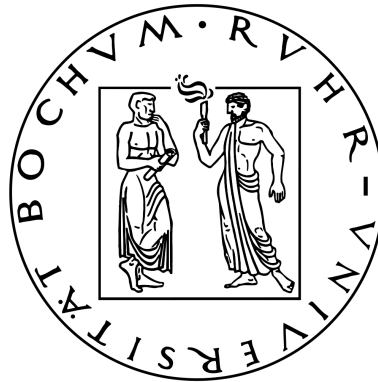


Einführung in die Kern- und Teilchenphysik

Zusammenfassung

Wintersemester 2009/2010



Fakultät für Physik und Astronomie
Ruhr-Universität Bochum

Prof. Dr. W. Meyer

Inhaltsverzeichnis

0.1	Kernphysik	1
0.2	Kern- und Teilchenphysik	1
1	Historische Entwicklung und Definition wichtiger Begriffe	2
1.1	Historie	2
1.2	Skalen und Einheiten	3
1.3	Wirkungsquerschnitt	3
1.3.1	Veranschaulichung WQ	3
1.3.2	Allgemeine Definition des WQ's	3
1.3.3	Totaler Wirkungsquerschnitt	3
1.3.4	Differentieller WQ	4
1.3.5	Luminosität	4
1.3.6	Allgemeine Betrachtung von Streuprozessen	4
1.4	Rutherford Streuung	5
2	Kern Phänomenologie	6
2.1	Neutronen und Periodensystem	6
2.2	Kernmassen und Kernbindungsenergien	6
2.3	Kernradius	7
2.4	Kernspin und Parität	8
2.5	Magnetisches Dipolmoment	9
2.6	Natur der Kernkraft	9
2.7	Ladungsunabhängigkeit der Kernkraft und Isospin	10
2.8	Angeregte und instabile Kerne	11
2.9	De Broglie Wellenlänge	12
3	Substruktur von Nukleonen	12
3.1	Fundamentale Bausteine	12
3.2	Fundamentale Wechselwirkungen	13
3.3	Antiteilchen	13
3.4	Feynman Graphen	13
3.5	Virtuelle Teilchen	13
3.6	Farbladung	14
3.7	Historische Highlights und moderne Fragestellungen	14
4	Experimentelles „Handwerkszeug“	15
4.1	Allgemeines zu Beschleunigerexperimenten	15
4.2	Beschleunigertypen	15
4.2.1	Van de Graaff - Tandem	15
4.2.2	Linearbeschleuniger	15
4.2.3	Kreisbeschleuniger	15
4.2.4	Zyklotron	15

4.2.5	Synchrotron	16
4.2.6	Unterschied e^-/p -Maschinen	17
4.2.7	Speicherring	17
4.3	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	18
4.3.1	geladene Teilchen	18
4.3.2	Elektronen und Positronen	18
4.3.3	Čerenkov Effekt	20
4.3.4	γ -Strahlung	20
4.3.5	Neutron und Neutrino	21
4.4	Detektoren für geladene Teilchen	22
4.4.1	Allgemeine Messgrößen	22
4.4.2	Allgemeine Charakteristika für Detektoren	22
4.4.3	Ionisationsdetektoren	22
4.4.4	Vieldrahtproportionalkammer	22
4.4.5	Driftkammer	23
4.4.6	Szintillationszähler	24
4.4.7	Halbleiterzähler	24
4.4.8	Čerenkov-Zähler	25
4.4.9	Kalorimeter	25
5	Theoretisches „Handwerkszeug“	25
5.1	Beschreibung von Streuprozessen	25
5.2	Fermi's goldene Regel (2)	25
5.3	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	25
6	Stabilität und Instabilität der Kerne	25
6.1	Parametrisierung der Bindungsenergien (Tröpfchenmodell)	25
6.2	Kernspaltung	26
6.2.1	Kettenreaktion (Kernreaktor)	26
6.3	Kernfusion	27
6.4	Radioaktiver Zerfall	27
6.4.1	Natürliche Radioaktivität und radioaktive Altersbestimmung	28
6.4.2	Einheiten der Strahlungsmessung	28
6.4.3	Biologische Effekte der versch. Strahlung	28
6.5	Fermi-Gas Modell	28
6.6	Schalenmodell	29
6.6.1	Spin	30
6.6.2	Spin-Bahn Kopplung	30
6.6.3	Magnetische Momente im Schalenmodell	31
6.6.4	Schmidt-Linien	31
6.7	Bestimmung der Kernspins	31
6.8	Messung magnetischer Momente	32
6.8.1	Streuexperimente mit pol. Targets	32

Literatur

0.1 Kernphysik

- E. Segrè (1953): Experimental Nuclear Physics; John Wiley New York
- T. Mayer Kuckuck (1992): Kernphysik; Teubner
- H. Enge: Introduction to Nucl. Physics; Addison Verlag
- K.S. Krane (1988): Intruductory Nucl. Physics; John Wiley
- und viele mehr ...

0.2 Kern- und Teilchenphysik

- Povh, Rith, et al: Teilchen und Kerne; Springer
- M.S.C. Williams (1991): Nuclear and Particle Physics; Oxford - Paperback
- H. Frauenfelder, E.M. Henley: Teilchen und Kerne; Oldenbough
- W. Demtröder: Experimentalphysik 4 - Kern-,Teilchen- und Astrophysik
- und viele mehr ...

1 Historische Entwicklung und Definition wichtiger Begriffe

1.1 Historie

3 entscheidene Ereignisse für Kernphysik

- 1895 - Röntgenstrahlung (RÖNTGEN)
- 1896 - Radioaktivität (BECQUEREL)
- 1897 - Elektron (THOMSON)

Röntgenstrahlung: elektromagnetische Strahlung $\lambda \cdot \nu = c$ bzw. $E = h \cdot \nu$

Radioaktive Strahlung:

- α -Strahler: ${}^4_2\text{He}$ -Kerne \oplus
- β^- -Strahler: e^- \ominus
- γ -Strahler: neutral

Elektronen: Atommodell „Plum Pudding“¹ (Abbildung 1)

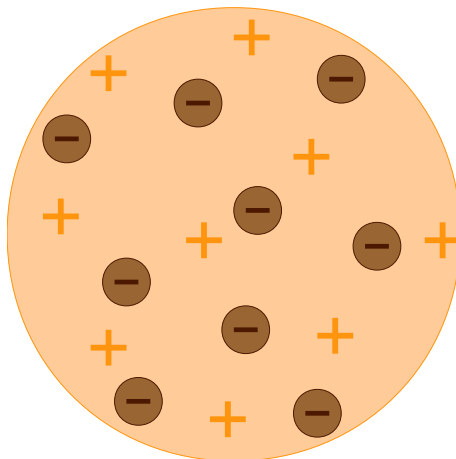


Abbildung 1: Rosinenkuchenmodell: gleichmäßig positiv geladener Körper mit negativ geladenen und gleichmäßig verteilten Elektronen

¹schwerer Kuchen aus Rindertalg, Rosinen und Gewürzen

1.2 Skalen und Einheiten

- **Energieeinheit:** 1eV (1MeV)

relativistische Energie-Impulsbeziehung

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.1)$$

→ Masse in $\frac{eV}{c^2}$.

→ Impuls in $\frac{eV}{c}$

Aus Gleichung (1.1) folgt für die Ruhemasse ($p = 0$)

$$E = m \cdot c^2 \quad (1.2)$$

sowie für ein masseloses Teilchen ($m = 0$)

$$E = p \cdot c \quad (1.3)$$

Der relativistische Impuls ist gegeben durch

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad \frac{v}{c} := \beta \quad (1.4)$$

Ausserdem gilt

$$\frac{v}{c} = \frac{p \cdot c}{E} \quad (1.5)$$

- **Längeneinheit:** Fermi 1 fm = $1 \cdot 10^{-15}$ m

$$\hbar \cdot c \approx 200 \text{ MeV fm} \quad (1.6)$$

Feinstrukturkonstante:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (1.7)$$

1.3 Wirkungsquerschnitt

1.3.1 Veranschaulichung WQ

1.3.2 Allgemeine Definition des WQ's

1.3.3 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zwischen den Stoßpartnern in einem Streuexperiment.

$$\sigma = \frac{\dot{N}_{Str.} \cdot A}{\dot{N} \cdot N_T} = \frac{\dot{N}_{Str.}/N_T}{\dot{N}/A} \quad (1.8)$$

$\dot{N}_{Str.}$... Zahl der Streueignisse pro Sekunde (Streurrate)

\dot{N} ... Zahl der auf Targetfläche A treffenden Strahlteilchen je Sekunde

N_T ... Zahl der Targetteilchen im Volumen $V = A \cdot dx$

Unter Betrachtung von Gleichung (1.8) ist der totale Wirkungsquerschnitt also anschaulich wie folgt definiert:

$$\sigma = \frac{\text{Zahl der Ereignisse einer best. Art je Zeiteinheit und Streuobjekt}}{\text{Zahl der einfallenden Teilchen je Flächen- und Zeiteinheit}} \quad (1.9)$$

Maßeinheit: barn (b) = 10^{-24} cm²

1.3.4 Differentieller WQ

$$\sigma(\theta) \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\text{Zahl d. Ereign. je Zeit- und Raumwinkeleinh. und je Streuobj.}}{\text{Zahl der einfallenden Teilchen je Flächen- und Zeiteinheit}} \quad (1.10)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gemäß

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta . \quad (1.11)$$

Maßeinheit: $\frac{\text{barn}}{\text{steradian}} = \frac{\text{b}}{\text{sr}}$

1.3.5 Luminosität

$$L = \frac{\dot{N} \cdot N_T}{A} ; [L] = \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^{-2}} \quad (1.12)$$

1.3.6 Allgemeine Betrachtung von Streuprozessen

- **Elastische Streuung:** $a + b \rightarrow a' + b'$
identische Teilchen vor und nach Streuung
- **Inelastische Streuung:** $a + b \rightarrow a' + b^*$
Erzeugung eines angeregten Zustands $b^* \rightarrow c + d$
- **Inklusive Messung:** Beobachtung von a' , nicht der anderen
- **Exklusive Messung:** Nachweis aller Reaktionsprodukte

- **Strahlarten:** e^- , p , γ , Neutronen, schwere Ionen und instabile Teilchen
- **Targets:** flüssig, fest, gasförmig

1.4 Rutherford Streuung

Rutherford-Streuung = elastische Coulomb Streuung

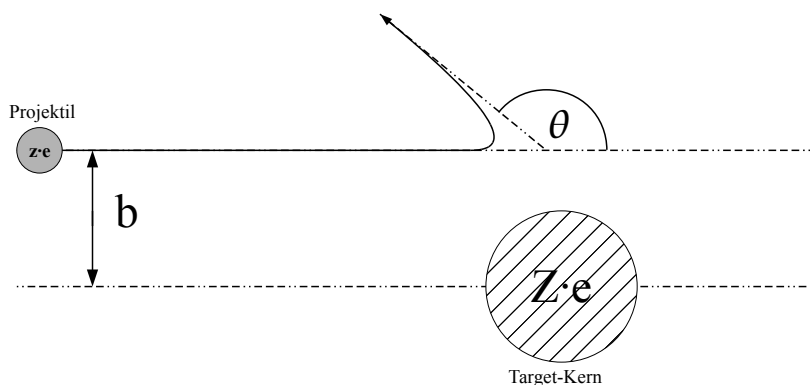


Abbildung 2: b ... Stoßparameter θ ... Streuwinkel

Kernmodell: Atom enthält Kern mit pos. Ladung Ze mit (fast) ganzer Masse. Elektrisch neutrales Atom enthält z Elektronen.

$$b = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 2E} \cdot \cot \frac{\theta}{2} \quad (1.13)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left| \frac{b}{\sin \theta} \frac{db}{d\theta} \right| \quad (1.14)$$

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Rutherf.}} = \frac{(zZe^2)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{1}{16E^2} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.15)$$

Für den Betrag des Impulsübertrags auf das Target gilt

$$q = 2p \sin \frac{\theta}{2}. \quad (1.16)$$

Damit vereinfacht sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{(zZ\alpha\hbar c E)^2}{(qc)^4}. \quad (1.17)$$

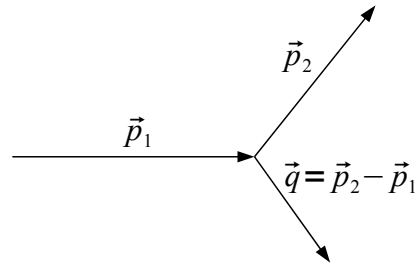


Abbildung 3: Impulsübertrag auf Target

2 Kern Phänomenologie

Ein Atomkern A_ZX besteht aus Z Protonen und $A - Z = N$ Neutronen. X steht für das jeweilige chemische Symbol.

- Int. Massenskala: $u = \frac{1}{12}m({}^{12}_6\text{C})$
- Nuklide(Kerne) = verschiedene Kombinationen von Z und N
- Nukleon = Name für Proton und Neutron
- Isotope = Nuklide mit gleichem Z (gleiche chem. Eigenschaften)
- Isotone = Nuklide mit gleichem N
- Isobare = Nuklide mit gleichem A (z.B. ${}^3_2\text{He}$; ${}^3_1\text{H}$)

2.1 Neutronen und Periodensystem

2.2 Kernmassen und Kernbindungsenergien

$$\underbrace{M_N(A, Z)}_{\text{Masse Kern}} = \underbrace{M_A(A, Z)}_{\text{Masse Atom}} - Zm_e + \sum_{i=1}^Z \tilde{B}_i \quad (2.1)$$

Dabei ist $\sum_{i=1}^Z \tilde{B}_i$ die Summe der Elektronen-Bindungsenergien und kann im folgenden vernachlässigt werden.

Als Bindungsenergie $B(A, Z)$ des Kerns versteht man die Energie, die benötigt wird um den Kern in seine Bestandteile zu zerlegen.

$$B(A, Z) = (Zm_H + (A - Z)m_n - M_A(A, Z)) c^2 \quad (2.2)$$

bzw.

$$\frac{B}{A} = \frac{(Zm_H + (A - Z)m_n - M_A(A, Z)) c^2}{A} \quad (2.3)$$

Dabei gilt:

m_H ... Masse eines Wasserstoffatoms

m_n ... Masse eines Neutrons

$M_A(A, Z)$... Masse des Atoms (siehe Gleichung (2.1))

In Abbildung 4 ist der Zusammenhang (2.3) graphisch dargestellt.

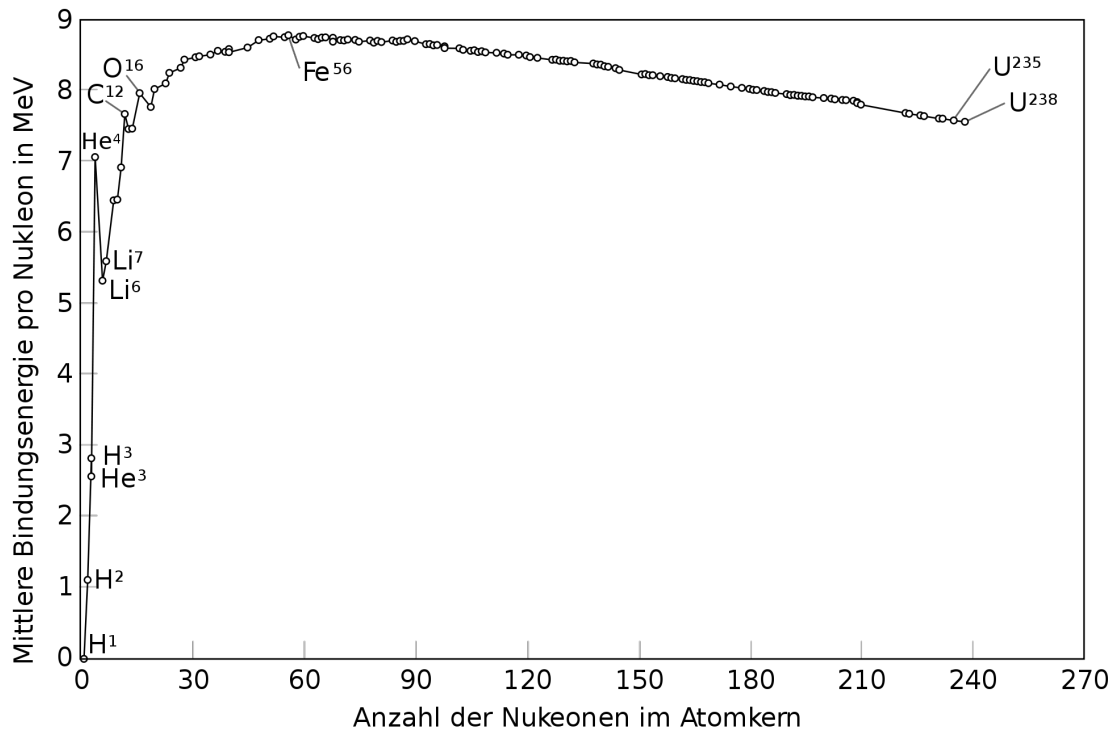


Abbildung 4: Bindungsenergie pro Nukleon

2.3 Kernradius

Methoden zur Kernradius-Bestimmung:

- α -Kern Streuung (Niederenergie)
- e^- -Kern Streuung (Hochenergie)
- Proton-Kern Streuung (Hochenergie)

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \approx 1,2 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ cm} \quad (2.4)$$

Ladungs- und Materieradius ist fast gleich (innerhalb 0,1 fm) für alle Kerne.

Für die Ladungsverteilung im Atomkern gilt:

$$\rho(r) = \frac{N}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (2.5)$$

Die Massendichte im Kern ist näherungsweise konstant $\rho \approx 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$. Für die Hautdicke

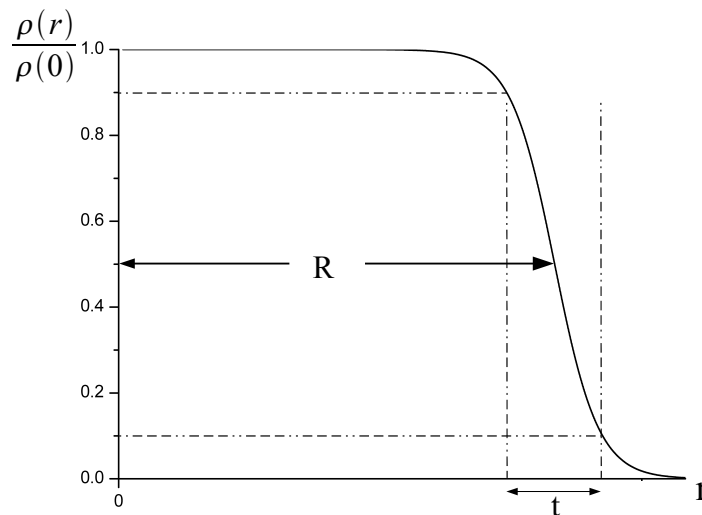


Abbildung 5: Normierte Ladungsdichteverteilung

(siehe Abbildung 5) gilt

$$t = 4(\ln 3)a . \quad (2.6)$$

Für den mittleren quadratischen Radius gilt

$$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = r_0 A^{\frac{1}{2}} ; r_0 \approx 0.94 \text{ fm} \quad (2.7)$$

2.4 Kernspin und Parität

Kernspin

$$\left. \begin{array}{l} \text{Proton} \\ \text{Neutron} \end{array} \right\} s = \frac{1}{2}\hbar \text{ (intrinsischer Drehimpuls)}$$

Für den Gesamtdrehimpuls (=Kernspin) gilt

$$\boxed{\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}} \quad (2.8)$$

\vec{S} ... (intrinsischer) Anteil ($\frac{1}{2}\hbar$; $\frac{3}{2}\hbar$; ...)
 \vec{L} ... Bahnanteil (\hbar ; $2\hbar$; ...)

Ausserdem gilt:

- Kerne mit geradem A : $J =$ ganzzahlig
- Kerne mit ungeradem A : $J =$ halbzahlig

Parität

Invarianz bzgl. Parität = Invarianz bzgl. Vertauschung von links nach rechts.

Eigenwerte des Paritätoperators: $P = \pm 1$

Charakterisierung von Kernniveaus durch

$$J^P . \quad (2.9)$$

Parität: multiplikative Quantenzahl (diskontinuierliche Transformation)

2.5 Magnetisches Dipolmoment

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{J} \quad (2.10)$$

g ... Landé-Faktor

$g = 2$... für punktförmige Teilchen (z.B. Elektronen)

$g \neq 2$... Teilchen besitzt anomales magnetisches Moment

Atomphysik: Bohrsches Magneton

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \approx 5,79 \cdot 10^{-11} \frac{\text{MeV}}{\text{T}} \quad (2.11)$$

Kernphysik: Kernmagneton

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (2.12)$$

$$\left. \begin{array}{l} \mu_{Proton} = 2,79 \mu_K \\ \mu_{Neutron} = -1,91 \mu_K \end{array} \right\} \Rightarrow \text{anomales magnetisches Moment}$$

2.6 Natur der Kernkraft

Eigenschaften:

- kurzreichweitig
- saturiert ($\frac{B}{A} = const.$)
- anziehend (bis auf sehr kleine Abstände)
- spinabhängig
- ladungsunabhängig

2.7 Ladungsunabhängigkeit der Kernkraft und Isospin

$pp; pn; nn$ W.W. gleich \Rightarrow Kernkraft ladungsunabhängig

Isospin:

Isospin ist formal wie Drehimpulse in QM zu behandeln. Entartung der Drehimpulse $(2l + 1)$ durch Magnetfeld B aufgehoben.

$$[\hat{H}_0 + \hat{H}_{magn}, L] \neq 0 \quad (2.13)$$

Dabei bezeichnet $[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ den Kommutator zweier Operatoren. Wenn B in z -Richtung zeigt gilt

$$[\hat{H}_0 + \hat{H}_{magn}, L_z] = 0. \quad (2.14)$$

Eigenwerte von L_z sind $m\hbar$. Jeder beliebige Drehimpuls-Vektor kann durch eine Transformation

$$\vec{L}(L_x, L_y, L_z) \rightarrow \vec{I}(I_1, I_2, I_3) \quad (2.15)$$

von euklidischen Raum in den Isospinraum transformiert werden.

Quantenzahl: Isospin I

Proton ... Nukleon mit Isospin $I = \frac{1}{2}; I_3 = \frac{1}{2}$

Neutron ... Nukleon mit Isospin $I = \frac{1}{2}; I_3 = -\frac{1}{2}$

Es existieren $(2I + 1)$ Einstellmöglichkeiten.

$$\boxed{q = e(I_3 + \frac{1}{2})} \quad (2.16)$$

$$I_3 = \frac{1}{2}(Z - N) \quad (2.17)$$

I_3 mißt die Differenz von Protonen und Neutronen.

Isospin ist für starke W.W. erhalten.

$$[\hat{H}_{Stark}, \hat{I}] = 0 \quad (2.18)$$

$$[\hat{H}_{Stark} + \hat{H}_{elmagn.}, \hat{I}] \neq 0 \quad (2.19)$$

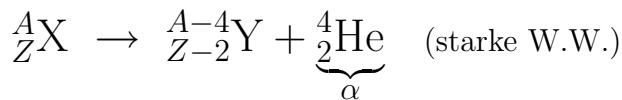
Elektromagnetische W.W. bricht Isospin-Symmetrie. Aber:

$$[\hat{H}_{Stark} + \hat{H}_{elmagn.}, \hat{I}_3] = 0 \quad (2.20)$$

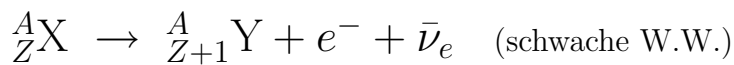
I_3 -Komponente ist für elmagn. W.W. erhalten (d.h. Ladungserhaltung)

2.8 Angeregte und instabile Kerne

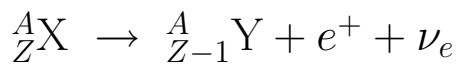
α -Zerfall



β^- -Zerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$



β^+ -Zerfall $\hat{=}$ Elektroneneinfang $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \hat{=} p + e^- \rightarrow n + \nu_e$



γ -Zerfall

Resonanzabsorption bzw. rückstoßfreier Übergang

$$E_\gamma = \pm(E_i - E_f) \quad (2.21)$$

„+“ ... Emission

„-“ ... Absorption

Für die Rückstoßenergie gilt

$$\Delta E_R = \frac{h^2 \nu^2}{2Mc^2} \cdot \quad (2.22)$$

- $\Delta E_R \ll E_\gamma$

Unschärfe der Energieniveaus \rightarrow Resonanzabsorption (z.B. Atomphysik)

- $\Delta E_R \gg E_\gamma$

Abhilfe: Mößbauereffekt, d.h. emittierender und absorbierender Kern im Kristallgitter. $\rightarrow M$ groß und ΔE_R klein $\rightarrow \Delta E_R \ll E_\gamma$. (d.h. Resonanzabsorption)

2.9 De Broglie Wellenlänge

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} \quad (2.23)$$

Strukturauflösung: $\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x}$

z.B. für Nukleon ($R = 0,8 \text{ fm}$) $\Rightarrow p > 100 \frac{\text{MeV}}{c}$

3 Substruktur von Nukleonen

3.1 Fundamentale Bausteine

- Quarks

6 Quarks in 3 Familien: $\begin{pmatrix} \text{up} \\ \text{down} \end{pmatrix}$; $\begin{pmatrix} \text{charm} \\ \text{strange} \end{pmatrix}$; $\begin{pmatrix} \text{top} \\ \text{bottom} \end{pmatrix}$

- Leptonen

6 Leptonen in 3 Familien: $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$; $\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$; $\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

Zusammen mit zugehörigen Antiteilchen wird Existenz von insgesamt 24 fundamentalen Partikeln vermutet. (zu viele? weitere Substruktur?)

Eigenschaften:

- Quarks haben keine ganzzahligen Ladungen
z.B. $q(u) = \frac{2}{3}e$; $q(d) = -\frac{1}{3}e$
- Confinement
Quarks sind nur in gebundenen Systemen beobachtbar

$$\text{Hadronen} \begin{cases} \text{Meson} = q\bar{q} \text{ z.B. } \pi^+ = u\bar{d} \\ \text{Baryon} = qqq \text{ z.B. } p=uud; n=udd \end{cases}$$

- punktförmig
- keine angeregten Zustände \Rightarrow elementar
- Spin $\frac{1}{2}$ = Fermionen (Fermi-Dirac-Statistik)

3.2 Fundamentale Wechselwirkungen

Vier fundamentale Wechselwirkungen mit zugehörigen Austauschbosonen (Spin 1 bzw. Spin 2):

- Gravitation (Gravitonen)
- elektromagnetische W.W. (Photonen)
- schwache W.W. (W^+ , W^- , Z^0 -Bosonen)
- starke W.W. (Gluonen)

Zu jeder Wechselwirkung gehört eine Ladung.

Tabelle 1: Wechselwirkungen von fundamentalen Teilchen

Teilchen	El. magn. W.W.	schw. W.W.	starke W.W.
gel. Leptonen	×	×	—
Neutrinos	—	×	—
Quarks	×	×	×

3.3 Antiteilchen

$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (3.1)$$

Negative Lösung entspricht pos. Energiezustand eines Teilches bzw. Antiteilchens

3.4 Feynman Graphen

Elegante Darstellungen von physikalischen Prozessen

3.5 Virtuelle Teilchen

$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ erlaubt Verletzung von $E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$. (z.B. $E_\gamma \neq cp$)

Virtuelle Teilchen können beliebige Masse haben.

Austauschteilchen massiv \Rightarrow Kraft über definierte Strecke.

Yukawa Potential: Pion-Austausch

$$V(r) \sim \frac{e^{-\frac{mc}{\hbar}r}}{r} \quad (3.2)$$

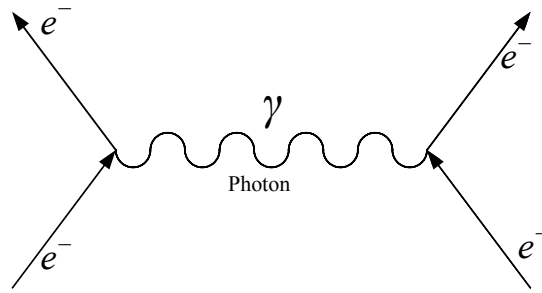


Abbildung 6: Beispiel-Feynman-Graph für Elektron-Elektron-W.W.

Im Grenzfall $m = 0$ folgt

$$V(r) \sim \frac{1}{r} \quad (3.3)$$

3 verschiedene Pionen: π^+ ; π^- ; π^0

3.6 Farbladung

Quarks \rightarrow Fermionen \rightarrow Pauli-Prinzip

Allgemein lassen sich Elementarteilchen beschreiben durch eine Wellenfunktion der Form

$$\Psi_{Total} = \underbrace{\Psi_{Raum} \cdot \Psi_{Spin} \cdot \Psi_{Flavour}}_{symmetrisch} \cdot \underbrace{\Psi_{Farbe}}_{antisymm.} \quad (3.4)$$

Farbe (r,b,g) = verallgemeinerte elektr. Ladung = Farbladung

Gluonen tragen selbst Farbe (zweifartig) und koppeln mit anderen Gluonen (Im Gegensatz zu Photonen). Theoretische Grundlage ist die QCD (Quantenchromodynamik).

3.7 Historische Highlights und moderne Fragestellungen

...

4 Experimentelles „Handwerkszeug“

4.1 Allgemeines zu Beschleunigerexperimenten

4.2 Beschleunigertypen

4.2.1 Van de Graaff - Tandem

4.2.2 Linearbeschleuniger

4.2.3 Kreisbeschleuniger

- **Ablenken von Teilchenstrahlen im Magnetfeld**
Lorentzkraft wirkt als Zentripetalkraft \Rightarrow Kreisradius $\rho = \frac{p}{q \cdot B}$
Prisma = optisches Analogon
- **Fokussieren von Teilchenstrahlen im Magnetfeld**
Quadrupolfelder Linse = Optisches Analogon

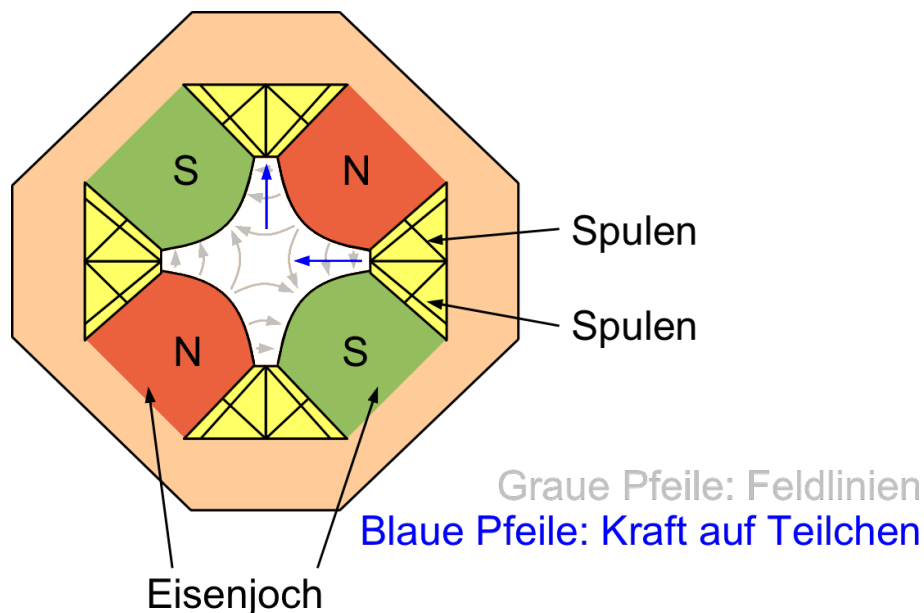


Abbildung 7: Quadrupolmagnet

4.2.4 Zyklotron

- Beschleuniger aus D-förmigen, evakuierten Metallkörpern (Dee's)
- Dee's verbunden mit Wechselspannungquelle
- Dee's befinden sich in starkem Magnetfeld

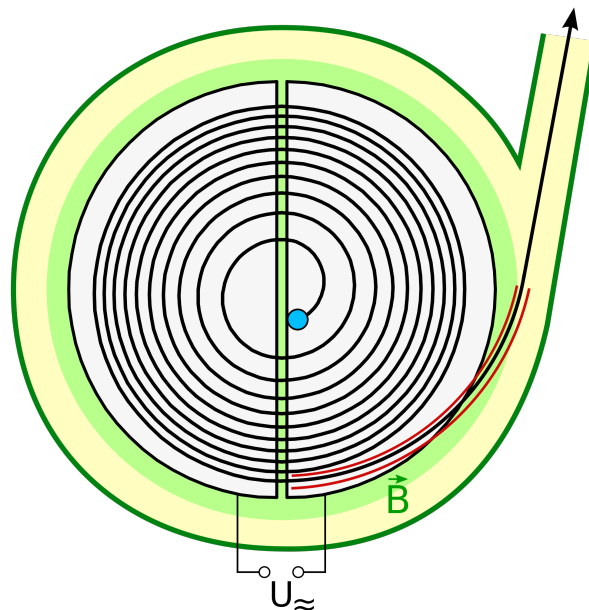


Abbildung 8: Aufsicht Zyklotron

- Nicht für e^- , da diese schnell relativistisch behandelt werden müssen
- Protonenbeschleunigung (20 – 25 MeV)

$\omega_{\text{Kreisbew.}} = \omega_{\text{RF}} \Rightarrow$ Zyklotronresonanzfrequenz

$$\omega_{\text{RF}} = \frac{q \cdot B}{m} = \text{const.} \quad (4.1)$$

($B = \text{const.}$; $m = \text{const.}$ (nicht rel.))

4.2.5 Synchrotron

$$\rho = \frac{p}{q \cdot B} \quad (4.2)$$

Um den Radius ρ konstant zu halten, muss die Magnetfeldstärke B erhöht werden wenn der Teilchenimpuls p größer wird. Die Synchronizitätsbedingung lautet

$$\omega_{\text{RF}} = \frac{q \cdot B}{m \cdot \gamma} \quad (4.3)$$

ω_{RF} und B synchron

$\omega_{\text{RF}}(t) \approx \beta(t)$: Synchrozyklotron ($B = \text{const.}$)

$B(t) \approx \beta(t)$: Synchrotrons (Auch wenn zusätzlich $\omega_{\text{RF}}(t)$)

Elektronen: $\omega_{\text{RF}} = \text{const.}$; Einschuss von e^- mit 10 MeV (ausreichend rel.)

Protonen: ω_{RF} und B variiert.

4.2.6 Unterschied e^-/p -Maschinen

Synchrotronstrahlung: Beschleunigte Teilchen verlieren Energie $\hat{=}$ Abstrahlung von Photonen

Energieverlust pro Umlauf:

$$\delta E \sim \frac{1}{\rho} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 \sim \frac{1}{m^4} (!) \quad (4.4)$$

$$\delta E(e^-) \approx 10^{13} \delta E(p) \quad (4.5)$$

4.2.7 Speicherring

Nachteil von „fixed Target“ Experimenten: Schwerpunktsbewegung (Energie fehlt)

Für die Gesamtenergie \sqrt{s} gilt im Schwerpunktssystem

$$\sqrt{s} = E_{\text{CM}} = \sqrt{2E_1^{\text{Lab}} m} \quad (m_1 = m_2 = m) . \quad (4.6)$$

Für „fixed Target“ Experiment folgt

$$\sqrt{s} = E_{\text{CM}} \sim \sqrt{E_1^{\text{lab}}} . \quad (4.7)$$

Für Speicherring Experiment („Colliding Beam“) folgt

$$\sqrt{s} = E_{\text{CM}} = 2E^{\text{Lab}} . \quad (4.8)$$

Dabei gilt $E_1^{\text{Lab}} = E_2^{\text{Lab}} = E^{\text{Lab}}$

Nachteil bei Speicherringen: geringere Luminosität L

$$L = f \cdot n \cdot \frac{N_1 \cdot N_2}{A} \quad (4.9)$$

f ... Umlauffrequenz

n ... Anzahl der Teilchen im Strahl

A ... Strahlquerschnittsfläche

$N_{1,2}$... Zahl der Teilchen pro Bunch

Vergleich von Luminositäten:

Speicherring Exp. (pp): $L \approx 10^{33} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$

Fixed Target Exp. (pp): $L \approx 10^{37} \frac{1}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$

4.3 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

4.3.1 geladene Teilchen

Elektromagnetische W.W. von gelad. Teilchen mit Elektronen der Atomhülle

Energieverlust pro Distanz $\hat{=}$ Bremsvermögen

Beschreibung dieses Energieverlustes mit Bethe-Bloch-Gleichung:

$$-\frac{dE}{d\xi} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \underbrace{\left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right]}_{\text{rel. Korrekturen}} \quad (4.10)$$

wobei

ρ ... Normierung auf Dichte des durchlauf. Materials

β ... „Geschwindigkeit“ des Teilchens ($\beta = \frac{v}{c}$)

E ... Energie des Teilchens

x ... Im Material zurückgelegte Weglänge

z ... Anzahl Elementarladungen des Teilchens

n ... Elektronendichte des Materials

I ... mittleres Anregungspotential des Materials

Reichweite:

$$R_0 \approx \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} \quad (4.11)$$

Reichweite = stat. Prozess \Rightarrow Reichweite-Fluktuationen.

4.3.2 Elektronen und Positronen

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Total}} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Brems}} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Ionisation}} \quad (4.12)$$

Neuer Prozess: Emission von Bremsstrahlung bei Beschleunigung geladener Teilchen

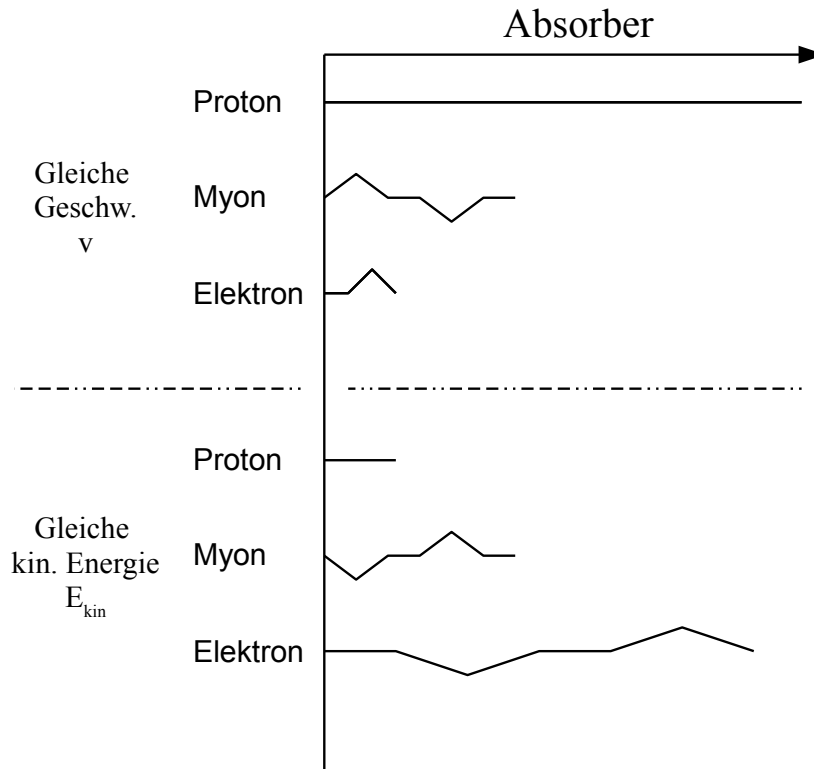


Abbildung 9: Reichweite geladener Teilchen in Absorber

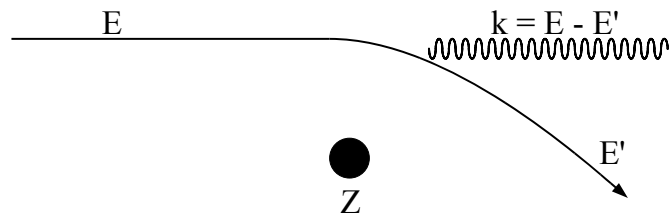


Abbildung 10: Emission von Bremsstrahlung

$$E_{\text{Brems}} = E_0 e^{-\frac{x}{X_{i_0}}} \tag{4.13}$$

X_{i_0} ... Strahlungslänge (Materialkonstante) [cm]; [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$]

4.3.3 Čerenkov Effekt

Čerenkov-Licht wird emittiert wenn für die Teilchengeschwindigkeit in einem Medium (Brechungsindex n) gilt

$$v_T > \frac{c}{n}. \quad (4.14)$$

Teilchenidentifikation:

$$\boxed{\beta > \frac{1}{n}} \quad (4.15)$$

4.3.4 γ -Strahlung

Beim Durchgang durch Materie wird γ -Strahlung nur in der Intensität abgeschwächt.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.16)$$

μ ... Absorptionskoeffizient [cm^{-1}]

Photoeffekt:

$$\boxed{E_{\text{kin}}(e^-) = h\nu - \Phi_A} \quad (4.17)$$

Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim Z^5$

Φ_A ... für Material charakteristische Austrittsarbeit

Compton-Streuung:

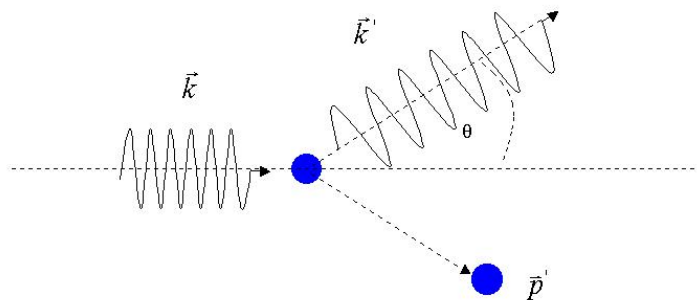


Abbildung 11: Zur Comptonstreuung

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (4.18)$$

Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim Z$

Tritt auf für $0,1 \text{ MeV} < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$

Paarbildung:

spontane Umwandlung eines γ -Quants in zwei Elektronen. Schwellenenergie:

$$h\nu = 2m_e c^2 \approx 1,022 \text{ MeV} \quad (4.19)$$

Elektromagnetischer Schauer: Kombination aus Paarbildung und Bremsstrahlung

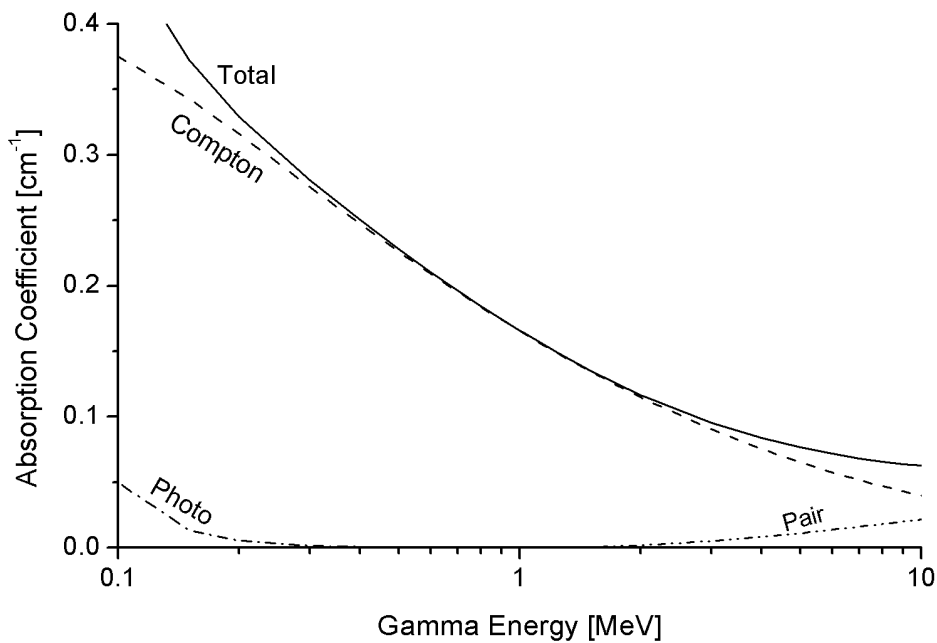


Abbildung 12: Zur γ -Absorption

4.3.5 Neutron und Neutrino

Neutron:

- Starke W.W. mit Kernen (durchdringende Strahlen)
- Neutroneneinfang: $n + (Z, A) \rightarrow \gamma + (Z, A + 1)$

- inelastische Streuung

Neutrino:

Strahlung sehr „durchdringend“.

4.4 Detektoren für geladene Teilchen

4.4.1 Allgemeine Messgrößen

- Ort
- Impuls: Ort und Magnetfeld ($p \sim \rho \cdot B$)
- Masse: Messung der Geschwindigkeit bei bekanntem Impuls
 - Čerenkov-Winkel $\theta_C \rightarrow v_T$
 - Bethe-Bloch $\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{v^2}$
 - $v = \frac{s}{\Delta t}$ s bekannt, Δt messen

4.4.2 Allgemeine Charakteristika für Detektoren

- Sensitivität
- Def. Ansprechwahrscheinlichkeit
- Energieauflösung
- Ansprechzeit (Pulsform)
- Zeitauflösung
- Ortsauflösung
- Effizienz
- Totzeit

4.4.3 Ionisationsdetektoren

Sammlung von Elektronen und Ionen. Übliche Geometrie: Zylinder mit Draht (Zählrohr)

4.4.4 Vieldrahtproportionalkammer

- jeder Anodendraht unabh. Proportionalzähler
- Ortsmessung aus Ort des angesprochenen Drahtes

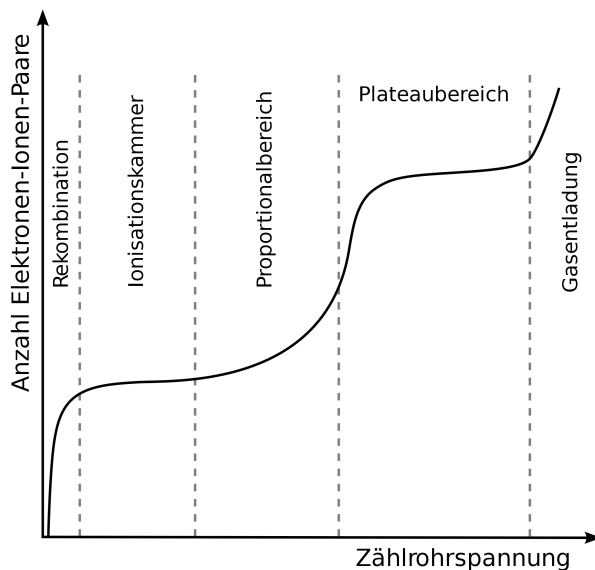


Abbildung 13: Zählrohrcharakteristik (Plateaubereich wird auch Geiger-Müller-Bereich genannt)

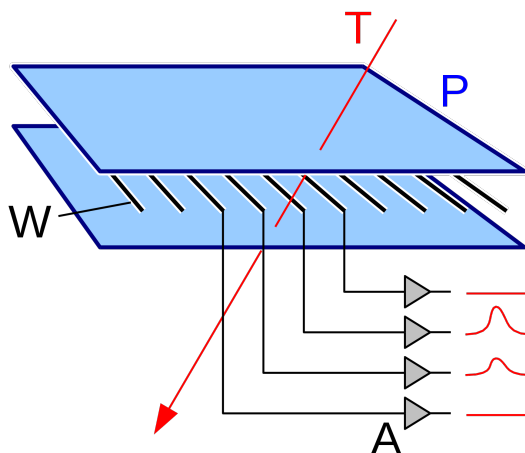


Abbildung 14: Drahtkammer mit Drähten (W) und Kathodenplatten (P). Die vom durchfliegenden Teilchen T verursachte Ladung wird mit den Verstärkern A erfasst (Impulse am Ausgang)

4.4.5 Driftkammer

Bei konstanter Driftgeschwindigkeit der Elektronen (durch Modifikation des elektrischen Felds) kann aus der Zeit, die die Elektronen vom Ort der Ionisation bis zum Draht benöti-

gen eine exaktere Ortsmessung ermöglicht werden. Für den in dieser Zeit zurückgelegten Weg gilt dann (Genauigkeit: $\Delta z \approx 200 \mu m$)

$$z = v_D(t_1 - t_0) = v_D \Delta t \quad (4.20)$$

4.4.6 Szintillationszähler

- Anregung von Atomen oder Molekülen führt zu Aussendung von Lichtblitzen in speziellen Materialien.
- Erzeugung von Photoelektronen und Vervielfachung dieser Lichtblitze mittels Photomultiplier
- Verstärkung und Ausmessung der Signale

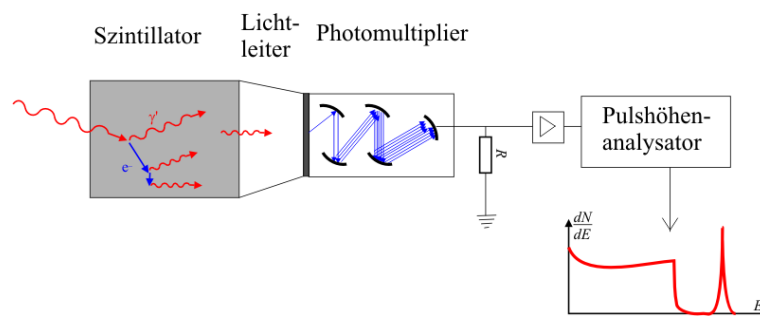


Abbildung 15: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers (Quelle: Wikipedia)

Szintillationsmaterialien können sein:

- Organische Szint. (z.B. Anthrazin)
- Anorganische(kristalline) Szint. (z.B. NaI)

Vorteile: Szintillationszähler haben eine schnelle Ansprech- und Erholzeit ($\sim 10 \text{ ns}$). \Rightarrow Triggerzähler

4.4.7 Halbleiterzähler

$\hat{=}$ Festkörperionisationszähler (Ge oder Si)

n-Typ und p-Typ Halbleiter in Kontakt \Rightarrow Verarmungszone

Strahlung in Verarmungszone \Rightarrow Elektron-Loch-Paar

Vorteile: Klein und hohe Sensitivität

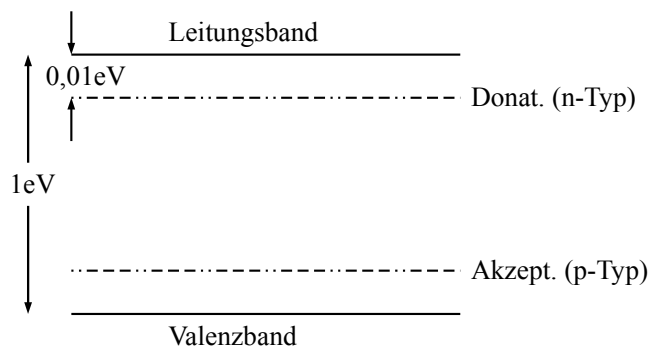


Abbildung 16: Energieniveaus in Halbleitermaterialien

4.4.8 Čerenkov-Zähler

4.4.9 Kalorimeter

5 Theoretisches „Handwerkszeug“

5.1 Beschreibung von Streuprozessen

5.2 Fermi's goldene Regel (2)

5.3 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

6 Stabilität und Instabilität der Kerne

6.1 Parametrisierung der Bindungsenergien (Tröpfchenmodell)

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5 \quad (6.1)$$

- $B_1 = a_v A$ (Volumenenergie)
- $B_2 = -a_s A^{\frac{2}{3}}$ (Oberflächenenergie)
- $B_3 = -a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}}$ (Coulombenergie)
- $B_4 = -a_{asym} \frac{4(Z - \frac{A}{2})^2}{A}$ (Asymmetrieenergie)
- $B_5 = a_p \delta A^{-\frac{1}{2}}$ (Paarungsenergie) $\delta = \begin{cases} +1 & \text{für gg-Kerne} \\ 0 & \text{für ug,gu-Kerne} \\ -1 & \text{für uu-Kerne} \end{cases}$

Bethe-Weizsäcker-Massenformel:

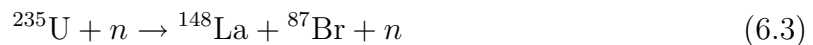
$$m(A, Z) = Zm_p + Zm_e + (A - Z)m_n - \frac{B}{c^2} \quad (6.2)$$

B.W.-Massenformel ist quadratisch in Z :

- A ungerade: 1 Parabel
- A gerade: 2 Parabeln

6.2 Kernspaltung

Induzierte Spaltung mittels Neutronen:



Freiwerdende Spaltungsenergie pro Nukleon aus $\frac{B}{A}$ -Plot ($\sim 0,9$ MeV) (siehe Abb. 4)

Verformung des Kerns bei äußerer Störung (Neutronenbeschuß). Stabilität aus Wechselspiel der Oberflächen- und Coulombenergien (im Tröpfchenmodell). Für Kerne bei denen eine Spaltung begünstigt ist, gilt:

$$17,7A < Z^2 < 51A \quad (6.4)$$

Kerne mit $Z > 51A$ sind instabil.

6.2.1 Kettenreaktion (Kernreaktor)

In ${}^{235}\text{U} \rightarrow$ Im Mittel 2,5 Neutronen pro Spaltung

$$K := \frac{\# \text{ der Neutr. in } (n+1)\text{-ter Spaltung}}{\# \text{ der Neutronen in } n\text{-ter Spaltung}} \quad (6.5)$$

- $K < 1$: unterkritischer Prozess (Prozess stoppt)
- $K = 1$: kritischer Prozess (erwünscht)
- $K > 1$: überkritischer Prozess (Kernwaffen!)

Elemente eines Reaktors:

- Brennelemente (${}^{235}\text{U}$)
- bewegliche Kontrollstäbe (Cd)
- Moderator (D_2O)

Effizienz:

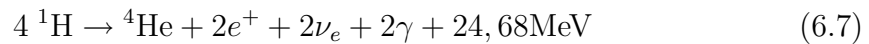
$$\frac{1\text{g } {}^{235}\text{U (Spaltung)}}{1\text{g } {}^{12}\text{C (Verbrennung)}} \approx 3 \cdot 10^6 \quad (6.6)$$

Aus 1g ${}^{235}\text{U} \Rightarrow \sim 1\text{MWD}$

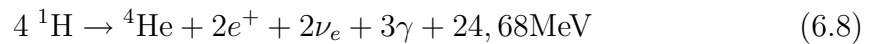
6.3 Kernfusion

Problem: Coulombabstoßung \Rightarrow hohe Temperaturen zur Realisierung notwendig.

1. Proton-Proton-Brennzyklus



2. CNO-Zyklus



3. kontrollierte Fusion



6.4 Radioaktiver Zerfall

statistischer Prozess (α, β, γ -Strahlung)

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6.10)$$

λ ... Zerfallskonstante

$\tau = \frac{1}{\lambda}$... Lebensdauer

$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}$... Halbwertszeit

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{Aktivität}) \quad (6.11)$$

Einheiten:

$$1 \text{ Curie} = 1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{Zerfälle}}{\text{s}}$$

$$1 \text{ Becquerel} = 1 \frac{\text{Zerfälle}}{\text{s}}$$

Tocheraktivität:

Betrachte folgenden Zerfall



Es sei A, B = Anzahl der entspr. Kerne

- 1.

$$\frac{dB}{dt} = A\lambda_A - B\lambda_B \quad (6.13)$$

- 2.

$$B = A_0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (6.14)$$

- 3.

$$B\lambda_B = A\lambda_A \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1 - e^{-(\lambda_B + \lambda_A)t}) \quad (6.15)$$

Stabiles Gleichgewicht für $\frac{dB}{dt} = 0$ bzw. $B\lambda_B = A\lambda_A$

6.4.1 Natürliche Radioaktivität und radioaktive Altersbestimmung

Zerfallsketten: (Startelement \rightarrow stabil. Endprodukt)

- Thorium: $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$
- Neptunium: $^{237}\text{Np} \rightarrow ^{209}\text{Bi}$
- Uran: $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$
- Actinium: $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$

Natürliche Radioaktivität messen \rightarrow Geologisches Alter (z.B. von Gesteinen)

^{14}C -Datierung \rightarrow Alter von biologischem Material. In der Atmosphäre findet die Produktion von ^{14}C statt:



Anschließend β^- -Zerfall



\Rightarrow ^{12}C und ^{14}C -Gleichgewicht + Formation von CO_2

1. Assimilation der Pflanzen (d.h. CO_2 -Aufnahme)
2. Aufnahme stoppt bei Tod der Pflanze
3. ^{14}C zerfällt, ^{12}C stabil
4. Aktivitätsmessung von ^{14}C heute \Rightarrow Alter der Probe

6.4.2 Einheiten der Strahlungsmessung

Tabelle 2: Größen und Einheiten der Strahlungsmessung

Größe	Messung von	Trad. Einheit	SI-Einheit
Aktivität (A)	Zerfallsrate	Curie (Ci)	Bq
Exposition (X)	Ionisation in Luft	Roentgen (R)	$\frac{\text{C}}{\text{kg}}$
absorbierte Dosis (D)	Energieabsorption	rad	Gray (Gy)
Equivalentdosis (DE)	Biologische Effektivität	rem	Sievert (Sv)

6.4.3 Biologische Effekte der versch. Strahlung

6.5 Fermi-Gas Modell

$$p_F = \frac{\hbar}{r_0} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 250 \frac{\text{MeV}}{c} \quad \text{mit } r_0 = 1,21 \text{ fm} \quad (6.18)$$

$$E_F = \frac{1}{2m} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\hbar}{r_0} \right)^2 \approx 33 \text{ MeV} \quad (6.19)$$

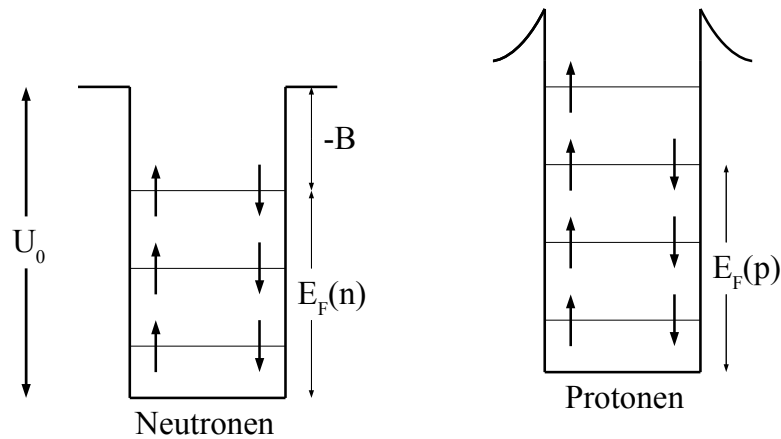


Abbildung 17: Schematische Skizze der Kernenergiezustände von Protonen und Neutronen (E_F =Fermienergie)

⇒ Potentialtopftiefe mit $\frac{B}{A} \approx 7 - 8$ MeV

$$V_0 = E_F + B \approx 40 \text{ MeV} \quad (6.20)$$

Für die Zahl der möglichen Zustände ergibt sich:

$$dn = \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} V \Rightarrow n \text{ und } E_F \quad (6.21)$$

6.6 Schalenmodell

Schalenmodell zur Erklärung der magischen Zahlen: (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126)

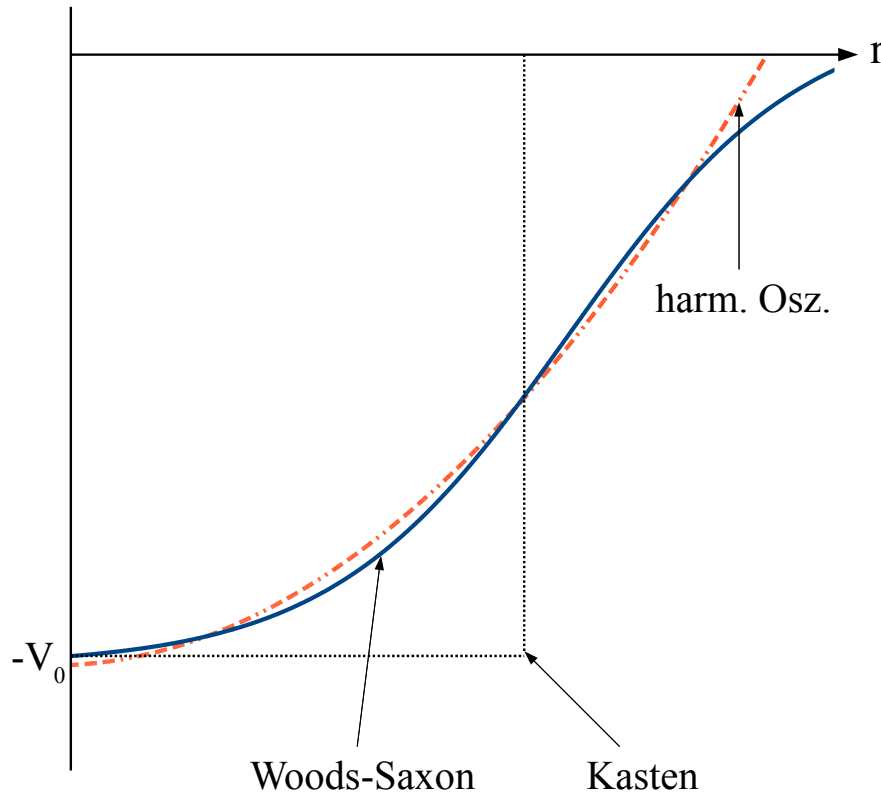
Bei diesen Protonen- oder Neutronenzahlen sind die Schalen im Schalenmodell des Atomkerns voll besetzt.

Lösung der Schrödingergleichung. (Radialanteil)

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_{nl} - V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} \right) \right) u_{nl}(r) = 0 \quad (6.22)$$

Allgemeine Lösung der Schrödingergleichung:

$$\Psi(r, \vartheta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\vartheta, \varphi) \quad (6.23)$$

Abbildung 18: Näherungskernpotentiale $V(r)$

6.6.1 Spin

6.6.2 Spin-Bahn Kopplung

$$V(r) = V_{\text{zentr.}}(r) + V_{ls}(r)\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (6.24)$$

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \begin{cases} \frac{\hbar^2}{2}l & \text{für } j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{\hbar^2}{2}(l+1) & \text{für } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (6.25)$$

$V_{ls}(r) < 0 \Rightarrow$ invertierte Spin-Bahnkopplung ($j - \frac{1}{2}$ über $j + \frac{1}{2}$).

Woods-Saxon + LS-Kopplung \Rightarrow Magische Zahlen

- gg-Kerne: $J = 0$
- ug,gu-Kerne: $J =$ ungeradhalbzahlig
- uu-Kerne: $J =$ ganzzahlig

Vorhersagbare Größe des Schalenmodells: magnetisches Moment

6.6.3 Magnetische Momente im Schalenmodell

Elektron:

$$\vec{\mu} = g_e \cdot \mu_B \cdot \vec{S} = g_e \underbrace{\frac{e}{2m_e}}_{\gamma} \frac{\hbar}{2} \quad (6.26)$$

g ... Landé-Faktor

γ ... gyromagn. Verhältnis

Kernmagnetische Momente

$$\vec{\mu}_{\text{Kern}} = g_K \mu_K \cdot \vec{J} = \mu_K \left(\sum_{n=1}^{N_p} \left(\underbrace{g_{ln}}_1 \vec{l}_n + \underbrace{g_{sn}}_{5,58} \vec{s}_n \right) + \sum_{m=1}^{N_n} \left(\underbrace{g_{lm}}_0 \vec{l}_m + \underbrace{g_{sm}}_{-3,82} \vec{s}_m \right) \right) \quad (6.27)$$

N_p ... Anzahl Protonen im Kern

N_n ... Anzahl Neutronen im Kern

μ_{Kern} ... keine gequantelte Größe

$$\frac{|\mu_{\text{Kern}}|}{\mu_K} = g_{\text{Kern}} J \quad \text{mit } J = \max(J_z) \quad (6.28)$$

Ein-Teilchen-Modell: J und μ von einem ungeraden Nukleon.

$$g = \frac{g_l (J(J+1) + l(l+1) - s(s+1)) + g_s (J(J+1) - l(l+1) + s(s+1))}{2J(J+1)} \quad (6.29)$$

6.6.4 Schmidt-Linien

6.7 Bestimmung der Kernspins

Methode: Hyperfeinstruktur = W.W. von $\vec{\mu}_{\text{Kern}}$ mit am Kernort von Elektronenhülle erzeugtem Magnetfeld \vec{B}_j

Intervallregel für HFS:

$$W = -\vec{\mu}_{\text{Kern}} \cdot \vec{B}_j = \frac{a}{2} (F(F+1) - J(J+1) - j(j+1)) \quad (6.30)$$

$a \sim g_{\text{Kern}} B_j \rightarrow$ schwierig zu bestimmen, fällt weg.

Kerne im äußeren Feld \vec{B}_0

1. Zeemann Effekt (B_0 klein) Bildung von $(2F+1)$ Unterniveaus. $m_F = -F \dots + F$
2. Paschen Back Effekt (B_0 groß) Bildung von $(2J+1)$ Unterniveaus. $m_J = -J \dots + J$

6.8 Messung magnetischer Momente

1. Atomstrahlresonanzapparatur

Resonanzabsorption, wenn $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ wobei ΔE der Energiedifferenz zwischen m_J und $m_{J\pm 1}$ entspricht. Für die Lamorfrequenz ν_L gilt

$$\nu_L = \frac{1}{h} g_J \mu_K B_0 \quad (6.31)$$

2. Kernmagnetische Resonanz (NMR)

- Festkörper oder Flüssigkeit
- Energieabsorption bzw. -emission im rf-Schwingkreis

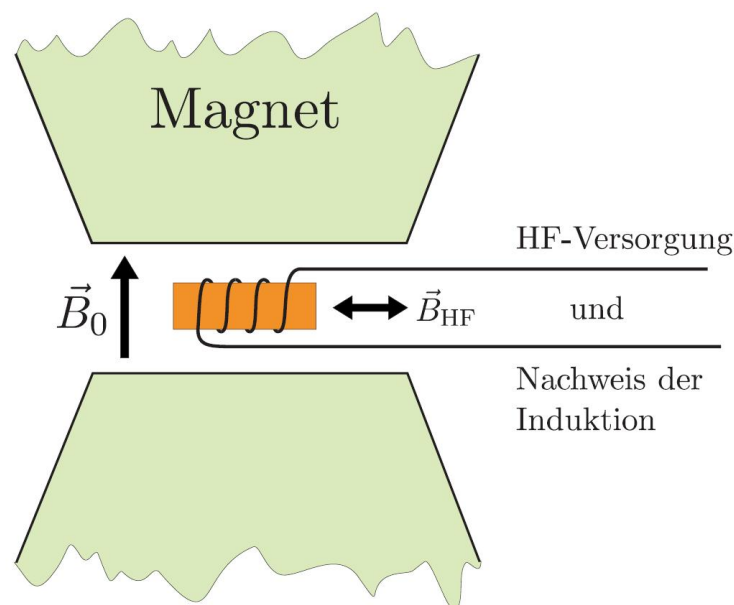


Abbildung 19: Schematische Darstellung des NMR-Aufbaus
(aus Diplomarbeit von Christian Heß)

Für Protonen erhält man

$$\nu_L = \frac{2\mu_p B_0}{h} \approx 106,3 \text{ MHz bei } 2,5 \text{ T} \quad (6.32)$$

6.8.1 Streuexperimente mit pol. Targets

Targetsymmetrie:

$$T(\theta, E_e) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\uparrow) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\downarrow)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\downarrow)} \quad (6.33)$$

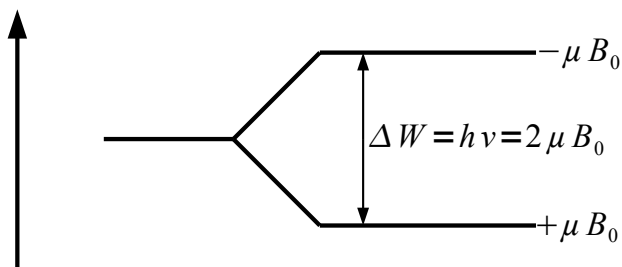


Abbildung 20: Energieaufspaltung der Kernniveaus

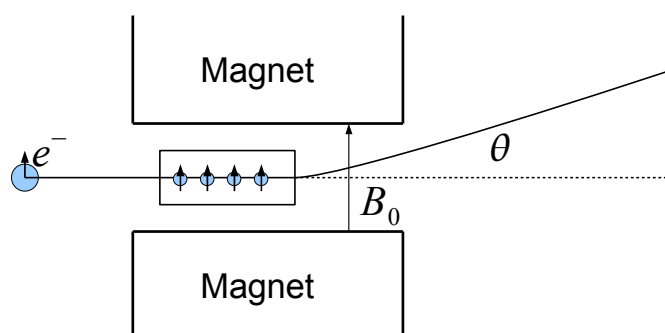


Abbildung 21: Schematische Darstellung eines Streuexperiments mit pol. Target

$$T = \frac{1}{P_B} \cdot \frac{1}{P_T} \cdot \frac{1}{f} \cdot \frac{Z_{\uparrow\uparrow} - Z_{\uparrow\downarrow}}{Z_{\uparrow\uparrow} + Z_{\uparrow\downarrow}} \quad (6.34)$$

P_B ... Strahlpolarisation

P_T ... Targetpolarisation

f ... $\frac{\text{Anzahl polarisierbarer Nukleonen}}{\text{Gesamtzahl aller Nukleonen im Target}}$

$$\text{Messzeit} = \text{Zählrate} = \frac{1}{P_B^2} \cdot \frac{1}{P_T^2} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{1}{(\Delta T)^2} \quad (6.35)$$

Hohe Targetnukleonenpolarisation durch Prozess der dynamischen Kernpolarisation.
Notwendig: Targetmaterial (z.B. protonenreiche Alkohole C_4OH_{10}) dotieren mit paramagnetischen Radikalen (ungepaarter Elektronenspin)

Besetzung der Niveaus durch Boltzmannverteilung:

$$N_m \sim e^{-\frac{W_m}{k_B T}} \quad (6.36)$$

Definition der Polarisation:

$$P_{(\frac{1}{2})} = \frac{N_{\frac{1}{2}} - N_{-\frac{1}{2}}}{N_{\frac{1}{2}} + N_{-\frac{1}{2}}} \quad (6.37)$$

$$P_{(\frac{1}{2})} = \tanh \frac{\mu B}{k_B T} \approx \begin{cases} 10^{-3} \% & \text{bei 300 K und 2,5 T} \\ 0,25 \% & \text{bei 1 K und 2,5 T} \end{cases} \quad (6.38)$$

⇒ zu gering für Streuexperimente!

Idee: Hohe Elektronenpolarisation (> 90 % bei 1 K und 2,5 T) auf Nukleonen übertragen durch einen Mikrowellenpumpprozess (dynamische Polarisation)

$$P_{\text{Prot}} \approx \begin{cases} 40 \% & \text{bei 1 K und 2,5 T} \\ 90 - 100 \% & \text{bei 0,05 K und 2,5 T} \end{cases} \quad (6.39)$$

$$P_{\text{Deut}} \approx 50 - 80 \% \text{ bei 0,05 K und 2,5 T} \quad (6.40)$$

Deuteron = einfach zusammengesetzter Kern: 1 Proton + 1 Neutron.

- Bindungsenergie: 2,22 MeV

1. Spektroskopie - Dublettmethode ⇒ Massenbestimmung ⇒ B
2. ${}^1\text{H} + n \rightarrow D + \gamma$
3. $\gamma + D \rightarrow {}^1\text{H} + n$

- Spin und Parität: $J^P = 1^+$

Isospin $I = 0$

- Magn. Moment

$$l = 0; \quad \vec{\mu}_D = \vec{\mu}_p + \vec{\mu}_n = 0,8798 \mu_K$$

Gemessen: $0,8575 \mu_K \rightarrow$ Beimischung von D-Zustand ($l = 2$) in der Deuteronwellenfunktion.

- Quadrupolmoment: $Q_D = 2,82 \cdot 10^{-27} \text{cm}^2$