

I.4 Quantenmechanische Eigenschaften des Atomkerns

Nuklide besitzen noch weitere Charakteristika, die nur nicht-triviale Werte annehmen, wenn der Kern nicht kugelsymmetrisch ist. Teilweise haben diese Eigenschaften kein klassisches Pendant, weshalb sie hier etwas missbräuchlich als „quantenmechanisch“ gekennzeichnet werden.

I.4.1 Spin

Als *Spin* bezeichnet man im engeren Sinn den Drehimpuls eines Körpers in seinem eigenen Ruhesystem — d.h. in einem Bezugssystem, wo der Bahndrehimpuls $\vec{r} \times \vec{p}$ verschwindet ⁽¹²⁾.

Die Bausteine des Kerns — Protonen und Neutronen — sind Teilchen mit dem Spin $\frac{1}{2}$, entsprechend Drehimpulsen \vec{S}_i . Dazu bewegt sich jedes Nukleon im Inneren des Nuklids und besitzt daher einen Bahndrehimpuls \vec{L}_i um das Kernzentrum, auch im Ruhesystem des Kerns. Die Kopplung aller individuellen Nukleonenspins und -bahndrehimpulse führt zu einem gesamten Drehimpuls \vec{J}_{Kern} (oder oft \vec{I}) im Ruhesystem des Kerns, der auch als *Kernspin* oder Spin des Kerns bezeichnet wird. Insbesondere besitzen Atomkerne mit einer ungeraden Nukleonenzahl A automatisch einen halbzahligen Spin.

Die Existenz eines nicht-verschwindenden Kernspins signalisiert eine Abweichung von der Kugelsymmetrie des Atomkerns, so dass die (Ladungs)Dichteverteilung nicht mehr durch die einfache Woods–Saxon-Verteilung ^(I.19)–^(I.20) gegeben ist.

Der Kernspin trägt zum gesamten Drehimpuls eines Systems bei, der in jedem Typ von Prozess eine erhaltene Größe ist.

Experimentell kann der Kernspin durch die Hyperfeinausspaltung der Spektrallinien der Atomhülle in einem Magnetfeld ermittelt werden, vgl. Experimente 54–56 in Ref. ^[8].

I.4.2 Parität

Eine andere wichtige Eigenschaft von Atomkernen ist ihre Parität P (oder manchmal Π). Dabei handelt es sich um die multiplikative Quantenzahl, die das Verhalten der Wellenfunktion unter die Raumspiegelungstransformation $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ charakterisiert. Kerne sind Eigenzustände des entsprechenden Operators und besitzen somit eine bestimmte Parität, entweder positiv (Eigenwert $+1$) oder negativ (-1).

Eine übliche Notation fasst Spin und Parität zusammen: J_{Kern}^P , wobei die Parität mit $+$ oder $-$ bezeichnet wird.

Die Parität eines Systems ist in den meisten Elementarprozessen eine erhaltene Größe, mit der einzigen doch wichtigen Ausnahme der durch die schwache Wechselwirkung vermittelten Prozesse (vgl. Abschn. ^{III.3.3}).

⁽¹²⁾Die quantenmechanische Behandlung des Drehimpulses wird kurz im Anhang ?? dargestellt.

I.4.3 Elektrische und magnetische (Multipol-)Momente

I.4.3a Elektrische Momente

Bei Kernen mit einem nicht-verschwindenden Kernspin definiert dieser eine bevorzugte Richtung und verletzt daher automatisch die Kugelsymmetrie.

Um die Abweichung der elektrischen Ladungsdichteverteilung ρ_{el} von der Kugelgestalt werden ihre *elektrische Multipolmomente* eingeführt (vgl. z.B. Ref. [27], Kap. 4]). Die Verteilung erzeugt an einem Aufpunkt M im Abstand $|\vec{X}|$ von ihrem Schwerpunkt ein elektrostatisches Potential $\Phi(\vec{X})$, das mithilfe dieser Momente als Summe verschiedener Terme geschrieben werden kann (damit die höheren Terme der Entwicklung vernachlässigbar sind, muss $|\vec{X}|$ viel größer als die Ausdehnung der Verteilung sein):

$$\Phi(\vec{X}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{|\vec{X}|} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{D} \cdot \vec{X}}{|\vec{X}|^3} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 \frac{Q_{ij} X_i X_j}{|\vec{X}|^5} + \dots, \quad (\text{I.27})$$

wobei die X_i mit $i \in \{1, 2, 3\}$ die kartesischen Koordinaten des Punkts M bezüglich eines Systems mit dem Verteilungsschwerpunkt als Ursprungspunkt bezeichnen. In Gl. (I.27) ist Q die gesamte elektrische Ladung der Verteilung, während der Vektor \vec{D} bzw. der (spurlose) Tensor zweiter Stufe Q_{ij} das elektrische Dipol- bzw. Quadrupolmoment ist. Diese werden jeweils gegeben durch

$$\vec{D} = \int \vec{r} \rho_{\text{el}}(\vec{r}) d^3\vec{r}, \quad (\text{I.28})$$

und

$$Q_{ij} = \int (3x_i x_j - \vec{r}^2 \delta_{ij}) \rho_{\text{el}}(\vec{r}) d^3\vec{r}, \quad (\text{I.29})$$

wobei δ_{ij} das Kronecker-Symbol ist: $\delta_{ij} = 1$ wenn $i = j$, 0 sonst.

Der Ausdruck (I.27) des Potentials ergibt sich sofort aus dem Integral der Taylor-Entwicklung der Funktion $f(x_1, x_2, x_3) \equiv [(X_1 - x_1)^2 + (X_2 - x_2)^2 + (X_3 - x_3)^2]^{-1/2} = 1/|\vec{X} - \vec{x}|$ in der Nähe des Ursprungspunkts $\vec{x} = \vec{0}$:

$$\begin{aligned} f(\vec{x}) &= f(\vec{0}) + \sum_{i=1}^3 x_i \frac{\partial f(\vec{0})}{\partial x_i} + \sum_{i,j=1}^3 \frac{x_i x_j}{2} \frac{\partial^2 f(\vec{0})}{\partial x_i \partial x_j} + \dots \\ &= \frac{1}{|\vec{X}|} + \frac{1}{|\vec{X}|^3} \sum_{i=1}^3 x_i X_i + \frac{1}{|\vec{X}|^5} \sum_{i,j=1}^3 \frac{x_i x_j}{2} [3X_i X_j - \vec{X}^2 \delta_{ij}] + \dots, \end{aligned}$$

zusammen mit der Beziehung $\sum_{i,j} x_i x_j \vec{X}^2 \delta_{ij} = \sum_{i,j} X_i X_j \vec{x}^2 \delta_{ij}$.

Auf den Ausdrücken (I.28)–(I.29) kann man leicht prüfen, dass die elektrischen Dipol- und Quadrupolmomente von sphärischen Kernen verschwinden. In §II.4.4c wird allgemeiner gezeigt, dass Kerne wegen ihrer wohldefinierten Parität kein elektrisches Dipolmoment besitzen. Sie können aber noch ein Quadrupolmoment haben, so dass das Letztere die einfachste Abweichung von der Kugelgestalt der Dichteverteilung parametrisiert.

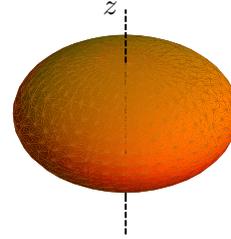
Es sei jetzt ein Kern mit einem nicht-verschwindenden Spin \vec{J}_{Kern} ; die Richtung dieses Spins definiert die z -Achse. Die zz -Komponente des elektrischen Quadrupolmoments Q_{zz} bestimmt die Deformation des Kerns entlang dieser Achse.⁽¹³⁾ Dabei gibt es zwei Möglichkeiten, je nach dem Vorzeichen von Q_{zz} :

⁽¹³⁾ Wenn die Gestalt des Kerns durch ein Umdrehungsellipsoid dargestellt wird, ist diese z -Achse eine der Hauptachsen des Ellipsoids. Im Hauptachsensystem verschwinden dann die nicht-diagonalen Komponenten des elektrischen Quadrupolmoments, während $Q_{xx} = Q_{yy} = -Q_{zz}/2$.

$Q_{zz} > 0$: prolater Kern (= zigarrenförmig)



$Q_{zz} < 0$: oblater Kern (= linsenförmig)



1.4.3b Magnetisches Dipolmoment

In der klassischen Elektrodynamik erzeugt eine rotierende elektrische Ladung — z.B. in einer Stromschleife — ein magnetisches Feld gleich dem eines magnetischen Dipols $\vec{\mu}$. Ähnlich wird in der Quantenmechanik mit der Rotation einer Ladung — genauer, mit dem zugehörigen Bahndrehimpulsoperator \hat{L} — ein magnetisches Dipolmoment $\hat{\mu}_L$ assoziiert, das proportional zu \hat{L} ist.

Neben dem Bahndrehimpuls existiert in der Quantenmechanik ein weiterer Drehimpuls, und zwar der Spin \hat{S} , zu welchem ebenfalls ein magnetisches Dipolmoment $\hat{\mu}_S$ zugeordnet wird. Das gesamte magnetische Dipolmoment wird dann durch die Kopplung von $\hat{\mu}_L$ und $\hat{\mu}_S$ gegeben:

$$\hat{\mu} \equiv \hat{\mu}_L + \hat{\mu}_S. \quad (\text{I.30})$$

Die typische Größenordnung eines Drehimpulses bzw. eines magnetischen Dipolmoments in der Kernphysik ist \hbar bzw. das sog. *Kernmagneton*

$$\mu_N \equiv \frac{e\hbar}{2m_p} = 3,15 \cdot 10^{-14} \text{ MeV} \cdot \text{T}^{-1}, \quad (\text{I.31})$$

wobei e bzw. m_p die Elementarladung bzw. die Masse des Protons bezeichnet. μ_N ist gleich dem Wert des magnetischen Dipolmoments für ein mit dem Drehimpuls \hbar rotierendes Proton bei klassischer Rechnung.

Mithilfe des Kernmagnetons lassen sich die mit dem Bahndrehimpuls und dem Spin assoziierten magnetischen Dipolmomente als

$$\hat{\mu}_L \equiv g_L \mu_N \frac{\hat{L}}{\hbar}, \quad \hat{\mu}_S \equiv g_S \mu_N \frac{\hat{S}}{\hbar} \quad (\text{I.32})$$

schreiben, wobei die *Landé-Faktoren* g_L und g_S Zahlen von der Größenordnung 1 sind.

Im allgemeinen Fall ist $g_L \neq g_S$, sodass das magnetische Dipolmoment $\hat{\mu}$ nicht parallel zum Gesamtdrehimpuls $\hat{J} \equiv \hat{L} + \hat{S}$ ist. Wichtig ist aber nur die Komponente des Dipolmoments entlang der Richtung von \hat{J} . Im Fall eines Atomkerns ist somit der (messbare) Wert μ_{Kern} des magnetischen Dipolmoments durch die Gleichung

$$\langle \hat{\mu} \cdot \hat{J}_{\text{Kern}} \rangle \equiv \mu_{\text{Kern}} \frac{\langle \hat{J}_{\text{Kern}}^2 \rangle}{j\hbar} = \mu_{\text{Kern}}(j+1)\hbar. \quad (\text{I.33})$$

definiert. Dabei ist j die mit dem Betragsquadrat \hat{J}_{Kern}^2 des Gesamtdrehimpulses assoziierten Quantenzahl (vgl. Anhang ??), während $\langle \cdot \rangle$ den Erwartungswert von Operatoren bezeichnet.

Die Begründung der auf erster Sicht überraschenden Definition (I.33) ist, dass nur die Projektion von $\hat{\mu}$ auf \hat{J}_{Kern} beobachtbar ist.

In der Tat bleibt der Erwartungswert von $\hat{\mu}$ nicht konstant in der Bewegung, sondern nur der von \hat{J}_{Kern} . Genauer sind das Betragsquadrat \hat{J}_{Kern}^2 und die Komponente $\hat{J}_{\text{Kern},z}$ entlang einer

Richtung — konventionell der z -Achse — Operatoren, die mit dem Hamilton-Operator des Kerns kommutieren, so dass die zugehörigen Erwartungswerte Erhaltungsgrößen sind. Daher kann nur die z -Komponente $\hat{\mu}_z$ von Relevanz sein.

Manchmal wird anstatt Gl. (I.33) einfacher

$$\langle \hat{\mu}_z \rangle \equiv \mu_{\text{Kern}} \frac{\langle \hat{J}_{\text{Kern},z} \rangle}{j\hbar}, \quad (\text{I.34})$$

geschrieben, mit j der mit \hat{J}_{Kern}^2 assoziierten Quantenzahl, woraus sich in Analogie mit Gl. (I.32) $\mu_{\text{Kern}} = g_{\text{Kern}} \mu_N j$ ergibt. Eigentlich muss aber der Erwartungswert im Zähler von Gl. (I.34) für den Zustand mit maximaler „magnetischer“ Quantenzahl $m_j = j$ betrachtet werden, damit die Gleichung wirklich äquivalent zur Definition (I.33) sei.

Kernspinresonanz

In Gegenwart eines Magnetfelds $\vec{\mathcal{B}}_0$ liegt der Kernspin \vec{J}_{Kern} längs der Richtung des Felds. Die magnetische potentielle Energie des Kerns ist dann durch den Erwartungswert von $-\hat{\mu} \cdot \vec{\mathcal{B}}_0$ gegeben, d.h. laut Gl. (I.33) für einen Zustand mit der magnetischen Quantenzahl m_j , wobei $-j \leq m_j \leq j$, durch

$$E_{\text{mag.}} = -\langle \hat{\mu} \cdot \vec{\mathcal{B}}_0 \rangle = -\mu_{\text{Kern}} \frac{m_j}{j} |\vec{\mathcal{B}}_0|.$$

Im Magnetfeld gibt es somit $2j + 1$ äquidistante Energieniveaus, zwischen denen ein senkrechtes zu $\vec{\mathcal{B}}_0$ oszillierendes Magnetfeld \vec{B}_1 periodische Übergänge induzieren kann, vorausgesetzt dessen Frequenz ω genau abgestimmt ist, und zwar für den Übergang zwischen zwei Nachbarniveaus, auf der *Larmor-Frequenz* $\nu_L = \omega_L / (2\pi)$ mit

$$\omega_L = \frac{\mu_{\text{Kern}} |\vec{\mathcal{B}}_0|}{j\hbar}. \quad (\text{I.35})$$

Bei dieser (Kreis)Frequenz findet in der Übergangswahrscheinlichkeit eine Resonanz statt,⁽¹⁴⁾ die sog. *Kernspinresonanz*, die viele Anwendungen in der Physik, der Chemie und der Biologie hat, wie z.B.:

- präzise Bestimmungen des Werts des magnetischen Dipolmoments in einem bekannten Magnetfeld $\vec{\mathcal{B}}_0$ (I. Rabi 1938; F. Bloch & E. M. Purcell 1946);
- bei bekanntem μ_{Kern} , präzise Messungen des Magnetfelds $|\vec{\mathcal{B}}_0|$, um welches der Kern präzediert, und dadurch Ermittlung dessen Umgebung (chemische Bindungen und Zusammensetzung): dabei handelt es sich um das Grundprinzip der *Kernspintomographie* bzw. *Magnetresonanztomographie* als zerstörungsfreies bildgebendes Verfahren in der Medizin (P. Lauterbur 1971; P. Mansfield).

I.5 Eigenschaften der leichtesten Atomkerne

In diesem letzten Abschnitt werden zunächst einige Einheiten, danach die Charakteristika der leichtesten Kerne zusammengefasst.

I.5.1 Praktische Einheiten in der Kernphysik

Die Einheiten des SI-Systems sind nicht sehr geeignet, um die mikroskopischen Größen der Kernphysik günstig zu beschreiben. Daher werden entweder eher Teile davon benutzt, oder sogar andere Einheiten verwendet. Hiernach werden einige davon zusammengefasst.

- Länge: $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m} \equiv 1 \text{ Fermi}$ (\sim Radius des Protons).
Dementsprechend sind typische Flächen bzw. Volumina der Ordnung ein paar fm^2 bzw. fm^3 ; für Wirkungsquerschnitte werden das Barn ($1 \text{ b} \equiv 100 \text{ fm}^2$) und seine Teile benutzt.

⁽¹⁴⁾ Im klassischen Bild ist dies die Frequenz der Präzession des magnetischen Dipolmoments $\vec{\mu}$ um die Richtung des Magnetfelds $\vec{\mathcal{B}}_0$.

- Zeit: manchmal wird das fm/c für sehr kurze Zeitdauer benutzt ($1 \text{ fm}/c = 3,3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$), mit c der Vakuumlichtgeschwindigkeit.
- Energie: $1 \text{ MeV} \equiv 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$ (typische Energie, die in einem kernphysikalischen Prozess ausgetauscht wird).
- Masse: wird entweder in MeV/c^2 bzw. GeV/c^2 ausgedrückt, mit $1 \text{ MeV}/c^2 = 1,783 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$ (Masse des Elektrons $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$), oder in *atomaren Masseneinheiten* $^{(15)} \text{u}$, wobei

$$1 \text{ u} \equiv \frac{\frac{1}{12} M(^{12}\text{C})}{\mathcal{N}_A} = \frac{1 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 931,49 \text{ MeV}/c^2$$

mit M der molaren Masse und \mathcal{N}_A der Avogadro-Zahl.

Bis 1960, und somit in älteren Artikeln bzw. Lehrbüchern, war die atomare Einheit definiert durch $1 \text{ amu} \equiv \frac{1}{16} M(^{16}\text{O})/\mathcal{N}_A$.

- Elektrische Ladungen werden in Einheiten der Elementarladung e gegeben. Dann wird das elektrische Quadrupolmoment (Ladung \times Fläche) eines Kerns in e barns gemessen. Schließlich werden magnetische Dipolmomente in Einheiten des Kernmagnetons μ_N angegeben.

Mithilfe dieser Einheiten beträgt das Produkt $\hbar c \simeq 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$, d.h. $1 \text{ fm} = \hbar c/(197 \text{ MeV})$.

Dieser Umrechnungsfaktor ist interessant aus (mindestens) zwei Gründen: Erstens sind potentielle elektrostatische Energien der Form $qq'/(4\pi\epsilon_0 r) = \alpha\hbar c/r$ mit $\alpha \simeq 1/137$ der elektromagnetischen Feinstrukturkonstante. Sind die Ladungen q, q' ausgedrückt in Einheiten von e und der Abstand r in fm, dann findet man einfach die Energie in MeV. Zweitens ist der Faktor nützlich, wenn man das System „natürlicher Einheiten“ mit $\hbar = c = 1$ benutzt, in welchem Masse und Energie bzw. Länge und Zeit in MeV (oder GeV) bzw. MeV^{-1} (GeV^{-1}) gemessen werden.

1.5.2 $Z = 1, N = 0$: Proton (p)

Das Proton, mit Masse $m_p = 938,272 \text{ MeV}/c^2 = 1,0073 \text{ u}$, bildet den Kern des leichtesten Wasserstoff-Isotops ^1H . Rutherford erkannte 1917, dass der ^1H -Kern auch in anderen Atomkernen vorhanden ist, entsprechend der konventionellen „Entdeckung“ des Protons.

Dem heutigen Wissen nach ist das Proton stabil, was bedeutet, dass kein Zerfall bisher experimentell beobachtet wurde. Genauer beträgt die untere Grenze über dessen mittlere Lebensdauer $T_{1/2} > 2,1 \cdot 10^{29}$ Jahre mit der Aussagewahrscheinlichkeit (confidence level, CL) 90% [28].

Das Proton hat den Spin $\frac{1}{2}$ und eine (definitionsgemäß) positive Parität: $J^P(p) = \frac{1}{2}^+$.

Es hat kein messbares elektrisches Quadrupolmoment, während sein magnetisches Dipolmoment $\mu_p = +2,79\mu_N$ ist. Das Letztere entspricht einem Landé-Faktor $g_S = 5,59$ [Gl. (I.32)] sowie einer Larmor-Frequenz $\nu_L = 42,7 \text{ MHz} \cdot \text{T}^{-1}$ [vgl. Gl. (I.35) mit $|\vec{\mathcal{B}}_0| = 1 \text{ T}, j = \frac{1}{2}$].

Wenn das Proton ein Elementarteilchen wäre, dann sollte er der Pauli-Theorie nach das magnetische Dipolmoment $\mu_p = \mu_p$ haben, d.h. $g_S = 2$. Die große Abweichung von $g_S(p)$ von 2 zeigt, dass das Proton nicht elementar ist — was durch andere Beobachtungen bestätigt ist: eigentlich besteht ein Proton aus Quarks und Gluonen, davon 3 Valenzquarks (u, u, d).

Zum Spin bzw. magnetischen Dipolmoment des Protons tragen die Spins und Bahndrehimpulse bzw. die magnetischen Dipolmomente seiner Bestandteile bei. Ob der Spin des Protons mithilfe derjenigen seiner Bestandteile quantitativ erklärt werden kann, ist noch umstritten.

⁽¹⁵⁾Relative Unsicherheiten über die Masse sind wegen der Messmethoden oft kleiner wenn ausgedrückt in atomaren Masseneinheiten.

I.5.3 $Z = 0, N = 1$: Neutron (n)

Der andere Bestandteil von Atomkernen, das elektrisch neutrale Neutron, wurde 1932 durch J. Chadwick entdeckt [7, Experiment 11]. Seine Masse ist $m_n = 939,565 \text{ MeV}/c^2 = 1,0087 \text{ u}$.

Im Gegensatz zum Proton ist das freie Neutron nicht stabil, sondern es zerfällt durch β^- -Radioaktivität⁽¹⁶⁾



mit der mittleren Lebensdauer $\tau_n = 880,3 \pm 1,1 \text{ s}$.

Bemerkungen:

* Da das Neutron keine elektrische Ladung trägt, kann seine Masse mit keiner der in Abschn. I.3.1 erwähnten Methoden gemessen werden. Stattdessen lässt sich m_n aus Messungen der Masse m_d und der Bindungsenergie $B(d)$ des Deuterons (s. unten) gewinnen: $m_n = m_d - m_p + B(d)/c^2$.

* Die mittlere Lebensdauer des freien Neutrons ist nicht gut bekannt: die oben angegebene relative Messunsicherheit beträgt 0,1 %, während die Masse mit einer relativen Genauigkeit von weniger als 10^{-9} — wenn m_n in atomaren Masseneinheiten gemessen ist — bekannt ist. Dazu tragen eigentlich zwei Gruppen von Experimenten zum angegebenen experimentellen Mittelwert von τ_n bei: einige davon finden Werte zwischen 878,5 und etwa 882,5 s; andere finden eher 886–889 s. Eine Diskussion dieser Ergebnisse kann in der neuesten *Review of particle physics* [28, S. 1380–1381] gefunden werden.

* Neben dem Zerfallskanal (I.36) wurde 2006 der seltene Zerfall $n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + \gamma$ mit dem Verzweigungsverhältnis $3,09 \pm 0,34 \cdot 10^{-3}$ zum ersten Mal beobachtet [29].

Das Neutron hat Spin und Parität $J^P(n) = \frac{1}{2}^+$ und das magnetische Moment $\mu_n = -1,91\mu_N$.

Bemerkenswert ist, dass μ_n endlich ist, obwohl das Neutron elektrisch neutral ist! Es besteht aber aus geladenen Quarks, davon 3 Valenzquarks (u, d, d), deren Bahndrehimpulse zu seinem magnetischen Moment beitragen.

I.5.4 $Z = 1, N = 1$: Deuteron (${}^2\text{H} \equiv d$)

Ein einziger Zustand mit zwei Nukleonen ist gebunden, und sogar stabil, und zwar der Kern des durch Urey 1932 entdeckten schweren Wasserstoff-Isotops ${}^2\text{H}$ (*Deuterium*), das Deuteron, mit Masse $m_d = 1875,613 \text{ MeV}/c^2$.

Dieser Kern, obzwar stabil, ist einer der einzigen Atomkerne ohne gebundenen angeregten Zustand: jede Energiezufuhr hat entweder keinen Einfluss — so lange $E < B(d)$ — oder zerstört den Kern in seine Bestandteile. Daher kann die Bindungsenergie $B(d) = 2,225 \text{ MeV}$ sehr präzise gemessen werden — was die Basis der Messung der Neutronenmasse bildet [7, Experiment 13]. Somit hat das Deuteron die kleinste Bindungsenergie pro Nukleon aller stabilen Kerne, wie in Abb. I.10 zu sehen ist, d.h. das Deuteron ist der gebrechlichste Kern.

Das Deuteron hat Spin und Parität $J^P = 1^+$, magnetisches Dipolmoment $\mu_d = 0,857\mu_N$, und elektrisches Quadrupolmoment $Q = +0,002860 e \text{ barns}$.

Bemerkung: Die $A = 2$ -Zustände mit $Z = 2, N = 0$ („Diproton“) bzw. $Z = 0, N = 2$ („Dineutron“) sowie der Zustand mit $Z = 1, N = 1$ und den Spin 0 sind ungebunden, und bilden daher keinen echten Kern. Diese Ergebnisse liefern Information über die Form der starken Kernkraft zwischen zwei Nukleonen.

I.5.5 Schwerere Kerne

Mit $A = 3$ Nukleonen gibt es zwei gebundene Kerne, beide ohne angeregte Zustände, und zwar ${}^3\text{H}$ (*Tritium*) und ${}^3\text{He}$. Beide Atomkerne haben Spin und Parität $J^P = \frac{1}{2}^+$, und ihre jeweiligen

⁽¹⁶⁾Auf dem Quarkniveau entspricht dieser Zerfall dem Prozess $d \longrightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$.

Massen sind $m(^3\text{H}) = 2808,921 \text{ MeV}/c^2$ und $m(^3\text{He}) = 2808,391 \text{ MeV}/c^2$. Somit ist ^3He stabiler, denn $m(^3\text{He}) < m(^3\text{H})$, und in der Tat zerfällt ^3H durch β^- -Zerfall in ^3He , mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} = 12,32$ Jahre.

Es gibt einen einzigen stabilen Atomkern mit $A = 4$ Nukleonen, den ^4He -Kern, mit sowohl dem Grundzustand — entsprechend dem α -Teilchen — als angeregten Zuständen. Der Grundzustand ist im Vergleich mit den Nachbarkernen besonders stabil, vgl. die Vergrößerung in Abb. [I.10](#), und hat Spin und Parität $J^P = 0^+$.

Die Nuklide ^4H und ^4Li könnten prinzipiell auch gebunden sein, denn ihre Bindungsenergien sind positiv. Wenn er erzeugt wird, emittiert aber ein ^4H - bzw. ^4Li -Kern sofort — d.h. in weniger als 10^{-15} s — ein Neutron bzw. Proton, weil die in Abschn. [I.3.3](#) eingeführte Separationsenergie $S_n(^4\text{H})$ bzw. $S_p(^4\text{Li})$ negativ ist.

Auf Abb. [I.10](#) erkennt man noch, dass es kein stabiles Nuklid mit $A = 5$ oder $A = 8$ gibt. Bei der Erzeugung der Kerne im frühen Universum (Kap. **Nukleare Astrophysik**) haben sich diese Lücken als äußerst wichtig erwiesen. Dagegen gibt es für $A = 6$ und $A = 7$ stabile Lithium-Isotope, und ab $A \geq 9$ gibt es immer mindestens ein stabiles (oder zumindest langlebiges) Nuklid bis $A \simeq 150$.

Aus den Bindungsenergien könnten ^5H , ^5He , ^5Li und ^5Be existieren, die zwei ersten bzw. letzten dieser Kerne haben aber eine negative Separationsenergie S_p für Protonen bzw. S_n für Neutronen, so dass sie eigentlich ungebunden sind.

Mit $A = 8$ Nukleonen sind ^8He , ^8Li , ^8Be , ^8B und ^8C bekannt, mit positiven Bindungsenergien, alle sind aber instabil: ^8C ist zu protonenreich und hat eine negative Separationsenergie für Protonen; ^8He , ^8Li und ^8B wandeln sich in weniger als eine Sekunde durch β -Radioaktivität in ^8Be um, der die kleinste Masse hat und somit β -stabil ist. Schließlich zerfällt trotz seiner schon hohen Bindungsenergie pro Nukleon ^8Be instantan in zwei α -Teilchen, die noch stabiler sind.

Literatur zum Kapitel [I](#)

- Basdevant, Rich & Spiro [\[1\]](#), Kap. 1.1–1.2.
- Bethge, Walter & Wiedemann [\[2\]](#), Kap. 2 & 3.
- Cottingham & Greenwood [\[3\]](#), Kap. 4.1–4.4.
- Friedmann [\[4\]](#), Kap. 6 & 8.5–8.6.
- Mayer-Kuckuk [\[5\]](#), Kap. 2.
- Povh, Rith, Scholz & Zetsche [\[6\]](#), Kap. 2.1–2.2 & 5.