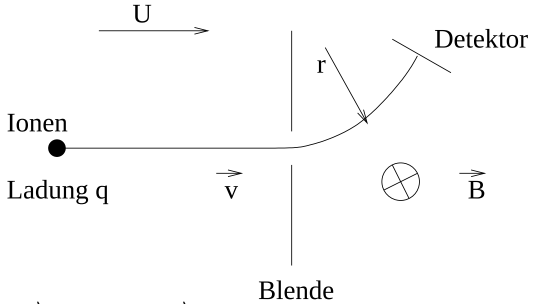
8 Kernphysik

8.1 Kernbausteine

Nachdem wir die Struktur der aus Elektronen gebildeten Atomhüllen aufgeklärt und die sich daraus ergebenden Eigenschaften (chemisch, physikalisch, ...) besprochen haben, werden wir uns der genaueren Untersuchung der Atomkerne zu. Verglichen mit den Atomen sind die Kerne sehr klein ($\approx 10^{-15}m$), aber praktisch die gesamte Masse ist darin konzentriert. Die Größe der Kerne bestimmt man durch Streuung mit α-Teilchen (Rutherford) oder Elektronen (Hofstadter). Die Masse der Atome (Kerne) wird in Massenspektrometern bestimmt:

Ionisierte Atome werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und anschließend in einem homogenen Magnetfeld abgelenkt. Aus dem gemessenen Krümmungsradius kann die Masse (und Ladung) der Ionen bestimmt werden:



kinetische Energie $T = \frac{1}{2}mv^2 = qU$ Lorentzkraft $\vec{F_L} = q\vec{v} \times \vec{B} \rightarrow F_L = qvB$

Trägheitskraft $F_T = m\frac{v^2}{r}$

$F_L = F_T \rightarrow qvB = m\frac{v^2}{r}$

$r = \frac{mv}{qB}\sqrt{\frac{2qU}{m}} = \sqrt{\frac{2mU}{B^2q}}$

Wenn man die Kernladungszahl Z der Atome mit der so gemessenen Atommasse A vergleicht, findet man, dass folgendes gilt

$$A > Z \quad \text{(Ausnahme Wasserstoff } A = Z)$$

A ist die Atommasse gemessen in Einheiten der Masse des Wasserstoffkerns.

Der Kern des Wasserstoffs besteht aus einem Proton, das positiv geladen ist. Der Betrag der Ladung ist exakt gleich der Ladung des Elektrons $q_p = -q_e$. Die komplizierteren Atomkerne müssen offenbar neben den Z Protonen, die die Ladung der Elektronen neutralisieren, noch andere elektrisch neutrale Bausteine enthalten. Dieses neutrale Teilchen wurde 1932 von Chadwick in der Streuung von α-Teilchen an Berillium entdeckt, das Neutron n. Es besitzt, wie das Proton, einen Spin $s = \frac{1}{2}$ und seine Masse ist der des Protons sehr ähnlich:

$$\begin{aligned} m_p &= 938,3\text{MeV}/c^2 \quad (= 1,672 \cdot 10^{-27}kg) \\ m_n &= 939,6\text{MeV}/c^2 \\ m_n - m_p &= 1,3\text{MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Abgesehen von dieser kleinen Massendifferenz, sowie der Bindungsenergie (siehe unten), entspricht die Atommasse A der Anzahl der Nukleonen (Z Protonen plus N Neutronen) $A = Z+N$.

Für Atomkerne führen wir die folgende Schreibweise ein:

$${}^{A}_{Z}(Kern) \text{ , z.B.} \quad {}^{1}_{1}H,\ {}^{4}_{2}He,\ {}^{12}_{6}C,\ {}^{235}_{92}U$$

Zu jeder Atomsorte (Element) gibt es eine Reihe von Kernen, die sich durch die Zahl der Neutronen unterscheiden: Isotope stehen am gleichen Ort im Periodensystem (gleiches Z). Im Gegensatz dazu sind Isobare Kerne mit gleicher Anzahl von Kernbausteinen (gleiches A).

Beispiel: Neben dem normalen Wasserstoff ^1_1H gibt es noch das Deuterium ^1_2H (relative Häufigkeit $1,5 \cdot 10^{-4}$) und das instabile Tritium ^1_3H.

Für genauere Betrachtungen werden Kern- und Atommassen in atomaren Masseneinheiten u angegeben. Die Referenz ist die Masse des Kohlenstoffatoms $^{12}_6C$:

$$\underline{1u} = \frac{1}{12} m_c = 1,66 \cdot 10^{-27} kg = \underline{931,50 \frac{\text{MeV}}{c^2}}$$

8.2 Kernkraft und Bindungsenergie

Bis auf die elektrische Ladung und die kleine Massendifferenz sind das Proton und das Neutron identische Teilchen. Man nennt sie auch Nukleonen. Zwischen den Nukleonen wirkt die starke, anziehende Kernkraft, die eine Konsequenz der starken Wechselwirkung ist (siehe Elementarteilchenphysik). Die Kernkraft sorgt für die Stabilität der Kerne. Sie unterscheidet nicht zwischen Proton und Neutron und wirkt nur über kurze Distanzen.

Protonen und Neutronen unterliegen dem Pauli-Prinzip. Das würde die gleiche Anzahl von Neutronen und Protonen in den Kernen bevorzugen. Demgegenüber steht jedoch die elektrische Abstoßung der Protonen. Stabile Kerne enthalten deshalb mehr Neutronen als Protonen. Man kennt 254 stabile Kerne, der schwerste ist $^{209}_{83}Bi$, der 83 Protonen und 126 Neutronen enthält.

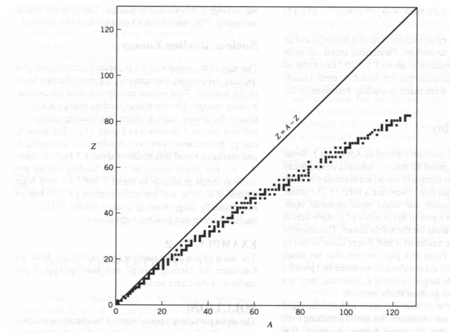


FIGURE 11-2 Number of protons (Z) versus number of neutrons (A − Z) for stable nuclei.

Die Kernkraft, die die Atomkerne zusammenhält, bewirkt eine negative potentielle Energie des Kerns im Vergleich zu den separierten, einzelnen Kernbausteinen. Das entspricht einer positiven Bindungsenergie, die gemäß $E = mc^2$ dazu führt, dass die Masse eines stabilen Kerns kleiner ist, als die Summe der Massen der Kernbausteine.

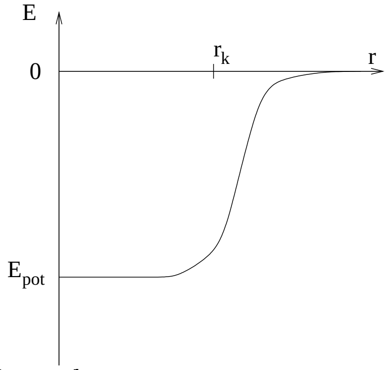
Beispiel Deuteriumkern (Deutron)

$m_d = m_p + m_n + E_{pot}$

$m_d + E_B = m_p + m_n$

Mit $m_d = 1875,6 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ und den Werten für m_p und m_n (Kap. 8.1) folgt

$E_B = 2,2\text{MeV}$



Die Bindungsenergie der Kerne sind von der Größenordnung einige MeVpro Nukleonen.

Zum Vergleich:	äußere Elektronen der Atome	einige eV
	innere Elektronen schwerer Atome	$10 - 100$keV
	Bindungsenergie der Nukleonen	einige MeV

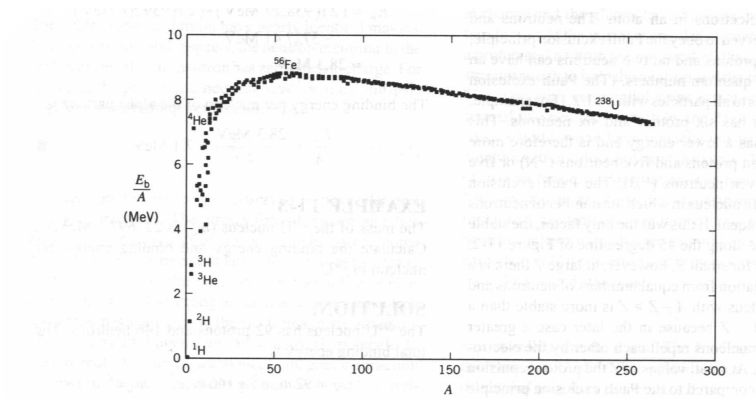


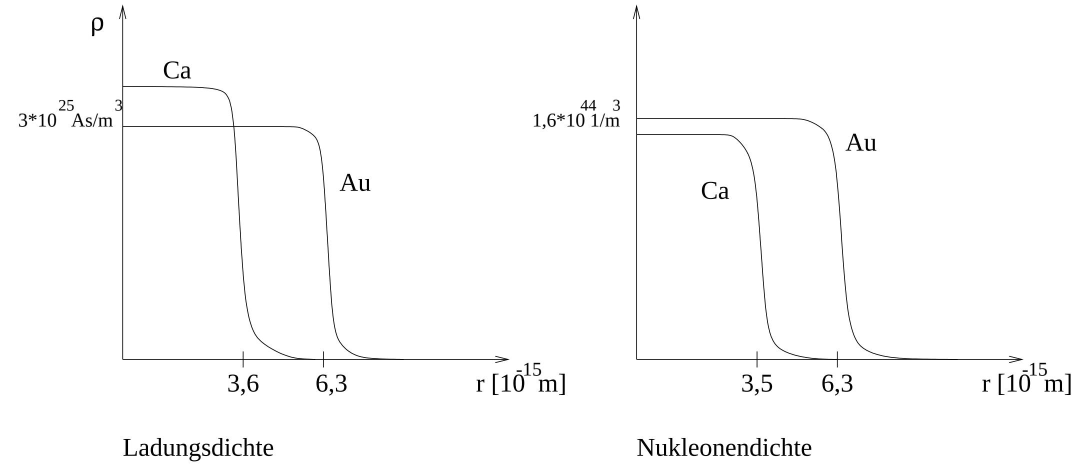
FIGURE 11-3. Binding energy per nucleon versus atomic mass number (A).

Die Bindungsenergie pro Nukleonen als Funktion der Massenzahl zeigt Spitzen bei $^4_2He,^{16}_8O,^{40}_{20}Ca$, ... die deshalb sehr stabile Kerne sind. Das absolute Maximum wird bei $^{56}_{26}Fe$ erreicht. Daraus folgt, dass es prinzipiell zwei Möglichkeiten gibt, durch Umwandlungen von Kernen Energie zu gewinnen:

Kernfusion:	Verschmelzen leichter Kerne	$A < 56$
Kernspaltung:	Spalten eines schweren Kernes	$A > 56$

8.3 Kernradius und Kernmodelle

Die Größe eines Atomkerns kann man durch Streuung mit hochenergetischen Teilchen ermitteln. Bei der Streuung mit Elektronen erhält man die Ladungsverteilung im Kern, den die Elektronen spüren nur die elektrische Anziehung der Protonen und nicht die Kernkraft. Bei der Streuung der mit Neutronen erhält man dagegen die Verteilung der Nukleonen:



Man findet ähnliche Ergebnisse für die Verteilung der Protonen (Ladungsdichte) und der Nukleonen. Der Radius der Kerne ist nicht scharf definiert (quantenmechanische Aufenthaltswahrscheinlichkeiten). Als Kernradius bezeichnet man die Stelle, an der die Dichte der Nukleonen auf die Hälfte gesunken ist. Im Inneren des Kerns ist die Dichte konstant. Auch für Kerne mit verschiedenen A und Z sind die Dichten sehr ähnlich. Offenbar sind die Nukleonen im Kern dicht gepackt.

Tröpfchenmodell des Kerns:
Aus dem oben gesagten folgt, dass das Volumen V des Kerns proportional zu A ist oder mit $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ erhält man den Zusammenhang:

$$\text{Kernradius: } \boxed{R = R_0 A^{\frac{1}{3}}} \qquad R_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-15} m \text{ experimentell ermittelter Wert}$$

Für die Massendichte im Kern erhalten wir

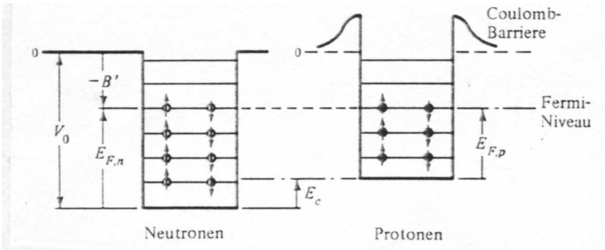
$$\underline{\rho_K} = \frac{M}{V} \approx \frac{m_p \cdot A}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \underline{1,8 \cdot 10^{17} \frac{kg}{m^3}} \quad (H_2O : 10^3 \frac{kg}{m^3})$$

Die Bindungsenergie der Kerne können wir nicht analytisch berechnen. Zum einen handelt es sich ja wieder um ein Vielkörperproblem und zum anderen ist das Potential der Kernkraft nicht so einfach wie das Coulomb-Potential im Wasserstoffproblem. Wir beschreiten daher einen empirischen Weg.
In Analogie zu einem Wassertropfen können wir uns die Bindungsenergie zusammengesetzt denken aus einem Beitrag, der proportional zur Zahl der Nukleonen A ist, abzüglich eines Termes proportional zur Oberfläche ($\propto A^{2/3}$), der der Tatsache Rechnung trägt, dass diese Nukleonen weniger Nachbarn haben (Oberflächenspannung):
$E_b = C_1 A - C_2 A^{2/3}$
Weiterhin müssen wir die Coulomb-Abstoßung der Protonen berücksichtigen. Das Potential ist proportional zu Z^2 und zu $1/R$, also

$$E_b^{Coulomb} = -C_3 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$$

Das sind Beiträge, die auch im Rahmen der klassischen Physik plausibel sind.

Protonen und Neutronen unterliegen aber als Fermionen dem Pauli-Prinzip! Die Nukleonen können also nicht alle auf dem niedrigsten Energieniveau liegen. Wir müssen sie daher als Fermi-Gas behandeln wie die Elektronen in einem Festkörperkristall:



Potentialtöpfe der Neutronen und Protonen: Getrennt für beide Nukleonensorten werden die Zustände bis zur Fermi-Energie aufgefüllt.

Die Fermi-Energie berechnet sich zu:

$$E_F = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}}{2} \frac{\hbar^2}{m} n^{\frac{2}{3}} \text{ und die mittlere Energie zu (Übung)}$$

$$< E > = \frac{5}{3} E_F \text{ (für } T = 0 \text{, da alle Kerne im Grundzustand sind)}$$

Diese mittlere kinetische Energie der Nukleonen reduziert die Bindungsenergie und zwar um die Summe aus den Beiträgen von Neutronen $< E_N >$ und Protonen$< E_Z >$.

$$E_b^{Pauli} = -< E(Z,N) >= N < E_N > +Z\cdot < E_Z > \qquad \text{mit } m = m_p \approx m_n$$
$$= \frac{(3\pi^2)}{2}\frac{\hbar^2}{m}\left[N\cdot\left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{2}{3}} + Z\cdot\left(\frac{Z}{V}\right)^{\frac{2}{3}}\right] \qquad V = \tfrac{4}{3}\pi R_0^3 A$$
$$= \underbrace{\frac{(3\pi^2)}{2}\frac{\hbar^2}{m}\frac{1}{\left(\frac{4}{3}\pi\right)^{\frac{2}{3}} R_0^2}}_{=const}\frac{N^{\frac{5}{3}} + Z^{\frac{5}{3}}}{A^{\frac{2}{3}}}$$

Uns interessiert der Beitrag zu E_b, falls Neutronen und Protonen nicht gleichmäßig aufgefüllt werden, also $N \neq Z$.

Mit $\epsilon = N - Z$ und $A = N + Z$ folgt $N = \frac{A}{2}\left(1 + \frac{\epsilon}{A}\right)$, $Z = \frac{A}{2}\left(1 - \frac{\epsilon}{A}\right)$

$$\frac{N^{\frac{5}{3}} + Z^{\frac{5}{3}}}{A^{\frac{2}{3}}} = \left(\frac{A}{2}\right)^{\frac{5}{3}}\frac{1}{A^{\frac{2}{3}}}\left[\left(1 + \frac{\epsilon}{A}\right)^{\frac{5}{3}}\left(1 - \frac{\epsilon}{A}\right)^{\frac{5}{3}}\right]$$

Mit der Näherung $(1+x)^n \approx 1 + nx + \frac{1}{2}n(n+1)x^2$ für kleine x gilt dann

$$\ldots = \frac{A}{2^{\frac{2}{3}}}\left(1 + \frac{5}{3}\frac{\epsilon}{A} + \frac{5}{9}\frac{\epsilon^2}{A^2} + 1 - \frac{5}{3}\frac{\epsilon}{A} + \frac{5}{9}\frac{\epsilon^2}{A^2} + \right) = \frac{1}{2^{\frac{2}{3}}}\left(2A + \frac{10}{9}\frac{\epsilon^2}{A}\right)$$

Der erste Term ist proportional zu A und damit schon in der Volumenenergie $E_b = C_1 A$ enthalten. Durch das Pauli-Prinzip erhalten wir außerdem noch einen Beitrag für $N \neq Z$:

$$E_b^{asym} = -C_4\frac{(N-Z)^2}{A}$$

Zum Schluss kann man noch einen kleinen Term hinzufügen, der der Tatsache Rechnung trägt, dass Kerne mit einer geraden Zahl Protonen und einer geraden Zahl Neutronen besonders stabil sind, während ungerade Neutronen- und Protonenzahlen eine Reduktion der Bindungsenergie zur Folge haben

$$E_g = \frac{1}{\sqrt{A}}\begin{cases} +C_5 & \text{für gerade} - \text{gerade} \\ -C_5 & \text{für ungerade} - \text{ungerade} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Zusammengefasst erhält man die Weizäcker-Formel, die näherungsweise die Bindungsenergie der Kerne beschreibt. Die Zahlenwerte der Konstanten $C_1 \ldots C_5$ sind aus Untersuchungen an vielen Kernen durch eine Anpassungsrechnung bestimmt worden

$$\boxed{\frac{E_b}{\text{MeV}} = 16\cdot A - 18\cdot A^{\frac{2}{3}} - 0,711\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - 23,7\frac{(N-Z)^2}{A} \pm 11,2\cdot\frac{1}{\sqrt{A}}}$$

Schalenmodell des Kerns:

Bei genauerer Betrachtung der gemessenen Bindungsenergie als Funktionn der Proton- und Neutronzahl findet man besonders hohe Werte für E_b bei den sogenannten magischen Zahlen:

$N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ (Der Kern mit $Z = 126$ existert nicht)

Die Bindungsenergie ist besonders hoch, wenn sowohl Z als auch N magische Zahlen sind, z.B.:

^4_2He, $^{16}_8O$, $^{40}_{20}Ca$, $^{48}_{20}Ca$, $^{208}_{82}Pb$

Das ist analog zur Atomphysik. Dort haben wir gesehen, dass die Ionisationsenergie für Atome mit abgeschlossenen Schalen, den Edelgasen, besonders hoch ist. Die magischen Zahlen für die Zahl der Elektronen sind: 2, 10, 18, 36, 54, 86

Im Schalenmodell des Kerns stellen wir uns die Nukleonen vor, die sich im Kernpotential bewegen. Die Zustände der Nukleonen werden durch Quantenzahlen charakterisiert. In der Kernphysik wird die Hauptquantenzahl n so definiert, dass sie die Zustände mit gleichem Bahndrehimpuls mit steigender Energie numeriert: $1s, 2s, 3s, \ldots 1p, 2p, 3p, \ldots$

Die Einschränkung für die Bahndrehimpulsquantenzahl $l \leq n - 1$ gilt hier nicht (anderes Potential!), d.h. es gibt die Zustände $1p, 1d, 1f, \ldots$

Der Gesamtdrehimpuls eines Nukleons im Kern ist die Summe aus dem Bahndrehimpuls und dem Spin $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Die s-Zustände haben also $j = \frac{1}{2}$, die p-Zustände $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, die d-Zustände $j = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ usw.

Man beobachtet eine relativ starke Abhängigkeit der Kernkräfte vom Spin, d.h. es gibt für große Werte von l eine große „Feinstruktur“-Aufspaltung. Für gleiches l ist die Energie des Zustandes kleiner, wenn $\vec{L}$ und $\vec{S}$ parallel stehen.

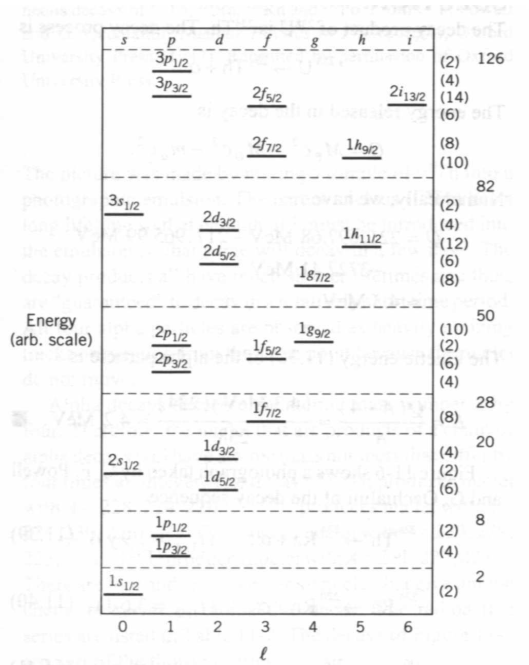


FIGURE 11-4 Schematic diagram of the nuclear shell model.
The numbers in parenthesis indicate the number of nucleons per subshell. The numbers on the far left indicate the total number of nucleons in filled subshells.

Nebenstehend ist eine schematische Darstellung der Energieniveaus für Protonen oder Neutronen gezeigt. Die magischen Zahlen entsprechen relativ großen Lücken in den Energieniveaus.
Im Tröpfchenmodell nehmen wir an, dass alle Nukleonen im Kern stark gekoppelt sind. Im Schalenmodell behandeln wir sie als unabhängige Teilchen, die sich in einem Potential bewegen. Beide Ansätze haben Vor- und Nachteile und werden in komplizierten Kernmodellen verknüpft.

8.4 Kernzerfälle

Zerfälle instabiler Atomkerne wurden zum erstenmal 1896 von Bequerel an Uran beobachtet (Radioaktivität). Der spontane Zerfall von Atomkernen ist ein zufälliger Prozess. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein instabiler Kern in dem Zeitintervall dt zerfällt, hängt weder von der Vorgeschichte noch von der Umgebung ab. Diese Wahrscheinlichkeit W ist allein eine Eigenschaft des Kernes und durch die Wellenfunktion der Nukleonen gegeben

$$W = \lambda \cdot dt \qquad \lambda : \text{Zerfallskonstante}$$

Die (mittlere) Zahl der Kerne, die in dem Zeitintervall dt zerfallen, ist deshalb gleich der Zahl der Kerne N mal dieser Zerfallswahrscheinlichkeit. Für die Abnahme der Zahl der Kerne gilt deshalb:

$$N(t+dt) - N(t) = dN = -N(t) \cdot \lambda \cdot dt$$

$$\text{oder} \qquad \boxed{\frac{dN}{N} = -\lambda dt}$$

Diese Differentialgleichung lösen wir durch Integration von $t = 0$ bis zur Zeit t:

$$\int_{N(t=0)=N_0}^{N(t)} \frac{dN'}{N'} = -\lambda \int_0^t dt' \qquad \Rightarrow \qquad ln\frac{N(t)}{N_0} = -\lambda t$$

$$\boxed{N(t) = N_0 e^{-\lambda t}} \qquad \text{Zerfallsgesetz}$$

Die Lebensdauer eines Kerns ist definiert als $\tau = \frac{1}{\lambda}$ und gibt die Zeit an, nach der die Zahl der Kerne auf $\frac{1}{e}$ gesunken ist. Als Halbwertszeit bezeichnet man die Zeit, nach der noch die Hälfte der Kerne übrig ist:

$$N(t = T_{\frac{1}{2}}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}}$$
$$\Rightarrow \boxed{T_{\frac{1}{2}} = \frac{ln2}{\lambda} = 0,693 \cdot \tau}$$

Halbwertszeiten umspannen einen weiten Bereich und reichen von $\approx 10^{-3}s$ bei künstlich erzeugten Transuranen ($Z > 92$) bis hin zu Zeiten in der Größenordnung des Alters des Universums, z.B. hat ${}^{238}_{92}U$ die Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}} = 4,46 \cdot 10^9 Jahre$.

Man unterscheidet drei Arten von Zerfällen instabiler Atomkerne:

<u>α-Zerfall:</u>
Die α-Teilchen besehen aus 2 Protonen und 2 Neutronen. Dieser Kern hat eine besonders hohe Bindungsenergie $E_B = 28,3$MeV. Schwere Kerne zerfallen deshalb häufig dadurch, dass sich im Kern ein α-Teilchen formiert, das die Potentialbarriere durchtunneln kann (Seite 14). Allgemein sieht der Zerfall so aus:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha$$

Beispiele für α-Zerfälle von auf der Erde vorkommenden, schweren Kernen sind

$${}^{232}_{90}Th \rightarrow {}^{228}_{88}Ra + \alpha \quad T_{\frac{1}{2}} = 1,4 \cdot 10^{10}y \quad \text{Alter des Universums!}$$
$${}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + \alpha \quad T_{\frac{1}{2}} = 4,17 \cdot 10^{9}y$$

Es gibt vier verschiedene Zerfallsserien, die bei stabilen Blei- oder Wismut-Isotopen enden.
Die α-Teilchen haben kinetische Energien im Bereich $4-10$MeV. Die Energie, die beim Zerfall freigesetzt wird, der sogenannte Q-Wert, ist

$$Q = (m_Y - m_X - m_\alpha)c^2$$

Der α-Zerfall kann nur erfolgen, wenn $Q > 0$ ist. Der Endzustand besteht aus zwei Teilchen (Zweikörperzerfall). Da der Ausgangskern in Ruhe ist, gilt $\vec{p_Y} + \vec{p_\alpha} = 0$. Wegen $Q \ll m_\alpha c^2$ können wir nicht relativistisch rechnen

$$Q = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} + \frac{p_Y^2}{2m_Y} = \frac{p_\alpha}{2m_\alpha}\left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right)$$

Die kinetische Energie der α-Teilchen T_α ist daher

$$T_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} = Q\frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} = Q \cdot \frac{A-4}{A} \approx Q \qquad \text{für große A}$$

Da es sich um einen Zwei-Körperzerfall handelt, sind die α-Teilchen monoenergetisch. Die Reichweite von α-Strahlen ist kurz. Bei einer Energie von 5MeV ist die Reichweite $4cm$ in Luft und $30\mu m$ in Wasser!

β-Zerfall:
Die β-Strahlung besteht aus Elektronen (β^-) oder Positronen (β^+). Das einfachste Beispiel ist der Zerfall eines freien Neutrons. Ein Neutron wandelt sich unter Aussendung eines Elektrons in ein Proton um. Dieser Zerfall ist möglich, weil $m_n > m_p + m_e$. Der Q-Wert ist $Q = m_n - m_p - m_e = 939,6\text{MeV} - 938,3\text{MeV} - 0,5\text{MeV} = 0,8\text{MeV}$. Die Lebensdauer eines freien Neutrons beträgt $\tau = 889s$ ($T_{\frac{1}{2}} = 616s$).

Beispiel für ein Impulsspektrum der Elektronen aus β-Zerfall (für $Q = 1\text{MeV}$):

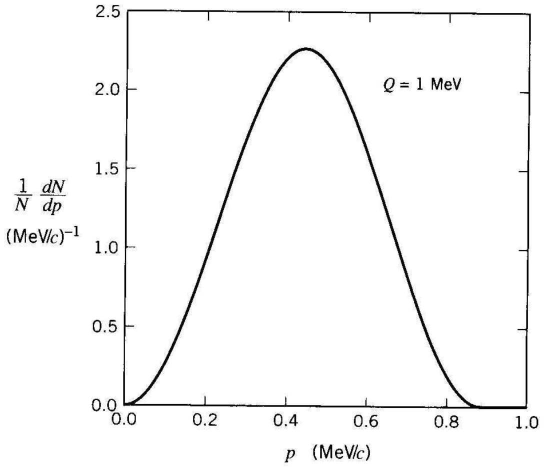


FIGURE 11-7 Electron momentum distribution from beta decay.
The shape of the spectrum is characteristic of a final state with three particles. The spectrum is plotted for a reaction Q value of 1 MeV, corresponding to a maximum electron momentum of about 0.85 MeV/c.

Das beobachtete Spektrum ist nicht verträglich mit dem Zwei-Körperzerfall $n \to p + e$. Man würde monoenergetische Elektronen erwarten. Es muss ein drittes Teilchen im Endzustand erzeugt werden, das Impuls und Energie wegträgt. Aus diesen Gründen postulierte Pauli 1931 die Existenz des Neutrinos ν.
Im β^--Zerfall des Neutrons wird ein Antineutrino ($\bar{\nu}$) erzeugt:
$\boxed{n \to p + e^- + \bar{\nu}}$

Das Neutrino ist ein Fermion ($s = \frac{1}{2}$), trägt aber keine elektrische Ladung und hat keine Masse (bzw. eine sehr kleine Masse $m_\nu < 2\text{eV}$). Das Neutrino spürt die Kernkraft nicht und kann nur über die schwache Wechselwirkung mit Materie wechselwirken. Im Mittel können Neutrinos Lichtjahre von Blei durchdringen, bevor es zu einer Wechselwirkung kommt.

Das Neutrino wurde 1956 von Reines und Cowan entdeckt. In Kernreaktoren werden sehr viele Antineutrinos produziert. In ihnen konnte gelegentlich der inverse Neutron-Zerfall $\overline{\nu}+p \to n+e^+$ durch Nachweis von $e^+ + e^- \to 2\gamma$ beobachtet werden.

In instabilen Kernen kommt es zu Umwandlungen eines Neutrons zu einem Proton, oder umgekehrt, d.h. zu β^-- bzw. β^+-Zerfällen:

$$\beta^- : \ {}^A_Z X \to {}^A_{Z+1} Y + e^- + \overline{\nu} \qquad \beta^+ : \ {}^A_Z X \to {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu$$

Beispiele:

$$\begin{array}{lcll} {}^{16}_{7}N & \to & {}^{16}_{8}O + e^- + \overline{\nu} & T_{\frac{1}{2}} = 7,13s \quad Q = 8,68\text{MeV} \\ {}^{23}_{12}Mg & \to & {}^{13}_{12}Na + e^+ + \nu & T_{\frac{1}{2}} = 11,32s \quad Q = 4,06\text{MeV} \end{array}$$

Kerne, die durch β^+-Strahlung zerfallen, können auch durch Einfang eines Elektrons der inneren Schalen zerfallen:

$p + e^- \rightarrow n + \nu$ Elektroneneinfang (engl.: electron capture EC) , z.B. ${}^7_4Be + e^- \rightarrow^7_3 Li + \nu$

Das eingefangene Elektron hinterläßt ein Loch in einer inneren Schale (meist K-Schale), das durch Aussendung von (Röntgen)-Licht wieder aufgefüllt wird. Manchmal wird dieses Photon sofort wieder absorbiert und schlägt ein Elektron aus der Hülle (Auger-Elektron).

γ-Zerfall:
Nach einem α- oder β-Zerfall verbleibt der Tochterkern in einem angeregten Zustand. Analog zur Elektronenhülle wird diese Anregung durch Aussenden eines oder mehrerer Photonen abgebaut
$Y^* \rightarrow Y + \gamma$
Die Energie der γ-Quanten ist im MeV Bereich.

Eigenschaften einiger häufig verwendeter radioaktiver Stoffen

Quelle	Halbwertszeit (Jahr)	Zerfallstyp	Strahlung	Energie (keV)
^{22}Na	2,60	β^+, EC	Positron	546 (max)
			Gamma	511
			Gamma	1275
^{55}Fe	2,73	EC	Gamma	5,89
			Gamma	6,49
			Gamma	14,4
^{60}Co	5,27	β^-	Elektron	318 (max)
			Gamma	1173
			Gamma	1332
^{90}Sr	28,5	β^-	Elektron	546 (max)
		β^-	Elektron	2284 (max, von ^{90}Y)
^{207}Bi	32,2	EC	Gamma	70
			Gamma	1064
			Gamma	1770
			Elektron	976 (Auger)
			Elektron	482 (Auger)
			Elektron	1048 (Auger)
^{241}Am	432	α	Alpha	5486
			Alpha	5443
			Gamma	60
			Gamma	18
			Gamma	14

8.5 Definition der Einheiten für radioaktive Strahlung

Die Einheit der Aktivität ist das Becquerel (Bq)

$$1Bq = 1\frac{Zerfall}{Sekunde}$$

Oft gibt man die Aktivität von Quellen auch in der alten Einheit Curie (Ci) an:

$1Ci = 3,7 \cdot 10^{10} Bq$

$1Ci$ entspricht etwa der Aktivität von einem Gramm Radium, inklusive der Zerfälle der Tochternuklide.

Die biologische Schädlichkeit radioaktiver Strahlung beruht auf der Veränderung von Molekülen durch Stöße der Teilchen mit den Elektronen und Kernen. Ein Maß für das Zerstören von Molekülen ist der Energieverlust der Strahlung. Die Energie, die in einem Kilogramm biologischer Masse absorbiert wird nennt man absorbierte Strahlungsdosis mit der Einheit Gray (Gy).

$$1Gy = 1\frac{J}{kg} = 6,24 \cdot 10^{12} \frac{\text{MeV}}{kg}$$

Der biologische Schaden hängt aber nicht nur von der absorbierten Strahlungsenergie ab, sondern auch von der Art der Strahlen. α-Teilchen sind besonders schädlich. Man definiert eine Äquivalente Strahlungsdosis, die einen Schädigungsfaktor Q beinhaltet. Die Einheit ist Sievert (Sv).

$$1Sv = 1Gy \cdot Q$$

Die mittlere natürliche Strahlungsdosis, die eine Person auf der Erde empfängt ist $0,4-4mSv$ im Jahr. Der empfohlene, maximale Wert ist $50mSv$. Eine tödliche Dosis ist ca. $3Sv$.

Strahlung	Q
Photonen	1
Elektronen/Positronen	1
Protonen (10MeV)	1
Protonen (1GeV)	2
Neutronen (thermisch)	3
Neutronen (schnell)	10
α-Teilchen	20

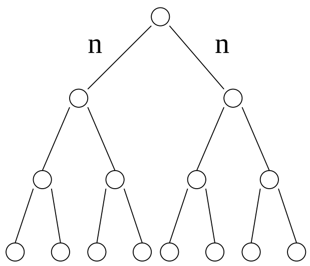
8.6 Kernspaltung und Kernfusion

Die Bindungsenergie pro Nukleon von schweren Kernen ($A > 56$) nimmt mit A ab. Durch Spaltung sehr schwerer Kerne wird daher Energie freigesetzt. Die Spaltung kann durch Bestrahlen mit Neutronen erreicht werden. Der Kern fängt das Neutron ein und wird dadurch sehr instabil. Die Kernspaltung wurde 1939 durch O.Hahn und F.Strassmann beobachtet, L.Meitner und O.Frisch fanden die Erklärung:

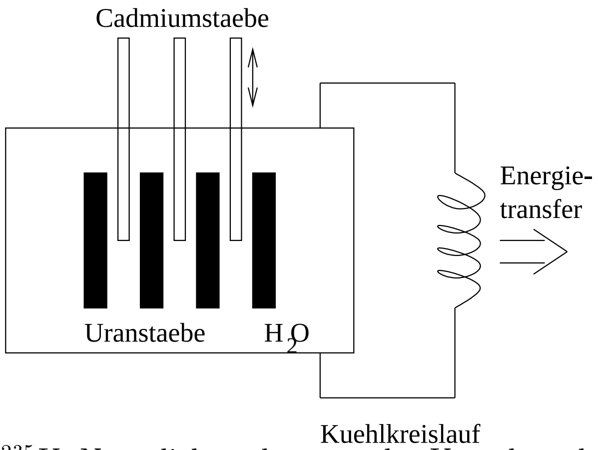
$$\begin{aligned} n +^{235}_{54} Xe \rightarrow^{140}_{55} Cs + e^- + \overline{\nu} \\ \hookrightarrow^{140}_{56} Ba + e^- + \overline{\nu} \\ \hookrightarrow^{140}_{57} La + e^- + \overline{\nu} \\ \hookrightarrow^{140}_{58} Ce + e^- + \overline{\nu} \end{aligned}$$

Pro $^{235}_{92}U$-Kern werden etwa 200MeV Energie frei. Einige Kerne wie $^{235}_{92}U$ oder $^{239}_{94}Pu$ werden durch langsame (thermische) Neutronen gespalten ($T \approx 10^{-2} - 100\text{eV}$), andere wie $^{238}_{92}U$ oder $^{232}_{90}Th$ nur durch schnelle ($T \approx 1\text{MeV}$). Bei den allerschwersten Kernen wie $^{254}_{98}Cf$ kann die Spaltung spontan erfolgen.

Bei der Spaltung von $^{235}_{92}U$ werden im Mittel 2,4 Neutronen erzeugt, die wiederum Kerne spalten können. Wenn die Wahrscheinlichkeit, dass eines der Neutronen absorbiert wird und eine weitere $^{235}_{92}U$ Spaltung auslöst, größer ist als $\frac{1}{2{,}4}$, dann kommt es zu einer Kettenreaktion:
Das ist z.B. der Fall, wenn man eine kritische Masse $^{235}_{92}U$ zusammenbringt
$\Rightarrow$ Atombombe!



In Kernreaktoren findet dieser Spaltungsprozess kontrolliert statt. Durch Cadmium oder Bor, die einen großen Einfangquerschnitt für Neutronen haben, kann man den Neutronenfluß steuern. Das gelingt, weil einige Neutronen erst Sekunden nach der Spaltung freigesetzt werden. Das Wasser dient zugleich als Kühlmittel für den Wärmetransport und als Moderator, der die Neutronen abbremst.



In normalen Druckwasserreaktoren benötigt man ^{235}U. Natürlich vorkommendes Uran besteht aber hauptsächlich (99,3%) aus ^{238}U und nur zu 0,7% aus ^{235}U. In Reaktoren benötigt man angereichertes Uran ($\gtrsim 10\%\,^{235}U$). Die Trennung der Isobare ist aber chemisch nicht möglich, sondern erfolgt z.B. in Zentrifugen, die den Massenunterschied ausnutzen.

Eine noch effektivere Methode Energie aus Kernumwandlungen zu gewinen ist die Fusion leichter Kerne. Die Kernfusion ist die Energiequelle der Sonne und der meisten Sterne. Die Nettoreaktion ist

$$4p \to \alpha + 2e^+ + 2\nu + \text{Energie} \qquad \text{oder}$$
$$4\,^1_1H \to ^4_2 He + \underbrace{2e^- + 2e^+}_{\to 4\gamma} + 2\nu + \text{Energie}$$

Dabei wird pro erzeugtem Heliumkern die Energie von

$$Q = 4m_H - m_{He} = 27\text{MeV} \qquad \text{frei!}$$

Da die Neutrinos einen Teil der Energie forttragen, sind etwa 25MeVdavon nutzbar.
Damit es zur Kernfusion kommt, muss die Coulomb-Abstoßung der Kerne überwunden werden. Dazu ist eine kinetische Energie notwendig, die sehr hohen Temperaturen entspricht ($> 10^7 K$)! Das Beherrschen dieser extremen Bedingungen ist das große Problem, um die Kernfusion, außer in der Wasserstoffbombe, auch zur kontinuierlichen Energieerzeugung zu nutzen.

In Sternen erfolgt die Erzeugung von Helium aus Wasserstoff über zwei Hauptprozessketten:

pp Zyklus $T < 10^8 K$

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow d + e^+ + \nu \\ p + d &\rightarrow {}^3_2He + \gamma \\ {}^3_2He + {}^3_2He &\rightarrow p + p + {}^4_2He \end{aligned}$$

Kohlenstoffzyklus (CNO) $T > 10^8 K$

$$\begin{aligned} p + {}^{12}_6C &\rightarrow {}^{13}_7N + \gamma \\ {}^{13}_7N &\rightarrow {}^{13}_6C + e^+ + \nu \\ p + {}^{13}_6C &\rightarrow {}^{14}_7N + \gamma \\ p + {}^{14}_7N &\rightarrow {}^{15}_8O + \gamma \\ {}^{15}_8O &\rightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu \\ p + {}^{15}_7N &\rightarrow {}^{12}_6C + {}^4_2He \end{aligned}$$

Die Temperatur im Inneren der Sonne ist $15 \cdot 10^6 K$, d.h. der pp-Zyklus ist der dominierende Prozess. Die Sonne scheint seit etwa $5 \cdot 10^9$ Jahren. Der Vorrat an Wasserstoff reicht noch für weitere ca. $5 \cdot 10^9$ Jahre...