

1

Entdeckung der Radioaktivität, natürliche Radioaktivität

1.1

Entdeckung

Die Entdeckung der natürlichen Radioaktivität erfolgte 1896 durch Henri Becquerel, als er im Anschluss an die von Röntgen entdeckte Strahlung, bei der von Poincaré als Ausgangspunkt der Strahlung fälschlicherweise der grüne Phosphoreszenzpunkt der Geißleröhre vermutet wurde, Untersuchungen an phosphoreszierenden Stoffen durchführte. Als glücklicher Umstand erwies sich, dass er im Besitz von (phosphoreszierenden) Uransalzen war und sehr bald feststellen konnte, dass diese Substanzen durch Papier und Aluminium hindurch fotografische Platten schwärzen konnten. Die ersten Ergebnisse wurden am 24. Februar 1896 veröffentlicht (Sitzung der franz. Akademie d. Wissenschaften), aber schon am 5. März 1896 erkannte er, dass keine Vorbelichtung der verwendeten Uransalze notwendig war, um die fotografische Wirkung zu erzielen. Außerdem konnte er zeigen, dass andere phosphoreszierende Substanzen diese Wirkung nicht besaßen. Schließlich folgte er, dass die Strahlung eine Eigenschaft des Uranatoms war und in keinem Zusammenhang mit der Phosphoreszenz der ursprünglich untersuchten Substanzen stand. Die ausgesandten Strahlen hatten große Ähnlichkeit mit Röntgenstrahlen und wurden später als Becquerel-Strahlen bezeichnet.

Wir wissen heute, dass neben Uran noch viele andere Elemente radioaktive Strahlung emittieren, ohne dass dem eine durch den Menschen verursachte Aktivierung (Kernumwandlung) vorangeht. Man bezeichnet solche, ohne menschliches Zutun bestehende, Radioaktivität als natürliche Radioaktivität. Durch Messung, z. B. mittels eines Geigerzählers, kann man sich leicht überzeugen, dass dies kein selten auftretendes Phänomen ist, sondern vielmehr als allgegenwärtig angesehen werden kann. So ist Uran in Spurenelementen nahezu überall in der anorganischen Natur vorhanden, und auch in der Biosphäre werden verschiedene radioaktive Substanzen in alle Körper eingebaut, so dass es keine Lebewesen gibt, die nicht auch von sich aus radioaktiv sind.

Schon sehr früh erkannte man, dass mit der Radioaktivität eine Elementumwandlung verbunden ist, wobei sich die Menge des Ausgangselements (und auch

die Strahlenintensität) exponentiell verringert. Es waren der neuseeländische Physiker Ernest Rutherford (Nobelpreis für Chemie 1908) und der englische Chemiker Frederick Soddy, die an der McGill Universität in Montreal die Theorie der Elementumwandlung entwickelten [1–6]. Der Nachweis erfolgte durch chemisches Abtrennen der Elemente. Für die Intensität I der Strahlung oder die Anzahl N der Atome eines Elementes ergab sich als Funktion der Zeit t folgendes Verhalten:

$$I = I_0 e^{-\lambda t} \quad \text{bzw.} \quad N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.1)$$

mit I_0 der Intensität, N_0 der Atomzahl zum Zeitpunkt $t = 0$ und λ , einer für das untersuchte Element charakteristischen Konstante. Man bezeichnet λ als Zerfallskonstante und – wie man leicht einsieht – $T_{1/2} = \ln(2)/\lambda$ als Halbwertszeit und $\tau = 1/\lambda$ als mittlere Lebensdauer. Aufgrund von Ablenkungsversuchen im Magnetfeld konnten verschiedene Strahlenarten und Energien nachgewiesen werden, die schließlich durch Ernest Rutherford [7, 8] in drei Arten von Strahlung eingeteilt wurden, und zwar die α -Strahlung, die, wie man heute weiß, aus Heliumkernen besteht, die β -Strahlung, die aus Elektronen besteht, und die γ -Strahlung, die hochenergetische, elektromagnetische Strahlung ist.

1.2

Natürliche Radioaktivität

Aus der Tatsache, dass die Radioaktivität exponentiell abnimmt, sollte man schließen können, dass nach genügend langer Zeit keine Radioaktivität mehr vorhanden sein dürfte. Es stellt sich also die Frage, wieso eine natürliche Radioaktivität überhaupt nachweisbar ist bzw. wie sie entstanden ist. Zwei Mechanismen der Entstehung radioaktiver Substanzen sind denkbar, und beide tragen zur natürlichen Radioaktivität bei.

Die erste Möglichkeit der Entstehung natürlicher Radionuklide ist deren Erzeugung bei der Bildung der chemischen Elemente im Zug der Sternentwicklung. Damit sie auch heute noch vorhanden sind, muss ihre Halbwertszeit in der Größenordnung von mindestens 10^8 Jahren liegen. Man nennt diese Radionuklide primordial. Man kann zu dieser Gruppe auch jene zählen, die durch den Zerfall primordialer Radionuklide entstehen und selbst radioaktiv sind (natürliche Zerfallsreihen). Letztere werden auch als radiogene Radionuklide bezeichnet. Typische Beispiele für primordiale Nuklide sind ^{235}U ($T_{1/2} = 7 \cdot 10^8$ a), ^{238}U ($T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ a), ^{232}Th ($T_{1/2} = 14 \cdot 10^9$ a), ^{40}K ($T_{1/2} = 1,3 \cdot 10^9$ a) usw.

Da eine Reihe von natürlich vorkommenden Radionukliden Halbwertszeiten aufweisen, die zu gering sind, als dass diese Nuklide bei der Sternentwicklung entstanden sein können, muss geschlossen werden, dass auch andere Mechanismen die Entstehung von Radionukliden ermöglichen. Diese Mechanismen müssen zu einer dauernden Bildung von Radionukliden führen, wie etwa die Existenz einer natürlichen Tritiumkonzentration (überschwerer Wasserstoff: ^3H) mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren oder die in allen Lebewesen sowie in der Atmosphäre vorhandene Konzentration an Radiokohlenstoff (^{14}C , $T_{1/2} = 5730$ a) zeigt.

1.3

Die kosmische Strahlung

Als Ursache für diese dauernde Nachbildung ist die kosmische Strahlung anzusehen, deren Entdeckung u. a. auf Victor Hess zurückgeht (siehe später in diesem Abschnitt). Es treffen etwa 1000 Kerne pro Quadratmeter und Sekunde auf die Erdatmosphäre, wobei Protonen mit etwa 90 %, α -Teilchen mit 9 % und schwere Kerne sowie Elektronen mit etwa je 1 % zur kosmischen Strahlung beitragen. Ein Teil dieser Teilchen weist sehr hohe Energien auf, manchmal bis zu 10^{20} eV (ultrarelativistisch), was 11 Größenordnungen über der Ruhemasse der Protonen liegt. Aufgrund des Magnetfeldes der Erde kommt es zu einer Abhängigkeit der Intensität der kosmischen Strahlung von der geographischen Breite. Zumeist werden in der Literatur Werte für mittlere Breiten angegeben. Kommt es zur Bildung von Radionukliden in der Atmosphäre, so ist die Breitenabhängigkeit von nicht allzu großer Bedeutung, da in der Atmosphäre stets eine relativ rasche Durchmischung stattfindet. Im Fall von Radionukliden, die an der Erdoberfläche gebildet werden, ist jedoch die Abhängigkeit der kosmischen Strahlung von der geographischen Breite sehr wohl zu berücksichtigen. Natürlich werden durch die kosmische Strahlung auch in der interstellaren Materie Radionuklide gebildet, jedoch ist dieser Beitrag für die auf der Erde relevanten natürlichen Radionuklide als vernachlässigbar anzusehen.

Man unterscheidet in der kosmischen Strahlung aufgrund ihrer Herkunft eine solare Komponente, eine galaktische Komponente (Entstehung außerhalb unseres Sonnensystems, aber innerhalb unserer Galaxie) und eine außergalaktische (extragalaktische) Komponente.

Als Ursache der beobachteten hohen Energien in der sogenannten primären Komponente der kosmischen Strahlung können Supernova-Explosionen angenommen werden („Supernovadruckwelle“), wobei die Übertragung von kinetischer Energie eines Plasmas auf individuelle Teilchen zu einer nichtthermischen Energieverteilung mit einer Überhöhung der Intensität im hochenergetischen Bereich führt. Der Mechanismus beruht einerseits auf der wiederholten Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Magnetfeld von Schockwellen (Fermi-Mechanismus 1. Ordnung), andererseits auf der Diffusion geladener Teilchen in bewegten, inhomogenen Magnetfeldern (Irregularitäten in einer „Magnetfeldwolke“), die sich mit dem Plasma mitbewegen (Fermi-Mechanismus 2. Ordnung). Der ursprünglich von Fermi angenommene Effekt skaliert mit β^2 ($\beta = v/c$ mit v Geschwindigkeit des bewegten Magnetfeldes) daher auch Fermi-Mechanismus 2. Ordnung. Der später gefundene Fermi-Mechanismus 1. Ordnung hingegen skaliert mit β und kann zu noch höheren Energien führen. Beide Mechanismen beruhen auf dem Effekt, dass geladene Teilchen beim Durchlaufen von bewegten, magnetischen Gradientenfeldern eine Energieänderung erfahren.

Untersuchungen (AGASA Experiment) [9, 10] haben gezeigt, dass jenseits jener Energien, die durch den Fermi-Mechanismus 1. Ordnung erreichbar sind (Abschätzung beruht auf möglichen Magnetfeldstärken und deren maximalen Ausdehnungen), immer noch Teilchen nachweisbar sind. Bis vor Kurzem konnte man

sich keine Quelle für diese extrem hochenergetischen Teilchen vorstellen [11], wobei noch zusätzlich das Problem der Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Schwelle (GZK-cut-off) besteht. Man kann nämlich zeigen, dass bei sehr hohen Protonenenergien die kosmische Hintergrundstrahlung eine signifikante Absorption verursacht. Der Effekt beruht auf der Pionenproduktion ($p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ und $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$), die bei einer Schwellenenergie von etwa $6 \cdot 10^{19}$ eV einsetzt (Photonendichte der kosmischen Hintergrundstrahlung ca. 412 Quanten/cm³) und zu einer mittleren freien Weglänge von etwa 6 MPc (1 Parsec = 1 Pc \approx 3,26 Lichtjahre \approx $3,1 \cdot 10^{16}$ m, entspricht jener Entfernung, aus der der Erdbahnradius unter einer Bogensekunde gesehen wird) führt. Das bedeutet, dass die Quelle der beobachteten extrem hochenergetischen Strahlung näher als etwa 50 MPc liegen sollte. Es gibt derzeit die starke Vermutung, dass die Quelle supermassive schwarze Löcher in den Zentren der Galaxien sind [12]. (Zum Vergleich: Durchmesser der Milchstraße ca. 30 kPc, Abstand zum nächsten Galaxienhaufen (Virgo) ca. 20 MPc, Abstand zur entferntesten beobachteten Galaxie ca. 1 GPC.)

Die kosmische Strahlung wurde von Victor Franz Hess [13] bei seinen Arbeiten über radioaktive Stoffe in der Atmosphäre entdeckt. Victor Hess war damals „Erster Assistent“ unter Stefan Meyer am neu gegründeten Institut für Radiumforschung in Wien. Da damals bereits die Verteilung natürlicher radioaktiver Substanzen in der Erde und Atmosphäre im Großen und Ganzen bekannt war, konnte erwartet werden, dass mit zunehmendem Abstand von der Erdoberfläche die „durchdringende Strahlung“ abnahm. In den Jahren 1909 und 1910 untersuchten auch andere Forscher (Wulf, Bergwitz, Gockel) die Radioaktivität in größeren Höhen und unternahmen sogar Ballonfahrten, jedoch konnten keine eindeutigen Ergebnisse erzielt werden. In den Jahren 1911 und 1912 unternahm Hess mehrere Ballonfahrten (siehe Abb. 1.1) und konnte dabei eindeutig eine Zunahme der Strahlenintensität mit der Höhe feststellen [14, 15].

Es wurden 1913–1914 auch von W. Kolhörster Ballonaufstiege bis 9 km Höhe unternommen, jedoch wurden die Experimente durch den 1. Weltkrieg unterbrochen. Hess errichtete noch 1913 eine Station zur Dauerbeobachtung auf dem Hochobir. In den Dreißigerjahren erfolgte schließlich die endgültige Identifikation der „Höhenstrahlung“ als kosmische Strahlung mit Hilfe von Arbeiten von Piccard, Cosyns, Regener, Pfotzer, Bothe und Kolhörster. Schließlich erhielt Victor Hess 1936 den Nobelpreis für Physik für die Entdeckung der kosmischen Strahlung.

Treffen die hochenergetischen Protonen der kosmischen Strahlung auf die Atomkerne der Elemente in der Atmosphäre, so kommt es einerseits zu einer Zertrümmerung der Targetkerne, andererseits vor allem zur Erzeugung von Pionen (π^+ , π^- , π^0), Protonen, Antiprotonen und sogenannten „strange particles“. Es werden dabei zumeist mehrere hochenergetische Teilchen pro Stoß erzeugt, die aufgrund der hohen Energie des einfallenden Teilchens parallel zur Einfallsrichtung gebündelt emittiert werden. Diese können mit anderen Kernen neuerlich eine Kernreaktion eingehen, und es entsteht ein Schauer von sekundären Teilchen, die teilweise die Erdoberfläche erreichen können. Mittels Koinzidenzmessungen an der Erdoberfläche kann auf die ursprüngliche Quelle eines Schauers zurück-



Abb. 1.1 Victor Hess bei einem seiner Ballonaufstiege.

geschlossen werden. Die verwendeten Detektoren können dabei über Flächen von mehreren hundert Quadratmetern verteilt sein. Getroffene Kerne verbleiben meist in hoch angeregten Zuständen, wobei die Anregungsenergie durch „Abdampfen“ von Kernfragmenten, insbesondere Neutronen, abgegeben wird. Diese „Abdampfung“ ist im Massenmittelpunktsystem isotrop (kein Winkel bevorzugt). Für die Produktion von radioaktiven Nukliden ist das Entstehen von Neutronen von entscheidender Bedeutung. Da Neutronen keine elektrische Ladung besitzen, können sie leicht in den Kern eindringen und Kernreaktionen auslösen. Daneben kann ein Teil der Anregungsenergie natürlich auch über γ -Emission abgegeben werden. Diese Art von nuklearer Wechselwirkung hochenergetischer Projektile mit Atomkernen wird als Spallationsreaktion bezeichnet (siehe Abb. 1.2).

1.4

Strahlenarten und natürliche Zerfallsreihen

Nach der Entdeckung der Becquerel-Strahlen 1898 untersuchten unabhängig voneinander G.C. Schmidt und Maria Curie (geb. Sklodowska) ob noch andere Elemente die Eigenschaft der Becquerel-Strahlung aufweisen. (Pierre Curie hatte mit seinem Bruder Jacques die piezoelektrischen Eigenschaften von Quarz entdeckt

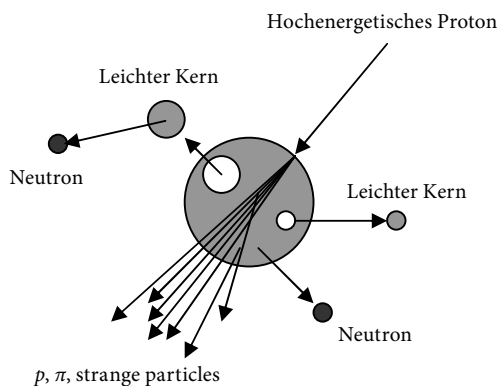


Abb. 1.2 Symbolische Darstellung der Wechselwirkung hochenergetischer Protonen aus der kosmischen Strahlung mit Nukliden der Atmosphäre.

und damit Luftionisationsmessungen durchgeführt. Er schlug infolgedessen seiner Frau Marie, unmittelbar nach der Geburt ihrer Tochter Irène, die genaue Messung der Uranstrahlen als Dissertationsthema vor.) Sie fanden, dass auch Thorium eine solche Strahlung emittiert. Es fiel sofort auf, dass diese beiden Elemente unter den damals bekannten Elementen jene mit den größten Atomgewichten (238 und 232) waren, und dass diese relativ weit von den nächsten bekannten schweren Elementen Wismut ($AG = 208$) und Blei ($AG = 207$) entfernt lagen. Marie Curie untersuchte systematisch alle ihr zugänglichen Mineralien, fand jedoch, dass nur jene strahlten, die uran- oder thoriumhaltig waren. Die Messmethoden wurden nach der Erkenntnis über die ionisierende Wirkung der Strahlen bald verbessert, und Marie Curie bediente sich bei ihren grundlegenden Versuchen bereits elektrischer Messmethoden (Elektroskope). Dank der damit erzielten Messgenauigkeit konnte sie feststellen, dass einige Mineralien eine höhere Aktivität aufwiesen, als es dem Urangehalt entsprach. Insbesondere zeigte ein künstlich hergestellter Chalkolith (Tobernit, $Cu(UO_2)_2(PO_4)_2 \cdot 12H_2O$) eine signifikant geringere Aktivität als ein natürlicher Chalkolith. Es war bereits damals einigermaßen gesichert, dass die Strahlung eine Atomeigenschaft ist und nicht von der chemischen Bindung abhängt. Marie Curie zog daher den Schluss, dass ein noch stärker strahlendes Element dem natürlichen Uran in ganz geringer Konzentration beigemengt sein müsste. Zusammen mit ihrem Mann Pierre Curie versuchte sie nun die Uranmineralien chemisch aufzuarbeiten und zu trennen, wobei die Radioaktivität als Indikator verwendet wurde. In ihren Trenngängen fand sie in der Fraktion, in der sich Wismut abschied, einen Stoff, der etwa 400-mal so stark strahlte wie Uran. Zu Ehren ihrer Heimat nannte sie dieses neue Element Polonium. Schon am 26. Dezember 1898 konnte das Ehepaar Curie gemeinsam mit dem Chemiker Gustave Bémont berichten, dass in der Bariumfraktion ein weiteres radioaktives Element gefunden wurde, das sie Radium nannten. Diese Elemente wurden aus der Uranpechblende gewonnen, nachdem das Uran bereits abgeschieden worden war. Sie nahmen daher an, dass die gefundenen radioaktiven Substanzen in den Rückständen der Uranverar-

beitung angereichert sein müssten. Da um die Jahrhundertwende das bedeutendste Uranbergwerk in Österreich-Ungarn lag, wandten sie sich an den damaligen Präsidenten der Wiener Akademie der Wissenschaften, Eduard Sueß, mit der Bitte um Überlassung von Rückständen aus der Uranaufbereitung von St. Joachimsthal. (Uran wurde damals vorwiegend zur Herstellung von Farben und Emailglasuren verwendet.) Dem Bergwerk St. Joachimsthal ging es damals wirtschaftlich nicht besonders gut, denn der Uranabbau war nicht allzu ertragreich und das früher vorhandene Silber- und Bleierz bereits abgebaut. Der zuständige Bergrat überlegte, ob aus den Rückständen der Uranverarbeitung nicht später nochmals Silber extrahiert werden könnte und ließ einen großen Teil davon lagern, so dass zur Zeit der Anfrage aus Frankreich eine große Menge dieser Rückstände vorhanden war. Das österreichische Ackerbauministerium stellte den Curies unentgeltlich bzw. zum Selbstkostenpreis zwei Waggonladungen davon zur Verfügung, aus denen dann größere Mengen der strahlenden Substanzen gewonnen werden konnten (aus 11 t Material wurden ca. 85 mg Radium gewonnen) und die schließlich zur Aufklärung der Zusammenhänge dienten. (Das war übrigens der erste und wahrscheinlich wichtigste Transport radioaktiver Abfälle.)

Es war sehr bald klar geworden, dass verschiedene Arten von Strahlung zu unterscheiden waren, denn Absorptionsversuche zeigten, dass es eine Art der Strahlung gab, die sehr leicht zu absorbieren war, eine andere, die schon dickere Schichten durchdrang, und schließlich eine weitere Art der Strahlung, die nur durch massive Abschirmmaterialien zu schwächen war. 1899/1900 zeigten unabhängig voneinander F. Giesel, St. Meyer und E. von Schweidler sowie H. Becquerel, dass sich „Radiumstrahlen“ im Magnetfeld ablenken lassen. Nicht ablenken ließen sich aber „Poloniumstrahlen“. Man fand eine Fülle von Kombinationen von weichen, harten, ablenkbaren und nichtablenkbaren Strahlen. Schließlich war es E. Rutherford, dem die richtige Deutung all dieser Strahlungserscheinungen gelang. Man unterscheidet zwischen:

- α -Strahlen: das sind ${}^4\text{He}$ -Kerne (Nachweis aufgrund der Messung des Funkenspektrums des gebildeten Gases durch Rutherford [16]), die im Magnetfeld aufgrund ihrer positiven Ladung abgelenkt werden;
- β -Strahlen: das sind Elektronen, die aufgrund ihrer negativen Ladung im Magnetfeld in die andere Richtung abgelenkt werden und, da ihre Masse viel geringer ist als die der He-Kerne, auch eine viel stärkere Ablenkung erfahren. (Da die ablenkende Kraft proportional $\vec{v} \times \vec{B}$ ist und da $v = (2E/m)^{1/2}$, wird bei gleicher Energie der Teilchen ein Magnetfeld als Massenseparator wirken.) Anders als α - und γ -Strahlen werden β -Strahlen mit keiner festen Energie emittiert, sondern zeigen eine kontinuierliche Energieverteilung;
- γ -Strahlen: das sind elektromagnetische Strahlen, die im Magnetfeld keine Ablenkung erfahren. Historisch war man sich über diese Art der Strahlung lange Zeit nicht sicher; so wurde auch vermutet, dass es sich um neutrale Teilchen handeln könnte.

Die meisten Forscher vermuteten bereits damals, dass alle diese unterschiedlichen Effekte auf sukzessiven Zerfällen radioaktiver Substanzen beruhen. Es waren wie-

der E. Rutherford und F. Soddy, die diese Zerfallshypothese im Einzelnen systematisch untersucht haben.

Heute weiß man, dass im Prinzip maximal vier natürliche Zerfallsreihen existieren können, da bei β -Zerfall die Massenzahl nicht geändert wird und bei α -Zerfall sich die Massenzahl stets um 4 ändert. Tatsächlich existieren nur drei natürliche Zerfallsreihen, ausgehend von den langlebigen Nukliden ^{232}Th , ^{238}U und ^{235}U mit den historischen Bezeichnungen Thorium-Reihe, Uran-Radium-Reihe und Actinium-Reihe. Die vierte mögliche Zerfallsreihe ($4n + 1$ Reihe) sollte von ^{237}Np ausgehen, welches aber mit einer Halbwertszeit von „nur“ 2,14 Millionen Jahren viel zu kurzlebig ist, als dass noch ausreichend Material vorhanden wäre, diese Zerfallsreihe zu speisen. In Abb. 1.3 sind die natürlichen Zerfallsketten (wie heute bekannt) schematisch dargestellt (auf die historischen Namen wurde verzichtet).

Man sieht, dass innerhalb dieser Zerfallsreihen die Halbwertszeiten sehr unterschiedlich sind. Einerseits gibt es sehr lange Halbwertszeiten (z. B. ^{234}U : $T_{1/2} = 2,5 \cdot 10^5$ a), andererseits auch extrem kurze (z. B. ^{212}Po : $T_{1/2} = 0,3 \mu\text{s}$). Außerdem kommt es innerhalb der Zerfallsreihen zu Verzweigungen, d. h. einige Nuklide zerfallen auf mehr als eine Art, nämlich sowohl über α -Emission als auch über β -Radioaktivität. Schließlich muss noch erklärt werden, wieso es außerdem noch zur Emission von γ -Strahlung kommt. Der Zerfall eines „Mutternuklids“ in ein „Tochternuklid“ muss nicht in den energetisch tiefsten Zustand des „Tochternuklids“ führen. Dieses Folgeprodukt kann also in einem „angeregten“ Zustand gebildet werden. Der Übergang in den energetisch tiefsten Zustand kann somit durch Emission eines γ -Quants erfolgen. In Abb. 1.4 ist ein Ausschnitt aus der ^{238}U -Reihe dargestellt, der dieses Verhalten in einem Energiediagramm zeigt.

Die radioaktiven Substanzen können also aus sich selbst heraus Energie freisetzen, was zu einer Krise der klassischen Physik geführt hat, die ja eine Erhaltung der Energie verlangt. Die Lösung dieses Problems ergab sich erst durch Einsteins spezielle Relativitätstheorie.

Schon damals hat sich etwa Soddy die Frage gestellt, ob diese Energie in Zukunft zu Gutem oder zu Bösem genutzt werden könnte. Die unbegrenzte und billige Energie der Kerne könnte zu einem Paradies auf Erden oder aber zu gewaltigen Zerstörungen bis zur Auslöschung der menschlichen Zivilisation durch „radioaktive“ Bomben führen. Auch H.G. Wells [17] wurde durch solche Szenarien zu einer 1913 geschriebenen Science-Fiction-Novelle inspiriert. Wells spricht darin erstmalig von einer „atomic bomb“, die in einem europäischen Konflikt („The Last War“) 1956 eingesetzt und später dieser Krieg durch eine Friedenskonferenz am Lago Maggiore beendet wird. Diese Konferenz sichert der Welt den immerwährenden Frieden und durch die Atomenergie kann eine glückliche Zukunft garantiert werden. Am Beginn dieses Buches erklärt ein Universitätsprofessor seinen Schülern folgendes: *This little box contains about a pint of uranium-oxide; that is to say about fourteen ounces of elementary uranium. It is worth a pound. And in this bottle, ladies and gentlemen, in the atoms in this bottle there slumbers at least as much energy as we could get by burning a hundred and sixty tons of coal. If at a word, in one instant, I could suddenly release that energy here and now, it would blow us and everything about*

²³⁵ U Zerfallskette ($A = 4n + 3$)									²³¹ Th 25.5 h ↘	100% ← α	²³⁵ U 7 · 10 ⁸ a
			²¹⁵ Bi 7.4 m ↘	97% ← α	²¹⁹ At 9.9 m ↘	4 · 10 ⁻³ % ← α	²²³ Fr 21.8 m ↘	1.2% ← α	²²⁷ Ac 21.8 a ↘	100% ← α	²³¹ Pa 3.3 · 10 ⁴ a
		²¹¹ Pb 36.1 m ↘	>99.9% ← α	²¹⁵ Po 1.8 ms ↘	100% ← α	²¹⁹ Rn 3.96 s ↘	100% ← α	²²³ Ra 11.4 d ↘	100% ← α	²²⁷ Th 18.7 d	
	²⁰⁷ Tl 4.8 m ↘	99.68% ← α	²¹¹ Bi 2.13 m ↘	100% ← α	²¹⁵ At 0.1 ms						
		²⁰⁷ Pb stable	100% ← α	²¹¹ Po 0.52 s							

Abb. 1.3 Die natürlichen Zerfallsreihen: Pfeile nach links bedeuten α -Zerfälle mit in Prozent angegebenen Häufigkeiten, Pfeile nach rechts unten stellen β -Zerfälle dar. Die Halbwerts-

zeiten der Nuklide sind unter ihren Symbolen notiert. Dicke Pfeile symbolisieren die bevorzugten Zerfallsverläufe.

us to fragments; if I could turn it into a machinery that lights this city, it would keep Edinburgh brightly lit for a week. But at present no man has an inkling of how this little lump of stuff can be made to hasten the release of its store!

Die Einschätzung vieler Wissenschaftler war damals wesentlich skeptischer. Als Beispiel sei hier ein Zitat aus dem Buch Radioaktivität von St. Meyer und E. von Schweidler [18] angeführt: *Die großtechnische Anwendung der in den radioaktiven Substanzen aufgespeicherten Energien in der Form irgendwelcher „Atom-*

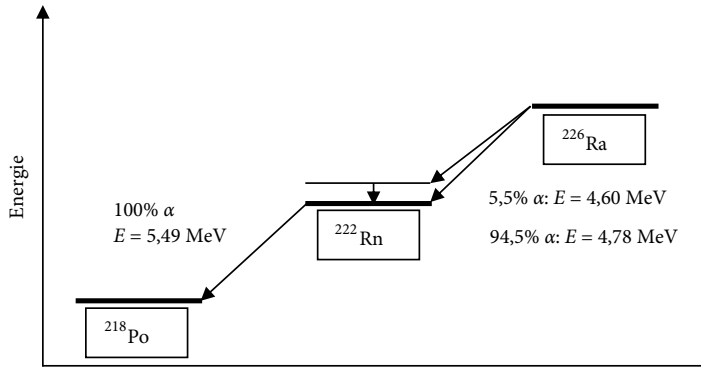


Abb. 1.4 Der Zerfall von ^{226}Ra in ^{222}Rn erfolgt zu 94,5 % durch α -Emission mit einer Energie von 4,78 MeV in den Grundzustand von ^{222}Rn und zu 5,5 % mit einer Energie von 4,60 MeV in den angeregten Zustand von ^{222}Rn (Anre-

gungsenergie 0,18 MeV). Der Übergang in den Grundzustand erfolgt über Emission eines (z. T. konvertierten¹⁾) γ -Quants der Energie 0,18 MeV (Rückstoß vernachlässigt).

Explosions-Motoren‘ gehört jedoch in das Reich der Fabel, da hierzu die vorhandenen auf kleinem Raum konzentrierbaren Mengen nicht hinreichen können.

1.5

Zerfallsgesetze, radioaktives Gleichgewicht

Der zeitliche Verlauf der Bildung und des Zerfalls von Aktivitäten soll nun genauer untersucht werden. Die Aktivität A ist die Anzahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome einer Substanz (entspricht der zeitlichen Abnahme der Atomzahl). Die Einheit der Aktivität ist 1 Bq (1 Becquerel), was einen Zerfall pro Sekunde bedeutet. Da der radioaktive Zerfall ein stochastischer Prozess ist, ist die Anzahl der Zerfälle pro Zeiteinheit, also die Aktivität, zur Gesamtzahl N der vorhandenen Atome proportional:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (1.2)$$

Diese Differentialgleichung lässt sich mit dem Ansatz

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.3)$$

lösen, mit der Konstanten N_0 der Atomzahl zum Zeitpunkt $t = 0$. Entsprechend ergibt sich für die Aktivität

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.4)$$

1) Die γ -Übergangsenergie wird auf ein Hüllenelektron übertragen und dieses wird aus dem Atom emittiert. Damit ergibt sich die Energie der Konversionselektronen als Differenz von γ -Energie und atomarer Bindungsenergie des Elektrons.

Die Konstante λ ist die Zerfallskonstante und hängt mit der Halbwertszeit folgendermaßen zusammen:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (1.5)$$

Betrachten wir nun den Fall, dass ein Nuklid einerseits von einer Muttersubstanz gebildet wird, andererseits selbst mit einer gewissen Halbwertszeit zerfällt. Die zugehörige Differentialgleichung muss also folgendermaßen lauten ($\lambda_1 \neq \lambda_2$):

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 - \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_0 e^{-\lambda_1 t}. \quad (1.6)$$

Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung bedeutet den Zerfall des Tochterprodukts, der proportional der Atomzahl des Tochterprodukts (N_2) ist, und der zweite Teil bedeutet die Nachbildung des Tochterprodukts aus dem Zerfall der Muttersubstanz (dN_1/dt). Das negative Vorzeichen stammt daher, dass N_1 mit der Zeit weniger wird, also (dN_1/dt) negativ ist, jedoch jeder zerfallende Kern der Muttersubstanz einen zusätzlichen Tochterkern erzeugt, also einen positiven Beitrag zu (dN_2/dt) liefern muss. Für diesen Beitrag kann bereits der vorher berechnete exponentielle Abfall eingesetzt werden. Obige Differentialgleichung ist eine gewöhnliche, inhomogene Differentialgleichung 1. Ordnung. Die allgemeine Lösung ergibt sich als Summe aus den Lösungen der homogenen Differentialgleichung und einer speziellen Lösung der inhomogenen Differentialgleichung, die man aus der allgemeinen Lösung der homogenen Differentialgleichung durch Variation der Konstanten erhält. Für die spezielle Anfangsbedingung $N_1 = N_0$ und $N_2 = 0$ für $t = 0$ ergibt sich für die Anzahl der Tochterkerne zur Zeit t

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (1.7)$$

Abbildung 1.5 zeigt die Teilchenzahlen als Funktion der Zeit von Mutter- und von Tochternuklid in den Fällen, dass das Tochternuklid größere bzw. kleinere Halbwertszeit als die Mutter aufweist. Man erkennt aus dieser Abbildung, dass bei Zeiten viel größer als die Halbwertszeit der Mutter das Folgeprodukt mit längerer Halbwertszeit zuerst gebildet wird (Anstieg) und auch nach nahezu vollständigem Zerfall der Muttersubstanz noch immer vorhanden ist und danach mit der eigenen Halbwertszeit abnimmt. Bei einem Folgeprodukt, das eine kürzere Halbwertszeit als die Mutter hat, steigt am Anfang natürlich auch die Teilchenzahl, jedoch wird sie nie die der Mutter übersteigen. Vielmehr stellt sich asymptotisch das sogenannte *radioaktive Gleichgewicht* ein, d. h. es werden gerade so viele Tochterkerne pro Zeiteinheit zerfallen wie durch den Zerfall der Muttersubstanz nachgebildet werden. In diesem Fall ist die Aktivität der Mutter gleich jener der Tochter, d. h. die Aktivität der Tochtersubstanz fällt mit der Halbwertszeit der Muttersubstanz ab (laufendes radioaktives Gleichgewicht). Ist die Muttersubstanz sehr langlebig (Aktivität nahezu konstant), nähert sich die Aktivität der Tochtersubstanz dieser konstanten Aktivität stetig an, was auch als säkulares radioaktives Gleichgewicht

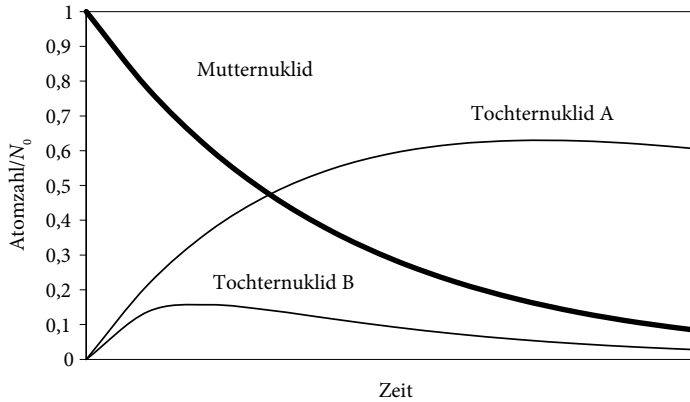


Abb. 1.5 Auf N_0 normierte Teilchenzahlen von Mutternuclid (dicke Linie) und eines Tochternuclides mit vierfacher Halbwertszeit (Kurve A) und eines mit nur einem Viertel

der Halbwertszeit der Mutter (Kurve B) unter der Voraussetzung, dass zur Zeit $t = 0$ die Tochtersubstanz vollständig abgetrennt war.

(Dauergleichgewicht) bezeichnet wird.

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} \Leftrightarrow A_1 = A_2 \quad \text{radioaktives Gleichgewicht} \quad (1.8)$$

Rechnerisch ergibt sich für $t \gg T_{1/2}(2)$ und $T_{1/2}(1) > T_{1/2}(2)$ ($\lambda_1 < \lambda_2$)

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \frac{1}{1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}} \rightarrow \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (1.9)$$

und für $T_{1/2}(1) \gg T_{1/2}(2)$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$)

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}(1)}{T_{1/2}(2)} \quad (1.10)$$

was natürlich auch gleich aus $A_1 = \lambda_1 N_1 = A_2 = \lambda_2 N_2$ folgt.

Eine Anwendung, die sich aus dem Wissen über den radioaktiven Zerfall ergibt, ist z. B. die Altersbestimmung von kohlenstoffhaltigen Materialien über den darin enthaltenen Radiokohlenstoff (^{14}C -Datierungsmethode): Die Bildung von ^{14}C erfolgt primär in der durch die kosmische Strahlung induzierten Reaktion Neutron + $^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + \text{Proton}$ (heutige Schreibweise: $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$) in den oberen Schichten der Troposphäre mit weitgehend konstanter Rate. In der Atmosphäre wird der Kohlenstoff zu CO_2 oxidiert. Die Halbwertszeit von ^{14}C beträgt 5730 Jahre. Da der Radiokohlenstoff chemisch dem stabilen Kohlenstoff gleicht, wird er in gleicher Weise dessen Umsetzungen mitmachen. Insbesondere gelangt Kohlenstoff über die Assimilation in den Biokreislauf. Es stellt sich daher in allen biologischen Materialien, sieht man von speziellen Fraktionierungseffekten ab, ein Gleichgewicht zwischen ^{14}C und ^{12}C ein, das dem in der Atmosphäre entspricht („Rezentkonzentration“). Im (Norm-)Menschen sind etwa 10^{15} Atome ^{14}C vorhanden, was

zu einer ^{14}C -Aktivität von 3,7 kBq führt. ^{14}C gelangt aber auch in Karbonsinter (z. B. Tropfsteine), indem das im Wasser gelöste Bikarbonat ausgeschieden wird und dieser „biogene“ Kohlenstoff im Karbonatanteil des Kalks verbleibt. Stirbt ein Organismus ab, so nimmt er nicht mehr am biologischen Kreislauf teil und der radioaktive Kohlenstoff zerfällt durch β -Zerfall wieder in ^{14}N . Das Verhältnis von ^{14}C zu ^{12}C wird daher mit der Zeit immer kleiner. Gelingt es nun dieses Verhältnis zu bestimmen, so kann man auf den Zeitpunkt zurückschließen, zu welchem die Probe aus dem Biokreislauf ausgeschieden ist. Voraussetzung dafür ist, dass die natürliche ^{14}C -Konzentration in der Atmosphäre über die Zeit konstant geblieben ist. Für die Entwicklung dieser Radiokohlenstoffdatierungsmethode hat W.F. Libby [19, 20] den Nobelpreis erhalten. Aufgrund der weit gestreuten Anwendungsmöglichkeiten überragt die Radiokohlenstoffmethode alle anderen Datierungsmethoden. Die weite Verbreitung von Kohlenstoff in der Natur erlaubt die Verwendung dieser Datierungsmethode in vielen wissenschaftlichen Disziplinen, wie etwa Archäologie, Ur- und Frühgeschichte, Geographie, Glaziologie, Limnologie, Klimatologie, Geologie, Mineralogie, Hydrologie, Ozeanographie, Botanik, Bodenkunde, Bergbau, Waldbau, Holzforschung u. a.

Nach der ^{14}C -Methode kann organisches Material und anorganisches Material organischer Genese bis zu einem Alter von etwa 30 000 bis 40 000 Jahren datiert werden. Typische geeignete pflanzliche Materialien sind: Holz, Holzkohle, Borke, Blätter, Samen, Harz, Wurzeln, Stroh, Humus, Torf, Torfkohle, Gytja (Faulschlamm), Sumpfgas, Algen usw. Auch tierische Materialien wie Knochen, Haut, Fleisch, Fett, Haare, Horn, Elfenbein, Schneckengehäuse, Muschelschalen, Korallen, Seesedimente usw. können mit der ^{14}C -Methode datiert werden. Darüber hinaus eignet sich auch anorganisches Material, in das atmosphärischer (biogener) Kohlenstoff eingebaut ist, wie Karbonatsinter (Tropfsteine, Travertin). Ferner konnten archäologische Eisenartefakte über den beim Verhüttungsprozeß eingebrachten biogenen Kohlenstoff datiert werden.

Es hat sich jedoch gezeigt, dass der ^{14}C -Gehalt der Atmosphäre in der Vergangenheit zeitlich nicht konstant war (deVries-Effekt). Ursachen dafür sind in Intensitätsänderungen der kosmischen Strahlung durch Variation von Sonnenaktivität und geomagnetischem Feld sowie in Klimaschwankungen zu suchen. Um nun aus dem Radiokohlenstoffalter das wahre Alter einer Probe zu berechnen, bedarf es einer Kalibrierung, die den atmosphärischen ^{14}C -Gehalt in der Vergangenheit berücksichtigt. Das Problem wurde mit Hilfe der Dendrochronologie gelöst. Durch systematische Untersuchungen der ^{14}C -Konzentrationen in Baumringen konnte der atmosphärische ^{14}C -Gehalt mehrere Jahrtausende zurückverfolgt werden. Natürlich kann nicht aus einem Baum die gesamte Kalibrierkurve abgeleitet werden, jedoch fand man immer wieder Bäume, bei denen charakteristische Abfolgen von Jahresringen so übereinstimmten, dass eine zeitliche Überlappung der Lebenszeiträume der Bäume bestand und damit eine Kalibrierung bis etwa 10 000 v. Chr. durchgeführt werden konnte. Für weiter zurückliegende Alter greift man auf eine Kalibrierung über Korallen zurück. Um also aus dem „rein physikalischen“ Radiokohlenstoffalter das wahre Alter abzuleiten, verwendet man entsprechende Kalibrierkurven bzw. Kalibrierprogramme (z. B. OxCal oder CALIB).

1.6

Die Entdeckung des Atomkerns (Rutherford-Streuung)

Schon in den ersten Jahren nach der Entdeckung der α -Strahlung wurden Streuversuche an dünnen Folien vorgenommen. Eine der wichtigsten Erkenntnisse, die aus solchen gewonnen wurde, ist das Wissen um die Größe des Atomkerns (Rutherford'sches Atommodell [21]). Aufgrund von Streuexperimenten von α -Teilchen an ganz dünnen Goldfolien (Rutherford-Streuung), konnte gezeigt werden, dass der positiv geladene Atomkern wesentlich kleiner als ein Atom ist und die Elektronen den Kern als Hülle umgeben.

Die Experimente, die von Hans Geiger und Ernest Marsden [22, 23] unter der Leitung von Ernest Rutherford gemacht wurden, zeigten, dass neben einer relativ großen Anzahl von um nur kleine Winkel ($< 1^\circ$) gestreuten α -Teilchen auch Streuungen um große Winkel ($> 10^\circ$) erfolgten, wobei die Intensität der gestreuten Teilchen mit $1/\sin^4(\theta/2)$ (θ Streuwinkel) abnimmt. Dieses Ergebnis kann nur dadurch erklärt werden, dass die positiv geladenen α -Teilchen von einem elektrisch geladenen, (kleinen) massiven Zentrum abgelenkt werden. Damit konnte das Atommodell von Thomson [24] als nicht richtig erkannt werden. Thomson hatte das Atom als elektrisch neutral modelliert, wobei die positive Ladung gleichmäßig über das Atom verteilt sein und darinnen punktförmige negative Ladungen (Elektronen) schwimmen sollten (*Plumpudding-* oder *Rosinenkuchen-Modell*). Die beiden Modelle unterscheiden sich für die Berechnung der Streuintensitäten durch die Form des wirksamen Potentials, und es zeigt sich, dass nur ein nahezu punktförmiges Streuzentrum die beobachtete Intensitätsverteilung erklären kann.

Die folgende Rechnung wird unter Annahme eines schweren, punktförmigen Streuzentrums (Atomkern) und eines dagegen verhältnismäßig leichten, punktförmigen gestreuten Teilchens (α -Teilchens) durchgeführt. Ist dies nicht der Fall, muss anstelle der Masse des kleinen Teilchens die reduzierte Masse verwendet werden. Bei einem Vergleich mit Messergebnissen müsste die Formel dann auf das Laborsystem umgerechnet werden. Außerdem werden Strahlungseffekte und relativistische Effekte nicht berücksichtigt (nichtrelativistische Näherung).

Die Kraft F , die auf das Teilchen mit der Masse m und der Geschwindigkeit v wirkt, ist die Coulomb-Kraft. Es gilt also

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.11)$$

Da näherungsweise das Streuzentrum vor und nach der Streuung in Ruhe betrachtet wird, kann man zur weiteren Rechnung nicht den Impulserhaltungssatz verwenden. Man kann jedoch die Erhaltung des Drehimpulses L um das Streuzentrum nutzen. Einerseits verwendet man die Definition des Drehimpulses als Funktion des Abstandes r und der zeitlichen Änderung des Drehwinkels ϕ um das Streuzentrum, andererseits kennt man den Drehimpuls in großer Entfernung vom Streuzentrum durch Impuls (v_0 ist die Geschwindigkeit weit weg vom Streu-

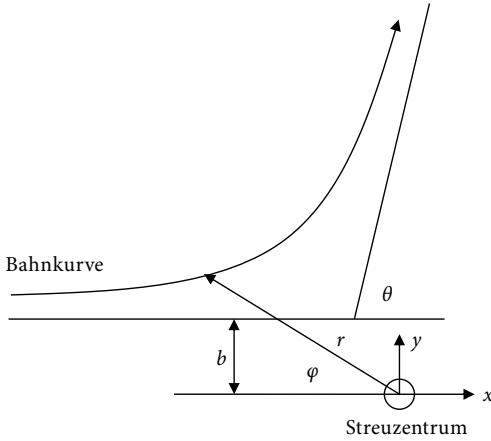


Abb. 1.6 Zur Berechnung der Rutherford-Streuung: Bahnkurvenpunkt mit Radiusvektor r vom Streuzentrum und Winkel φ zur Einschussrichtung, Streuwinkel θ und Stoßparameter b .

zentrum) und Stoßparameter b (siehe Abb. 1.6):

$$|\vec{L}| = mr^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = mv_0 b \Rightarrow \frac{1}{r^2} = \frac{1}{v_0 b} \frac{\partial \varphi}{\partial t} . \quad (1.12)$$

Betrachtet man die y -Komponente der wirkenden Kraft und setzt für $1/r^2$ das Ergebnis von (1.12) ein, erhält man

$$m \frac{dv_y}{dt} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 v_0 b} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cdot \sin \varphi . \quad (1.13)$$

Das wird nun zuerst auf beiden Seiten über die Zeit integriert

$$dv_y = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m v_0 b} \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \quad (1.14)$$

und danach über die jeweiligen Differentiale, wobei im Prinzip 2 Konstanten hinzuzufügen sind (unbestimmte Integrale).

$$v_y + C_1 = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m v_0 b} \cdot (\cos \varphi + C_2) \quad (1.15)$$

Diese Konstanten (eigentlich ist es nur eine) werden durch Anpassung an die Randbedingungen bestimmt. Als eine Randbedingungen wird die y -Komponente der Geschwindigkeit ($v_y = 0$) weit vor dem Stoß ($\varphi = 0$) verwendet

$$C_1 = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m v_0 b} \cdot (1 + C_2) \quad (1.16)$$

und als zweite Randbedingung die y -Komponente der Geschwindigkeit ($v_y = v_0 \cdot \sin \theta$) weit nach dem Stoß ($\varphi = \pi - \theta$) verwendet. Dabei geht ein, dass das

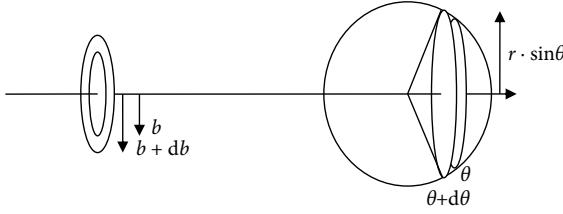


Abb. 1.7 Zur Berechnung des Rutherford-Streuquerschnitts: Einfallende Teilchen mit einem Stoßparameter zwischen b und $b + db$ werden um Winkel von θ bis $\theta + d\theta$ gestreut.

gestreute Teilchen durch die Streuung keine Energie verliert (Streuzentrum mit „unendlicher“ Masse) und daher $|\nu_0|$ erhalten bleibt.

$$\nu_0 \sin \theta + C_1 = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m \nu_0 b} \cdot (-\cos \theta + C_2) . \quad (1.17)$$

Subtrahiert man (1.16) von (1.17), erhält man

$$\nu_0 \sin \theta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m \nu_0 b} \cdot (\cos \theta + 1) \quad (1.18)$$

oder umgeformt

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 m \nu_0^2 b} = \frac{\sin \theta}{(\cos \theta + 1)} = \tan \frac{\theta}{2} . \quad (1.19)$$

Woraus sich der Zusammenhang zwischen Streuwinkel θ und Stoßparameter b ergibt:

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi \epsilon_0 E} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} . \quad (1.20)$$

Als Nächstes soll der winkeldifferentielle Streuquerschnitt berechnet werden, der grob als Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines Teilchens in einen Raumwinkel $d\Omega$ angesehen werden kann (eine genauere Definition folgt in Abschn. 1.7). Es wird also gefragt, wie viele Teilchen von einem einfallenden Strahl in einen Bereich zwischen θ und $\theta + d\theta$ hinein gestreut werden (siehe Abb. 1.7). Der Raumwinkel, der dabei aufgespannt wird – das ist die Fläche des Ringes um die Einheitskugel zwischen θ und $\theta + d\theta$ – ist

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta . \quad (1.21)$$

Wir wissen, dass bei gegebener Einschussenergie alle Teilchen, die einen Stoßparameter zwischen b und $b + db$ aufweisen, in diesen Raumwinkel gestreut werden – das sind $2\pi b \cdot db$ (Fläche des Kreisringes) Teilchen – wenn man die Flussdichte der einfallenden Teilchen auf eins setzt (normiert).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{2\pi \sin \theta \cdot d\theta} = \frac{2\pi b \cdot db}{2\pi \sin \theta \cdot d\theta} . \quad (1.22)$$

Aus (1.20) kann $db/d\theta$ errechnet werden:

$$\frac{db}{d\theta} = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_0 E} \frac{1}{2\sin^2(\theta/2)}. \quad (1.23)$$

Und zusammen mit (1.20) in (1.22) eingesetzt ergibt dies nun den gesuchten winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitt für die Rutherford-Streuung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (1.24)$$

Aus den Messungen von Geiger und Marsden [23] konnte nur festgestellt werden, dass tatsächlich die Intensität der gestreuten Teilchen mit $1/\sin^4(\theta/2)$ abnimmt und damit die Annahmen der Rechnung stimmen. Insbesondere muss der positiv geladene Atomkern wesentlich kleiner als das Atom selbst sein, also nahezu punktförmig erscheinen. Man kann aus den obigen Rechnungen leicht den Minimalabstand, den ein Teilchen zum Streuzentrum erreichen kann, berechnen (Streuung um 180°). Erst aus späteren Messungen (siehe Kapitel 5) konnten aufgrund der Abweichung der Streuquerschnitte bei sehr kleinen Stoßparametern (Einfluss der Kernkräfte) vom Rutherford-Querschnitt die Radien der Atomkerne genau bestimmt werden. Es treten übrigens auch bei sehr großen Stoßparametern Abweichungen auf, die darauf zurückzuführen sind, dass die Elektronen die elektrische Wirkung des Kerns abschirmen. Daher ist die Divergenz bei Integration von (1.24) über alle Raumwinkel, die auf die unendliche Reichweite der Coulomb-Wechselwirkung zurückzuführen ist, nicht relevant.

Rutherford versuchte auch eine Umkehrung des α -Zerfalls herbeizuführen. Er beschoss u. a. auch Stickstoff mit α -Teilchen und beobachtete dabei die Emission von Teilchen mit wesentlich größerer Reichweite in Stickstoff als jene der α -Teilchen [25]. Ein Vergleich mit Experimenten, bei denen Wasserstoff beschossen wurde, ließ Rutherford schließen, dass Wasserstoffionen aus dem Stickstoff herausgeschossen wurden, bzw. führte er eine Reihe von Experimenten durch, die diese Hypothese bestätigten [26]. Heute würde man die Reaktion folgendermaßen schreiben:



Dem Wasserstoffkern wurde schließlich der Name Proton (griech.: das Erste) gegeben. Damit war nach dem Elektron, das J.J. Thomson 1897 in Entladungsröhren nachwies und dessen Verhältnis von Masse zu Ladung bestimmte, ein weiteres Teilchen gefunden, welches am Aufbau der Atome beteiligt war.

1.7

Wirkungsquerschnitt und Massenbelegung

Die Intensitätsverteilung der durch Rutherford-Streuung abgelenkten Teilchen wurde durch einen Streuquerschnitt beschrieben. Der Begriff „Querschnitt“

(„cross-section“) hat in der Kernphysik eine besondere Bedeutung, die im Folgenden genauer diskutiert wird.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Teilchen oder Photon mit den Elektronen oder den Atomkernen des bestrahlten Materials in Wechselwirkung tritt, wird durch den *Wirkungsquerschnitt* σ charakterisiert. Da man i. a. nicht von Einzelteilchen, die auf ein Material auftreffen, sondern von einer Teilchen- oder einer Photonenflussdichte Φ ausgeht (Teilchen oder Photonen pro Flächeneinheit und Zeiteinheit, $[\Phi] = \text{L}^{-2}\text{T}^{-1}$), ergibt sich die Zahl der pro Zeiteinheit und Volumseinheit auftretenden Wechselwirkungen W ($[W] = \text{L}^{-3}\text{T}^{-1}$) zu

$$W = n \cdot \sigma \cdot \Phi, \quad (1.26)$$

mit n der Teilchendichte im bestrahlten Material ($[n] = \text{L}^{-3}$) und σ ($[\sigma] = \text{L}^2$) dem Wirkungsquerschnitt. Aus der Dimension einer Fläche erklärt sich auch der Name für σ . Man kann sich das Produkt $n \cdot \sigma$ in einfacher Weise so vorstellen, dass alle Teilchen einer Volumseinheit (n) eine gewisse Fläche (σ) den einfallenden Strahlen zum Auftreffen bieten. Wird diese Fläche getroffen, kommt es zur Wechselwirkung, wird sie nicht getroffen, kommt es zu keiner Wechselwirkung. σ ist im mathematischen Sinn natürlich keine Wahrscheinlichkeit (eine solche nimmt nur Werte zwischen 0 und 1 an und ist dimensionslos), sondern gibt nur in Multiplikation mit der *Teilchenbelegung* $d \cdot n$ (Teilchen pro Flächeneinheit, die die Strahlung in der Probe „sieht“, d : Dicke der Probe) die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung in der Probe an. Bei dieser makroskopischen Betrachtung wird davon ausgegangen, dass der Fluss Φ beim Durchtritt durch die Probe (nahezu) keine Schwächung erfährt, dass also

$$d \cdot n \cdot \sigma \ll 1 \quad (1.27)$$

ist. Der Wirkungsquerschnitt σ wird meist in barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$) oder in mb ($1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2 = 10^{-31} \text{ m}^2$) angegeben.

Man kann für jegliche Art von Wechselwirkung einen (partiellen) Wirkungsquerschnitt angeben, z. B. einen „elastischen Wirkungsquerschnitt“ für elastische Streuung, einen „Reaktionsquerschnitt“ für eine bestimmte Kernreaktion oder auch einen „totalen Wirkungsquerschnitt“. Quotienten aus solchen Querschnitten liefern dann die Verhältnisse der Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten dieser Wechselwirkungsprozesse.

Daneben sind auch oft differentielle Wirkungsquerschnitte von Wichtigkeit. So gibt der winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt $\partial\sigma/\partial\Omega$ die „Wahrscheinlichkeit“ für die Streuung in einen bestimmten Raumwinkel an (Einheit z. B.: b/sr), der energiedifferentielle Wirkungsquerschnitt $\partial\sigma/\partial E$ die Streuung in ein bestimmtes Energieintervall an (Einheit z. B.: b/MeV), und der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $\partial^2\sigma/(\partial\Omega\partial E)$ die Streuung in einen bestimmten Raumwinkel und ein bestimmtes Energieintervall an (Einheit z. B.: b/(MeV sr)).

In den meisten Fällen interessiert man sich nicht für die Anzahl der Wechselwirkungen in einer Volumseinheit, sondern in einer Probe (z. B. in einem Abschirmmaterial). Hat die Probe die Dicke d , so hat man $d \cdot n$ Teilchen in der Probe, die mit

je σ zur Wechselwirkung beitragen. Da diese Teilchenbelegung nicht direkt, sondern nur über die Kenntnis der Teilchenmasse (Kenntnis der Atomart) zugänglich ist, hat man aus praktischen Gründen die *Massenbelegung* d^* eingeführt. Diese ist also jene Masse, die pro Flächeneinheit vom einfallenden Fluss (einfallender Strahlung) getroffen wird. In SI-Einheiten ist die Massenbelegung in kg/m^2 anzugeben, üblicherweise wird sie jedoch in g/cm^2 oder mg/cm^2 gemessen. Die Massenbelegung berechnet sich zu

$$d^* = d \cdot n \cdot m \quad (1.28)$$

mit m der Atommasse, d der Dicke des Absorbers und n der Anzahl der Atome pro Volumeneinheit. In der Praxis wird die Massenbelegung auch für Materialien mit unterschiedlichen Atomarten (Ionengitter, Molekülstrukturen, Legierungen...) verwendet, wobei die Proben einfach gewogen und durch ihre der Strahlung rechtwinklig dargebotenen Flächen dividiert werden.

Die Massenbelegung wird vielfach auch für die Angabe von Reichweiten (z. B. 5,3 MeV α -Teilchen in Luft: Reichweite $4,7 \text{ mg}/\text{cm}^2$) oder Halbwertsdicken (Abfall der Intensität auf die Hälfte, z. B. 662 keV γ -Strahlung in Blei: Halbwertsdicke $7 \text{ g}/\text{cm}^2$) oder mittlere freie Weglängen verwendet.

1.8

Übungsaufgaben

Übungsaufgabe 1.1. ^{235}U und ^{238}U kommen in der Natur im Verhältnis 1 : 140 vor. Man schätze aus diesem Verhältnis und den Halbwertszeiten (^{235}U : $7,1 \cdot 10^8 \text{ a}$, ^{238}U : $4,5 \cdot 10^9 \text{ a}$) das Alter der Materie ab unter der Annahme, dass beide Isotope ursprünglich im Verhältnis 1 : 3, 1 : 1 und 3 : 1 gebildet wurden.

Übungsaufgabe 1.2. Man nehme an, dass die derzeitige Gesamtmasse von ^{226}Ra (Halbwertszeit 1600 a) auf der Erde 100 Millionen Tonnen beträgt. Wie groß war die Gesamtmasse von ^{226}Ra vor $4,5 \cdot 10^9 \text{ a}$ (kurz nach der Erdentstehung – Erdalter: $4,6 \cdot 10^9 \text{ a}$)?

Übungsaufgabe 1.3. Es gibt einen internationalen ^{14}C Standard zur Altersbestimmung nach der Radiokohlenstoffmethode, der der Aktivität des rezenten Kohlenstoffs im Bezugsjahr 1950 entspricht.

Die Aktivität in einer low-level Apparatur ergibt für den Standard eine (Brutto-)Zählrate von 11,2 Impulsen pro Minute (Imp/min). Der Leereffekt beträgt 1,7 Imp/min. Verschiedene zu untersuchende Proben ergeben die (Brutto-)Zählraten: 1,9, 6,1, 8,9, 10,0, 10,6 Imp/min. Wie groß ist das „konventionelle“ ^{14}C -Alter der Proben, wenn eine über die Jahrhunderte konstante ^{14}C Konzentration in der Erdatmosphäre angenommen und mit der Halbwertszeit von 5568 a für ^{14}C gerechnet wird?

Anmerkung: Bei der Radiokarbondatierung wird international ein „konventionelles“ ^{14}C -Alter berechnet, das auf das Jahr 1950 mittels einer Halbwertszeit von

5568 a (nach Libby) bezogen wird. Über Kalibrierkurven (konventionelles Alter gegen wahres Alter) lässt sich das tatsächliche Alter bestimmen, wobei in diesen Kalibrierkurven die unterschiedliche ^{14}C -Konzentration der Atmosphäre über die Jahrhunderte berücksichtigt ist. Diese Kurven konnten vor allem durch die Untersuchung von Jahresringen alter Baumstämme erstellt werden (Dendrochronologie). Mittels dieser Kalibrierkurven ist es nicht nötig, die „richtige“ Halbwertszeit (5730 a) zur Berechnung heranzuziehen.

Übungsaufgabe 1.4. Bei einem Mutter-Tochter-Zerfall mit $\lambda_1 < \lambda_2$ (jedoch gleiche Größenordnung), wird nach einer gewissen Zeit ein Maximum der Aktivität der Tochtersubstanz erreicht, wenn man für $t = 0$ die Tochtersubstanz als vollständig entfernt annimmt ($A(t = 0) = 0$). Wann wird dieses Maximum erreicht?

Übungsaufgabe 1.5. Das Element Samarium emittiert niederenergetische α -Teilchen mit einer Rate von 124 ± 5 Teilchen/(s g). Für diese Radioaktivität ist das Isotop ^{147}Sm (Häufigkeit 15,0 %) verantwortlich. Wie groß ist die Halbwertszeit von ^{147}Sm ?

Übungsaufgabe 1.6. Zusage seiner langen Halbwertszeit von $1,28 \cdot 10^9$ a ist das Radioisotop ^{40}K auch in natürlichem Kalium enthalten, und zwar mit einer Isotopenhäufigkeit von 0,0117 %. Wie groß ist die Kaliumaktivität eines durchschnittlichen Menschen (80 kg), der etwa 2 g Kalium pro kg Körpergewicht enthält?

Übungsaufgabe 1.7. Das Vorhandensein von ^{238}U in Mineralien/Gestein ermöglicht die Abschätzung von deren Alter. Die vom Radioisotop ^{238}U (Ordnungszahl 92) ausgehende Uran-Zerfallsreihe endet nach Bildung und Zerfall mehrerer Zwischenprodukte mit dem stabilen Bleisotop ^{206}Pb (Ordnungszahl 82). Die Halbwertszeiten der gebildeten Zwischenprodukte sind durchwegs um mehr als 4 Größenordnungen kleiner als die Halbwertszeit $4,5 \cdot 10^9$ a von ^{238}U . Es kann daher in sehr guter Näherung angenommen werden, dass jedes zerfallene ^{238}U -Atom ein ^{206}Pb -Atom gebildet hat. Wie groß ist das Alter einer Gesteinsprobe, in der das Verhältnis ^{206}Pb - zu ^{238}U -Atome zu 0,6 gefunden wurde, wenn man annimmt, dass kein Blei vorhanden war als das Gestein gebildet wurde?

Übungsaufgabe 1.8. Wie groß wäre die Drehimpulsquantenzahl l für ein an Th gestreutes Proton einer Energie von 1 MeV bei einem Streuwinkel von 90° ($m_p = 938 \text{ MeV}/c^2$)?

Übungsaufgabe 1.9. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein 5 MeV α -Teilchen durch eine Goldfolie (Au, Flächengewicht $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$) unter einem Winkel zwischen 10° und 11° gestreut wird (einfache Streuung und $M \gg m$)?

Übungsaufgabe 1.10. Unter der Annahme, dass der Wirkungsquerschnitt von Neutrinos mit Nukleonen 10^{-43} cm^2 beträgt, lässt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der ein Neutrino zentral durch die Erdkugel fliegt, ohne dass es zu einer Wechselwirkung kommt (Annahme: $\rho = 5 \text{ g}/\text{cm}^3$, $r = 6 \cdot 10^6 \text{ m}$).