

Atom- und Kernphysik

ein unterrichtsbegleitendes Scriptum

Inhaltsverzeichnis

1	Kernstrahlung	3
1.1	Ionisierende Strahlung	3
1.1.1	Strahlungsarten	3
1.1.1.1	Alpha-Strahlung	3
1.1.1.2	Beta-Strahlung	4
1.1.1.3	Gamma-Strahlung	4
1.1.2	Nachweisgeräte	4
1.1.2.1	Ionisationskammer	4
1.1.2.2	Geiger-Müller-Zählrohr	4
1.1.2.3	Szintillationszählrohr	5
1.1.2.4	Halbleiterdetektor	6
1.1.2.5	Nebelkammer, Blaskammer	6
1.2	Messung radioaktiver Strahlung	7
1.2.1	Impulsraten	7
1.2.2	Energiemessungen mit Zählrohren	8
1.2.3	Energiemessungen durch Bahnbestimmung	8
1.2.4	Reichweite und Energie von Alpha-Strahlung	9
1.2.5	Energiespektren von Beta-Strahlung	10
1.2.6	Absorption von Gamma-Strahlung	11
1.3	Radioaktiver Zerfall	12
1.3.1	Kernumwandlungen beim radioaktiven Zerfall	12
1.3.1.1	Alpha-Zerfall	12
1.3.1.2	Beta-Zerfall	12
1.3.1.3	Gamma-Prozess	13
1.3.2	Nuklidkarte	13
1.3.2.1	Bedeutung der Symbole	13
1.3.2.2	Navigation in der Nuklidkarte	14
1.3.3	Halbwertszeit	14
1.3.4	Zerfallsreihen	15
1.3.5	Radioaktives Gleichgewicht	15
2	Struktur der Atomkerne	16
2.1	Bindungsenergie der Nukleonen	16
2.2	Das Potenzialtopf-Modell des Atomkerns	16
2.2.1	Beta-Zerfall im Potenzialtopf-Modell	17
2.2.2	Alpha-Zerfall im Potenzialtopf-Modell	18
2.2.3	Gamma-Prozess im Potenzialtopf-Modell	18
3	Kernreaktionen und Kernenergie	19
3.1	Künstliche Erzeugung von Radionukliden	19
3.1.1	Wirkungsquerschnitt beim Kernbeschuss	19
3.1.2	Möglichkeiten der Kernumwandlung	19
3.1.3	Anwendung von Radionukliden	20
3.2	Kernenergie	20
3.2.1	Kernspaltung	20
3.2.2	Kritische Masse	21
3.2.3	Kernreaktoren	21
3.2.3	Kernfusion	22
3.2.4	Die Sonne als Fusionsreaktor	23

1 Kernstrahlung

Der Beginn des Zeitalters der Industrialisierung im 19. Jahrhundert - häufig verknüpft mit der Entwicklung der Dampfmaschine durch James Watt - führte nicht nur zu grundlegenden Veränderungen in der Gesellschaft, sondern bewirkte im Rahmen der rasant steigenden Technologisierung auch eine zunehmend systematischere Erforschung der Natur und ihrer Gesetze. Grundgedanke des Forschens in dieser Zeit war das möglichst vollständige Verstehen von Zusammenhängen und die Formulierung entsprechender Gesetzmäßigkeiten. Dabei ging man davon aus, dass grundsätzlich alles erforschbar und erkennbar wäre, wenn man nur genau genug messen könnte.

Die Entdeckung der Röntgenstrahlung durch Conrad Wilhelm Röntgen im Jahre 1895 gab einen ersten Hinweis, dass es eine bis dahin unbekannte Form von Strahlung gibt, die erst in der Wechselwirkung mit Fluoreszenzmaterialien oder Filmplatten sichtbar gemacht werden kann. Bereits drei Jahre später konnten Marie und Pierre Curie nachweisen, dass auch von bestimmten Stoffen eine vergleichbare Strahlung ausgeht, die wie die Röntgenstrahlung Materialien zu durchdringen vermag und ebenfalls auf gleiche Weise sichtbar gemacht werden kann. Mit den aus der Elektrostatik bekannten und zu einer hohen Empfindlichkeit verfeinerten Elektroskopen konnte nachgewiesen werden, dass die Strahlung außerdem mit einem Transport von Ladungen verbunden war. Die Bestimmung der spezifischen Ladung durch Ablenkung der Strahlung in einem magnetischen Feld erlaubte eine weitere Charakterisierung der hier auftretenden Strahlung. Die Forschungsergebnisse der folgenden Jahre zeigten, dass es sich bei den von den Curies entdeckten Phänomenen um eine Strahlung handelt, die nicht von den Elektronen der Atomhülle verursacht werden kann, sondern wegen ihrer hohen Energie aus dem Atomkern stammen muss.

Diese Entdeckungen führten dazu, dass um die Jahrhundertwende und in den Jahren danach sich Forscher auf der ganzen Welt mit der Untersuchung dieser Strahlung beschäftigten und damit einen neuen Wissenschaftszweig - die Kernphysik - ins Leben riefen. 1930 postulierte Paul Dirac aus der Quantenphysik die Existenz von Positronen, die aber erst 1932 tatsächlich nachgewiesen werden konnten. Im gleichen Jahr entdeckte James Chadwick das Neutron, das 1938 von Enrico Fermi wie auch vom Lise Meitner und Otto Hahn erstmalig für künstlich herbeigeführte Kernumwandlungen verwendet wurde. Die Entdeckungen dieses etwa 40 Jahre umfassenden Abschnittes physikalischer Forschung führten dann innerhalb von nur weiteren fünf Jahren zur Entwicklung und dem Einsatz der Atombombe, deren Abwurf 1945 über Hiroshima und Nagasaki die Welt entsetzte und dem 20. Jahrhundert den Namen „Atomzeitalter“ einbrachte.

1.1 Ionisierende Strahlung

Bis auf das Neutron hat die bei Kernprozessen auftretende Strahlung die Eigenschaft, Ionen zu erzeugen, wenn sie mit Materie in Wechselwirkung tritt. Dies erklärt sowohl die Schwärzung von Photoplatten, das Aufleuchten von Fluoreszenzschirmen, die Entladung von Elektroskopen und vieles mehr. Da bei diesem Vorgang Energie übertragen wird, wird die Strahlung beim Durchgang durch Materie abgeschwächt. In einigen Fällen lässt sich die Strahlung durch ein hinreichend starkes magnetisches oder elektrisches Feld ablenken, was darauf hinweist, dass es sich bei dieser Strahlung um geladene Teilchen handeln muss.

1.1.1 Strahlungsarten

Das unterschiedliche Durchdringungsvermögen der Strahlungsarten führte zu einer Unterscheidung in drei Kategorien. Weitere Untersuchungen z.B. in entsprechenden magnetischen Feldern zeigten später, dass es sich tatsächlich um bestimmte Objekte handelte, die diesen Kategorien zugeordnet wurden. Dabei wurden nur die Strahlungen erfasst, die bei in der Natur vorkommenden Stoffen beobachtet werden konnte, weswegen man sie auch als **natürliche radioaktive Strahlung** bezeichnet.

1.1.1.1 Alpha-Strahlung

Die α -Strahlung hat von allen drei natürlichen Strahlungsarten das geringste Durchdringungsvermögen, sie wird bereits von einem Blatt Papier vollständig absorbiert, ihre Reichweite in Luft beträgt einige Zentimeter. Sie besteht aus Teilchen, deren spezifische Ladung der von vollständig ionisiertem Helium He_4^{2++} entspricht, und tatsächlich kann man in radioaktiven Stoffen, die diese Strahlung aussenden, durch spektroskopische Untersuchungen Helium nachweisen.

1.1.1.2 Beta-Strahlung

Die β -Strahlung hat eine erheblich größere Durchdringungsfähigkeit als die α -Strahlung und kann noch Metallplatten von einigen Millimetern Stärke durchdringen, ihre Reichweite in Luft beträgt mehrere Meter. Sie besteht ebenfalls aus Teilchen von der Masse eines Elektrons, kann aber entweder eine negative oder eine positive Elementarladung tragen. Damit unterscheidet man zwei Arten der β -Strahlung: die β^- -Strahlung besteht aus Elektronen und die β^+ -Strahlung aus Positronen. Die hohe Durchdringungsfähigkeit im Vergleich zu elektrisch beschleunigten Elektronen weist darauf hin, dass diese Teilchen eine sehr viel höhere Geschwindigkeit aufweisen müssen.

1.1.1.3 Gamma-Strahlung

Die γ -Strahlung hat die höchste Durchdringungsfähigkeit aller drei Strahlungsarten, sie kann auch noch mehrere Dezimeter Blei durchdringen. Sie wird beim Durchgang durch Materie lediglich abgeschwächt, aber nicht vollständig absorbiert, außerdem lässt sie sich nicht durch ein magnetisches oder elektrisches Feld ablenken. Auch ihre weiteren Eigenschaften in Wechselwirkung mit Materie weisen darauf hin, dass es sich hier um elektromagnetische Wellen handelt und somit mit Licht bzw. Röntgenstrahlung vergleichbar ist.

1.1.2 Nachweisgeräte

Allen drei Strahlungsarten ist gemeinsam, dass sie bei der Wechselwirkung mit Materie Ionen erzeugen können. Dies lässt sich dadurch erklären, dass sie einen Stoß mit einem Atom ausführen und dabei einen Teil ihrer Energie abgeben. Die auf das Atom übertragene Energie führt zur Ablösung eines Elektron aus der Atomhülle, das zurückbleibende Atom ist somit ionisiert und es entsteht ein freies Elektron, das sich je nach übertragener Energiemenge mit unterschiedlich hohen Geschwindigkeiten bewegen kann. Die meisten Nachweisgeräte für radioaktive Strahlungen verwenden die so erzeugten Ionen und die damit verbundenen Folgeprozesse, um diese Strahlung zu messen.

1.1.2.1 Ionisationskammer

Eine Ionisationskammer besteht aus einem in einem Metallbecher eingeschlossenen Gasvolumen und einer im Inneren angebrachten, gegenüber der Becherwand isolierten Elektrode (siehe Abb. 1). In den Becher kann ein radioaktives Präparat eingebracht werden, in einigen Ausführungen ist der Deckel des Bechers durch ein Metallgitter ersetzt, durch das die radioaktive Strahlung in das Gasvolumen eintreten kann. Zwischen Becherwand und Elektrode wird eine hohe Spannung angelegt und der Strom mit einem empfindlichen Strommessinstrument gemessen.

Die Strahlung erzeugt in dem Gasvolumen Ionen und freie Elektronen. Die Ionen wandern im elektrischen Feld zur negativ geladenen Elektrode. Auf ihrem Wege können sie mit den freien Elektronen rekombinieren. Wenn sie ohne vorherige Rekombination die Elektrode erreichen, tragen sie zum Stromfluss bei. Variiert man die Spannung, so ergibt sich zunächst ein mit der Spannung nahezu proportional ansteigender Stromverlauf, der ab einer bestimmten Spannung (etwa 1000 ... 2000 V) jedoch nicht weiter ansteigt, da nun alle erzeugten Ionen die Elektrode erreichen (Sättigungsstrom I_{sat} , siehe Abb. 2). Die Größe des Sättigungsstroms hängt vom eingeschlossenen Gasvolumen und der Strahlungsstärke des Präparates ab. Bei den in der Schule üblichen radioaktiven Präparaten liegt der Sättigungsstrom in der Größenordnung von Nanoampere und kann deshalb nur mit entsprechenden Messverstärkern sinnvoll gemessen werden.

Wegen ihrer geringen Empfindlichkeit ist die Ionisationskammer nicht geeignet, einzelne Zerfallsereignisse nachzuweisen.

1.1.2.2 Geiger-Müller-Zählrohr

Eine Weiterentwicklung der Ionisationskammer stellt das Geiger-Müller-Zählrohr dar. In einem zylindrischen Metallbehälter befindet sich ein axial angeordneter, gegen die Zylinderwandung isolierter sehr dünner Draht, ein Ende des Zylinders ist mit einem dünnen Glimmerfenster verschlossen. Im Inneren des Zylinders befindet sich ein Edelgas (z.B. Argon) bei etwa

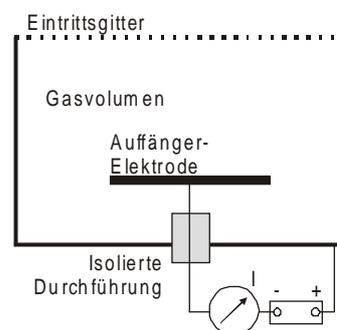


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau einer Ionisationskammer

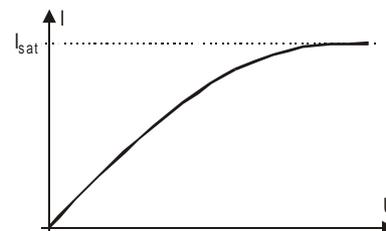


Abb. 2: Kennlinie einer Ionisationskammer

einem Zehntel des normalen Luftdrucks. Zwischen Zylinder und Draht wird eine Spannung von ca. 100 V angelegt, wobei hier der Draht als positiv geladene Anode beschaltet wird (siehe Abb. 3). Auch hier wird der Strom zwischen Anode und Zylinderwandung als Kathode gemessen.

Die durch das Glimmerfenster eintretende ionisierende Strahlung trifft auf die Gasmoleküle des Edelgases, dabei entsteht eine Anzahl von Ionen und freier Elektronen. Bei der oben angegebenen Betriebsspannung erzeugt das radiale Feld um den Draht in unmittelbarer Nähe des Drahtes eine so hohe elektrische Feldstärke, dass die freien Elektronen so weit beschleunigt werden, dass sie ihrerseits weitere Ionen erzeugen können. Dieser Vorgang erzeugt in der Umgebung des Drahtes durch einen Lawineneffekt eine so große Anzahl von Ionen, dass das elektrische Feld zwischen Zylinderwandung und Draht aufgehoben wird und nunmehr die Ionen mit den Elektronen rekombinieren können. Die große Zahl der bei diesem Vorgang entstandenen Elektronen erzeugt einen Stromimpuls, der mit einigen Mikroampere um mehrere Größenordnungen größer ist als bei der Ionisationskammer.

Der Lawineneffekt kann bereits durch ein einzelnes Zerfallsereignis ausgelöst werden. Da es eine gewisse Zeit dauert, bis die Ionen rekombiniert sind, hat das Geiger-Müller-Zählrohr nach einem Ereignis eine bestimmte Totzeit, in der es auf ein weiteres Zerfallsereignis nicht reagieren kann, diese liegt im Bereich von einigen Hundert Mikrosekunden. Zählrohre mit Glimmerfenster sind geeignet, neben der Beta- und Gamma-Strahlung auch Alpha-Strahlung nachzuweisen. Die Gamma-Strahlung wird nur durch die Erzeugung von Sekundärelektronen im Metallmantel des Zählrohrs registriert, da die Ionisationsrate im Füllgas nur sehr gering ist, deshalb ist das Zählrohr für deren Nachweis nur bedingt geeignet.

Das Geiger-Müller-Zählrohr kann in zwei Betriebsarten verwendet werden (siehe Abb. 4). Bei der angegebenen Spannung ist der Stromimpuls in weiten Grenzen unabhängig von der Energie der ionisierenden Strahlung (Auslösebereich). Bei einer geringeren Betriebsspannung bildet sich die Elektronenlawine nur teilweise aus und die Amplitude des Stromimpulses ist dann abhängig von der Energie der ionisierenden Strahlung (Proportionalbereich).

1.1.2.3 Szintillationszählrohr

Bestimmte Stoffe erzeugen kleine Lichtblitze, wenn sie von radioaktiver Strahlung getroffen werden. Betrachtet man z.B. eine mit α -Strahlung bestrahlte Zinksulfid-Platte unter einem Mikroskop, so scheint sie zu „funkeln“ (szintillieren). Hier werden die Atome durch die Energie der Strahlung angeregt und senden beim Rückgang auf den Grundzustand Photonen in Form sichtbaren Lichtes aus. Je nach verwendetem Material erhält man eine besonders hohe Empfindlichkeit für die verschiedenen Strahlungsarten. Szintillationszählrohre sind besonders für γ -Strahlung geeignet, da man das Zählrohrvolumen nahezu beliebig groß machen kann, um trotz der geringen Ionisationsrate die gesamte Energie des Quants zu absorbieren. Da es sich bei γ -Strahlung um Photonen handelt, können diese ihre Energie entweder schrittweise durch den Compton-Effekt oder als Photoeffekt in einem einzigen Prozess abgeben. In beiden Fällen entstehen Elektronen, die diese Energie anschließend durch zahlreiche Stoßprozesse an andere Atome abgeben und diese damit zur Emission von Licht anregen. Im Falle des Photoeffekts ist die in Form von Licht abgegebene Energie proportional zur Energie des γ -Quants, was einen ausgeprägten Photopeak erzeugt (siehe Abb. 5).

Um die Energie des im Detektormaterial erzeugten Lichtes zu messen, müssen die dabei emittierten Photonen in einen elektrischen Strom umgewandelt werden. Da die Wellenlänge der erzeugten Photonen materialabhängig und konstant ist, genügt es hier, die Anzahl der Photonen zu bestimmen. Dazu verwendet man einen sogenannten Photomultiplier, der eine Weiterentwicklung der Vakuumphotozelle darstellt. Die Photonen treffen auf eine Photokathode und lösen daraus jeweils ein Elektron aus. Diese werden in einem elektrischen Feld in Richtung einer weiteren Elektrode beschleunigt, die mit einem

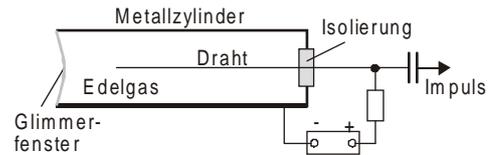


Abb. 3: Aufbau und Beschaltung eines Geiger-Müller-Zählrohrs

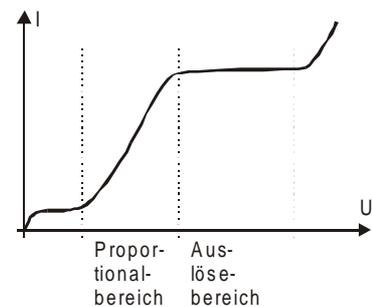


Abb. 4: Kennlinie mit den Betriebsbereichen eines Geiger-Müller-Zählrohrs

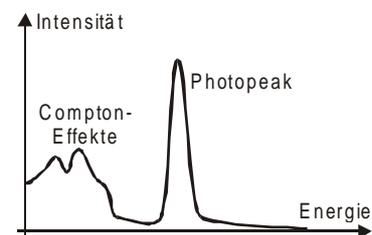


Abb. 5: Typisches Spektrum des von einem Szintillator emittierten Lichtes bei Absorption eines γ -Quants

Material beschichtet ist, das beim Auftreffen eines Elektrons seinerseits mehrere Elektronen emittiert (Dynode). Auch diese werden wiederum beschleunigt und treffen auf eine weitere Dynode usw. (siehe Abb. 6). In mehreren solchen Schritten erhält man letztendlich einen Elektronenstrom, der beim Auftreffen auf die Anode zu einem Stromimpuls führt, der proportional zur Anzahl der ursprünglich auf die Photokathode aufgetroffenen Elektronen und damit auch zur Anzahl der Photonen und somit zur Energie des γ -Quants ist. Bei einer Vermehrungsrate p zwischen 2 und 5 (abhängig von der Beschleunigungsspannung) und $n = 10 \dots 14$ Dynoden erhält man für die Verstärkung v

$$v = p^n \quad (1)$$

Mit $p = 5$ und $n = 14$ ergibt sich somit z.B. eine Verstärkung $v = 6 \cdot 10^9$, ein einzelnes (!) Photon erzeugt somit bereits einen Strom von ca. 0,1 nA, der mit geeigneten Messgeräten ohne weiteres gemessen werden kann.

Szintillationszählrohre sind auf den Nachweis bestimmter Strahlungsarten - je nach Szintillatormaterial - beschränkt. Ihr Vorteil ist ihre sehr hohe Nachweisempfindlichkeit sowie die Tatsache, dass die erzeugten Stromimpulse proportional zur Energie der radioaktiven Strahlung sind, wobei eine Energieauflösung von ca. 10% erzielt wird. Da die Abregung der angeregten Atome eine gewisse Zeit dauert, weist auch das Szintillationszählrohr eine Totzeit auf, die aber im Mikrosekundenbereich deutlich geringer ist als beim Geiger-Müller-Zählrohr und Zählraten bis zu ca. 50 000 Ereignissen pro Sekunde zulässt.

1.1.2.4 Halbleiterdetektor

In einem Halbleiterdetektor nutzt man die Tatsache aus, dass ionisierende Strahlung im Halbleitermaterial Ladungsträger freisetzt, die zu einer Veränderung der Leitfähigkeit führen. Zwischen zwei verschieden dotierten Schichten bildet sich durch Rekombination von Elektronen und Fehlstellen eine ladungsträgerfreie Zone (Sperrschicht) aus, diese verhindert, dass in einem äußeren Stromkreis ein Strom fließen kann. Wird diese Sperrschicht von ionisierender Strahlung durchdrungen, setzt sie dort Elektronen-Fehlstellen-Paare frei, die zu den jeweiligen Dotierungszonen wandern und somit einen Stromfluss bewirken. Wenn die Strahlung ihre gesamte Energie durch Absorption in der Sperrschicht verliert, ist der Strom wie beim Szintillationszählrohr proportional zur Energie der absorbierten Strahlung und kann durch geeignete Maßnahmen bis auf einen leicht messbaren Strom verstärkt werden.

Da die Sperrschicht bei Halbleitern nicht beliebig dick gemacht werden kann (< 0,5 mm), sind sie bei entsprechender Bauform (siehe Abb. 7) besonders gut geeignet für die Messung von α -Strahlung, da diese eine sehr hohe Ionisationsrate aufweist und bereits auf einer so kurzen Strecke ihre gesamte Energie abgeben kann. Da die erzeugten Ladungsträger direkt gemessen werden, ergibt sich im Vergleich zum Szintillationszählrohr eine deutlich bessere Energieauflösung von ca. 1%.

1.1.2.5 Nebelkammer, Blaskammer

Während die bisherigen Nachweisgeräte die Ionisationswirkung der Strahlung benutzen, um sie in einen elektrischen Strom umzuwandeln, wird sie in der von Wilson 1912 entwickelten Nebelkammer verwendet (siehe Abb. 8), die Flugbahn der ionisierenden Strahlung sichtbar zu machen. Dazu erzeugt man aus einer geeigneten Flüssigkeit (z.B. Isopropanol) durch einen Verdampfer einen Dampf und kühlt diesen mit einer Kühlplatte im unteren Bereich der Kammer unter die für eine Kondensation notwendige Temperatur ab. Unter bestimmten Umständen

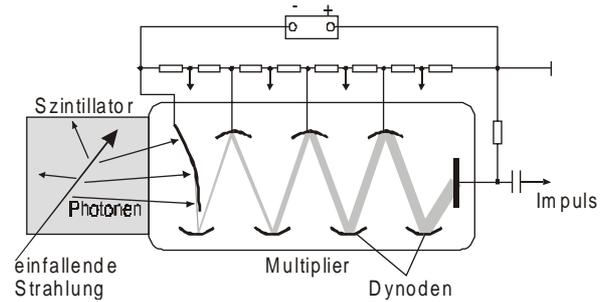


Abb. 6: Prinzipieller Aufbau eines Szintillationszählrohres mit Szintillationskristall (links) und Multiplier mit der zugehörigen äußeren Beschaltung für die Dynoden

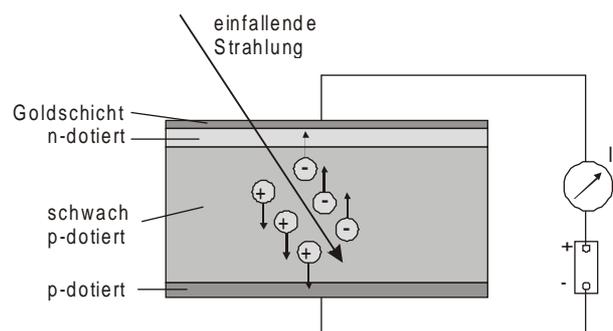


Abb. 7: Prinzipieller Aufbau eines Halbleiter-Sperrschicht-Detektors für die Registrierung von α -Strahlung

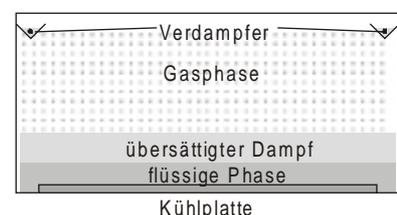


Abb. 8: Aufbau (Seitenansicht) einer kontinuierlich arbeitenden Nebelkammer

(z.B. keine Verunreinigungen) bleibt innerhalb einer begrenzten Schicht über der sich ausbildenden flüssigen Phase das Isopropanol dennoch gasförmig (Kondensationsverzögerung, sog. übersättigter Dampf) und geht nicht in die flüssige Phase über. Wird diese Zone nun von ionisierender Strahlung durchdrungen, erzeugt diese längs ihrer Flugbahn positiv geladene Ionen, die nun als Kondensationskeime wirken und somit Flüssigkeitströpfchen bilden, die für einige Zeit in der Schwebelage bleiben, bis sie in die Flüssigkeit absinken. Diese werden bei geeigneter Beleuchtung als Spur sichtbar.

In der um 1950 entwickelten Blasenkammer verwendet man eine Flüssigkeit (in der Regel auf wenige Kelvin abgekühlten Wasserstoff), die bis auf eine Temperatur oberhalb der Verdampfungstemperatur erwärmt wird. Auch hier erreicht man unter bestimmten Bedingungen, dass sie erst durch eine Störung in den gasförmigen Zustand übergeht (Siedeverzug). Hier erzeugt die ionisierende Strahlung durch die Energiezufuhr bei Absorption kleine Gasbläschen, die ebenfalls eine Spur hinterlassen.

Nebel- und Blasenkammer sind geeignet zum Nachweis jeglicher ionisierender Strahlung. Da die Bahnspur sichtbar gemacht werden kann, erlauben sie durch Anlegen geeigneter magnetischer Felder auch eine Bestimmung der Strahlungsarten durch die sich ergebenden unterschiedlichen Bahnradialen in Abhängigkeit von der spezifischen Ladung der entsprechenden Teilchen (etwa wie in Abb. 9).



Abb. 9: Spuren in einer Nebelkammer (Originalaufnahme eines Jugendforschungsprojektes 1992)

1.2 Messung radioaktiver Strahlung

Bei der Untersuchung radioaktiver Strahlung interessiert man sich einerseits für die Intensität der Strahlung, d.h. die Häufigkeit des Auftretens in einem bestimmten Zeitintervall, andererseits für die Energie, die mit der registrierten Strahlung als Einzelprozess verbunden ist.

1.2.1 Impulsraten

Ein Charakteristikum radioaktiver Strahlung ist die Anzahl der Ereignisse pro Zeiteinheit, die man als Impulsrate bezeichnet. Diese darf nicht verwechselt werden mit der Zählrate, die angibt, wieviele Ereignisse bei einer Messung (unabhängig von der Dauer der Messung) registriert wurden.

Für die Bestimmung von Impulsraten sind das Geiger-Müller-Zählrohr sowie Halbleiter- und Szintillationsdetektoren (im Folgenden vereinfachend als Zählrohr bezeichnet) geeignet, da diese pro Ereignis einen Impuls erzeugen, der durch eine geeignete Vorrichtung gezählt werden kann. Da zur Impulsratenbestimmung die Energie der registrierten Quanten ohne Belang ist, kann hier auf eine Impulshöhenanalyse verzichtet werden.

Betreibt man ein Zählrohr, ohne dass ein radioaktives Präparat in der Nähe ist, wird man dennoch eine Impulsrate registrieren. Diese entsteht durch die üblicherweise vorhandene Umgebungsstrahlung aus dem Erdboden und der Luft und stammt von radioaktiven Stoffen, die im Erdmantel enthalten sind. Hinzu kommen Strahlungsereignisse der hochenergetischen kosmischen Strahlung (Höhenstrahlung), die bis zum Erdboden durchdringen und ebenfalls Ereignisse im Zählrohr auslösen können. Diese unvermeidbare Strahlung wird als **Nullrate** bezeichnet und ist bei allen Messungen zu berücksichtigen, da sie die Ergebnisse - besonders bei geringen Impulsraten - erheblich verfälschen kann. Bei Geiger-Müller-Zählrohren liegt die Nullrate bei ca. 0,3 Impulsen pro Sekunde, bei einem Szintillationszähler beträgt sie wegen seiner höheren Empfindlichkeit bereits ca. 30 Impulse pro Sekunde.

Die Ereignisse erfolgen nicht in gleichmäßigen zeitlichen Abständen, damit unterliegen die Impulsraten einer stochastischen Schwankung, die um so größer ist, je kleiner das Zeitintervall oder je geringer die Zählraten sind. Üblicherweise bestimmt man deshalb eine größere Zahl von k Impulsraten n_i und bestimmt daraus ihren Mittelwert \bar{n} zu

$$\bar{n} = \frac{1}{k} \cdot \sum_{i=1}^k n_i \quad (2)$$

Der mittlere Fehler Δn einer Einzelmessung, der auch als Standardabweichung bezeichnet wird, ergibt sich dann bei k Einzelmessungen zu

$$\Delta n = \sqrt{\frac{1}{k-1} \cdot \sum_{i=1}^k (n_i - \bar{n})^2} \quad (3)$$

Da diese Formel für die Abschätzung des relativen Fehlers recht unhandlich ist, bedient man sich der Näherung

$$\Delta n = \sqrt{n} \tag{4}$$

Damit erhält man für den aussagekräftigeren relativen Fehler einer Einzelmessung den Ausdruck

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}} \tag{5}$$

Somit liegt der zu erwartende relative Fehler bei einer Zählrate von $n = 10\,000$ bei ca. 1 %. Um also die Nullrate eines Geiger-Müller-Zählrohres mit einer Genauigkeit von 1 % zu bestimmen, müsste eine Zählrate von ca. 10 000 erreicht werden, was bei der angegebenen Nullrate etwa eine Messzeit von 30 000 s, also ca. 8 Stunden erfordern würde.

1.2.2 Energiemessungen mit Zählrohren

Da alle als Proportionalzähler geeigneten Messgeräte (Geiger-Müller-Zählrohr, Szintillationszählrohr und Halbleiterdetektor) entweder über ihre Betriebsspannung auf eine bestimmte Empfindlichkeit eingestellt oder die zu messenden Impulse nachträglich verstärkt werden, ist eine absolute Messung der Energie eines Ereignisses nicht ohne weiteres möglich. Dies gelingt nur in Versuchsanordnungen, in denen man die Bahnkrümmung bei bekannter magnetischer Feldstärke und Ladung des Teilchens bestimmt (siehe Kap. 1.2.3). Bei den Zählrohren ist hier eine Eichung erforderlich, indem man ein Präparat verwendet, dessen Quantenenergie bekannt ist. Die weitere Vorgehensweise soll am Szintillationszählrohr näher erläutert werden.

Mit einem Oszilloskop kann man die von einem Szintillationszählrohr erzeugten Impulse beobachten. Eine Überlagerung von einer Vielzahl solcher Impulse zeigt schematisch die Abb. 10. Man erkennt, dass bestimmte Impulshöhen besonders häufig auftreten, andere dagegen eher selten oder über einen Bereich verteilt. Um das Energiespektrum der im Kristall erzeugten Photonen aufzunehmen ist es notwendig, von jedem erzeugten Impuls dessen Amplitude zu messen und diese zu notieren. Dazu unterteilt man das Impulsspektrum in einzelne Intervalle und zählt die Impulse, die einem dieser Intervalle zuzuordnen sind. Wegen der Kürze dieser Impulse (etwa 250 ns) geschieht dies in der Regel auf elektronischem Wege mit einem sog. Fensterdiskriminator, das ist ein Impulsgeber, der nur dann einen Impuls auslöst, wenn die Impulshöhe innerhalb eines bestimmten Intervalls liegt. Geräte, die diese Art von Messungen automatisch ausführen können, nennt man Vielkanal-Analysatoren. Als Ergebnis erhält man ein Spektrum etwa nach Abb. 5. Die notwendige Skalierung der Energieachse erhält man, indem man bei gleicher Einstellung der Empfindlichkeit ein Präparat verwendet, dessen Quantenenergie bekannt ist. Die Bestimmung der Quantenenergie ist nur anhand des Photopeaks möglich, da die übrigen Anteile des Spektrums durch den Compton-Effekt nur Anteile der ursprünglichen Quantenenergie darstellen.

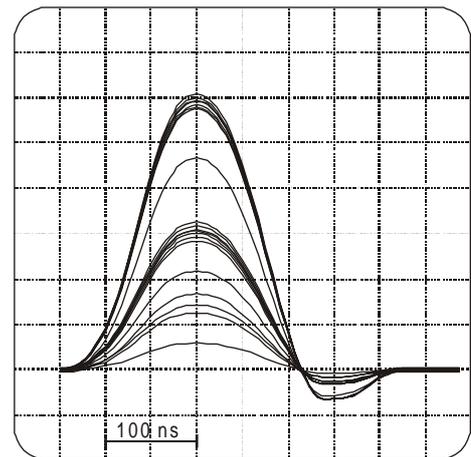


Abb. 10: Typisches Schirmbild mehrerer von einem Szintillationszählrohr erzeugter Impulse

1.2.3 Energiemessungen durch Bahnbestimmung

Eine alternative Methode der Energiebestimmung ist für geladene Teilchen - also α - und β -Strahlung - möglich, da diese in einem magnetischen Feld abgelenkt werden. Hierzu wird der zu untersuchende Strahl durch ein Blendensystem geschickt, dessen Spaltzentren eine genau bestimmte Kreisbahn mit dem Radius r definieren, auf der das Teilchen sich bewegen muss, um den Detektor zu erreichen. Durch Messung der Impulsrate in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte B erhält man Informationen über die Geschwindigkeit und damit über die Energie der Teilchen. Da es hier nur um die Impulsraten geht, kommt diese Messmethode ohne Impulshöhenanalyse aus, als Detektor kann somit auch ein Geiger-Müller-Zählrohr im Auslösebereich verwendet werden.

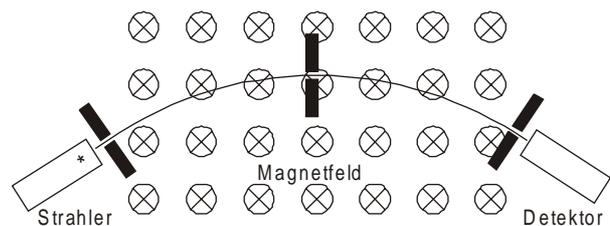


Abb. 11: Energiebestimmung durch Vorgabe einer Kreisbahn und Ablenkung durch ein magnetisches Feld

Für den Bahnradius gilt

$$r = \frac{m}{Q} \cdot \frac{v}{B} \quad (6)$$

somit ergibt sich bei bekannter spezifischer Ladung Q/m die Geschwindigkeit v zu

$$v = \frac{Q}{m} \cdot r \cdot B \quad (7)$$

Bei Anwendung dieser Messmethode muss berücksichtigt werden, dass sich die Teilchen mit sehr hohen Geschwindigkeiten bewegen können, sodass eine relativistische Rechnung erforderlich sein kann.

1.2.4 Reichweite und Energie von Alpha-Strahlung

Ordnet man einen α -Strahler vor einem Geiger-Müller-Zählrohr an und vergrößert schrittweise den Abstand d zwischen Strahler und Präparat, beobachtet man eine vom Abstand abhängige Zählrate etwa nach Abb. 12 (durchgezogene Linie). Sie zeigt eine starke Abnahme ab etwa 25 mm Entfernung. Wiederholt man das Experiment in einem evakuierbaren Rezipienten, so vergrößert sich diese Strecke umgekehrt proportional mit abnehmendem Luftdruck (gestrichelte Linie bei einem Druck von 500 hPa).

Beim Durchgang durch Materie verlieren die Teilchen ihre Energie durch Stöße mit den Atomen. Bei der großen Masse der α -Teilchen kann dabei die Masse der Hüllenelektronen vernachlässigt werden. Durch Coulomb-Wechselwirkung wird auf die Elektronen ein Impuls übertragen und das α -Teilchen wird geringfügig abgebremst, ohne dabei seine Flugbahn nennenswert zu verändern. Die starke Abnahme der Impulsrate nach einer bestimmten Wegstrecke weist darauf hin, dass mit abnehmender Geschwindigkeit die Wahrscheinlichkeit für einen derartigen Stoß stark ansteigt. Da die Reichweite umgekehrt proportional zum Druck und damit auch zur Teilchendichte ist, ergibt sich eine Proportionalität zwischen Stoßwahrscheinlichkeit und Teilchendichte. Da die Stoßprozesse stochastisch verteilt erfolgen, enthält der ursprünglich monochromatische Strahl nach einer gewissen Wegstrecke Teilchen mit verschiedenen Energien, außerdem entsteht durch die geringfügige Ablenkung eine Strahldivergenz.

Da die Teilchendichte in Festkörpern erheblich höher ist als in Gasen, erklärt dieser Versuch auch die geringe Durchdringungsfähigkeit von α -Strahlung für feste Stoffe. Da die gesamte Energie dort auf einer kurzen Wegstrecke abgegeben wird, ergibt sich daraus auch die sehr hohe Ionisierungsrate dieser Strahlung. Diese Überlegungen gelten nicht nur für α -Strahlung, sondern auch für alle anderen schweren Körper wie z.B. schnelle Protonen, wie sie in Beschleunigern verwendet werden. Ablenkversuche mit α -Strahlung z.B. mit einer Anordnung nach Abb. 11 zeigen, dass sich bei einer Flussdichte $B = 0,27 \text{ T}$ und einem Bahnradius $r = 1,05 \text{ m}$ ein Maximum der Impulsrate ergibt. Mit der spezifischen Ladung $4,8 \cdot 10^7 \text{ C/kg}$ von Helium erhält man somit nach Glg. (7)

$$v = 4,8 \cdot 10^7 \frac{\text{C}}{\text{kg}} \cdot 1,05 \text{ m} \cdot 0,27 \text{ T} = 1,36 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Diese Geschwindigkeit ist gering genug, dass die kinetische Energie nicht relativistisch berechnet werden muss. Mit der Masse eines Helium-Atoms $m = 6,64 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ erhält man somit

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot 6,64 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \left(1,36 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right)^2 = 6,15 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 3,84 \text{ MeV}$$

Ihre Energie ist also um etwa drei bis vier Größenordnungen größer als die Bindungsenergien von Elektronen in der Atomhülle. Genauere Messungen von α -Spektren - z.B. mit Halbleiterdetektoren - zeigen, dass alle von einem radioaktiven Präparat emittierten Quanten eine genau definierte Energie aufweisen, die sich als scharfer Peak zeigt, wobei diese Energie abhängig ist von der Art des Präparates. Analog zu der Emission von Quanten aus der Atomhülle spricht man hier von monochromatischer Strahlung. Eine Verbreiterung des Peaks ist wie oben beschrieben auf Energieverluste in bereits durchdrungenen Materialschichten zurückzuführen.

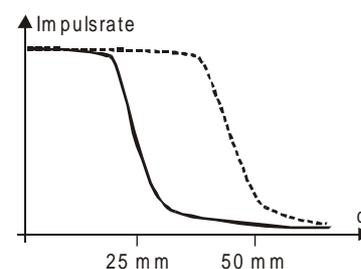


Abb. 12: Vergrößerung der Reichweite von α -Strahlung bei abnehmendem Druck

1.2.5 Energiespektren von Beta-Strahlung

Nimmt man der Anordnung nach Abb. 11 das Energiespektrum von β -Strahlung auf, erhält man ein Spektrum etwa nach Abb. 13. Anstatt eines scharfen Peaks wie bei der α -Strahlung zeigt es die Charakteristika eines eher kontinuierlichen Spektrums mit einer oberen Maximalenergie, die für das Präparat spezifisch ist. Da die Masse eines β -Quants deutlich geringer ist als die eines α -Quants, ergeben sich bereits bei kleineren magnetischen Flussdichten deutlich geringere Krümmungsradien, so erhält man z.B. bei $B = 0,1 \text{ T}$ einen Krümmungsradius $r = 0,1 \text{ m}$. Bestimmt man nach Glg (7) auch hier wieder die Geschwindigkeit v , so erhält man

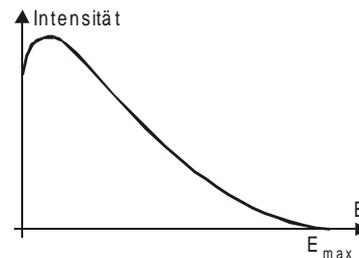


Abb. 13: Spektrum eines β -Strahlers

$$v = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}} \cdot 0,1\text{m} \cdot 0,1\text{T} = 1,76 \cdot 10^9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

was aber nicht sein kann, da diese Geschwindigkeit größer wäre als die Lichtgeschwindigkeit. In diesem Fall muss also relativistisch gerechnet werden. In der spezifischen Ladung muss statt der Ruhemasse nun die relativistische Masse des Elektrons eingesetzt werden, man erhält

$$v = \frac{q}{m_r} \cdot r \cdot B = \frac{q}{m_e} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot r \cdot B \quad (8)$$

Mit der Substitution

$$a = \frac{q}{m_e} \cdot r \cdot B \quad (9)$$

ist der Term

$$v = a \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (10)$$

nach v aufzulösen. Man erhält nach diversen elementaren Umformungsschritten

$$v = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{c^2}}} \quad (11)$$

Einsetzen von

$$a = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}} \cdot 0,1\text{m} \cdot 0,1\text{T} = 1,76 \cdot 10^9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

in Glg. (11) ergibt für die relativistische Geschwindigkeit der Elektronen

$$v = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\left(1,76 \cdot 10^9 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2} + \frac{1}{\left(2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2}}} = 2,995 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Damit erhält man für die kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = E_R - E_0 = (m_R - m_0) \cdot c^2 = m_0 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \cdot c^2 \quad (12)$$

und nach Einsetzen der Zahlenwerte

$$E_{\text{kin}} = 4,06 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 2,53 \text{ MeV}$$

Diese Energie ist ebenfalls um ca. drei bis vier Größenordnungen größer als die der Hüllenelektronen, damit wird deutlich, dass die bei der β -Strahlung entstehenden Elektronen nicht aus der Hülle, sondern aus dem Kern kommen müssen.

Bei der Absorption von Elektronen spielt ebenfalls die Coulomb-Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen eine entscheidende Rolle. Da ihre Masse jedoch in der Größenordnung der Hüllenelektronen liegt, erfahren sie eine deutlich stärkere Ablenkung als die α -Teilchen, was mit einer erheblich größeren Abbremsung einhergeht, wobei es die entsprechende Energie als ein Quant abgeben muss, die als Bremsstrahlung zu beobachten ist. Außerdem können Sie Energie an das Atom abgeben, mit der dieses dann ionisiert wird. Da auch diese Prozesse stochastisch erfolgen, kann der β -Strahlung keine einheitliche Reichweite oder Durchdringungsfähigkeit zugeordnet werden.

1.2.6 Absorption von Gamma-Strahlung

Da es sich bei γ -Strahlung um eine elektromagnetische Welle handelt, sind Ablenkversuche wie nach Abb. 11 hier sinnlos. Ihr Energiespektrum kann nur durch entsprechend geeichte Zählrohre aufgenommen werden (vergl. Abb. 5).

Bei der Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie spielen drei Prozesse eine Rolle. Beim **Photoeffekt** erfolgt eine Absorption der gesamten Quantenenergie durch ein Hüllenelektron, anschließend ist das Atom ionisiert und das Elektron transportiert die gesamte Energie des ursprünglichen Quants, was im Szintillationszähler zur Erzeugung einer entsprechenden Anzahl von Photonen führt, um das Spektrum zu erzeugen. Beim **Compton-Effekt** gibt das Quant nur einen Teil seiner Energie an das Hüllenelektron ab und wird somit an dem Elektron gestreut. Dabei ändert sich die Wellenlänge des Quants um maximal 4,86 pm (siehe auch: „Modelle und Theorien“, S. 19). Ist die Energie des Quants hinreichend groß ($> 1,02$ MeV), so kann im Coulomb-Feld eines Atoms das Quant auch eine **Paarerzeugung** eines Elektrons und eines Positrons stattfinden. Die Ruheenergie jedes dieser beiden Teilchen beträgt jeweils 0,511 MeV, außerdem tragen sie eine entgegengesetzte Ladung, sodass der Ladungserhaltungssatz erfüllt ist. Die Paarerzeugung ist ein Beispiel für die Äquivalenz von Energie und Masse, da hier die Energie des γ -Quants in die Masse der beiden Teilchen überführt wird. Bei der Kollision des entstandenen Positrons mit einem Elektron werden die beiden Teilchen vernichtet und es entstehen (wegen des Impulserhaltungssatzes) zwei γ -Quanten mit einer Energie von jeweils 0,511 MeV.

Die Wechselwirkung mit den Atomen der durchstrahlten Materie ist ebenfalls stochastisch verteilt. Je nach Schichtdicke besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit für einen Wechselwirkungsprozess, nach dem das Quant aus dem ursprünglichen Strahl jedoch ausscheidet. Ist p die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quant eine Schichtdicke d durchdringen kann, so werden von den ursprünglich n_0 Quanten nur noch $n_d = p \cdot n_0$ Quanten übrig bleiben. Durchlaufen diese wiederum eine zweite Schicht der gleichen Dicke, so können nur noch $n_{2d} = p \cdot n_d = p^2 \cdot n_0$ Quanten diese passieren. Dies führt zu einem exponentiellen Verlauf für die Anzahl der Quanten nach Durchdringen einer Schichtdicke d . Die Wahrscheinlichkeit p hängt ab vom Absorbermaterial und der Energie der Quanten, damit gilt das **Absorptionsgesetz**

$$n(d) = n_0 \cdot e^{-k \cdot d} \quad (13)$$

wobei k den Absorptionskoeffizienten beschreibt, der durch das Absorbermaterial und die Energie der Quanten bestimmt wird und empirisch bestimmt werden muss. Häufig wird statt des Absorptionskoeffizienten k die Halbwertsdicke d_H verwendet. Sie gibt an, nach welcher Schichtdicke die ursprüngliche Intensität auf die Hälfte abgesunken ist. Für sie gilt:

$$d_H = \frac{\ln(2)}{k} \quad (14)$$

Je nach Material liegt diese bei Quanten im MeV-Bereich für feste Stoffe bei 1 cm (Blei) bis 12 cm (Wasser). Wie man der Glg. (13) entnehmen kann, lässt sich für γ -Strahlung keine Reichweite angeben, da auch nach dem Durchlaufen beliebig großer Schichtdicken noch eine - wenn auch geringfügige - Restintensität bleibt.

Für den Comptoneffekt benötigt man die Wellenlänge der Quanten. Bei einer Energie von 1 MeV haben die Quanten nach

$$E = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (15)$$

eine Wellenlänge von

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E} = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \cdot 10^6 \text{ V}} = 1,24 \text{ pm}$$

sodass beim Compton-Effekt nicht alle Streuwinkel auftreten können, da die Wellenlängenänderung kleiner sein muss als die Wellenlänge des zu streuenden Quants. Da hierbei neben dem gestreuten Quant auch ein schnelles Elektron auftritt, das seinerseits durch Wechselwirkung mit Atomen weitere Quanten erzeugen kann, kann bei Platzierung eines hinreichend dünnen Absorbers in unmittelbarer Nähe des Szintillationszählers der überraschende Effekt auftreten, dass die Impulsrate gegenüber der Rate ohne Absorber sogar ansteigt, da nicht nur die ursprünglichen gestreuten oder ungestreuten, sondern auch die durch den Compton-Effekt zusätzlich erzeugten energieärmeren Sekundär-Quanten mitregistriert werden.

1.3 Radioaktiver Zerfall

Wie in den Kapiteln 1.2.4 bis 1.2.6 bereits erwähnt, sind die Energien der bei der radioaktiven Strahlung beteiligten Quanten erheblich zu groß, als dass sie sich mit Prozessen in der Atomhülle erklären lassen. Da sie aber vom Stoff abhängig sind, müssen sie auf Prozesse innerhalb des Atomkerns zurückgeführt werden.

1.3.1 Kernumwandlungen beim radioaktiven Zerfall

Bei der α - und der β -Strahlung werden geladene Teilchen emittiert. Da diese aus dem Kern stammen, muss sich die Kernladungszahl und - bei der α -Strahlung - auch die Nukleonenzahl des Kerns ändern. In beiden Fällen entsteht dadurch aber ein neues Element.

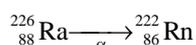
Im Atomkern befinden sich Protonen und Neutronen, wobei die Anzahl der Protonen die Kernladung und damit auch die Ordnungszahl des Atoms definiert. Bei gleicher Kernladungszahl Z kann die Anzahl der Neutronen N variieren, damit erhält man bei gleicher Kernladungszahl unterschiedliche Nukleonenzahlen A . Atome mit gleicher Kernladungszahl Z gehören alle zu einem Element, die sich dann noch in der Nukleonenzahl unterscheidenden Atome werden als die **Isotope** des Elementes bezeichnet. Ein Isotop ist vollständig beschrieben durch die Anzahl der Protonen Z und der Gesamtzahl der Nukleonen im Kern A

$${}^A_Z X$$

wobei X das Elementsymbol darstellt. Es gibt zu jedem Element mindestens drei Isotope, die meisten Elemente haben mehr als 20 Isotope. So gibt es z.B. den „normalen“ Wasserstoff ${}^1_1\text{H}$, der lediglich über ein Proton im Kern verfügt, den sog. „schweren“ Wasserstoff ${}^2_1\text{H}$ (oft auch als Deuterium bezeichnet) mit einem Proton und einem Neutron und den „überschweren“ Wasserstoff ${}^3_1\text{H}$ (oft auch als Tritium bezeichnet). Ist ein solches Isotop radioaktiv, so ändert sich die Zusammensetzung des Kerns. Da das Elementsymbol bereits die Kernladungszahl Z implizit enthält, schreibt man auch oft nur das Elementsymbol gefolgt von der Massenzahl A , also für Tritium z.B. $\text{H}3$.

1.3.1.1 Alpha-Zerfall

Bei der Emission eines α -Teilchens wird die Kernladungszahl um 2 und die Nukleonenzahl um 4 reduziert, da es sich bei dem emittierten Teilchen um ein (vollständig ionisiertes) Helium-Atom handelt. Betrachtet man das Radium-Isotop ${}^{226}_{88}\text{Ra}$, bei dem es sich um einen α -Strahler handelt, so ergibt sich



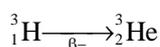
das Radium-Atom hat sich also in ein Radon-Atom umgewandelt.

Allgemein lässt sich der α -Zerfall darstellen durch

$${}^A_Z(\text{X}) \xrightarrow{\alpha} {}^{A-4}_{Z-2}(\text{Y}) \quad (16)$$

1.3.1.2 Beta-Zerfall

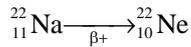
Bei der Emission eines β -Teilchens muss sich nach dem Ladungserhaltungssatz die Kernladungszahl Z um 1 erhöhen, während die Nukleonenzahl konstant bleibt, da die Masse des Elektrons verschwindend gering gegenüber der Masse eines Nukleons ist. Damit erhält man z.B. für das Tritium-Isotop



es entsteht also ein Helium-Atom. Allgemein lässt sich der β -Zerfall darstellen durch

$${}^A_Z(\text{X}) \xrightarrow{\beta^-} {}^A_{Z+1}(\text{Y}) \quad (17)$$

Analog muss sich bei der Emission eines β^+ -Teilchens die Kernladungszahl Z um 1 erniedrigen, während auch hier die Nukleonenzahl konstant bleibt. Für eines der Natrium-Isotope ergibt sich z.B.



und allgemein



1.3.1.3 Gamma-Prozess

Bei der Emission eines γ -Quants findet kein Zerfall im eigentlichen Sinne statt, da der Kern mit diesem Quant lediglich Energie abgibt und sich weder die Kernladungszahl Z noch die Nukleonenzahl A ändert. Damit ergibt sich für den γ -Prozess die Darstellung



wobei das Sternchen (*) am Elementsymbol angibt, dass es sich um einen energetisch angeregten Zustand handelt. Da nach einem α - oder β -Zerfall die entstandenen Tochterkerne sich in der Regel noch in einem angeregten Zustand befinden, findet man den γ -Prozess oft in Verbindung mit den anderen beiden Zerfallsarten.

1.3.2 Nuklidkarte

Die Isotope eines Elementes haben alle die gleiche Elektronenkonfiguration in der Atomhülle, was dazu führt, dass sie sich chemisch nicht voneinander unterscheiden. Deshalb genügt in der Chemie die Anordnung der Elemente im Periodensystem ohne Berücksichtigung der Nukleonenzahlen. Ob ein Isotop radioaktiv ist oder nicht hängt aber entscheidend von der Nukleonenzahl ab, wie man beim Wasserstoff sehen kann: von den drei Wasserstoff-Isotopen ist nur das Tritium radioaktiv.

Zur systematischen Darstellung der gegenseitigen Beziehungen zwischen den Isotopen verwendet man deshalb eine sog. **Nuklidkarte**. Sie basiert auf zwei Achsen, wobei die Y-Achse die Anzahl der Protonen (und damit die Kernladungszahl bzw. die Ordnungszahl Z) und die X-Achse die Anzahl der Neutronen N angibt (vergl. Abb. 14). Damit kann jedem Isotop eindeutig eine Position in dieser Karte zugeordnet werden. Alle Isotope einer Zeile gehören dabei zu dem selben Element.

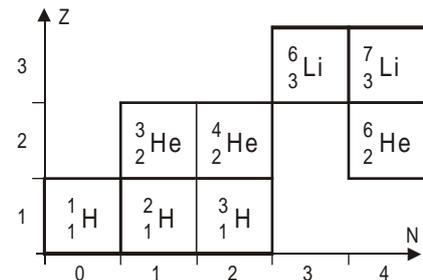


Abb. 14: Anordnung der Isotope in der Nuklidkarte (Ausschnitt)

1.3.2.1 Bedeutung der Symbole

Durchgesetzt hat sich die sog. „Karlsruher Nuklidkarte“. An jeder Koordinatenposition, zu der es ein entsprechendes Isotop gibt, werden bestimmte Informationen in einem quadratischen Kästchen angegeben. Die Grundfarbe des Quadrates bestimmt dabei, ob es sich um ein radioaktives oder ein stabiles Isotop handelt. Dabei gelten in der Regel folgende Vereinbarungen:

Farbe:	Schwarz	Blau	Rot	Gelb	Grün
Bedeutung:	stabil	β -Zerfall	β^+ -Zerfall	α -Zerfall	spontane Spaltung

In der ersten Zeile wird fettgedruckt das Elementsymbol des Isotops, gefolgt von seiner Nukleonenzahl angegeben, in den folgenden Zeilen bei stabilen Isotopen ihre relative Häufigkeit in natürlichen Vorkommen, bei radioaktiven Isotopen die Halbwertszeit, darunter die Arten und entsprechenden Energien der dabei auftretenden möglichen Strahlungsarten. Man beachte die zu jeder Nuklidkarte gehörende Legende, die angibt, in welcher Einheit (hier: MeV) die jeweiligen Energien angegeben sind. Das Beispiel in Abb. 15 zeigt den Nuklidkarteneintrag für das Radium-Isotop Ra 226. Es hat eine Halbwertszeit von 1600 Jahren und zerfällt unter Abgabe eines α -Teilchens (gelbe Grundfarbe) mit einer Energie von 4,7843 MeV. Außerdem tritt ein γ -Quant auf, das eine Energie von 0,186 MeV hat.

Ra 226
1600 a

α : 4,7843
 γ : 0,186

Abb. 15: Nuklidkarteneintrag für das Isotop Ra 226

1.3.2.2 Navigation in der Nuklidkarte

Die Anordnung der Isotope in der Nuklidkarte und die Farbgebung der einzelnen Einträge erleichtern die Verfolgung einer Zerfallsreihe. Da sich beim α -Zerfall die Kernladungszahl Z um 2 und die Neutronenzahl N ebenfalls um 2 erniedrigt, findet man das Folgeisotop 2 Spalten weiter links und 2 Zeilen tiefer. Beim β -Zerfall erhöht sich die Kernladungszahl um 1 und die Neutronenzahl erniedrigt sich um 1, da die Nukleonenzahl insgesamt konstant bleiben muss, damit findet man das Folgeisotop eine Spalte weiter links und eine Zeile höher. Beim β^+ -Zerfall erniedrigt sich die Kernladungszahl um 1 und die Neutronenzahl erhöht sich um 1, da auch hier die Nukleonenzahl insgesamt konstant bleiben muss, damit findet man das Folgeisotop eine Spalte weiter rechts und eine Zeile tiefer. Zusammengefasst ergibt sich für die einzelnen natürlichen Zerfallsarten ein Schema nach Abb. 16 (man beachte, dass es beim γ -Prozess kein neues Folgeisotop gibt und dieser deshalb hier nicht aufgeführt ist).

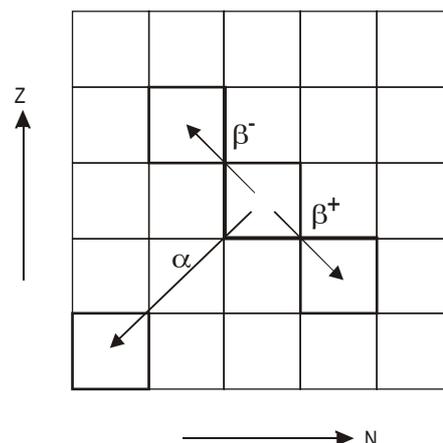


Abb. 16: Auffinden des Folgeisotops in der Nuklidkarte bei den natürlichen Zerfallsarten

1.3.3 Halbwertszeit

Der Zeitpunkt des radioaktiven Zerfalls eines nicht stabilen Atoms kann nicht vorhergesagt oder durch äußere Einflüsse ausgelöst werden. Wenn man dennoch in der Nuklidkarte jedem radioaktiven Isotop eine Halbwertszeit zuordnet, so beschreibt dies lediglich das durchschnittliche Verhalten einer sehr großen Anzahl von Atomen. Die **Halbwertszeit** gibt also an, nach welcher Zeit von einer Stoffmenge gleichartiger Isotope die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Atome zerfallen ist. Zur Herleitung des entsprechenden Zerfallsgesetzes betrachtet man die Anzahl ΔN der Atome, die innerhalb eines Zeitintervalls Δt zerfallen. Diese ist sinnvollerweise proportional zur Gesamtzahl N der vorhandenen Atome. Da die Zahl der Atome dabei abnimmt, ist $\Delta N = N_2 - N_1$ negativ. Nach Einführen eines Proportionalitätsfaktors λ erhält man

$$\frac{-\Delta N}{\Delta t} = \lambda \cdot N \quad (20)$$

Da sich die Anzahl N der Atome aber innerhalb des Zeitintervalls Δt ändert, muss der Grenzübergang zum Differentialquotienten dt vollzogen werden und man erhält

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \quad (21)$$

Eine Variablenseparation nach den entsprechenden Differentialoperatoren ergibt daraus

$$\frac{1}{N} dN = -\lambda dt \quad (22)$$

Integration auf beiden Seiten liefert

$$\int \frac{1}{N} dN = -\lambda \int dt \quad (23)$$

und man erhält unter Anwendung der entsprechenden Integrationsregeln

$$\ln(N) = -\lambda \cdot t \quad (24)$$

Anwenden der Exponentialfunktion liefert mit $N(t=0) = N_0$ das **Zerfallsgesetz**

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (25)$$

Die Anzahl der nicht noch zerfallenden Atome nimmt exponentiell mit der Zeit ab. Damit ähnelt das Zerfallsgesetz dem Absorptionsgesetz (vergl. Glg. (13) auf S. 11). Die Konstante λ bezeichnet man als Zerfallskonstante. Analog der Halbwertsdicke verwendet man auch hier die anschaulichere Größe der **Halbwertszeit** t_H , für die gilt:

$$t_H = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (26)$$

Bei langen Halbwertszeiten t_H ändert sich in einem vergleichsweise kurzen Zeitintervall $\Delta t \ll t_H$ die Gesamtzahl der noch nicht zerfallenen Atome nur sehr geringfügig, was zu einer konstanten Impulsrate führt. Bei kurzlebigen Isotopen dagegen nimmt die Zahl der noch nicht zerfallenen Atome während der Messung signifikant ab und man erhält eine mit der Zeit exponentiell fallende Zerfallskurve wie in Abb. 17. Gemäß den Gesetzen exponentieller Funktionen muss der Funktionswert in gleichen Zeitabschnitten um den gleichen Faktor zu- oder abnehmen. Bei der hier vorliegenden fallenden Funktion sieht man (vergl. gestrichelte Linien), dass jeweils nach der Zeit t_H die Impulsrate und damit auch die Anzahl der noch nicht zerfallenen Atome um die Hälfte abgenommen hat.

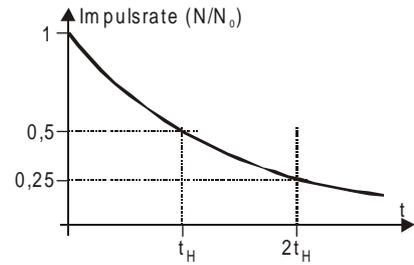
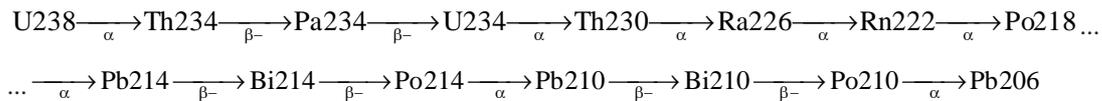


Abb. 17: Exponentielle Abnahme der Impulsrate bei kurzen Halbwertszeiten

1.3.4 Zerfallsreihen

Beim Zerfall der meisten Isotope ist das Folgeisotop häufig selbst wieder radioaktiv. Ausgehend von einem Mutterisotop ergibt sich somit eine Folge weiterer Isotope, bis eines der Folgeprodukte ein stabiles Isotop ist. Die Reihe solcher Isotopenfolgen nennt man eine **Zerfallsreihe**.

Besondere Bedeutung haben hierbei die sog. natürlichen Zerfallsreihen. Sie gehen von einem radioaktiven Isotop aus, dessen Halbwertszeit so hoch ist, dass sie selbst nach mehreren Milliarden Jahren seit ihrer Entstehung in einer Supernova-Explosion und ihrer Anlagerung in dem Material der Erde noch nicht vollständig zerfallen sind. Zu diesen Isotopen gehören Thorium 232 mit $t_H = 14$ Milliarden Jahren und Uran 238 mit $t_H = 4,45$ Milliarden Jahren. Als Beispiel sei hier die Uran-Zerfallsreihe mit ihren jeweiligen Zerfallsarten angegeben:



Das Blei-Isotop Pb206 ist stabil, damit endet hier die Zerfallsreihe. Uran238 ist in geringsten Mengen überall in der Erdkruste zu finden und damit auch seine Folgeprodukte. Bis auf Rn222 sind alle Zwischenisotope Metalle, das Radon ist dagegen ein Edelgas, das aus dem Gestein entweichen kann und in einem wesentlichen Maß zur natürlichen Umgebungsradioaktivität beiträgt. Die Thorium-Zerfallsreihe endet dagegen beim Blei-Isotop Pb208, welches 52,4% der natürlichen Vorkommen ausmacht, während das vom Uranzerfall stammende Pb 206 mit einer relativen Häufigkeit von 24,1% auftritt.

1.3.5 Radioaktives Gleichgewicht

Geht man von einem ursprünglich isotonen Stoff aus, dem eine Zerfallsreihe nachfolgt, so wird man zunächst lediglich die charakteristische radioaktive Strahlung dieses einen Isotops registrieren können. Mit fortschreitender Zeit nimmt das Mutterisotop ab, dafür entstehen zunehmend Tochterisotope, die ihrerseits mit anderen Halbwertszeiten weiter zerfallen. Nach einiger Zeit stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem innerhalb eines Zeitintervalls genauso viele Tochterisotope gebildet werden wie im gleichen Zeitraum zerfallen. Analog zu Glg. (20) werden vom Mutterisotop mit n_M Atomen und der Zerfallskonstanten λ_M

$$n_+ = \lambda_M \cdot n_M \tag{27}$$

Tochteratome neu gebildet, während mit der Zerfallskonstanten des Tochterisotops λ_T

$$n_- = \lambda_T \cdot n_T \tag{28}$$

dieser Tochteratome wieder zerfallen. Damit sich ein Gleichgewicht einstellt, muss die Anzahl der Tochterisotope n_T konstant sein, ihre zeitliche Änderung also Null ergeben:

$$\dot{n}_T = \lambda_M \cdot n_M - \lambda_T \cdot n_T = 0 \tag{29}$$

Damit stellt sich ein Gleichgewicht ein, wenn gilt:

$$\frac{\lambda_M}{\lambda_T} = \frac{n_T}{n_M} \Rightarrow n_T = n_M \cdot \frac{\lambda_M}{\lambda_T} \tag{30}$$

Dieser Gleichgewichtszustand stellt sich zeitlich exponentiell mit der Zerfallskonstanten λ_T ein.

2 Struktur der Atomkerne

Die klassische Physik kann mit den Gesetzen der Gravitation und der Elektrostatik das Vorhandensein eines Atomkerns, der aus mehr als nur einem Proton besteht, nicht erklären, denn die elektrostatische Abstoßung der Protonen ist bei den gemessenen Kerndimensionen um mehrere Zehnerpotenzen größer als ihre Massenanziehung, was auch durch das Hinzufügen von Neutronen nicht behoben werden kann.

2.1 Bindungsenergie der Nukleonen

Nähert man zwei unabhängige Systeme, z.B. zwei bewegte Massen einander an, so stellt man fest, dass die Gesamtenergie des kombinierten Systems geringer ist als die ursprüngliche Gesamtenergie. Dafür sind die beiden Systeme nun durch eine potenzielle Energie miteinander verbunden, die als Bindungsenergie interpretiert wird.

Ähnliches ist zu erwarten, wenn man einzelne Nukleonen zu einem Atomkern zusammenfügt, da zwischen diese ebenfalls eine Bindungsenergie aufzutreten scheint, da es sonst keine Atome geben würde. Die dazu notwendigen Kräfte können nicht von den klassischen Kräften aufgebracht werden, deshalb postuliert man eine neue Kraft, die nur bei sehr kleinen Entfernungen wirkt und um Größenordnungen größer ist. Diese Kraft wird als **Kernkraft** bezeichnet und wird in ihrer Wirkung als **starke Wechselwirkung** bezeichnet. Aus den Rutherford'schen Streuversuchen an Goldatomen weiß man, dass die Reichweite dieser Kernkraft in der Größenordnung von etwa $1,5 \cdot 10^{-15}$ m liegt.

Vergleicht man die Masse eines Atomkerns mit der Masse seiner einzelnen Komponenten, so stellt man fest, dass die Masse des Atomkerns geringer ist als die Summe der Massen ihrer einzelnen Komponenten. Ein Heliumkern besteht aus zwei Protonen mit der Masse m_p und zwei Neutronen mit der Masse m_n . Die Summe der Einzelmassen ergibt

$$m_{\text{ges}} = 2 \cdot m_p + 2 \cdot m_n$$

$$m_{\text{ges}} = 2 \cdot 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} + 2 \cdot 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 6,695 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Die Masse eines Heliumatoms beträgt $m_{\text{He}} = 6,644 \cdot 10^{-27}$ kg. Damit erhält man eine Massendifferenz

$$\Delta m = m_{\text{ges}} - m_{\text{He}} = 0,051 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Nach der Einsteinschen Äquivalenz von Masse und Energie ergibt sich daraus die **Bindungsenergie**

$$E = \Delta m \cdot c^2 = 0,051 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \left(2,998 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right)^2 = 4,584 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 28,6 \text{ MeV}$$

und beträgt somit 7,15 MeV pro Nukleon. Diese wird bei der Bildung eines Kernes frei und muss als **Separationsenergie** aufgewendet werden, um ein Nukleon wieder aus dem Kern zu entfernen. Bis auf die leichtesten Kerne ist die Bindungsenergie pro Nukleon bei allen Kernen ungefähr gleich groß und liegt zwischen 7 und 8,7 MeV. Abb. 18 zeigt den prinzipiellen Verlauf der Bindungsenergie pro Nukleon, man erkennt ein Minimum etwa beim Eisen-Isotop Fe56, bei dem die Nukleonen somit am stärksten gebunden sind. Der Graph veranschaulicht auch gut die Prinzipien der Erzeugung von Energie durch Kernprozesse: während bei der Verschmelzung leichter Kerne Energie frei wird, müssen schwere Kerne gespalten werden, um Energie zu gewinnen.

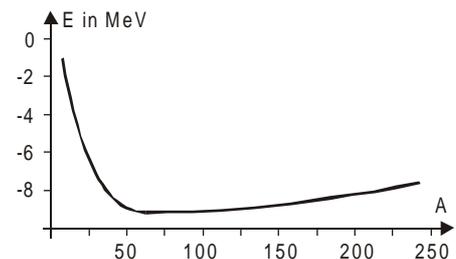


Abb. 18: Abhängigkeit der mittleren Bindungsenergie pro Nukleon von der Massenzahl A

2.2 Das Potenzialtopf-Modell des Atomkerns

Da die von einem Kern emittierte α - und γ -Strahlung genau definierte Energiewerte aufweist, die für das jeweilige Isotop charakteristisch sind, liegt es nahe, dass die Nukleonen im Kern wie auch die Elektronen in der Atomhülle nur genau bestimmte Energiezustände annehmen können. Da sich im Kern zwei verschiedene Komponenten befinden, genügt es nicht mehr, wie bei den Elektronen einen gemeinsamen Potenzialtopf zu verwenden, vielmehr muss hier zwischen den elektrisch neutralen Neutronen und den positiv geladenen Protonen unterschieden werden. Hier wie dort betrachtet man die Nukleonen als Wellenfunktionen, die im Potenzialtopf stehende Wellen ausbilden.

Die Anwendung des Wellenmodells auf die Nukleonen ergibt mit dem Kerndurchmesser $a = 1 \cdot 10^{-14}$ m nach

$$E_{\text{kin}} = \frac{h^2}{8 \cdot m_N \cdot a^2} \cdot n^2 \tag{31}$$

mit $m_N = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg für die Protonen und Neutronen mit $n = 1$ eine kinetische Nullpunktsenergie von

$$E_{\text{kin}} = \frac{(6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js})^2}{8 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot (1 \cdot 10^{-14} \text{ m})^2} \cdot 1^2 = 3,286 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 2,05 \text{ MeV}$$

Die nach Heisenberg geforderte Ortsunschärfe bewirkt, dass sich die Nukleonen nicht beliebig nahe kommen können. Analog zu der inneren Energie eines in einem Volumen eingeschlossenen Gases lässt sich aus daraus eine Maximalenergie bestimmen, die als Fermi-Energie bezeichnet wird. Sie ergibt sich (ohne Herleitung) zu

$$E_F = \frac{h^2}{2 \cdot m} \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{N \cdot 3}{8 \cdot \pi \cdot V}\right)^2} \tag{32}$$

dabei ist N die Anzahl der Nukleonen im Kern und V das Kernvolumen. So erhält man z.B. für $N = 26$ mit den obigen Angaben für die Neutronen den Wert

$$E_F = 4,31 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 27 \text{ MeV}$$

und für Protonen wegen der zusätzlichen abstoßenden Kräfte einen etwas kleineren Wert von 23 MeV.

Da die Neutronen keine abstoßenden Kräfte erfahren, genügt es, wenn ihr Potenzialtopf bei der Energie Null endet, während die abstoßenden Coulomb-Kräfte zwischen den Protonen einen höheren Potenzialwall erfordern, damit sie den Kern nicht verlassen können, diese verringern außerdem die notwendige Tiefe des Potenzialtopfes für die Protonen. Ähnlich wie die Elektronen in der Hülle können Energieniveaus nur von einer bestimmten Anzahl von Nukleonen besetzt werden, in diesem Fall sind es jeweils maximal zwei. Die Fermi-Energie liefert außerdem eine Grenze für das höchste besetzte Energieniveau. Damit ergibt sich eine Darstellung etwa wie in Abb. 19.

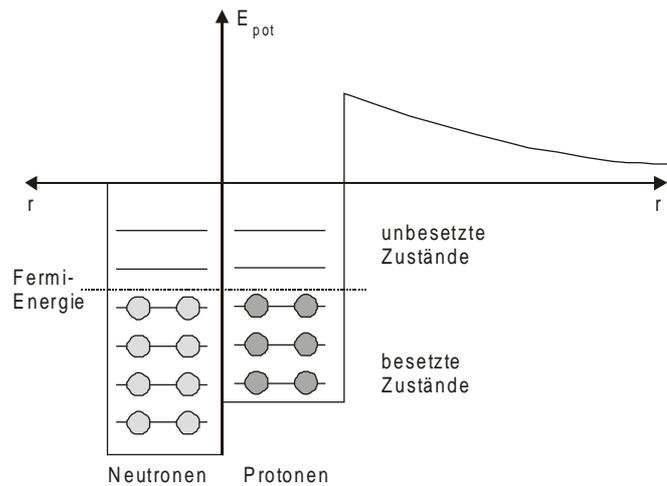


Abb. 19: Potenzialtopf-Modell für einen Atomkern

2.2.1 Beta-Zerfall im Potenzialtopf-Modell

Sind die beiden Potenzialtöpfe so aufgefüllt, dass ein besetztes Neutron-Niveau oberhalb eines unbesetzten Proton-Niveaus liegt (s. Abb. 20), so kann das Neutron dieses freie Niveau besetzen, dabei wandelt sich das Neutron in ein Proton um. Zur Ladungserhaltung muss dabei eine negative Ladung abgegeben werden, die in Form eines Elektrons frei wird. Da der Potenzialtopf zu klein ist, als dass sich dort ein Elektron aufhalten könnte (vergl. Energie eines Elektrons im Potenzialtopf), verlässt es den Kern und wird außerhalb als β -Teilchen registriert. Das Problem, dass diese Elektronen ein breites Energiespektrum aufweisen und nicht immer die gleiche Energie transportieren, wie sie bei diesem Prozess frei wird, löste Pauli 1930 durch Einführung eines Antineutrinos, das gleichzeitig emittiert wird und einen beliebigen Anteil dieser Energie mitnehmen kann. Damit lässt sich der Umwandlungsprozess beschreiben durch

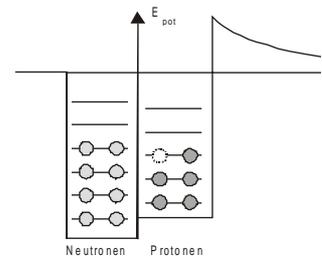


Abb. 20: Eine freie Position im Potenzialtopf der Protonen kann durch ein Neutron besetzt werden.

Auch der umgekehrte Fall (s. Abb. 21) ist möglich. Dann würde ein Proton in ein entsprechendes unbesetztes Neutron-Niveau überwechseln und seine nun überzählige positive Ladung in Form eines Positrons emittieren, das als β^+ -Teilchen registriert wird. Hier wird ebenfalls gleichzeitig ein Neutrino ausgesandt, das wiederum einen beliebigen Teil der Energie transportieren kann. Der Umwandlungsprozess wird dargestellt durch



In beiden Fällen nimmt die Gesamtenergie der verbleibenden Kerne ab, womit sie sich dem Bereich nähern, in dem die Kerne stabil sind.

Auch freie Neutronen sind instabil und zerfallen mit einer Halbwertszeit von 10,6 min unter Aussendung eines β^- -Teilchens und eines Antineutrinos. Zurück bleibt ein Proton, aus dem sich nach dem Einfang eines Elektrons ein Wasserstoffatom bildet. Dieser Zerfall ist nur deshalb möglich, weil die Ruhemasse eines Neutrons geringfügig größer ist als die eines Protons. Die Massendifferenz geht in die Energie der emittierten Teilchen über.

2.2.2 Alpha-Zerfall im Potenzialtopf-Modell

Einzelne Nukleonen können den Kern nicht verlassen, da sie dazu die Separationsenergie von ca. 8 MeV (vergl. Kap. 2.1) aufbringen müssen. Bildet sich dagegen aus zwei Protonen und zwei Neutronen ein Heliumkern, so wird pro Nukleon eine Bindungsenergie von ca. 7 MeV frei, womit der Heliumkern das Nullniveau überschreiten kann. Die dann noch verbleibende Energie reicht jedoch nicht mehr aus, den Potenzialwall zu überwinden.

Dass dennoch α -Strahlung auftritt, ist nur auf quantenmechanischem Wege zu erklären. Danach lässt sich dem im Kern eingeschlossenen Heliumkern eine Wellenfunktion zuordnen, deren Amplitudenquadrat die Aufenthaltswahrscheinlichkeit beschreibt. Diese Wellenfunktion existiert auch im Inneren des Potenzialwalls und liefert damit auch dort eine geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Sollte es dort lokalisieren, würde es wieder in den Kernbereich zurückgeführt, weil die starke Wechselwirkung die Coulomb-Abstoßung noch überwiegt („verbotener“ Bereich). Wenn die Energie des Heliumkerns oberhalb des Nullniveaus liegt, ergibt sich damit auch eine geringe Wahrscheinlichkeit, den Heliumkern außerhalb des Potenzialwalls anzutreffen. Damit hat es den Potenzialwall „durchtunnelt“, obwohl seine Energie geringer ist als die Höhe des Potenzialwalls. Bei hinreichend großem Abstand überwiegt die Coulomb-Abstoßung die Kernkraft und verhindert somit eine Rückkehr des Heliumkerns in den Mutterkern. Mit diesem Tunneleffekt lässt sich erklären, warum bei einer Potenzialbarriere von 22 MeV α -Teilchen mit einer Energie von lediglich 4 MeV auftreten können.

Mit der Emission des α -Teilchens ändert sich sowohl im Kern als auch im Heliumkern die Bindungsenergie, was zu einer Veränderung der Masse führt, außerdem wird Energie frei. Die Masse des Mutterkerns vor dem Zerfall muss deshalb größer sein als die Summe der Massen des zerfallenen Kerns und der des Heliumkerns. Dies trifft für Isotope mit einer Massenzahl $A < 210$ nicht zu, deshalb können diese auch keinen α -Zerfall ausführen.

2.2.3 Gamma-Prozess im Potenzialtopf-Modell

Vergleichbar mit den verschiedenen Anregungszuständen der Atomhülle lassen sich auch den Nukleonen unterschiedliche Anregungszustände zuordnen, die den quantenmechanischen Gesetzen entsprechend genau definiert sind und deren Übergänge durch die Emission von Photonen erfolgen. Nach einem Zerfallsprozess befindet sich ein Kern häufig noch in einem angeregten Zustand, den er durch Aussendung eines Photons, das wegen seiner hohen Energie als γ -Quant bezeichnet wird, verlässt und damit in einen energieärmeren Zustand übergeht.

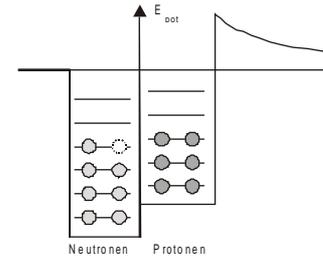


Abb. 21: Eine freie Position im Potenzialtopf der Neutronen kann durch ein Proton besetzt werden.

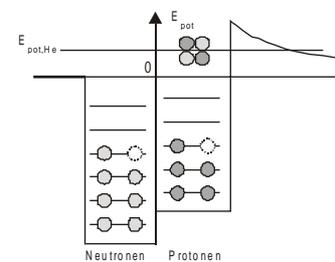


Abb. 22: Ein im Kern entstandener Heliumkern kann sich oberhalb der Nullenergie aufhalten, den Potenzialwall jedoch nicht durchdringen

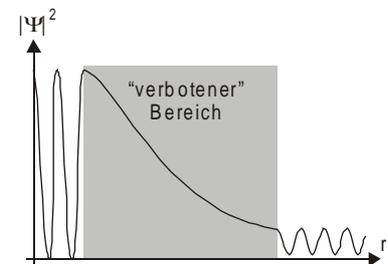


Abb. 23: Wahrscheinlichkeitsfunktion des α -Teilchens in der Umgebung des Mutterkerns

3 Kernreaktionen und Kernenergie

Die bei Kernprozessen beteiligten Energien sind um drei bis fünf Zehnerpotenzen größer als bei Prozessen in der Atomhülle. Während bei chemischen Reaktionen pro Molekül Energien im Elektronenvolt-Bereich aufgewendet oder freigesetzt werden, finden Kernprozesse im Mega-Elektronenvolt-Bereich statt. Dies bedeutet einerseits, dass für die künstliche Herbeiführung von Kernumwandlungen entsprechend hohe Energien bereit gestellt werden müssen, andererseits aber auch entsprechend hohe Energiemengen freigesetzt werden können.

3.1 Künstliche Erzeugung von Radionukliden

Nur wenige der in der Nuklidkarte aufgeführten radioaktiven Isotope sind in natürlichen Vorkommen zu finden, die überwiegende Mehrheit wurde im Laufe der Zeit künstlich erzeugt und untersucht. Das allgemeine Prinzip der Erzeugung künstlicher Isotope besteht darin, durch einen gezielten Beschuss zusätzliche Nukleonen in einen vorhandenen Kern einzubringen oder ihm durch γ -Quanten Energie zuzuführen. Da dadurch die Energiebilanz innerhalb des Kernes gestört wird, sind die so erzeugten Isotope in der Regel radioaktiv. Gelingt es, diese ebenfalls weiter umzuwandeln, bevor sie wieder zerfallen sind, kann man besonders schwere Isotope (z.B. die Transurane) oder besonders weit von der stabilen Zone der Nuklidkarte entfernte Isotope erzeugen.

3.1.1 Wirkungsquerschnitt beim Kernbeschuss

Damit beim Beschuss die Teilchen mit dem Kern in Wechselwirkung treten können, müssen sie sich dem Kern so weit annähern, dass sie in den Bereich der starken Wechselwirkung gelangen, also in etwa den Kerndurchmesser von 10^{-14} m treffen. Die Zielkerne (oft auch Target genannt) befinden sich z.B. bei Festkörpern in Abständen von der Größenordnung der Atomdurchmesse von einigen 10^{-10} m. Da die Atome des Targets räumlich angeordnet sind, hängt die Trefferwahrscheinlichkeit von der bestrahlten Querschnittsfläche und der Schichtdicke des Targets ab. Bestrahlt man das Target mit N Teilchen, von denen ΔN mit einem Targetatom wechselwirken, ergibt sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit

$$p_{\text{ww}} = \frac{\Delta N}{N} \quad (33)$$

Sie ist proportional zur Schichtdicke Δx und der Anzahl der Targetatome pro Volumeneinheit, die man als n bezeichnet. Der entsprechende Proportionalitätsfaktor σ ist abhängig von der Art der Targetatome und der Art der Teilchen, mit denen das Target beschossen wird. Er wird als **Wirkungsquerschnitt** bezeichnet und hat die Einheit einer Fläche. Man erhält:

$$\frac{\Delta N}{N} = \sigma \cdot n \cdot \Delta x \quad (34)$$

Man kann sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit vorstellen als das Verhältnis der Fläche der Targetkerne aus Sicht des Strahls zur Gesamtfläche des Targets, damit ist der Wirkungsquerschnitt die Fläche des Targetkerns, wie sie sich dem Teilchen darbietet. Sie entspricht nicht dem tatsächlichen Kerndurchmesser, sondern kann auch erheblich kleiner sein als dieser.

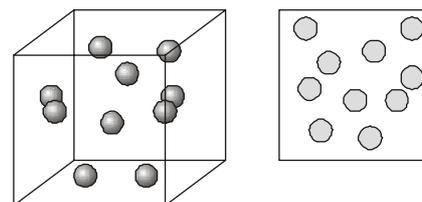


Abb. 24: Räumliche Verteilung der Target-Atome (links) und aus Strahlrichtung

3.1.2 Möglichkeiten der Kernumwandlung

Als elektrisch neutrale Teilchen müssen **Neutronen** nicht gegen die Coulomb-Abstoßung der Kernladung anlaufen, somit können sie verhältnismäßig leicht in einen Kern eindringen. Da nur ein geringer Teil der Neutronen mit dem Kern so in Wechselwirkung tritt, dass das Neutron tatsächlich auch eingefangen wird, muss die Bestrahlung des Zielmaterials entweder mit einer hohen Neutronendichte oder über eine genügend lange Zeit erfolgen. Der Wirkungsquerschnitt ist dabei um so größer, je langsamer die Neutronen sind.

Damit **Protonen** in den Kern eindringen können, müssen sie eine hinreichend große Energie haben, um den Coulomb-Wall von einigen MeV überwinden zu können, was die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit verringert. Dies gilt auch für **α -Teilchen** oder schwerere **Ionen**, wobei letztere eingesetzt werden, um z.B. Transurane zu erzeugen.

Bei der Bestrahlung mit **γ -Quanten** wird der Kern in einen angeregteren Energiezustand versetzt, womit die Wahrscheinlichkeit erhöht wird, dass dieser Kern zerfällt. Wird dadurch ein Nukleon ausgelöst, spricht man vom **Kernphotoeffekt**.

3.1.3 Anwendung von Radionukliden

Künstlich erzeugte Radionuklide finden eine besonders wichtige Anwendung in Medizin und Technik. So ist es z.B. möglich, durch das Injizieren eines künstlich hergestellten kurzlebigen Jod-Isotops mit geeigneten Detektoren den Weg und die Ansammlung von Jod im menschlichen Organismus zu verfolgen und somit Organschäden frühzeitig zu erkennen. Technetium- oder Americium-Isotope werden verwendet, um in der Metallfertigung Schichtdicken von Stahlplatten in Walzstrahlen zu messen.

Das sich zeitlich verändernde Verhältnis von radioaktivem Material und seinen Folgeprodukten kann zur Altersbestimmung verwendet werden. Am bekanntesten ist die C14-Methode in der Archäologie, die mit hoher Genauigkeit die Datierung von organischen Objekten bis zu ca. 30 000 Jahren erlaubt, während mit der Uran-Blei-Methode das Alter von Gesteinen bestimmt werden kann, womit z.B. das vermutete Alter der Erde von 5 Mrd. Jahren bestätigt werden konnte.

3.2 Kernenergie

Die bei Kernreaktionen beteiligten großen Energien eröffnen die Möglichkeit, diese zur Energieerzeugung zu verwenden, wobei deutlich geringere Stoffmengen benötigt werden als bei chemischen Prozessen. Dies geschieht bei der friedlichen Nutzung der Kernenergie in Form von Kernreaktoren, aber auch in der militärischen Verwendung als Atombombe.

3.2.1 Kernspaltung

Beschießt man Uran mit Neutronen, erhält man kurzzeitig ein schwereres Isotop. Anstatt jedoch einen der üblichen Zerfallsprozesse auszuführen, zerfällt der Kern in zwei verschieden große Bruchstücke, was man als Kernspaltung bezeichnet. Zusätzlich werden einige schnelle Neutronen freigesetzt, da das Verhältnis von Neutronen zu Protonen zu leichteren Kernen hin abnimmt. Besonders geeignet ist hier das radioaktive Isotop U235, da dieses nach dem Einfang eines Neutrons in einen hoch angeregten Zustand übergeht (s. Abb. 25), bei dem die Aktivierungsenergie für eine Spaltung kleiner ist als die Bindungsenergie des hinzugefügten Neutrons.

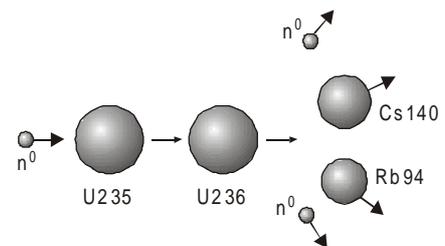


Abb. 25: Spaltung eines U235-Kerns durch ein thermisches Neutron (links)

Trifft eines der bei der Spaltung freigesetzten Neutronen wiederum auf einen U235-Kern, so kann es eine weitere Spaltung auslösen. Da bei jedem Spaltprozess aber mindestens zwei Neutronen frei werden, entsteht eine sog. Kettenreaktion, bei der eine immer weiter zunehmende Anzahl von Kernen gespalten werden.

Die Bruchstücke (z.B. Cäsium und Rubidium) haben Massenzahlen in der Größenordnung von 90 bis 150. Ein Vergleich mit Abb. 18 zeigt, dass deren mittlere Bindungsenergie pro Nukleon mit 8,4 MeV deutlich größer ist als für U235 mit etwa 7,5 MeV. Somit wird bei jeder Spaltung ein Energiebetrag von $235 \cdot 0,9 \text{ MeV} = 211 \text{ MeV}$ frei. Der größte Teil dieser Energie geht in die kinetische Energie der Spaltprodukte, der Rest teilt sich auf die Neutronen und die diversen Strahlungen auf, die in der Folge des weiteren Zerfalls auftreten.

Die bei der Kernspaltung pro Zeiteinheit freigesetzte Energie hängt ab von der Vermehrungsrate k der Neutronen. Für einen Wert von $k = 1$ ist die Anzahl der pro Zeiteinheit gespaltenen Kerne und damit auch die freigesetzte Energie konstant, für $k > 1$ nimmt sie nach

$$N(t) = k^{\frac{t}{\tau}} \quad (35)$$

exponentiell mit der Zeit zu. Da die Zeit τ zwischen zwei voneinander abhängigen Spaltvorgängen etwa in der Größenordnung von 10^{-8} s liegt, genügt bereits ein geringfügig größerer Wert von k als 1, dass innerhalb kürzester Zeit sehr viele Kerne gespalten werden. Um so z.B. alle $6 \cdot 10^{26}$ Atome von einem Mol U235 zu spalten, benötigt man bei $k = 1,01$

$$t = \tau \cdot \frac{\ln(N(t))}{\ln(k)} = 1 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\ln(6 \cdot 10^{26})}{\ln(1,01)} = 6,2 \cdot 10^{-5} \text{ s} = 62 \mu\text{s}$$

In dieser kurzen Zeit wird eine Energie frei in Höhe von

$$E = 6 \cdot 10^{26} \cdot 211 \text{ MeV} = 2,03 \cdot 10^{16} \text{ J}$$

was einerseits erklärt, warum die Explosion einer Atombombe eine solch verheerende Wirkung hat, andererseits aber auch verdeutlicht, warum die Energieerzeugung durch Kernspaltung nur verhältnismäßig wenig „Kernbrennstoff“ benötigt.

Damit die Neutronen eine Kernspaltung auslösen können, müssen sie abgebremst werden, denn die erzeugten Neutronen haben eine so hohe Geschwindigkeit, dass ihr Wirkungsquerschnitt zu gering ist, als dass sie im Spaltmaterial eine weitere Spaltung auslösen können, bevor sie das Material verlassen haben. Dazu verwendet man sog. Moderatoren, die in der Regel aus leichten Kernen bestehen, weil dort bei elastischen Stößen der Neutronen ein verhältnismäßig großer Impuls auf den Kern übertragen werden kann und somit das Neutron entsprechend viel Energie verliert. So wirkt z.B. Wasser als guter Moderator, weil die darin enthaltenen Wasserstoffkerne die gleiche Masse wie die Neutronen aufweisen.

3.2.2 Kritische Masse

Betrachtet man ein bestimmtes Volumen eines spaltbaren Materials - der Einfachheit halber in Kugelform - so hängt die Vermehrungsrate k vom Durchmesser dieser Kugel ab, denn je größer die Strecke ist, die ein Neutron innerhalb des Materials zurücklegt, desto größer wird auch die Wahrscheinlichkeit, einen weiteren Kern zur Spaltung anzuregen, bevor das Neutron das Material verlässt und somit nicht mehr zur Vermehrungsrate beitragen kann. Da die schnellen Neutronen durch die schweren Uran-Kerne nur wenig abgebremst werden, beträgt die kritische Masse von U235, bei der ein Wert von k größer als 1 erreicht wird, etwa 50 kg, das entspricht einem Kugel-Durchmesser von

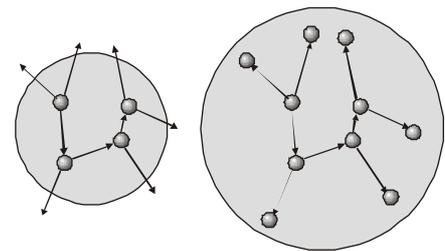


Abb. 26: Abhängigkeit der Vermehrungsrate k vom Kugeldurchmesser, links: $k = 1$, rechts: $k = 2$

ca. 17 cm. Durch entsprechende Maßnahmen, z.B. das Einfügen von geeigneten Moderator-Materialien und eine Neutronen reflektierende Ummantelung kann diese kritische Masse auf 0,3 kg reduziert werden. Damit ist es möglich, Atombomben zu konstruieren, die so klein sind, dass sie von Flugzeugen oder Raketen transportiert werden können. In diesem Fall wird die Masse aufgeteilt und erst zum Zeitpunkt der Zündung durch Sprengladungen zur kritischen Masse vereinigt.

In Kernreaktoren wird das spaltbare Material gezielt in Brennstäben so angeordnet, dass keine Kettenreaktion einsetzt, solange die Moderatoren entfernt sind, weil dann die Neutronen nicht ausreichend abgebremst werden, um eine Vermehrungsrate k größer als 1 zu erzielen. Dadurch kann die kritische Masse um mehr als das 2000-fache überschritten werden, ohne dass es zu einer Kettenreaktion kommt.

3.2.3 Kernreaktoren

In einem Kernreaktor wird eine kontrollierte Kettenreaktion erzeugt und aufrechterhalten. Die Vermehrungsrate k wird dabei durch mehrere Komponenten gesteuert.

Durch Wahl eines aus U235 und U238 bestehenden **Spaltmaterials** entfällt die Notwendigkeit, das in natürlichen Vorkommen im Verhältnis 1 : 140 seltenere U235 zu extrahieren, sondern es genügt eine Anreicherung auf einen Anteil von ca. 3,5%. Dieses Gemisch wird nicht in metallischer Form, sondern als Urndioxid in die Brennstäbe eingebracht, was den Vorteil bietet, dass das keramische Oxid auch bei hohen Temperaturen anders als das Metall nicht mit Wasser reagiert.

Da sich beim U238 der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Neutrons mit 7 eV drastisch vergrößert, müssen die schnellen Neutronen mit einer Energie von ca. 2 MeV so schnell wie möglich auf ca. 0,025 eV abgebremst werden, weil nur diese für den Einfang durch das U235 geeignet sind. Dazu verwendet man **Moderatoren** wie Wasser oder Graphit, da diese mit nur wenigen Stoßprozessen (18 bei Wasser, 114 bei Graphit) die Neutronen entsprechend abbremsen und dabei nur wenige Neutronen mit der für die Kettenreaktion ungünstigen Energie von 7 eV entstehen lassen.

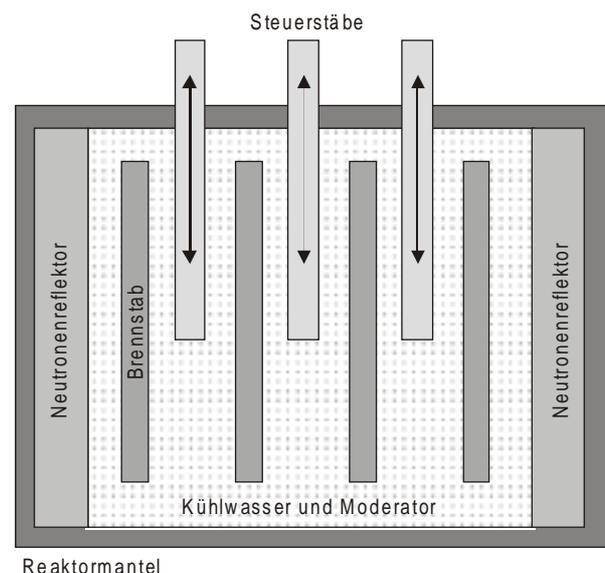


Abb. 26: Prinzipieller Aufbau eines Kernreaktors mit den entsprechenden Steuersystemen zur Kontrolle des Neutronenflusses

Damit ein gleichmäßiger Abbrand der Brennstäbe sowohl innen als auch am Rande des Reaktors gewährleistet wird, umgibt man den Reaktorkern mit einem **Neutronen-Reflektor**, der ebenfalls aus Wasser oder Graphit besteht.

Eine Kontrolle der Kettenreaktion ergibt sich auch, wenn man Materialien zwischen die Brennstäbe einführt, die Neutronen absorbieren. Diese werden in Form von **Steuerstäben** aus geeigneten Metall-Legierungen direkt neben den Brennstäben angeordnet und dienen zur Feinregulierung der Kettenreaktion. Zur Schnellabschaltung eines Reaktors kann auch das als Moderator wirkende Kühlwasser durch mit Bor angereichertes Wasser ersetzt werden, wobei das Bor die Neutronen einfängt und das Wasser die thermische Energie aufnehmen kann, die von den Brennstäben abgegeben wird (Notkühlsystem).

Der Großteil der im Reaktor erzeugten Energie stammt aus der kinetischen Energie der Spaltprodukte, die durch ein geeignetes Kühlmittel abgeführt und zur Dampferzeugung verwendet wird, mit dem Turbinen und letztendlich Generatoren angetrieben werden können. Je nach Reaktortyp verwendet man als Kühlmittel Wasser (Druckwasserreaktor), Wasserdampf (Siedewasserreaktor), flüssiges Natrium (Brutreaktor) oder Helium (Kugelhaufenreaktor). Lediglich beim Siedewasserreaktor kann der entstehende Dampf direkt zum Antrieb der Turbine verwendet werden (mit dem Nachteil, dass dieser durch Neutroneneinfang radioaktives Tritium enthält), bei allen anderen Reaktoren wird der Dampf in einem Sekundärkreislauf durch Wärmetauscher gewonnen.

3.2.3 Kernfusion

Nach Abb. 18 auf S. 16 ergibt sich bereits bei der Kernspaltung (rechter Ast des Graphen) eine erhebliche Energieausbeute bei der Spaltung schwerer Elemente. Etwa um den Faktor 10 größer wäre allerdings die Energieausbeute, die bei der Verschmelzung leichter Kerne - besonders von Wasserstoff zu Helium - erzielt werden könnte. Wegen der geringen Trefferwahrscheinlichkeit genügt es dabei nicht, Deuterium-Atome aufeinander zu schießen. Statt dessen verwendet man ein eingeschlossenes Gasgemisch, das auf extrem hohe Temperaturen erhitzt und dabei unter hohem Druck gesetzt wird. Damit nähern sich die Atomkerne soweit an, dass bei den unvermeidlichen Stoßprozessen ihre kinetische Energie ausreicht, um den Potenzialwall des Kerns zu überwinden und zu fusionieren.

Derzeit scheinen zwei Prozesse besonders Erfolg versprechend zu sein, um durch Fusion Energie zu gewinnen. Beim ersten Prozess wird Deuterium mit Tritium fusioniert, es gilt



Der Vorteil ist, dass bei den verwendeten Stoßpartnern die Wirkungsquerschnitte so hoch sind, dass bereits bei einer Temperatur von $3 \cdot 10^8 \text{ K}$ eine positive Energiebilanz zu erwarten ist. Nachteil dieser Reaktion ist das Entstehen schneller Neutronen, da diese vom umgebenden Reaktormaterial absorbiert werden und durch Kerneinfang zur Entstehung radioaktiver Nuklide führen, die wie bei Fissionsreaktoren als radioaktiver Müll entsorgt werden müssten.

In dieser Hinsicht wäre der folgende Prozess frei von kontaminierenden Neutronen. Hier wird Deuterium mit leichtem Helium ($\text{He}3$) fusioniert:



Hier entstehen keine radioaktiven Nuklide, da die Energie des Protons nicht ausreicht, den Potenzialwall anderer Kerne zu überwinden um mit ihnen in Wechselwirkung zu treten. Trotz dieses unbestreitbaren Vorteils kommt dieser Prozess für eine technische Nutzung zur Zeit nicht in Frage, da es auf der Erde kein $\text{He}3$ gibt. Dieses wird lediglich von der Sonne mit dem Sonnenwind emittiert und ist in den Oberflächengesteinen von Himmelskörpern wie dem Mond oder Asteroiden zu finden, die keine Atmosphäre aufweisen.

Um die hohe Temperatur des Gases zu erzielen, werden die Reaktionspartner in einer Gasentladung vollständig ionisiert und das dabei entstehende Plasma anschließend durch ein magnetisches Feld in einem Ring eingeschlossen und komprimiert. Durch Hochfrequenzstrahlung und Injektion weiteren Reaktionsmaterials wird das Plasma weiter aufgeheizt, bis die Fusion einsetzt. Bei den hierfür notwendigen Temperaturen muss der Plasmastrahl durch das magnetische Feld von der Gefäßwandung ferngehalten werden, außerdem muss das Gefäß evakuiert sein, um eine Verunreinigung des Plasmas durch andere Atome zu verhindern. Die bei dem Prozess entstehenden Protonen transportieren den Großteil der Energie, sie verlassen den Plasmastrahl und werden durch geeignete Felder zu Natrium-gekühlten Wärmetauschern geführt, wo sie ihre Energie abgeben.

Die Entwicklung und Erforschung der Kernfusion hat bereits Anfang der 60-er Jahre begonnen und seit etwa dieser Zeit gilt bei Fusionsforschern folgendes geflügelte Wort als Antwort auf die Frage, wann die Fusion denn wirtschaftlich realisiert würde: „in etwa 20 Jahren“. Daran hat sich bis heute nichts geändert.

3.2.4 Die Sonne als Fusionsreaktor

Im Frühstadium unserer Sonne hat eine Gaswolke begonnen, auf ihr gemeinsames Schwerkraftzentrum hin zu kollabieren. Mit zunehmender Dichte und Masse des Zentrums beschleunigte sich der Prozess und führte zu einer Kompression des Gases, das sich somit zunächst auf ca. 10 000 K aufheizte und zu leuchten begann (Abb. 26, oben). Der weitere Zustrom von Gas erhöhte kontinuierlich die Masse und damit auch Druck und Temperatur, bis bei etwa 1 Mio K die Deuterium-Deuterium-Fusion einsetzte (Mitte). Diese heizte den Sonnenkern weiter auf, bis schließlich nach ca. 30 Mio Jahren eine Temperatur von 10 Mio K erreicht war, bei der jeweils 4 Protonen zu einem He4-Kern verschmelzen, wobei sich zwei Protonen unter Abgabe zweier Neutrinos in Neutronen verwandeln (unten). Bei diesem Prozess wird jeweils eine Energie von 26,2 MeV freigesetzt. Dieser Zustand wird noch mehrere Milliarden Jahre anhalten, bis etwa 12% des Wasserstoffes aufgebraucht sind. Da nun das Innere des Sterns wieder zu kollabieren beginnt, steigt die Temperatur weiter an und es können auch schwerere Elemente bis hin zum Eisen entstehen. Bei Sternen, deren Masse größer ist als die unserer Sonne, gibt es einen zweiten Kollaps, an dessen Ende der Stern als Super-Nova explodiert und einen Großteil seiner Masse verliert. In den dabei auftretenden Schockwellen können auch schwerere Elemente bis hin zu den Transuranen entstehen. Da in unserem Sonnensystem alle diese Elemente auftreten, gehört unsere Sonne nicht zur ersten Sternengeneration.

Aus der Solarkonstanten von 1,37 kW/m² lässt bestimmen, wieviel Energie die Sonne aus der Kernfusion pro Sekunde erzeugt und welche Massendifferenz dabei auftritt. Bezogen auf eine Kugeloberfläche vom Erdbahnradius erhält man aus der Solarkonstanten eine Energie von etwa $4 \cdot 10^{26}$ J, die pro Sekunde abgestrahlt wird. Nach der Einsteinschen Formel ergibt sich daraus pro Sekunde eine Massendifferenz von

$$E = m \cdot c^2 \Rightarrow m = \frac{E}{c^2} = \frac{4 \cdot 10^{26} \text{ J}}{\left(2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}\right)^2} = 4,45 \cdot 10^9 \text{ kg}$$

Bei einer Sonnenmasse von ca. $2 \cdot 10^{30}$ kg dauert es somit ca. $5,4 \cdot 10^{19}$ s, bis 12% der Sonnenmasse verbraucht sind, das entspricht einem Zeitraum von ca. $1,7 \cdot 10^{12}$ Jahren.

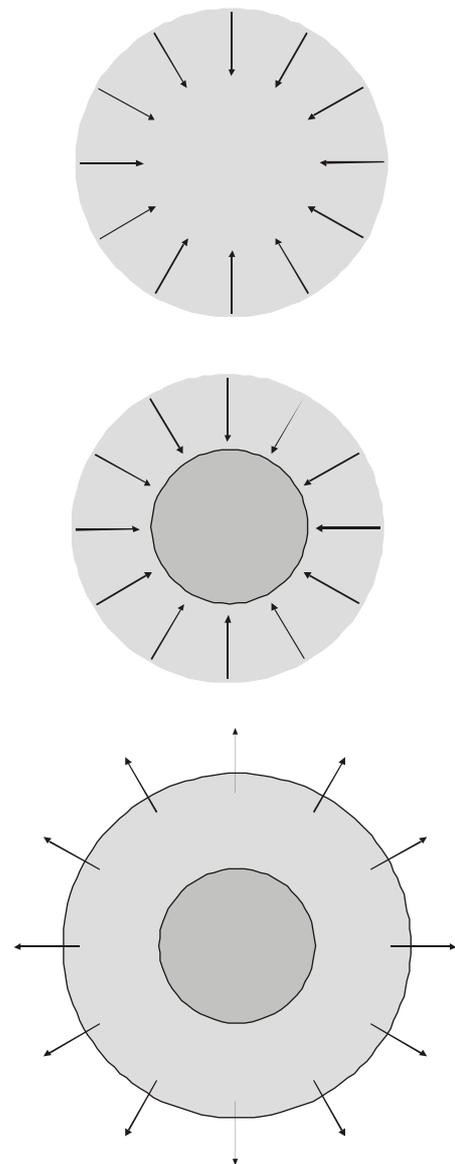


Abb. 27: Entwicklungsstadien unserer Sonne von einer kollabierenden Gaswolke (oben) über das erste Einsetzen der Deuterium-Fusion (Mitte) bis zum heutigen Stadium der Protonen-Verschmelzung (Der Bereich der Fusion ist dunkler schattiert)