

I Einleitung

Der Begriff Elementarteilchen hat sich aufgrund physikalischer Forschungsergebnisse ständig verändert. Viele der früher als Elementarteilchen bezeichneten Teilchen können heute nicht mehr als Urbausteine der Materie angesehen werden. Ebenso wie der ursprünglich von Demokrit für den Urbaustein der Materie eingeführte Begriff Atom ($\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$ = nicht teilbar) seinem Sinn nicht mehr gerecht wurde, als man feststellte, daß im Atom Unterstrukturen existieren, in die es geteilt werden kann, wandelte sich mit neuen Erkenntnissen auch die Vorstellung vom elementaren Teilchen. Neue Einsichten in den Aufbau der Materie wurden stets mit der Erweiterung der Forschung auf neue Energiebereiche möglich. Wenn man die Unterstrukturen der Atome, Kerne, Elementarteilchen verfolgt, findet man auffallende Ähnlichkeiten, wie ein Vergleich der in Abb. 1.1 dargestellten Anregungsenergien zeigt. Zu beachten sind in den drei Beispielen die sehr unterschiedlichen Energieskalen. Für die atomare Spektroskopie sind Energien in eV (Elektronenvolt) angegeben. Die Massen der beteiligten Elementarteilchen hingegen sind wesentlich größer als die Energieabstände der Niveaus. Bei den Übergängen zwischen den Zuständen werden Photonen, die Feldquanten des elektromagnetischen Feldes, absorbiert bzw. emittiert.

Im zweiten Beispiel der Anregungszustände der Kerne ist der Abstand der Niveaus des Isobarentriplets der Masse 12 in MeV (1 Megaelektronenvolt = 10^6 eV) angegeben. Auch hier sind die Massen der Teilchen noch größer als die Niveauabstände. Übergänge zwischen den Niveaus lassen sich durch ausgesandte Photonen oder Leptonenpaare nachweisen.

Schließlich werden Energiezustände in Nukleonensystemen, wie im dritten Beispiel gezeigt, in mehreren hundert MeV bis GeV (1 Gigaelektronenvolt = 10^9 eV) angegeben, d. h., hier

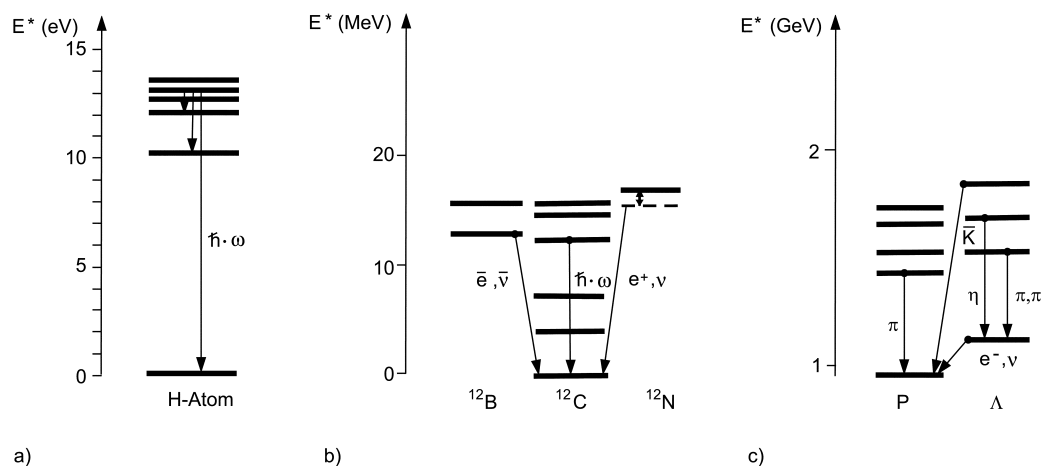


Abb. 1.1: Vergleich atomarer, nuklearer und subnuklearer Spektren. Man beachte die Skalenunterschiede.

liegen die Energieabstände bereits in der Größenordnung der Massen der beteiligten Strukturbausteine. Bei Zustandsänderungen werden Mesonen als Feldquanten der starken Wechselwirkung oder auch Leptonenpaare ausgesandt oder aufgenommen. Aus diesem Verhalten müssen wir folgern, daß der Begriff „elementar“ im Sinne einer Struktur stets an einen Energiebereich gebunden ist und daß die Entdeckung neuer spektroskopischer Merkmale auf neue Unterstrukturen hinweist.

Wir wissen jedoch auch heute noch nicht, ob wir auf immer neue Substrukturen stoßen werden, oder ob dieses „Baukastensystem“ der Natur schließlich bei den „wirklich“ elementaren Teilchen enden könnte.

1 Historische Entwicklung

Im Rückblick auf die historische Entwicklung der Physik zeigt sich, daß experimentelle und theoretische Fortschritte wechselseitig neue Anstrengungen herausgefordert haben. Dieses Prinzip gilt insbesondere auch für das Gesamtgebiet der Elementarteilchenphysik. Fortschritte in experimenteller Technik werden ergänzt durch zusammenfassende neue Einsichten und Berechnungsmethoden der Theorie. Diese kann umgekehrt zu Vorhersagen führen, die dann mit erneuten experimentellen Anstrengungen nachzuprüfen sind. Neue Erkenntnisse über Elementarteilchen wären im vergangenen Dreivierteljahrhundert ohne Entwicklungen in der experimentellen Beschleunigertechnik nicht denkbar gewesen. Beschleunigen lassen sich aber nur Ladungen, und deshalb beginnt die Elementarteilchenphysik mit der Entdeckung der elektrischen Ladung. Bereits im 18. Jahrhundert war bekannt, daß es elektrische Ladungen mit zweierlei Vorzeichen gibt – C.-A. de Coulomb hat das nach ihm benannte Gesetz 1785 aufgestellt.¹ Die Annahme zweier verschiedener Vorzeichen der elektrischen Ladung wurde bestätigt. In diesem Zusammenhang wurde auch erkannt, daß es willkürlich ist, welche der Ladungen als positiv und welche als negativ zu bezeichnen ist. Historisch wurde die Ladung, die wir heute mit dem leichteren Teilchen verbinden, als die negative eingeführt. Den Namen des Teilchens mit der negativen Ladung hat im Jahre 1894 der englische Physiker G. J. Stoney geprägt: Er nannte dieses Teilchen Elektron, nach dem griechischen Namen für Bernstein. Unbewußt war damit das erste Elementarteilchen gefunden. Obwohl bekannt war, daß es zur negativen Ladung eine dazu entgegengesetzte positive Ladung geben muß, dauerte es noch eine ganze Reihe von Jahren, bis durch Lord Rutherford geklärt werden konnte, wo sie in der Materie lokalisiert ist.

Im Jahre 1896 war von H. Becquerel bei der Untersuchung von Mineralien entdeckt worden, daß einige von ihnen Strahlung aussenden. Dieser Erscheinung gab Becquerel den Namen Radioaktivität. Die Entdeckung Becquerels stellt die eigentliche Geburtsstunde der Kernphysik dar, denn es sollte sich herausstellen, daß die Aussendung von radioaktiver Strahlung mit einer Elementumwandlung verknüpft ist, wie J. Elster und H. F. Geitel 1899 klar erkannten. Im Verlauf der Untersuchungen über den Atomkern führte Rutherford mit den Mitarbeitern H. Geiger und E. Marsden im Jahre 1909 die grundlegenden Alphateilchen-Streuexperimente

¹Die intensive und systematische Untersuchung der Eigenschaften und des Verhaltens von Ladungen begann jedoch erst in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts, als man Gasentladungen im Laborexperiment studierte.

durch, mit denen nachgewiesen wurde, daß der Atomkern eine positive Ladung trägt, die auf sehr kleinem Raum innerhalb des demgegenüber sehr ausgedehnten Atoms konzentriert ist. Damit war gezeigt, daß das Atom – das als nicht weiter teilbar angenommene Teilchen – Unterstruktur besitzt. Ein Teil dieser Unterstruktur ist der Atomkern, der andere die Elektronenhülle des Atoms. E. Rutherford war es auch, der 1911 erkannte, daß das leichteste Element, der Wasserstoff, einen Atomkern besitzt, der nicht weiter unterteilbar ist. Diesen Atomkern des Wasserstoffs konnte er 1919 als Produkt der ersten künstlichen Kernumwandlung nachweisen. Er nannte ihn Proton, als den ersten Kern im Periodensystem der Elemente. Damit war das zweite Elementarteilchen entdeckt, das heute als ein Zustand des Nukleons angesehen wird, es ist der Träger der positiven Ladung.

Zwischen einer positiven Ladung, der des Protons, und einer negativen Ladung, der des Elektrons, besteht ein elektrisches Feld. Mit dem elektrischen Feld und der darauf beruhenden Bindung innerhalb des Atoms ist die gesamte Chemie, d. h. die molekularen Vorgänge im überwiegenden Teil der Natur, bestimmt. Die atomaren Systeme besitzen verschiedene Energiezustände, wie N. Bohr im Jahre 1913 postulierte, deren Größe im Bereich von einigen Elektronenvolt (eV) liegt. Nach Bohr werden bei energetischen Veränderungen im Atom Lichtquanten, d. h. Photonen, ausgesandt oder absorbiert. In den ersten kernphysikalischen Experimenten, den Streuexperimenten Rutherfords, dienten Lichtemissionen der Atome eines Fluoreszenzschirmes zum Nachweis einer Kernreaktion. Während diese Messung noch visuell erfolgte, bahnte sich parallel dazu die Entwicklung neuer, besserer Nachweisgeräte an, die auf Erkenntnissen der Gasentladungsphysik basierten. Der erste Ionisationsdetektor von E. Rutherford und H. Geiger beruhte auf dem Ladungstransport in einem elektrischen Feld: Wenn ein energiereiches Teilchen durch eine Gasatmosphäre hindurchtritt, werden elektrische Ladungen erzeugt, die sich durch wiederholte Stöße weiter vermehren können, so daß meßbare Signale entstehen.

Im Jahre 1907 entwickelte J. J. Thomson mit einer geeigneten Anordnung von elektrischen und magnetischen Feldern den ersten Massenspektrographen. Mit diesem auf der Wirkung der Lorentz-Kraft beruhenden Gerät können entweder Teilchen gleicher Energie, aber verschiedener Masse oder Teilchen gleicher Masse, aber verschiedener Energie getrennt werden, ein Meßprinzip, das in der Experimentalphysik, insbesondere der Beschleunigerphysik, vielfältig angewendet wurde.

Im Jahre 1911 entdeckte der englische Physiker C. T. R. Wilson den Mechanismus der Expansionsnebelkammer. In der Nebelkammer können Teilchenspuren sichtbar gemacht werden und der Bahnverlauf z. B. in einem von außen angelegten Magnetfeld vermessen werden. So gelingt es, den Impuls von Teilchen zu bestimmen. Dieses Meßinstrument hat in der weiteren Entwicklung der Elementarteilchenphysik eine wesentliche Rolle gespielt. Kernphysikalische Untersuchungen wurden anfangs mit Alphateilchen aus radioaktiven Präparaten wie Radium, Thorium, Polonium ausgeführt, deren Energien bei einigen MeV lagen. Eingehendere Untersuchungen erforderten jedoch Teilchen unterschiedlicher Energien. So begannen zunächst drei verschiedene Arbeitsgruppen damit, Beschleunigungsmethoden für geladene Teilchen zu entwickeln. Als Ergebnis dieser Untersuchungen ist der Bandgenerator nach R. van de Graaff im Jahre 1931 entwickelt worden, bei dem eine Potentialdifferenz durch mechanischen Ladungstransport aufgebaut wird. Ein anderer Beschleunigertyp ist der Kaskadenbeschleuniger nach J. Cockroft und E. Walton, für den eine Spannungsvervielfacherschaltung verwendet

wird. Schließlich wurde von E. Lawrence (1930) der erste Kreisbeschleuniger gebaut, eine Maschine, die Zyklotron genannt wird (siehe Abb. 6.1).

Im Jahr 1932 wurde von J. Chadwick eine neue Strahlungsart entdeckt. Bei ihr handelte es sich um ein fast ebenso schweres Teilchen wie das positiv geladene Proton, aber ohne nach außen wirksame elektrische Ladung, demzufolge nannte man es Neutron. Aufgrund dieser Entdeckung postulierte W. Heisenberg noch im selben Jahr, daß Atomkerne sich aus Protonen und Neutronen zusammensetzen. Damit wurde es möglich, den von F. Soddy eingeführten Begriff der Isotopie zu erklären.

Mit der von Wilson entwickelten Nebelkammer gelang es C.D. Anderson und S.H. Neddermeyer 1932, ein positiv geladenes leichtes Teilchen, etwa von der Masse des Elektrons (Abb. 1.2) nachzuweisen. Ein hochenergetisches positiv geladenes Teilchen wird innerhalb der Kammer in einem Metallstück abgebremst, und deshalb hat die Teilchenspur nach Verlassen des Metallblockes einen kleineren Krümmungsradius, die Richtung bleibt jedoch erhalten. Diesem Teilchen wurde der Name Positron gegeben. Die Entdeckung dieses Teilchens bewies eine von P.A.M. Dirac schon 1928 aufgestellte Hypothese, wonach zu geladenen Teilchen auch jeweils Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung existieren sollten.

Die Entwicklung der Beschleuniger zu höheren Energien ging nach anfänglichen Erfolgen langsamer vonstatten. So waren die Elementarteilchenphysiker während der 30er Jahre darauf angewiesen, die aus dem Weltraum auf die Erde gelangenden Strahlungsarten, die man kosmi-

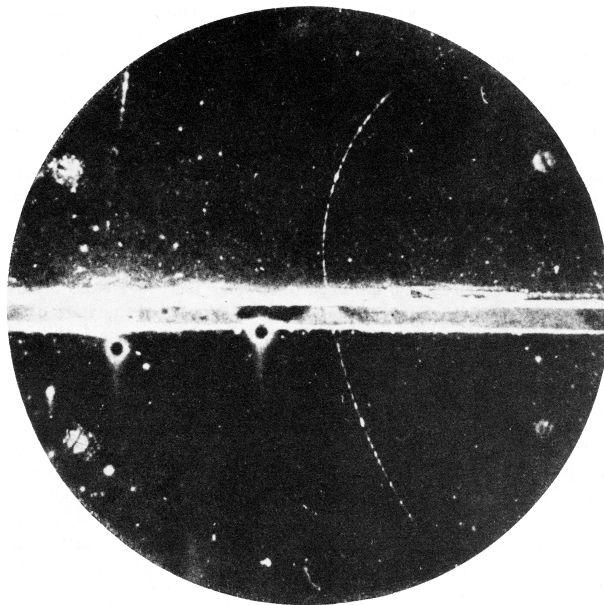


Abb. 1.2: Wilsonkammeraufnahme eines Positrons. Das Teilchen dringt von unten in die Kammer, verliert in der Materialschicht (Mitte) Energie, so daß die Krümmung der Spur stärker wird. Aus Magnetfeldrichtung und Ionisierungsdichte schloß Anderson auf ein positiv geladenes Teilchen mit der Masse des Elektrons [An 33].

sche Strahlung nannte, zu untersuchen. Dabei wurde nach weiteren elementaren Teilchen und solchen mit sehr großer Energie gesucht.

Wesentlich für die Entwicklung der Theorie der Elementarteilchen war das Konzept der Feldquantisierung, das seit 1927 zunächst für das elektromagnetische Feld und bald danach auch für das Materiefeld verfolgt wurde. So war es folgerichtig, daß H. Yukawa auf dieser Basis eine Theorie der Kernkräfte formulierte, in der die Kernkräfte durch ein massebehaftetes Feldquant vermittelt werden sollten. Protonen und Neutronen müssen im Kern von einer Kraft zusammengehalten werden, die eine sehr kurze Reichweite hat, woraus sich feldtheoretisch (in Analogie zur Elektrodynamik) die Existenz eines massiven Austauschteilchens ergab. Dieses Feldquant nannte er Meson, weil er aus dem Abstand der Nukleonen im Kern abschätzen konnte, daß die Mesonenmasse im Bereich von 200 MeV liegen sollte.

Dem Entdecker des Positrons C. D. Anderson und seinem Mitarbeiter S. H. Neddermeyer gelang es 1936 ebenfalls in Nebelkammeraufnahmen ein Teilchen nachzuweisen (Abb. 1.3), das aufgrund seiner Spur eben diesem Meson sehr stark ähnelte, so daß man glaubte, damit das Quant des Kernfeldes entdeckt zu haben. Es zeigte sich jedoch, daß die Eigenschaften dieses Teilchens, dem man zunächst den Namen Mesotron, später μ -Meson, heute Myon, gab, nicht in allen Einzelheiten denen des von H. Yukawa postulierten Mesons entsprachen. Die Yukawa-Mesonen wurden erst 1947 als Spuren in Kernemulsionsplatten gefunden, die

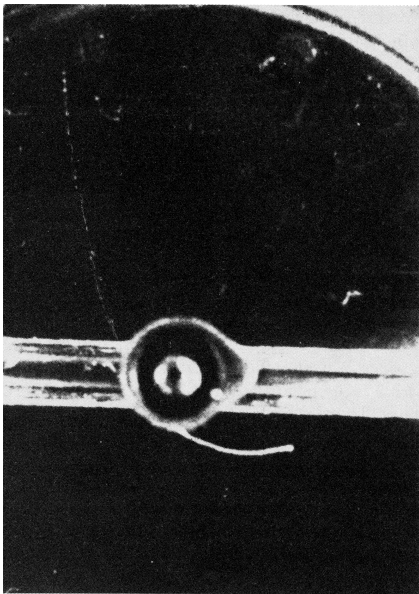


Abb. 1.3: Spur des Myons in der Wilsonkammer. Das Myon dringt von oben ein. Es hat nach Durchdringen von Materialschichten (Zählrohrwände) eine geringere Energie und wird stärker abgelenkt. Die Dichte der Spur ist wesentlich größer als die einer Elektronenspur mit gleichem Krümmungsradius [Ne 37].

man in sehr großen Höhen exponiert hatte. Diese Teilchen erhielten von ihren Entdeckern G. P. S. Occhialini, C. F. Powell und C. M. G. Lattes den Namen π -Mesonen (Pionen).

Die Entwicklung der Kern- und Elementarteilchenphysik wäre mit Kernemulsionsplatten nicht sehr viel weiter fortgeschritten, als bis zur Entdeckung einiger weniger Spuren. Im Jahre 1928 bereits hatten aber H. Geiger und W. Müller eine Weiterentwicklung des ursprünglichen Ionisationszählers vorgestellt, ein Zählrohr, das später den Namen Geiger-Müller-Zählrohr erhielt. Im Zählgas des zylinderförmigen Entladungsraumes erzeugt ein geladenes Teilchen weitere Ionenpaare durch Stoßionisation. Die dabei gebildeten Elektronen werden in der Nähe des im Zentrum des Rohres als positive Elektrode benutzten Zähldrahtes besonders stark beschleunigt und können selbst wieder ionisieren. Es entstehen Ladungslawinen, die zu einer großen Verstärkung des ursprünglichen Ladungspulses führen. Mit derartigen Zählrohren wurde in den frühen Tagen der Kernphysik vorwiegend experimentiert. Im Jahre 1928 entwickelte W. Bothe die Koinzidenzmethode, die für spätere Entdeckungen wichtig wurde. Sie erlaubt es, die Gleichzeitigkeit zweier Zählereignisse mit Hilfe geeigneter elektronischer Schaltungen festzustellen.

Bevor die weitere Entwicklung der Elementarteilchenphysik hier vorgestellt wird, seien noch einige Daten für die Entdeckung von wichtigen Eigenschaften der bis dahin bekannten Elementarteilchen genannt. Bereits in der klassischen Physik ist bekannt, daß mit jeder auf geschlossener Bahn umlaufenden Ladung auch ein magnetisches Moment verknüpft ist. S. Goudsmit und G. E. Uhlenbeck postulierten 1925 den Eigendrehimpuls (Spin) des Elektrons, mit dem zwangsläufig auch ein magnetisches Moment verknüpft sein mußte. Aus diesem Grunde war von Interesse festzustellen, wie groß das magnetische Moment des Elektrons und des Protons ist. Das magnetische Moment des Protons wurde im Jahre 1933 von O. Stern und O. R. Frisch aus der Ablenkung eines Wasserstoffatomstrahls in einem inhomogenen Magnetfeld gemessen. P. Kusch hat 1947 ebenfalls an Atomstrahlen das magnetische Moment des Elektrons gemessen, an freien Elektronen in einem Elektronenstrahl wurden 1954 erstmals von H. R. Crane und Mitarbeitern Präzisionsmessungen ausgeführt. Die besseren elektronischen Methoden, die durch zahlreiche technische Entwicklungen während des Zweiten Weltkrieges vorangetrieben wurden, sind schnell in die experimentelle Physik aufgenommen worden. Nach der bereits erwähnten Entdeckung der Pionen wurden weitere umfangreiche Messungen der kosmischen Strahlung mit elektronischen Nachweisgeräten durchgeführt. Bereits im Jahre 1944 haben L. Leprince-Ringuet und M. Lheritier auf Teilchen hingewiesen, die sich durch eigenartige Spuren in Kernemulsionen auszeichneten. Hierüber berichteten 1947 zuerst G. D. Rochester und C. C. Butler. Die ersten „seltsamen“ Teilchen, denen eine Quantenzahl „Strangeness“ zugeschrieben wurde, haben später den Namen K-Meson und Lambda-Hyperon bekommen. Erst 1952 konnte A. Pais eine theoretische Erklärung dafür geben, daß sie „seltsamer“weise stets in Paaren assoziiert erzeugt werden.

Einen wichtigen Schritt in der Beschleunigerentwicklung stellte die Entdeckung des 1945 von V. I. Veksler und E. M. McMillan unabhängig voneinander publizierten Synchrotronprinzips und der Phasenfokussierung für Kreisbeschleuniger dar. Im Synchrotron werden Teilchen in einem Magnetfeld geführt, jedoch bleibt der Radius der Kreisbahn im Gegensatz zu den Bahnen im Zyklotron konstant. Der relativistischen Massenzunahme kann durch variable Beschleunigerfrequenz und ein veränderliches Magnetfeld Rechnung getragen werden. Die Phasenfokussierung erlaubt es, die in Teilchenbündeln beschleunigten Teilchen zusammenzuhalten. Mit der Verwirklichung dieser Prinzipien war es möglich, die Beschleuniger zu

höheren Energien weiterzuentwickeln. Auch die Meßtechnik wurde in den Jahren kurz nach dem Zweiten Weltkrieg wesentlich bereichert. Besonders bedeutsam waren die Entdeckung des Szintillationsdetektors durch H. Kallmann sowie J.W. Coltman und F. Marshall im Jahre 1947. Ebenso wurden die Gasdetektoren, so wie sie von Geiger und Müller in Form eines Zählrohres gebaut wurden, weiterentwickelt. Im Jahre 1949 wurden von J.W. Keuffel Funkenkammern vorgestellt: Bei ihnen wird an zwei großflächige Plattensysteme, zwischen denen sich ein Gas befindet, eine gepulste Spannung gelegt, die nur dann eingeschaltet ist, wenn durch den Gasraum des Zählers ein ionisierendes Teilchen hindurchtritt und einen Entladungsfunken auslöst.

Das von N.C. Christophilos, E. D. Courant, M. S. Livingstone und H. S. Snyder 1952 entdeckte Prinzip der alternierenden Gradienten führte zu wesentlichen Fortschritten in der Beschleunigerentwicklung. In einem solchen Beschleuniger wechseln fokussierende und defokussierende magnetische Linsen ab. Insgesamt hat diese Anordnung jedoch, ähnlich wie in der Lichtoptik, eine fokussierende Wirkung auf den Teilchenstrahl zur Folge.

Auch das Jahr 1952 sollte für die Entwicklung der Meßtechnik eine herausragende Bedeutung erlangen, als D. Glaser die Blaskammer entdeckte. So wie sich bei der Expansionsnebelkammer in einem überhitzten Dampf beim Durchgang eines geladenen Teilchens eine Spur bildet durch Kondensation der Tröpfchen, kann sich in einer überhitzten Flüssigkeit beim Durchgang von ionisierenden Teilchen eine Spur von Gasblasen ausbilden. Es ist also möglich, in einer überhitzten Flüssigkeit – man benutzt Propan oder Wasserstoff – Teilchenspuren zu beobachten. Die weitere Entwicklung der Elementarteilchenphysik wäre ohne den Einsatz von Blaskammern sicher nicht so erfolgreich gewesen. Im Jahre 1953 berichten A. Bonetti und Mitarbeiter über Ergebnisse von Experimenten, in denen sie eine Gruppe von drei Teilchen, ein positiv geladenes, ein negativ geladenes und ein neutrales Teilchen, beobachtet haben. Da diese Teilchen Massen hatten, die weit über denen der Nukleonen liegen, gab man ihnen den Namen Σ -Hyperon. Auch das von G.D. Rochester entdeckte Lambda-Teilchen war ein solches Hyperon, allerdings trat es nur als neutrales Teilchen auf. Im Jahre 1953 wird von zwei Forschergruppen die Entdeckung eines Teilchens der Masse $2600 \cdot m_e$ in einer Nebelkammer berichtet, das zunächst als Kaskadenhyperon bekannt wurde, später den Namen Ξ -Teilchen bekam. Schließlich wurde ein weiteres, nur in einem Ladungszustand auftretendes Teilchen, das Omega-Hyperon, im Jahre 1964 in einer Blaskammeraufnahme am Beschleuniger des Brookhaven Nationallaboratoriums entdeckt. Ebenso stieß man auf sehr viele Mesonen und kurzlebige Resonanzen, die geordnet und klassifiziert werden mußten. Dazu wurden auf gruppentheoretischer Basis Systeme aufgestellt, in die diese Teilchen eingeordnet werden können. Ähnlich dem genialen Gedanken D. I. Mendelejews, 100 Jahre zuvor, bei der Aufstellung des Periodensystems der chemischen Elemente Lücken für noch unbekannte chemische Elemente zu lassen, blieben in den von M. Gell-Mann angegebenen Schemata zur Klassifizierung der Elementarteilchen noch Plätze für Teilchen frei, deren Eigenschaften zwar vorhergesagt, die selbst aber noch unbekannt waren. Diese Teilchen wurden später in gezielten Experimenten entdeckt und mit ihnen konnte das System vervollständigt werden.

Eine neue Situation in der Physik der Elementarteilchen brachte die völlig überraschende Entdeckung von „langlebigen“ Teilchen mit großer Masse durch S. C. C. Ting und B. Richter im Jahre 1974. Diese J/ψ -Teilchen genannten Elementarteilchen förderten auch theoretische Arbeiten sehr stark. Mit dem Postulat der Quantenzahlen „Farbe“ wurde die Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung entwickelt, aber auch stärker be-

gründet, daß es Grundbausteine der Nukleonen gibt, die von M. Gell-Mann als hypothetische Quarkteilchen eingeführt worden waren. Damit begann ein neuer Abschnitt in der Elementarteilchenphysik.

Eine besonders wichtige Entdeckung wurde 1983 aus dem CERN bekannt. Die Vermittlung der schwachen Wechselwirkung sollte durch intermediäre Bosonen großer Masse erfolgen, wie die Theorie der Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung verlangt. Diese geladenen und neutralen Bosonen, W^\pm und Z^0 genannt, wurden in $p\bar{p}$ -Stoßexperimenten am SPS des CERN entdeckt.

2 Qualitativer Überblick

2.1 Leptonen, Mesonen, Baryonen

Ausgehend von der Entdeckung N. Bohrs, daß es im Atom stationäre Energiezustände gibt, zwischen denen Übergänge möglich sind, die mit der Absorption oder Emission von Lichtquanten (Photonen) verbunden sind, wurde der Atomaufbau eingehend studiert und vor allem die Gesetzmäßigkeiten der physikalischen Prozesse festgelegt. Wichtigstes Resultat dieser Untersuchungen ist die Erkenntnis, daß die atomaren Systeme Energien aufnehmen oder abgeben können, die im Bereich von eV liegen (siehe Abb. 1.1), d. h. Energien, die sehr viel kleiner sind als die Energien, die in der Ruhmasse der beteiligten Teilchen festgelegt sind.

Der Atomkern ist, wie W. Heisenberg postulierte, aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt und die mikroskopischen Kernmodelle, wie z. B. das Einteilchen-Schalenmodell und das kollektive Modell des Atomkerns, haben nachzuweisen gestattet, daß sehr ähnliche Systeme von Energieniveaus wie im Atom existieren, anhand deren die Eigenschaften der Kerne festgelegt werden können. Auch hier werden Energieaufnahme oder Energieabgabe durch Photonen vollzogen, allerdings liegen die Energien dieser Photonen im Bereich einiger MeV, also um einen Faktor 10^6 größer als im Atom.

Das System selbst bleibt dem des Atoms ähnlich. Demzufolge bleibt auch die Spektroskopie der Kerne der Atomspektroskopie ähnlich. Die Bindungsenergien im Atomkern liegen bei einem Promille der Ruheenergien der Kerne, so daß sie nur kleine Störungen darstellen. Wenn es in der subnuklearen Welt ähnliche Gesetzmäßigkeiten gibt wie beim Atomkern, dann würde es sich anbieten, auch für Elementarteilchen eine Spektroskopie aufzubauen. Dies ist tatsächlich der Fall, wenn man die starke Wechselwirkung betrachtet. Hier lassen sich angeregte Systeme von Elementarteilchen wie z. B. dem Nukleon denken, bei denen die Anregungsenergie noch einmal um einen Faktor 1000 größer ist als beim Kern und bei denen dann aber die Anregungsenergie in den Bereich der Ruhmasse des Nukleons gelangt. Prinzipiell wäre in diesem Fall die Spektroskopie die gleiche wie beim Atom oder dem Atomkern, nur der Skalierungsfaktor an der Energieskala wäre ein anderer (siehe Abb. 1.1).

Wenn die Bindungsenergien zwischen den Bausteinen eines Systems die Größenordnung ihrer Ruhmasse erreichen, läßt sich ein statisches Bild von Teilchen als Konstituenten eines übergeordneten Systems nicht länger zeichnen, weil freigesetzte Bindungsenergien die Ruhmasse merklich verkleinern. Auch sind die Anregungsenergien der Elementarteilchen ein

Zeichen für das Vorhandensein weiterer Teilchen, die als Quanten des Feldes aufzufassen sind, das die Anregung bewirkt hat. So versteht man die Mesonen als die Quanten der Felder, die die starke Wechselwirkung vermitteln.

Ein derartiges System aus Teilchen und Feldquanten, das nur einen sehr kurzen Zeitraum existiert, nennt man in der Elementarteilchenphysik eine Resonanz. Da es wie beim Atom oder beim Atomkern Anregungsenergien bis zur Desintegrationsgrenze – beim Atom heißt sie Ionisationsgrenze – gibt, wird das Anregungssystem sehr viele Stufen haben, die in der Frühzeit der Elementarteilchenphysik eigene, oft unsystematische Namen bekamen und als neue Elementarteilchen selbst angesehen wurden.

Entgegen früheren Auffassungen, solche Systeme als Elementarteilchen zu betrachten, deren mittlere Lebensdauer wesentlich länger sein muß als ihre Erzeugungszeit, sind es jetzt die durch Quantenzahlen charakterisierten physikalischen Eigenschaften, die das Kriterium liefern, zu beurteilen, ob ein Elementarteilchen vorliegt. Wie im Kapitel III dieses Buches ausgeführt, werden für die Beschreibung der Zustände von Elementarteilchen wesentlich mehr charakterisierende Größen als beim Atom benötigt.

Die Auffassung, daß Bosonen die Feldquanten der starken Wechselwirkung darstellen, folgt aus einer grundlegenden Vorstellung. Diese Vorstellung geht davon aus, daß Elementarteilchen einen halbzahligen Eigendrehimpuls haben. Sie unterliegen dem Pauli-Prinzip, nach dem jeder energetisch mögliche Zustand von nur einem Teilchen besetzt sein kann, der durch Quantenzahlen festgelegt ist. Ihre statistische Verteilung nennt man Fermi-Dirac-Statistik und die Teilchen selbst Fermionen. Dagegen haben die bei Wechselwirkung ausgetauschten Feldquanten ganzzahligen Spin, sie gehorchen der Bose-Einstein-Statistik und deshalb nennt man sie Bosonen. Insofern sind Fermionen Felderzeuger, Bosonen Feldvermittler, wie es das Beispiel des elektromagnetischen Feldes sehr anschaulich zeigt. Dieser Sachverhalt ist in Tabelle 2.1 noch einmal zusammengefaßt. In die Tabelle ist der Vollständigkeit halber auch die fundamentale Gravitations-Wechselwirkung aufgenommen, obwohl sie im Rahmen dieses Buches nicht behandelt wird.

Die gegenwärtig bekannten Elementarteilchen sind auszugsweise in Tabelle 2.2 zusammengestellt (siehe auch ausführliche Tabelle im Anhang).

Dabei ist die gegenwärtig allgemein akzeptierte Unterteilung in Leptonen (= leichte Teilchen, die nur der schwachen Wechselwirkung unterworfen sind), Mesonen (= mittelschwere Teilchen, die eigentlich nur als Feldquanten der starken Wechselwirkung auftreten, selbst aber durch schwache Wechselwirkung zerfallen können) und Baryonen (= schwere Teilchen) gewählt. Die zur Beschreibung der Zustände nötigen Quantenzahlen sind ebenfalls angegeben, wobei freie Positionen entweder „nicht definiert“, aber auch „nicht bekannt“ bedeuten können.

Die erste genannte Gruppe von Teilchen, die Leptonen, sind zwar als „leichte“ Teilchen eingeführt worden, sie lassen sich aber heute besser durch ihre Wechselwirkung charakterisieren, nicht durch die Masse. Alle Teilchen dieser Gruppe haben Spin $1/2 \hbar$. Charakteristisch ist, daß sie jeweils in Paaren auftreten, so daß bei Reaktionen die Summe der Quantenzahlen, durch die man den Leptonencharakter bestimmt, Null sein muß.

Leptonen können Masse und Ladung besitzen, wenngleich sie, im Rahmen der gegenwärtigen Ortsauflösung von Messungen ($< 10^{-16}$ cm), als punktförmige Teilchen angesehen werden müssen. Mit den geladenen Leptonen assoziiert treten jeweils ungeladene Leptonen auf, die demzufolge nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung, sondern nur der schwachen

Tabelle 2.1: Charakteristische Eigenschaften der Wechselwirkungen.

Wechselwirkung	Physikalisches Phänomen	Relative Stärke	Effektive Reichweite [m]	Wechselwirkungsfeld Quanten (Spin) Masse	Materiefeld Teilchen (Spin)	Art der Wechselwirkung zwischen identischen Teilchen
stark	Kernbindung	1	10^{-15}	Gluonen $1 \hbar$ 0	Quarks $1/2 \hbar$	abstoßend
elektromagnetisch	Elektrizität Magnetismus Optik aller Wellenlängen	10^{-2}	unendlich	Photonen $1 \hbar$ 0	Quarks, geladene Leptonen $1/2 \hbar$	abstoßend
schwach	radioaktiver Zerfall	10^{-5}	10^{-18}	W, Z Bosonen $1 \hbar$ [$\sim 100 \text{ GeV}$]	Quarks Leptonen	abstoßend
Gravitation	gekrümmtes Raum-Zeit Kontinuum	10^{-38}	unendlich	Graviton $2 \hbar$ 0	alle Teilchen	anziehend

Wechselwirkung unterworfen sind, und für deren vermutlich geringen Massenwerte man bisher nur obere Schranken angeben kann. Diese Teilchen nennt man Neutrinos.

Die Antiteilchen der negativ geladenen Leptonen sind diejenigen mit positiver Ladung, aber sonst gleichen Eigenschaften. Das bekannteste Beispiel ist das Antiteilchen zum Elektron, das den Namen Positron trägt. Geladene Paare von Lepton und Antilepton zerfallen über elektromagnetische Wechselwirkung in γ -Quanten.

Antiteilchen der neutralen Leptonen (Neutrinos) sind von diesen verschieden, wie in zahlreichen Experimenten nachgewiesen wurde. Infolge von Oszillationen können die unterschiedlichen Neutrinoarten ineinander übergehen.

Eine zweite Gruppe von Elementarteilchen, die den feldvermittelnden Charakter haben, und die alle einen ganzzahligen Spin tragen, sind die Mesonen. Unter ihnen sind die π -Mesonen am längsten bekannt, die als Quanten der starken Wechselwirkung zwischen Nukleonen in Erscheinung treten. Der Charakter dieser Bosonen erlaubt es, das π^- -Meson als das Antiteilchen des π^+ -Mesons anzusehen, während das π^0 -Meson mit seinem Antiteilchen identisch ist.

Die Mesonen mit größerer Masse als die Pionen unterscheiden sich von den Pionen außer durch die Masse noch durch weitere Quantenzahlen, so ist das K-Meson ein Teilchen mit der Quantenzahl „strangeness“ (s) und das D-Meson ein solches mit der Quantenzahl „charm“ (c). Mesonen zerfallen vorwiegend aufgrund schwacher Wechselwirkung.

In der dritten Gruppe sind die Baryonen aufgeführt, deren bekanntester Vertreter das Nukleon mit seinen beiden Zuständen Proton und Neutron ist. In diese Gruppe gehören alle Elementarteilchen, deren Unterstruktur aus drei Quarks besteht, sie haben alle halbzahligen Spin (vgl. Abschnitt. 23).

Tabelle 2.2: Fundamentale Teilchen. Quantenzahlen: q Ladung in Einheiten der Elementarladung, J Drehimpuls (Spin), π Parität, I Isospin, I_3 dritte Komponente des Isospins, B Baryonenzahl, L Leptonenzahl, s strangeness, c Charm, b beauty (bottom)

Name	Symbol	Masse mc ² /MeV	Lebensdauer s	q	J	π	I	I_3	B	L	s	c	b
<i>Leptonen</i>													
Elektron	e^-	0.511	stabil	-1	1/2				0	1	0	0	0
Myon	μ^-	105.66	$2.196 \cdot 10^{-6}$	-1	1/2				0	1	0	0	0
Tauon	τ^-	1776.99	$2.90 \cdot 10^{-13}$	-1	1/2				0	1	0	0	0
e-Neutrino	ν_e	$< 2.3 \cdot 10^{-6}$	stabil	0	1/2				0	1	0	0	0
μ -Neutrino	ν_μ	< 0.19	stabil	0	1/2				0	1	0	0	0
τ -Neutrino	ν_τ	18.2	stabil	0	1/2				0	1	0	0	0
<i>Mesonen</i>													
Pion	π^\pm	139.57	$2.60 \cdot 10^{-8}$	± 1	0	-	1	± 1	0	0	0	0	0
	π^0	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	0	0	-	1	0	0	0	0	0	0
Eta	η	547.75	$5.102 \cdot 10^{-19}$	0	0	-	0	0	0	0	0	0	0
Rho	ρ	775.8	$4.38 \cdot 10^{-24}$	0	1	-	0	0	0	0	0	0	0
Omega	ω	782.59	$7.75 \cdot 10^{-23}$	0	1	-	0	0	0	0	0	0	0
Kaon	K^\pm	493.68	$1.238 \cdot 10^{-8}$	± 1	0	-	1/2	$\pm 1/2$	0	0	± 1	0	0
	K_s^0	497.65	$0.895 \cdot 10^{-10}$	0	0	-	1/2	-1/2	0	0	1	0	0
	K_L^0	497.65	$5.18 \cdot 10^{-8}$	0	0	-	1/2	-1/2	0	0	1	0	0
	D^\pm	1869.4	$10.40 \cdot 10^{-13}$	± 1	0	-	1/2	+1/2	0	0	0	± 1	0
	D^0	1864.6	$4.10 \cdot 10^{-13}$	0	0	-	1/2	-1/2	0	0	0	± 1	0
	D_s^\pm	1968.3	$4.90 \cdot 10^{-13}$	± 1	0	-	0	0	0	0	1	± 1	0
	B^\pm	5279.0	$16.71 \cdot 10^{-13}$	± 1	0	-	1/2	$\pm 1/2$	0	0	0	0	± 1
	B^0	5279.4	$15.36 \cdot 10^{-13}$	0	0	-	1/2		0	0	0	0	1
	B_s^0	5369.6	$14.61 \cdot 10^{-13}$	0	0	-	1/2		0	0	1	0	1
<i>Baryonen</i>													
Nukleon	p	938.27	$6.62 \cdot 10^{36}$	+1	1/2	+	1/2	+1/2	1	0	0	0	0
	n	939.56	885.7	0	1/2	+	1/2	-1/2	1	0	0	0	0
Hyperon	Λ	1115.68	$2.632 \cdot 10^{-10}$	0	1/2	+	0	0	1	0	-1	0	0
	Σ^+	1189.37	$0.80 \cdot 10^{-10}$	+1	1/2	+	1	+1	1	0	-1	0	0
Sigma	Σ^0	1192.64	$7.4 \cdot 10^{-20}$	0	1/2	+	1	0	1	0	-1	0	0
	Σ^-	1197.45	$1.49 \cdot 10^{-10}$	-1	1/2	+	1	-1	1	0	-1	0	0
	Ξ^0	1314.83	$2.90 \cdot 10^{-10}$	0	1/2	+	1/2	+1/2	1	0	-2	0	0
	Ξ^-	1321.31	$1.64 \cdot 10^{-10}$	-1	1/2	+	1/2	-1/2	1	0	-2	0	0
Omega	Ω^-	1672.45	$0.821 \cdot 10^{-10}$	-1	3/2	+	0	0	1	0	-3	0	0
	Λ_c^+	2284.9	$2.0 \cdot 10^{-13}$	+1	1/2	+	0	0	1	0	0	+1	0
	Σ_c^{++}	2452.5	$2.95 \cdot 10^{-22}$	+2	1/2	+	1	+1	1	0	0	+1	0
	Σ_c^+	2451.3	$< 1.43 \cdot 10^{-22}$	+1	1/2	+	1	0	1	0	0	+1	0
	Σ_c^0	2452.2	$2.95 \cdot 10^{-22}$	0	1/2	+	1	-1	1	0	0	+1	0
	Ξ_c^+	2466.3	$4.42 \cdot 10^{-13}$	1	1/2	+	1/2	+1/2	1	0	1	1	0
	Ξ_c^0	2471.8	$1.12 \cdot 10^{-13}$	0	1/2	+	1/2	-1/2	1	0	1	1	0
	Ω_c^0	2697.5	$0.69 \cdot 10^{-13}$	0	1/2	+	0	0	1	0	2	1	0
	Λ_b^0	5624	$12.29 \cdot 10^{-13}$	0	1/2	+	0	0	1	0	0	0	-1

Die Eigenschaften der bekannten Teilchen, ihre Zerfallskanäle und spektroskopischen Daten sind in Tabelle A1 (im Anhang) zusammengestellt.

2.2 Grundbegriffe

Zur Beschreibung und Erläuterung von Vorgängen im Bereich der Elementarteilchen werden eine Vielzahl an Begriffen aus anderen Gebieten der Physik benutzt. Es werden Informationen aus der Atom- und Kernphysik vorausgesetzt, von denen einige nachfolgend noch einmal zusammengestellt und erläutert werden.

Einheiten

Naturkonstanten sind physikalische Größen, die einen Zahlenwert und eine meist zusammengesetzte Dimension haben. Dazu gehören u. a. die Lichtgeschwindigkeit

$$c = 299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

und die durch 2π dividierte Plancksche Konstante

$$\frac{h}{2\pi} = \hbar = 6,582173 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}. \quad (2.2)$$

In der Elementarteilchenphysik hat es sich als praktisch erwiesen, die Einheiten geeignet zu wählen, um beide Größen mit dem Zahlenwert 1 verwenden und sie als dimensionslos betrachten zu können. Mit $\hbar = c = 1$ führt man für bisher verwendete Größen neue Dimensionen ein, wodurch einige von ihnen formal ineinander übergehen.

Aus der Einstein-Beziehung $E = m \cdot c^2$ wird mit $c = 1$ der Zahlenwert der Energie gleich dem Zahlenwert der Masse:

$$E = m. \quad (2.3)$$

Der relativistische Zusammenhang zwischen Energie und Dreierimpuls

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (2.4)$$

nimmt die Form

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$$

an. Für das Photon gilt dann $|\vec{p}| = E$; der Zahlenwert des Impulses wird gleich dem Zahlenwert der Energie. Ebenso wird aus $E = \hbar\omega$ mit $\hbar = 1$: $E = \omega$. Zahlenwert von Energie und Kreisfrequenz werden gleich. Die Compton-Wellenlänge eines Teilchens der Masse m ist definiert als

$$\frac{\lambda_c}{2\pi} = \lambda_c = \frac{\hbar}{m \cdot c}. \quad (2.5)$$

Hier erhält man als Compton-Wellenlänge eine reziproke Masse

$$\lambda_c = m^{-1}. \quad (2.6)$$

Kombiniert mit der Energieberechnung gilt auch

$$E = \lambda_c^{-1}$$

(Energie gleich reziproker Länge).

Auch das magnetische Moment, $\mu = \frac{e\hbar}{2m \cdot c}$, wird dann in der Form $\mu = \frac{e}{2m}$ benutzt.

Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt stellt eine physikalische Größe dar, mit der die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Prozesses im submikroskopischen Bereich beschrieben wird. Für Stoßprozesse wird er nur für Anfangszustände mit zwei Stoßpartnern, Teilchen oder Quanten, definiert. Damit gibt er die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Prozeß auftritt. Im Gegensatz zu einer dimensionslosen statistischen Wahrscheinlichkeit wird der Wirkungsquerschnitt in einer Flächeneinheit, m^2 , cm^2 , angegeben. Dies beruht auf folgender Vorstellung: Die Form eines Teilchens, projiziert auf eine Ebene, ergibt eine Fläche. Beim Stoß zweier Teilchen können sich die beiden Flächen überlagern, wodurch eine Überlagerungsfläche entsteht, die dann den Bruchteil einer Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion im Stoß angibt. Dieses rein geometrische Bild läßt sich auch auf solche Fälle ausdehnen, in denen Kräfte über die geometrische Begrenzung der Teilchen hinausreichen oder die Teilchen als punktförmig angesehen werden. Dadurch wird die bei der Streuung „wirksame Fläche“ der Teilchen entsprechend vergrößert. Die Anzahl der Reaktionen in der Zeiteinheit ist

$$R = \sigma \cdot j \cdot n_s,$$

wobei j die Anzahl der pro Flächen- und Zeiteinheit auf ein Target einfallenden Teilchen und n_s die Anzahl der Streu- oder Reaktionszentren ist. Die Proportionalitätskonstante σ ist der Wirkungsquerschnitt, der die Dimension einer Fläche hat. Charakteristische Bezugsgröße ist in allen Fällen der geometrische Querschnitt eines Systems. Für atomare Prozesse sind Wirkungsquerschnitte von 10^{-16} cm^2 charakteristisch, denn der Atomradius ist $r = 10^{-8} \text{ cm}$. Bei nuklearen Prozessen gilt entsprechend 10^{-26} cm^2 .² Wird der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie betrachtet, so spricht man von einer Anregungsfunktion für eine bestimmte Reaktion. Reaktionsausbeuten in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel werden differentielle Wirkungsquerschnitte genannt, wobei unter Reaktionen alle Zustandsänderungen in atomaren und subatomaren Systemen verstanden werden.

Matrixelement

In der Quantenmechanik werden Zustände eines Systems durch eine Wellenfunktion ψ beschrieben. Das Absolutquadrat der Wellenfunktion gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte an, das System in diesem Zustand zu finden. Geht ein System von einem Anfangszustand in einen anderen Zustand über durch einen physikalischen Prozeß, so wird dies mathematisch durch die Einwirkung eines Operators \hat{O} auf die ursprüngliche Wellenfunktion beschrieben. Das Integral über das Produkt aus dem durch den Operator \hat{O} geänderten Anfangszustand und dem zu messenden Endzustand gibt die Wahrscheinlichkeit des Übergangs an. Numeriert man die Zustände mit ganzen Zahlen n , greift dann aus der Menge zwei heraus, z. B. n und m , so stellt das Integral $\int \psi_n^* \hat{O} \psi_m d^3x$ die Amplitude für den Übergang von ψ_m nach ψ_n unter Einwirkung des Operators \hat{O} dar. Die Gesamtheit aller Übergänge läßt sich in Matrixform mit n Zeilen und m Spalten anordnen. Der Ausdruck

$$M_{nm} = \int d^3x \psi_n^* \hat{O} \psi_m$$

²Da ein 100facher Wirkungsquerschnitt als sehr groß angesehen wurde, prägte man als neuen Begriff das „Scheunentor“ (engl. barn) als Einheit für kernphysikalische Prozesse ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

wird Matrixelement genannt. Die Übergangswahrscheinlichkeit, d. h. die Zahl der Übergänge pro Zeiteinheit (die Reaktionsrate), enthält außer dem Quadrat des Matrixelements auch die Zahl der im betreffenden Energieintervall auftretenden Zustände $\frac{dn}{dE}$, in die Übergänge möglich sind. Daraus ergibt sich in erster Näherung als Fermis „Goldene Regel“ für die Übergangswahrscheinlichkeit:

$$W_{m \rightarrow n} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \cdot \frac{dn}{dE} \quad [\text{s}^{-1}]. \quad (2.7)$$

Der im Experiment gemessene Wirkungsquerschnitt σ ist wegen der Gleichsetzung von Übergangswahrscheinlichkeit und Reaktionsrate direkt proportional dem Quadrat des Matrixelements:

$$\sigma \sim |M|^2.$$

Der Proportionalitätsfaktor wird durch den Teilchenstrom, die Targetbelegung und einen statistischen Faktor gegeben, der die durch Drehimpulse charakterisierte Vielfachheit der Zustände angibt.

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten ist in völliger Allgemeinheit wegen der Vielzahl der zu berücksichtigenden Einflüsse schwierig und häufig unmöglich. Deshalb wurden Verfahren entwickelt, die Einflüsse je nach ihrer Stärke zu berücksichtigen oder zu vernachlässigen. Besonders häufig benutzt man in der Quantenmechanik die Störungstheorie [Sc 68]. Analoge Verfahren wurden auch für die Quantenfeldtheorie entwickelt, wobei heute die Methode der Feynman-Graphen am häufigsten verwendet wird. Auch in dem vorliegenden Buch wird zur Veranschaulichung von Wechselwirkungen darauf zurückgegriffen.

Feynman-Graphen sind Diagramme, mit denen Wechselwirkungsprozesse anschaulich dargestellt werden können. Darin werden die ein- und auslaufenden Teilchen durch Linien mit Pfeilen und die ausgetauschten (virtuellen) Teilchen durch Wellenlinien gekennzeichnet. In den Knotenpunkten, auch Vertizes genannt, in denen sich die Linien treffen, werden die Teilchen entsprechend der Wechselwirkung aneinandergeschnitten. Die Regeln für diese graphische Darstellung folgen aus der störungstheoretischen Entwicklung der Quantenfeldtheorie. Die Feynman-Graphen ergeben so eine relativistisch invariante Beschreibung der bei einer bestimmten Wechselwirkung möglichen Prozesse in der betreffenden Ordnung der Störungstheorie und sind ein viel benutztes Hilfsmittel bei der Berechnung von Streuamplituden und Wirkungsquerschnitten. Die Topologie der Graphen ist durch die Struktur der Wechselwirkung bestimmt.

Zerfallswahrscheinlichkeit

Spontan auftretende Prozesse, wie z. B. der radioaktive Zerfall, werden durch die Zerfallsrate bzw. Zerfallswahrscheinlichkeit charakterisiert und gemessen. Die Zerfallsrate gibt die Zahl der Zerfälle in der Zeiteinheit (meist s) an. Ist die Zerfallsrate groß, ist es auch die Zerfallswahrscheinlichkeit, die quantenmechanisch ein Maß für den Überlagerungsbereich von Anfangs- und Endzustand, die durch je eine Wellenfunktion beschrieben werden, darstellt. Die zur Zerfallswahrscheinlichkeit reziproke Größe heißt mittlere Lebensdauer τ eines Zustandes. Das Gesetz des radioaktiven Zerfalls lautet

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}, \quad (2.8)$$

wobei $N(t)$ die Zahl der nach einer Zeit t noch nicht zerfallenen Teilchen ist, wenn zu Beginn eines Experiments $N(0)$ Teilchen vorhanden waren. Die Größe λ heißt Zerfallskonstante mit der Dimension $[\text{s}^{-1}]$. Die Zeit $t_{1/2}$, nach der gerade die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Teilchen, $1/2N(0)$, zerfallen sind, heißt Halbwertszeit. Ihre Beziehung zur Zerfallskonstanten ist gegeben durch

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.9)$$

Auch hier ergibt sich aus der Gleichsetzung der Zerfallsrate mit der Übergangswahrscheinlichkeit eine Proportionalität der Zerfallskonstanten λ mit dem Quadrat des Matrixelements:

$$\lambda \sim |M|^2.$$

Häufig wird die Zerfallsbreite als charakterisierende Größe benutzt. Sie ist definiert als

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}.$$

Kann z. B. ein Zustand auf verschiedene Arten zerfallen, so setzt sich die Gesamtzerfallsbreite $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ additiv aus den Partialbreiten Γ_i zusammen.

Literatur

- BERGER, CH.: *Elementarteilchenphysik*, 2. Aufl. Springer, Berlin **2005**.
- BETHGE, K., WALTER, G., WIEDEMANN, B.: *Kernphysik*, 2. Aufl. Springer, Heidelberg **2001**.
- DOSCH, H. G.: *Teilchen, Felder und Symmetrien (Verständliche Forschung)*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg **1995**.
- FRAUENFELDER, H., HENLEY, E. M.: *Teilchen und Kerne (Subatomare Physik)*, 4. Aufl. R. Oldenbourg, München **1999**.
- GOTTFRIED, K., WEISSKOPF, V. E.: *Concepts of Particle Physics*, Vol 1. Oxford University Press, Oxford **1984**.
- HALZEN, E., MARTIN, A. D.: *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, J. Wiley, New York **1984**.
- LOHRMANN, E.: *Hochenergiephysik*, 5. Aufl. B. G. Teubner, Stuttgart **2005**.
- PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Physics. *Phys. Lett.* 592B (**2004**) 1.
- PERKINS, D. H.: *Introduction to High Energy Physics*, 4th Ed. Cambridge University Press, Cambridge **2000**.
- POLKINGHORNE, J. C.: *The Particle Play*. W.H. Freeman, Oxford **1979**.
- BROWN, L. M., HODDESON, L. (Eds.): *The Birth of Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge **1983**.
- MUSIOL, G., RANFT, J., REIF, R., SEELIGER, D.: *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH, Weinheim **1988**.
- CAHN, R. N., GOLDHABER, G.: *The Experimental Foundations of Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge **1989**.
- PAIS, A.: *Inward Bound. Of Matter and Forces in the Physical World*, Oxford University Press, Oxford **1986**.
- NACHTMANN, O.: *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden **1986**.

