I_3 = \pm 1$ (Mesonen) verändern.

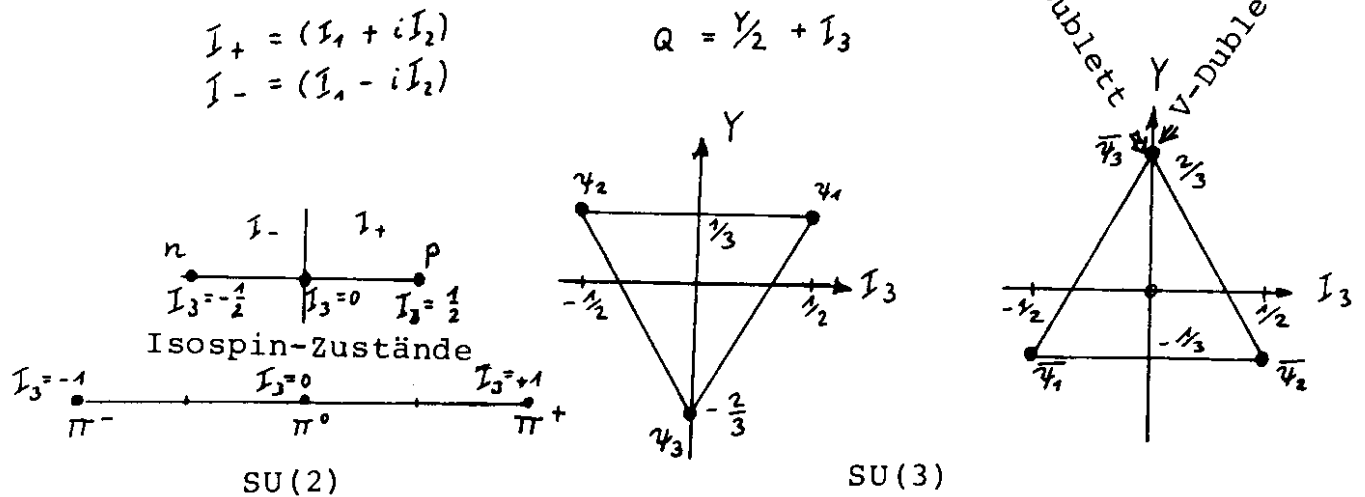


Bild 24: Kleinste Darstellungsräume der SU(2)- und der SU(3)-Spin-Algebra

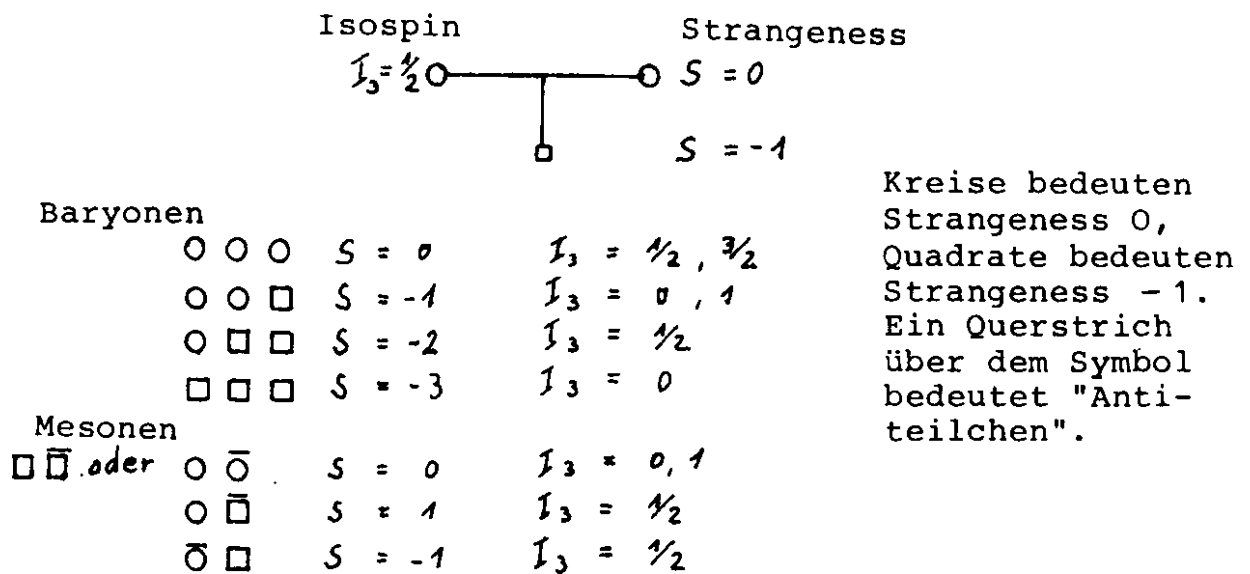


Bild 25: Kombinationen von drei Grundzuständen

Das Triplet $[3]$ aus 3 Grundzuständen geht durch Spiegelungen G in das Antitriplett $[\bar{3}]$ über (bzw. $[\bar{3}]$ wird konjugiert komplex zu $[3]$ transformiert). Die Isospin-Drehung $U(\pi)$ führt zu einer Spiegelung in der Ebene der Quantenzahlen an der Y-Achse.

Die Konstruktion sämtlicher Darstellungen der F-Lie-Algebra wird mit den oben skizzierten fundamentalen Darstellungen vorgenommen. Im Falle der SU(2) ist dies das Dublett $I = \frac{1}{2}$. Durch genügend häufiges Addieren kann man damit jeden Wert von I erzeugen.

Das entspricht mathematisch der Bildung eines Produktraumes.

$$\left[\frac{1}{2}\right] \otimes \left[\frac{1}{2}\right] \otimes \dots \otimes \left[\frac{1}{2}\right] := \left[\frac{1}{2}\right]^n \quad (73)$$

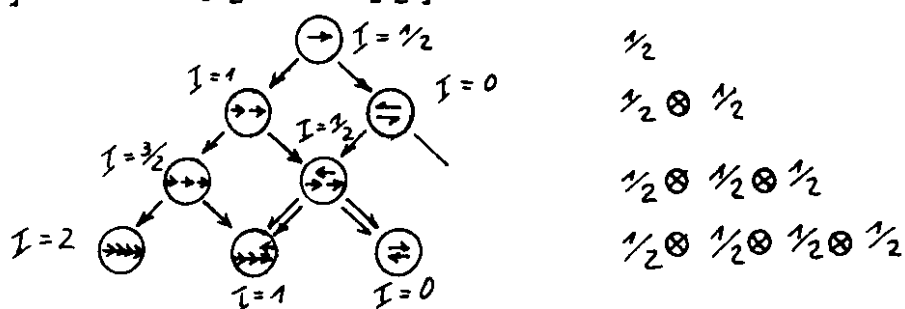


Bild 26: Mehrfaches Addieren des fundamentalen Isospins $I = \frac{1}{2}$

Im Vektorprodukt (direktes oder Kronecker-Produkt) treten mehrere irreduzible Darstellungen von $SU(2)$ auf, d.h. mehrere Werte von I . Den größten Wert $I = 2$, der nur einmal auftritt, gewinnt man durch "paralleles Addieren" von vier Werten $I = \frac{1}{2}$ ("stretched configuration"). Wird aus (73) nur der Teil mit maximalem I herausgenommen, so erhält man eine irreduzible $SU(2)$ -Darstellung mit $I = \frac{1}{2}$.

Bei der Übertragung dieses Verfahrens auf $SU(3)$ müssen beide fundamentalen Darstellungen $[3]$ und $[\bar{3}]$ addiert werden

$$\underbrace{[3] \otimes \dots \otimes [3]}_{p \text{ mal}} \otimes \underbrace{[\bar{3}] \otimes \dots \otimes [\bar{3}]}_{q \text{ mal}} = [3]^p \times [\bar{3}]^q \quad (74)$$

Die größten darin enthaltenen irreduziblen Darstellungen müssen aus diesem Kronecker-Produkt abgetrennt werden.

Zustände mit maximalen Werten bzw. "Gewichten" sind

$$(I_3^{\max}, Y^{\max}) = \left(\frac{p+q}{2}, \frac{p-q}{3} \right).$$

Aus ihnen kann man durch Anwenden aller 8 Leiteroperatoren in allen möglichen Weisen eine irreduzible Darstellung konstruieren ("8facher Weg"), die mit $D(p,q)$ bezeichnet wird.

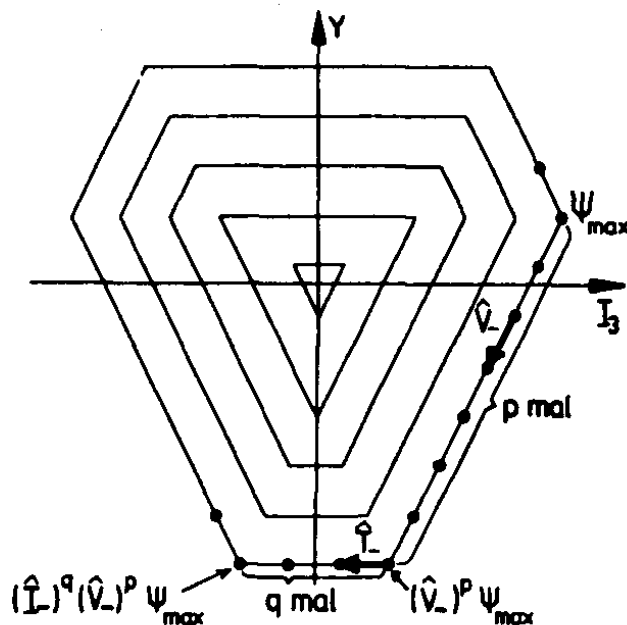


Bild 27: Beispiel des höheren $SU(3)$ -Multipletts $(p,q) = (7,3)$

Das direkte Produkt aus dem fundamentalen Triplet (bzw. mit seinem Anti-Triplet) läßt sich durch Ausreduktion eine Anzahl von Multipletts gewinnen, denen sich Elementarteilchenzustände zuordnen lassen. So ergeben sich z.B. aus dem direkten Produkt $[3] \otimes [\bar{3}]$ die Mesonen-Multipletts und aus dem direkten Produkt $[3] \otimes [3] \otimes [3]$ die Baryonen-Spektren.

Das Produkt irreduzibler Darstellungen $D(j)$ und $D(k)$ lässt sich (nach dem Clebsch-Gordon-Theorem) auf eine Summe von irreduziblen Darstellungen zurückführen

$$D(j) \otimes D(h) = D(j+k-1) \oplus D(j+k-2) \oplus \dots \oplus D(j-k) \quad (75)$$

Jeder irreduziblen Darstellung $D(j)$ entspricht ein Teilchen.

Die graphische Konstruktion von $[3] \otimes [\bar{3}] = [8] \oplus [1]$ zeigt folgendes Bild

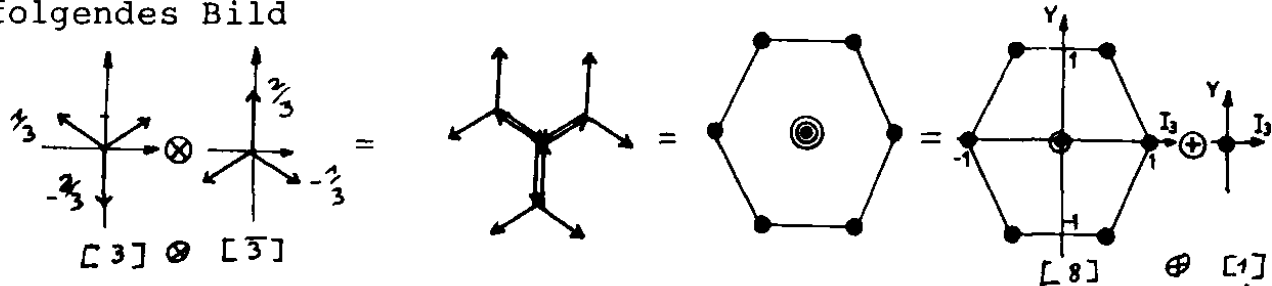


Bild 28: Ausreduktion des direkten Produkts $[3] \otimes [\bar{3}]$ (Greiner 1979)

Ähnlich kann man die Entstehung von zwei Oktetts, eines Dekupletts und eines Singulets aus dem Kronecker-Produkt zeigen:

$$[3] \otimes [3] \otimes [3] = [1] \oplus [8] \oplus [8] \oplus [10] \quad (76)$$

Für die Multipletts mit dreieckigem Rand, also für das Dekuplett, sind die Massenaufspaltungen äquidistant. Diese Aufspaltung zwischen den verschiedenen Ladungsmultipletts kann wegen der Isospin-Invarianz als Aufspaltung innerhalb des U-Spin-Quartetts ($U = \frac{3}{2}$) aufgefaßt werden, welche das negativ geladene Teilchen enthält. U-Spin-Operatoren U_+ und U_- verändern die Strangeness eines Teilchens, nicht aber dessen elektrische Ladung.

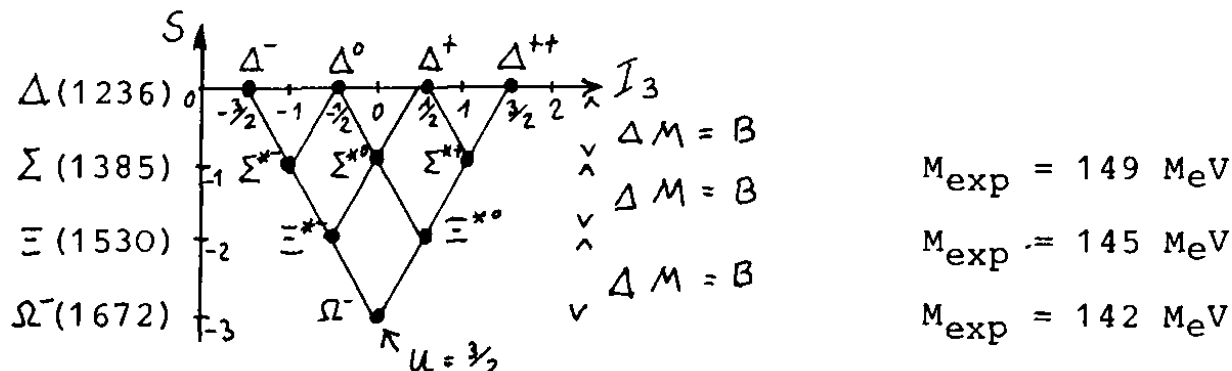


Bild 29: Lineare Massenaufspaltung im Baryon-Dekuplett Spin $\frac{3}{2}^+$

Mit diesen Auswertungen der Gewichtsdiagramme konnte 1964 das Teilchen Ω^- gefunden werden. Aus der Äquidistanzregel im U-Triplett läßt sich die Gell-Mann-Okubo-(GMO)-Massenformel ableiten:

$$\frac{M_N + M_\Xi}{2} = \frac{3M_\Lambda + M_\Sigma}{4} \quad (77)$$

bzw. die allgemeine GMO-Massenformel für jedes SU(3)-Multiplett

$$M = A + BY + C \left[I(I+1) - \frac{1}{4} Y^2 \right] . \quad (78)$$

Darin sind A, B und C Konstanten, die für verschiedene Multipletts unterschiedlich sind (Carruthers 1966). Diese Massenformel kann auch aus der Heisenbergschen Elementarteilchentheorie hergeleitet werden (Heisenberg 1967, S. 103).

10. QUARKS

10.1 Die Flavours der Quarks

Einen großen Fortschritt brachte die Idee von Gell-Mann und Zweig 1963, für die drei Grundzustände der Hadronen nicht einige Teilchen, sondern Subkonstituenten von diesen anzusetzen. Da Baryonen aus drei dieser subelementaren Teilchen bestehen sollten, nannte man sie "Quarks" in der Bedeutung von "3-Käse-hoch".

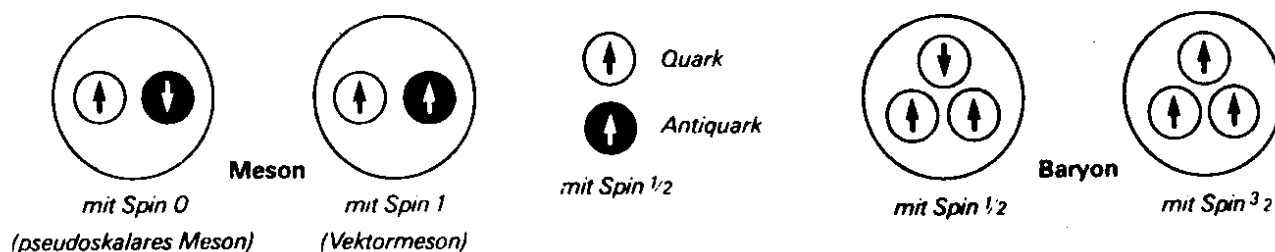
Mesonen können also als Bildungszustände des Quark-Antiquark-Systems $q\bar{q}$ aufgefaßt werden und Baryonen als Dreiquarkzustände qqq . Durch diese Kombination erhalten sowohl Mesonen als auch Baryonen ganzzahlige Ladungen, weil $q = \frac{1}{3}$ und $\bar{q} = -\frac{2}{3}$ Ladungen tragen. Die Mesonen-Gruppe enthält Nonetts mit $J^P = 0^-$ und 1^- (J = Teilchenspin, P = Parität). Die Baryonen-Gruppe hat $J^P = \frac{1}{2}^+$ und $\frac{3}{2}^+$, wobei $\frac{1}{2}^+$ nur als Oktett und $\frac{3}{2}^+$ nur als Dekuplett auftreten können.

Leptonen (e^+ , μ^+ , ν_e , ν_μ) und Quarks q stellt man sich als die neuen elementaren Materie-Kontinenten mit punktartiger Ausdehnung vor ("Bag-Modell").

Das Quarkdublett wird u ("up") und d ("down")-Quark genannt und der Singulettzustand heißt s ("strange" oder "sideways")-Quark.

Quarks müssen Fermionen sein, also Spin $\frac{1}{2}$ tragen. Daher muß das Pauli-Prinzip für sie gelten, d.h. sie dürfen nicht denselben Quantenzustand besetzen. Andererseits kann z.B. das Ω^- nur aus drei Quarks im gleichen Quantenzustand aufgebaut werden. Dann müßten die Quarks Bosonen sein. Daher wurde die neue Quantenzahl "Color" ("Farbe") als eine Art Ladung eingeführt.

Baryonen bestehen nun aus drei Quarks in verschiedener Farbe und Mesonen aus einem Quark und Anti-Quark gleicher Farbe.



Dieses gruppentheoretische Puzzle ist phänomenologisch überaus erfolgreich. Aus Streuexperimenten von energiereichen Elektronen an Protonen weiß man, daß sich im Innern von Protonen drei Streuzentren extrem hoher Dichte befinden, die sog. Partonen. Man schloß auf diese festen Bestandteile (1969) aus dem Auftreten von Streuwinkeln von 90° bei $e p$ Kollisionen bei 20 GeV. Partonen werden mit Quarks identifiziert. Wäre ein π -Meson so groß wie eine Kugel von 1 m Durchmesser, so hätten die Quarks darin nur die Ausdehnung von 1 mm. Die empirische Zerfallsrate von $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ läßt sich im Bild der drei Farbladungen verstehen.

Björken und Glashow führten 1964 einen vierten Quark-Typ bzw. Quark-"Flavour" (Aroma) die Eigenschaft "Charm" ein, um die Lepton-Quark-Symmetrie zwischen (ν_e, e, ν_μ, μ) einerseits und $(\bar{u}, d, \bar{s})$ andererseits herzustellen. Es wird aber auch aus anderen Gründen gefordert.

Im Jahre 1974 wurde ein neues Vektormeson entdeckt (sog. 'Novemberrevolution'). Burton Richter vom SPEAR (Stanford Linear Accelerator Center bei San Francisco) und Sam Ting vom Brookhaven-Laboratorium fanden unabhängig voneinander ein Teilchen der Masse 3,1 GeV, das von Richter als ψ -Teilchen und von Ting als J-Teilchen (J ist das Chinesische Symbol Ting) bezeichnet wurde. Dieses stark wechselwirkende Teilchen sollte etwa $5 \cdot 10^{-24}$ sec Lebensdauer besitzen, was einer Energiebreite von ≈ 100 MeV entspricht. Seine experimentell gefundene Breite war jedoch 0,067 MeV. Es lebte also für eine Resonanz viel zu lang. Dieses Experiment deutet auf die Erhaltung einer Quantenzahl hin, die den Zerfall von J/ψ durch die starke Wechselwirkung stark behindert. Dieses vierte Quark c unterscheidet sich von p, n und λ , die sämtlich $C = 0$ haben, durch die Charmquantenzahl C.

Bestimmte im Drei-Quark-Modell geforderte Zerfälle (z.B. $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$) treten nicht auf (dagegen z.B. $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, die durch Strangeness-verändernde neutrale Ströme verursacht werden).

Normale geladene schwache Ströme besitzen eine Komponente, welche die Strangeness ändert und eine, die diese nicht ändert. Nach Aussage der Salam-Weinberg-Theorie (siehe weiter unten) sollte dies auch für den neutralen schwachen Strom gelten (Gaillard, Lee, Rosner 1975).

Es wurde nur der Strangeness-erhaltende Strom gefunden. Für die Unterdrückung des Strangeness-verändernden neutralen Stromes konnte nur ein viertes Quark mit der Quantenzahl C (Charm) verantwortlich sein.

Die SU(3) wird zur SU(4) erweitert. Die kleinste Darstellung des Gewichtsdiagramms wird zu einem Tetraeder.

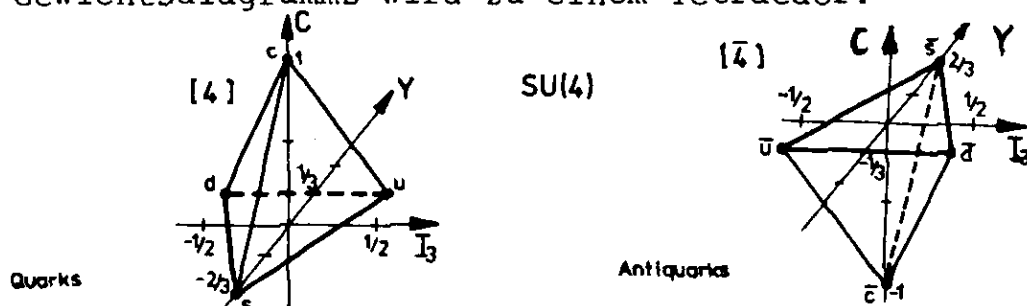


Bild 30: Das fundamentale Quartett der SU(4)

Beim J/ψ -Teilchen handelt es sich um den Zustand $c\bar{c}$. Diese Quarkkombination trägt den Namen Charmonium. Nach der Entdeckung des Charmoniums und weiterer Resonanzen ψ' , ψ'' und ψ''' (z.B. 4,4 GeV) begann die Suche nach neuen schwereren Quarks, die ebenfalls in Paaren auftreten sollten. Es wurden zwei weitere Quarks postuliert: das b ("bottom" = unten)-Quark und das t ("top" = oben)-Quark. Der "Quarkonium"-Zustand Bottonium $b\bar{b}$ wurde 1977 mit dem Y-Teilchen (9,46 GeV) entdeckt. Nach dem Toponium $t\bar{t}$ wird noch gesucht. (Herb et al. 1977)

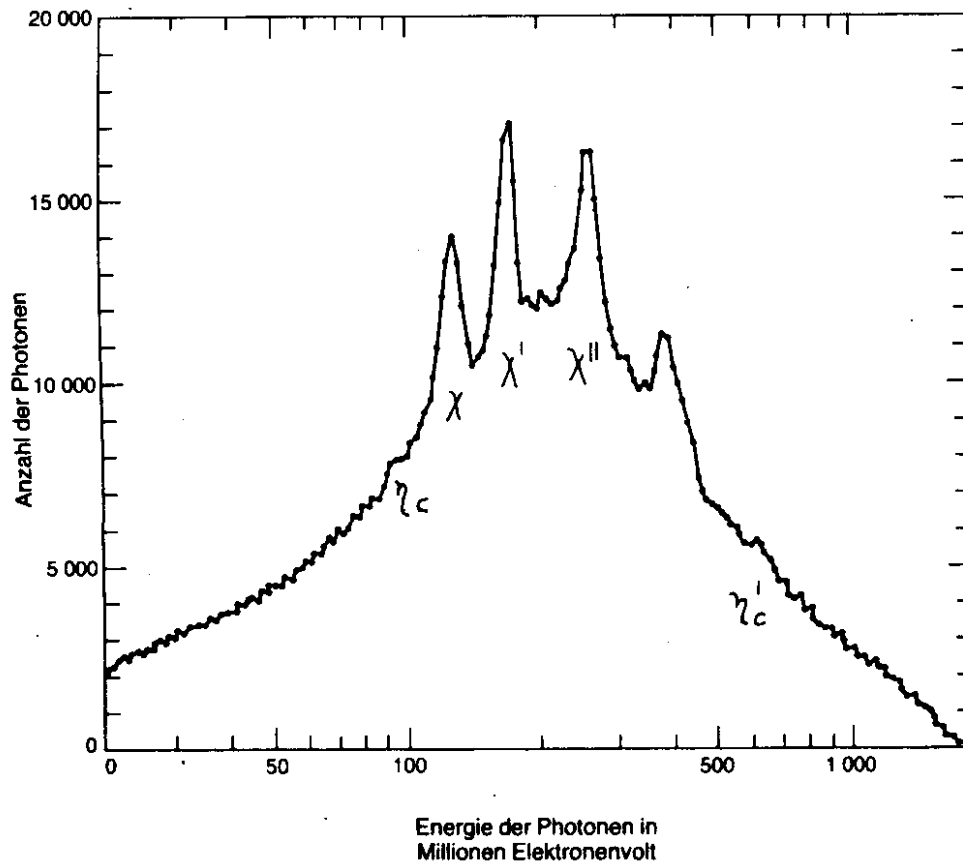


Bild 31: Photonenspektrum des zerfallenden Charmoniums in andere Teilchen, aufgenommen mit einem Kristallball-Detektor

Die Flavour-Quantenzahlen sind dann Isospin I , I_3 , Strangeness S , Charm C , Baryonenzahl B , Hyperladung Y

$$Y = S + B - C/3 \quad (79)$$

elektrische Ladung $Q = I_3 + \frac{Y}{2} + \frac{2C}{3}$

und die geometrischen Quantenzahlen Spin j , j_3 , Parität π und Ladungskonjugationsparitat π_c .

Quantenzahlen der Quarks

Quantenzahlen	I	I_3	S	C	Y	Q
Quarks $\left\{ \begin{array}{l} u \\ d \\ s \\ c \end{array} \right.$	$1/2$	$1/2$	0	0	$1/3$	$2/3$
	$1/2$	$-1/2$	0	0	$1/3$	$-1/3$
	0	0	-1	0	$-2/3$	$-1/3$
	0	0	0	1	0	$2/3$

Die Konstruktion von SU(4)-Darstellungen wird z.B. bei Lipkin (1976) im Detail diskutiert.

Die Baryonen sind qqq-Kombinationen folgender Art:

$$[4] \otimes [4] \otimes [4] = [\bar{4}] \oplus [20]' \oplus [20]' \oplus [20] \quad (80)$$

SU(3)-Reduktion der SU(4) ergibt

$$\begin{aligned} [20]' &= [3] \oplus [\bar{3}] \oplus [6] \oplus [8] \\ [20] &= [1] \oplus [3] \oplus [6] \oplus [10] \end{aligned}$$

[20]' ist zur Klassifikation der Baryonen geeignet, weil es ein SU(3)-Oktett enthält. [20] erklärt die Baryonenresonanzen, denn es enthält (C = 0) ein Dekuplett [10]. Es tritt ein Triplet [3] mit C = 2 auf. Das Baryonensextett (C = 1) ist mit $[\bar{3}]$ entartet, d.h. 3 Punkte des Sextetts sind doppelt besetzt.

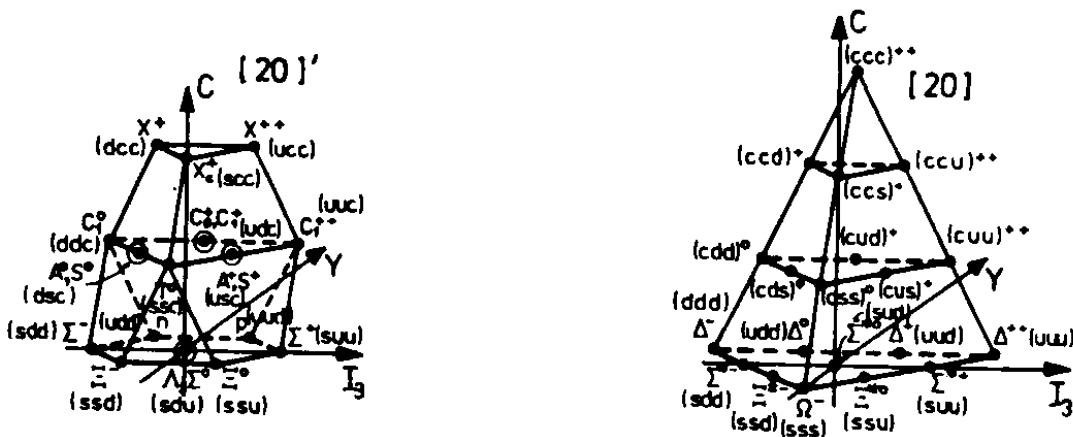


Bild 32/33: SU(4)-Baryonmultipletts ($Q = I_3 + \frac{1}{2}(Y+C)$)

Manche experimentellen Daten sind nach Ansicht von Mac Gregor (1978) mit Vorsicht zu betrachten, da in der "Review of Particle Properties" sämtliche Ergebnisse, welche die SU(3) stützen, bevorzugt werden. Die anderen werden angezweifelt.

So werden z.B. die unterschiedlichen Zerfallsmoden des M(953)-Mesons und des η' (958) in der SU(3) nicht klar getrennt.

Das η_N (1083)-Meson sowie das $A_{1,5}$ (1197), die das SU(3)-Nonett überfüllen, wurden nicht leicht akzeptiert usw.

Das top-Quark sollte bei 40 bis 45 GeV (als eine η -Resonanz) zu finden sein. Bei CERN stehen für e^+e^- -Kollisionsexperimente seit 1982 450 GeV zur Verfügung. Aber bisher wurde es noch nirgends gefunden. Sollte es nicht bald gefunden werden, muß die Quarktheorie abgeändert werden. Nach der Heimschen Feldtheorie (siehe Kapitel 18) ist die maximale Anregungsenergie für η -Resonanzen allerdings 35,5 GeV, so daß t-Quarks gar nicht existieren sollten.

10.2 Farbladungen der Quarks

Gegenwärtig glaubt man drei Familien zu kennen, welche als elementare Konstituenten aller Elementarteilchen anzusehen sind. (Salam 1980)

Zusammen mit ihren Antiteilchen besteht jede Familie aus 15 oder 16 zweikomponentigen Fermionen (je nachdem, ob das Neutrino vierkomponentig ist oder nicht). Die dritte Familie ist durch Experimente noch nicht vollständig belegt. Es fehlen die farbigen Top-Quarks (t_R, t_G, t_B), wobei R = Rot, G = Grün, B = Blau und F = Farbe bedeuten.

	SU _F (3)-Tripletts		SU(2)-Dubletts	
	Quarks	Q	Leptonen	Q
1. Familie	u_R, u_G, u_B	+2/3	$\{ \nu_e \}$	0
	d_R, d_G, d_B	-1/3	$\{ e \}$	-1
2. Familie	c_R, c_G, c_B	+2/3	$\{ \nu_\mu \}$	0
	s_R, s_G, s_B	-1/3	$\{ \mu \}$	-1
3. Familie	t_R, t_G, t_B	+2/3	$\{ \nu_\tau \}$	0
	b_R, b_G, b_B	-1/3	$\{ \tau \}$	-1

Tabelle I: Quarks mit Flavours (u,d,c,s,t,b) und Farben (R,G,B) sowie Leptonen-Familien (Q-Ladung)

Bei den Leptonen gibt es keine Entsprechung zu den Farben. Sie sind farbneutral. Die starke Wechselwirkung besteht nur zwischen "farbigen" Teilchen, berührt daher nicht die Leptonen.

Leptonen tragen nur eine ganze Elementarladung. Dagegen besitzen die Quarks d,s und b die Ladung -1/3 und die übrigen (u, c und t) +2/3. Bei den Anti-Leptonen und Anti-Quarks kehrt sich das Vorzeichen der Ladung um. Man spricht von Anti-Rot, Anti-Grün und Anti-Blau.

Jede Farbladung kann den Wert +1/2, -1/2 oder Null haben.

Hadronen sind entweder zusammengesetzt aus drei Quarks mit drei verschiedenen Farben, oder einem Quark einer bestimmten Farbe kombiniert mit dem zugehörigen Anti-Quark (mit der entsprechenden Antifarbe). Die Summe der Farbladungen ergibt stets die "weiße Farbe" bzw. Farbladung Null.

Weil nur solche Teilchen existieren, deren Farbe Weiß ist, gibt es nach der Colored Quark-Theorie Baryonen und Mesonen.

Die Differenz zweier Farbzustände entspricht demjenigen der Antifarbe.

(a)

Farbladungen

Quarks	R-G	G-B	B-R	$\Sigma =$
Rot: R	+1/2	0	-1/2	0
Grün: G	-1/2	+1/2	0	0
Blau: B	0	-1/2	+1/2	0
$\Sigma =$	0	0	0	

(b)

Farbladungen

Quarks	R-G	G-B	B-R
Rot: R	+1/2	0	-1/2
Grün: G	-1/2	+1/2	0
Anti-Blau: $\bar{B}$	0	+1/2	-1/2

- Bild 34:
- a) Kombinationen von drei verschiedenen Farbladungen zu Null.
 - b) Beispiel für die Kombination von zwei verschiedenen Farbladungen zur Anti-Farbe.

Die Farbe wird durch zwei andere Quantenzahlen bestimmt, die Farb-Isotopenspin und Farb-Hyperladung genannt werden, in Analogie zur Quark-Symmetrie-Gruppe $SU(3)_F$, Bild Nr. 24 . Die Farbe F ist eine exakte Symmetrie.

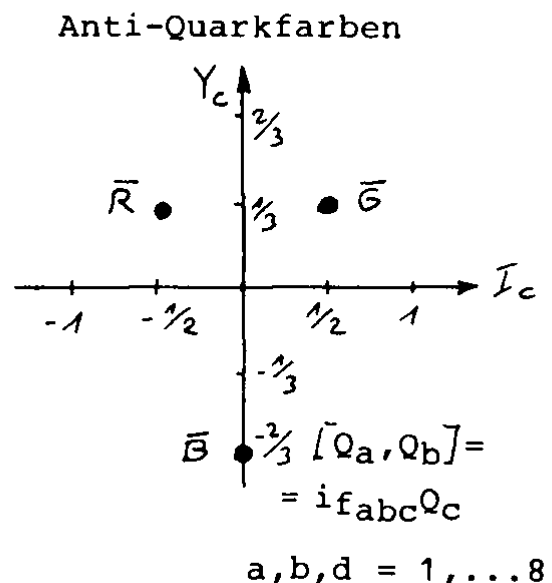
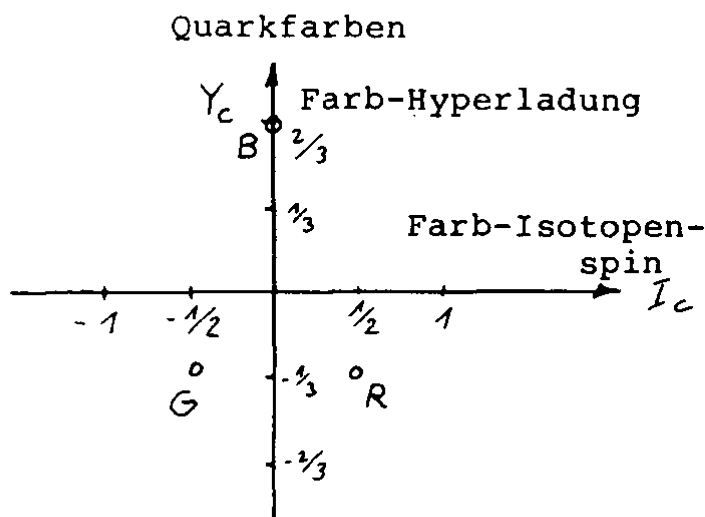


Bild 35: Klassifikation der Farbladungen

Die erste Bestätigung für die Existenz der Farbquantenzahl ergab sich aus der Interpretation des Zerfalls des neutralen π -Mesons (1971), das durch elektromagnetische Wechselwirkung in zwei Photonen zerfällt. Die berechnete Lebensdauer für das π^0 ergab $0,75 \cdot 10^{-15}$ Sekunden. Die Experimente zeigten jedoch nur eine Lebensdauer für π^0 von rd. $0,83 \cdot 10^{-16}$ Sekunden.

(Das π^0 -Meson ist eine Mischung aus den Quarkstrukturen $\bar{u}u$ und $\bar{d}d$ zu gleichen Teilen.)

Der Faktor $9 = (N_C)^2$ in der Lebensdauer zwischen Theorie und Experiment verschwindet, wenn die Zahl der Farbfreiheitsgrade N_C gerade 3 beträgt, d.h. mit 3 colored quarks läßt sich der π^0 -Zerfall verstehen (Adler 1970).

Die Anzahl 3 für die Farbladungen liefert auch ein Vergleich der Produktionsraten-Verhältnisse zwischen Hadronen und Leptonen (Myon-Paare) in Elektron-Positron-Vernichtungs-Experimenten. Für Energien unterhalb der für Charm-Teilchen erforderlichen, ist die Produktionsrate $R_{\text{(Teilchensorte)}}$ gegeben durch die Summe der Ladungsquadrate e^2

(81)

$$R = \frac{3R_{\text{Hadronen}}}{R_{\text{Leptonen}}} = \frac{3(e_u^2 + e_d^2 + e_s^2)}{e_\mu^2} = \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 = 2$$

Nach dem Gell-Mann-Zweig-Modell, welches nur 3 Quarks u, d und s mit Drittel-Ladungen annimmt, ist

$$R = \frac{R_{\text{Hadronen}}}{R_{\text{Leptonen}}} = \frac{2}{3}$$

Die Farb-Charm-Hypothese mit drei Quark-Quartetts und Drittel-Ladungen ergibt

$$R = 3 \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 \right] = \frac{10}{3} \quad (82)$$

Für Energien oberhalb von 3 GeV, wo Charm berücksichtigt werden muß, ist dieser Wert experimentell gut bestätigt. (Das Han-Nambu-Modell(1965), das mit ganzen Ladungen rechnet, würde

$$(1)^2 + (1)^2 + (-1)^2 + (-1)^2 = 4 \quad \text{ergeben.})$$

Die Experimente im Energiebereich von 2 bis 4 GeV, die seit 1973 durchgeführt wurden, ergaben ein Verhältnis R von 2,2.

Damit ist die Anzahl der Farben = 3 annähernd bestätigt.

10.3 Gluonen - die Quanten der starken Wechselwirkung

Man stellt sich vor, daß die farbigen Quarks durch "Gluonen" (Leim-Teilchen) zusammengehalten werden, so wie sich Elektronen und Positronen durch Austausch von Photonen anziehen. Alle Gluonen sind masselos und haben den Spin $S = 1$ und sind elektrisch neutral wie die Photonen. Sie tragen im Gegensatz zu Photonen Ladungen, u.z. jeweils eine Farbe und eine Antifarbe und können daher auch miteinander wechselwirken und sog. Gluonenbälle bilden. Gluonen vermitteln zwischen Quarks und Antiquarks in Mesonen und zwischen drei Quarks in Baryonen.

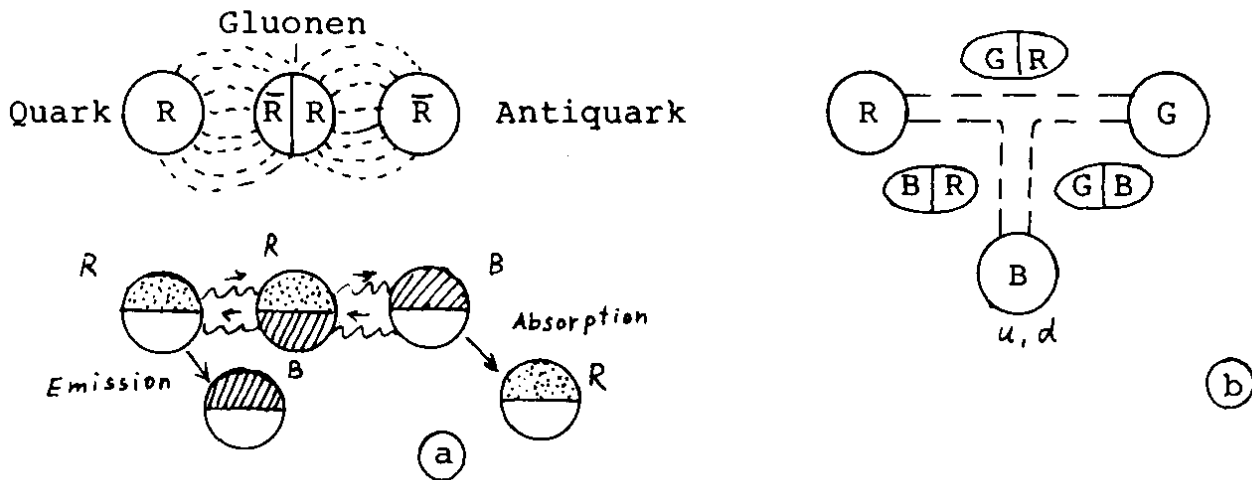


Bild 36: a) Wechselwirkung der Gluonen b) Drei-Gluonen-Vertex

Es gibt neun Möglichkeiten, eine Farbe und eine Antifarbe zu kombinieren. Die Farbkombinationen $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ dürfen jedoch nicht gemeinsam auftreten (die Quantenzahlen sind Null).

Die Kombinationen $R\bar{R}-G\bar{G}$ und $R\bar{R}+G\bar{G}-2B\bar{B}$ können (bis auf Korrekturfaktoren) als zwei mögliche Gluonen neben den anderen sechs aufgefaßt werden.

	R	G	B
R	$R\bar{R}$	$G\bar{R}$	$B\bar{R}$
G	$R\bar{G}$	$G\bar{G}$	$B\bar{G}$
B	$R\bar{B}$	$G\bar{B}$	$B\bar{B}$

(+)

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}) = F_1$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}) = F_2$$

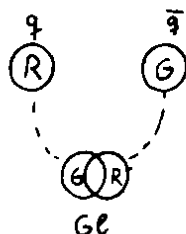
Anzahl möglicher Gluonen (Farb-Vektor-Bosonen)

Bei der Wechselwirkung der Quarks mit Gluonen wechseln die Quarks ihre Farbladungen u.z. so, daß sich diese Farbänderung und die ursprüngliche kompensieren (Farbtransformation).

Es gibt auch die Identitätstransformation, bei der jede Farbe in sich selbst überführt wird.

Zum Gluonenaustausch kommt es nur dann, wenn sich die Farbladungen der Teilchen um ein Vielfaches von $1/2$ unterscheiden.

Die Farbänderungen der Gluonen G_i ergeben sich aus der Kombination von einer Farbe und Antifarbe oder aus der Überlagerung von zwei gleichen Farben und einer anderen, z.B.:



	R-G	G-B	B-R
R ↑	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$
+ G-bar ↓	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
↑↑ Gl(R→G)	1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$

	R-G	G-B	B-R
R ↑	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$
+ R ↑	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$
+ B ↓	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Gl(R→B)	1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$

Die Quarks, die in Mesonen und Baryonen gebunden sind, tauschen ständig ihre Farbladungen mit Gluonen aus, bleiben aber jederzeit insgesamt farbneutral (weiß).

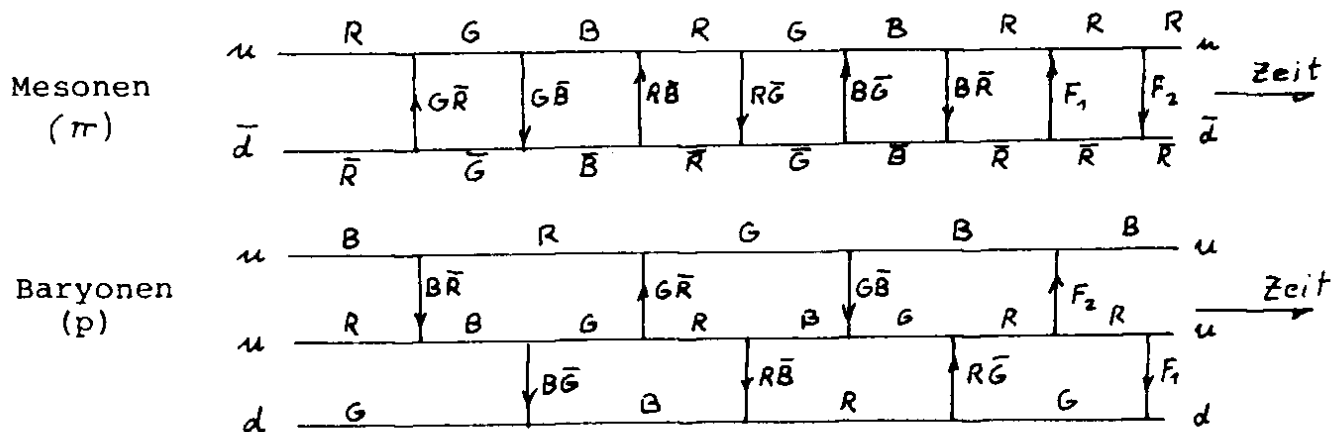


Bild 37: Austausch von Gluonen in Mesonen und Baryonen unter Bewahrung der Farbneutralität

Wie das Elektron, so ist auch das Quark von einer Wolke virtueller Quark-Antiquark-Paare und Gluonen umgeben.

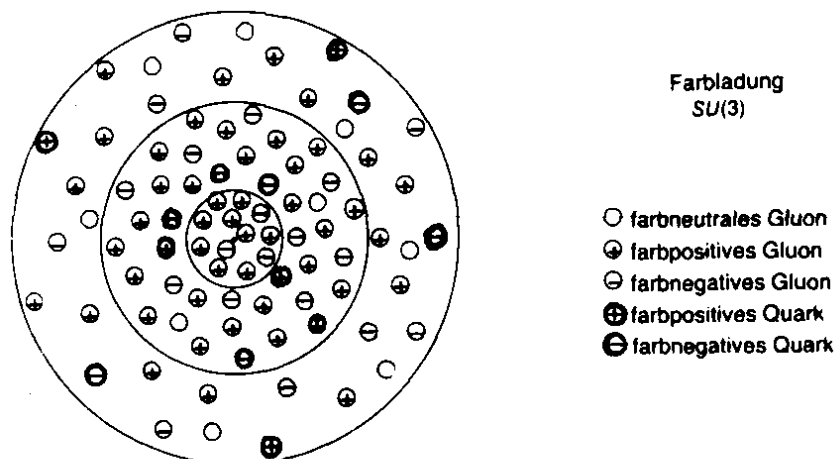


Bild 38: Virtuelle Teilchen (Quarks beider Farbladungen, Gluonen farbneutral -positiv und -negativ) um ein Quark.

10.4 Das Quark-Confinement

Die Gluonen schirmen die Ladung des Quarks nicht ab wie die virtuellen Positron-Elektron-Paare, sondern erhöhen sie durch ihre eigene Ladung. Die Farbladung ist in der Entfernung von Quarks größer als in deren Nähe. Das Quark-Feld umschließt die Farbladungen wie eine "Blase". Quarks können daher nicht auseinandergerissen werden, weil die Kraft zwischen diesen mit dem Abstand anwächst, um den man die Quarks bei hochenergetischen Stößen versetzt ("Quark-Confinement").

Die Farbkraft F zwischen zwei entgegengesetzten Farbladungen ist

$$F = \frac{a(r)}{r^2} + b \quad (83)$$

Dabei ist b eine Konstante, der sich die Kraft in Abständen $r > 10^{-13}$ cm annähert. Sie beträgt 14t! Die Funktion $a(r)$ nimmt mit dem Abstand vom Quark langsam ab. Sie ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Quark ein Gluon emittieren kann. Die Wahrscheinlichkeit ist umso kleiner, je näher ein Quark einem Antiquark kommt und beträgt rd. 1/5.

Die entsprechende Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron ein Photon emittiert, ist durch die Kopplungskonstante $\alpha = 1/137.026$ gegeben. Während die elektromagnetische Feldstärke in der Nähe des Elektrons bis ins Unendlich zunimmt, wie man in der Quantenelektrodynamik annimmt, spüren die Quarks in Abständen von weniger als rd. 10^{-13} cm keine Bindung gegeneinander, d.h. Quarks sind asymptotisch frei (bzw. Ultraviolett-Freiheit).

In dem polarisierenden Feld zwischen Quark und Antiquark in einem Meson können spontan Quark-Antiquark-Paare entstehen. Beide Paare sind wiederum eingeschlossen wie in eine Blase und sind nach außen hin farbneutral, d.h. die Farb-Kraftlinien verbinden die beiden Paare nicht, die zwei Mesonen bilden.

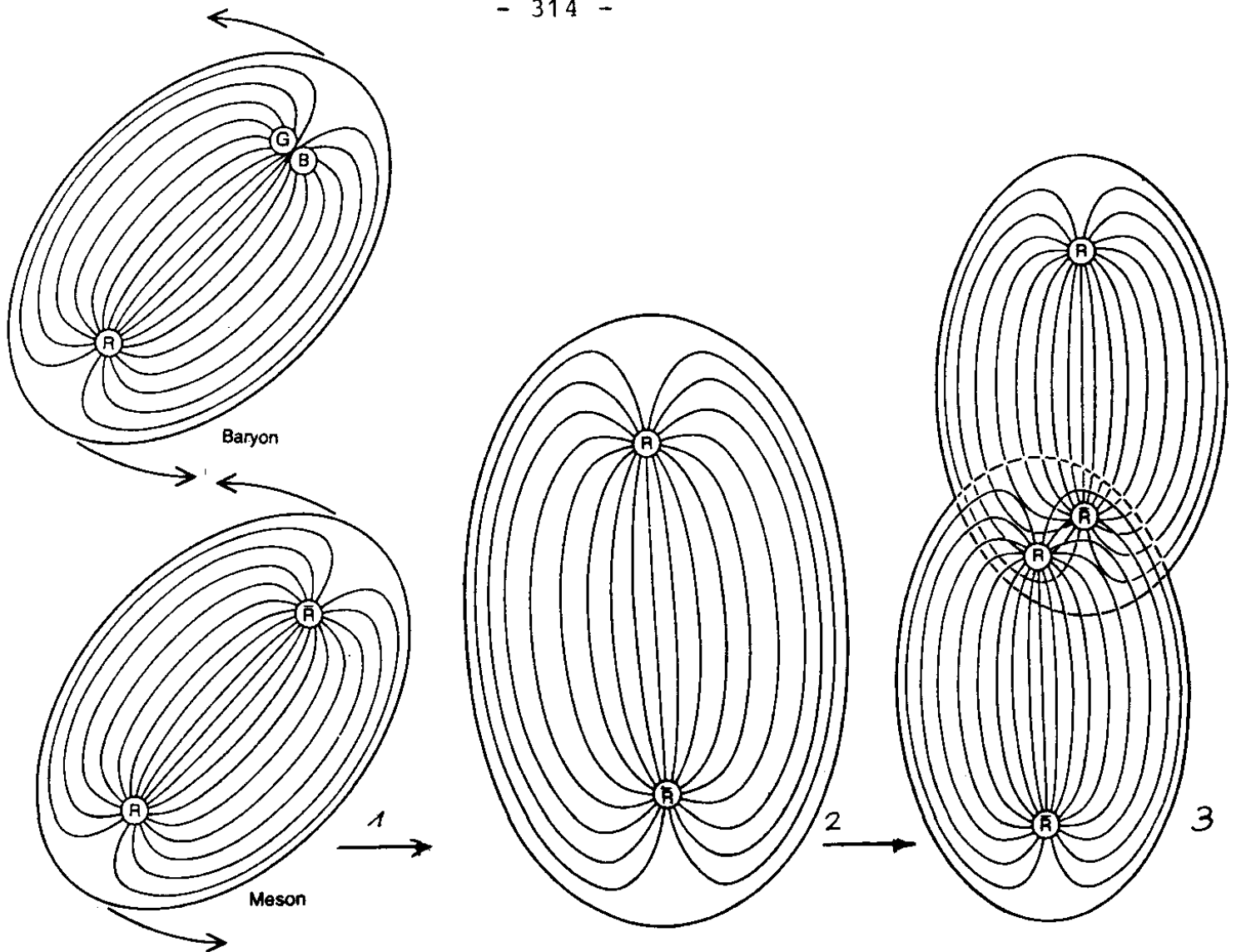


Bild 39: Baryonen-Blase und Bildung neuer Mesonpaare durch Energiezufuhr

Durch Rotation der Hadronen werden Quark und Quark-Paar infolge der Zentrifugalkraft auseinandergetrieben. Dadurch nimmt die Masse des Hadrons zu. Rotierende Quarks erzeugen "farbmagnetische" Felder, das die gleiche Richtung wie der Quark-Spin hat. Je nach Umlaufsrichtung des Farbladungs-Stromes stoßen sich zwei Quarks ab oder ziehen sich an. Ist z.B. ein Meson aus Quarks zusammengesetzt, dessen Spins parallel stehen, so hat es eine größere Masse als ein Meson, dessen Quark antiparallele Spins besitzt.

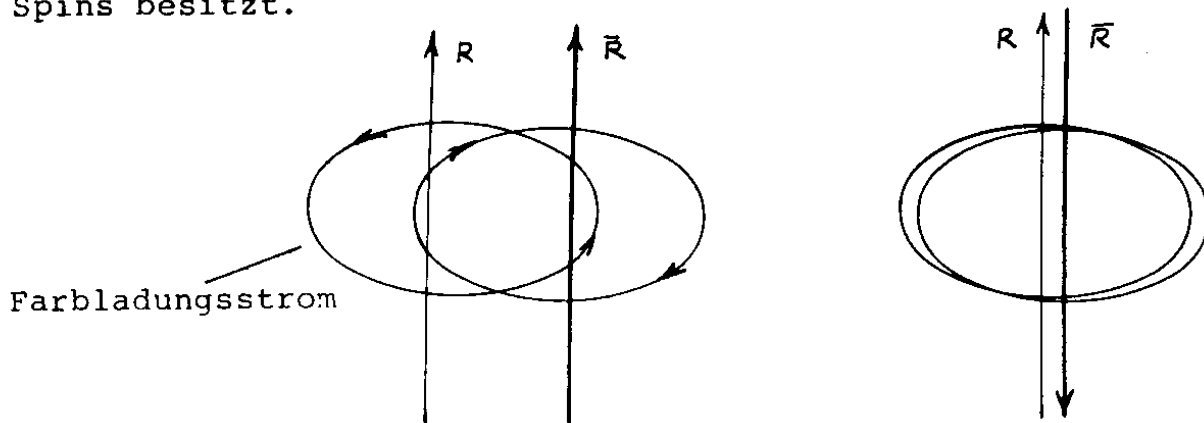


Bild 40: Mögliche Stellungen der Quark-Spins im Meson

Neben dem Blasen-Modell zur Erklärung des Quark-Confinement, also der Tatsache, daß Quarks nicht als freie Teilchen in Erscheinung treten können, gibt es das String-Modell und das Bag-Modell.

Das erste nimmt an, daß masselose Quarks durch ein eindimensionales ("Gummi"-)Band verbunden sind, das eine konstante Spannung pro Länge besitzt. Zentrifugalkräfte hindern die Quarks am Zusammenfallen. Die Enden sollen mit Lichtgeschwindigkeit rotieren. Damit ist die Energie proportional zur String-Länge, und der Drehimpuls ist proportional dem Quadrat der Energie (was für Hadronen experimentell verifiziert worden ist).

Im Bag-Modell sind die Quarks in Gebieten eingeschlossen. Der Druck der Quarks im Innern bzw. die Energie ist (wie bei einem Luftballon) dem Volumen des Bags proportional. Wenn das Bag rasch rotiert, wird es zum String.

Die Strings werden erzeugt durch die Wechselwirkung der Gluonen im Farbkraftfeld, welches die Feldlinien zusammenzieht. Das Phänomen des Anwachsens der Kräfte mit zunehmendem Abstand r der Quarks wird als Infrarot-Sklaverei bezeichnet.

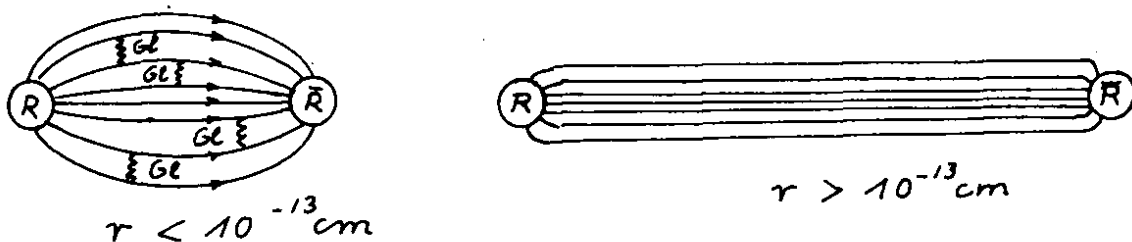
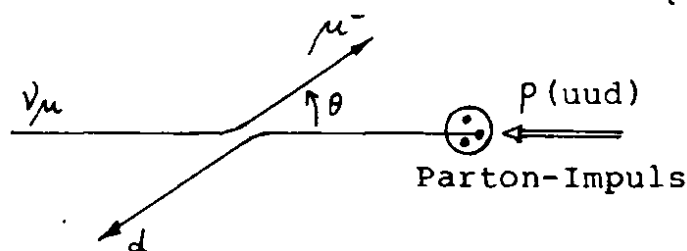


Bild 41: Farb-Kraftlinien zwischen den Quarks mit verschiedenem Abstand r

Bei genügend hohen Energien (zwischen 1 bis 2 GeV) können spontan weitere Austauschgluonen entstehen, wobei sich die Farben und Antifarben jeweils kompensieren. Die Gluonen können Bälle bilden, die aus mindestens drei Paaren bestehen.

Berechnet man die Wirkungsquerschnitte für die ν_μ -Neutrino-Proton-Streuung,



so muß man die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die mittleren Dichten der einzelnen Quarktypen aufsummieren. Die Wirkungsquerschnitte sind für Neutrinos und Anti-Neutrinos unterschiedlich.

Aus der Verteilung der Partialimpulse und aus dem Streuparameter $y = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos \theta)$ läßt sich auf die Verteilung der Quarks und der Anti-Quarks im Inneren der Hadronen schließen. Experimente am CDHS-Detektor (Cern-Dortmund-Heidelberg-Saclay-Detektor) ergaben, daß bei Beschuß mit My-Neutrinos mit Energien E_ν zwischen 30 und 90 GeV diese nur an den Quarks des Protons gestreut werden. Dagegen werden Anti-Neutrinos vorwiegend an Antiquarks gestreut, was zu der Erkenntnis führte, daß im Proton neben den "Valenz"-Quarks auch Quark-Antiquark-Paare $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ einen sog. Quark-Antiquark-See bilden.

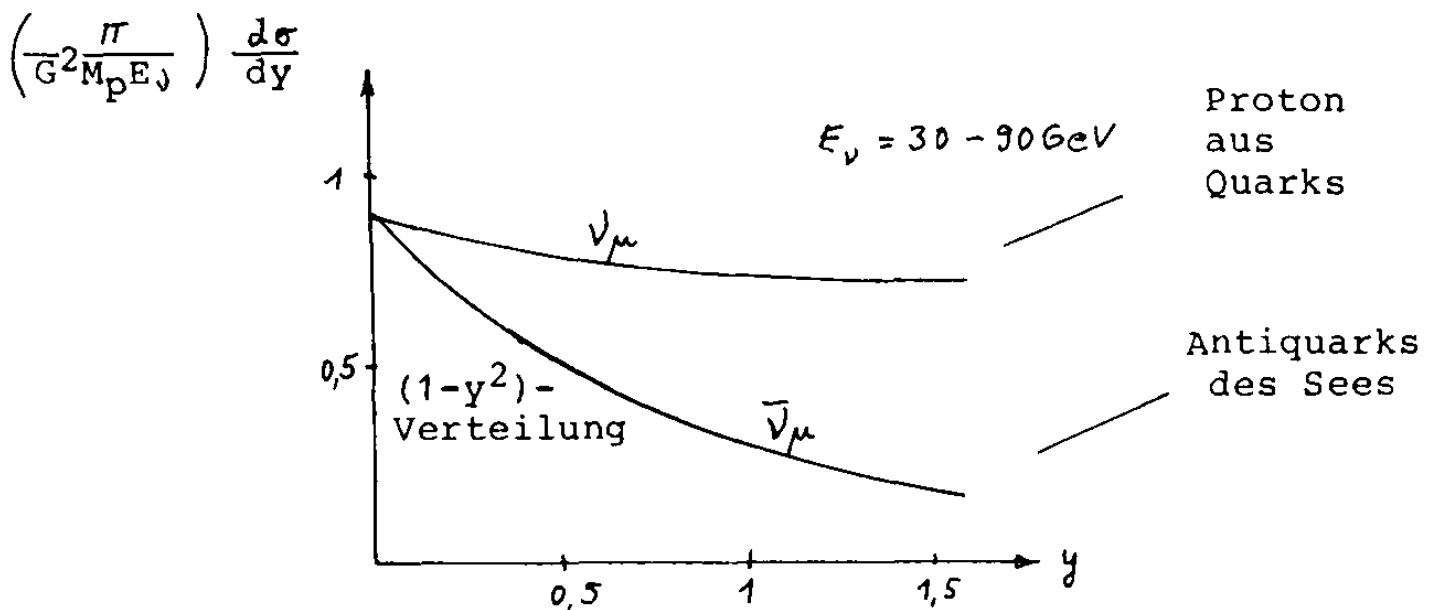


Bild 42: Antineutrinos werden an Antiquarks des $q\bar{q}$ -Sees gestreut, Neutrinos nur an den Valenz-Quarks.

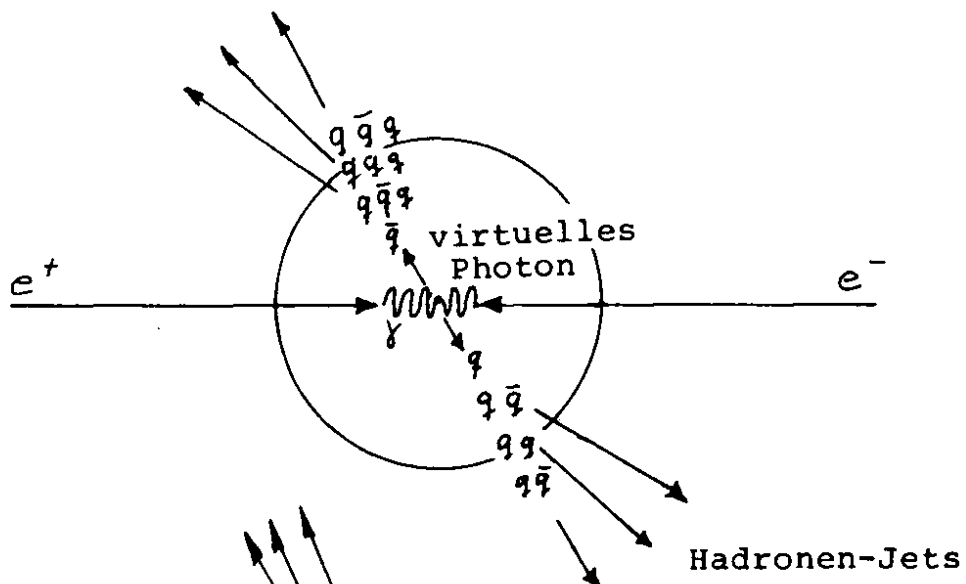
Man kann daraus schließen, daß 75 % der Quarks im Proton aus Valenz-Quarks (uud) und 25 % Quark-Antiquark-Paare zum See gehören (Kleinknecht 1978).

Die $q\bar{q}$ -Paare entstehen beim Austausch von Gluonen zwischen den Valenz-Quarks.

10.5 Hadronen-Jets

Wenn die kollidierenden Teilchen in Streuexperimenten ähnliche Impulsrichtungen haben, d.h. wenn sich harte Bestandteile im Teilcheninnern treffen, so können Jets entstehen, d.h. Teilchenstrahlen mit annähernd gleicher Impulsrichtung. Stoßen Elektronen e^- mit Positronen e^+ zusammen, so lösen sie sich in Photonen auf, bei höheren Stoßenergien entstehen jedoch Myonen und bei noch höheren Pionen, bis schließlich bei mehreren GeV Quarks gebildet werden müßten. Doch diese verbinden sich auf eine bisher noch nicht ganz geklärte Weise mit Antiquarks und bilden einen Hadronen-Strahl. Es entstehen i.a. zwei Jets. Wenn eines der Quarks q ein reelles Gluon G aussendet, verliert es einen Teil seiner Energie. q , $\bar{q}$ und G fliegen weiter auseinander. Dabei sorgt die zunehmende Farbkraft dafür, daß sich an jedes dieser Teilchen weitere $q\bar{q}$ -Paare heften und als drei Hadronen-Jets in Erscheinung treten. Das Gluon lebt nur 10^{-25} Sekunden lang und kann nicht beobachtet werden.

a)



b)

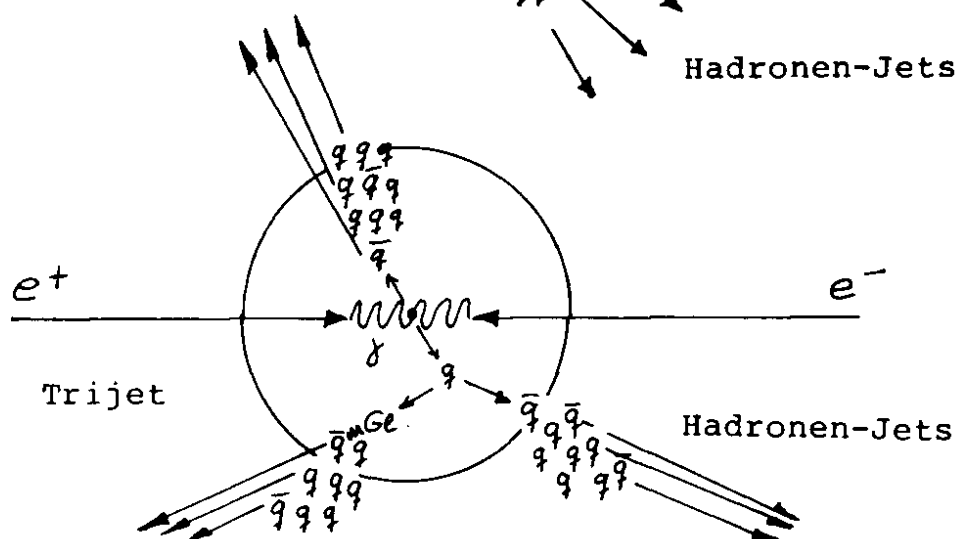


Bild 43:

- a) Zerstrahlung eines virtuellen Photons in ein $q\bar{q}$ -Paar.
- b) Nach der Entstehung eines $q\bar{q}$ -Paares sendet ein Quark ein Gluon aus. Sämtliche drei Teilchen erhalten ein Gefolge aus $q\bar{q}$ -Paaren (Hadronen).

Diese Jets werden auch bei $p\bar{p}$ -Stößen registriert. Bei zunehmendem Transversalimpuls verlangsamt sich die Verringerung des Streuquerschnitts σ für Protonenstöße. Der Überschuss an Ereignissen, bei denen Jets mit hohen transversalen Amplituden (großen Streuwinkeln) auftreten, ist ein Hinweis darauf, daß nicht nur Stöße zwischen den Quarks, sondern auch Stöße zwischen Quarks und Gluonen auftreten.

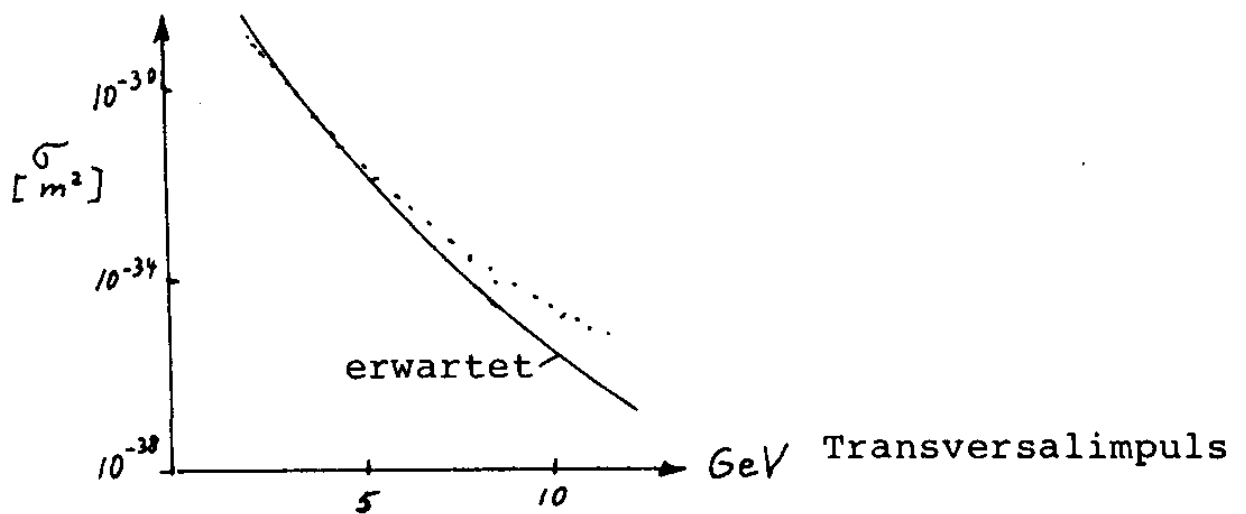


Bild 44: Zunahme des Streuquerschnitts σ mit wachsender Stoßenergie gegenüber der erwarteten Kurve.

Gluonen selbst lassen sich ihrer kurzen Lebensdauer wegen nicht messen. Dagegen sollten die Konglomerate aus ihnen, die Gluonenbälle, langlebiger und daher registrierbar sein.

10.6 Die Gitter-Approximationsmethode

Die Berechnung der möglichen Massen kann durch sukzessive numerische Lösungsschritte nach der Gitter-Approximationsmethode (Wilson 1980) durchgeführt werden.

Der vierdimensionale euklidische Raum wird in Gitter unterteilt. Zunächst werden die charakteristischen Variablen für den jeweiligen Bewegungszustand des Hadrons oder Gluonenballs für jeden Gitterpunkt bestimmt. Anschließend werden die Maschen des Gitters engergemacht und die Rechnungen wiederholt. Mit dieser Methode lassen sich der Quark-Einschluß sowie die asymptotische Freiheit voraussagen.

Die Gitter-Eichtheorie ist eine Regularisierung im Sinne des Renormierungsprogramms, d.h. es werden divergente Impulse und Energien "abgeschnitten". Die Eckpunkte eines Gitters beschreiben einen physikalischen Feldzustand (z.B. ein Quark $\psi_{\alpha,f,C}(x)$ mit den Indizes für α = Dirac-Teilchen, $f = u,d,s,c$ = Flavour, $C = r,g,b$ = Color). Die vier Eckpunkte einer Ebene bilden eine Plakette und die Verbindung zwischen zwei Punkten heißt Kante b .

Damit zwei Zustände in zwei Punkten verglichen werden können, wird ein Eichfeld als Maßstab eingeführt. Ebenso wie die infinitesimale Parallel-Verschiebung des Vektorpotentials auf einer geschlossenen Kurve zu einer elektrischen Feldstärke und der infinitesimale Paralleltransport des Gravitationspotentials auf einer geschlossenen Linie zur gravitativen Feldstärke oder Raumkrümmung führt, so entspricht der Transport eines Zustandsvektors entlang der Kanten bzw. auf einem Band dem Eichfeld dieser Plakette. Eichfelder auf dem Gitter entsprechen also dem Paralleltransport längs Kanten. Plaketten mit unverdrillten Transportbändern besitzen den niedrigsten Energiezustand. Plaketten mit verdrehten Bändern speichern die Energie des Eichfeldes. Die Gittereichfelder $U(b)$ entsprechen einer Wirkung; die Dynamik einer Gitter-Eichtheorie wird durch die Wirkungen festgelegt.

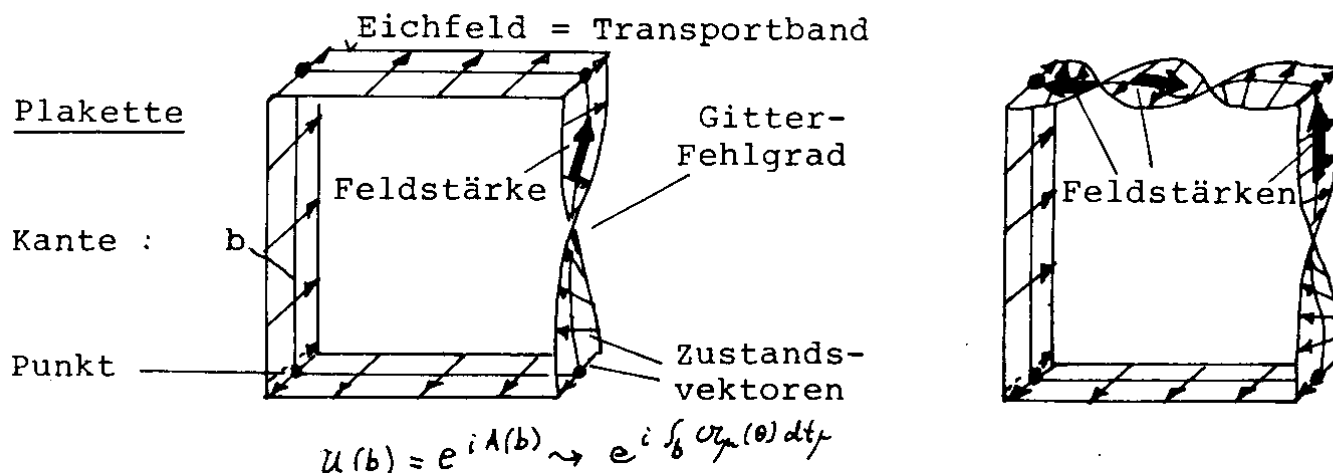


Bild 45: Plakette als Gitterelement mit Gitter-Eichfehler (verdrilltes Transportband). Die dicken Pfeile markieren die Stärke des Eichfeldes.

Die Verdrillung kann von Kante zu Kante verschoben werden, ohne daß sich die Feldstärke der Plakette ändert. Darin äußert sich die lokale Eichfreiheit.

Für jeden Gitterplatz kann der quantenmechanische Erwartungswert - das ist der Mittelwert aller möglichen Konfigurationen des Feldes, die durch Fluktuationen entstehen, - für den Aufenthalt eines Teilchens errechnet werden. Die Feldstärken sind jeweils auf den Kanten b zwischen den Eckpunkten definiert. Im Vakuum kompensieren sich die Richtungen aller Feldvektoren im Mittel, d.h. in großen Gittern ist die Feldstärke trotz der Fluktuationen des Vakuumfeldes Null.

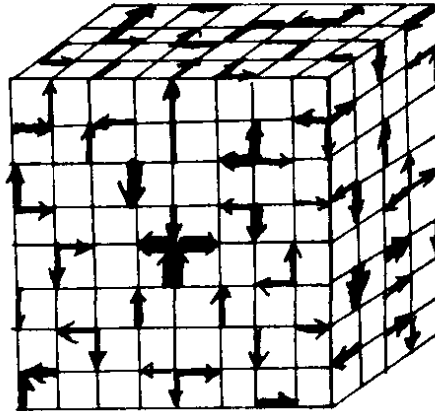


Bild 46: Feldstärken der Vakuumfluktuationen auf dem Gitter

Jeder einzelne Erwartungswert muß gewichtet, d.h. mit einem (Gewichts-)Faktor k multipliziert werden. Das Gewicht der Konfigurationen hängt von der jeweiligen Wirkung S ab. Bezeichnet g die Kopplungskonstante, so ist die Gesamtwirkung der Konfiguration

$$\exp\left(\frac{S}{g^2}\right) \sim \frac{1}{k} \quad \left(\begin{array}{ll} g^2 = 4\pi\alpha_s & \text{im Falle des} \\ \alpha_s = 1/137 & \text{elektro-magnetischen} \\ & \text{Feldes} \end{array} \right)$$

Die Konfiguration trägt zum Mittelwert umso weniger bei, je größer die Wirkung S ist. Die Kopplungsgröße g variiert mit dem Gitterabstand. Wenn die Maschen verkleinert werden, verringert sich auch g .

Eine große Kopplungskonstante g kann den Gewichtungsfaktor k bei quantenmechanischen Fluktuationen mit großer Wirkung S stark erhöhen, und die Wahrscheinlichkeit für Gitterkonfigurationen nimmt ab. Man rechnet mit 10^5 zufallsverteilten Konfigurationen nach der Monte-Carlo-Methode, mit welcher aus einer Stichprobe auf die Gesamtmenge geschlossen werden kann.

In grobmaschigen Gittern ergibt sich ein Einschluß nicht nur für das Farbfeld der Quark-Teilchen, sondern auch für das elektrische Feld zwischen Elektronen und Positronen, im Widerspruch zur Erfahrung, wonach Elektronen und Positronen frei beweglich sind.

Wird die Maschengröße immer mehr verkleinert und damit g , so geht im elektrostatischen Feld ab einem bestimmten Wert die string-artige Feldlinienverbindung zwischen zwei Ladungen in eine "aufbrechende" Feldlinienverteilung über, im Gegensatz zum Farbfeld der Quarks, das als String eng begrenzt bleibt. Dieses Confinement ist die Folge der komplexeren Eichfelder, welche drei Farbladungen berücksichtigen müssen.

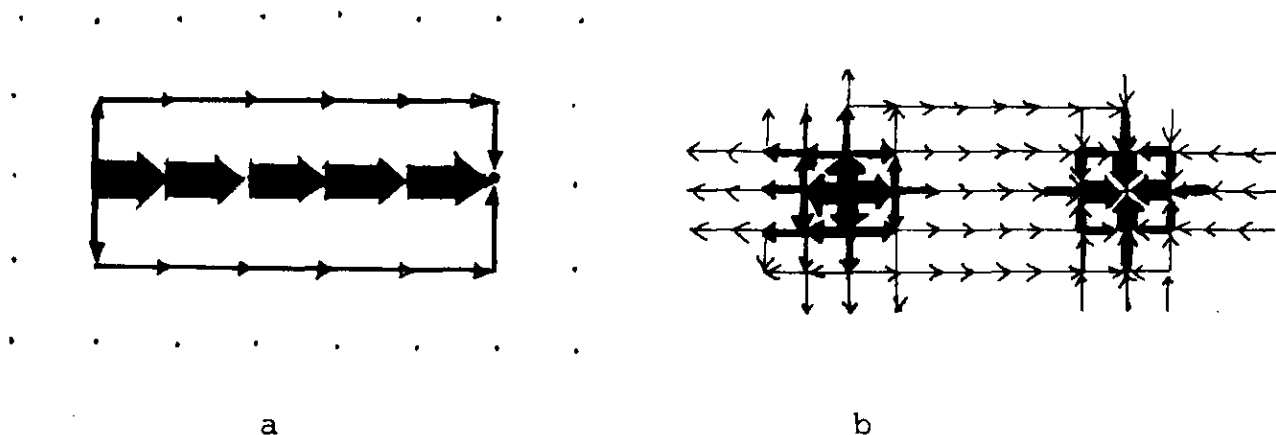


Bild 47: a) Einschluß der Feldlinien der elektrischen und der Quark-Ladungen zwischen zwei Ladungen nach der Gittereichtheorie für ein grobmaschiges Netz.
b) Aufbrechen der elektrischen Feldlinien im feinmaschigen Gitter

Die Rechnungen im Rahmen der Gittereichtheorien sagen voraus, daß die Quarks bei extrem hohen Temperaturen ($\sim 2 \cdot 10^{12}$ °K) frei werden und das Confinement zusammenbricht.

Ehe nicht auch die Beschreibung der Kopplung von Gluonen-Strings an dynamische Quarks gefunden wird, welche für den Zerfall der Strings in Hadronen verantwortlich ist, bleiben die numerischen Lösungen für die Bindekräfte zwischen statischen Quarks ohne logischen Beweis.

Am DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg) wurden mit der Gitterapproximationsmethode die Massen der Gluonen-Bälle berechnet. Skalare Gluonenbälle, deren Gluonenspins antiparallel stehen und sich kompensieren, halten sich im Zentrum des Gitters auf und sollten bei ungerader Parität rd. 1,5 GeV Masse besitzen. Gluonenbälle, deren beide Komponenten parallele Spinstellungen besitzen, sind tensorielle Gluonenbälle (Spin 2). Sie lassen sich im Gitterraum als Torus darstellen. Ihre Masse liegt zwischen 1,5 und 2 GeV (bei gerader Parität und Ladungskonjugation). Die meisten Gluonenbälle können mit Mesonen verwechselt werden.

1981 wurde am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) ein Teilchen ι (Jota) mit der Masse 1,44 GeV entdeckt, die in keinem anderen Hadronen-Zustand zu finden ist. Es wird als erstes Gluonium aus einer Familie weiterer möglicher Mitglieder angesehen. Das Jota-Teilchen entsteht beim ψ -Zerfall, hat Spin = 0 und ungerade Parität. Da das E-Meson ein pseudoskalar Teilchen ist (mit $S = 1$ und Parität $J = 1$), kann es nicht mit diesem verwechselt werden.

Das SU(3)-Modell der starken Wechselwirkung kann nicht erklären, weshalb die integralen Ladungsfelder nur aus qqq - und $q\bar{q}$ -Quarkkombinationen bestehen, daß aber $q\bar{q}\bar{q}$ - und qq -Zustände nicht auftreten.

11. Spontane Symmetrie-Brechung und Higgs-Mechanismus

In Anwesenheit von Feldern degeneriert oder zerfällt das Vakuum. Die Symmetrie wird plötzlich verletzt. In der Theorie der Eichfelder wird das Auftreten der Wechselwirkungsbosonen im Vakuum folgendermaßen ausgedrückt:

Eine "spontane" Symmetrie-Brechung - so genannt nach Baker und Glashow (1962) - erscheint, wenn der Grundzustand nicht invariant ist gegenüber einer Transformationsgruppe. Die erzeugten masselosen Teilchen heißen Goldstone-Bosonen, d.h. die Manifestation der gebrochenen Symmetrie kennzeichnet den Vakuumerwartungswert eines Goldstone-Feldes (Goldstone 1961).

Es wurde bereits gesagt, daß die Yang-Mills-Felder eine Masse erhalten müssen, damit die Reichweite der geladenen Vektor-Bosonen endlich und kurz wird. Ein Weg zu dieser Realisierung wurde von Englert und Brout (1964) sowie von Higgs (1964) gefunden. Die Yang-Mills-Felder werden massiv bei Beibehaltung einer exakten Eichsymmetrie. Das Verfahren wurde von Kibble (1967) auf die nicht-Abelsche Symmetrie ausgedehnt. (Näheres siehe z.B. auch bei Bernstein 1974).

Der Vakuumzustand wird für alle konstanten Felder ϕ^i wieder mit $\phi^+ \phi = \phi_i \phi^i = \frac{v^2}{\lambda} = v$ angenommen. Kleine Anregungen des Grundzustandes werden durch die Parametrisierung

$$\phi(x) = e^{-i\theta^a(x)\left(\frac{v+h(x)}{\sqrt{2}}\right)}; \quad a = 1, \dots, \dim(G-H) \quad (84)$$

beschrieben.

Für eine Gruppe $G = SO(n)$ ist $\dim(G-H) = n-1$.

Die Goldstone-Felder lassen sich als Parameter der Eichtransformation zweiter Art auffassen $\theta^a(x) \sim \xi^a(x)/v$, d.h. sie besitzen keine physikalische Bedeutung und können weggeeeicht werden.

Die Form des Eichfeldes wurde bisher vorgeschrieben durch die Lorentz-Eichung $\partial^\mu A_\mu = 0$ in (1). Wird die Eichfixierung in der Weise vorgenommen, daß $v(x)$ die Form $\left(\frac{v^0+h(x)}{\sqrt{2}}\right)$ erhält, z.B. daß die kovariante Differentiation D_μ lautet

$$D_\mu = \partial_\mu - i\left(A_\mu + \frac{1}{ev} \partial_\mu \xi\right), \quad (85)$$

so treten die unphysikalischen ξ -Freiheitsgrade nicht mehr (in der Lagrangefunktion) auf.

Die Störungen des Grundzustandes lassen sich darstellen durch eine räumliche Drehung und durch eine Drehung im Isospinraum.

Die infinitesimale Transformation

$$U(1) = 1 + e^{i\theta(x)} \approx 1 + i\theta(x) \quad (86)$$

($1 \hat{=}$ Einheitsmatrix) stellt eine Drehung von v_0 dar.

Mit der Funktion

$$h(x) \equiv i\sqrt{2}\theta(x)v_0, \quad v_{\text{Min}} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 \end{pmatrix} \quad (87)$$

ist die Transformation von v_{Min}

$$v(x) = U(1) \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 + i\theta(x)v_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 + h(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (88)$$

Die Drehung im Isospinraum wird durch die infinitesimale SU(2)-Transformation

$$SU(2) = 1 + i\sigma_i\theta^i(x) \quad (89)$$

beschrieben und auf $v_{\text{Min}}(x)$ angewendet. σ_i sind die Pauli-schen Spin-Matrizen in der Kombination $\sigma_1, \sigma_2, \frac{1-\sigma_3}{2}$ und $\frac{1+\sigma_3}{2}$. Anwendung der ersten drei Matrix-Ausdrücke führt auf von Null verschiedene Grundzustände, d.h. auf massive Vektor-Teilchen. Dagegen ist

$$\frac{1+\sigma_3}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v_0 \end{pmatrix} = 0$$

Die Lagrangefunktion $\mathcal{L}_H$ für das Higgs-Feld ist

$$\mathcal{L}_H = \partial_\mu v^\dagger \partial^\mu v - V(v) = \partial_\mu v^\dagger \partial^\mu v - \mu^2 (v^\dagger v) - \frac{\lambda}{2} (v^\dagger v)^2 \quad (90)$$

Wird (88) eingesetzt und werden höhere Terme vernachlässigt, so ist

$$\mathcal{L}_H \approx \frac{1}{2} \partial_\mu h^\dagger \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2\lambda v_0^2) h^\dagger h \quad (91)$$

$h(x)$ ist das Higgs-Feld mit der Masse

$$m_H^2 = 2\lambda v_0^2 = -2\mu^2, \quad (\mu^2 < 0) \quad (92)$$

Das skalare Higgs-Feld (h) ist neutral und kann nur im Spin-zustand 0 vorkommen.

Die massiven Vektorfelder besitzen auch longitudinale physikalische Polarisationszustände. Die Umwandlung der $n-1$ Goldstone-Bosonen $f(x)$ in longitudinale Polarisationszustände von massiven Vektorbosonen wird Higgs-Mechanismus genannt.

Masselose Vektorbosonen (z.B. Photonen) mit Spin $s = 1$ sollten in $(2s+1) = 3$ Spinzuständen auftreten. Da sie sich mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen, fehlt der transversale Spin-Zustand, den nur massive Felder tragen können. Um die Vektorbosonen massiv werden zu lassen, wurde das skalare Boson ($s = 0$), das Higgs-Feld $h(x)$, eingeführt.

Die Symmetrie des Isospins wird durch den Higgs-Mechanismus gebrochen, weil die masselosen Higgs-Goldstone-Bosonen verschwinden und die Yang-Mills-Teilchen den transversalen Spinzustand erhalten.

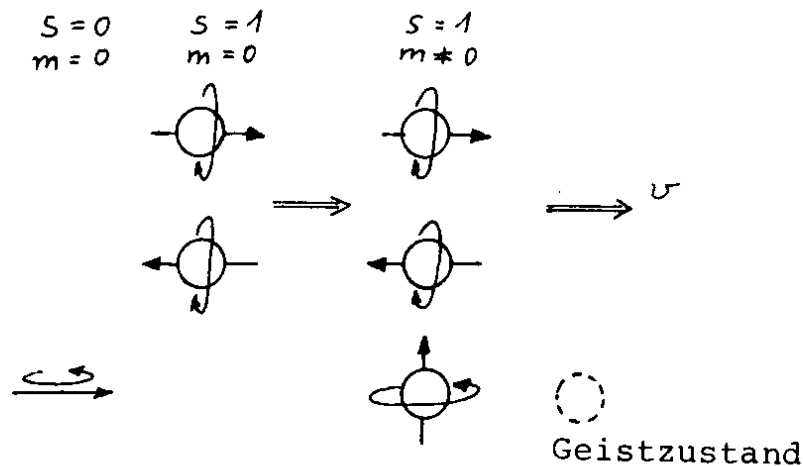


Bild 48: Massegewinnung eines Yang-Mills-Feldes durch ein skalares Higgs-Teilchen.

Das Higgs-Teilchen wird zu einem "Geist"-Teilchen, d.h. zu einer mathematischen Größe, die nicht beobachtet werden kann. Das wird dadurch bewerkstelligt, daß die Wahrscheinlichkeit, ein Geistteilchen zu erzeugen, stets Null bleibt.

Das Higgs-Feld legt für den Isospin-Vektor ein Bezugssystem fest. Als Vektor dargestellt, dessen Länge dem Vakuum-Wert des Feldes entspricht, kann man seine Komponenten den beiden Komponenten des Isospins überlagern. Die Orientierung der Protonen- und der Neutronen-Komponente bezüglich der Richtung des Higgs-Feldes läßt sich damit angeben.

Da die Richtung des Higgs-Feldes beliebig gewählt werden kann, ohne die Aussagen der Theorie zu beeinflussen, hebt der Higgs-Mechanismus die Symmetrie nicht auf, sondern verdeckt sie nur. Der Isospin-Vektor dreht sich synchron mit ihm mit.

Der Winkel zwischen den Komponenten des Isospins und dem Higgs-Feld-Vektor läßt sich messen.

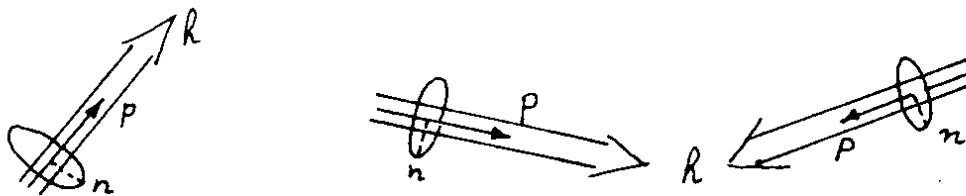


Bild 49: Festlegung der Isospin-Bezugsrichtung durch das Higgs-Feld $h(x)$.

Das spontane Brechen einer Symmetrie ist normalerweise mit der Existenz eines Goldstone-Bosons, eines masselosen Feldquants mit Spin, verbunden. Der Higgs-Mechanismus sorgt bei der spontanen Brechung einer Eichtheorie dafür, daß die Goldstone-Bosonen ihre physikalische Bedeutung verlieren und die Yang-Mills-Felder mit Masse versorgen, wobei die verbleibenden Spin-Null-Teilchen massive Higgs-Teilchen sind.

12. Die Vereinheitlichung der elektro-schwachen Kräfte

Die Erweiterung des Fermi-Modells der schwachen Wechselwirkung verlangte die Einführung von drei Wechselwirkungs-Quanten. Die Yang-Mills-Felder können es nicht sein, weil sie masselos sind. Die spontan gebrochene nichtabelsche Eichtheorie mit der Gruppe $SU(2) \times U(1)$ liefert massive Vektorfelder. Von Salam (1968) und Weinberg (1967) wurde vorgeschlagen, den Higgs-Mechanismus auf die Vereinigung der Leptonen anzuwenden. Glashow, Iliopoulos und Maiani (1970) dehnten dieses Verfahren auch auf Quarks aus: Die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie (GSW) wird als Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung bezeichnet.

Die eichinvariante lokale Lagrange-Dichte enthält Terme (freie Spinorfelder) für Elektron, Myon, Neutrino und Quarks, die zusammenfassend mit L_1 bezeichnet werden mögen. Außerdem werden für jede Komponente einer Erhaltungsgröße Eichfelder eingeführt:

$$\begin{aligned} U(1) &\rightarrow A_\mu(x) \text{ mit Feldtensoren } F_{\mu\nu} \\ SU(2) &\rightarrow B_\mu^i(x) \text{ mit Feldtensoren } F_{\mu\nu}^i \end{aligned}$$

was folgenden Anteil ergibt:

$$L_2 = -\frac{1}{4} (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu}) \quad (93)$$

Die Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung erfolgt mit zwei experimentell zu bestimmenden Kopplungskonstanten: g_2 für die schwache Hyperladung $U(1)$ und g_1 für den schwachen Isospin $SU(2)$. Die kovariante Ableitung ist daher zu ersetzen durch

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_1 B_\mu^i(x) I_i + \frac{i}{2} g_2 A_\mu(x) \quad (94)$$

Stark vereinfacht liefert der Higgs-Mechanismus eine Lagrange-Dichte für das Higgs-Feld Gl. (90):

$$L_3 = (D_\mu(x)) (D^\mu(x)) - \mu^2 (v^\dagger v) - \frac{\lambda}{2} (v^\dagger v)^2 \quad (95)$$

Darin treten beim Einsetzen von A_μ und B_μ^i Mischterme der Art $B_\mu^3 A^\mu$ auf, die durch Umeichung beseitigt werden:

$$\begin{aligned} Z_\mu &= A_\mu \sin \theta_w + B_\mu^3 \cos \theta_w \\ A_\mu &= -A_\mu \cos \theta_w + B_\mu^3 \sin \theta_w, \quad \tan \theta_w = \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (96)$$

Der Normierungswinkel θ_w ist der Weinberg-Winkel. Die gesamte Lagrange-Funktion $L = L_1 + L_2 + L_3$ setzt sich aus folgenden Anteilen zusammen:

$$\begin{aligned}
 L = & \left[\partial_\mu h \partial^\mu h \right] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad \text{Ur-Photon } \gamma^0 \quad - \quad \frac{1}{2} (-2\mu^2) h^2 \quad \text{Higgs-Boson } H^0 \quad (97) \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^1 F^{\mu\nu 1} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_1^2 v_0^2}{2} \right) a_\mu^1 a^{\mu 1} \quad \{W^+-\text{Boson}\} \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 F^{\mu\nu 2} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_2^2 v_0^2}{2} \right) a_\mu^2 a^{\mu 2} \quad \{W^--\text{Boson}\} \\
 & - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{g_1^2 v_0^2}{2 \cos^2 \theta_W} \right) Z_\mu Z^\mu \quad \{W^0\text{-Boson}\}
 \end{aligned}$$

Die Terme in den runden Klammern entsprechen jeweils den Massen der auftretenden Teilchen.

Im Gegensatz zur reinen elektromagnetischen Wechselwirkung bzw. in der U(1)-Theorie ist das Photon in der SU(2) x U(1)-Theorie eine Mischung aus dem "Urphoton" V_0 und dem neutralen W^0 -Boson, das weder eine elektrische noch eine schwache Ladung besitzt. Die Mischung aus V^0 und W^0 liefert entweder das beobachtete Photon γ oder das erwartete Z^0 -Boson. Während das Photon mit elektrisch geladenen Teilchen wechselwirkt, vermittelt das Z^0 -Teilchen Wechselwirkungen zwischen schwachen Ladungen (der Händigkeiten), wie sie z.B. Neutrinos tragen.

Da nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen eine schwache Ladung tragen, kann die Vereinigung von U(1) und SU(2) zur SU(2) x U(1) veranschaulicht werden durch eine Wechselwirkungs-Matrix, welche angibt, wie sich linkshändige Elektronen e_L^- in linkshändigen Neutrinos ν_L über Vektor-Bosonen ineinander umwandeln können.

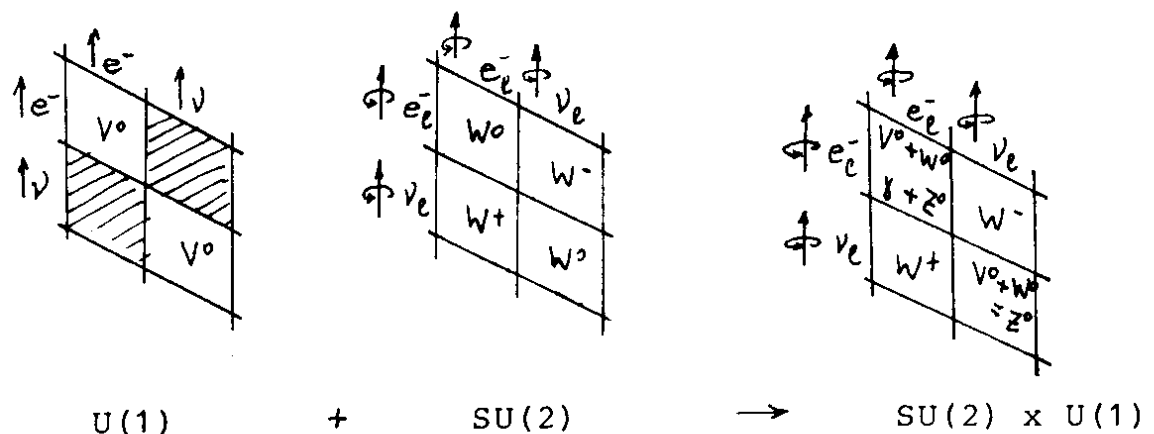


Bild 50: Schematische Darstellung der Konstruktion der SU(2) x U(1).

Liegt eine SU(2)xU(1)-Symmetrie vor, so sind die Bosonen sämtlich masselos. Diese Symmetrie gilt nur für räumliche Abstände kleiner als 10^{-16} cm und wird bei Abständen von der Größenordnung der Kernradien (10^{-8} cm) gebrochen. Die Unsymmetrie des Vakuums erteilt den Bosonen eine Masse. W^+ - und W^- -Bosonen verwandeln ein Elektron in ein Neutrino oder umgekehrt. V^0 - und W^0 -Bosonen vermitteln Übergänge zwischen gleichartigen Teilchen.

In Abständen kleiner als 10^{-16} cm, wo exakte Symmetrie vorliegt, werden die W-Bosonen und das Z^0 -Teilchen ebenso häufig wie das Photon ausgetauscht, d.h. die Kopplungskonstanten sind dann annähernd gleich groß.

Die Kombination der Kopplungskonstanten

$$e = \frac{g_1 g_2}{(g_1^2 + g_2^2)^{1/2}} = g_1 \cdot \sin \theta_W \quad (98)$$

entspricht der elektrischen Ladung.

Die GSW-Theorie ist renormierbar (t'Hooft 1971), wenn man annimmt, daß die Leptonen masselos sind, und daß sie nur entweder vollständig links- oder rechtspolarisiert auftreten. Weiterhin soll für alle Leptonen gelten, daß die elektrische Ladung Q gleich der Summe aus der schwachen Hyperladung $Y/2$ und der Isospin-Ladung I_3 ist:

$$Q = I_3 + Y/2.$$

Experimentell wurde $\sin^2 \theta_W = 0,23$ bestimmt. Der Wechselwirkungsanteil der Lagrange-Dichte für verschiedene rein leptonische Prozesse läßt sich so bestimmen. Mit den vorgegebenen Kopplungskonstanten g_1 und g_2 (bzw. $\cos \theta_W$) können die Matrixelemente beliebiger Prozesse mit Hilfe der Feynman-Regeln berechnet werden. Die Masse der W-Bosonen oder "Weakonen" erhält man aus der Beziehung

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g_1^2}{8m_W^2} = \frac{e^2}{8m_W \sin^2 \theta} \rightarrow m_{W^\pm} \approx 80 \frac{\text{GeV}}{c^2} \quad \left(\begin{array}{l} \text{experimentell} \\ 81 \pm 2 \text{ GeV} \end{array} \right)$$

$$\text{und } m_{Z^0} = \frac{m_W}{\cos \theta_W} \approx 90 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{experimentell } \sim 97 \text{ GeV})^*$$

Es gibt Anzeichen dafür, daß das Weakon am CERN-SPS (Super-Protonen-Synchrotron) 1983 nachgewiesen werden konnte (UAI Collaboration, CERN 1983). Das 400 GeV-SPS ist für einen Kollidier-Betrieb für 270 GeV-Protonen-Antiprotonen umgebaut worden.

Treffen Protonen (p) und Antiprotonen ($\bar{p}$) aufeinander, so sollten $W^\pm$ -Bosonen entstehen

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + \text{andere Teilchen (Mesonen...)}$$

Die $W^\pm$ -Bosonen zerfallen über ein Quark in $e^\pm$ -Teilchen

$$W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$$

Die Elektronen e^- sollten mit sehr hoher Energie unter fast senkrechtem Winkel zur Kollisionsachse fortfliegen. Unter 10^9 Kollisionen wurden bisher neun derartige Spuren gefunden. Es wird noch einige Zeit verstreichen, bis auch das 10mal seltenere Z^0 -Boson oder sogar ein Higgs-Boson H^0 ("Higgson") nachgewiesen werden kann*. Die Masse des Higgs-Boson sollte nach Weinberg (1980) etwa diejenige der W-Bosonen sein bzw. zwischen $3,7$ und 10^3 GeV liegen (Becker, Böhm, Joos 1981).

* siehe Anmerkung nächste Seite!

13. Die "Grand Unification"-Theorie (GUT)

13.1 Die $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Symmetriegruppe

Als große Vereinheitlichung wird der Versuch bezeichnet, die elektroschwache $SU(2) \times U(1)$ -Theorie mit der Quantenchromodynamik $SU(3)$ einheitlich zu beschreiben. Die kleinste einfache Gruppe, welche diese Gruppen als Untergruppen enthält, ist die $SU(5)$ -Symmetrie-Gruppe. Sie wurde 1974 von Glashow und Georgi entwickelt in der Hoffnung, damit die vollständige Symmetriegruppe der Natur gefunden zu haben. Die $SU(5)$ -Theorie schließt sowohl Leptonen als auch Quarks ein.

Durch eine 5×5 -Matrix werden die möglichen Übergänge zwischen fünf Grundzuständen der Materie beschrieben.

Die fünf Basis-Teilchen sind

- d -Quark (rechtshändig) in den Farben Rot, Grün und Blau
- e^+ (rechtshändiges) Positron
- $\bar{\nu}$ (rechtshändiges) Elektron-Antineutrino.

Jedes dieser fünf Teilchen kann zwei Farbladungen, eine elektrische und eine schwache Ladung tragen. Die Wechselwirkungen werden durch 24 Eichfelder bzw. intermediäre Teilchen vermittelt.

Vier davon sind das Photon γ , das Z^0 -Teilchen und die Gluonen G_1 und G_2 , die Vermittler neutraler Ströme. Die anderen Teilchen sind die W^+ - und W^- -Bosonen und 6 Gluonen. Damit lassen sich sämtliche bisher beobachteten Wechselwirkungen der Hochenergiephysik beschreiben.

Zur Erreichung einer größtmöglichen Symmetrie werden noch 12 weitere sog. X-Teilchen (Higgs-Mesonen) eingeführt, durch welche Leptonen in Quarks umgewandelt werden können. Die elektrische Ladung der X-Teilchen kann $\mp \frac{1}{3}$ und $\mp \frac{2}{3}$ sein.

	d^R	d^G	d^B	e^+	$\bar{\nu}_e$
$SU(3)$	d^R	G_1+G_2 $+\gamma+Z^0$	$G_{R \rightarrow G}$	$G_{R \rightarrow B}$	$X_{-\frac{1}{3}}^R$ $X_{-\frac{1}{3}}^R$
	d^G	$G_{G \rightarrow R}$	G_1+G_2 $+\gamma+Z^0$	$G_{G \rightarrow B}$	$X_{-\frac{1}{3}}^G$ $X_{-\frac{1}{3}}^G$
	d^B	$G_{B \rightarrow R}$	$G_{B \rightarrow G}$	G_1+G_2 $+\gamma+Z^0$	$X_{-\frac{1}{3}}^B$ $X_{-\frac{1}{3}}^B$
	e^+	$X_{\frac{4}{3}}^R$	$X_{\frac{4}{3}}^G$	$X_{\frac{4}{3}}^B$	$\gamma+Z^0$ W^+
	$\bar{\nu}_e$	$X_{\frac{1}{3}}^R$	$X_{\frac{1}{3}}^G$	$X_{\frac{1}{3}}^B$	W^- Z^0

$SU(2) \times U(1)$

Beispiele: $X_{\frac{2}{3}}^B =$

X-Teilchen mit Farbladung Antiblau und elektrischer Ladung $+1/3$

$G_{B \rightarrow R} =$

Gluon, das ein blaues Quark in ein rotes Quark verwandelt.

Händigkeit:
rechts für alle
Teilchen



Bild 52: Die $SU(5)$ -Gruppe der Grand Unification-Theorie enthält die $SU(3)_c$ -Gruppe der Quantenchromodynamik und die $SU(2)_w \times U(1)$ der elektroschwachen Theorie als Untergruppen.

Die drei farbigen Quarks (d) tragen jeweils die Ladung $-1/3$ und kompensieren somit die Ladung des Positrons (+). Die elektrische Ladung muß nach der SU(5)-Theorie gequantelt und ein ganzzahliges Vielfaches von $1/3$ sein, anderenfalls könnten keine Wechselwirkungs-Teilchen ausgetauscht werden. Das ist die Erklärung dafür, weshalb die elektrische Ladung gequantelt ist und dafür, weshalb die Ladungen der Quarks und Leptonen genau aufeinander abgestimmt sind, sodaß die Atome schließlich neutral sind. Alle farbneutralen Systeme müssen nach diesem Teilchen-Aufbau ganzzahlige elektrische Ladungen haben.

Aus den fünf rechtshändigen Teilchen lassen sich durch Kombinationen 10 linkshändige Zustände ableiten (z.B.: $(d^B + e^+) \rightarrow u^B_{\text{links}}$). Diese Zustände bilden die zweit-einfachste Darstellung der SU(5)-Gruppe, die linkshändigen Quarks d, u, $\bar{u}$ (in jeweils 3 Farben), e^+ und ν_e . Insgesamt lassen sich 15 Teilchen aus den fünf rechtshändigen und zehn linkshändigen Zuständen und 15 weitere Anti-Teilchen aus zehn rechtshändigen und fünf linkshändigen Zuständen finden, sodaß die 30 unterscheidbaren Leptonen und Quarks berücksichtigt sind.

Bei exakter Symmetrie müssen die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung die gleiche Stärke haben. Da die Wechselwirkungen bei niedrigen Energien nicht gleich stark sind, muß die SU(5)-Symmetrie sehr stark verletzt sein. Die Symmetrie scheint durch den Higgs-Mechanismus gebrochen zu sein. Die große Masse der X-Bosonen bewirkt die Aufspaltung der SU(5)-Wechselwirkung. In Abständen, die der de Broglie-Wellenlänge der X-Teilchen entspräche, $\lambda \sim \frac{1}{M_X}$, wäre die Symmetrie der SU(5)-Gruppe noch erhalten. Das Higgs- oder X-Feld hat die bemerkenswerte Eigenschaft, überall im Universum gleich stark zu sein.

Die Unterschiede zwischen den Kopplungskonstanten sind die Folge der Wirkung virtueller Ladungswolken um die Leptonen und Quarks. In der U(1)-Theorie bzw. Quantenelektrodynamik (QED) sollte sich die Kopplungsgröße mit kleiner werdendem Abstand gegen die Quelle, also gegen das punktförmige Elektron, stetig vergrößern, da die Ladungswolke aus virtuellen Elektron-Positron-Paaren immer dichter wird.

Ganz ähnlich verhält sich die Kopplungsgröße der schwachen Wechselwirkung. Allerdings wird die Ladungswolke aus virtuellen W-Bosonen und Elektron-Positron-Paaren gebildet. Unterhalb einer Distanz von 10^{-16} cm zeigt die SU(2)-Kopplungsgröße nahezu den gleichen Verlauf wie die U(1)-Kopplungsgröße.

Dagegen ist die Kopplungsgröße der SU(3)-Theorie in Abständen $> 10^{-16}$ cm extrem groß, weil zwischen zwei Quarks mit zunehmendem Abstand immer mehr virtuelle Gluonen-Paare gebildet werden. Die Kopplungsgröße hat bei kleinsten Abständen ihr Minimum. Die Länge, bei der sämtliche Kopplungs-"Konstanten" die gleiche Größe haben, bezeichnet man als Vereinheitlichungslänge. Sie liegt bei rd. 10^{-29} cm. Das würde bedeuten: Wenn das Proton so groß wie die Sonne wäre, so würden die verschiedenen Wechselwirkungskräfte erst bei einem Tausendstel Millimeter identisch erscheinen! Dieser Abstand entspricht einer Energie von etwa 10^{15} Protonenmassen ($2 \times 10^{-11} \text{ kg} \sim 10^{15} \text{ GeV}$). Das bedeutet, daß diese X-Teilchen etwa die Masse eines Pantoffeltierchens haben müßten.

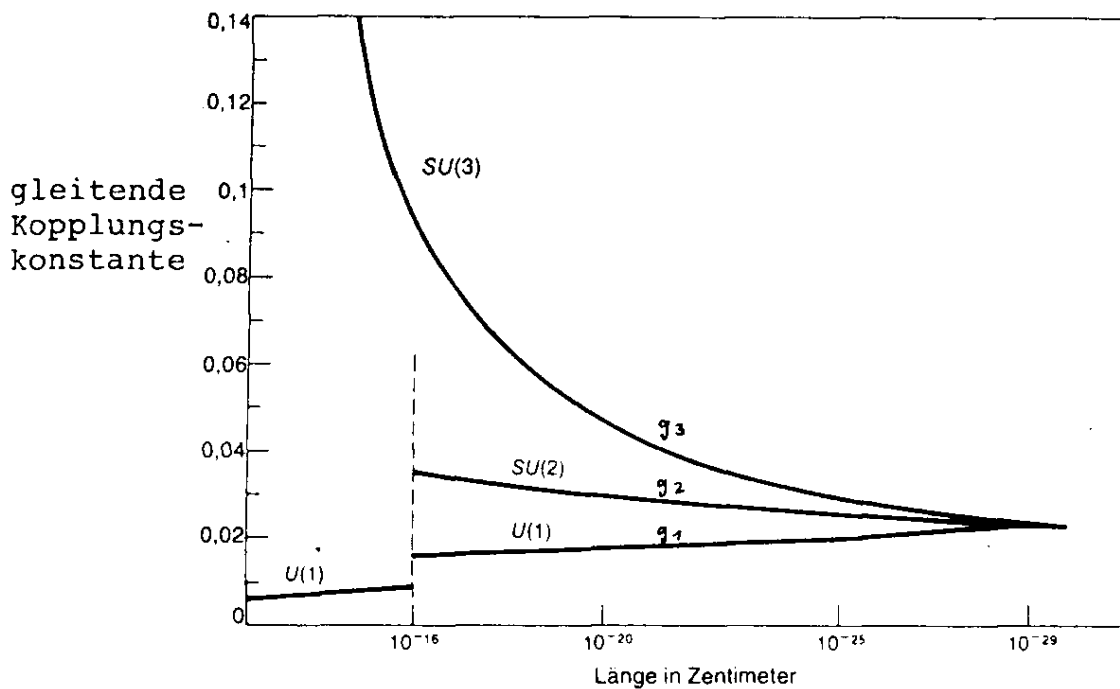


Bild 53: Ungleichheit der Kopplungskonstanten g_i bei großen Abständen der Quellen.

Die gegenwärtigen Teilchen-Beschleuniger liefern 100 GeV und könnten evtl. auf eine Größenordnung mehr ausgebaut werden, d.h. X-Teilchen können niemals experimentell erzeugt werden.

Ob es erlaubt ist, die Kurven für die Kopplungskonstanten g_i von Energien von gegenwärtig $\approx 10^2$ GeV um 13 Größenordnungen weiter zu extrapolieren, ist fraglich. Diese Maßnahme wird als "Hypothese von der großen Wüste" bezeichnet. Zur Berechnung der Vakuumserwartungswerte, welche durch Higgs-Potentiale beschrieben werden, werden "unnatürliche" Parameter eingeführt.

13.2 Protonen könnten zerfallen

Wenn sich zwei Quarks um weniger als 10^{-29} cm näherten, was ein extrem seltener Zufall wäre, dann sollten X-Teilchen die Umwandlung eines Quarks in ein Lepton bewirken, d.h. die Erhaltung der Baryonenzahl verletzen und z.B. den Zerfall des Protons bewirken.

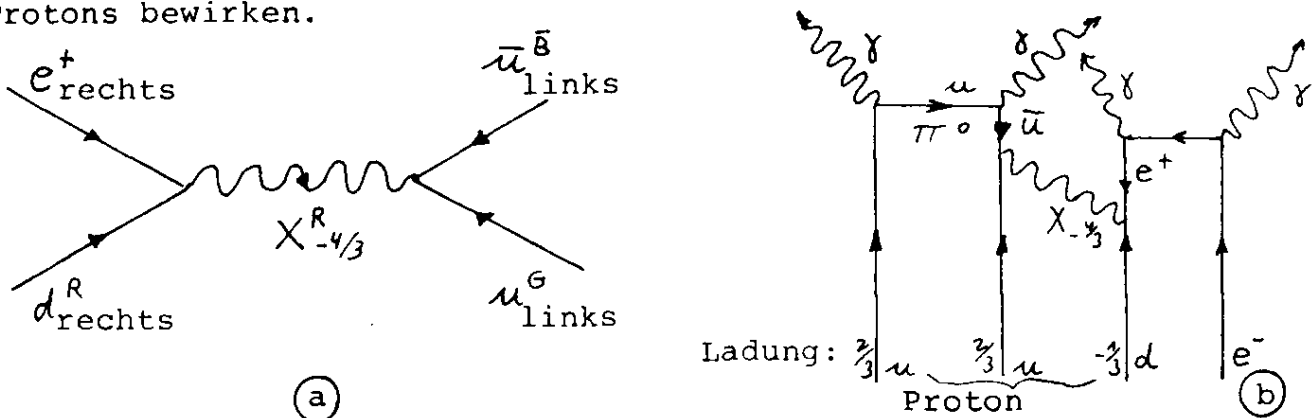


Bild 54: Protonenzerfall in der SU(5)-Theorie. Ein rotes rechtshändiges d-Quark emittiert ein rotes X-Teilchen und wird zum rechtshändigen Positron. Ein grünes linkshändiges u-Quark absorbiert das X-Teilchen und wird zum π^0 -Meson, das in γ zerstrahlt.

Die Baryonenzahl ist gleich der Anzahl der Quarks minus Anzahl der Antiquarks durch 3 dividiert. Daher besitzen alle Hadronen die Baryonenzahl 1 und Mesonen und Leptonen die Baryonenzahl Null.

Aus der effektiven Kopplungsgröße G ergibt sich die Lebensdauer des Protons τ_p

$$\tau_p = \frac{D}{32} \frac{g^4}{(G_{\text{GUT}})^2 M_P^5} = \frac{D}{M_P} \left(\frac{M_X}{M_P} \right)^4 \approx 10^{31 \pm 2} \text{ Jahre}$$

M_p und M_X sind die Massen von Proton und X-Teilchen. D ist ein Modell-Faktor. Experimentell ist die Stabilität des Protons zu $2 \cdot 10^{30}$ Jahren bestimmt (PDG 1980). Erst Experimente mit Empfindlichkeiten für Lebensdauern von 10^{33} Jahren werden darüber entscheiden, ob die Hypothese von superschweren X-Teilchen in der GUT haltbar ist oder nicht. ^{+))}

Gegenwärtig sind an 13 Orten Protonendetektoren in Betrieb. Erste Spuren, die auf ein zerfallendes Proton hindeuten, wurden im Mont-Blanc-Tunnel und 2300 m unter der Erde in Bangalore (Südindien) entdeckt.

Die künstliche Einleitung eines Protonen-Zerfalls, - sollte dieser überhaupt möglich sein, - würde 1000mal mehr Energie freisetzen als der Fusionsprozeß in der Wasserstoffbombe.

Es gibt Spekulationen, wonach zu Beginn der Weltentstehung, d.h. 10^{-40} sec nach dem "Urknall" (bei 10^{24} Grad Kelvin bzw. 10^{16} GeV) sämtliche Quarks und Leptonen noch so eng zusammengepreßt waren, daß die SU(5)-Symmetrie exakt gültig gewesen ist. Alle Teilchen hatten damals die gleiche Energie bzw. Masse des X-Teilchens. Es gab nur eine Wechselwirkung von gleicher Stärke und die Umwandlung eines Protons war ebenso häufig wie die Aussendung z.B. von Photonen.

Andrej Sacharow vermutete 1967, daß kurz nach dem Zusammenbruch der SU(5)-Symmetrie im Universum etwas mehr Quarks als Anti-quarks erzeugt worden sind und damit mehr Baryonen als Antibaryonen, sodaß die Unsymmetrie zwischen der Häufigkeit der Materie gegenüber der Antimaterie darin seine Ursache haben könnte.

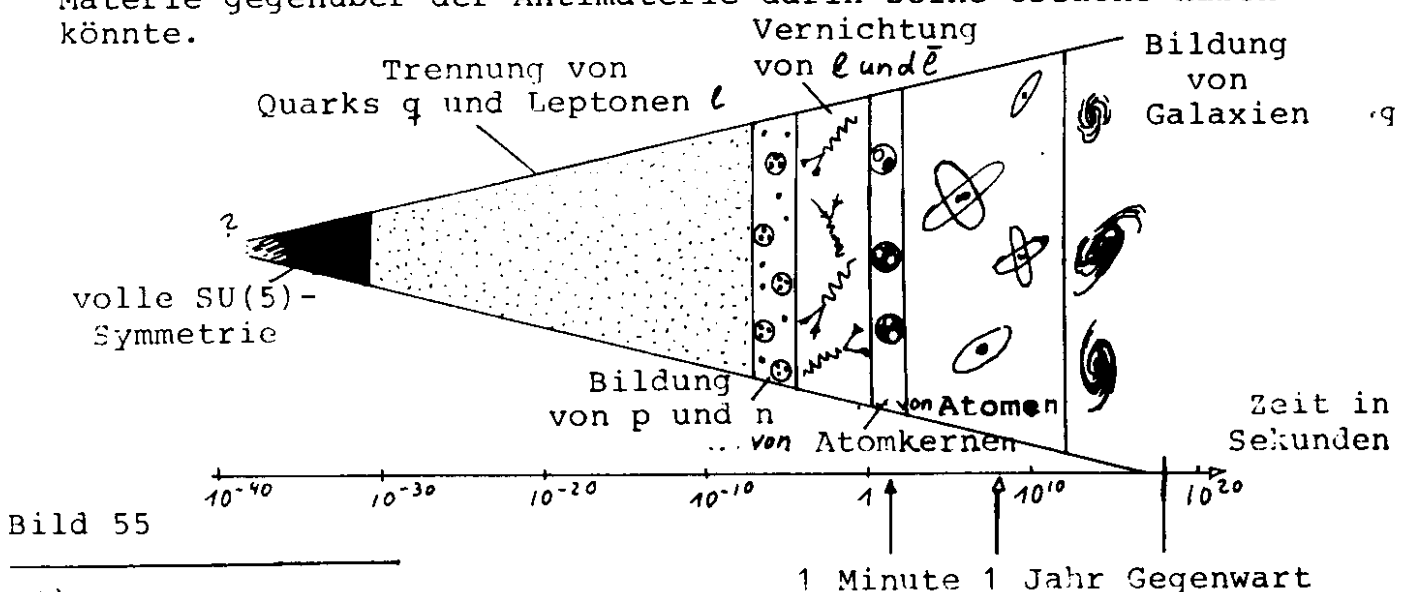


Bild 55

^{+))} Zum Vergleich:
Man nimmt an, daß das Weltalter "nur" 10^{10} Jahre beträgt.

13.3 Magnetische Monopole?

Nach Analysen von t'Hooft (1974) und Polyakov (1974) müßten in der GUT Leptoquark-Teilchen als magnetische Monopole auftreten. Unter 10^{20} Protonen sollte es einen Monopol geben. Ihre Masse ist von der Größe der X-Teilchen. Die Monopole sind keine gewöhnlichen Teilchen, sondern topologische Kondensate wie Knoten. Ihre magnetische Ladung g_0 ist $g_0 = \frac{4\pi}{e} = 3,3 \cdot 10^{-16}$ Vs. Zwei ungleich geladene Monopole ziehen sich rd. 5000mal stärker an als elektrische Ladungen (bei gleichem Abstand). Wegen ihrer geringen Ausdehnung von $\sim 10^{-29}$ cm müßten die Monopole wie Neutrinos die Erde durchfliegen können ohne absorbiert zu werden. Man schätzt, daß Monopole ständig um den Erdmittelpunkt schwingen, bis der größte Teil im Erdkern zur Ruhe gekommen ist und sich dort ablagert (die Südpole an der nördlichen Seite des Kerns und die Nordpole an der südlichen Seite). Monopole werden durch interstellare Magnetfelder auf rd. 100 km/s gebracht. Auf einen Quadratmeter der Erdoberfläche sollte im Mittel höchstens alle 5000 Jahre ein Monopol auftreffen.

Im Februar 1982 hat B. Cabrera nach 150 Tagen Betriebszeit in einer empfindlichen Meßapparatur mit einer Fläche von 20 cm^2 möglicherweise den Durchgang eines Monopols registriert, der in einer superleitenden Spule einen elektrischen Strom induzierte (Cabrera 1982). Die Empfindlichkeit der Apparatur wurde erweitert und derzeit wartet man noch auf weiteres Ereignis.

Im sowjetischen Neutrino-Observatorium im Kaukasus befindet sich der größte Monopol-Detektor 3000m tief unter der Erde mit 3132 Szintillationszählern auf einer Fläche von rd. 200×200^2 . Bisher waren die Experimente negativ ausgefallen.

Nach der GUT besitzen Neutrinos eine von Null verschiedene Masse ($1/1000$ der Elektronenmasse) und sollten Oszillationen ausführen, derart, daß sie ihre Identität ändern. Ein Myon-Neutrino sollte sich z.B. in ein τ -Neutrino umwandeln. Damit ließe sich das Neutrino-Defizit der Sonnenstrahlung erklären.

Die Zahl neuer möglicher Quarkteilchen nimmt ebenso zu wie die Zahl der Leptonen. In seiner Rede anlässlich der Verleihung des Nobelpreises an ihn, Weinberg und Salam, am 8.12.1979, sagte Sheldom Lee Glashow dazu (Glashow 1980): "Eine neue Orthodoxie hat sich entwickelt, für die es wenig Beweise gibt und in die ich wenig Vertrauen habe." Über die von ihm mitbegründete Grand Unification Theorie (wie sie von anderen genannt wird) sagte Glashow: "Eine Theorie ist weder groß noch einheitlich, wenn sie nicht eine Beschreibung der Gravitationsphänomene einschließt."

Und Lanius (1981) fragt sich, ob die Leptonen und Quarks nicht "trotz ihrer heute allgemein akzeptierten Ausdehnungslosigkeit an Wahrscheinlichkeit verlieren, Basisteilchen der Natur zu sein. Werden wir in einigen Jahren weitere tiefergehende Substrukturen auffinden und eine Spektroskopie der Quarks selbst betreiben? Deutet etwa die 'Punktförmigkeit' darauf hin, daß unterhalb der Quantenwelt unser Raum-Zeit-Konzept einer grundlegenden Korrektur bedarf?" - Das darf man mit Gewißheit annehmen. Zentren von Wechselwirkungen können nicht Punkte sein, sie müssen zumindest befähigt sein, Eigenschaften zu tragen. Das aber setzt ausgedehnte Strukturen voraus.

Nach der Ansicht von Jacob Zeldowitsch ist die Big-Bang-Theorie heute so gut begründet wie die Himmelsmechanik. Denn die 3°K-Hintergrundstrahlung und die Überschüsse von Helium-4, Helium-3, Deuterium und Lithium-7 im Universum werden in dieser Theorie richtig vorhergesagt. Der 25 % Helium-4-Überschuß in Abhängigkeit vom beobachteten Baryonen-zu-Photonen-Verhältnis begrenzt die Anzahl der möglichen Neutrinoarten auf drei. Da die Energiebreite des Z^0 -Bosons proportional zur Zahl der Neutrinoarten ist, kann die genaue Bestimmung zur Bestätigung von Big-Bang-Modellen dienen. Die Anzahl der möglichen Neutrinos bestimmt wiederum die Anzahl der Quark-Flavor-Paare (Guth und Schramm, 1982).

Die minimale SU(5)-Theorie kann das beobachtete kosmologische Baryon-zu-Photon-Verhältnis nicht erklären. Auch sollte es nach dieser Theorie ebensoviele Monopole wie Baryonen geben. Der vorausgesagte Protonen-Zerfall scheint ebenfalls nicht stattzufinden (Irvine-Michigan-Brookhaven-Experiment).

14. Preons, Flavons, Familons, Technicolors, Rischons, Tohus-va-Vohus und andere Exoten

Wir haben nur die einfachsten Gruppen behandelt. Es ist nicht bekannt, ob die Natur sich wirklich wie in der $SU(5)$ verhält. Ein wichtiger Beweis würde die experimentelle Bestätigung der Protonen sein.

Neben den Vereinheitlichungs-Bestrebungen der "additiven" Richtung, d.h. dem Zusammenfügen fundamentaler Symmetriegruppen, gibt es noch zwei weitere Wege:

Die "radikale" Richtung, welche davon ausgeht, daß Leptonen und Quarks nicht punktförmig sind, sondern auf irgendeine Weise aufgebaut sind.

Die "geometrische" Richtung versucht, topologische Deutungen für die Verschiedenartigkeit von Vakuum, Leptonen und Quarks zu geben.

Das zentrale Dogma der Eichtheorie (additive Richtung) ist:

1. Alle fundamentalen Wechselwirkungen sind Eich-Wechselwirkungen.
2. Eichsymmetrien können nur spontan gebrochen werden.
3. Exakte Symmetrien sind immer lokal.

Die Eichtheorien verbinden Symmetrie-Strukturen miteinander, reduzieren jedoch die fundamentalen Bausteine nicht, sondern fordern im Gegenteil noch viele weitere.

Wenn Quarks und Leptonen elementar sind, sind die Mitglieder der drei Familien und ihrer Anti-Partner $3 \times 15 = 45$ Objekte zu unterscheiden. Die "natürliche" Gruppe, aus welcher diese die fundamentale Darstellung bilden, ist $SU(45)$ mit 2024 elementaren Eichbosonen. Die Größe der Gruppe kann auf $SU(11)$ reduziert werden und enthält dann nur noch 120 Eichbosonen. Doch wächst dann die Zahl der Fermionen auf 501 an (Salam 1980).

Einsteins Gravitationstheorie enthält - im Vergleich - nur 10 Felder für die Gravitation $g_{\mu\nu}$. Die Zahl der Felder ist jedoch unwesentlich gegenüber den Prinzipien der fundamentalen Anwendbarkeit.

Quarks tragen drei Ladungen (Farbe, Flavour und eine Familienzugehörigkeitszahl: "Familions"). Die radikale Vereinheitlichungs-Richtung versucht die Subkonstituenten der Quarks auf Präquarks oder "Preons" zu reduzieren, welche nur mehr eine Ladung tragen sollten. Nach Pati und Salam (1975) könnte die Zahl der Farben auf 4 erhöht werden - das 4. "Flavon" entspräche der Leptonen-Zahl - und ebenso die Zahl der Flavours oder Flavons. Die Basis-Gruppe ist dann eine $SU(8)$ mit der Familien-Gruppe $SU(4) \times SU_C(4)$ als Untergruppe. Nach einer Erweiterung dieser Theorie fanden Pati und Salam (Salam 1980), daß Preons magnetische Ladungen tragen und durch sehr starke kurzreichende Kräfte ("Metafarb-" Kräfte) zusammengebunden werden, mit Quarks und Leptonen als ihren magnetisch neutralen Kompositionen.

Für die Subquarks sind so exotische Namen im Umlauf wie "Maons" (von S. Glashow, in Erinnerung an Mao Zedong), "Quinks" (von G.t'Hooft, abgeleitet von "Quintus"). Gegenwärtig scheint sich die Bezeichnung "Rischon" durchgesetzt zu haben (von Haim Harari aus dem Hebräischen: ursprünglich).

Nach Harari (1982) existieren zwei fundamentale Fermionen, die von einer Kraft $> 500 \text{ GeV}$ aneinandergesekoppelt sind durch eine "Hyperfarbe", und welche unterschiedliche elektrische Ladungen besitzen.

Die Rischonen mit den elektrischen Ladungen $1/3$ und 0 heißen "Tohu" (T)- und "Vohu" (V)-Rischonen (nach Tohu-va-Vohu: "wüst" und "leer", hebräisch).

Drei Tohus oder Vohus ergeben Zustände der Ladung $1, 2/3, 1/3$ oder 0 (z.B. für Positronen, zwei Quarks und für ein Neutrino). Anti-Rischons sind Hyperladungs-Antitriplets mit den Ladungen $-1/3$ und 0 .

Die einzigen fundamentalen Eichbosonen sind Hyper-Gluonen, Gluonen und Photonen. Die approximative elektroschwache Symmetrie ist eine Folge der Dynamik der Theorie mit der Eichgruppe $SU(3)_H \times SU(3)_C \times U(1)_{EM}$ (H = Hyperfarbe, C = Farbe, EM = Elektromagnetismus).

Rischonen und Antirischonen dürfen innerhalb eines Teilchens nicht gemeinsam auftreten, d.h. solche Systeme wie z.B. TTT sind verboten, weil sie insgesamt nicht hyperfarblos sind. Es gibt 16 verschiedene Kombinationen. Jedes farbige Quark und jedes Lepton der ersten Generation wird als eine der erlaubten Kombinationen von Rischonen oder Antirischonen aufgefaßt.

	Rischonen-Kombinationen	Teilchen	Farbe	Elektrische Ladung
Rischonen	TTT	$\bar{e}$	O	1
	TTV	u	R	$2/3$
	TVV	$\bar{d}$	G	$1/3$
	VVV	ν_e	B	0
Antirischonen	$\bar{V}\bar{V}\bar{V}$	$\bar{\nu}_e$	R	0
	$\bar{V}\bar{V}\bar{T}$	d	G	$-1/3$
	$\bar{V}\bar{T}\bar{T}$	$\bar{u}$	B	$-2/3$
	$\bar{T}\bar{T}\bar{T}$	e	O	-1

Im Preon-Modell wird die Generationszahl durch Somonen ausgedrückt, durch welche die Masse bestimmt wird.

Higgs-Teilchen werden als zusammengesetzte Teilchen aufgefaßt, die durch sog. "Technicolor"-Kräfte zusammengehalten werden.

Jedes Quark und jedes Lepton enthält jeweils ein Präquark aus jeder der drei Gruppen oder Familien.

Familie	Präquarks	Farbe	Elektrische Ladung	Generationszahl
Flavonen	f_1	$+1/2$	ohne	0
	f_2	$-1/2$	ohne	0
Chromonen	C_R	$1/6$	R	0
	C_G	$1/6$	G	0
	C_B	$1/6$	B	0
	C_0	$-1/2$	0	0
Somonen	S_1	0	0	1
	S_2	0	0	2
	S_3	0	0	3

Die Präquark- und Rischon-Theorien erklären nicht, warum es drei Teilchengenerationen gibt und wie das Modell von der ersten auf weitere Generationen erweitert werden soll. Unklar bleibt noch, ob die Präquarks aufgrund ihrer kleinen Compton-Wellenlänge tatsächlich eine Masse von ≈ 100 GeV im Elektron haben, das selbst nur $\approx 0,5$ MeV schwer ist. Die Zahl der fundamentalen 20 Parameter wird nicht reduziert und die Theorien führen noch zu keiner Vereinheitlichung der Grundkräfte. Eine Theorie der Präquark-Dynamik fehlt ebenfalls noch.

Anläßlich der Nobelpreisträgertagung in Lindau erklärte Steven Weinberg, daß die Teilchenphysiker mit der GUT seit den letzten fünf Jahren nicht weitergekommen seien und auch kein Gefühl für die Richtung hätten, in die sie sich bewegen sollten. Von Prof. Salecker, der Weinberg persönlich kennt, erfuhr der Autor, daß Weinberg mit dieser Äußerung seine Enttäuschung über die eigenen fehlgeschlagenen Versuche verallgemeinert hatte. Wie die folgenden Ausführungen zeigen werden, gibt es sehr wohl erfolgversprechende Forschungsrichtungen hinsichtlich einer Vereinheitlichung aller Grundkräfte.

15. Die "radikale Vereinheitlichung"

Das Schema der "additiven Vereinheitlichung", wie es in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellt worden ist, geht aus von verschiedenen Teil-Theorien für die starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung und den ihnen entsprechenden Invarianzgruppen. Diese Theorien und Invarianzgruppen werden zusammengefaßt unter einer höheren symmetrischen sog. "grand" Theorie, gegenüber welcher Invarianz gilt. Die Wechselwirkungen sollen durch eine einzige Kopplungskonstante beschrieben werden. Da die Kopplungen der verschiedenen Wechselwirkungen jedoch sehr verschieden sind, gilt die "grand"-Symmetrie nur unter extremen Bedingungen in sehr kleinen Distanzen und zerfällt in Teil-Theorien durch spontane Symmetrie-Brechung, d.h. durch spontanes Auftreten von Higgs-Feldern, wenn der Grundzustand unsymmetrisch wird.

Die Symmetriebrechung der SU(5)-GUT erfolgt z.B. in zwei verschiedenen Schritten durch Kondensation zweier Higgs-Felder:

$$\text{"große" Brechung: } SU(5) \xrightarrow[24 \text{ Eich-Felder}]{24 \text{ Eich-Felder}} SU(3)_{\text{Color}} \otimes SU(2) \otimes U(1)$$

$$\text{"Flavour"-Brechung: } SU(2) \otimes U(1) \xrightarrow[5 \text{ Higgs-Felder}]{5 \text{ Higgs-Felder}} U(1)_{\text{el.magn.}}$$

Man nimmt an, daß die phänomenologische Symmetrie-Struktur folgende Form besitzt. (Glashow-Salam-Weinberg-Theorie):

$$\begin{array}{ccc} \text{Fermionzahl} & \text{Flavour} & \text{Color} \\ U(1) \otimes U(1, \text{lokal}) \otimes SU(2, \text{lokal}) \otimes SU(3, \text{lokal}) \end{array}$$

Die Symmetriegruppe ist sehr umfangreich und es fehlt der Nachweis dafür, weshalb eine bestimmte Gruppe fundamentaler als eine andere sein sollte. Die Symmetrie-Brechung mit dem Higgs-Mechanismus erfolgt willkürlich. Das ursprüngliche Ziel, nur eine einzige Kopplungskonstante zu haben, geht damit wieder verloren. Die eigentliche Struktur der Quarks wird nicht verstanden. Es lassen sich weitere Subkonstituenten (Subquarks) denken. Dürr (1982a) spricht vom "Mamischka-Syndrom": Wie bei den russischen Mütterchen-Puppen eine immer kleinere Puppe aus der ersten hohlen Figur geholt werden kann, so könnte es auch mit den Quark-Modellen werden.

Die Unterscheidung von einfachen und komplexeren Strukturen ist nur sinnvoll in einer nicht-relativistischen Dynamik. Doch kann man nicht mehr von Konstituenten sprechen, wenn relativistische Eigenschaften einer Dynamik wesentlich werden. Eigentlich sind Teilchen keine statischen Gebilde, sondern Zustände reiner Dynamik.

Heisenberg (1973) forderte dagegen, daß die fundamentale Symmetriegruppe sowie die Zahl der fundamentalen lokalen Felder minimal sein sollten, und daß höhere Symmetrien und weitere phänomenologische lokale Felder erst durch die Dynamik generiert werden sollten.

Die verwendete Basis-Symmetriegruppe ist eine $U(1) \otimes SU(2)$, weil nur die elektrische Ladung Q und der Isospin I_3 streng erhalten bleibt, was durch die Symmetrie-Transformationen $U(1)$ und $SU(2)$ beschrieben wird. Diese Basis-Symmetriegruppe basiert nur auf einem 2x2komponentigen Isospinor-Feld $\psi(x)$, dem "Urfeld". Diese Suche nach einem gemeinsamen Ursprung der Invarianzgruppen der verschiedenen Teil-Theorien stellt das Schema einer "radikalen Vereinheitlichung" dar.

Die meisten der in der Elementarteilchen-Physik beobachteten gebrochenen Symmetrien (Symmetrien, die mit Strangeness, Charm, Parität und den höheren Symmetrien $SU(3)$ und $SU(4)$ verknüpft sind) sind nach der radikalen Vereinheitlichung strukturelle Symmetrien, die sich aus einer Vielkörper-Struktur der Teilchen ergeben. Die hochsymmetrische Dynamik (Lagrange-Funktion) wird stark nichtlinear gemacht, um die starken Wechselwirkungen auf kleinen Distanzen zu erzeugen. Wenn bekannt ist, wie Teilchen wechselwirken, dann läßt sich auch angeben, wie sie entstehen. Die gewöhnlichen Spinor-, Eich- und Higgs-Felder lassen sich als trilineare bzw. bilineare lokale Produkte der Basisfelder konstruieren. Die Dynamik, die von diesen lokalen Feldern abhängig ist, enthält alle Eigenschaften des Glashow-Weinberg-Salam-Modells der elektroschwachen Wechselwirkung.

Die Eichgruppe der starken Wechselwirkung $SU(3)$ wird nicht als neue Gruppe zur Basisgruppe $SU(2) \otimes U(1)$ hinzugefügt, sondern als Verzweigung der einfachen Basis-Eichgruppe $SU(2)$ verstanden. In einer Theorie mit spontan gebrochener $SU(2)$ und 4-Fermionen-Selbstwechselwirkung lassen sich die effektiven Felder des Weinberg-Modells auf ein $SU(2)$ -Dublett und ein Eichfeld-Triplett reduzieren. Die Hyperladung (Fermionenzahl) $Y = 2Q + 2I_3$ (Q = elektrische Ladungsquantenzahl, I_3 = Isospinquantenzahl) wird interpretiert als Isospineigenschaft des dressing (Anzug), der aus den Grundfeldern die effektiven Felder macht.

Die drei Colors werden nicht mit der Gruppe $SU(3)$ (8 Gluonen), sondern mit der $SO(3)$ -Gruppe (3 Gluonen) gekoppelt. Die elektroschwache $U(1) \times SU(2)$ und die $SO(3)$ haben ihren Ursprung in einer einzigen Basis-Eichgruppe $SU(2)$. Die Verletzung der $U(1) \times SU(2)$ und das Confinement der $SO(3)$ sind Folgen der Möglichkeiten, die gebrochene Basisgruppe $SU(2)$ effektiv umzuordnen.

Heisenbergs Feldgleichung ergibt sich formal, wenn in der Klein-Gordon-Gleichung für massive Teilchen ohne Spin

$$\partial_\nu \psi + m^2 \psi = 0 \quad (99)$$

der zweite Term durch das Produkt der Wellenfunktion ψ und jeweils die Spinorausdrücke durch einen Axialvektor ($\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi$) ersetzt werden, und der erste Term durch den invarianten Vektor $\bar{\psi} \gamma_\nu \psi$ ausgedrückt wird.

Weiterhin wird die Masse m durch eine Länge ℓ ersetzt

$$\gamma_\nu \partial_\nu \psi + \ell^2 \gamma_\mu \gamma_5 \psi (\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi) = 0, \quad \psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} 1, 2 = \text{Spin} \\ 3, 4 = \text{Iso-spin} \end{array}$$

(100)

Dieser Heisenbergsche Ansatz zu einer einheitlichen Feldtheorie bezieht sich inzwischen auf eine andere Interpretationsebene. Anstelle von Baryonen werden jetzt Quarks und anstelle von η - π -Mesonen Higgs-Felder beschrieben usw.

Ursprünglich nahm Heisenberg an, daß die physikalischen 1-Teilchen-Zustände des Spinorfeldes $\psi(x)$ Nukleonen darstellten. Die Leptonen wurden identifiziert mit regularisierenden Dipol-Geistern (Heisenberg 1967). Einen umgekehrten Standpunkt vertrat dann Saller (1972), der das Spinorfeld wie im Weinberg-Modell interpretierte, Leptonen als physikalische Teilchen ansah und Quarks als Dipol-Geist-Teilchen (um Divergenzen zu vermeiden) auffaßte.

Eine analytische Methode zur Ableitung einer Lepton-Quark-Dynamik aus dem fundamentalen Spinorfeld, einschließlich Quark-Confinement, wurde von Stumpf (1980a) gegeben. Die lokalen (elektroschwachen) Bosonen, die sich als gebundene Zustände des Spinorfeldes ergeben, sind lokal an Leptonen und Quarks gekoppelt. Die elektroschwachen Fermion-Fermion-Streuformeln der Eichkopplungstheorien können im Rahmen der funktionalen Quantentheorie für das nichtlineare Spinorfeld gewonnen werden, in welchem Bosonen-Massen und Kopplungskonstanten berechenbare Größen sind (Stumpf 1980b).

Wegen der dynamischen Gleichung sind keine hohen Symmetrien enthalten. Solche brauchen daher nicht gebrochen zu werden. Eine Vereinigung der drei physikalischen Grundkräfte ist bei weit niedrigeren Energien als bei 10^{19} GeV zu erwarten. Leptonen und Bosonenzahlen bleiben nicht erhalten, nur die Summe aus beiden. Monopole treten nicht auf (Stumpf 1981). Sämtliche Parameter, die in der GUT aus der Phänomenologie mit eingebaut werden (z.B. der Cabibbo-Winkel) sind von vornherein in der nichtlinearen Spinorthorie mitenthalten.

Ausgangsgleichung der nichtlinearen Spinorfeld-Gleichung von Stumpf ist

$$D_{\alpha}^{\beta}(x) \psi_{\beta}(x) + V_{\alpha}^{\beta\gamma\delta} \psi_{\alpha}^{\dagger}(x) \psi_{\gamma}(x) \psi_{\delta}(x) = 0. \quad (101)$$

$\psi_{\alpha}^{\dagger}(x)$ bezeichnet einen hermiteschen Spinorfeld-Operator. $D_{\alpha}^{\beta}(x)$ ist ein hermitescher Dirac-Operator und $V_{\alpha}^{\beta\gamma\delta}$ ist ein allgemeiner Vertex-Operator.

In der nichtlinearen Spinorthorie ist kein Teilchen elementarer als ein anderes, alle Teilchen sind zusammengesetzte Strukturen.

Die Spin-Isospin-Korrelationen, die in dieser Theorie auftreten, wurden zunächst vermieden durch Einführen zusätzlicher Felder, bis man entdeckte, daß dies nicht erforderlich ist, wenn der Grundzustand bei Isospin-Transformationen asymmetrisch ist (Dürr, Heisenberg, Mitter, Schlieder und Yamazaki 1959).

Im Fall einer asymmetrischen Kondensation im Grundzustand (d.h. bei spontaner Symmetriebrechung) können neue lokale Goldstone-Bosonen-Felder aus den Basisfeldern konstruiert werden, die den Anregungen der Kondensationen entsprechen.

Die formale Konstruktion der verschiedenen Goldstone-Dressings in der Urfeld-Theorie erfolgt analog dem Modell von Nambu und Jona-Lasinio (1961), dessen Lagrange-Funktion ähnlich wie (100) aussieht

$$L = \frac{i}{2} \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - \frac{g}{2m^2} (\bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma_5 \Psi) \cdot (\bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma_5 \Psi) \quad (102)$$

(g = Kopplungskonstante, m = Masse).

Das 4komponentige Spinor-Basisfeld ("Weyl-Isospinor") Ψ charakterisiert die lokale Wechselwirkung und die lokale Ausbreitung. Dieses Feld läßt sich zerlegen in einen Anteil, der chiral-aktiv ist (Links/Rechts-Händigkeit-ändernd), $\Psi(x)$, und in einen chiral-inaktiven Teil $\psi(x) \rightarrow \psi(x)$

$$\Psi(x) = e^{-\frac{i}{2} \gamma_5 \varphi(x)} \psi(x), \quad \varphi(x) \rightarrow \varphi(x) + \alpha \quad (103)$$

(Dies ist das Analogon zur Zerlegung des skalaren nichthermiteschen Higgs-Feldes $\xi(x)$ im Higgs-Modell in seine azimuthalen und radialen Komponenten.)

Die freie Lagrange-Funktion enthält zwei quasi-Teilchen, ein masseloses, das mit Ψ zusammenhängt, und ein massives, das mit ψ verbunden ist.

Im Isospin-SU(2)-Modell ist die nichtlineare Spinor-Lagrange-Funktion um den Faktor $-M_0 \bar{\Psi} \Psi$ gegenüber (102) erweitert (Dürr und Saller 1977).

Das Isospinor-Spinorfeld Ψ ist invariant gegenüber SU(2) Isospin-Transformationen.

$$\Psi(x) \sim e^{-\frac{i}{2} \beta \vec{\tau}} \Psi(x) \quad (104)$$

Das Isospinorfeld Ψ erhält eine Masse M_0 und die zwei Felder ψ_i bekommen Massen $m_i = M_0 + m_0 \pm \mu$, wobei m_0 und μ von den Größen c und d abhängen, welche die Werte der asymmetrischen Grundzustände $|\Omega\rangle$ beschreiben

$$\begin{aligned} \langle \Omega | \bar{\Psi} \lambda_3 \Psi | \Omega \rangle &= c \\ \langle \Omega | \bar{\Psi} \Psi | \Omega \rangle &= d \end{aligned} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (105)$$

Der Grundzustand $|\Omega\rangle$ unterscheidet eine Richtung im Isoraum (identifiziert mit der 3. Achse I_3), daher die angegebenen Symmetrie-Bedingungen c und d.

Die Lagrange-Funktion enthält vier lokale Fermi-Felder. Sie bestehen aus einem Isodublett $\Psi_\alpha(x)$ und zwei Isosingletts $\psi_1(x)$ und $\psi_2(x)$ mit den Massen M_0 , M_0 , $M_0 + m_0 + \mu$ und $M_0 + m_0 - \mu$. Sie werden von Dürr und Saller als die 4 Quarks $q = (u, d, c, d)$ interpretiert.

In der Urfeld-Theorie ist der Weinberg-Winkel θ so bestimmt, daß $\sin \theta = 1/4$ ist, und Neutrinos sind masselos. Die Higgs-Felder sind in der Theorie entbehrlich.

Die Elementarteilchendynamik wird damit als Dynamik von effektiven Feldern begründet, welche geeigneten "Verbindungen" des Urfeldes entsprechen. Die Selbstwechselwirkung ist primär, während die Wechselwirkung von Nachbarpunkten und Ausbreitungsphänomenen eine sekundäre Folge der Quantisierung ist. Die effektiven Wechselwirkungen werden eichartig.

Das Kondensat gewisser Urfeldpaare im Grundzustand, welches (aufgrund spontaner Symmetriebrechung) nicht mehr die volle Symmetrie der Dynamik besitzt, führt auf eine Quantisierungsbedingung für das Urfeld.

Dem Raum-Zeit-Kontinuum wird die für Spinore charakteristische 4-dimensionale Minkowski-Metrik aufgeprägt. Abweichungen von dieser Metrik, die im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie Gravitationsfeldern entsprechen, treten als Goldstone-Anregungen des Minkowski-Kondensats auf (Dürr 1982c).

16. Supereichtheorien und Supergravitation

Die Länge, bei der die SU(5)-Symmetrie exakt erhalten ist, $\sim 10^{-29}$ cm, liegt bereits im Größenordnungsbereich der Planckschen Länge $\sim 10^{-32}$ cm, bei welcher die Gravitation ebenso stark ist wie alle übrigen Kräfte. Eine Vereinigung der Gravitation mit den übrigen Kräften verlangt, daß neben Spin -1/2 Teilchen (Spinore) und Spin -1 Teilchen (Vektorbosonen) auch Spin-2-Teilchen (Tensor-Gravitonen) in einer übergeordneten Eichgruppe untergebracht werden müssen.

Man gelangt zur "Supergravitation" als einer Eichtheorie der Supersymmetrie (Wess und Zumino 1974). Die Supersymmetrie verknüpft Teilchen mit unterschiedlichen Spins, d.h. Fermionen und Bosonen.

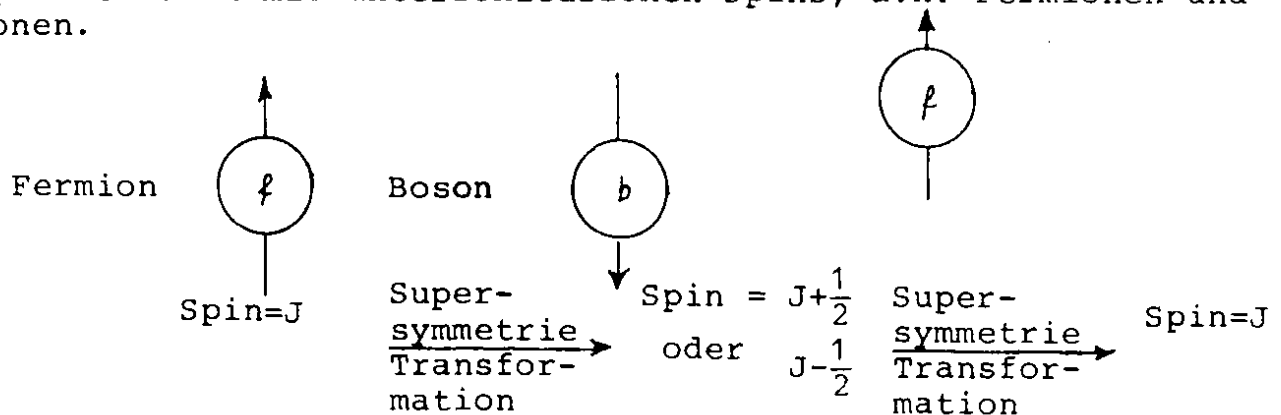


Bild 56: Supersymmetrie-Transformation im Superraum

Wie der Isospin im Isoraum zwei Zustände annehmen kann (Pfeilrichtung nach oben und nach unten), so ist das hypothetische "Superteilchen" in einem imaginären Superraum definiert, in welchem es zwei Richtungen annehmen kann. Pfeilstellung nach oben bedeutet Fermion, Pfeilstellung nach unten bedeutet Boson. Die Spins von Fermionen und Bosonen sind immer benachbart, d.h. ein Boson b mit Spin 1 kann ein Fermion f binden, das entweder Spin 1/2 oder 3/2 trägt.

Supersymmetrie-Transformationen verbinden die Felder b (Bosonen) und f (Fermionen) mit neuen Feldern b' und f'

$$\begin{aligned} b' &\rightarrow b + \epsilon f \\ f' &\rightarrow f + \epsilon b \end{aligned} \quad (108)$$

wobei ϵ der Phasenwinkel ist, der die Rotation des Superteilchens im Superraum angibt. f und ϵ sind antikommutierende Zahlen.

Nach dem Paulischen Ausschließlichkeitsprinzip können zwei Fermionen nicht denselben Platz belegen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, zwei Fermionen am selben Ort zu finden, ist $f \times f = 0$ (eine Eigenschaft antikommutierender Zahlen).

Die Wahrscheinlichkeit dafür, zwei Bosonen b am gleichen Ort zu finden, ist $b \times b > 0$ (gewöhnliche Zahl).

Wenn zwei Bosonen jedoch durch Supersymmetrie-Rotation in Fermionen transformiert werden, muß die Wahrscheinlichkeit dafür, sie am selben Ort zu finden, Null werden:

$$(b' \times f') = (f + \varepsilon b) \times (f + \varepsilon b) = 0. \quad (109)$$

Daraus folgt die Bedingung (die der Grassmann-Algebra entspricht):

$$(f \times \varepsilon) + (\varepsilon \times f) = 0, \quad \varepsilon \times \varepsilon = 0. \quad (110)$$

Wiederholte Anwendung der Fermion-Boson-Transformation bewegt ein Teilchen von einem Punkt der Raum-Zeit zu einem anderen. Wiederholte Supersymmetrie-Transformation ergibt daher eine Poincaré-Transformation der Position. Die globale Supersymmetrie ist eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen im flachen Raum, ist also unabhängig von der Gravitation. Andererseits bedingt die lokale Poincaré-Invarianz eine Symmetrie $SO(1,4)$, welche auf die allgemeine Relativitätstheorie führt. Daher kann eine Verbindung zwischen lokaler Supersymmetrie und Gravitation erwartet werden.

Lokale Supersymmetrie ist möglich, wenn zwei neue Felder eingeführt werden: ein Spin-2-Graviton und ein neues Spin 3/2-"Gravitino".

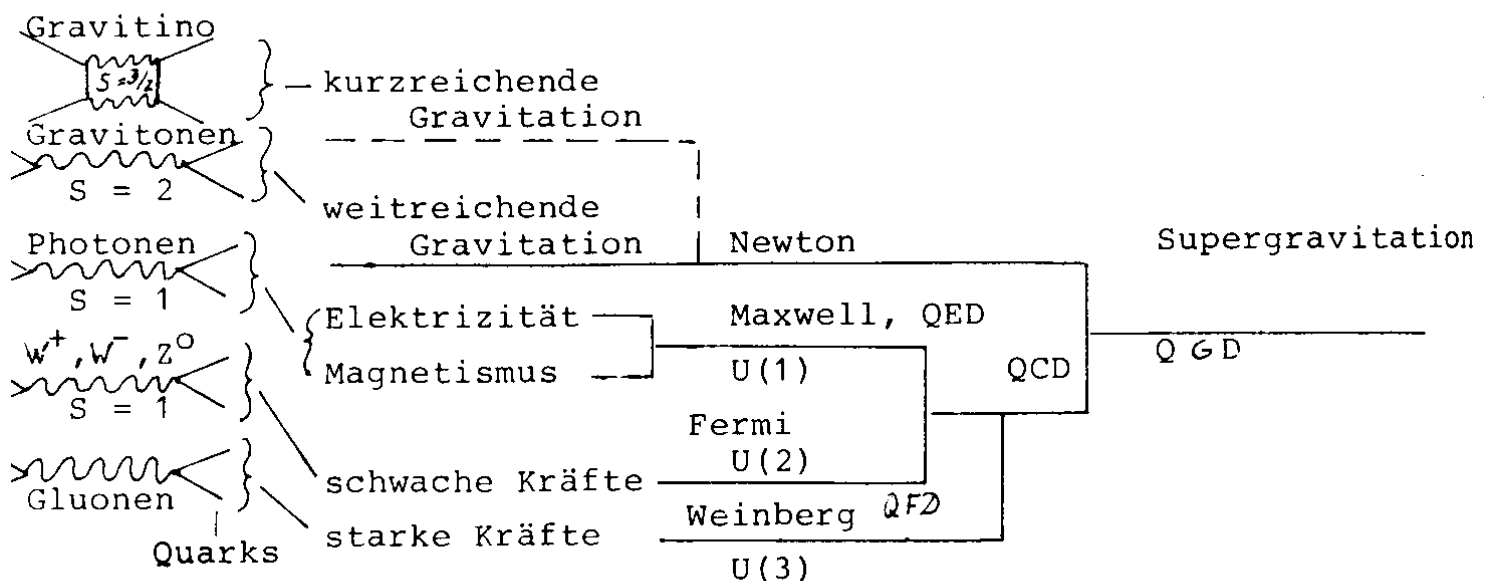


Bild 57: Vereinigungsschema aller Wechselwirkungen

(QED = Quantenelektrodynamik
 QFD = " - Flavour- "
 QCD = " - Color - "
 QGD = " - Graviton- ")

Um eine lokale Supersymmetrie zu bekommen, muß ein Eichfeld für jede der in der Gleichung auftretenden Symmetrien eingeführt werden. Eine Verschiebung in der Raum-Zeit ist eine Poincaré-Transformation, für die das Spin-2-Graviton das Eichteilchen ist. Daher wird die Supersymmetrie gewöhnlich Supergravitation genannt.

Die Supergravitation beschreibt die allgemeine Relativitätstheorie in der Sprache der Quantenfeldtheorie, d.h. als Austausch von Quanten. Der entgegengesetzte Weg der Formulierung sämtlicher Quantenfelder in geometrischen Termen wird in der Metronentheorie (siehe weiter unten) gegangen.

Um die Supersymmetrie geometrisch herleiten zu können, wird die Raum-Zeit erweitert um zusätzliche Koordinaten θ^α ($\alpha=5,6,7,8$), die antikommutierende Zahlen (bzw. "Majorana-Spinore") sind.

$$\theta^\alpha \theta^\beta + \theta^\beta \theta^\alpha = 0, \quad (\theta^\alpha)^2 = 0. \quad (111)$$

Der normale Raum wird zum 8-dimensionalen supersymmetrischen Raum mit den Koordinaten z^A ($A=\mu, \alpha=1,2,3,4,5,6,7,8$).

Die ersten vier Koordinaten sind Bosonen-Koordinaten x^μ ; die letzten vier Koordinaten sind Fermionen-Koordinaten θ^α

$$z^A = (x^\mu, \theta^\alpha)$$

und die Felder werden zu "Superfeldern" $\phi(z) = \phi(x^\mu, \theta^\alpha)$.

Arnowitt und Nath (1976) haben die Einsteinsche Relativitätstheorie in den Superraum umgeschrieben, d.h. in eine Riemannsche Geometrie im 8-dimensionalen Raum mit Grassmann-Koordinaten. Das Linienelement im Superraum ist z.B.

$$ds^2 = dz^A g_{AB}(z) dz^B \quad (112)$$

Das Basis-Eichfeld der Theorie $g_{AB}(z)$ kann in drei Sektoren aufgeteilt werden, die in einer Superfeld-Reihen-Entwicklung nach θ^α folgendes Aussehen hat:

$$\begin{aligned} \text{Bose-Bose-Sektor} \quad g_{\mu\nu}(z) &= g_{\mu\nu} + \bar{\theta} \theta p_{\mu\nu} + \dots \\ \text{Bose-Fermi-Sektor} \quad g_{\mu\alpha}(z) &= -g_{\alpha\mu}(z) = \psi_{\mu\alpha} + \bar{\theta}_\alpha \psi_\mu + \bar{\theta}_\alpha (\bar{\psi} \gamma_\mu \theta) + \dots \\ \text{Fermi-Fermi-Sektor} \quad g_{\alpha\beta}(z) &= -g_{\beta\alpha}(z) = \eta_{\alpha\beta} F + [\bar{\theta}_\alpha \bar{\chi}_\beta - \bar{\theta}_\beta \bar{\chi}_\alpha] + \dots \end{aligned} \quad (113)$$

Darin sind $g_{\mu\nu}$, $\psi_{\mu\alpha}$, $p_{\mu\nu}$, ψ_μ , χ_α , F Funktionen von x .

Für die hier verwendeten Majorana-Spinore gilt

$$\begin{aligned} \bar{\theta} &= \theta^+ \\ \bar{\theta}_\alpha &= \theta^\beta (-C^{-1})_{\beta\alpha} = \theta^\beta \eta_{\alpha\beta} \quad (C = \text{Ladungskonjugations-Matrix}) \\ -2 \eta^{\mu\nu} &= [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad (\gamma^\mu = \text{Dirac-Matrizen}) \\ \eta_{\mu\nu} &= (-1, 1, 1, 1), \quad \eta_{\alpha\beta} = (-C^{-1})_{\alpha\beta}, \quad \eta^{\alpha\beta} = (\gamma^0)^{\alpha\beta} \\ p_{\mu\nu} &\hat{=} \text{Feldstrom} \hat{=} \text{Quelle von } g_{\mu\nu}, \quad F \hat{=} \text{Maxwell-Feld} \end{aligned}$$

Die in der oben angegebenen Reihenentwicklung auftretenden Terme entsprechen verschiedenen physikalischen Wechselwirkungen, auf die nicht weiter eingegangen werden kann.

Es gibt mehrere Ansätze zu Supergravitationstheorien. Diese lassen sich durch die Anzahl N unterschiedlicher Boson-Fermion-Transformationen klassifizieren. N entspricht der Zahl von Spin-3/2-Gravitinos, die in die betreffende Theorie eingehen.

Keine dieser 8 Theorien ist allerdings umfangreich genug, um sämtliche bekannten Spin 1/2- und Spin-1-Teilchen zu umfassen. Speziell das Myon und intermediäre Vektor-Bosonen fehlen darin noch (bis 1980).

Ist z.B. $N = 2$, dann umfaßt die Theorie 1 Graviton, 2 Gravitinos und ein Spin 1-Teilchen (z.B. Photon). Die realistischste Theorie scheint die $N(8)$ -Theorie zu sein, weil sie die meisten Teilchen enthält und hochgradig symmetrisch ist.

Ein Graviton kann in ein Gravitino und dieses in ein Photon transformiert werden.

Super-gravitative Theorie Spin:	Partikel-Inhalt				
	Skalar 0	Fermion 1/2	Boson 1	Gravitino 3/2	Graviton 2
$N = 1$				1	1
$N = 2$			1	2	1
$N = 3$		1	3	3	1
$N = 4$	2	4	6	4	1
$N = 5$	10	11	10	5	1
$N = 6$	30	26	16	6	1
$N = 7$	70	56	28	7	1
$N = 8$	70	56	28	8	1

Tabelle II: Erweiterte Supergravitations-Theorien

Alle Teilchen sind masselos und tragen weder elektrische noch magnetische Ladungen. Einige der Teilchen erhalten daher Massen durch den Higgs-Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung (Nath 1975). Das würde auch erklären, weshalb bisher noch keine Gravitinos entdeckt worden sind. Denn die Massen können so groß sein, daß sie die Energien der Teilchenbeschleuniger übersteigen.

Die Superfeld-Bewegungsgleichungen zerfallen in Einstein-, Maxwell-(oder Yang-Mills-), Dirac- usw. -Feldgleichungen.

Eine der wesentlichen Vorzüge der Supergravitation ist die Möglichkeit der Renormierung des Gravitationsfeldes.

In allen Quantenfeldtheorien beschreiben die Feynman-Diagramme, in denen virtuelle Teilchen geschlossene Schleifen bilden, echte Quanteneffekte. Die Berechnung der mit diesen Diagrammen verknüpften Wahrscheinlichkeiten verlangt eine Summation der virtuellen Teilchen über alle möglichen Energien. Diese Summen führen zu Divergenzen, welche durch Renormierungsprozeduren umgangen werden können.

In der Quanten-Gravitation sind die Unendlichkeiten viel dramatischer und können nicht beseitigt werden. Denn während die

elektrische Kraft zwischen den Teilchen unabhängig von Masse und Energie ist und nur von der Ladung abhängt, ist die Gravitationskraft proportional zur Masse und Energie. Wenn also die Energien der virtuellen Teilchen anwachsen, wächst auch die Gravitationskraft. In der Summe der Wahrscheinlichkeiten, zu der alle möglichen Energien virtueller Teilchen beitragen, tragen die höheren Energien viel mehr bei im Fall der Gravitation als bei anderen Wechselwirkungskräften.

Es zeigte sich nun, daß im Fall der Supergravitation einige Diagramme positiv unendlich, andere negativ unendlich sind und bei der Summation verschwinden.

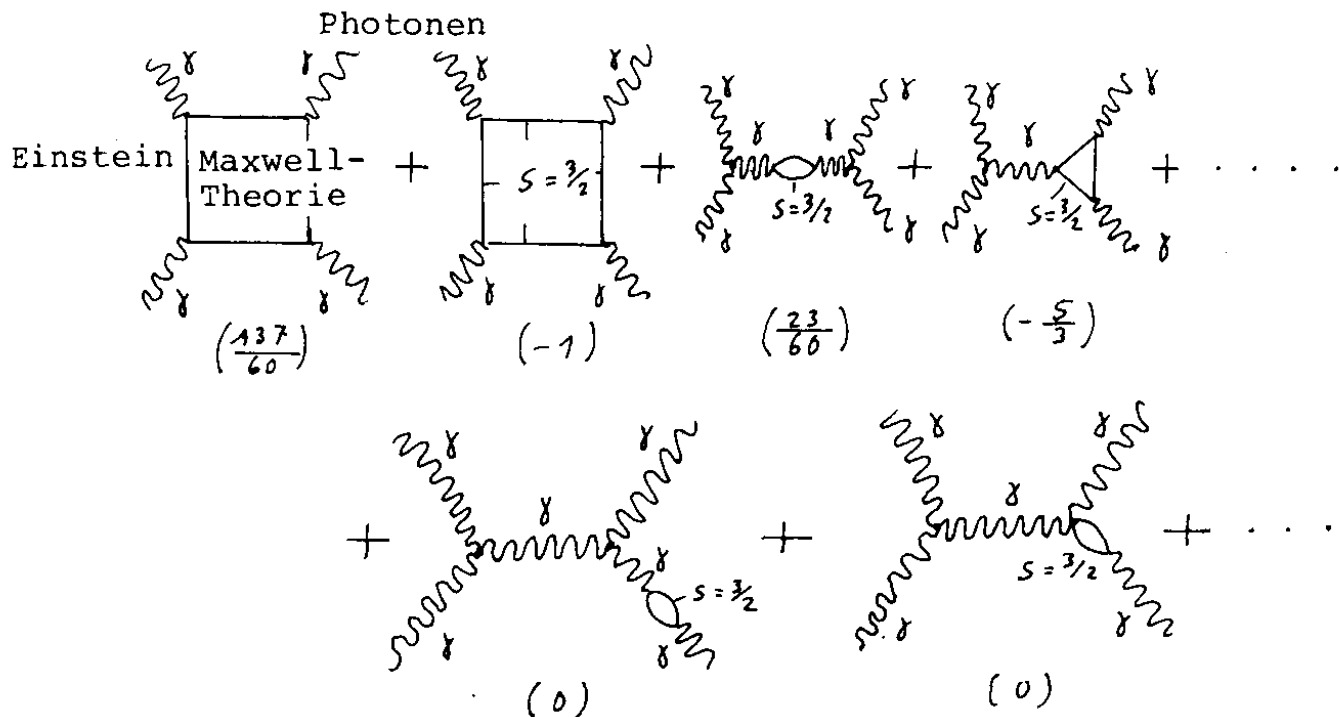


Bild 58: Endliche Wahrscheinlichkeit für Schleifen-Diagramme der Quanten-Gravitation einschließlich Gravitino-Wechselwirkungen in der Photon (γ)-Photon(γ)-Wechselwirkung. Die Summe der Koeffizienten (Klammerausdrücke) ist Null.

In allen acht erweiterten Supergravitations-Theorien ist die Summe aller Diagramme mit einer und mit zwei Schleifen für alle physikalischen Prozesse endlich. Der Beweis dafür, daß auch Diagramme mit drei und mehr Schleifen renormierbar sind, muß für die Supergravitation noch geführt werden.

Weil die innere Symmetrie in der erweiterten Supergravitation lokal sein soll, muß in die Feldgleichungen das bereits von Einstein vorgeschlagene und wieder zurückgezogene kosmologische Glied λ eingeführt werden. Die innere Symmetrie hängt mit der **Stärke der elektromagnetischen und der Kern-Kräfte** zusammen. Von der Theorie wird ein Wert für λ gefordert, der die aus den Beobachtungen abgeleitete obere Grenze überschreitet.

Es ist die Frage, wie die zusätzlichen Dimensionen zu deuten sind. In der 5-dimensionalen Gravitationstheorie von Kaluza-Klein und Jordan diente die 5. Koordinate dazu, durch Dimensionsreduktion bzw. durch projektive Darstellung eine zusätzliche Feldgröße zu erhalten. Die 5. Dimension hatte in diesen Theorien keine physikalische Bedeutung. Die zusätzlichen Weltausdehnungen N in der Supergravitation werden "versteckt" in Kugelvolumina mit einer Ausdehnung der Planckschen Länge (Cremmer und Scherk 1976).

Cremmer und Julia (1978) setzten die $N=8$ Supergravitations-Lagrangefunktionen an in 11 Dimensionen. Die so erhaltene Super-Lagrangefunktion besitzt eine lokale innere $SU(8)$ -Symmetrie, obgleich von einer inneren $SO(8)$ ausgegangen wurde. Die 8 Teilchen könnten 3 Chromons, 2 Flavons und 3 Familons sein.

Bisher konnten noch kein Superpartner, wie das "Photino" (Spin = $1/2$) (Cabibbo 1981) als Partner zum Photon, oder das Gravitino (Spin = $3/2$) als Partner des Gravitons, oder spinlose skalare Teilchen nachgewiesen werden.

Das stark degenerierte Vakuum wird durch Quanteneffekte reduziert. Wenn die Energieschwankungen infolge von Quanten-Korrekturen hinreichend schwach sind, könnte es möglich werden, das "Eich-Hierarchie-Problem" zu verstehen, das darin besteht, daß die Vereinigungsmasse der GUT $M = 10^{15}$ GeV beträgt, bei der die $SU(5)$ in die $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ zusammenbricht, aber die Vereinigungsmasse, bei welcher die $SU(2) \times U(1)$ zur $U(1)$ zusammenbricht, nur $M = 10^2$ GeV ist (Witten 1981).

Dann nämlich sollte ein leichtes schwach gekoppeltes Skalar-Teilchen "Wittino" erscheinen, dessen Masse durch Quanteneffekte bestimmt wird. Weitere leichte, schwach gekoppelte, skalare "Axionen" sollten in Verbindung mit zusätzlichen Symmetrien in der Supergravitation auftreten.

Die obere Grenze der kosmologischen Massendichte erfordert, daß quasi-stabile Objekte (wie Wittinos und Axionen) hinreichend leicht bleiben oder daß sie hinreichend schwer sind, um rasch wieder zu zerfallen.

Gegenwärtig schätzt man (Gaillard 1982), daß die Supersymmetrie entweder etwas oberhalb der elektroschwachen Vereinigung 10^2 GeV gültig ist oder etwas unterhalb der GUT-Energie 10^{15} GeV.

17. Geometrische Innenstrukturen der Elementarteilchen

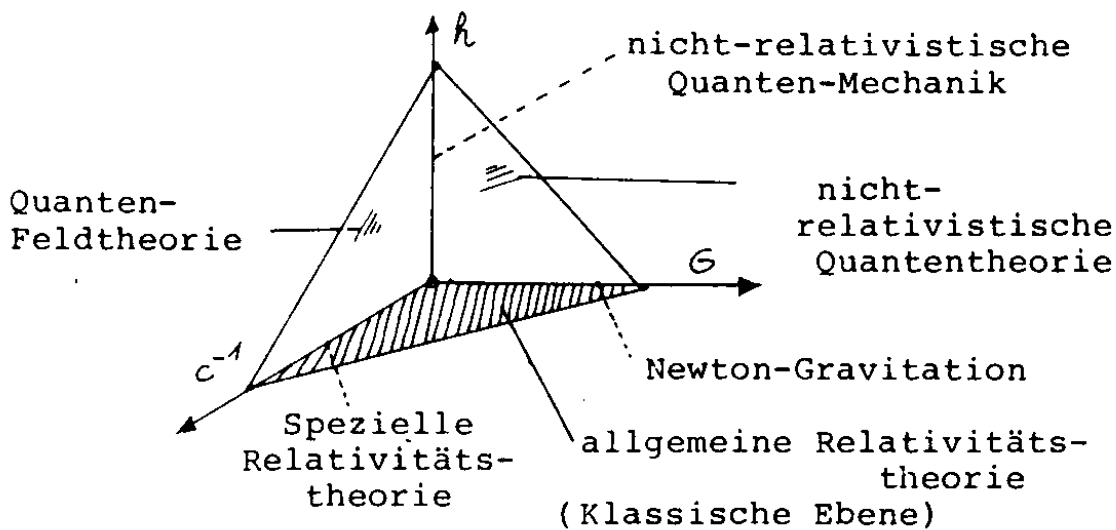
17.1 Allgemeine Relativitätstheorie und die mögliche Existenz pathologischer Raum-Zeiten

Ein Nachteil der phänomenologischen einheitlichen Feldtheorien ist deren große Zahl von Parametern, die nicht von der Theorie vorhergesagt, sondern an die Experimente angepaßt werden müssen. Bereits die Quantenelektrodynamik enthält die Sommerfeld-Feinstrukturkonstante α bzw. die Elementarladung als Erfahrungswert, ohne zu erklären, wie die beobachteten Werte dieser Größen zustande kommen.

Als Mindestzahl der in einer einheitlichen Feldtheorie auftretenden Parameter erwartet man die physikalischen Grundgrößen, welche die bislang nicht vollständig vereinheitlichten physikalischen Theorien charakterisieren.

So ist die Newtonsche Gravitationstheorie durch die Gravitationskopplungskonstante G bestimmt. Die spezielle Relativitätstheorie enthält die Lichtgeschwindigkeit c als Grundgröße und die Quantentheorie baut auf der Planckschen Konstante h auf.

Kuchař (1980) stellt die physikalischen Theorien und ihre Grundgrößen in einer Dimensionspyramide dar:



$$L_0 = \sqrt{\frac{G h}{c^3}} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}$$

$$m_e = \sqrt{\frac{h c}{G}} = 2,2 \cdot 10^{-5} g$$

$$t_0 = \sqrt{\frac{h G}{c^5}} = 5,4 \cdot 10^{-44} s$$

Bild 59: Dimensions-Pyramide als Darstellung der Abhängigkeiten der Feldtheorien von drei physikalischen Grundgrößen.

Dimensionsmäßig ergibt die Kombination der drei physikalischen Grundgrößen die Plancksche Länge $L_0 = (G h / c^3)^{1/2}$ und die Plancksche Masse $m_e = (h c / G)^{1/2}$.

Das Innere der schematischen Dimensions-Pyramide ist das Terra incognita der allgemeinen relativistischen Quanten-Feldtheorie und Quanten-Gravitation, das noch untersucht werden muß.

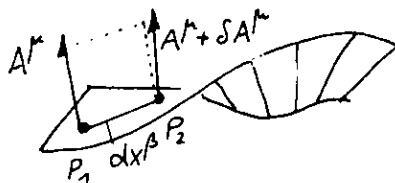
Die neue Theorie über Quantenfelder in gekrümmten Räumen von Birrell und Davies (1982) kommt mit den Größen h, c und G aus.

Es gibt keine einheitliche Theorie der Elementarteilchen, die mit weniger als einem Dutzend "per Hand" eingeführter Parameter auskommt, mit Ausnahme der nichtlinearen Spinorthorie und der Metronentheorie von Burkhard Heim. In die Metronentheorie gehen nur die drei Parameter G , h und c bzw. ein Flächenquant - das Metron $\tau = \frac{Gh}{c^3}$ - ein. Diese Theorie beschreibt die Terra incognita der Dimensions-Pyramide. (Die nichtlineare Spinorthorie betrachtet Elementarteilchen zwar als Leptonenwolken mit einer bestimmten Struktur, doch kann die geometrische Struktur im einzelnen nicht angegeben werden.)

Eine philosophisch befriedigende Lösung des Elementarteilchen-Problems stellt erst das Bild vom Innern eines Subkonstituenten der Materie dar. Speziell der Übergang zwischen der Vakuum-Topologie zur materiellen Erscheinungsform muß verstanden werden. Singularitäten dürfen weder physikalisch noch mathematisch auftreten.

In der Riemannschen Geometrie, die der allgemeinen Relativitätstheorie zugrunde liegt, findet man invariante Differentiationen an Tensoren durch die Untersuchung der Parallelverschiebung eines Vektors A^μ von einem Punkt P_1 nach P_2 in einem gekrümmten Raum, wobei der Punkt-zu-Punkt-Zusammenhang (affiner Zusammenhang) durch die Symbole $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ ausgedrückt wird. A^μ sind die Komponenten eines Vektors in P_1 .

Die Koordinaten dieses über die Strecke dx^β nach P_2 verschobenen Vektors sind $A^\mu + \delta A^\mu$.



$$\delta A^\mu = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu A^\alpha dx^\beta \quad (114)$$

Alle metrischen Eigenschaften des Kontinuums werden durch die Fundamentaltensoren $g_{\mu\nu}$ bestimmt, z.B. das quadratische Linienelement +)

$$ds^2 = \sum_{\mu,\nu}^4 g_{\mu\nu} \cdot dx^\mu dx^\nu, \quad (115)$$

wobei dx^μ , dx^ν beliebig gekrümmte Koordinatendifferentiale sind, ebenso definieren die $g_{\mu\nu}$ auch die $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$.

+)
$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2\varphi}{c^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \frac{2\varphi}{c^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 - \frac{2\varphi}{c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 - \frac{2\varphi}{c^2} \end{pmatrix}, \quad \varphi = \frac{Gm}{r}$$

(Ein Fundamentaltensor definiert die Metrik der Basisvektorsysteme $\bar{e}$. Das Produkt der Basis- oder Eichvektoren $\bar{e}_i \bar{e}_k = g_{ik}$ eines Koordinatensystems bestimmt die Lagen und Maßverhältnisse. Verschiebungen werden auf kontravariante Systeme mit den Basisvektoren $\bar{e}^i$ bezogen, und Kräfte K_i auf ein kovariantes System mit $\bar{e}_i$, z.B. Arbeit = $K^i x_i$.)

Man erhält die $\Gamma_{\alpha\beta}^{\mu}$ aus der Eigenschaft, daß das Quadrat des Betrages eines Vektors eine Invariante ist:

$$|A^{\mu}|^2 = A_{\mu} A^{\mu} = g_{\mu\nu} A^{\nu} A_{\mu} \quad (116)$$

bzw. daß sich der Wert bei Parallelverschiebungen nicht ändert

$$\delta(g_{\mu\nu} A^{\nu} A_{\mu}) = 0 \quad (117)$$

Daraus erhält man die Zusammensetzung der Christoffelschen Symbole

$$\Gamma_{\alpha\mu\nu}^{\mu} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{\mu\alpha}}{\partial x^{\nu}} + \frac{\partial g_{\nu\alpha}}{\partial x^{\mu}} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^{\alpha}} \right) \quad (118)$$

oder

$$g^{\sigma\alpha} \Gamma_{\sigma\mu\nu}^{\mu} = \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}, \quad \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} = \Gamma_{\nu\mu}^{\alpha} \quad (119)$$

Durch Verschiebung eines Vektors A^{μ} auf einer geschlossenen Kurve erhält man den Krümmungstensor und aus diesem bei Gleichheit zweier Indizes (Verjüngung) den Ricci-Tensor

$$R_{\mu\nu} = \frac{\partial \Gamma_{\mu\alpha}^{\alpha}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}} + \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\beta} - \Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} \Gamma_{\alpha\beta}^{\beta} \quad (120)$$

Einstein entdeckte, daß die einzige Kombination, für welche die Ableitung nach den Raum-Zeit-Koordinaten (Divergenz) verschwindet, die Summe aus dem Ricci-Tensor $R_{\mu\nu}$ und dem Produkt $g_{\mu\nu} R$ mit $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ ist.

$$\frac{\partial}{\partial x^{\sigma}} (R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R) = \frac{\partial}{\partial x^{\sigma}} G_{\mu\nu} = 0 \quad (121)$$

($G_{\mu\nu}$ heißt Einsteintensor)

Der Energiesatz der Materie verlangt, daß die Divergenz des Energie-Impulsdichte-Tensors $T_{\mu\nu}$ ebenfalls verschwinden muß. Einsteins große Leistung bestand darin, die Divergenz des Strukturteils $G_{\mu\nu}$ proportional zur Divergenz von $T_{\mu\nu}$ zu setzen

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}, \quad \kappa = \text{const} \quad (122)$$

Allerdings wußte er nicht, wie $T_{\mu\nu}$ aufgebaut werden sollte. Und nur für die idealisierte Betrachtung, daß die Materie sich staubförmig in einem großen Volumen gleichmäßig verteilt befindet, galten Einsteins kosmologische Modelle.

Den Quantencharakter der Materie berücksichtigte er nicht, auch traf er keine Unterscheidung zwischen Quellen und Feldern.

Der Energie-Impulsdichte-Tensor beschreibt nur Felder. Die atomistische Materie wurde als punktförmige Quelle aufgefaßt und gegenüber dem Feld vernachlässigt.

Daher wandte Einstein die Feldgleichungen auch nur für kosmologische Beziehungen an. Diese Überzeugung wird noch heute allgemein vertreten.

Es wurde nie ganz klar, ob die Materiedichte $T_{\mu\nu}$ den Raum krümmt oder ob die lokalen Trägheitswirkungen, die mit der Schwerkraft identisch sind, durch die Krümmung $G_{\mu\nu}$ verursacht werden, wobei für $G_{\mu\nu}$ die Wirkung sämtlicher Sterne im Universum verantwortlich sein sollte (Machsches Prinzip).

Da die Trägheitswirkung $\Gamma_{\kappa\epsilon}^i$ durch Koordinatentransformationen zum Verschwinden gebracht werden kann und diese Scheinkraft aber identisch mit der Schwerkraft sein soll, gerät man in ein Dilemma bei dem Versuch, die Gravitation quantisieren zu wollen. Man geht ähnlich vor wie in der Quantenelektrodynamik und postuliert Wechselwirkungsteilchen der Gravitation - die Gravitonen. In der Nähe der Quellen wird die Gravitation unendlich groß. Wie ist dies verträglich mit dem Charakter einer Scheinkraft?

Die wirkliche Form von g_{ik} ist nicht bekannt. Die isotrope statische kugelsymmetrische Lösung der Feldgleichungen mit der Metrik nach Schwarzschild liefert die richtigen Werte für die Perihelverschiebung des Merkurs, für die Ablenkung von Lichtstrahlen an der Sonne und für die gravitative Rotverschiebung. In dieser Metrik bzw. im quadratischen Linienelement, tritt eine Singularität auf (Schwarzschildradius), wenn der Sternradius r ebenso groß ist wie $r_g = \frac{GM}{c^2}$, wobei M die Masse des Sterns ist.

Viele Relativitätstheoretiker waren sich einig in der Ansicht, daß diese Singularität nicht die Wirklichkeit darstellt, sondern nur die mathematische Grenze für die Anwendbarkeit der Schwarzschild-Lösung. Im Jahr 1939 untersuchten Oppenheimer und Snyder die Folgen, welche die physikalische Existenz des Schwarzschild-Radius für das Kollabieren von Sternen hätte. Erst Anfang der 70er Jahre begannen die Astrophysiker, solche Singularitäten für Objekte, deren körperlicher Radius kleiner als sein Gravitationsradius r_g wird, ernst zu nehmen (Schwarze Löcher). Hawking (1974) brachte die Vorstellung von den Quanten-Fluktuationen des Vakuums mit der Theorie der Schwarzen Löcher zusammen und erhielt als Ergebnis, daß Schwarze Löcher Energie abstrahlen sollten. Inwieweit es gerechtfertigt ist, spezielle Ergebnisse der Quantenelektrodynamik und der allgemeinen Relativitätstheorie zusammenzusetzen, ist umstritten.

Den Urknall, also die Singularität am Raum-Zeit-Nullpunkt, versuchte man ebenfalls im Rahmen der Theorie der Schwarzen Löcher zu erklären. Damit die Singularität überhaupt "aufbrechen" konnte, mußte die Singularität rotieren. Zur Beschreibung rotierender Massen mit Drehimpuls wird die Metrik nach Kerr verwendet (1965).

Bereits 1949 hatte Kurt Gödel eine Metrik gefunden, die einen rotierenden Raum beinhaltete. In dieser Lösung wären Weltlinien möglich, die in sich zurücklaufen, d.h. Reisen in die Vergangenheit wären möglich. (Siehe Bild 60)

In der Kerr-Schild-Metrik gibt die Rotationsgeschwindigkeit der Singularität die Weite eines Ringes (anstelle eines Punktes) an, auf welchem die Anziehungskräfte alle Grenzen überschreiten. Selbst Licht kann nicht mehr aus dem Innenbereich entkommen. Weltlinien, die in diese Singularität hineinführen, ermöglichen wie im Gödelschen Modell die Rückkehr in die Vergangenheit eines Weltpunktes und auch dessen Beeinflussung.

Bei der Kerr-Metrik erfolgt - anders als beim Schwarzschild-Loch - die Umkehrung von Raum und Zeit am inneren Horizont noch ein zweites Mal. Für verschiedene Verhältnisse von Masse m und Drehgeschwindigkeit a ergeben sich andere pathologische Raumzeiten.

dem Konzept des klassischen Beobachters, der absolute punktförmige Messungen in der Raum-Zeit-Mannigfaltigkeit ohne Störungen ausführen kann. Um Wechselwirkungen in die Geometrie mit zu inkorporieren, muß die Physik in lokalisierbarer Weise beschrieben werden. Die Quantisierungsversuche der Gravitation sind sämtlich nur bedingt anwendbar (Audretsch 1981): In der äußeren Feldapproximation bleibt die Geometrie unquantisiert, denn das teilchenerzeugende Feld geht als ein unquantisiertes Hintergrundfeld in die Rechnungen ein. Nahe dem Big-Bang ist diese Methode nicht mehr anwendbar.

In der kovarianten Approximation der Gravitations-Quantisierung wird die Metrik $g_{\mu\nu}$ zerlegt in einen klassischen Hintergrund, die Minkowski-Metrik $\eta_{\mu\nu}$, und in eine Störung $h_{\mu\nu}$, welche quantisiert wird:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (123)$$

Diese Methode verstößt gegen das Paradigma der gekrümmten Geometrie der Raum-Zeit, hat aber den Vorteil, daß die Methoden des Paradigmas der Partikel-Physik, wie z.B. Yang-Mills Theorien nichtabelscher Eichtheorien, anwendbar sind. Die Gravitation ergibt sich dann als eine Theorie der Wechselwirkungen, vermittelt durch Gravitonen und Gravitinos.

Es ist die Hoffnung vieler Physiker, daß die Vereinheitlichung der beiden angesprochenen Paradigmen über eine mathematische Methode erfolgen wird, in der die Unendlichkeiten der Quantentheorie (die dort bisher durch Renormierung und Regularisierung umgangen werden) sowie die Singularitäten in der Gravitationstheorie (die hinter "Horizonten" verborgen bleiben) prinzipiell nicht mehr auftreten werden.

17.2 Geometrodynamik nach Wheeler

In seinen Versuchen zu einer einheitlichen Feldtheorie (des Elektromagnetismus und der Gravitation) führte Einstein (1945, 1946) einen 4-dimensionalen hermiteschen Fundamentaltensor zur Beschreibung der Metrik ein. In der Allgemeinen Relativitätstheorie wird ein symmetrischer Fundamentaltensor $g_{ik} = g_{ki}$ angenommen und mit dem Gravitationspotential identifiziert. In der Einsteinschen einheitlichen Feldtheorie sollen die zusätzlichen komplexen und nichtsymmetrischen Komponenten von g_{ik}^* elektromagnetische Potentiale sein.

In der Einstein-Infeld-Hoffmann-Näherung der dann entstehenden Einstein-Gleichungen führte das n-Teilchen-Problem nicht zu Coulomb-artigen Kräften zwischen den Ladungen, sondern zu Kräften mit einem distanzabhängigen Term (Treder 1957). Die verallgemeinerte Schwarzschildsche Lösung (für den kugelsymmetrischen Fall) zeigt darüber hinaus, daß es keine freien geladenen Partikel (z.B. ein Elektron) geben könnte (Wyman 1950).

Da die zur Modellierung der Quanten-Chromodynamik als Confinement für die Bewegungen der Quarks auftretenden Kräfte diese Eigenschaft besitzen (geladene, unfreie, distanzabhängige Kräfte), könnten die auftretenden Ladungen als Quarks identifiziert werden. Treder schlug daher vor, den rein imaginären antisymmetrischen Teil $g_{ik} = -g_{ki}^*$ in Einsteins nichthermiteschem Fundamentaltensor als das Duale des "Gluonenfeldes" aufzufassen und somit die Eigentümlichkeiten der Einsteinschen einheitlichen Feldtheorie physikalisch interpretierbar zu machen (Treder 1980). Aber auch in dieser Einsteinschen Strukturtheorie lassen sich nur die Felder als Eigenschaften einer besonderen Raum-Zeit-Geometrie interpretieren, nicht aber die Quellen selbst.

Wir wissen nur, daß innerhalb eines Bereichs der de Broglie-Wellenlänge eines Teilchens eine besondere Struktur vorliegt. In Hadronen befinden sich drei Streuzentren, die Quarks oder Partonen, in den Mesonen sind es zwei und in den Leptonen ist es nur ein Streuzentrum. Diese Streuzentren haben eine geringere Ausdehnung als 10^{-16} cm. Aber es ist nicht klar, woraus diese Streuzentren extrem hoher Dichte bestehen.

Nach der allgemeinen Relativitätstheorie bewirkt jede Art von Energie oder Masse eine Krümmung der Raum-Zeit-Geometrie. Daher versuchten Einstein und Rosen bereits 1935, ein einzelnes Teilchen durch eine extreme Krümmung (bis zu einem Loch) in einem sonst als euklidisch angenommenen Raum zu deuten. Der Schlauch in einem dreidimensionalen Raum sollte einen anderen euklidischen Raum verbinden bzw. an einer anderen Stelle desselben Raumes wieder auftauchen können. Es entstehen Henkel oder Wurmlöcher als "Einstein-Rosen-Brücken".

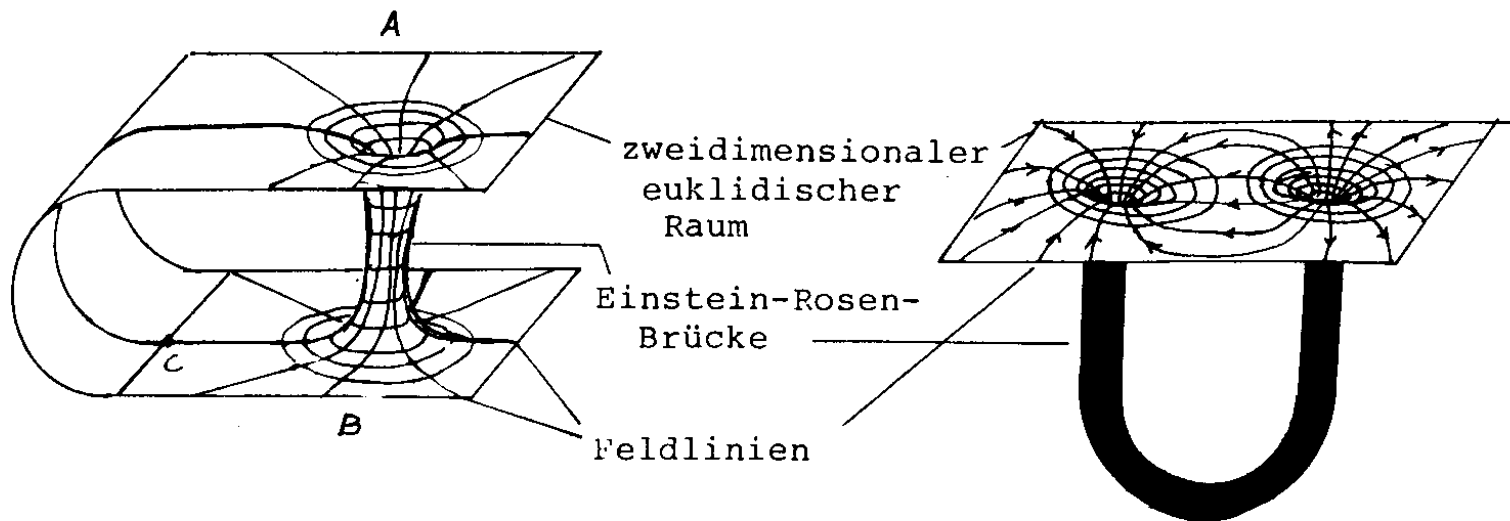


Bild 62: Zweidimensionale Darstellungen einer Einstein-Rosen-Brücke (Schwarzschild-Wurmloch)

Das Zwei-Körper-Problem kann mit diesen Wurmlöchern beschrieben werden. Die Löcher besitzen Masse-Eigenschaften in dem Sinne, daß die Metrik in ihrer Umgebung dieselbe wie die von Schwarzschild ist. Deshalb müssen sich die Löcher auch gegenseitig anziehen. Diese Topologie erklärt auch Kraftlinien und Ladungen.

Wäre die Einstein-Rosen-Brücke rein statisch, so ergäben sich Kausalitätsverletzungen derart, daß z.B. Signale von A nach C schneller ankommen würden, wenn sie von A durch das Loch dorthin gelangen würden. Die Koeffizienten der Schwarzschild-Metrik (in Kruskal-Koordinaten) sind jedoch zeitabhängig. Das bedeutet, daß der Hals eines Wurmloches sich nur für eine sehr kurze Eigenzeit öffnet. Der Schlauch dehnt sich aus - in Analogie - wie ein Gummiband, wenn die Öffnungen sich zusammenziehen (Fuller, Wheeler 1962). Das Wurmloch kann sich zu einer maximalen Größe öffnen, dann ist der Schlauch ebenfalls breit. Die Spannungen an den Rändern der beiden Blätter nehmen ab, und es kann zum Kollaps kommen. Expansion und Kollaps einer Einstein-Rosen-Brücke vollziehen sich so rasch, daß kein Lichtsignal diese Brücke durchlaufen kann, ohne in dem dünnen Schlauch vernichtet zu werden.

In der klassischen Geometrodynamik (Wheeler 1962) geht man von den Einstein-Maxwell'schen Gleichungen aus, in welchen die Energiedichte mit der Krümmung der leeren Raum-Zeit in Zusammenhang gebracht wird. (Die Metrik der Raum-Zeit wird durch diejenige von Reissner und Nordström realisiert.) Es werden anstelle eines homogenen Raum-Zeit-Kontinuums mehrfach zusammenhängende Mannigfaltigkeiten untersucht.

"Verknotungen" in der Feinstruktur der Topologie der Raum-Zeit werden als Elementarteilchen angesehen. Das Problem ist dann, die Einbettung dieser Knoten in die Raum-Zeit-Struktur zu beschreiben. Für Knoten-Wurmlöcher in einem 2+1 Raum-Zeit-Modell (mit zwei räumlichen und einer zeitartigen Dimension) sind Untersuchungen durchgeführt worden; dagegen existiert noch keine Liste von Knoten-Invarianten der "einfachsten" verknoteten zweidimensionalen Sphäre im Modell einer 3+1 Raum-Zeit (Mielke 1977).

Verknotungen von Wurmlöchern oder die "Addition von Hanteln" entstehen in der quantisierten Version der Geometrodynamik (QGMD) durch den Vorgang der "Durchtunnelung". Entsprechend dem Tunneleffekt in der Atomphysik, wo ein α -Teilchen den Potentialwall eines radioaktiven Kerns mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit durchdringen kann, so können sich zwei Hanteln ineinander verknoten.

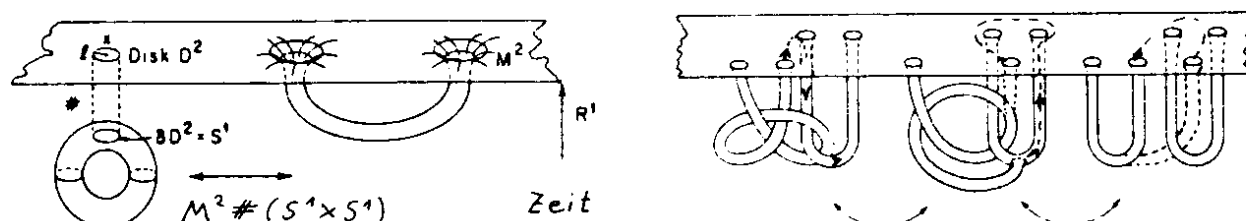


Bild 63: Ausbildung von Wurmlöchern, Hanteln und Verknotungen in der Raum-Zeit.

Der Diracsche "Vakuumsee" besteht aus sich bildenden und sich auflösenden "virtuellen" Knoten-Wurmlöchern. Um Massen und Ladungen einzuführen muß sich die Topologie der physikalischen Mannigfaltigkeit ($M^3_{\text{Phys}} = S^3$) ändern.

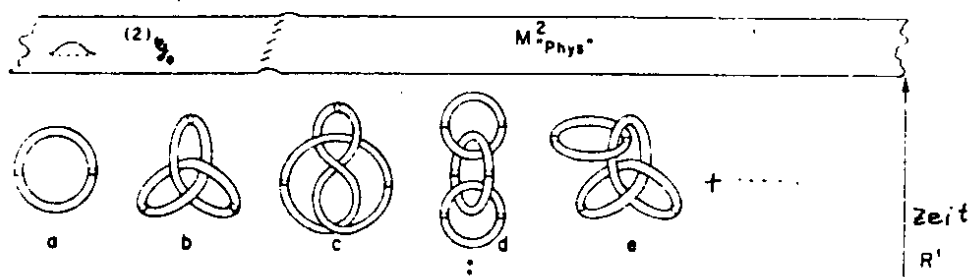


Bild 64: "Virtuelle" Knoten-Wurmlöcher im "Vakuumsee".

Die Möglichkeit, topologische Streuprozesse einzuführen, wurde von De Witt durch eine sog. Supermetrik im "Grand-Superraum" gefunden (De Witt 1970). "Topologische Streuprozesse" werden durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren eingeführt, die einer komplexen algebraischen Struktur gehorchen.

Die Wurmloch-Streuung besteht darin, daß ein- und auslaufende Mannigfaltigkeiten verschieden verknotet und verbunden sind. Die Charakteristika dieser Verbindung können berechnet werden. Dagegen ist es derzeit noch nicht gelungen, die Dynamik der Invarianten zu bestimmen.

In der Geometrodynamik läßt sich das elektromagnetische Feld vollständig geometrisieren. Die Quelle der elektrischen Ladung wird als eine Konzentration von elektromagnetischer Energie in einem einfach zusammenhängenden Raum verstanden. Die elektromagnetische Strahlung hält sich durch die eigene Gravitationsanziehung zusammen. Photonen bewegen sich auf einer Kreisbahn und bilden eine

stehende elektromagnetische Welle, ein Geon (Wheeler 1962), d.h. einen Krümmungsknoten in der Raum-Zeit. Allerdings kann ein Geon nicht stabil sein, da ein Bruchteil der Strahlungsenergie durch die Schwelle des Brechungsindex hindurchsickert. Wheeler betrachtet das Geon-Modell deshalb nur als einen ersten Ansatz, um in die Geometrodynamik, die eine Wurmloch-Konstruktion nur für unausgedehnte Punktteilchen darstellt, ausgedehnte Körper einzuführen. Ein Geon müßte eine Masse von 10^{39} g haben!

In sehr kleinen Raumbereichen werden die Schwankungen der Struktur riesengroß. Das Produkt der Metrik-Schwankungen $\Delta g_{\mu\nu}$ und der Länge L ist der Planckschen Länge $L_0 = (\hbar G/c^3)^{1/2} \approx 10^{-33}$ cm proportional. Im Kernbereich ($L \approx 10^{-13}$ cm) sind die Quantenschwankungen der Geometrie noch vernachlässigbar: $\Delta g_{\mu\nu} \approx \frac{10^{-33}}{10^{-13}} \approx 10^{-20}$.

Die Quantenschwankungen erzeugen ständig Wurmlöcher und lösen sie wieder auf. Das Vakuum hat eine Energiedichte von

$$\frac{m_P}{L_0^3} \approx \frac{2,2 \times 10^{-5} \text{g}}{(10^{-33} \text{cm})^3} \approx 5 \times 10^{93} \text{g/cm}^3, \text{ wobei } m_P \text{ die Plancksche Masse } m_P = (\hbar c/G)^{1/2} \approx 10^{28} \text{eV ist.}$$

Dagegen trägt das Elektron mit einer Energiedichte von

$$\frac{m_e}{\ell^3} \sim \frac{m_e c^3}{\hbar^3} = 1,57 \times 10^4 \text{ g/cm}^3 \text{ nur unwesentlich zur gesamten}$$

Energiedichte bei. Die Vakuumschwankungen bleiben unbeobachtbar, weil sich die Schwankungen kompensieren. Wie diese Schwankungen zu Strukturen führen könnten, die Elementarteilchen darstellen, bleibt unklar (Wheeler und Patton 1977).

17.3 Jehles quantisierte Flußschleifen

Die Geometrodynamik konstruiert Wurmlöcher in der reinen Geometrie der Raum-Zeit. In ähnlicher Weise entwickelt Jehle eine Fluß-Quantisierung von Wurmlöchern (Jehle 1971). Seine Objekte sind jedoch nicht reine Struktur, sondern physikalische Objekte, die aus rotierenden magnetischen Flußlinien bestehen. Das Modell verwendet eine Faser-Raum-Topologie und differenzierbare Mannigfaltigkeiten.

Geschlossene Magnetfeldlinien im Raum bilden Schleifen, die mit der Winkelgeschwindigkeit $\Omega = 2mc^2/\hbar$ um einen Torus rotieren. Eine Partikel wird aufgefaßt als ein quantisierter Fluß Φ_q einer Magnetfeld-Schleife, deren Phase ϑ sich um $\pm 2\pi$ ändert. Die Wellenfunktion eines Teilchens sei $\psi = |\psi| e^{i\vartheta}$.

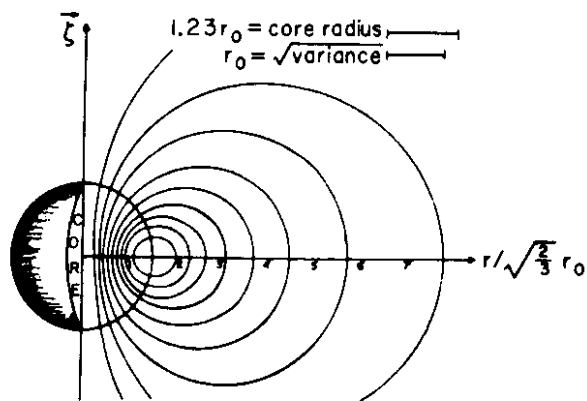
Die Änderung von ϑ um 2π impliziert ein Viererpotential $A_K = (V, A)$ in der eichinvarianten Form

$$A_K = \left(\frac{\hbar c}{e}\right) \frac{\partial \vartheta}{\partial x^K} \vartheta = \mathcal{A}_K = 0 \quad (124)$$

mit dem quantisierten magnetischen Fluß Φ_q .

$\mathcal{A}_K = 0$ bedeutet, daß das elektrische Potential V entsteht, wenn Quanten-Flußlinien in Bewegung sind

$$V = \frac{\hbar c}{e} \frac{\partial \vartheta}{\partial t} \quad (125)$$



$$-2\pi = \oint \nabla^2 d\vec{r} =$$

$$= -\frac{e}{\hbar c} \iint \text{rot } A \, dS =$$

$$= \frac{e}{\hbar c} \oint \sum_{k=1}^2 A_k dr_k =$$

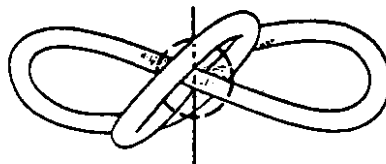
$$= -\frac{e}{\hbar c} \oint \vec{A} \cdot d\vec{r}$$

(126)

Bild 65: Elementare quantisierte Magnetfluß-Schleife

Wahrscheinlichkeitsamplituden einer Schleifen-Form, die an ein topologisches Zentrum gebunden sind, repräsentieren den quantenmechanischen Zustand einer Quelle. Das Zentralproblem liegt in der geeigneten Wahl für die Wahrscheinlichkeitsamplituden alternativer Schleifenformen.

Jehles qualitatives Modell ist heuristisch. Die Probleme der Teilchen-Physik werden auf die topologischen Beziehungen der quantisierten magnetischen Fluß-Schleifen reduziert. Die Schleifen-Formen, die in der Raum-Zeit verteilt sind, kennzeichnen die mittlere Position von Leptonen als elementarer Schleife. Der Kern eines Quellen-Leptons wird durch den Radius $\hbar/mc$ definiert, welcher der "quasi-Nichtlokalisierbarkeit" entspricht. Neutrinos sind Schleifen in der Gestalt eines linkshändigen Kleeblattes



Andere Teilchen entstehen durch Überlagerung von verschiedenen Schleifenformen und mit verschiedenen Vorzeichen der magnetischen Flußorientierung. Die Schwachheit der Neutrinowechselwirkung ist darin begründet, daß das elektrische Feld Null ist und in der Schwäche des Prozesses, der die Änderung eines Neutrino-Kleeblattes in eine gewöhnliche Schleife verwandelt.

Hadronen werden durch das "Kreisel"-Modell oder durch das "symmetrische Achsenmodell" beschrieben. Es werden drei grundsätzliche Schleifenformen unterschieden (n_w, n_A), je nachdem, wie viele Windungen n_w durch den zentralen Torus erfolgen und um wie viele Achsen n_A die Schleifen rotieren (Flußachse, Äquatorialring als zirkuläre Achse).

Diese drei Grundschleifen werden mit den drei Quarks identifiziert:

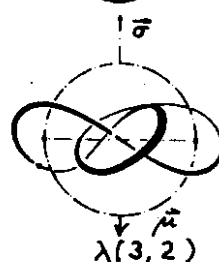
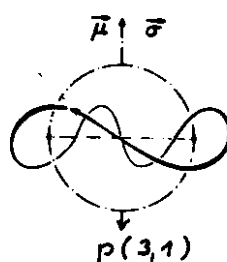
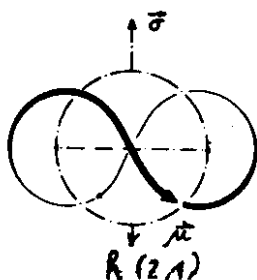
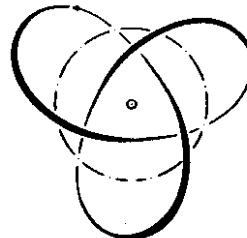
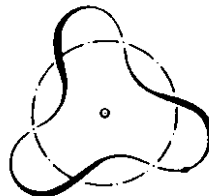
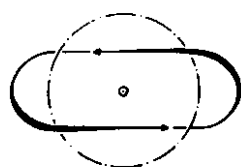


Bild 66:

Flußschleifen der drei Quark-Typen (u,d,s)

Die elektrischen Ladungen der Quarks ergeben sich aus $(n_w - n_A)$ multipliziert mit dem Spin hinsichtlich des magnetischen Moments. Quarks sind linkshändige Schleifen (rechtshändige sind Antiquarks). Eine quantisierte Fluß-Schleife, die mit einer anderen Schleife verwoben ist, wird als Meson interpretiert. Drei ineinander verwobene Schleifen sollen Baryonen darstellen. Die miteinander verwobenen Schleifen sind durch Torus-Flächen voneinander getrennt und rotieren unabhängig voneinander. Mesonen werden durch zwei Dipole, Baryonen durch drei Dipole dargestellt.

Schleifen, die sich auflösen, verhalten sich wie Leptonen.

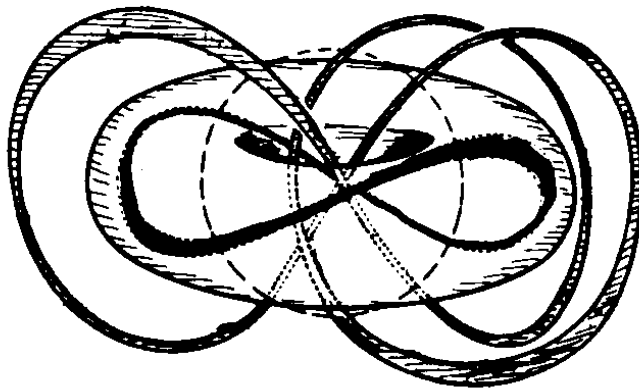


Bild 67: Torusknoten zweier Quark-Schleifen als Meson im Kreisel-Modell

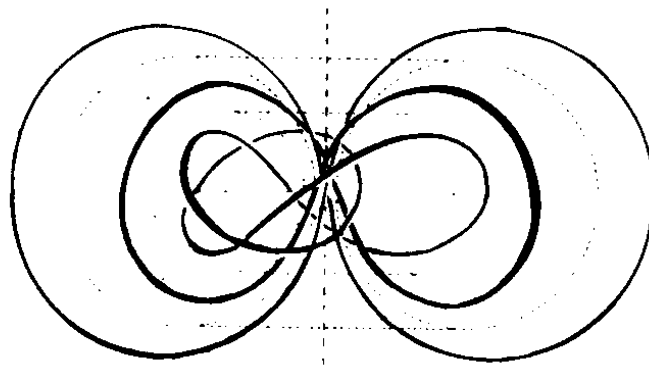


Bild 68: Drei Torusknoten als Baryonen $\bar{n}\bar{n}\bar{\lambda}$ im Kreisel-Modell.

Die Händigkeit ist in der Sprache der Topologie die "Orientierung" des dreidimensionalen Raumes.

Im symmetrischen Achsenmodell rotieren die Grundschleifen um zwei topologisch verbundene bzw. ineinanderhängende Ringe oder Tori, die durch Flächen voneinander getrennt sind.

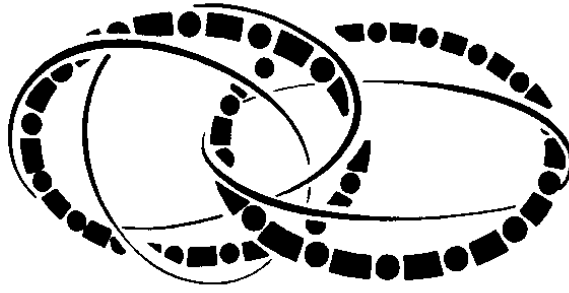


Bild 69: $n\bar{\lambda}$ -Quarkschleifen als Mesonen im symmetrischen Achsenmodell.

Die Segmente einer Schleife "stoßen sich voneinander ab" wie Magnetfeldlinien. Der Bahndrehimpuls entspricht einer Rotation zweier Achsen umeinander. Der Spin ist die Bewegung einer Schleifen-Mannigfaltigkeit um zwei Achsen.

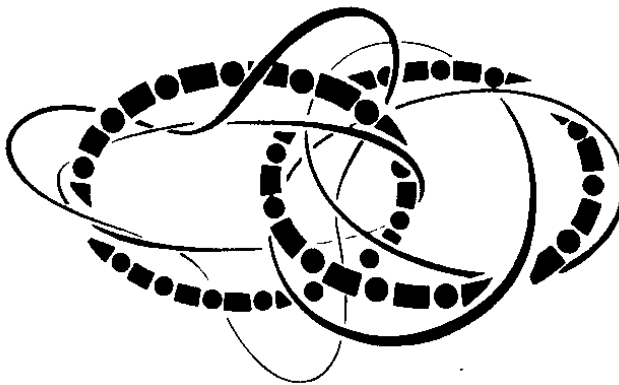


Bild 70: Baryonen im symmetrischen Achsenmodell

Die elektrischen Ladungen von (2,1)-, (3,1)- und (3,2)-Schleifen verhalten sich wegen $(n_W - n_A)$ wie 1:2:1 ($n:p:\lambda$). Quarkkombinationen, welche diese Bedingung erfüllen und in Ladungen 0, $\pm e$ und $\pm 2e$ Teilchenladungen resultieren, sind $q\bar{q}$ und qqq mit $-\frac{1}{3}e$, $+\frac{2}{3}e$ und $-\frac{1}{3}e$ für q und $\bar{q}$ (Jehle 1972).

Die Proportionalität zwischen magnetischem Moment und elektrischer Ladung stellt eine der Basisbeziehungen in diesem Modell dar. Magnetisches Moment und elektrische Ladung sind gegeben durch den Parallismus oder Antiparallelismus von Spin und magnetischem Moment.

Jehles Quarkschleifen kommen nicht mit dem Pauli-Prinzip in Konflikt. Daher entfällt die Notwendigkeit, eine Parastatistik oder Farbladungen einzuführen. Inzwischen ist dieses Modell weiterentwickelt und um weitere Quark-Schleifen erweitert worden durch Prof. Kraus in München. Bei ihm traf ich 1979 Prof. Jehle, der meinte, daß sein Modell die Existenz von magnetischen Flußlinien vor dem Raum-Zeit-Hintergrund auch nicht erklären könne.

17.4 Twistor-Theorie nach Penrose

In der gegenwärtigen Situation in der Physik werden zwei völlig unvereinbare Kontinua verwendet: Die Allgemeine Relativitätstheorie benutzt das reelle 4-dimensionale Raum-Zeit-Kontinuum als Arena. In der Quantenmechanik werden Wahrscheinlichkeitsamplituden zur Beschreibung der Teilchenzustände verwendet, die in einem fiktiven, unendlich-dimensionalen, komplexen Kontinuum des Hilbert-Raumes definiert werden. Das Raum-Zeit-Kontinuum entspricht mehr dem klassischen Bild, das wir uns von der Welt machen, doch die Teilchenphysik ist auf die Beschreibung der Zustände im Hilbert-Raum angewiesen.

Eine Vermengung dieser verschiedenen Kontinua zu erreichen versucht die Twistor-Theorie von R. Penrose (1975). In dieser Theorie werden die fundamentalen geometrischen Elemente als nicht grundlegend angesehen. In der Speziellen Relativitätstheorie sind die Weltlinien masseloser Teilchen (z.B. Photonen) gerade Linien L (Nulllinien) im ebenen Minkowskiraum M . Andererseits sind Teilchen mit nicht verschwindendem Spin (wie z.B. Photonen mit Spin 1) nicht lokalisierbar.

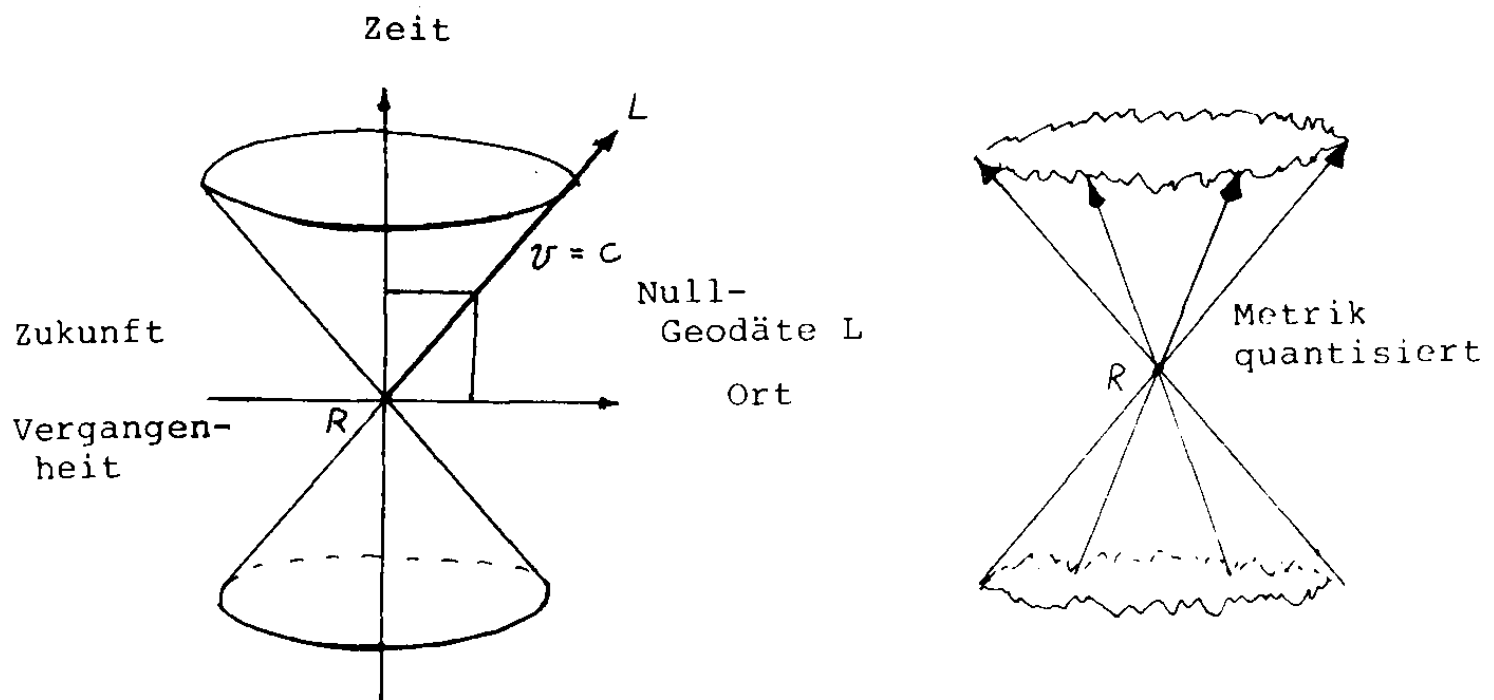


Bild 71: Lichtkegel im Minkowski-Raum und zerfasertes Lichtkegel wegen der Quantenunsicherheit bei der Quantisierung.

Die Gesamtheit der freien Bewegungen eines masselosen Teilchens wird durch die Kegelspitze bzw. den Raumpunkt R definiert. Das Raum-Zeit-Bild ist daher darstellbar durch den vollständigen Lichtkegel. In der Quantenmechanik wird der Lichtkegel durch die Quanten-Schwankungen "zerfasert". Der Gegenwartspunkt R bleibt fixiert. Die Twistor-Theorie ordnet jedem Lichtkegel ein System R von Twistoren im Twistorraum T zu, wobei die Geodäten als Tangenten an dem Nullkegel fix bleiben, aber der Begriff des Punktes als fixer Ort in Raum und Zeit nicht mehr existiert.

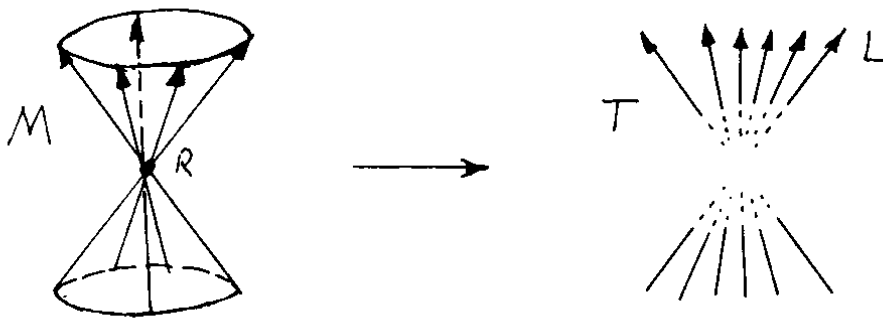


Bild 72: Ein Punkt in der Raum-Zeit M entspricht einer Geodäte L in T

Im Twistorraum T existieren keine punktförmigen Singularitäten mehr wie in der Raum-Zeit M .

Die Eigenschaft der Verdrillung (Twist) ist eine Eigenschaft der Richtungen eines Nullvektors oder einer Nullgeodäte.

Bezeichnen A und B verschiedene Quantenzustände (mit 0 und 1), so kann durch lineare Superposition $\alpha A + \beta B$ jeder beliebige Spinzustand angegeben werden, wobei α, β komplexe Zahlen sind. Jedes Verhältnis $\alpha : \beta$ kennzeichnet dann eine bestimmte physikalische Situation bzw. Richtung der Spinachse im Raum. Der Raum der Verhältnisse $\alpha : \beta$ ist eine Riemannsche Kugel S .

Wird z.B. der Spinzustand eines Elektrons $\alpha A + \beta B$ in einem Punkt O plaziert, so weist die Spinachse auf einen Punkt Q auf der Riemannschen Kugel-Oberfläche S , welcher das Verhältnis $\alpha : \beta$ darstellt.

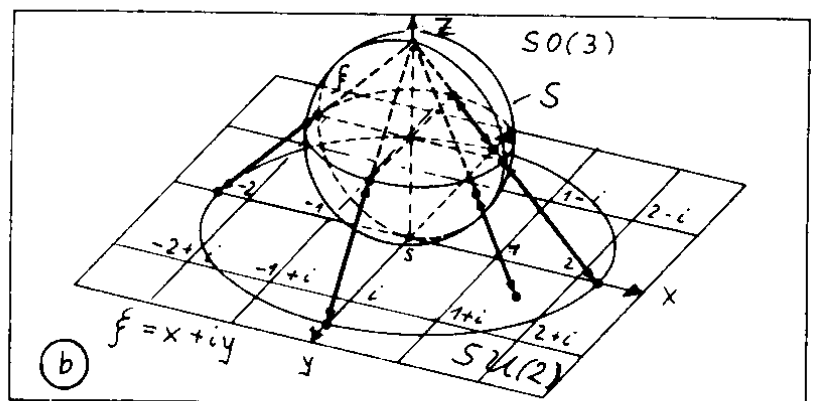
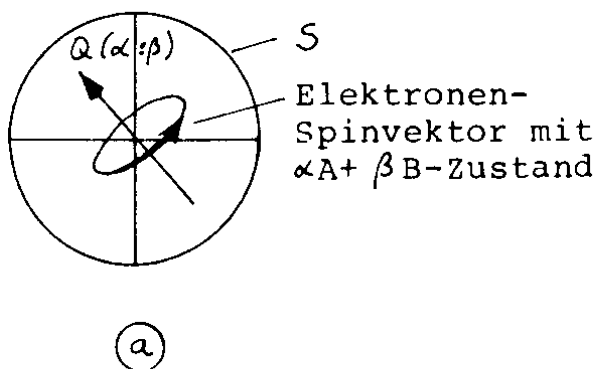


Bild 73: a) Richtung der Spinachse weist auf Punkt Q mit dem Wert $\alpha : \beta$.
b) Stereographische Projektion der Riemann-Kugel S auf die komplexe Ebene.

Die Dreidimensionalität des Raumes und die Notwendigkeit der komplexen Zahlen als Ausdruck für Wahrscheinlichkeitsamplituden sind durch den lokalen Isomorphismus d.h. durch die umkehrbar eindeutige Abbildung gegeben:

$$SU(2) \longrightarrow SO(3)$$

($SO(3)$ ist die Lorentzgruppe in $n-1 = 3$ reellen Dimensionen bzw. die 3-parametrische zusammenhängende Drehgruppe.)

Befindet sich ein Beobachter in einem zweiten Referenzsystem S' , welches sich gegenüber S bewegt, so werden andere komplexe Zahlen ξ' abgebildet, die mit denen in S zusammenhängen durch die Beziehung

$$\xi' = \frac{\alpha \xi + \lambda}{\mu \xi + \nu} \quad (127)$$

Die komplexen Parameter $\alpha, \lambda, \mu, \nu$ drücken die relative Bewegung und Orientierung des zweiten Beobachters aus.

Es besteht eine Korrespondenz zwischen der Raum-Zeit-Geometrie der Relativität und der holomorphen (d.h. der komplex analytischen) Geometrie. In der Quantenmechanik wird das Teilchen am Ort 0 beschrieben durch Energie E , Impuls p^a und Drehimpuls $M^{ab} = -M^{ba}$. Diese Eigenschaften werden ersetzt durch ein System von vier komplexen Zahlen, das Twistor Z^α genannt wird.

Der Kontinuumsbegriff wird eliminiert und durch kombinatorische Prozesse und Zahlen ersetzt. Penrose (1975) geht von der Theorie der Spinnetze aus, in welcher die Welt durch Kombinationen von Netzen aufgebaut wird, wobei jeder Linienabschnitt ein Objekt mit dem Gesamtdrehimpuls $\hbar/2$ darstellt. n numeriert die Linienabschnitte, die als Weltlinien von Teilchen aufgefaßt werden. Bei Photonen steht die Spinachse parallel zur Bewegungsrichtung. Der Photonenzustand wird holomorph durch komplexe Parameter gekennzeichnet. Die Richtungen der Photonenweltlinien L entsprechen den Spinrichtungen (als Tangenten an L).

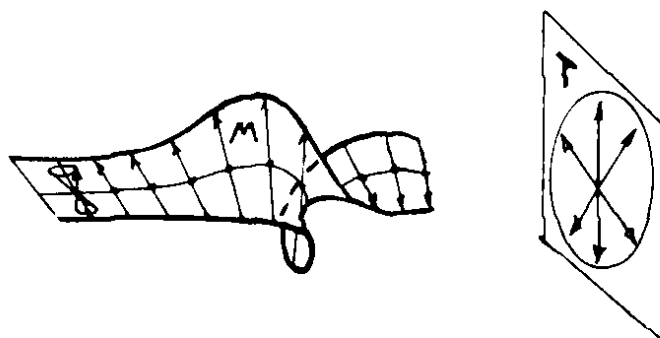


Bild 74: Entsprechung der Punkte des Lichtkegels in M mit Richtungen im Twistorraum T .

Die Richtungen definieren Segmente im Spinnetz, und aus den Winkeln zwischen ihnen können Wahrscheinlichkeitswerte abgeleitet werden.

Wenn die Winkel in einem Spinnetz starr festgelegt sind, erhält man eine Geometrie der Richtungen im Euklidischen Raum. Sind dagegen einzelne Winkel nicht starr definiert, so läßt sich ein Analogon zum gekrümmten Raum aufbauen.

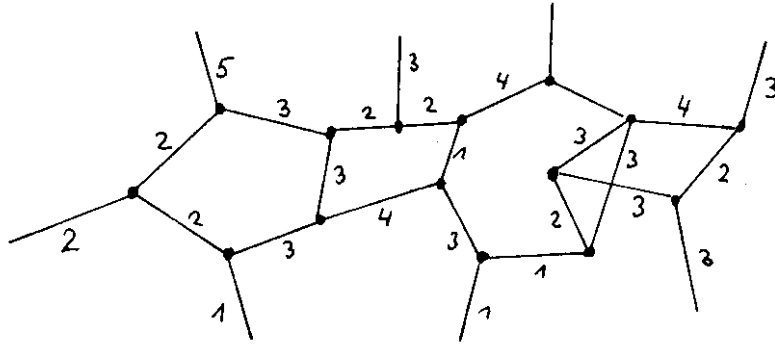


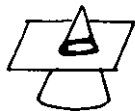
Bild 75: Spinnetze in der Twistor-Theorie

Aus kombinatorischen Regeln im Twistor-Diagramm können Begriffe wie Raum und Zeit abgeleitet werden. Diese Regeln gestatten es, Wahrscheinlichkeitsfunktionen für die verschiedenen Spin-Werte zu errechnen, wenn dem Netzwert eine neue äußere Linie (oben im Netz) hinzugefügt wird.

In der Theorie der Spinnetze ist der Drehimpuls nicht relativistisch und Teilchen-Spin und -Bahn sind nicht verkoppelt. Die Twistor-Theorie kann als Versuch angesehen werden, eine vollständig relativistische Analogie zur Theorie der Spinnetze herzustellen. Die Lorentzgruppe wird durch die Poincaré-Gruppe ersetzt. Die relativistische Verallgemeinerung von $SU(2) \rightarrow SO(3)$ ist der lokale Isomorphismus

$$SL(2, \mathbb{C}) \rightarrow O_+^{\uparrow}(1, 3) \quad (128)$$

d.h. die volle orthogonale Lorentzgruppe $O_+^{\uparrow}(1, 3)$ hat als universalen Überdeckungsraum die Gruppe von 2×2 unimodularen komplexen Matrizen. (Der Pfeil $\uparrow$ bedeutet, daß nur der obere Lichtkegel genommen, d.h. keine Änderungen des Zeitsinns betrachtet werden, und +, daß Transformationen mit der Determinante $\det L = 1$ erfolgen. Diese Gruppe besteht aus Drehungen und Drehspiegelungen und ist kompakt:



geschlossene
kompakte
Schnittfigur



offene
nicht-kompakte
Schnittfigur)

Der Twistor kann interpretiert werden als ein Objekt im komplexifizierten Minkowski-Raum M (d.h. daß alle Raum-Zeit-Punkte durch komplexe Koordinaten x^a definiert werden).

Der Twistor z^α ist ein Paar von Spinor-Funktionen, welche Impuls p_a und Drehimpuls M^{ab} für ein masseloses Teilchen repräsentieren, wobei der Impuls-Vierervektor durch den Bispinor-ausdruck ⁺⁾

$$p_a = p_{AA'} = \bar{\pi}_A \pi_{A'} \quad (129)$$

⁺⁾ siehe nächste Seite

und der Drehimpuls-Spinor durch

$$M^{ab} = M^{AA'BB'} = i(\omega^A \pi^{B'} + \omega^{B'} \pi^A) \varepsilon^{A'B'} - i \varepsilon^{AB} (\bar{\omega}^{A'} \pi^{B'} + \bar{\omega}^{B'} \pi^{A'}) \quad (130)$$

ausgedrückt werden

(mit ε^{AB} lassen sich Indizes herauf- und herunterziehen, z.B. $v^A = \varepsilon^{AB} v_B$)

$$Z^\alpha \Leftrightarrow (\omega^A, \pi_{A'}) \quad \text{oder} \quad (Z^0, Z^1, Z^2, Z^3) = (\omega^0, \omega^1, \pi_{0'}, \pi_{1'}) \quad (131)$$

d.h. mit $\alpha = 0, 1, 2, 3$, den Spinor-Indizes $A, A' = 0, 1$ bzw. $0', 1'$ und $a, b = AA', BB'$.

Der Schraubensinn von masselosen Teilchen, die Helizität s , wird durch die Twistornorm gemessen, die reell ist.

$$Z^\alpha \bar{Z}_\alpha = \omega^A \bar{\pi}_A + \pi_{A'} \bar{\omega}^{A'} = 2s \quad (132)$$

$$\text{bzw. } Z^\alpha \bar{Z}_\alpha = Z^0 \bar{Z}^2 + Z^2 \bar{Z}^0 + Z^1 \bar{Z}^3 + Z^3 \bar{Z}^1 = 2s \quad (133)$$

wobei $\bar{Z}_\alpha$ der konjugierte Twistor zu Z^α ist: $\bar{Z}_\alpha \Leftrightarrow (\bar{\pi}_A, \bar{\omega}^{A'})$.

- Eine ausführliche Einführung in die hermitesche Geometrie und Twistor-Theorie findet sich bei Flaherty (1976).

Im Falle $Z^\alpha \bar{Z}_\alpha = 0$ verschwindet die Helizität s und damit der Spin des Teilchens. In diesem Fall läßt sich der Teilchenort (als Punkt) angeben. Die reelle Nulllinie Z im Minkowski-Raum M ist der Twistor Z^α , auf dessen Ort M^{ab} verschwindet. Z^α ändert sich, wenn der Ursprung O variiert wird. Mit dem Positionsvektor $x^a = x^{AA'}$ (wobei die Null für Abstand vom Nullpunkt O steht) ist der Spinor

$$\omega^A = \omega_0^A - i x^{AA'} \pi_{A'} \quad (134)$$

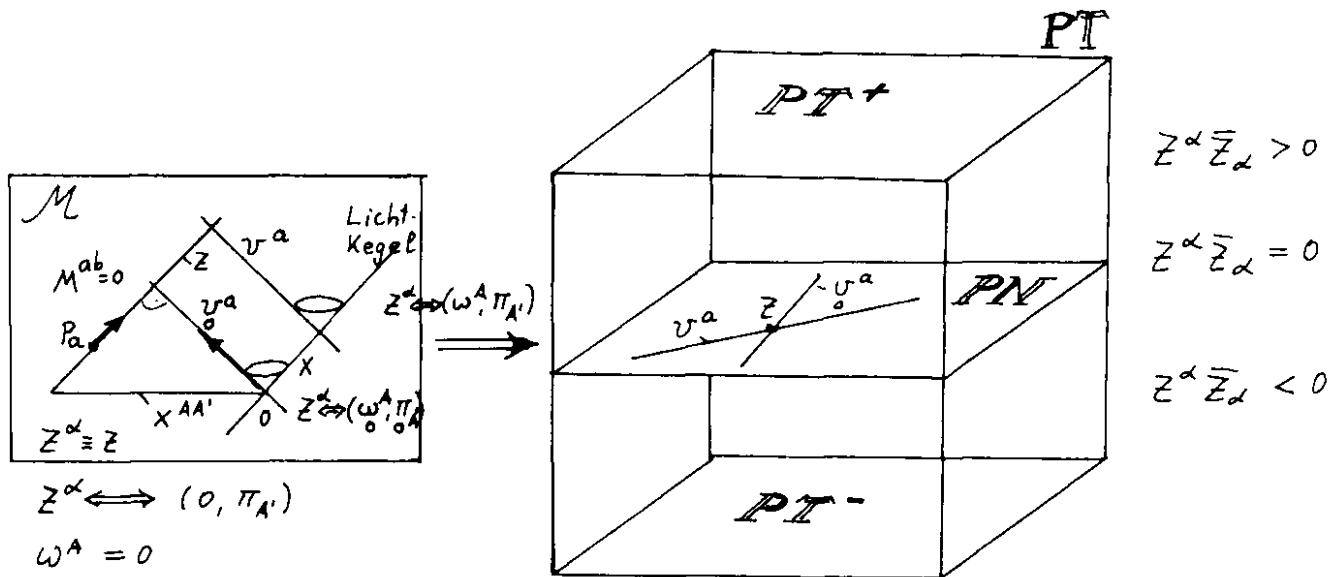


Bild 76: Null-Twistor $Z^\alpha \equiv Z$ im Minkowski-Raum M und seine Entsprechung im projektiven Twistorraum PN .

+) = Fußnote zur vorhergehenden Seite:

Ein 4-Vektor p^a entspricht einem Spinor $p^{AA'}$:

$$p^{AA'} = \begin{vmatrix} p^{00'} & p^{01'} \\ p^{10'} & p^{11'} \end{vmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} p^0 + p^1 & p^2 + ip^3 \\ p^2 - ip^3 & p^0 - p^1 \end{vmatrix} = p^a = (x^a + iy^a)$$

Das Nullvektor-Feld

$$v^a = v^a A A' = \omega^A \bar{\omega}^{A'} \quad (135)$$

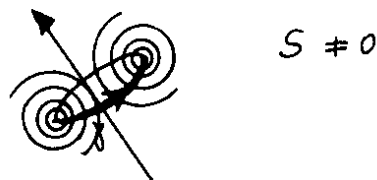
definiert eine Menge von Tangenten kongruent zu geraden Nulllinien im Minkowski-Raum, welche Z senkrecht schneiden. Alle durch die Punkte X_i laufenden Tangenten v^a haben das gleiche Z . Die Richtungen Z^a werden im projektiven Twistorraum PT dargestellt. Dieser PT entspricht dem komplexen projektiven 3-dimensionalen Raum CP^3 , er ist also 6-dimensional der Signatur $(+++---)$ mit drei reellen und drei imaginären Dimensionen.

Im Fall $Z^\alpha \bar{Z}_\alpha = 0$ ist Z ein Punkt, durch den sämtliche Geraden in einer Ebene - dem projektiven Raum der Null-Geodäten PN - laufen. Der PN teilt den projektiven Twistorraum in einen PT^+ mit rechtshändiger Helizität $Z^\alpha \bar{Z}_\alpha > 0$ und in einen PT^- mit linkshändiger Helizität $Z^\alpha \bar{Z}_\alpha < 0$.

Im Fall $Z^\alpha \bar{Z}_\alpha \neq 0$ gibt es keine reellen Punkte (Z) auf M , bei welchen ω^A bzw. der Drehimpuls verschwindet. In diesem Fall verdrillen sich die Tangenten umeinander, woher der Name 'Twistor' kommt. Die v^a -Vektoren sind immer noch Tangenten zu einer Kongruenz von Nulllinien in M . Diese Kongruenz heißt Robinson-Kongruenz. Die Linienrichtung der Kongruenz ist die von v^a . Sie kann veranschaulicht werden durch die orthogonale Projektion auf eine Hyperfläche S im Minkowskiraum. Das Einheitsvektorfeld in S wird allein durch den Ort eines bestimmten orientierten Kreises γ (und die Händigkeit) bestimmt. Es existiert ein ineinandergeschachteltes System koaxialer Tori, für die γ ein Grenz-Mitglied ist:

Bewegungsrichtung

$$v = c$$



An jedem Torus ist v^a eine Tangente an das System von Kreisen. In jedem Punkt von S existiert eine einheitliche Tangentenrichtung, welche im PT^+ oder PT^- als Punkt abgebildet werden kann. Jede Linie wird beschrieben als Punkt in M , der sich mit der Geschwindigkeit $v = c$ in v^a -Richtung bewegt. Der Kreis bewegt sich seinerseits mit $v = c$ in Richtung seiner Rotationsachse.

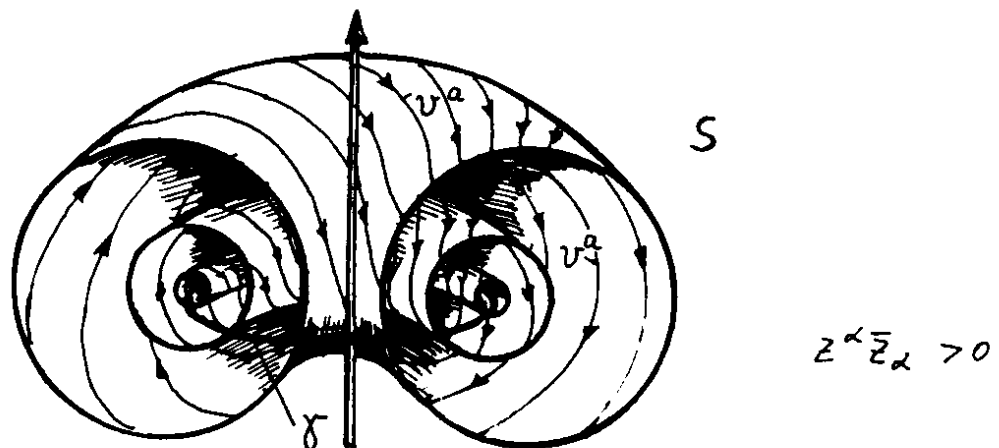


Bild 77: Twistordarstellung $Z^\alpha \leftrightarrow (\omega^A, \pi_{A'})$ als Verdrillung der Nulllinien im Minkowskiraum.

Der Kreis beschreibt Ort und Spin eines masselosen Teilchens, das durch z_i^α ausgedrückt wird. Sein Radius entspricht dem Meßwert des Verhältnisses von Spin zu Energie bzw. Masse. In der Spinor-Theorie läßt sich also der Masse- bzw. der Teilchen-Begriff als Verdrillung bestimmter Raum-Zeit-Bereiche beschreiben.

Anstelle der Wellenfunktion in der Quantenmechanik werden Funktionen aus Twistoren für Teilchen konstruiert.

Die Kombination von $i = 1, \dots, n$ Twistoren z_i^α baut ein massives System mit Spin auf. Der Gesamtimpuls p_A^B und der Drehimpuls M^{ab} des Systems werden durch den "Drehimpuls-Twistor" oder kinematischen Twistor $A^{\alpha\beta}$ ausgedrückt:

$$A^{\alpha\beta} = 2 (z_i^\alpha I^{\beta\gamma} - z_i^\beta I^{\alpha\gamma}) \bar{z}_\gamma^i \quad (136)$$

mit dem "Unendlichkeits-Twistor" $I^{\beta\gamma}$ (mit den einzigen von Null verschiedenen Werten $I^{01} = -I^{10} = I_{23} = -I_{32} = 1$), bzw.

$$A^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} -2i\mu^{AB} & p_{B'}^A \\ p_{A'}^B & 0 \end{pmatrix}, \quad M^{ab} = \mu^{AB} \varepsilon^{A'B'} + \mu^{A'B'} \varepsilon^{AB} \quad (137)$$

Aus einem 1-Twistor lassen sich masselose Teilchen (Photonen, Gravitonen, ...) konstruieren, aus 2-Twistoren Leptonen, aus 3-Twistoren Hadronen, und aus 4-Twistoren solche Teilchen wie z.B. J/ψ usw. Diese Elementarteilchen-Konstruktionen sind noch sehr spekulativ.

Die Twistor-Transformationen enthalten die $SU(3)$ als Untergruppe. Daraus schließt die Twistor-Theorie, daß die Flavour- $SU(3)$ der Partikel-Physik ihren eigentlichen Ursprung in den inneren Symmetrien der massiven 3-Twistor-Systeme hat ($i = 3$). Die niedrigliegenden Baryonen (Mitglieder der Basis-Baryonen-Oktetts und -Dezimets) werden als einzelne Teilchenzustände beschrieben anstatt als gebundene 3-Teilchen-Zustände im Quark-Modell. Farbfreiheitsgrade müssen nicht wie im Colored-Quark-Modell eingeführt werden. Mesonen bestehen ebenfalls aus 3-Twistor- und 3 Antitwistor-Zuständen wie im Quark-Modell.

Strukturen im makroskopischen Bereich sind noch nicht inkorporierbar. Es ist noch unklar, wie die endlichen Twistor-Integrale konstruiert und wie sie interpretiert werden müssen.

Wechselwirkungen werden durch Twistor-Diagramme, ähnlich den Spinnetzen, angenähert (Hughston und Ward 1979). Die Twistor-Untersuchungen stehen noch an ihrem Anfang. Eine der Hauptschwierigkeiten besteht darin, daß Twistoren lokal sind und daß daher die attraktiven Eigenschaften der Flach-Raum-Twistor-Theorie nicht für die gekrümmte Raum-Zeit anwendbar sind. Dagegen sind Singularitäten wie in der Quantenelektrodynamik nicht zu erwarten, d.h. die Teilchen sind frei von den üblichen Divergenzen (unendlich hohen Energiewerten).

Anstelle der Quanten-Chromodynamik wird in der Twistor-Theorie eine neue Theorie der Hadronen eingeführt, die auf den Prinzipien der algebraischen Geometrie und der komplexen Analysis beruht (Hughston 1979).

Nach der Twistor-Theorie müßten Diquonium-Zustände $qq\bar{q}\bar{q}$ existieren, d.h. Zustände aus zwei Quarks und zwei Antiquarks. Die Diquarks sind aber keine 2-Teilchen-Zustände wie im Quark-Modell, sondern ein 1-Teilchen-Diquark-Zustand (mit der Baryonenzahl $B = 2/3$). Höhere Resonanzen werden als Quark-Diquark-Systeme angesehen.

Bei Kollisionen zwischen zwei Baryonen sollten 3 Diquarks (= Bosonen) entstehen. Solche Experimente könnten z.B. für die Bestätigung der Twistor-Theorie geeignet sein.

18. Die vollständig einheitliche Strukturtheorie

18.1 Die Metronentheorie von Heim

Nach der Twistor-Theorie ist die Welt sechsdimensional. Man unterscheidet die drei imaginären Dimensionen ebensowenig wie die drei reellen Raumdimensionen, d.h. man hält die Zeit für dreidimensional und an die Raumrichtungen gekoppelt

$$t = (t_x^2 + t_y^2 + t_z^2)^{1/2} \quad (\text{Demers 1975, Cole 1978}).$$

Werden die Bewegungsgleichungen für einen Massenpunkt nach der allgemeinen Relativitätstheorie berechnet, jedoch in 6 Dimensionen, so ergeben sich für die drei klassischen Einstein-Tests Vorhersagen, die durch Experimente nicht bestätigt werden können (Cole 1980). Die zusätzlichen beiden imaginären Dimensionen müssen demnach etwas anderes bedeuten als Zeitrichtungen.

Heim ist der Ansicht, daß der Strukturtensor $G_{\mu\nu}$ (Gl. 122) nicht globale Felder, sondern die atomistische Materie beschreiben sollte, wohingegen kosmologische Aussagen noch in der Approximation mitgeliefert werden.

$G_{\mu\nu}$ ist für diesen Zweck viel zu einfach aufgebaut. Eine Proportionalität von $G_{\mu\nu}$ zu $T_{\mu\nu}$ und die genannten Zweideutigkeiten (z.B. Machsches Prinzip) werden von Heim ersetzt durch eine Äquivalenz zwischen der strukturellen und der phänomenologischen Größe. Der Quantencharakter der Materie-Energie steckt in diskreten Strukturelementen, den Metronen.

Die Metronentheorie von B. Heim (1980) ist wie die Twistor-Theorie in einem dreidimensionalen komplexen Raum R_6 definiert. Doch sind die drei imaginären Dimensionen nicht vertauschbar und haben ganz unterschiedliche physikalische Eigenschaften. Die Koordinate x_5 bewertet Organisationszustände und x_6 definiert die "Richtungen" dieser Organisationen (Heim 1977). Das Verhältnis von $x_1:x_5$ ist keine Geschwindigkeit (wie $x_1:x_4$) sondern eine Organisationsänderung. Damit ist verständlich, weshalb die Bewegungsgleichungen im R_6 zu falschen Ergebnissen führen müssen, denn diese gelten für eine punktförmige Masse und auf eine solche "Struktur-Singularität" können x_5 und x_6 nicht organisierend einwirken.

Auch in der Heimschen Theorie gibt es - wie in der Twistor-Theorie - keine Punkte. Doch im Gegensatz zu dieser Theorie, die mit differenzierbaren Mannigfaltigkeiten und Fiberbündeln arbeitet, wandelt Heim die Differentialgeometrie in eine diskrete Geometrie ab, in der das Quadrat der Planckschen Länge, das Flächenelement oder "Metron" $\tau = \left(\frac{8}{3}\right) \frac{\hbar^2}{c^3}$ die Raumgitter aufspannt.

Einstein hatte sich zeitlebens gegen die Ontologiesierung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Quantenmechanik zur Wehr gesetzt und damit viele Anhänger verloren. Er hatte gefühlt, daß der Quantenbegriff und die Atomistik der Materie irgendwie aus der geometrischen Beschreibung selbst entstehen müßten.

Erst im Jahre 1979 begann Paul Dirac, ihm in dieser Ansicht Recht zu geben. Anlässlich der Nobelpreisträger-Tagung in Lindau sagte Dirac damals: "Es scheint klar, daß die gegenwärtige Quanten-Mechanik nicht ihre endgültige Gestalt besitzt... Es kann sehr gut sein, daß die neue Quantenmechanik einen Determinismus besitzt in der Weise, wie dies Einstein wünschte... Ich denke, es ist gut möglich, daß sich herausstellen wird, daß Einstein Recht hatte."

Einsteins und Diracs Empfindungen werden durch die Heimsche Theorie bestätigt. Einstein hatte den Weg zu einer Geometrisierung sämtlicher Wechselwirkungen gewiesen, doch die konsequente Durchführung nicht mehr selbst erledigen können.

Heim nimmt noch einmal Einsteins Versuch (1946) zu einer einheitlichen Feldtheorie auf, indem er mit nichtsymmetrischen komplexen (nichthermiteschen) Fundamentaltensoren arbeitet. Anders als in der Geometrodynamik und in Versuchen zur Quantisierung der Gravitation arbeitet Heim nicht nur mit einem einzigen metrischen Tensor g_{ik} und interpretiert dessen symmetrischen Teil g_{ik+} als Gravitationspotential bzw. den nichthermiteschen Teil g_{ik-} mit dem elektro-magnetischen Potential, sondern baut einen metrischen Fundamentaltensor aus $\alpha = 3$ miteinander wechselwirkenden Partialstrukturen $\mathcal{A}_{ik}$ auf. Tensoren werden zu Selektoren, Auswählern von n Metronen

$$g^{ik} = \gamma^{ik}; n \quad (138)$$

$$\gamma^{ik} = \sum_{\alpha=1}^3 \mathcal{A}_{\mu\alpha}^i \mathcal{A}_{\nu\alpha}^k \quad (139)$$

Dieser hermitesche Tensor $\bar{\gamma}_{\mu\nu} = \bar{\gamma}_{\mu\nu}^*$ wird Kompositionsfeld genannt.

Die drei möglichen Partialstrukturen $\mathcal{A}_{ik}(\alpha)$ können aus den nicht-vertauschbaren Welt-Koordinaten des Raumes $(x_1, x_2, x_3) \equiv R_3 \equiv (3)$, der Zeit $(x_4) \equiv t \equiv (2)$, und aus den imaginären Koordinaten $(x_5, x_6) \equiv (1)$ aufgebaut werden.

Die möglichen 3×3 Kompositionsfelder $\gamma_{(\mu\nu)}(\mu, \nu = 1, 2, 3)$ lassen sich zu einem Korrelationstensor oder Korrelator $\hat{\gamma}_x = (\gamma_{(\mu\nu)})_x$ zusammenfassen. Der Index x kennzeichnet die vier Möglichkeiten, in denen $\hat{\gamma}_x$ auftreten kann. Es müssen nämlich nicht alle Koordinaten gekrümmt sein, sondern können flach, d.h. euklidisch sein:

Fall a: die Indizes $\mu, \nu = (2) \text{ und } (3)$ ($\hat{=}$ Raum-Zeit) sind euklidisch;
 Fall b: die Indizes $\mu, \nu = (3)$ ($\hat{=}$ Raum) sind euklidisch;
 Fall c: die Indizes $\mu, \nu = (2)$ ($\hat{=}$ Zeit) sind euklidisch;
 Fall d: die Indizes μ, ν sind alle nicht-euklidisch.

Sind k der 6 Weltkoordinaten metrisch deformiert oder gekrümmt, was einer "Kondensation der Metronenzahl" entspricht, während die übrigen $6-k$ euklidisch bleiben, so werden die k hermetrisch genannt, zum Unterschied zu den $(6-k)$ antihermetrischen Koordinaten. (Der Ausdruck ist abgeleitet von Hermeneutik, d.h. "physikalische Ausdeutung der Struktur-Kondensationen, der Weltgeometrie": Hermetrie.)

Die Hermetrieform x_5 oder x_6 für sich alleine ist physikalisch nicht existent (liefert kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten). Auch die Hermetrieform (x_1, x_2, x_3) , d.h. der gekrümmte Raum R_3 , sowie die Hermetrieform x_4 , die "Kondensation der Zeit", liefert noch keine physikalischen Lösungen. Zur Korrelation und Ausbildung diskreter Kondensationsstufen eines Kompositionsfeldes $\gamma_{\mu\nu}$ kommt es erst mit mindestens einer weiteren andersartigen aktivierten bzw. hermetrisierten Struktur. Erst die oben genannten Kombinationen $\hat{\gamma}_a, \hat{\gamma}_b, \hat{\gamma}_c$ und $\hat{\gamma}_d$ ermöglichen physikalische Aussagen, d.h. wenn folgende Kombinationen hermetrisch sind:

$$\begin{aligned} a &\equiv x_5, x_6 \\ b &\equiv t, x_5, x_6 \quad (R_3 = x_1, x_2, x_3) \\ c &\equiv R_3, x_5, x_6 \quad (t \equiv x_4) \\ d &\equiv R_3, t, x_5, x_6 \end{aligned} \quad (140)$$

Das sind die nach Heim grundsätzlich möglichen verschiedenen Strukturkondensationen in der 3-dimensionalen komplexen Welt.

Die Kombination $x_5 x_6$ kann für sich allein auftreten in $\hat{\gamma}_a$, während sie in den übrigen drei Kompositionsfeldern jeweils mitkondensieren muß. Es stellt sich heraus, daß die Kompositionsfelder folgende physikalische Eigenschaften widerspiegeln:

- a = imaginäre Gravitationsfeldstörungen ("Aktivitätenströme")
- b = Photonen
- c = neutrale Partikel
- d = elektrisch geladene Partikel.

Im Gegensatz zur allgemeinen Relativitätstheorie, wo das Produkt zweier kontragredienter Fundamentaltensoren entweder 1 ist, wenn es sich um reziproke Systeme handelt, und sonst verschwindet:

$$\sum_i g_{ik} g^{ij} = \delta_k^j \begin{cases} j=k \rightarrow 1 \\ j \neq k \rightarrow 0 \end{cases} \quad (141)$$

sind die entsprechenden Fundamentelektoren in der Metronentheorie keine Invarianten, sondern beschreiben echte Wechselwirkungen bzw. Korrelationen.

Die Anzahl unterschiedlicher Korrelationsstrukturen ist für die einzelnen physikalischen Strukturen $n(n-1)$, wobei wegen

$\gamma_{\mu\nu} = \text{sp } \alpha_{\mu\nu} \times \alpha_{\nu\lambda}$ gilt:

$$\begin{aligned} a : \gamma_{11}, \alpha_{11} &\neq 0 && \rightarrow n = 2 \text{ Strukturen} \\ b : \gamma_{11}, \gamma_{12}, \gamma_{21}, \gamma_{22}, \alpha_1, \alpha_2 &= 0 && \rightarrow n = 6 \text{ Strukturen} \\ c : \gamma_{11}, \gamma_{13}, \gamma_{31}, \gamma_{33}, \alpha_1, \alpha_3 &= 0 && \rightarrow n = 6 \text{ Strukturen} \\ d : \gamma_{11}, \gamma_{22}, \gamma_{33}, \gamma_{13}, \gamma_{31}, \gamma_{12}, \gamma_{21}, \gamma_{23}, \gamma_{32} &\rightarrow n = 9 \text{ Strukturen} \end{aligned}$$

Es existieren somit zwei Wechselwirkungsstrukturen für Gravitonen, 30 Wechselwirkungsstrukturen für Photonen und neutrale Teilchen, und 72 Wechselwirkungsstrukturen für geladene Teilchen.

Somit ist die Lösungsmannigfaltigkeit der allgemeinen Wechselwirkungspotentiale

$$g_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu};n \quad \text{mit} \quad \gamma_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu+} + \gamma_{\mu\nu-} \quad (142)$$

überaus reichhaltig, verglichen mit den beiden (symmetrischen und antisymmetrischen) Potentialen in der Einsteinschen einheitlichen Feldtheorie, welche die Gravitationsfeld- und die elektromagnetischen Potentiale beschreiben sollen.

In der Metrontheorie lassen sich ebenfalls Parallelverschiebungen von Vektoren (bzw. Selektoren) durchführen wie in der Riemannschen Geometrie. Die Entsprechung zu (Gl.119) ist

$$\gamma_{(cd)}^{\sigma\alpha} \Gamma_{\sigma\alpha\beta}(ab) \equiv \left[\begin{smallmatrix} \alpha & \beta \\ \mu & \nu \end{smallmatrix} \right]_{\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}}^{\begin{smallmatrix} a & b \\ c & d \end{smallmatrix}} \equiv \left[\begin{smallmatrix} a & b \\ c & d \end{smallmatrix} \right] \quad (143)$$

wobei c und d die Partialstrukturen c_{ik} und d_{ik} sind, welche $\gamma^{\sigma\alpha}$ aufbauen und a und b die Partialstrukturen c_{ik} und b_{ik} bedeuten, welche die $\gamma^{\alpha\beta}$ in $\Gamma_{\sigma\alpha\beta}$ (entsprechend Gl.118) zusammensetzen. (Die Vorzeichen kennzeichnen die Kontravarianz (-) bzw. Kovarianz (+) der Signaturen a und b.) Insgesamt gibt es 81 dieser Fundamental-Kondensoren $\left[\begin{smallmatrix} a & b \\ c & d \end{smallmatrix} \right]$, welche im Gegensatz zur allgemeinen Relativitätstheorie echte Kräfte und nicht Scheinkräfte darstellen.

Als Kondensationen bezeichnet Heim die Projektion des Gitters aus Metronen auf einer gekrümmten Fläche auf die ebene Bezugsfläche, auf welcher die Metronen zusammengepreßt bzw. „kondensiert“ erscheinen.

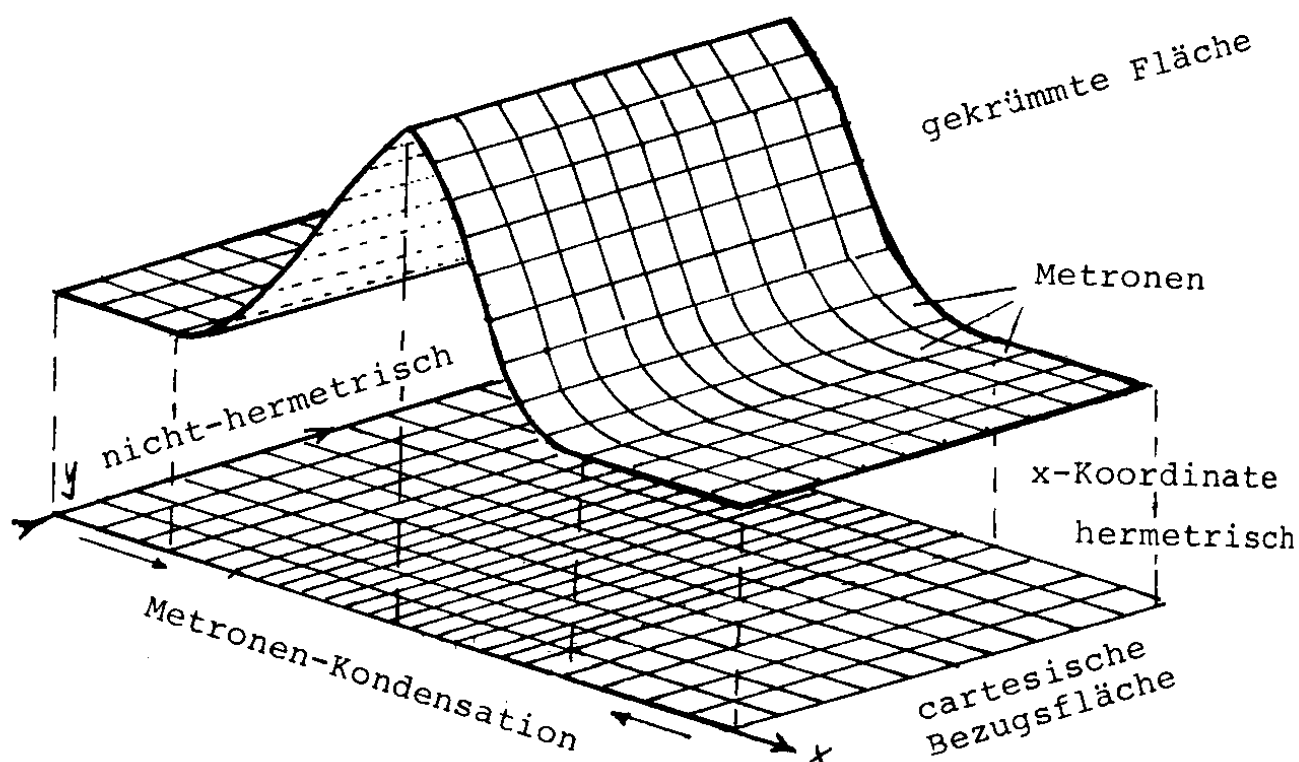


Bild 78: Entsprechung zwischen gekrümmter Fläche im Raum und Metronen-Kondensationen im cartesischen Bezugsraum.

Im Gegensatz zu Gl.(141) kann in der Metronentheorie eine mehrfache Varianzstufenänderung im Sinne einer Wechselwirkung bzw. "Korrelation" durchgeführt werden, so daß aus den Produkten der Kompositionsfelder nicht das Kronecker-Symbol δ_k^i , sondern ein Korrelationstensor $Q_\alpha^i(c^a d^b)$ gebildet werden kann:

$$g_{(cd)}^{ij} \gamma_{(ab)} \kappa_j = Q_\alpha^i(c^a d^b) \quad (144)$$

Somit lassen sich neben Parallelverschiebungen mit $\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$ (Gl.143) auch solche mit $Q_m^i(c^a d^b)$ ausführen.

Die Gesamtheit aller möglichen Parallelverschiebungen setzt sich nach Heim aus einer Vierfachsumme zusammen:

$$\hat{\Gamma}_{\kappa\epsilon}^i \equiv \sum_{a,b=1}^{\infty} \left(\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} + Q_\alpha^i(c^a d^b); () \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \right) \quad (145)$$

Außerdem muß der Korrelationstensor Q_m^i auch in Gl.(143) berücksichtigt werden:

$$p^{\sigma\alpha} \Gamma_{\sigma\alpha\beta(ab)} = \varphi_{\kappa\epsilon}^i \quad (146)$$

$$\text{mit } p^{\sigma\alpha} = \left\{ \gamma_{(cd)}^{\sigma\alpha} + Q_m^\alpha(c^d) \gamma_{(cd)}^{m\sigma} \right\} \quad (147)$$

Diese Parallelverschiebungsgrößen, die in der Riemann-Geometrie die Abweichungen eines metrischen Strukturzustandes vom euklidischen Raum darstellen, sind um ein Vielfaches komplexer als in der Riemannschen Geometrie und gehen in den Krümmungstensor bzw. in dessen Verjüngung oder Spurbildung (Gl.120) ein, der von Heim als "Raumkondensor" $\rho_{\kappa\epsilon m}^i$ bezeichnet wird:

$$\rho_{\kappa\epsilon m}^i = \delta_\epsilon [\kappa_m^i] - \delta_m [\kappa_\epsilon^i] + [s_\epsilon^i]; () [\kappa_m^i] - [s_m^i]; () [\kappa_\epsilon^i] \quad (148)$$

$$\text{mit } \delta_\epsilon = \frac{\delta \epsilon}{\alpha_\epsilon}, \quad \alpha_\epsilon = \delta x_\epsilon = x_i \sqrt{\tau} \quad (\tau \rightarrow 0: \delta_\epsilon = \frac{\delta}{\delta x_\epsilon}), \quad (149)$$

und der metrischen Differentiation $\delta_\epsilon \varphi = \varphi - \varphi(1, \dots, n_{\epsilon-1}, \dots)$

Im Fall verschwindender Metronen $\tau \rightarrow 0$ geht $\rho_{\kappa\epsilon m}^i$ in den Riemannschen Krümmungstensor $R_{\kappa\epsilon m}^i$ über:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \rho_{\kappa\epsilon m}^i; n = R_{\kappa\epsilon m}^i \quad \text{bzw.} \quad \lim_{\tau \rightarrow 0} \rho_{\kappa\epsilon i}^n = R_{\kappa\epsilon} \quad \text{für } i = m \quad (150)$$

Die Feldgleichungen können als Eigenwertgleichungen geschrieben werden.

$\rho_{\kappa\epsilon}$ wird durch Einwirkung eines Zustandsoperators $K_p^{(\kappa)}$ auf die Zustandsfunktion $\hat{\Gamma}_{\kappa\epsilon}^i$ ausgedrückt. Die reellen Eigenwerte λ_p der Operatoren K_p liegen in diskreten Punktspektren

$$\rho_{\kappa\epsilon}; n = K_{(p)}^{\kappa} \hat{\Gamma}_{i\kappa}^{(p)}; n = \lambda_p(i\kappa) \hat{\Gamma}_{i\kappa}^p; n \quad (151)$$

$$\rho = K; \hat{\Gamma} = \hat{\Sigma} \times \hat{\Gamma} \quad (152)$$

Die Klammer um den Index p bedeutet, daß die Summenkonvention, wonach über jeden doppelt auftretenden Index zu summieren ist, aufgehoben ist. Im Grenzfall $\tau \rightarrow 0$ geht das Produkt $K; \hat{\Gamma}$ über in den Ricci-Tensor $R_{i\kappa}$ und $\hat{\Sigma} \times \hat{\Gamma}$ geht über in den Energieausdruck $(T_{ik} - \frac{1}{4} g_{ik} \cdot T)$ der allgemeinen Relativitätstheorie. Der Raumkompressor $\rho_{\kappa\epsilon m}^i$ verursacht strukturelle Kondensationsstufen, d.h. Niveaus von Verdichtungen der Metronen im R_6 .

Durch die Bedingung, daß $\hat{\rho}_{\kappa\epsilon m}^i = 0$ sein soll, erhält man mit der Kürzung

$$L = K - \hat{\lambda} \times () \quad (153)$$

die "Welt-Selektor-Gleichung"

$$L ; \hat{A} = 0 \quad (154)$$

Diese Beziehungen enthalten nach Heim alle überhaupt möglichen Weltstrukturen. Es sind Kondensationsmaße, d.h. Krümmungen, die zwar das Metron τ invariant lassen, aber Kompressionen in der Projektion auf die leere (d.h. flache) Bezugswelt bilden. (Bild 78)

Fundamentalkondensoren mit einer antihermetrischen Koordinate $\tilde{\kappa}$ verschwinden

$$[\hat{\kappa}^i]_{\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}} = 0, \quad (155)$$

und die Eigenwertspektren λ_p der hermiteschen Komponente des Fundamentalkondensors haben keine Komponenten in den antihermetrischen Strukturen.

Antihermitesche Fundamentalkondensoren sind ebenfalls Null

$$\left[\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \right]_- = 0 \quad (156)$$

Dagegen bilden die in diesen auftretenden antihermiteschen Komponenten $\gamma_{i\tilde{\kappa}}^{(cd)}$ ein Rotationsfeld

$$\gamma_{i\tilde{\kappa}}^{(cd)} = \frac{1}{\tau} \text{Rot } \phi_{(cd)} i\tilde{\kappa} \quad (157)$$

das eine dem Raum überlagerte Spinstruktur bewirkt.

Die $\gamma_{i\tilde{\kappa}}^{(cd)}$ sind Funktionen der hermiteschen und antihermetrischen Struktureinheiten $\gamma_{i\hat{\kappa}}^{(cd)}$

$$\gamma_{i\hat{\kappa}}^{(cd)} = \frac{1}{\tau} \oint_m \phi_{\hat{\kappa}}^{(cd)} \quad (158)$$

Im Kompositionsfeld $\hat{\gamma}_{(x)} (x = a, b, c, d)$ existiert kein antihermetrischer Vektor- (bzw. Selektor-) Anteil im Gegensatz zu den partiellen Strukturen $\gamma_{i\kappa}$. Wegen der verschiedenen möglichen Kombinationen von Korrelationen der Partialstrukturen muß nun zu den Parallelverschiebungen $\hat{\Gamma}_{\kappa\epsilon}^i$ in (Gl.145) noch ein kompliziert aufgebauter Korrelationstensor $C_{(cd)}^{(ab)}$ hinzugefügt werden. Aus der Weltselektorgleichung wird daher der Ausdruck für die hermiteschen Fundamentalkondensoren zu

$$K; \hat{\Gamma}_+ + C; \left[\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \right]_+ = \hat{\lambda} \times \hat{\Gamma}_+ \quad (159)$$

Die Lösung für diese Gleichung ist allgemein von der Art

$$\hat{\Gamma}_{\kappa\epsilon}^i = c_{\kappa\epsilon} \cdot \psi_{\kappa\epsilon}, \quad c_{\kappa\epsilon} = \frac{\text{Eigenwertverhältnisse } b^{\kappa\epsilon}}{\lambda(\kappa\epsilon)} \quad (160)$$

$$\psi_{\kappa\epsilon} = (1 - e^{-\lambda_{\kappa\epsilon} \mu})^{-\epsilon}, \quad \mu = \sqrt{\tau} [(x_1 + x_2 + x_3) + i(x_4 + x_5 + x_6)]$$

ϵ = Korrelationsexponent

Da der Exponent komplex ist $\lambda_{\kappa\epsilon} \mu = \alpha + i\beta$, folgt

$$\psi_{\kappa\epsilon} = [1 - e^{-\alpha} (\cos \beta - i \sin \beta)]^{-\epsilon} \quad (161)$$

Der Imaginärteil $e^{-i\beta}$ bildet Kondensationsstufen aus, der Realteil $e^{-\alpha}$ ist ein (kondensationsstufenfreies) dreidimensionales metrisches Strukturfeld, das die Kondensationsstufen umschließt und exponentiell abklingt. Die imaginären Metronen-Folgen ermöglichen die Eigenwertspektren

$$\beta_{+}^{(\pm)} = \pm \frac{\pi}{2} (2n + 1) \quad \text{aus} \quad \cos \beta_{+} = 0 \quad (162)$$

$$\beta_{-}^{(\pm)} = \pm \pi n \quad \text{aus} \quad \sin \beta_{-} = 0 \quad (163)$$

Diese Spektren sind die durch $\hat{F}_{\mu}^i$ beschriebenen metrischen Kondensationsstufen. Nur der imaginäre Anteil $e^{-i\beta}$ liefert also ein diskretes Punktspektrum, während der Realteil keine metrischen Kondensationsstufen bewirkt. Die Koordinaten x_4, x_5, x_6 müssen imaginär sein, weil es anderenfalls keine metrischen Quantenstufen in der R_3 -Projektion geben könnte.

Die Lösung des symmetronischen "Fundamentalproblems" $\hat{F}_{\mu}^i = c_{\mu\epsilon} \gamma_{\mu\epsilon}$ ist im Anhang weiter ausgeführt (S.404).

18.2 Korrelationen maximaler und minimaler Strukturkondensationen

Die folgenden Ausführungen sind dem gegenwärtig zur Publikation vorbereiteten 2. Teil der Heimschen Arbeit entnommen (Heim 1983, v. Ludwiger 1983).

Die Kondensationsstruktur $\gamma_{\mu\epsilon}$ eines Systems hängt wesentlich von den inneren Korrelationen Q_{ϵ}^i bzw. vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Kopplungsextrema $\gamma_{(\mu\lambda)}^{\mu\epsilon}$ und $Q_{\epsilon}^i(\mu\nu)$ ab. Es zeigt sich, daß das Maximum der Struktur-Definition $\gamma_{\mu\epsilon}^{(\mu\lambda)} = 1$ mit dem Minimum der inneren Korrelationen $Q_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)} \text{extr.} \equiv (\mu\lambda)$ zusammenfällt. Diese Korrespondenz-Maxima tauschen sich in einem zeitlichen Schwingungsprozeß ständig über die Korrelations-Minima aus.

Aus den möglichen Kombinationen der Indizes μ, λ, ν für die Fundamentelektoren $\hat{\gamma}_{(\mu)}$ (mit den Hermetrieformen $x = a, b, c, d$) lassen sich mehrere Kopplungsselektoren $Q_{(\mu\nu)}^{(\mu\lambda)}$ als Extrema jeweils in eine Kopplungs-Gruppe zusammenfassen. Die Kopplungsgruppen stehen miteinander in Wechselbeziehungen. So existieren zwischen jeweils zwei Kopplungsgruppen hermetrische oder antihermetrische Kondensorbrücken, wenn sich in den beiden Gruppen identische Kondensoren $\gamma_{\mu\epsilon} \sim [\mu\lambda]$ befinden. Antihermetrische Kondensoren bilden Kondensorsenken, hermetrische Kondensoren Kondensorquellen. Kondensorsenken verursachen Kopplungen der Partialstrukturen $\gamma_{(\mu\lambda)}^{iK}$ in den Kompositionsfeldern $\hat{\gamma}_{(\mu)}$.

Bezeichnen die Symbole (1) = $(x_5 x_6)$ -Kondensationen und $(\alpha) = (x_4, x_5, x_6)$ - oder (R_3, x_5, x_6) -Kondensationen

(entsprechend den Kompositionsfeldern $\hat{\gamma}_{(1)} \equiv \hat{\gamma}_a, \hat{\gamma}_{(\alpha)} \equiv \hat{\gamma}_b$
oder $\hat{\gamma}_c$),

Auf diese Weise läßt sich z.B. eine neutrale Partikel ($\alpha \equiv c$) als eine dynamische Kopplungsstruktur verstehen, die dadurch gekennzeichnet ist, daß Bereiche mit maximalen Korrelationen netzartig verflochten wechselseitig zu Bereichen mit minimalen Korrelationen werden.

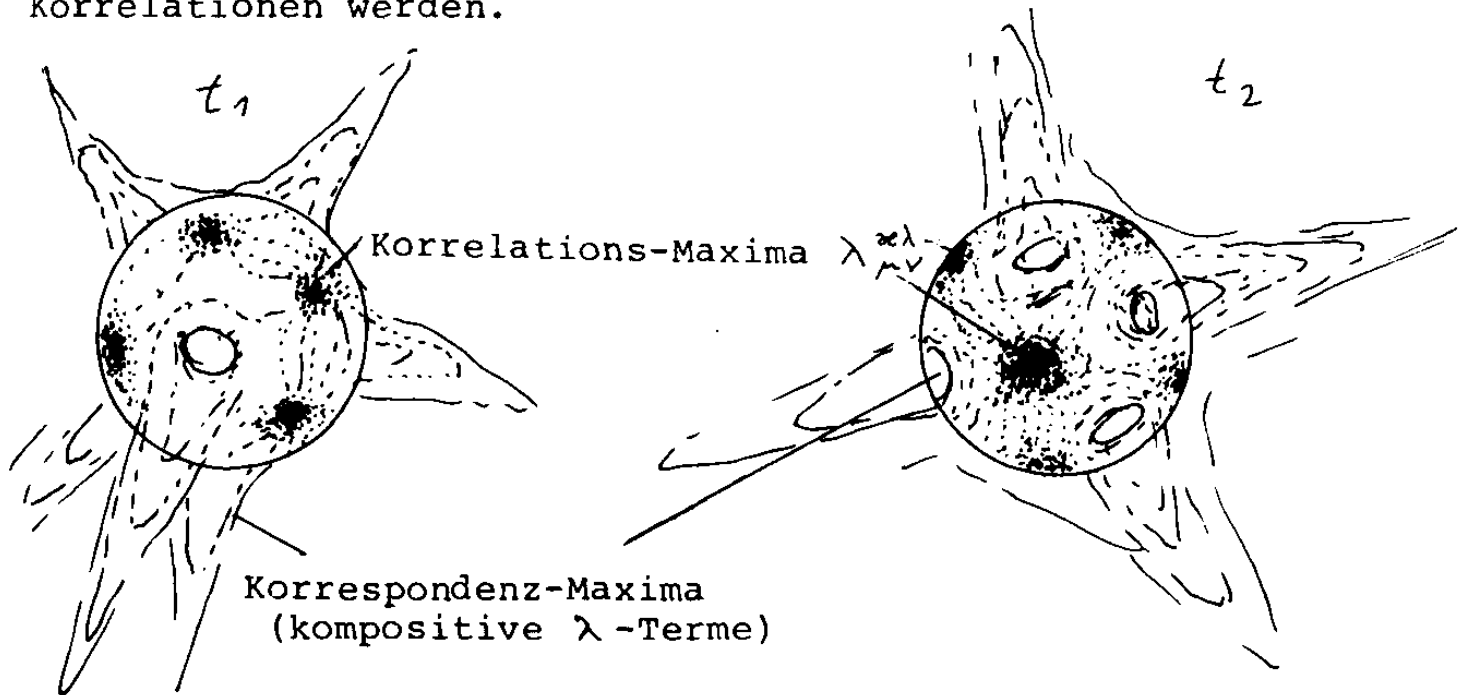


Bild 80: Mosaikartige Struktur der internen Korrelationen. Maxima der Korrelationen wechseln ab mit Maxima von Korrespondenzen, die in die Externbereiche hinausgreifen.

Die Kondensationsmaxima sind im jeweiligen Definitionsbereich identisch mit den Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Die Angabe der Kondensationsformen d für geladene Teilchen ist weit- aus komplizierter, da in $\hat{\gamma}_d$ alle $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren Kopp- lungskondensoren und die Kondensorbrücken komplizierte Ver- netzungssysteme bilden.

Die Analyse der Kopplungsstrukturen ermöglicht die Bestimmung der Stabilitätszeit. Nach Ablauf dieser Stabilität kommt es zur Umstrukturierung der Kopplungsstruktur und zur spontanen Änderung der Kondensoren durch die geänderten internen Korrelationen. Die Kopplungsmaxima werden definiert durch $\delta Q_{(\alpha\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0$ und $[\frac{\lambda\nu}{\alpha\lambda}]_+ = \psi_{kl} = 0$.

Der Kompressionszustand im Kompositionsfeld $\hat{\gamma}_{(x)}$ bleibt unabhängig von der Änderung der Partialstruktur $\gamma_{\mu\nu}$ erhalten.

18.3 Flußalgebra der Kondensoren

Kondensormaxima definieren Raumkompressoren $\mathfrak{g}_{(\lambda)}^{(\mu\nu)}$, deren Maxima die maximale Anzahl deformierter Metronen $N_+ \equiv \mu_{(\lambda)}^{(\nu)}; n_+$ sind. Der Kompressionszustand wird auszugleichen versucht. Die Kompressionen werden auf ein Minimum deformierter Metronen $N_- \equiv \mu_{(\lambda)}^{(\nu)}; n_-$ reduziert. Der Schwingungsprozeß zwischen maximal und minimal kondensierten Metronen wird von Heim Kondensorfluß genannt.

$$N_+ \left(\lambda_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} \right) N_- \quad (165)$$

Damit es zu einem Kondensorfluß kommt, müssen für beide Kondensorsignaturen (λ) und $(\mu\nu)$ antihermitesche $\gamma_{(\lambda)}$ - und $\gamma_{(\mu\nu)}$ -existieren, die eine Spinorientierung bewirken, d.h.

$$N_{\pm} = N_{\pm} \left(\left[\hat{\mu\nu}_{\lambda} \right], \left[\hat{\lambda}_{\mu\nu} \right] \right)$$

In den vier Kopplungsstrukturen a,b,c und d ist diese Bedingung oft erfüllt und es existieren in diesen immer Kondensorflüsse. Jedes System aus Kondensorquellen und -Senken kann einen Kondensorfluß verursachen. Wird bei den Austauschvorgängen wieder der Ausgangszustand erreicht, so ist der Kondensorfluß zyklisch, d.h. die zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums ist periodisch.

Da es 6 Klassen der Hermetrieformen b und c gibt (siehe Bild 79), existieren $Z = \sum_{\nu=1}^6 \nu! \binom{6}{\nu} = 1956$ strukturisomere Flußaggregate, die jedoch nicht alle zyklisch sein müssen.

Der zyklische Umlauf definiert einen Spin.

Kondensationsstufen werden nur durch imaginäre Koordinaten x_4 , x_5 und x_6 verursacht.

Die drei Partialstrukturen $\mathfrak{g}_{(1)}$, $\mathfrak{g}_{(2)}$, $\mathfrak{g}_{(3)}$, welche die Fundamentalspektoren $\gamma_{\mu\nu}$ und $\hat{\gamma}_{(\lambda)}$ aufbauen, sind durch folgende Koordinaten-Kondensationen bestimmt:

$$\begin{aligned} 1 &= (x_5 \ x_6) \\ 2 &= (x_4) \\ 3 &= (x_1 \ x_2 \ x_3). \end{aligned}$$

Damit lassen sich sechs Grundflußverläufe angeben für die Maxima der Korrelationen (+) und sechs für deren Maxima (-).

Jedes dieser "Flukton" genannten k-Flüsse wird durch ein Kästchen symbolisiert:

$$N_x^+ \quad \boxed{k} \quad N_x^- \quad (x \equiv a, b, c, d) \quad (166)$$

$\boxed{1}$ bedeutet z.B. die Korrelation $([\hat{\gamma}_{\mu\nu}^{(1)}], [\hat{\gamma}_{\lambda}^{(1)}]) \equiv [\hat{1}_{\mu\nu}^{(1)}], [\hat{1}_{\lambda}^{(1)}]$ und die zusätzliche Klasse, die keine Fluktonen ausbildet:

$$\boxed{7} : [\hat{3}_{33}^{(3)}], [\hat{3}_{33}^{(3)}], [\hat{3}_{33}^{(3)}], [\hat{3}_{33}^{(3)}] \equiv [3] \text{ wird "Straton" genannt.}$$

Zusammengefaßt sind die 7 Flußklassen:

	x \ k	[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	Protosimplexe
Gravitonen	a	[1]							$p[1] \equiv [1]_a$
Photonen	b	[1]	[2]	[1,2]					$p[123] \equiv [123]_b$
neutrale Partikel	c	[1]	-	-	[1,3]	-	-	[3]	$p[14], [7] \equiv [14]_c [7]_c$
geladene Partikel	d	-	-	[1,2]	[1,3]	[2,3]	[1,2,3]	[3]	$p[123], [4567] \equiv [123]_d [4567]_d$ $[14]_d [345]_d [6]_d$
		(x ₅ x ₆) Trans-	(x ₄) Zeit-					(x ₁ x ₂ x ₃) Raum-	: Kondensationen
		×			×			×	: Trägheitsfeld
			×	×		×	×		: Ladungsfeld
							Welt- Fluk- ton	Straton	

Die Kondensoren $\begin{bmatrix} \lambda & \lambda \\ \lambda & \lambda \end{bmatrix}$ mit $1 \leq \lambda \leq 3$ bilden zwar metriale Kondensationen, aber keine Korrelationen und daher keine Grundflüsse.

$[1] \equiv \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}_+$ und $[2] \equiv \begin{bmatrix} 1 & 2 \\ 2 & 2 \end{bmatrix}_+$ sind in d ohne Korrelation (z.B. mit $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}_+$) mit den Partialstrukturen der eigenen Hermetrieformen, treten jedoch wie in allen anderen Kondensationstypen x auf und sind die Quelle von Gravitationsfeldern.

Die Raumkondensation [3] bewirkt Ponderabilität (d.h. Wägbarekeit). Die Formen a und b enthalten [3] und sind daher imponderabel. Aus den Formen b und c, also aus Photonen und neutralen Teilchen, lassen sich prinzipiell Gravitonen, d.h. Grundflüsse [1] abspalten.

Die symbolische Beziehung (Gl.166) bedeutet ausgeschrieben

$$N_x^+ [A] N_x^- \equiv (A_{\lambda e}^i)^{-1} \{ [L_{\lambda e}^i] \binom{1}{1} + Q_{\mu}^i [M_{\lambda e}^i] \binom{1}{1} \} = \exp(\lambda \mu - S \gamma_{\lambda e} \delta \mu) =$$

$$= e^{\lambda K} \left[\frac{e^{\lambda h} - e^{-\lambda(x-h)}}{1 - e^{-\lambda(x-h)}} \right]^{-\lambda} \quad \text{mit den Kürzungen:} \quad (167)$$

$$\gamma_{\lambda e} = a^i c_s [L_{\lambda e}^i] = (1 - e^{-\lambda \nu})^{-1}$$

$$x = a, b, c, d; \quad \mu = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^3 \alpha_k ()_k$$

$$a = [1], \quad b = [1] + [2], \quad c = [1] + [3],$$

$$d = [1] + [2] + [3], \quad h = [1], [2], [3], [1] + [2]$$

usw.

Es ergeben sich z.B. für die d-Hermetrieform geladener Partikel und für den speziellen Fluß [23] demnach

$$N_d^+ [23]^-_d \equiv e^{\lambda([2]+[3])} \left[\frac{e^{\lambda([2]+[3])}}{1 - e^{-\lambda[1]}} \right]^{-\alpha} \quad (168)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } [1] &\equiv i\sqrt{\tau} [()_5 + ()_6] \\ [2] &\equiv i\sqrt{\tau} ()_4 \\ [3] &\equiv \mu = \sqrt{\tau} [()_1 + ()_2 + ()_3] \end{aligned}$$

Das Straton [3] liefert in der Näherung $r = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \lambda; n$ und $a > \lambda_{kl}$ ein mit dem Abstand r exponentiell abfallendes Feld

$$\psi_{kl} \approx e^{\lambda_{kl} r} = e^{-\alpha r} \quad (-\alpha = \lambda_{kl} - a) \quad (169)$$

Die Klassen von Maxima und Minima der Flußklassen werden von Heim Protosimplexe $p_k \equiv [\pm k]$ genannt. Die positiven Kondensorflüsse bezeichnen statische Schirm-Felder $+k = (+[1], [2], \dots [5])$ und die negativen dynamische Fluktonen $-k \equiv (-[1], [2], \dots [5])$.

Weil in $p_d [-k] = N_d^+ [123] N_d^-$ sämtliche Struktureinheiten korrelieren, existiert für diese Klasse $k = -6$ kein Schirmfeld.

[-6] wird Weltflukton genannt. Im Gegensatz zu diesem existiert zum Straton [7] kein Flukton. Alle übrigen 5 Protosimplexe besitzen in den betreffenden Unterräumen des R_6 sowohl ein Flukton als auch ein dieses umschließendes Schirmfeld.

Alle diese "ureinfachsten" Protosimplexe besitzen jedoch noch keine physikalischen Eigenschaften.

Mehrere Grundfluß-Aggregate werden über gemeinsame Struktureinheiten α_μ miteinander verknüpft (Konjunktoren), was symbolisiert wird durch

$$(\pm p) \text{ --- } (\alpha_\mu) \text{ --- } (\pm q) \quad (170)$$

wenn p und q verschiedene Protosimplexe darstellen. Zyklische Kondensorflüsse gehen ineinander über, wenn die korrelierenden Kondensorflüsse beider Protosimplexe dimensional im gleichen Unterraum des R_6 liegen.

Der Protosimplex $p_a [1]$ besitzt keinen Konjunktoren zwischen den beiden möglichen Kondensorflüssen. Dagegen wird $p_b [123]$ der Photonen nur noch durch Korrelations-Konjunktive bestimmt:

$$[1]_b \text{ --- } (\alpha_1) \text{ --- } [3]_b \text{ --- } (\alpha_2) \text{ --- } [2]_b \quad (171)$$

In neutralen Partikeln wirken Protosimplexe $p_c [14], [7]$, die durch einen Straton-Konjunktiv α_3 und einen Korrelationskonjunktiv α_1 koppeln:

$$[1]_c \text{ --- } (\alpha_1) \text{ --- } [4]_c \text{ --- } (\alpha_3) \text{ --- } [7]_c \quad (172)$$

In geladenen Partikeln gibt es neben einem zyklischen Kontaktkonjunktiv noch zwei weitere Korrelations-Konjunktive (wegen des Einflusses von [-6] auf +[127]):

$$\begin{aligned}
 & \left(\boxed{+1}_d - (\alpha_1) - \boxed{+3}_d - (\alpha_2) - \boxed{+2}_d - (\alpha_2) - \boxed{+5} - (\alpha_3) - \boxed{+7} - (\alpha_3) - \boxed{+4}_d \right) \\
 & \quad \quad \quad (\alpha_1) \\
 & \boxed{+1}_d - (\alpha_1) - \boxed{-6}_d - (\alpha_2) - \boxed{+2}_d \\
 & \quad \quad \quad \boxed{-6}_d - (\alpha_3) - \boxed{+7}_d
 \end{aligned} \tag{173}$$

Jeder Protosimplex $(\pm p)_x$ bedingt einen Kondensationszustand $N_+ = \lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ ("Protosimplex-Ladung"). Diese Korrelationsminima N_+ sind zugleich Maxima der Fundamentalkondensationen, welche Zentren maximaler Beschleunigungswirkungen sind. Die Anzahl der Quellen der Beschleunigungen oder der Korrespondenzfelder entspricht der Zahl der Fundamentalkondensoren, die keine statischen Schirmfelder ausbilden.

Die $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ sind Materiefeldquanten, die durch interne Korrelation entstehen, und sind nach außen greifende Wechselwirkungen, d.h. Korrespondenzen, die in Erscheinung treten. Aufgrund der Protosimplex-Tabelle lassen sich die Kondensorfluß-Systeme in den einzelnen Unterräumen für die Hermetrieformen a, b, c und d qualitativ angeben.

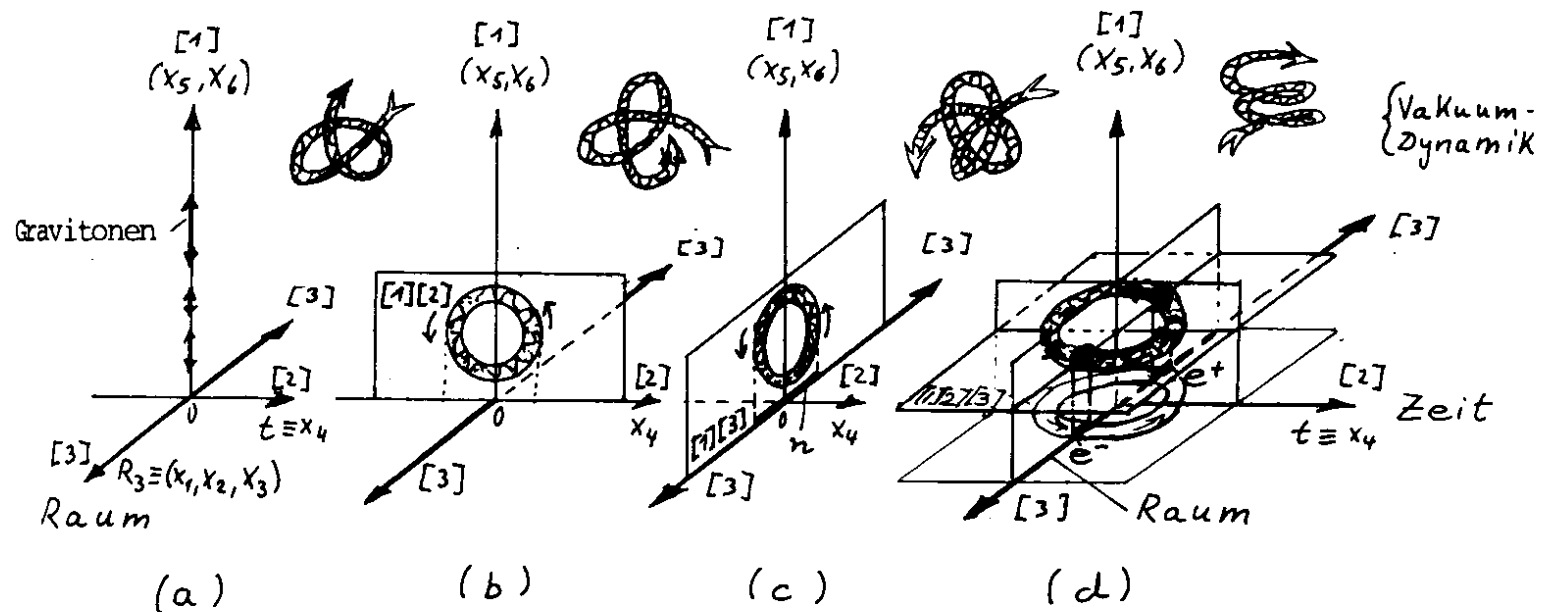


Bild 81: Hermetrieformen (a) $\equiv$ Gravitonen, (b) $\equiv$ Photonen, (c) $\equiv$ ungeladene und (d) $\equiv$ geladene Partikel

Nur die Hermetrieformen (c) und (d) lassen sich auf den Raum R_3 projizieren. Gravitonen- und Photonen-Strukturen befinden sich in den "Transbereichen" der Welt ("trans" bezüglich der Raumdimensionen). Alle elektromagnetische Strahlung (b) ist daher nicht als eine Zustandsänderung des Raumes anzusehen. Nur Strukturen, welche in die (x_5, x_6) -Bereiche hineinreichen, können mit Photonen wechselwirken und Wirkungen verursachen, die je nach Experimentiervorrichtung als Welle (interferieren) oder als Teilchen (Impuls übertragen) interpretiert werden.

Photonen sind Strukturflüsse, die in der Zeit etwas in die Zukunft vorauslaufen, umkehren, die "Gegenwart kreuzen", in die Vergangenheit laufen, und die "Gegenwart wieder kreuzen."

In allen Kondensationstypen treten $[1] \equiv [\hat{11}]$ bzw. $[\hat{1}]$ auf, die als Projektion auf den R_3 als Gravitationsfelder auftreten.

Im Bild (d) ist ein e^-e^+ Paar gezeichnet, das aufgefaßt werden kann als Photonen-Flußstruktur, die sich aus der Imaginärebene $[1]$, $[2]$, die die Raumachse im Punkt $R_3 = 0$ schneidet, und daher im R_3 keine Projektionen bewirkt, herausdreht, so daß auf R_3 jetzt Projektionen möglich werden. Dort, wo aus der $[1][3]$ -Ebene die Flußstruktur austritt, ist in der R_3 -Projektion ein negativ geladenes Teilchen entstanden; wo die Flußstruktur in die $[1][3]$ -Ebene eintritt, liegt die Antistruktur. Begegnen sich Teilchen und Antiteilchen im Raum, dann befindet sich die Flußstruktur wieder ganz in der $[1][2]$ -Ebene.

Die Paarzerstrahlung und die Paarerzeugung ist in der Kondensorfluß-Theorie eine Folge der Schwankungen des Nullkegels, wonach in kleinen Raumbereichen räumliche und zeitliche Messungen unscharf werden. Dies äußert sich in Schwankungen in der Lage der Flußstrukturen.

Das Bild (d) ähnelt den Wurmlöchern und Henkeln in der Quantengeometrodynamik. Doch sind die Ebenen in unserer Darstellung komplex oder imaginär und nicht reell wie die Ebenen, in denen sich die Wurmlöcher der Geometrodynamik befinden.

18.4 Trägheit und Gravitation

Die gesamte Kondensation kann nur auf ein einziges Bezugssystem des R_6 bezogen werden. Nur ein einziges zur Basissignatur gehörendes Koordinatensystem ist forttransformierbar. Die Kondensoren anderer Basissignaturen bleiben erhalten. Die Kondensationsformen mit den Kompositionsfeldern $\hat{\gamma}_b$, $\hat{\gamma}_c$ und $\hat{\gamma}_d$ bestehen aus mehr als einer Struktureinheit. Es kann daher für diese kein Bezugssystem angegeben werden, für welches die Struktureinheiten zugleich forttransformiert werden könnten, im Gegensatz zum Kompositionsfeld $\hat{\gamma}_a$, welches durch ein hinsichtlich γ_{11} geodätisches System forttransformiert werden kann. Damit erweist sich die Hermetrieform a , also das Gravitationsfeld als eine Scheinkraft wie in der allgemeinen Relativitätstheorie, wo ebenfalls nur eine Struktureinheit $g_{\mu\nu}$ gegeben ist. Jedoch im Gegensatz zur Annahme Einsteins ist die Quelle des Gravitationsfeldes sehr wohl weiterhin vorhanden, völlig identisch mit den Struktureinheiten anderer physikalischer Kräfte. Für die integralen $\lambda_{(x)}$ -Terme sind Trägheit und Gravitation äquivalent. Doch für die internen Partialstrukturen $\lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)}$ gibt es keine Äquivalenz mehr, denn diese Begriffe sind hier strukturell völlig verschieden.

Analog zur allgemeinen Relativitätstheorie gilt die Geodäten-gleichung für eine kräftefreie Bewegung eines Teilchens (nur kennzeichnet x^k jetzt nicht einen Vektor, sondern einen Gitter-selektor $x^k = c^k; n$). Wenn der Punkt jeweils eine Zeitableitung bedeutet, bedeutet die Geodäsiebeziehung, daß die Schwerebe-schleunigung $\ddot{x}^i$ proportional einem Geschwindigkeitsquadrat $\dot{x}^k \dot{x}^l$ multipliziert mit dem Fundamentalkondensor ist

$$\ddot{x}^{(\alpha\lambda)}_{(\mu\nu)}{}^i = - \widehat{\Gamma}_{kl}^i \dot{x}^k \dot{x}^l \quad (i, k, l = 1, \dots, 6) \quad (174)$$

Multipliziert man beide Seiten mit $\lambda^{(\alpha\lambda)}_{(\mu\nu)} \dot{x}^i$ und beachtet die Kür-zung $\widehat{\Gamma}_{kl}^i = (1 + Q_m^i) [\widehat{\Gamma}_{kl}^i]$, dann kann man unter Fortlassung der Signaturen $(\alpha\lambda, \mu\nu)$ schreiben

$$\lambda_{()}^{()} (1 + Q^i) [\widehat{\Gamma}] \dot{x}^i \dot{x}^l \dot{x}^k = - (1+Q) [\widehat{\Gamma}] \dot{x}^i \lambda_{()}^{()} \dot{x}^i \quad (175)$$

Nach der Weltselektorgleichung ist

$$L_{()m+}^{()} \widehat{\Gamma}_{kl}^i = 0 \quad \text{mit} \quad L_{()m+}^{()} = K_{()m+}^{()} - \lambda_{()}^{()} \times () \quad (176)$$

und damit gilt

$$L_{()m+}^{()} (1+Q^i) [\widehat{\Gamma}] \dot{x}^i \dot{x}^l \dot{x}^k = - (\ddot{x}^i + Q \ddot{x}^i) \lambda_{()}^{()} \dot{x}^i = 0 \quad (177)$$

Die Beziehung kann nur erfüllt werden, wenn

$$\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} \dot{x}^i = 0 \quad \text{gilt, d.h.} \quad \lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)} \rightarrow \dot{x}^i \quad (178)$$

ist, d.h. wenn die Partialstrukturen $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ senkrecht zur Welt-geschwindigkeit $Y(z) = \sum_{i=1}^{q-6} \dot{x}^i$ verlaufen:

$$Y(z) = \omega + i\omega, \quad \omega = \dot{x}_1 + \dot{x}_2 + \dot{x}_3, \quad \omega^2 = c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2, \quad (\epsilon = x_5, \eta = x_6) \\ z = z(\alpha, \lambda, \mu, \nu) \leq q = 6 \quad (179)$$

Eine Bewegung der Kondensationen im Raum mit $\omega \neq 0$ bewirkt, daß sich die Vektoren kompositiver Kondensationsstufen $\widehat{\lambda}$ und $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ neu einstellen müssen, was eine von ω abhängige komplexe Drehung im R_6 bedeutet. Die Neueinstellung erfolgt während der Wirkungsdauer von $\omega \neq 0$ und erzeugt einen Widerstand gegen die Orthogonalitätsverletzung, die als Scheinkraft oder Trägheit bei allen Struktureinheiten gleicherweise in Erscheinung tritt.

18.5 Geometrische Ursache von Spin und Isospin

Die durch die Signatur [3] gekennzeichneten $\lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)}$ liegen im R_3 , in welchem $\omega \neq 0$ möglich ist. $\lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)} \perp \omega$ ist erfüllt für $\dot{\xi} = \dot{\eta} = 0$ und $\omega < c$, was das Kriterium für Ponderabilität darstellt (für die Formen c und d). In a und b fehlt die Signatur [3] in $\lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)}$, so daß die Orthogonalität durch $\lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)} \perp \omega$ erfüllt wird.

Der zyklische Austausch von Korrelationsmaxima und -Minima in den Protosimplexen p, q bedingt einen Konjunktorspin S_x , wobei die Vorzeichen parallele oder antiparallele Spinstellungen $(\mu)_+ = (\mu)_+ : s_p \uparrow \uparrow s_q$ und $(\mu)_- : s_p \uparrow \downarrow s_q$ bedeuten.

$$S_x \left[\boxed{\pm p}_x \rightarrow (\mu)_\pm \rightarrow \boxed{\pm q}_x \right] = \frac{P_x(\mu)_\pm^2}{x(\mu)_\pm^2}, \cos((\mu)_+, (\mu)_-) = -1 \quad (180)$$

Der Konjunktorspin ist dem Integral über einem Energiedichtetensor proportional:

$$\frac{P_x(\mu)_\pm^2}{x(\mu)_\pm^2} \sim S W_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)} \delta V = S \frac{r_\mu}{\omega} \sum s_p \lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)}; \left[\hat{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)} \right]; () \delta V = \frac{r_\mu}{\omega} S P_\mu \delta V \quad (181)$$

r_μ bezeichnet den Radius der zyklischen Konjugation in μ . $P_\mu = \sum_{\lambda} W_{(\mu\lambda)}^{(x\lambda)}$ ist der Energiedichtetensor aus den ε -Anteilen der Kondensoren, welche die im Konjunktiv $(\mu)_\pm$ stehenden Protosimplexe p und q aufbauen ($\delta V = \sum_{k=1}^n \delta z_k = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{k=1}^n \delta ()_k$).

Es ist ferner

$$S P_\mu \delta V = S \delta E_\mu = S h \nu_\mu m_x^{(pq)} \quad (182)$$

it E_μ = Energie, ν_μ = Frequenz, $m_x^{(pq)}$ = Selektoren ganzer Quantenzahlen, welche innerhalb x die Simplexe (p,q) charakterisieren. Im Integranden kann geschrieben werden

$$\frac{r_\mu}{\omega} \nu_\mu = r_\mu^0 \frac{\mu_\mu \nu_\mu}{2\pi \omega} = \frac{r_\mu^0}{4\pi} \quad (183)$$

und es wird

$$\frac{P_x(\mu)_\pm^2}{x(\mu)_\pm^2} = \pm \frac{\hbar}{2} S r_\mu^0 \delta m_x^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_\mu m_x^{(pq)} \quad (184)$$

mit $\bar{s}_\mu = r_\mu^0$, dem Einheitsvektor des Konjunktorspins.

Die Überlagerungen aller Konjunktorspins einer Hermetrieform x führt zu einer Spinstruktur im Raum, dem Stratonspin.

Der Selektor des Stratonspins ist

$$\bar{s}_x = \sum_{\mu, p, q} \frac{P_x(\mu)_\pm^2}{x(\mu)_\pm^2} = \pm \frac{\hbar}{2} \sum_{\mu} \bar{s}_\mu \sum_{pq} m_x^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_0 m_x, \quad (185)$$

und mit der laufenden Metronenzahl n

$$\bar{s}(x) = \bar{s}_x; n = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_0 m_x; \nu = \pm \hbar \bar{\sigma}(x) \quad (186)$$

Der Stratonspin setzt sich zusammen aus einem räumlichen Anteil $\overline{\sigma}_r$ und einem imaginären Anteil $\overline{\sigma}_t$ (Eigenvektoren $n_r \perp n_t$)

$$\overline{\sigma} = \overline{\sigma}_r + \overline{\sigma}_t = n_r \sigma_r + i n_t s = n_r z + i n_t s \quad (187)$$

$z = \cos(\bar{v}, n_r) \exp(i(\pi J + \varphi))$ ist der Raumspin, J die Quantenzahl von z . φ ist die Phase der Kondensorkonjugation $= \frac{\pi}{2}$. Der Winkel $\alpha_p \leq (\bar{v}, n_r)$ ist 1 in den Hermetrieformen a und b und ± 1 bei c und d. Es ist

$$z = i \alpha_p e^{i\pi J} = i \alpha_p (\cos \pi J + i \sin \pi J) = i \alpha_p (-1)^J \quad (188)$$

oder mit der Parität des x-Terms

$$P_a = \alpha_p (-1)^J \longrightarrow \overline{\sigma}_r = i J P_a, \quad \alpha_p = \pm 1 \quad (189)$$

$$\overline{\sigma}(x) = i (n_r \cdot J P_a + n_t \cdot s)$$

Der interne Spin der imaginären Kondensorflüsse $\overline{\sigma}_t = i s$ wird als Spinisomorphismus (Isospin) aufgefaßt, weil bei gleicher p-Struktur verschiedene projizierte Konjunktorgefüge in der c- und d-Form im Raum auftreten und die Komponenten dieser isomeren Termfamilien Transformationen entsprechen müssen, welche die metrischen und konfigurativen Elemente sowie die Proto-simplexladungen $\lambda_{(\mu\nu)}^{(x\lambda)}$ invariant lassen.

Ist $J = n$ ganzzahlig, so ist $P_a = 1$ und der Raumspin wird imaginär $\overline{\sigma}_r = \mp i J_r$. Im Raumvolumen gilt für die spinisomeren λ -Tensortermene kein Ausschlußprinzip, d.h. diese Strukturen wären Bosonen.

Ist $J_s = \frac{1}{2} (2n - 1)$ und daher $P_a = \mp i$, so ist der Raumspin reell $\overline{\sigma}_r = \pm J_s$ und halbzahlig. Die λ -Tensortermene sind Spinor-terme bzw. Fermionen.

Antistrukturen gehören zu einem R_4 , dessen Zeitrichtung antiparallel zu unserem R_4 läuft und der durch unbekannte x_5 -Distanzen von diesen getrennt ist.

18.6 Geometrische Ursachen der Partikel-Massen

Die $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$ ordnen jedem Protosimplex $(\mp p)_x$ eine Trägheitswirkung als Masse zu. Sie definieren metrische Kondensationsstufen als Krümmungsmaß ε des Unterraums V_r des R_6 :

$$\varepsilon = 1/\lambda_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}. \text{ Die Radien der Kondensationsstufen sind } r_\mu = n \cdot \varepsilon_\mu.$$

Der zyklische Kondensorfluß bzw. der Spin ordnet jeder kompositiven Kondensation eine Eigenfrequenz f zu, die mit der Umlaufgeschwindigkeit $u = \text{const}$ die Wellenlänge λ' bzw. den Aggregatdurchmesser definiert.

Die Kondensormaxima N_t definieren Raumkompressoren $\rho_{(\mu\nu)}^{(\alpha\lambda)}$. Die Trägheitsmasse m der Kondensationen ist dem Raumkompressor proportional. Wegen der Kompressionsisostasie muß damit auch die Frequenz des zyklischen Flusses anwachsen. Es ist $m \sim f \sim 1/\lambda'$ oder $\lambda' = \frac{h}{c \cdot m}$, d.h. je größer die Masse ist, umso kleiner ist der Bereich, in welchem es zu Strukturkondensationen kommt. Dieser Bereich entspricht dem Durchmesser eines Elementarteilchens. Die Beziehung $\lambda' \sim m^{-1}$ entspricht dem empirischen Quantendualismus, d.h. der Äquivalenz von Welle- und Teilchenbild.

Die Flußgeschwindigkeit im Photon ist $\dot{x}_4 = v = f \lambda' = c$. Für den imaginären Kondensationstyp a , also für Gravitonen, ist $u = w > c$, denn $w^2 = \dot{x}_4^2 + \dot{x}_5^2 + \dot{x}_6^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 > 0$.

Der imaginäre Teil der Weltgeschwindigkeit w ist mit der Geschwindigkeit der allgemeinen kosmischen Expansion identisch. Nach der Kompressorisostasie ist das Produkt aus dem Aggregatdurchmesser λ' und der Trägheitsmasse konstant. Ist λ'_0 die Einheitskondensation, gilt

$$m \lambda'_{(c,d)} = \bar{\mu} \lambda'_0 = \text{const, wenn } \bar{\mu} = \sqrt{\frac{ch'}{\sigma}} \quad (190)$$

die Kondensorkonstante des Massenspektrums der Formen c und d ist.

Das Verhältnis der Aggregatdurchmesser ist

$$\frac{\lambda'_{(c,d)}}{\lambda'_0} = \frac{\bar{\mu}}{m} = \sqrt[4]{\frac{2n-1}{2n}} \frac{1}{\eta_{qe}}, \quad \eta_{qe} = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{\pi^4 + 4q_e^4}} \quad (191)$$

q_e = Elementarladung

Es gibt für die einzelnen k -Flußklassen jeweils $k!$

Strukturisomerien (Stereoisomerien), zu denen es mindestens ein räumlich spiegelsymmetrisches Aggregat gibt und $\binom{6}{k}$ verschiedene Flußaggregate. Diese Anzahl z verschiedener Flußaggregate

$$z = \sum_{k=1}^6 k! \binom{6}{k} = 1956$$

wird reduziert, wenn gefordert wird, daß ein Flußaggregat eine gewisse Mindestzeit lang existieren soll.

Es existiert ein Term-Selektor T, der eine Selektion der ponderablen Massenterme M des diskreten Spektrums der c- und d-Kondensationen durchführt, gemäß

$$T; m(c,d) = M(c,d) \quad (192)$$

Darin sind M(c,d) alle überhaupt möglichen Terme. Nur Terme mit einer Mindestexistenzzeit sind mit empirischen Elementarteilchen vergleichbar. In M(c,d) superponieren alle 4 Partialspektren einer jeden x-Hermetrie, die wiederum aus Protosimplexen $(\pm p)_x$ und Konjunktorgesetzen aufgebaut werden.

Ein Element $[k]$ in $(\pm p)_x$ bedingt einen Kondensationszustand $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ der mit der komplexen Weltgeschwindigkeit $\bar{Y} = w + i u$ das Trägheitsprinzip $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \perp \bar{Y}$ begründet.

Eine Protosimplexladung $\underline{N}$ ist jeweils ein Vielfaches einer Einheitskondensation $\underline{\lambda}_0(k)$.

$$\lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{N} \underline{\lambda}_0(k) \perp \bar{Y}, \quad \begin{aligned} \underline{\lambda}_0 &= \lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \\ \underline{N} &= N_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \end{aligned} \quad (193)$$

Die unteren Schranken der Partialstrukturen c und d tragen die Protosimplexladung $\underline{N} = 1$.

Die Terme M(c,d) setzen sich aus Komponenten M_p der Protosimplexe $(\pm p)_x$, sowie M_s des Spingefüges und M_q des Anteils eines eventuellen Ladungsfeldes zusammen:

$$M = M_p + M_s + M_q \quad (194)$$

Nach der Weltselektorgleichung $spL_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \hat{F}_{ke}^i = \lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \hat{F}_{ke}^i \sim W_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ist der Energiedichte-Selektor $W_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ durch eine metronische Ableitung $\delta_V = \partial/\partial V$ des Massenselektors $M_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ darstellbar

$$W_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sim \delta_V M_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sim \lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \hat{F}_{ke}^i \quad (195)$$

und die Ableitung dieses Energiedichteselektors ist dem Änderungsselektor der Protosimplexladung $P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ proportional

$$\delta_V \{ \lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \hat{F}_{ke}^i + \} \sim \mu_+ P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \quad (196)$$

mit $\mu_+ = 4 \bar{\mu} \alpha_+, \quad \bar{\mu} = \frac{1}{c s_0} \sqrt{\pi} \sqrt[3]{3 \pi s_0 G \hbar} \cdot \sqrt{\epsilon_0 \hbar}$

$$\alpha_+ = \frac{1}{2^2 \sqrt{2}} [1 - \frac{1}{2}(1 + \sqrt{5}) \eta^2 (1 - \sqrt{2})]^{-1} \quad (197)$$

$$\eta = \sqrt[4]{\frac{\pi^2}{\pi^2 + 1}}, \quad s_0 = 1 \text{ [m]} \\ \alpha_- = \eta \alpha_+$$

Der tensorielle Änderungsselektor P besteht aus einem reellen und einem imaginären Teil

$$P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; N = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + i F_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}, \quad A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \text{const } (R_3) \quad (198)$$

Der Realteil $A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ liefert statische Massenwerte. Der Imaginärteil $F_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ beschreibt Bandbreiten bzw. Lebensdauern (als Maß einer x_4 -Erstreckung) der Massenterme $M(c,d)$. Diese Lebensdauern wurden von Heim bisher nur für die Elementarteilchen bestimmt und werden zur Zeit auch für die kurzlebigen Resonanzen berechnet.

Das Massenspektrum der Elementarteilchen kann aus

$$\delta \delta_{\nu} M_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sim \operatorname{Re} \delta \left(\lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \hat{\Gamma}_{kl}^i \right) \sim \operatorname{Re} \mu_{\kappa} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \mu_{\kappa} + A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \quad (199)$$

berechnet werden.

18.7 Geometrische Ursache des Confinements der "Quarks"

Für das R_3 -Volumen δV_μ gibt es 4 Gruppen ($0 \leq \mu \leq 3$), welche vier Konfigurationszonen korrelierender Kondensorflüsse, d.h. Protosimplexe ($\pm p$) im Raum kennzeichnen. Innerhalb jeder Zone muß über die in ihm definierten Kondensorsignaturen $\varepsilon(\mu)$ summiert werden $M_\mu = \sum_{\varepsilon} M_{\varepsilon}$. Die 4 Trägheitsbereiche M_μ sind

$$M_{\mu+1} = \mu + \alpha_{\mu+1} S V^3 - \mu \delta V$$

$$\begin{aligned} M_1 &= \mu + \frac{\alpha_1}{4} n_{(1)}^{(2)} (1 + n_{(1)})^2 \\ M_2 &= \mu + \frac{\alpha_2}{8} n_{(2)} (2 n_{(2)}^2 + 3 n_{(2)} + 1) \\ M_3 &= \mu + \frac{\alpha_3}{2} n_{(3)} (1 + n_{(3)}) \\ M_4 &= \mu + \alpha_4 n_{(4)} \end{aligned} \quad (200)$$

Darin sind n ganze Zahlen und die Koeffizienten α_ε zahlen theoretische Funktionen. Das Innere der Elementarteilchen besteht demnach aus 4 Zonen verschieden hoher Kondensationsstufen bzw. -Dichten, die von Heim mit n, m, p und σ bezeichnet werden. In der inneren Konfigurationszone n wachsen die Kondensationszustände kubisch an. In n liegen die Minima von $\hat{\Gamma}_{ke+}$ und die Maxima der Korrelationen. Die Trägheitsdichte n ist extrem hoch. In der m -Zone wachsen die Besetzungen quadratisch an. In der "Mesozone" p wachsen die Besetzungen linear. Hier befindet sich die Quellenstruktur der nach außen greifenden Korrespondenzfelder als Maximum der $\hat{\Gamma}_{ke+}$. Die 4. Zone σ ist nur punktuell mit Kondensationen besetzt und kennzeichnet den Außenbereich einer Elementarkorpuskel.

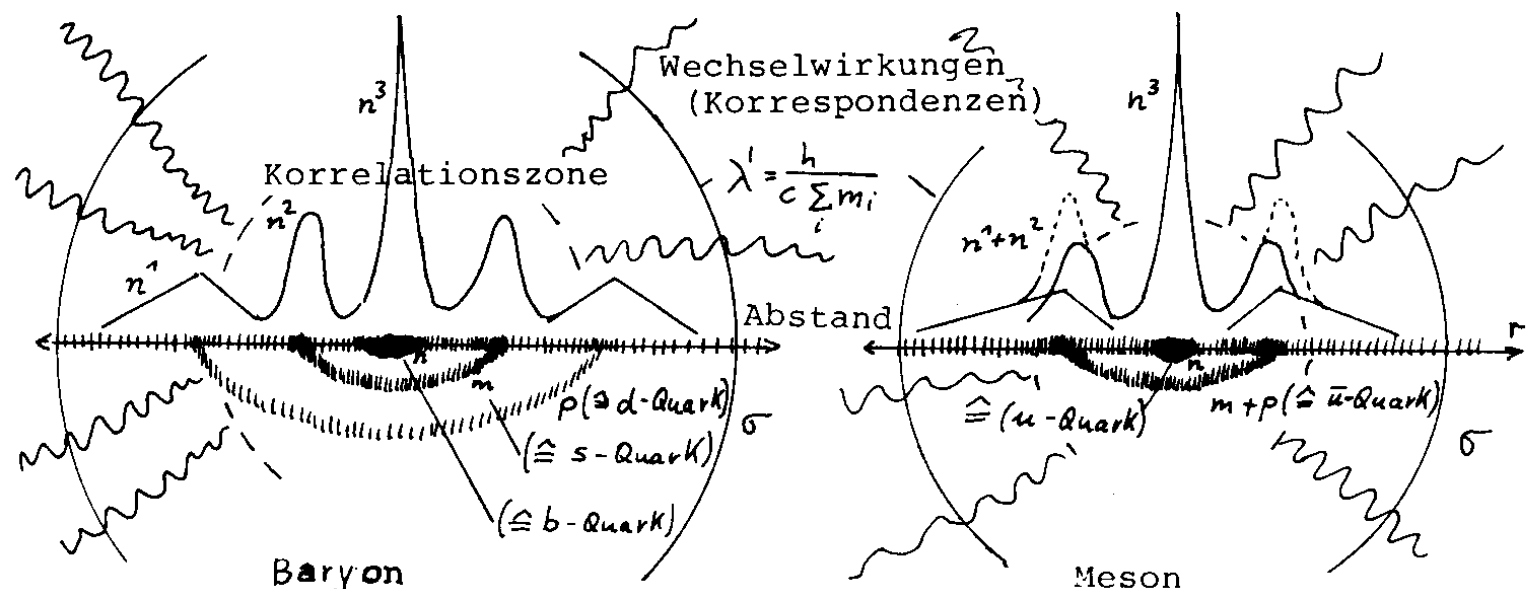


Bild 82: 4 Zonen extrem hoher Dichte im Innern von Elementarteilchen bzw. Existenzzonen der korrelierenden Kondensorflüsse bzw. Protosimplexe.

Diese drei Zentren hoher Dichte sind als Partonen empirisch nachgewiesen worden. Sie könnten den Quarks entsprechen, wobei eine der Trägheitsstruktur (die Korrelationszone n) schwerer als die beiden anderen ist. Diese Internstrukturen lassen sich nicht als einzelne Teilchen aus dem Strukturgefüge herauslösen, was die Erklärung für das Confinement der Quarks ist.

Farbladungen, die in der Quarktheorie nötig sind, um 3 Quarks mit gleichem Spin zusammenzuhalten als "Tribut an das Pauli-prinzip", müssen nicht postuliert werden.

Die Wechselwirkungsfelder gehen von der Mesozone aus (z.B. das elektrostatische Feld). Daher wird die Feldstärke nicht unendlich hoch, wie die Quantenelektrodynamik annimmt, sondern hat in kleineren Bereichen als dem der Zone p eine andere Struktur.

Die Minimalkondensationen mit $N = 1$ liefern Partialmassen des Trägheitsfeldes μ_+ , die durch die Protosimplexe $P_x \begin{bmatrix} \pm 14 \end{bmatrix}, P_x \begin{bmatrix} +7 \end{bmatrix}$ definiert werden und die Partialmassen des Ladungsfeldes μ_- , die durch die Protosimplexe $p_x \begin{bmatrix} \pm 235 \end{bmatrix} p_x \begin{bmatrix} -6 \end{bmatrix}$ bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \mu_+ &\equiv \begin{bmatrix} \pm 1, 4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} +7 \end{bmatrix} = m_B - m_C, \quad m_C = 4\bar{\mu}, \quad m_B = \frac{m_d}{2} \\ \mu_- &\equiv \begin{bmatrix} \pm 235 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -6 \end{bmatrix} = m_d - m_C, \quad m_d = \gamma\alpha + m_C \end{aligned} \quad (201)$$

m_C und m_d sind Massen neutraler und geladener Teilchen, m_B ist die Masse eines neutralen "Elektrons".

Die Trägheitsgruppen des Kondensor spins M_S und des Ladungsfeldes sind

$$\begin{aligned} M_5 &= M_S = \left(\mu_+ \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \right) F_S \\ M_b &= M_q = \left(\mu_- - q_e \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \end{aligned} \quad (202)$$

Darin ist q_e die Elementarladung und F_S eine Funktion, die von von Quantenzahlen $Q = 2J$ und $P = 2s$ sowie von einer Konfigurationszahl k und der Ladungsquantenzahl q abhängt: $F_S = F_S(Q, P, k, q)$.

Die Summe der Partialmassen M_1 bis M_6 ergibt die Gesamtmasse einer Elementarkorpuskel:

$$\begin{aligned} M(c,d) &= \mu_+ \left[\frac{\alpha_1}{4} n_{(1)}^2 (1 + n_{(1)})^2 + \frac{\alpha_2}{6} n_{(2)}^2 (2n_{(2)}^2 + 3n_{(3)} + 1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha_3}{2} n_{(2)} (1 + n_{(3)}) + \alpha_4 n_{(4)} + \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) F_S + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right] \end{aligned} \quad (203)$$

Darin ist F_S noch zu bestimmen und die Zahlenfolgen bzw. die Besetzungen der Protosimplexe in den R_3 -Konturierungen $n(j)$ (mit $1 \leq j \leq 4$) sind Funktionen der Zeit, welche die Umwandlung der Spektralterm bewirken (z.B. β -Zerfall).

Die $n(j)$ setzen sich zusammen aus einer zeitlich konstanten Quantenzahl $Q(j)$ und einem ganzzahligen Zeitparameter $t(j)$

$$n(j) = t(j) + Q(j), \quad 1 \leq j \leq 4$$

Jedem Protosimplex $(\pm p)_{c,d}$ kommt eine elementare Masse $\mu_j = \mu + \alpha_j$ zu. Für die zeitlich konstanten "Gerüststrukturen" $t(j) = 0$ sind die $B = k + 1$ quasikorpuskulären Bereiche (Quarks) gegeben durch die Quantenzahlen

$$\begin{aligned} Q(1) &= Q_n = 3 \cdot 2^{s-2} \\ Q(2) &= Q_m = 2^s - 1 \\ Q(3) &= Q_p = 2^s + 2(-1)^k \\ Q(4) &= Q_\sigma = 2^{s-1} - 1 \end{aligned} \quad \text{mit } s = k^2 + 1 \quad (203a)$$

Bei Mesonen ist $k = 1$, $B = 2$ und die Quantenzahlen lauten

$$Q_1 = Q_2 = 3, \quad Q_3 = 2, \quad Q_4 = 1$$

Bei Baryonen ist $k = 2$, $B = 3$, und die Quantenzahlen sind

$$Q_1 = 24, \quad Q_2 = 32, \quad Q_3 = 34, \quad Q_4 = 15$$

Mit diesen Quantenzahlen und den Kürzungen μ_+ aus (196), (197) und $\alpha_+ = \eta^{-1} \alpha_-$ aus (197) und

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}), \quad \alpha_2 = \eta_{qk}^{-1}, \quad \alpha_3 = \frac{1}{k} (e^{k-1} - kqF), \quad \alpha_4 = 1$$

$$F = H + G$$

$$\begin{aligned} H &= \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{f}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \cdot \eta_{qk}^3 \\ G &= \frac{1}{e \eta_{qk}} \cdot (\eta^2 f \eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2, \quad f = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{5}) \end{aligned} \quad (203b)$$

ergeben sich aus (203) für die konstanten Gerüststrukturen $m_0(k, q)$ für Mesonen ($k = 1$), wenn die Ladungsquantenzahl $q = 1$ gesetzt wird:

$$m_0(1, 1) = 0,50562729 \text{ [MeV]} \quad \text{und}$$

für Baryonen ($k = 2$):

$$m_0(2, 1) = 938,24571517 \text{ [MeV]},$$

d.h. die Masse des Elektrons und des Protons.

Weiterhin ist $q = 0$ und $k = 1$ möglich, mit $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1$:

$$m_0(1, 0) = 0,50150718 \text{ [MeV]},$$

was der Masse eines neutralen Elektrons entsprechen würde.

Da bei $k = 2$ die Masse über der Grenzmasse liegt, bei der ein β -Übergang möglich ist, kann es keine neutrale zeitlich stabile Dublett Komponente n geben.

Formel (203) wurde 1982 bei DESY auf einem Rechner analysiert und lieferte sämtliche bis heute bekannten Werte der Elementarteilchen- und Resonanzen-Massen. Die theoretischen Werte weichen praktisch nicht von den empirischen ab. Allerdings wurden auch alle Massen-Terme ausgerechnet, deren Lebensdauern zu kurz für eine experimentelle Beobachtung sind. Daher muß die gegenwärtig durchgeführte Bestimmung der Lebensdauern zu einer Auswahlregel der prinzipiell beobachtbaren Massen führen.

Die Minimalkondensation, welche für geladene und ungeladene Partikel die gleichen Protosimplexe $p \begin{bmatrix} \bar{4} & 4 \end{bmatrix}_{c,d}$ und $p \begin{bmatrix} +1 & 7 \end{bmatrix}_{c,d}$ haben, sind Neutrinos mit der Masse m_+ .
Kommen zu diesen die Kopplungsstrukturen $p \begin{bmatrix} \bar{3} & 5 \end{bmatrix}_d$, $p \begin{bmatrix} +12 \end{bmatrix}_d$ und $p \begin{bmatrix} -6 \end{bmatrix}_d$ hinzu, so ergeben sich die Massen von Elektron und Positron.

Das externe Ladungsfeld der d-Form besteht aus den Protosimplexen $p \begin{bmatrix} \bar{5} \end{bmatrix}_d$ und $p \begin{bmatrix} -6 \end{bmatrix}_d$. Diese beiden Protosimplexe machen den Unterschied zwischen Protonen und Elektronen aus. Als Antistrukturen (-) definieren sie die zeitlich stabilen Grundmuster des Protons p als auch des Positrons e^+ .
Im Elektron e^- und im Proton sind die übrigen Protosimplexe gleich

$$\begin{array}{lcl} e^- : & \left. \begin{array}{l} p \begin{bmatrix} +127 \end{bmatrix}_d^+, p \begin{bmatrix} \bar{3} & 34 \end{bmatrix}_d^+ \\ p : & \left. \begin{array}{l} p \begin{bmatrix} \bar{5} \end{bmatrix}_d^+, p \begin{bmatrix} -6 \end{bmatrix}_d^+ \\ & \begin{array}{l} p \begin{bmatrix} \bar{5} \end{bmatrix}_d^-, p \begin{bmatrix} -6 \end{bmatrix}_d^- \end{array} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{(Elektron)} \\ \text{(Proton)} \end{array} \end{array} \quad (204)$$

Im Positron e^+ und im Antiproton p kehren sich alle entsprechenden Hochindex-Vorzeichen um.

Elementarteilchen lassen sich in einer sogenannten Stratonmatrix $\hat{S}$ zusammenfassen. In dieser stehen die beiden fundamentalen Quantenzahlen k = Baryonenziffer und P = Isospinquantenzahl vor einer Klammer, in welcher die Anregungen der vier Strukturzonen n, m, p und σ stehen und, davon abgegrenzt: Q = 2x Drehimpulsquantenzahl, α = Dublettziffer, C = Struktur distributor bzw. Strangeness und q_x = Ladungsquantenzahl. Die Entscheidung über die Zeithelizität ξ gibt an, ob es sich um ein Teilchen oder um ein Antiteilchen handelt und X bezeichnet den gebräuchlichen Code für das Elementarteilchen:

$$\hat{S} \equiv kP \left(\begin{array}{c|c} n, m & Q, \alpha \\ p, \sigma & C, q_x \end{array} \right)_{\xi} X$$

So wird z.B. ein Elektron beschrieben durch

$$11 \left(\begin{array}{c|c} 00 & 10 \\ 00 & 0-1 \end{array} \right)_{+} e^{-}$$

und ein Neutron durch

$$21 \left(\begin{array}{c|c} 0, 0 & 10 \\ -2, 17 & 00 \end{array} \right)_{+} n$$

Der Vakuumzustand ist gekennzeichnet durch $n(j) = 0$, d.h. $t(j) = -Q(j)$

$$00 \left(\begin{array}{c|c} 00 & \\ 00 & \end{array} \right)_{\xi}, \quad \xi = \pm 1$$

Der leere Raum R_3 enthält weder $(\pm p)$ noch $(+7)$.

Die Neutrinostruktur ist

$$\hat{S} (\nu_x) = kP \left(\begin{array}{c|c} 00 & Q, \alpha \\ 00 & C, 0 \end{array} \right)_{\xi} \nu_x$$

Von 11 verschiedenen Neutrinozuständen $m \neq 0$ verfügen nur diejenigen über $m > 0$, für welche $P + Q$ geradzahlig ist. Neutrinos sind weder ponderabel noch imponderabel, sondern "Feldkatalyte", die Invarianzeigenschaften vermitteln können.

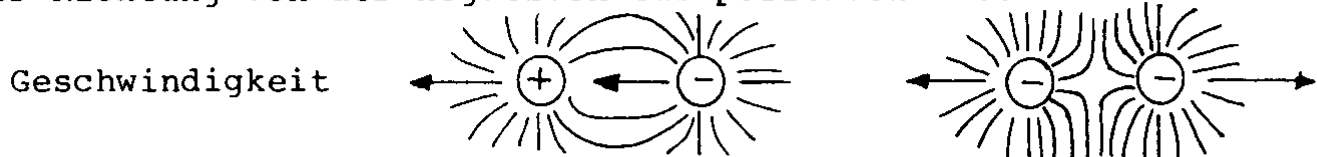
Diese Andeutungen mögen als Hinweise genügen, in welcher Weise die Strukturen der Elementarteilchen und Felder aus einer allgemeinen geometrodynamischen Flußalgebra abgeleitet werden können, ohne Zuhilfenahme von Eichparametern allein aus geometrischen Letzteinheiten $\tau = \frac{hG}{c^3}$. Diese τ definierenden physikalischen Konstanten sind die einzigen Parameter, die in die Metronentheorie eingehen, gemeinsam mit Erhaltungssätzen. Alle Aussagen über die physikalischen Erscheinungen sind eine Folge der Flußdynamik metrischer Deformationen.

Neben der einheitlichen Elementarteilchenbeschreibung ist in der Heimschen Theorie am interessantesten, daß die Gravitation nicht mehr - wie in der allgemeinen Relativitätstheorie - als eine Scheinkraft aufgefaßt wird, die nur als Folge der Krümmung des Raumes mit hinreichend viel Masse in ihm überhaupt in Erscheinung tritt, sondern daß sich Gravitonen von Elementarteilchen abtrennen lassen sollten. Einige dieser Konsequenzen haben wir bereits früher (Brand 1979) diskutiert.

19. Theoretische Möglichkeiten für Antigravitation

19.1 Antigravitation durch negative Massen?

Im Elektromagnetismus kann man Teilchen mit zwei verschiedenen Ladungen unterscheiden. In der Gravitationswechselwirkung existieren nur Teilchen, deren träge Masse identisch mit ihrer schweren gravitierenden Masse-Ladung ist. Würde es negative Massen geben, so würden sich diese auf die schwere Masse m_s beziehen. Die träge Masse m_T sollte unverändert bleiben, weil das Äquivalenzprinzip nicht verletzt werden darf. Der Kraftvektor hätte eine der Geschwindigkeit des Teilchens entgegengesetzte Richtung. Die Wirkung der "Antigravitation" zwischen zwei Teilchen mit entgegengesetztem Vorzeichen würde aus einer ständigen Selbstbeschleunigung beider bestehen in der Richtung von der negativen zur positiven Masse.



Was hat man unter negativer Masse zu verstehen? Antiteilchen $\bar{m}$ ziehen jedenfalls auch Antiteilchen $\bar{m}$ an, wie Teilchen m Teilchen m anziehen. Es ist jedoch offen, ob das Verhältnis der aktiven Masse m_s zur passiven Antimasse $\bar{m}_T$ eines Teilchens positiv oder negativ ist

$$\frac{m_s}{\bar{m}_T} = \frac{\bar{m}_s}{m_T} = \text{const} \gtrless 0? \quad (205)$$

Wird nicht zwischen m_s und m_T unterschieden, so gibt es keine Antigravitation. Es wurde festgestellt, daß Positronen $e_+ = \bar{e}_-$ im Erdfeld genauso schnell fallen wie Elektronen. Ein entsprechendes Experiment mit Antiprotonen steht noch aus (Stueckelberg de Breidenbach 1974).

Es gibt keinerlei Hinweise auf negative Massen oder Differenzen zwischen den Massen m_s , m_T für Teilchen und Antiteilchen, so daß es vernünftiger scheint, im Rahmen der neuen physikalischen Vorstellungen nach Möglichkeiten zur Gravitations-Erzeugung zu suchen.

19.2 Antigravitation in der erweiterten N=8-Supergravitation

Die Auslöschung der attraktiven Gravitationskraft durch eine Kraft, die durch Spin-1 Gravi-Photonen bewirkt wird, wurde von dem 1980 jung verstorbenen Joel Scherk (1979) entdeckt. Diese Antigravitation tritt in allen erweiterten Supergravitationstheorien auf. Teilchen und Antiteilchen ziehen sich wie beide Teilchensorten untereinander an

Im Rahmen der Supergravitations-Theorien treten gravitative Vektorfelder (Graviphotonen) und skalare Felder (Graviskalare) auf. Diese Felder müssen eine Masse und daher eine endliche Reichweite besitzen. Scherk zeigt (1980), daß die Compton-Wellenlänge des Graviphotons entweder kleiner als 5 cm sein oder zwischen 10 m und 850 m liegen muß, um mit physikalischen Beobachtungen verträglich zu sein, denn das schwache Äquivalenzprinzip ist verletzt, d.h. $m_T - m_S/m_S = \frac{\delta m}{m} \neq 0$. Experimentell wurde von Dicke eine obere Grenze für diese Abweichung von 10^{-12} gesetzt.

Das Vektorfeld A_μ wird nicht als elektromagnetisches Potential angesehen, sondern als gravitatives Vektorpotential, das minimal an ein Skalarfeld ϕ^j und an ein Spinorfeld ψ^k koppelt, durch die kovarianten Ableitungen gegeben

$$\begin{aligned} D_\mu \phi^j &= (\partial_\mu - ig_j A_\mu) \phi^j \\ D_\mu \psi^k &= (\partial_\mu - ig_k A_\mu) \psi^k \end{aligned} \quad (206)$$

Der Vektor A_μ , das "Antigraviton", koppelt an einen U(1)-Strom j . Die Ladungen g_j und g_k sind voneinander unabhängig. Zwei Teilchen mit den Massen m und m' tauschen bei ihrer Wechselwirkung ein Graviton und ein Graviphoton (bzw. Antigraviton) aus. Die Wechselwirkungs-Amplitude $\mathcal{A}$ ist

$$\mathcal{A} = \frac{16\pi G}{g^2} \left[2 (T_{\mu\nu} T'^{\mu\nu} - \frac{1}{2} T_{\mu\mu} T'^{\nu\nu}) - \frac{g^2}{4\pi G} j_\mu j'^\mu \right] \quad (207)$$

Der Energieimpulstensor des Gravitationsfeldes $T_{\mu\nu}$ ist

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi} (F_{\mu\rho} F_{\nu\rho} - \frac{1}{4} F_{\rho\sigma}^2) \quad (208)$$

mit $F_{\mu\rho} = \partial_\mu A_\rho - \partial_\rho A_\mu$ und $j_\mu = \frac{c}{4\pi} \cdot \partial_\nu F_{\mu\nu}$

Im statischen Fall wird mit den Kürzungen $k^2 = 4\pi G$ aus (Gl.207)

$$\mathcal{A} = \frac{4k^2}{g^2} (m m') \left[mm' - \frac{gg'}{k^2} \right]$$

und das Gravitationspotential ist

$$V(r) = - \frac{k^2}{4\pi r} (mm' - \frac{gg'}{k^2}) \quad (209)$$

Der erste Term ist attraktiv. Der zweite Term ist abstoßend für zwei Teilchen oder zwei Antiteilchen. Für selbst-konjugierte Teilchen unter Ladungskonjugation C, wie z.B. Photonen, Gluonen, ist $g = 0$.

Antigravitation ergibt sich, wenn die Ladungen g die Form haben

$$g = km \quad (210)$$

und das Potential zwischen den Teilchen $V(r) = 0$ wird.

Antigravitation koppelt an Elektronen, u - und d -Quarks, und "sieht" deren schwere Masse, nicht jedoch Gluonen z.B. im Proton p . Seine Kopplung an ein Proton ist durch den Strom j_μ gegeben

$$j_\mu = k (m_u \bar{\psi}_u \gamma^\mu \psi_u + m_d \bar{\psi}_d \gamma^\mu \psi_d) \quad (211)$$

Das Graviton koppelt an reelle Massen, also auch an Gluonen.

Zwischen zwei Atomen mit den Atomgewichten A und A' und den Ordnungszahlen Z und Z' wirkt die Kraft

$$\tilde{K} = \frac{8\pi G}{r^2} [M M' - M^O M^{O'}] \quad (212)$$

mit den Kürzungen für die Elementarteilchenmassen M und Quarkmassen M^O

$$\begin{aligned} M &= Z (M_p + m_e) + (A - Z) M_n \\ M^O &= Z (2m_u + m_d + m_e) + (A - Z) (m_u + 2m_d) \end{aligned} \quad (213)$$

Für die Masse der Erde kann M_E^O/M_E ersetzt werden durch $3m_u/M_p$. Das Äquivalenz-Prinzip wird verletzt. Zwei Massen mit unterschiedlichen Z und A müßten unterschiedlich schnell gegen die Erde fallen.

$$\frac{\delta m}{m} = (Z'A - ZA') \cdot 3 \frac{m_u}{M_p} \frac{\mu^2}{MM'} \quad (214)$$

$$\begin{aligned} \text{Darin ist } \mu^2 &= m_e (M_n - m_u - 2m_d) + \frac{3}{2} (m_u + m_d) (M_n - M_p) + \\ &+ \frac{1}{2} (m_u - m_d) (M_n + M_p) \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\frac{\delta m}{m} \approx 1.5 \times 10^{-5} \left(\frac{Z'}{A'} - \frac{Z}{A} \right) < 10^{-12} \text{ (Experiment),}$$

was nur eine verschwindend geringe Antigravitationskraft darstellt.

Doch Scherk weist darauf hin, daß das Skalarfeld einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert $\langle \phi \rangle \neq 0$ erhalten sollte durch spontane Symmetriebrechung $SU(2) \times U(1)$ auf $U(1)$.

Der Higgs-Mechanismus liefert

$$m_\ell = k m_\phi \langle \phi \rangle \quad (215)$$

Für $m_\phi \approx \langle \phi \rangle \approx 1 \text{ GeV}$, d.h. $m_\ell \approx 10^{-19} \text{ GeV}$, ergibt sich eine Compton-Wellenlänge $R_\ell = \frac{1}{m_\ell} \approx 1 \text{ km}$. Damit ergibt sich Antigravitation, wenn das Potential lautet

$$V = -\frac{G}{r} [M M' - M^O M^{O'} \exp - \left(\frac{r}{R_\ell} \right) f \left(\frac{R_\oplus}{R_\ell} \right)] \quad (216)$$

darin sind $R_\oplus$ = Erdradius und mit $x = R_\oplus / R_\ell$

$$f(x) = \frac{3}{x^3} (x \cosh x - \sinh x) \quad (217)$$

Um Antigravitation zu erzeugen, müßte man theoretisch "das Vakuum aufheizen", um den Vakuumerwartungswert $\langle \phi \rangle = 0$ zu erreichen, bzw. um die Quarks aus ihrem Confinement zu befreien, damit die abstoßende Wirkung von

$$M_p \equiv 2m_u + m_d \quad (218)$$

$$M_n \equiv 2m_d + m_u$$

zum Tragen kommt.

Scherk schreibt in "Physics Letters", Vol. 88B, 3,4, 1979, S.266 dazu: "... dies gehört entweder in den Bereich der UFOlogie (McCampbell, J.1973: "UFOlogy", Jaymac-Hollmann) oder Science Fiction (Clarke, A.C., 1962: "Profiles of the Future", Pam Books, S.64), jedoch nicht zur Technologie."

19.3 Monopol-Synchrotron als Gravitationsgenerator

Im Gegensatz zum Elektromagnetismus ist die Wirkung der Gravitation immer anziehend. Mathematisch hat dies die Ursache darin, daß der Tensorgrad des Gravitationspotentials eine gerade Zahl ist (d.h. 0 für ein Skalarfeld ϕ , und 2 für den metrischen Tensor $g_{\mu\nu}$). Solche Potentiale wirken immer attraktiv.

Vektorpotentiale (d.h. Potentiale vom Tensorgrad 1, z.B.: A_μ) wirken abstoßend. Im Elektromagnetismus gibt es zwei verschiedenartige Ladungen (e_0^- , e_0^+). Dagegen ist Masse niemals negativ; die dieser äquivalente Energie bleibt positiv. Jede Form von Energie ist träge, d.h. sie bewirkt eine (positive) Raumkrümmung. Jede Art von Raumkrümmung wirkt gravitierend, d.h. das gekrümmte Koordinatensystem kann als Kraft interpretiert werden.

Die gravitative Wechselwirkung zwischen Massen wird durch Gravitationen vermittelt, die den Spin 2 haben. Das hat zur Folge, daß Gravitationsstrahlung nur vom Quadrupoltyp sein kann. (Photonen mit Spin 1 werden durch Dipolstrahlung ausgesandt.) Schwingende Massen erzeugen demnach keine Gravitationsstrahlung. Die einfachste Quadrupol-Massenquelle stellt ein System von umeinander rotierenden gleichen Massen dar.

Die Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen (Gl.122) kann näherungsweise durchgeführt werden, indem der metrische Tensor $g_{\mu\nu}$ durch die Minkowski-Metrik $\eta_{\mu\nu}$ des flachen Raumes ersetzt wird zuzüglich einer Störung $h_{\mu\nu}$, welche durch die Massen verursacht wird.

$$g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad \eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (219)$$

Der Ricci-Tensor wird dann zu

$$R_{\mu\nu} \approx -\frac{1}{2} \square h_{\mu\nu} \quad (220)$$

wobei der d'Alembert-Operator $\square$ gesetzt ist für

$$\square = \frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} \hat{=} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \frac{\partial^2}{\partial t^2 c^2} \right) \hat{=} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right), \quad (221)$$

$\mu = 0, 1, 2, 3$
 $i = 1, 2, 3$

Die Feldgleichungen heißen dann

$$\square (h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h) = - \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (222)$$

Für den Klammerausdruck kann das Gravitationspotential $\phi_{\mu\nu}$ geschrieben werden. Die Interpretation der Beziehung

$$\square \phi_{\mu\nu} = \Delta \phi_{\mu\nu} - \frac{\partial^2 \phi_{\mu\nu}}{c^2 \partial t^2} = - \frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (223)$$

kann mit analogen Beziehungen der Maxwell'schen Elektrodynamik verglichen werden. Zunächst stellt (Gl.223) eine Wellengleichung für die Ausbreitung gravitativer Strahlung dar, wenn $T_{\mu\nu} = 0$ gesetzt, d.h. der Raum materiefrei gemacht wird.

Betrachtet man bewegte Massen, so kann die Zeit-Komponente des Energie-Impulstensors $T_{\mu 0}$ gesetzt werden

$$T_{\mu 0} = - mc v_{\mu}, \quad (224)$$

und aus (Gl. 223) wird, wenn das Potential $\phi_{\mu\nu}$ sich zeitlich nicht ändern soll,

$$\Delta \phi_{\mu 0} = \frac{16\pi G}{c^3} m v_{\mu} \quad (225)$$

Die Lösung ist

$$\phi_{\mu 0} = - \frac{4G}{c^3} \int_V \frac{m v_{\mu}}{r} dV \quad (226)$$

Wird eine "gravitative Permeabilität" η' des Raumes definiert (Forward 1961) und der Massendichte-Fluß $j_g = m v_{\mu}$ gesetzt

$$\eta' = \frac{16\pi G}{c^2} = 3,73 \times 10^{-26} \quad [m][Kg^{-1}],$$

so kann der Ausdruck

$$\phi \equiv c \phi_{\mu 0} = - \frac{\eta'}{4\pi} \int_V \frac{j_g}{r} dV \quad (227)$$

als äquivalentes Vektorpotential zum elektromagnetischen

$$A = \frac{\mu'}{4\pi} \int_V \frac{j_e}{r} dV \quad (228)$$

angesehen werden, worin μ' die Permeabilität und j_e die elektromagnetische Stromdichte sind.

Aufgrund dieser Analogie kann man untersuchen, ob eine nicht-Newtonsche Gravitationskraft, die einen nichtrotierenden und ruhenden Körper beschleunigt, erzeugt werden kann, wenn ein Massenfluß wie der elektrische Stromfluß in einer Spule um einen Torus realisiert wird. Der Strom I induziert ein magnetisches Feld $\mathcal{L}$, dessen Feldlinien parallel um die Achse mit dem Radius r des Torus mit dem Radius R verlaufen. Wächst der Strom konstant an, so wächst das Magnetfeld mit der Zeit ebenfalls an und ein elektrisches Dipolfeld $\mathcal{E}$ wird induziert, dessen Feldlinien senkrecht zum Magnetfeld stehen.

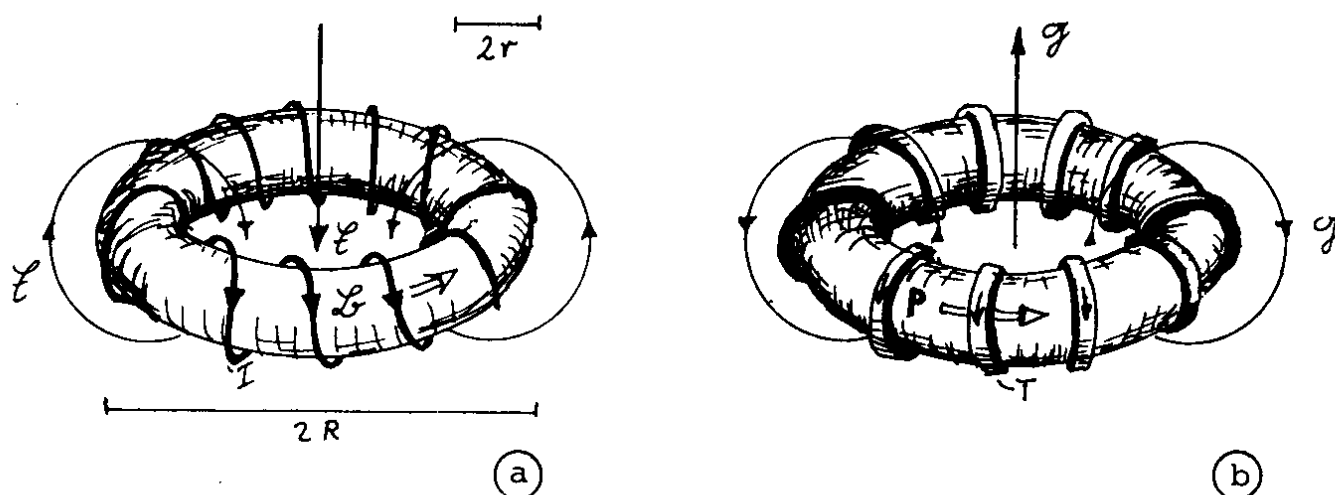


Bild 83: Erzeugung von einem elektrischen (a) und einem gravitativen (b) Dipolfeld.

Im Zentrum des Torus ist das elektrische Feld

$$\mathcal{E} = - \dot{\mathcal{G}} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\mu}{4\pi} NI \cdot \frac{r^2}{R^2} \right) , \quad N = \text{Windungszahl} \quad (229)$$

Werden anstelle von Drähten Röhren um den Torus gewickelt, durch welche eine Masse

$$T = \frac{dM}{dt} = \int m \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} \quad (230)$$

fließt, so entsteht bei N Umläufen gemäß (Gl.227) durch die zeitliche Änderung des Vektorpotentials $\emptyset$ ein Gravitationsfeld

$$\mathcal{G} = - \dot{\emptyset} = - \frac{d}{dt} \left(\frac{\eta'}{4\pi} NT \cdot \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (231)$$

Natürlich sind die Massendichten, welche technologisch zum Fließen gebracht werden könnten zu gering, um den Wert von $\eta' \approx 10^{-26} \text{ m/kg}$ zu kompensieren. Es müßten Materiedichten von $10^{11} - 10^{18} \text{ kg/m}^3$ realisiert werden (Forward 1963), wie sie nur in Neutronensternen vorkommen.

Sollte sich die Existenz von magnetischen Monopolen erweisen, so könnten sich u.U. Massenströme der erforderlichen Größe technisch realisieren lassen. Monopole haben eine rd. 10^{15} fache Protonen-Masse (d.h. 10^{-11} kg), was immer noch sehr wenig ist. Doch kann ihre Masse erhöht werden durch eine Art "magnetisches Zyklotron". Monopole m_M werden in einem $\mathcal{E}$ -Feld, dessen Feldlinien senkrecht zu deren Flugbahnen stehen, gekrümmt. Nach jedem Durchlaufen eines Halbkreises werden sie durch ein starkes wechselndes Magnetfeld beschleunigt und befinden sich nun auf einer Flugbahn mit größerem Radius. Auf diese Weise ließen sich relativistische Geschwindigkeiten und große Massen gewinnen, falls der Bahnradius R durch ein extrem starkes elektrisches Feld E hinreichend kleingehalten werden könnte, das der Fliehkraft entgegenwirkt.

$$R = \frac{v m_{\mu_0}}{e_{\mu} E} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} , \quad (232)$$

e_{μ} = magnetische Ladung

m_{μ_0} = Monopol-Ruhemasse

Beim Durchlaufen des magnetischen Zyklotrons wächst T mit der Zeit an, so daß ein Gravitationsfeld generiert werden könnte.

Die Formel (Gl.232) ist nur eine grobe Abschätzung. Neuere Untersuchungen der dynamischen Eigenschaften der Monopole (Müller 1982) zeigten, daß unerwartete geschwindigkeitsabhängige Kräfte auftreten; d.h. die Bewegung wird nicht nur durch die Coulomb- bzw. Lorentz-Kraft allein bestimmt.

Diese theoretische Möglichkeit der Erzeugung von Gravitationsfeldern setzt die Gewinnung großer Mengen von Monopolen bzw. einen regelrechten "Abbau" dieser exotischen Teilchen voraus.

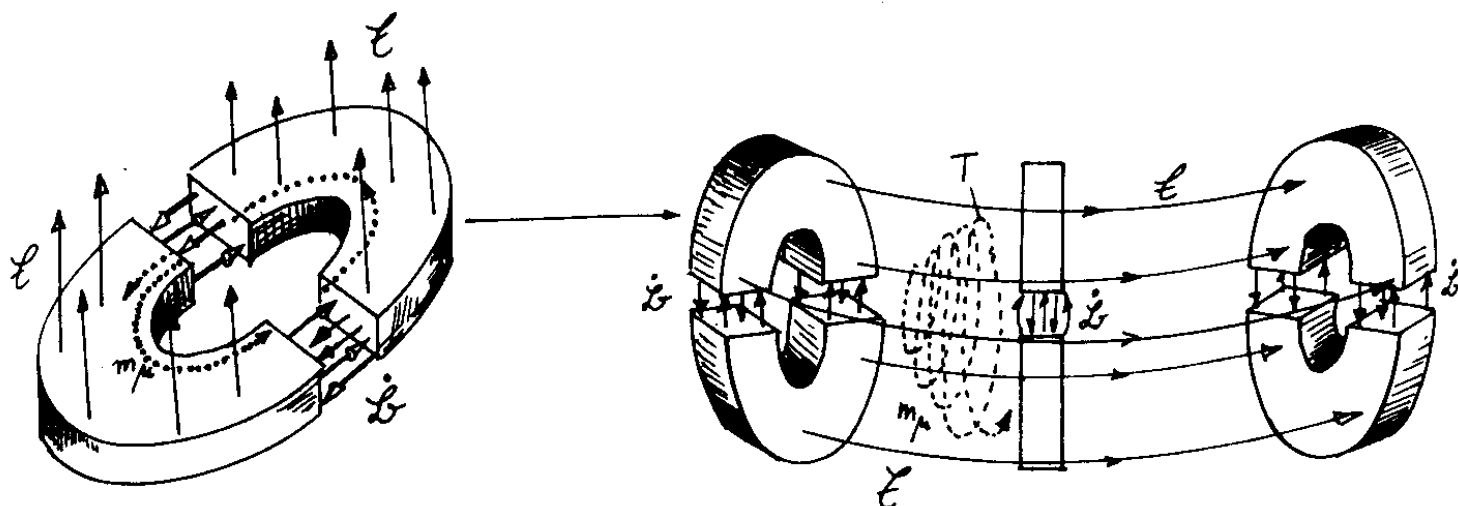
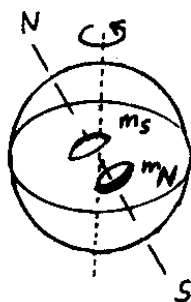


Bild 84: Magnetisches Zyklotron zur Beschleunigung magnetischer Monopole.

Ein schwach inhomogenes magnetisches Wechselfeld lenkt die Monopole spiralförmig allmählich um die gesamte Torus-Achse ab.

Nach der GUT sollten sich Monopole in großen Mengen im Innern der Erde angesammelt haben:



m_s = Süd-Monopole

m_N = Nord-Monopole

Bild 85: Ansammlung von Monopolen im Erdinnern

Monopole lassen sich nicht künstlich erzeugen, sondern allenfalls einsammeln. Aber die Chancen, daß sich kiloweise Monopole anreichern lassen, sind verschwindend gering.

In "Ungewöhnliche Gravitationsphänomene" (1976) hatten wir bereits auf eine Aussage der Heimschen Theorie zur möglichen Generierung von Gravitationsfeldern hingewiesen.

In dieser Theorie gibt es eine Beziehung, welche dynamische Magnetfelder und dynamische Gravitationsfelder miteinander verbindet. Empirisch läßt sich bestätigen (Sirag 1979), daß rotierende Himmelskörper (große Massen bzw. Gravitationsfelder) ein Magnetfeld generieren.

Nach der Diskussion der anderen theoretischen Möglichkeiten für Antigravitation scheint uns der einzige technologisch erfolgversprechende Weg die Auswertung der Heimschen Feldgleichungen und die Untersuchung der α -Hermetrieform zu sein.

ANHANG:

Ausgeschrieben lautet die Lösung des "symmetronischen Fundamentalproblems" in der Theorie von B. Heim:

$$\begin{aligned}\hat{\Gamma}_{ke}^i &= C_a^i \psi_{ke} \quad (\text{Gl. 160}) \\ \hat{\Gamma}_{ke}^i &= (1 + Q_m^i) [\hat{\Gamma}]_+ = (1 + Q_{(\mu\nu)m}^{(\lambda\epsilon\lambda)} i) [\kappa^i e]_{\mu}^{\lambda} = \\ \hat{\Gamma}_{ke}^i &= (\gamma_{(\lambda\epsilon\lambda)}^{is} + Q_m^i \gamma_{(\lambda\epsilon\lambda)}^{ms}) [s_{ke}]_{(\mu\nu)+} = C_a^i \lambda^{\lambda_{ke}/\mu} (e^{\lambda_{ke}/\mu} - E)^{-\alpha_{ke}} = \\ \hat{\Gamma}_{ke}^i &= C_a^i \psi_{ke}^{\alpha_{ke}} = \gamma_{ke}\end{aligned} \quad (233)$$

$$(\text{mit } \lambda_{ke} = \lambda_{ke}^{(\mu\nu)}, \quad \alpha_{ke} = \frac{cs}{\lambda_{ke}} [\kappa_e^s], \quad C_a^i = \text{const}$$

$$\text{und der Kürzung } \psi_{ke}^{\alpha_{ke}} = \lambda^{\lambda_{ke}/\mu} (e^{\lambda_{ke}/\mu} - E)^{-\alpha_{ke}}$$

Mit der Kürzung

$$p^{is} = (\gamma_{(\lambda\epsilon\lambda)}^{is} + Q_m^i \gamma_{(\lambda\epsilon\lambda)}^{ms}) \quad (234)$$

und $\sum_i p^{is} = p^s$ wird

$$p^s [s_{ke}]_{(\mu\nu)+} = \gamma_{ke} \quad (235)$$

$$p_m \gamma_{ke} = \frac{1}{2} (\underline{\delta}_k \gamma_{me}^{(\mu\nu)} + \underline{\delta}_e \gamma_{km}^{(\mu\nu)} - \underline{\delta}_m \gamma_{ke}^{(\mu\nu)}) \quad (236)$$

$$\text{mit } \underline{\delta}_k = \frac{\delta_k}{\alpha_k}.$$

Das läßt sich schreiben

$$2 p_m \gamma_{ke} = \underline{\delta} \gamma_{ke}^{(\mu\nu)} \quad (237)$$

$$\text{wobei } \gamma_{(\mu\nu)} = \sum_{k,e} \gamma_{ke}^{(\mu\nu)} \quad \text{und} \quad \underline{\delta} = \sum_s \frac{1}{\alpha_s} \delta_s = \frac{1}{\alpha_s} \text{ GRAD}$$

Die Partialstrukturen bilden die hermiteschen Fundamentalspektoren

$$\gamma_{ke+}^{(\mu\nu)} = 2 S C_a^i \psi_{ke} \quad ; \quad () \delta_{\mu} = \text{sp } \gamma_{(\mu\nu)} C_{ke}^{(\mu\nu)} \psi_{ke}^{(\mu\nu)} \delta_{\mu} \quad (238)$$

$$\delta \ln \text{sp } \gamma_{(\mu\nu)} = \sum_{\ell=1}^q C_{\ell\ell}^{(\mu\nu)} \psi_{\ell\ell}^{(\mu\nu)} \delta_{\mu} \quad , \quad \text{sp } \gamma_{(\mu\nu)} = \sum_{\ell} \gamma_{\ell\ell}^{(\mu\nu)} \quad (239)$$

Im 2. metronischen Gültigkeitsbereich (hohe Metronenzahl) gilt

$$\psi_{\ell\ell}^{(\mu\nu)} = (E - e^{-\lambda_{\ell\ell}/\mu})^{-1} \quad (240)$$

und aus (Gl.239) wird

$$\delta \ln \text{sp } \gamma_{(\mu\nu)} = \delta \ln \prod_{\ell=1}^q (e^{\lambda_{\ell\ell}/\mu} - E)^{\alpha_{\ell\ell}} = \delta \ln |(e^{\lambda_{\ell\ell}/\mu} - E) \delta_{ke}|_q \quad (241)$$

Die Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems ist

$$\text{sp } \gamma_{(\mu\nu)} = C_{\mu\nu} | (e^{\lambda_{ke}/\mu} - E) \alpha_{ke} \delta_{ke} |_q \lambda_{ke} = \lambda_{ke}^{(\mu\nu)} \quad (242)$$

Gl. (238) mit Gl. (234) liefert die Beziehung

$$2 \sum_s \gamma_{ss}^{(\lambda)} (E + Q_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} s)^{-1} \sum_e C_{ee} \psi_{ee}^\lambda = \sum_e C_{(\mu\nu)ee} \psi_{ee}^{(\lambda)} \text{sp } \gamma_{(\mu\nu)} \delta_\mu = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \quad (243)$$

$$G_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} = \text{sp } \gamma_{(\lambda\lambda)} \sum_e C_{ee} \psi_{ee}^\lambda = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \sum_s [E + Q_{(\lambda\lambda)s}^{(\mu\nu)}] \quad (244)$$

Daraus folgt schließlich der skalare Kopplungsselektor, der die korrelative Kopplung von jeweils zwei Elementen des Korrelators $\hat{\gamma}$ beschreibt

$$Q_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} = \sum_{i,s=1}^q Q_{(\mu\nu)s}^{(\lambda)} i = 2 G_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} G_{(\mu\nu)}^{-1} - E \quad (245)$$

Mit Gl. (242) kann $Q_{(\mu\nu)}^{(\lambda)}$ gelöst und die Kopplungsextrema bei

$$Q_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} = 0 \quad \text{bestimmt werden:}$$

$$Q_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} = \left(\frac{2 C_{(\lambda\lambda)}}{C_{\mu\nu}} \right) \sum_e C_{(\mu\nu)e}^{(\lambda)} (E - e^{-\lambda_e/\mu})^{-\alpha_e} \times \left[\sum_k C_k^{(\mu\nu)} (E - e^{-\lambda_k^{(\mu\nu)}/\mu})^{-1} \right]^{-1} \times \\ \times | \delta_{ke} (e^{\lambda_e^{(\lambda)}/\mu} - E)^{\alpha_{ke}^{(\lambda)}} |_q \times | \delta_{ke} (e^{\lambda_e^{(\mu\nu)}/\mu} - E)^{\alpha_{ke}^{(\mu\nu)}} |_q^{-1} - qE \quad (246)$$

$$(q = 1, \dots, 6)$$

LITERATURVERZEICHNIS:

- Adler, S.L., 1970: "Perturbation Theory Anomalies", in: 'Lectures on Elementary Particles and Quantum Field Theory', Brandeis University Summer Institute; Bd. 1, S.1 (S. Deser et al. Eds.; MIT Cambridge, Mass. 1979)
- Arnowitt, R. und P. Nath, 1976: General Relativity and Gravitation, Vol.7, 1, S. 89-103
- Audretsch, J., 1981: Z.f.allg.Wissenschaftstheorie, XII/2 (198), S.322-339
- Bailey, J. et al., 1979: CERN-Mainz-Davesburg Collaboration, Nuclear Phys., B150, S. 1
- Baker, M. und S.L.Glashow, 1962: Phys.Rev., 128, S. 2462
- Becker, P., M. Böhm und H.Joos, 1981: Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, S. 359; Teubner Studienbücher, Stuttgart
- Bernstein, J., 1974: Rev. Mod. Phys., Vol.46, 1, S.1
- Birrell, N.D. und P.C.W.Davies, 1982: Quantum Fields in Curved Space, Cambridge Monographs on Math.Phys., Vol. 7, New York
- Brand, I., 1976: in: 'Ungewöhnliche Gravitationsphänomene', S. 147-220. MUFON-CES-Bericht Nr. 2, Feldkirchen-Westerham.
- Brand, I., 1979: in: 'Ungewöhnliche Eigenschaften nichtidentifizierbarer Lichterscheinungen', S. 229-377. MUFON-CES-Bericht Nr. 6, Feldkirchen-Westerham.
- de Broglie, L., 1965: Einführung in die Theorie der Elementarteilchen von Jean-Pierre Vigié und Mitarbeitern, G.Braun, Karlsruhe
- Cabibbo, N., G.R.Farrar und L. Maiani, 1981: Phys.Lett., 105B, S. 55.
- Cabrera, B., 1982: Phys.Rev.Letters, 48, S. 1378.

- Carruthers, P.A., 1966: Introduction to Unitary Symmetries, Absch.6,2; Interscience Publications, New York
- Carter, B., 1968: Phys.Rev., 174, S. 1559-1571
- Cole, E.A.B., 1978: Il Nuovo Cimento, Vol.44B, 1, S. 157-166
- Cole, E.A.B., 1980: Il Nuovo Cimento, Vol.55B, 2, S. 269-275
- Cremmer, E. und J. Scherk,1976: Nuclear Physics,B108, S.409-416
- Cremmer, E. und B. Julia,1978: Phys. Lett., B80, S.48
- Demers, P., 1975: Can. J. Phys., 53, S. 1687
- Drechsler, S.D. und M.E. Mayer, 1977: Fiber Bundle Techniques in Gauge Theories, Lecture Notes in Physics '67; Springer, Heidelberg
- Dürr, H.P., W. Heisenberg, H. Mitter, S. Schlieder und K. Yamazaki, 1959: Z.f.Naturforschung, 14a, S. 441
- Dürr, H.P., 1966: Umschau, Heft 12, S. 374-377
- Dürr, H.P. und H. Saller,1977: Il Nuovo Cimento, A39, S. 31
- Dürr, H.P., 1982a: in: Unified Theories of Elementary Particles, S. 37, Springer, Heidelberg
- Dürr, H.P., 1982b: im Jahresbericht des MPI f. Physik und Astrophysik 1982, S. 83, München
- Einstein, A. und N. Rosen, 1935: Phys. Rev., 48, S.73
- Einstein, A., 1945: Ann.Math. (Princeton),46, S. 578
- Einstein, A., 1946: Ann.Math. (Princeton),47, S. 731
- Englert, F. und R.Brout,1964: Phys.Rev.Letters, 13, S. 321
- Feynman, R.P., 1962: 'Quantum Electrodynamics',New York
- Flaherty, E.J., 1976: 'Hermitian and Kählerian Geometry' in Relativity, Springer-Lecture Notes in Physics 46, Heidelberg
- Forward, R.L., 1961: Proceedings of the IRE, 49, S. 892-904

- Forward, R.L., 1963: American Journal of Physics, 31, S. 166-170
- Fuller, R.W. und J.A.Wheeler, 1962: Phys.Rev., 128, 2, S. 919-929
- Gaillard, M.K., B.W. Lee und J.L. Rosner, 1975: Reviews of Modern Physics, Vol.47, 2, S. 277-310
- Gaillard, M.K., 1982: Nature, Vol. 298, S. 420-421
- Gell-Mann, M. und Y.Ne'eman, 1964: The Eightfold Way, Benjamin, New York
- Glashow, S.L., J.Iliopoulos und L. Maiani, 1970: Phys. Rev; D2, S. 1285
- Glashow, S.L. und H. Georgi, 1974: Phys.Rev.Letters, 32, S. 438
- Glashow, S.L., 1980: Rev.Mod.Phys., Vol.52, 3, S. 539 und 542
- Gödel, K., 1949: Rev.Mod.Phys., 21, S. 447-450
- Goldstone, J., 1961: Il Nuovo Cimento, 19, S. 54
- Greiner, W. und D.A. Bromley, 1978: Umschau, 23, S. 731
- Greiner, W., 1979: Theoretische Physik, Bd. 5: Quantenmechanik II, Symmetrien; H. Deutsch, Frankfurt.
- Guth, A. und D.N.Schramm, 1982: in: 'The Big Bang and Element Creation'; D.Lynden-Bell, ed., Royal Society, London.
- Han, M.Y. und Y. Nambu, 1965: Phys.Rev., B139, S. 1006
- Herb, S.W. et al., 1977: Phys.Rev.Letters, 39, S. 252
- Harari, H., 1982: in: Unified Theories of Elementary Particles, Lecture Notes in Physics 160, S. 14-35, Springer, New York
- Hawking, S.W. und G.F.R. Ellis, 1973: 'The Large Structure of Space-Time', Cambridge University Press
- Heisenberg, W., 1967: Einführung in die Theorie der Elementarteilchen, S. 103, S. Hirzel, Stuttgart
- Heisenberg, W., 1973: The Physicist's Conception of Nature (ed. by J. Mehra), S. 264, Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland
- Heim, B., 1977a: Z.f.Naturforschung, 32a, S. 233-243
- Heim, B., 1977b: "Elementarprozeß des Lebens", in IMAGO MUNDI-Kongreßbericht Nr. 6, S. 95-154, Resch, Innsbruck.

- Heim, B., 1980: Elementarstrukturen der Materie, Bd. I, Resch, Innsbruck
- Heim, B., 1983: Elementarstrukturen der Materie, Bd. II, Resch, Innsbruck (Publikation in Vorbereitung)
- Higgs, P.W., 1964: Phys.Rev.Letters, 12, S. 131 und 13, S. 508;
Phys.Rev., 145 (1966) S. 1156
- Hofmann, J., H. Stöcker, U. Keinz, W. Scheid und W. Greiner, 1976: Phys.Rev.Lett., 36, S. 88
- t'Hooft, G., 1971: Nucl. Phys., B33, S.173 und B35, S. 167
- t'Hooft, G., 1974: Nucl. Phys., B 79, S. 276
- Hughston, L.P. und R.S. Ward, 1979: Advances in Twistor Theory, Pitman Advanced Publ.Progr., San Francisco
- Itzakson, C. und J.B.Zuber, 1980: Quantum Field Theory, McGraw-Hill, New York
- Jehle, H., 1971: Phys.Rev., D3, S. 306
- Jehle, H., 1972: Phys.Rev., D6, 2, S. 441-457
- Kerr, R.P., 1963: Phys.Rev.Lett., 115, S. 237-238
- Kibble, T.W.B., 1961: Journ.Math.Phys., 2, S. 212
- Kibble, T.W.B., 1967: Phys.Rev., 155, S. 1554
- Kleinknecht, K., 1978: High Energy Neutrino Reactions, Proc. of the Summer Institute for Particle Physics, Kyoto
- Kozuharow, G. et al., 1977: Positrons from 1,4GeV Uranium Atom Collisions (GSI-Preprint), Darmstadt
- Kuchař, K., 1980: Phys.Rev., D22, 6, S.1285-1299
- Kuhn, T.S., 1973: Die Struktur wissenschaftlicher Revolutionen (1962), Suhrkamp
TB w25
- Lanius, K., 1981: Physik der Elementarteilchen, S.185, Vieweg, Braunschweig
- Lee, B.W., 1972: Chiral Dynamics, New York
- Lipkin, H.J., 1967: Anwendung von Lieschen Gruppen in der Physik, Kap.7, BI-Hochschul-TB, Nr. 163/163a, Mannheim

- v. Ludwiger, I., 1981: Heimsche einheitliche Quantenfeldtheorie, Resch, Innsbruck
- v. Ludwiger, I., 1982: Die einheitliche geometrische 6-dimensionale Quantenfeldtheorie von B. Heim, MBB-Bericht AE331-7/81
- Mac Gregor, M.H., 1978: The Nature of Elementary Particle, Lecture Notes in Physics 81, Springer, Heidelberg
- Macke, W., 1965: Quanten und Relativität, S. 123, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig
- Mielke, E.W., 1977: General Relativity and Gravitation, Vol. 8, 3, S. 175-196
- Müller, K., 1982: im Jahresbericht des MPI f. Physik und Astrophysik 1982, S. 90, München
- Nambu, Y. und G. Jona-Lasinio, Phys. Rev., 122, S. 345
1961:
- Nath, P., 1975: in: Gauge Theories and Modern Field Theories, S. 281, Supersymmetry and Gauge Supersymmetry, ed. by R. Arnowitt and Pran Nath, MIT Press, Cambridge
- Nielsen, H. und P. Olesen, Nucl. Phys., B 61, S. 45
1973:
- N.N., 1983: Microwaves & RF, Vol. 22, 2, Febr. '83
- Nöther, E., 1918: Nachrichten d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., S. 235
- Pati, J.C. und A. Salam, ICTP/Triest IC/75/ S. 106, Palermo
1975: Konferenz
- PDG (Particle Data Group) Rev. Mod. Phys., 52, S. 1
1980:
- Penrose, R., 1975: 'Twistor Theory, its aims and achievements', in Quantum Gravity, ed by C.J. Isham, R. Penrose and D.W. Sciama, Clarendon Press
- Polyakov, A.M., 1974: JETP Lett., 20, S. 194
- Rollnik, H., 1971: Teilchenphysik II - Innere Symmetrien der Teilchen, BI 759, Mannheim
- Salam, A., 1968: Proc. 8th Nobel Symposium, S. 367, N. Svartholm, Ed., Stockholm

- Salam, A., 1980: Rev.Mod.Phys., Vol.52, 3, S.525-538
- Saller, H., 1972: Il Nuovo Cimento, 12A, S. 349
- Scherk, J., 1979: Phys.Lett., Vol. 88B, 3,4, S.265-267
- Scherk, J., 1980: in 'Unification of the Fundamental Particle Interactions', S. 381, ed by S. Ferrara, J.Ellis & P.van Nieuwenhuizen, Plenum Press, New York
- Schmutzer, E., 1981: Relativitätstheorie - aktuell, Ein Beitrag zur Einheit der Physik, Math.-Nat.Wiss.Bibliothek, S.160, Bd.68, Leipzig
- Sen, D.K., 1968: Fields and/or Particles, Ryerson Press, Toronto
- Sirag, S.P., 1979: Nature, Vol. 278, S. 535-537
- Stueckelberg de Breitenbach, 'Physical Reality & Mathematical Description', ed by Ch.E.Enz & E.C.G., 1974: J. Mehra, Reidel Press, Dordrecht, Holland
- Stumpf, H., 1980a: Z.f.Naturforschung, 35a, S. 1104 und 1289
- Stumpf, H., 1980b: in: Groups, Systems and Many-Body-Physics, S. 319-347, ed by Kramer & M.Dal Cin, Vieweg Tracts in Pure and Applied Physics, Braunschweig
- Stumpf, H., 1981: Z.f.Naturforschung, 36a, S. 261-271
- Treder, H.J., 1957: Ann.Phys. (Leipzig), 19, S. 369
- Treder, H.J., 1980: Annalen der Physik (Leipzig), Bd. 37, 4, S. 250-258
- UAI Collaboration, 1983: CERN-EP/83 - 13.Jan.1983 (submitted to Physics Letters B)
- Utiyama, R., 1956: Phys.Rev., 101, S. 1597
- Weinberg, S., 1967: Phys.Rev.Letters, 19, S. 1264
- Weinberg, S., 1980: Rev.Mod.Phys., Vol.52, 3, S. 519
- Wess, J. und B.Zumino, 1974: Nucl.Phys., B70, S. 39

- Weyl, H., 1920 (1970): Raum, Zeit, Materie; Springer, Heidelberg
- Wheeler, J.A., 1962: Geometrodynamics, S. 26, New York
- Wheeler, J.A., & C.M. Patton, 1977: 'Is Physics legislated by Cosmology?' in The Encyclopedia of Ignorance, ed by Duncan & Weston-Smith, Pergamon Press, New York
- Wilson, K.G., 1980: 'Monte Carlo Calculations for the Lattice Gauge Theory' in Recent Developments in Gauge Theories; Proceedings of 1979 Cargèse Summer Institute, S. 33, G.t'Hooft et al. Ed., New York, London
- de Witt, B.S., 1970: in 'Relativity', M. Carmeli, S.I. Fickler und L. Witten, Plenum Press, New York, S. 359
- Witten, E., 1981: Phys.Lett., 105B, S. 267-270
- Wyman, R.A., 1950: Canad.J.Math., 2, S. 427
- Yang, C.N. und R.L. Mills, 1954: Phys.Rev., 96, S. 161
- Zweig, G., 1963: CERN-Preprint 8409/Th. 412

Verzeichnis der Begriffe zur Elementarteilchenphysik

	Seite
Abelsche Gruppe (s. Gruppe)	270
Achtfacher Weg	299, 302
adjungierter Spinor	273
d'Alembert-Operator	284
Antigravitation	396
Antigraviton	397
Antikommutator	286
Anti-Soliton	282
Axialvektor (Pseudovektor) $A^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi$	274, 275
Bag-Modell	304
Baryon	233, 304
Baryonenzahl B	236, 306
Beta-Zerfall	272
Boson	233, 268, 290
Bottonium $b\bar{b}$	306
de Broglie-Wellenlänge	288
Cabibbo-Winkel θ_c	276
Charm C	242, 305
Charmonium $c\bar{c}$	306
Chiralität (Händigkeit)	272
Chiralitätsoperator	273
Chiralitäts-Projektionsoperator	274
Chromonen C_α	337
Compton-Streuung	291
Diquonium	370
Dirac-Gleichung	287
Dirac-Matrizen γ^μ	273
Dirac-See	277
Dirac-Spinor $\psi(e)$	273
Drehimpulsoperator	296
Eichfelder	263
Eichtransformation	266
Einstein-Rosen-Brücke	356
Elektronen-Synchrotron	227
<u>Elementarteilchen</u>	232
Baryon	304, 391
Elektron e^-	222, 270
Eta-Meson η	230, 307
Graviphoton	397
Gravitino	344
Graviton	247
Hyperon	229
Monopol, magnetischer	252, 333
Meson	224, 233, 272, 304, 391
Neutron n	222, 272
Neutrino ν	227, 272
Photon γ	222, 278, 290
Photino	348
Pion π	225, 261, 280

	Seite
(Elementarteilchen...)	
Positron e^+	223, 278, 394
Proton p	222, 270
Psi-Teilchen ψ	230, 305
Rho-Meson ρ	238
Tachyon	239
Tau-Lepton τ	308
Weakon (W-Boson) $W^\pm$	246, 275, 327
ZO-Boson	275, 326, 328
Energie-Impuls-Tensor T_{ik}	351
Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren	288
Eulersche Gleichung	285
Euler-Lagrange-Gleichung	286
Familon	335
Farb-Hyperladung	336
Farbladung	304, 308
Farb-Magnetfeld	314
Fermi-Kopplungskonstante	275, 276
Fermionen	233, 268
Feynman-Graphen	289, 290, 291
Flavon	335
Flavour	305
Fluß-Algebra	380
Fluß-Quantisierung	359
Fluß-Schleife	359
Geist-Teilchen	324, 340
<u>Gitter</u>	
Gitter-Approximation	319
Gitter-Eichtheorie	319
Gitter-Fehlgrad	319
Gitter-Kante	319
Gitter-Plakette	319
Gitter-Punkt	319
Gitter-Transportband	319
Gell-Mann-Nishijima-Formel	300
GMO- (Gell-Mann-Okubo)-Massenformel	303, 304
Geometrodynamik	356
Gewichtsdiagramm	303
Ginsburg-Landau-Feldgleichungen	282
Gluonen-Bälle	311
Gluonium	321
Gödel-Universum	353
Goldstone-Feld	283, 322
Goldstone-Theorem	283
Graph	290
<u>Gravitation</u>	
affiner Zusammenhang $\Gamma_{\kappa\epsilon}^i$	294, 350, 351
Einstein-Tensor G_{ik}	351
Fundamental-Tensor g_{ik}	350
Gravitationswellen	249
Graviton	349
Krümmungstensor $R_{\kappa\epsilon\mu}^i$	375
Linienelement ds	350

	Seite
(Gravitation...)	
Machsches Prinzip	351
Parallelverschiebung eines Vektors	351
Ricci-Tensor R_{ik}	294, 351
Schwarzschildradius	352
Supergravitation	343
<u>Gruppen</u>	295
Abelsche Gruppe	270
nicht-Abelsche Gruppe	270
Darstellung einer Gruppe	295
(reduzible, irreduzible)	295
Lie-Gruppe	296
Lorentz-Gruppe	296
(homogen, eigentlich orthochron)	298
Poincaré-Gruppe	296
U(1) unitäre Gruppe	297, 325
SU(2) spezielle unitäre Gruppe	296, 323, 325
SU(3)	299, 329
SU(4)	305, 307
SU(5)	329
SU(8)	335
SU(45)	335
SU(2) x U(1)	325
SU(3) x SU(2) x U(1)	329
GSW-(Glashow-Salam-Weinberg)-Theorie	325
GUT (Grand Unification Theory)	329
Händigkeit (Chiralität)	272
Hadronen	233, 270
Hanteln und Henkel	358
Helizität h	272
hermitesche Größe	268
hermetrische Größe	372
Higgs-Mechanismus	323
Hyperfarbe	336
Hypergluon	336
Hyperladung Y	236, 276, 300, 306, 325
<u>Isospin</u>	270
Farb-Isospin	309
Isospin-Drehung	271, 293, 299
Isospin-Operator I_3	271
Isospin-Raum	271
Isospin-Symmetrie	270
Isospin-Transformation	270
schwacher Isospin	276
Instanton	281
Jets	317
Kerr-Metrik	352
Klein-Gordon-Gleichung	284
Knoten	357, 358
Kompakte Menge	366

	Seite
komplexe Größe	268
konjugiert komplexe Größe	268
kontravariante Größe x^ν	350
Kopplungskonstante, gleitende	331
, elektro-magnetische	270, 287, 289, 313
, elektro-schwache	275, 276, 327
, starke	320
kovariante Ableitung ∂_μ	293, 325
kovariante Größe x_ν	350
Kronecker-Produkt	302
Kruskal-Koordinaten	357
Ladungsoperatoren $Q_w^\pm$	275, 294
Lagrange-Dichte $\mathcal{L}$	285
Lagrange-Funktion L	285
Lamb-Shift	279
Leitungsoperatoren	300
Leptonen	288
Lichtkegel	363
Lorentz-Gruppe	296
Moment, magnetisches m_μ	251, 289
Majorana-Spinor	345
<u>Metronentheorie</u>	371
Flukton $-K$	380
Fluß-Algebra	380
Fundamental-Kondensor $\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$	374
Hermetrieformen (x)	372
Innenstruktur der Elementarteilchen	391
Kompositionsfeld $\hat{\delta}(x)$	372, 376
Kondensations-Fluß $N_+(\lambda_{\mu\nu}^{(x)})N_-$	380
Kondensor-Brücken	378
Kondensor-Fluß	380
Konjunkt $-(\mathcal{K}_\mu)$	382
Konjunkt-Spin S_x	386
Kopplungs-Gruppen	377
Kopplungs-Selektor	405
Korrelation	373, 379
Korrelations-Konjunktiv	382
Korrelations-Tensor $Q_\alpha^i(\begin{smallmatrix} a & b \\ c & d \end{smallmatrix})$	375
Korrespondenzen	379
Massenterm-Selektor $M(c, d)$	389, 390, 392
Partialstrukturen $\mathcal{K}_\mu$	372
Ponderabilität	386
Protosimplex $p_x \equiv \boxed{\pm K}$	381, 382
Protosimplex-Ladung N_+	383
Raumkondensor (Kompressor) $\mathcal{P}_{kem}^i$	375
Schirmfeld $+K$	382
Straton $[3] = \boxed{7}$	380
Straton-Spin $\bar{\sigma}$	386
Struktureinheit $\mathcal{K}_\mu$	372
Synmetronisches Fundamentalproblem	404
Trägheit	384, 385
Weltgeschwindigkeit Y	385, 389
Welt-Flukton $\boxed{-6}$	382
Welt-Selektor-Gleichung $L; \hat{P} = 0$	376

	Seite
Minkowski-Metrik η_{ik}	353
Møller-Streuung	291
"Monopol-Synchrotron"	399
N(8)-Supergravitation	345
Nöther-Theorem	261
Nullgeodäte	363
parallele Addition	302
Parität	272, 387
Paritätsoperator	274
Paritätsverletzung	272
pathologische Raum-Zeit	352
Pauli-Prinzip	268
Pauli-Spinmatrizen σ_i	273, 323
Permeabilität, gravitative η'	400
magnetische μ'	400
Phasentransformation	266, 269
Phasenwinkel α, θ	268, 269
Plancksche Länge L_0	349, 359
Plancksche Masse m_e	349, 359
Propagatoren $S_F(x), \mathcal{D}_F(x)$	290
Protonenzerfall	331, 332
Pseudoskalar $\bar{\psi} \gamma_5 \psi$	275
Quark	227, 240, 304
Quark-Confinement	313
Quark-Familien	308
Quarkonium	306
Quark-Quantenzahlen	306
QED (Quantenelektrodynamik)	284, 288
radikale Vereinheitlichung	338
Renormierung	289, 327
Resonanzen	231
Riemannsche Kugel	364
Robinson-Kongruenz	368
Schleifendiagramme	291, 360
Schrödinger-Gleichung	284
schwarzes Loch	352
shake-off	279
Sinus-Gordon-Feld	281
Skalarfeld $\phi(x)$	267, 275
S-Matrix	288
Soliton	281
Somon S_i	335
Spin	267
Spinor	273
Spinnetz	365, 366
Störungsrechnung	289
Strahlungs-Korrekturen	291
Strangeness S	236, 301, 306
String-Modell	315

	Seite
<u>Strom</u>	
, elektromagnetischer j	268, 400
, leptonischer $j_{\mu}^{(L)}$	244
, neutraler $j_{\mu}^{(0)}$	275
, schwacher $j_{\mu}^{(\pm)}$	275
, schwacher hadronischer $j_{\mu}^{(H)}$	274
<u>Sub-Elementarteilchen</u>	
Axion	348
b- (beauty, bottom)-Quark	308
c- (charm)-Quark	305
d- (down)-Quark	304
Flavon f_i	335
Gluon G	240, 311
Higgson H^0	326, 327
Maon	335
Parton	239, 305
Preon, Präquark	335
Quark q	304
Quink	335
Rischon	335
s- (strange)-Quark	243, 304
t- (top, truth)-Quark	243, 306, 307
Tohu	336
u- (up)-Quark	304
Ur-Photon V^0	326
Vohu	336
Wittino	348
X-Teilchen	327
Superfeld	345
Supergravitation	343
Superraum	343, 345
Supersymmetrie	343
Superteilchen	343
Symmetrie, globale	262, 263
, lokale	263
, spontane Brechung der	280, 322
Technicolor-Kraft	336
Tensorfeld $F_{\mu\nu}(x)$	267, 275
Toponium $t\bar{t}$	306
<u>Transformation</u>	
Chiralitäts- (Händigkeits-) -Transformation	273
CPT-Transformation	236, 274
Eich-Transformation	266
Farb-Transformation	311
Isospin-Transformation	299
Lorentz-Transformation	296
Phasen-Transformation	266
Phasen-Eich-Transformation	266
Supersymmetrie-Transformation	343
T-Transformation	274
unitäre Transformation	296, 297
Tri-Jet	317
Tunnel-Effekt	282, 358

	Seite
Twistor-Darstellung $\mathbb{Z}^\alpha$	366
, projektiver	367
-Raum $\mathbb{T}$	365, 367
-Theorie	363
Unschärfebeziehung	278, 286
Urfeld $\gamma(x)$	339
Urknall	332
UV-Freiheit	313
Vakuum, geladenes	279, 358
-Erwartungswert	282, 320
-Polarisation	277, 291
-Zerfall	279
Valenz-Quarks	316
Vektorfeld $A_\mu(x)$	267, 275
Vektorprodukt	302
Vertauschungs-Relation	276, 288, 296
Vertex	290
virtuelle Teilchen	278
Wahrscheinlichkeitsdichte	268, 285
Wechselwirkungen	234, 260, 262, 272
Weinberg-Winkel θ_w	276, 325
Wellengleichung	284
Wurmloch	357
X-Teilchen siehe Subelementarteilchen	329
Yang-Mills-Felder B_μ^i	293, 322
Zeitreisen	354