Versuch 2.5

Bremsung und Diffusion von Neutronen (Erzeugung und Nachweis von Neutronen)

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (Abteilung C)



Inhaltsverzeichnis

Ziel des Versuchs				
1	Kernphysikalische Grundlagen			
	1.1	Neutronen, Elementarteilchen und Wechselwirkungen	3	
	1.2	Wirkungsquerschnitt	4	
	1.3	Kernanregungen und Kernreaktionen	4	
	1.4	Strahlenwirkung und Strahlenschutz	5	
2	Gru	ndlagen zu Erzeugung und Nachweis von Neutronen	7	
	2.1	Neutronenquellen	7	
	2.2	Schicksal eines Neutrons beim Durchgang durch Materie	8	
	2.3	Neutronenverteilung und Fluss	9	
	2.4	Nachweis von Neutronen	12	
3	Zum	n Versuch	14	
	3.1	Vorbereitung	14	
	3.2	Versuchsdurchführung	14	
	3.3	Auswertung	14	
4	Zur	Ausarbeitung	16	

Ziel des Versuchs

Der Versuch beschäftigt sich mit den Eigenschaften und dem Nachweis von Neutronen. Aufgrund ihrer fehlenden Ladung wechselwirken Neutronen nicht über die elektromagnetische Kraft mit Materie, sondern über die starke Wechselwirkung. Im Experiment werden die schnellen Neutronen aus einer Quelle in einem großen Wassertank abgebremst und dann von Indiumfolien an verschiedenen Stellen im Tank eingefangen. Die Indiumfolien werden dadurch aktiviert, die Messung der β -Aktivität erfolgt in vier parallel betriebenen Zählrohren. Damit kann die räumliche Verteilung der Neutronen im Wasser bestimmt werden. Speziell bestimmt man den Fluss der Neutronen bei thermischen (1/40eV) und epithermischen Energien (Indium-Resonanz bei 1.46eV) durch Differenzmessung.

Anhand dieser Fragestellung werden allgemeine kernphysikalische Größen vorgestellt (Neutronen, kernphysikalische Streuvorgänge und Wirkungsquerschnitt, angeregte Zustände im Atomkern usw.) und spezielle Fragen zu Erzeugung und Nachweis von Neutronen behandelt. Verschiedenste Aktivierungsverfahren werden in der Materialuntersuchung für eine quantitative Analyse angewendet, und das Verständnis der Wechselwirkungsprozesse von Neutronen ist für Prinzip und Betrieb von Kernreaktoren eine wichtige Voraussetzung.

1 Kernphysikalische Grundlagen

1.1 Neutronen, Elementarteilchen und Wechselwirkungen

Neutronen sind elektrisch neutrale Teilchen, die einen Spin (inneren Drehimpuls) von 1/2ħ besitzen und als freie (ungebundene) Teilchen mit einer Halbwertszeit von 10.2min zerfallen. Die wichtigsten Größen des Neutrons sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst (siehe auch [Agu94]). Das Neutron ist (nach der einfachsten Modellvorstellung) aus drei Quarks zusammengesetzt und gehört damit zu den Baryonen. Die Baryonen bilden mit den Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebaut sind, die Gruppe der Hadronen, also der "Elementar"-Teilchen, die vorwiegend über die starke Wechselwirkung interagieren. Im Gegensatz hierzu gibt es die Leptonen (Elektron, Myon, Tauon und die zugehörigen Neutrinos), die (neben der elektromagnetischen Wechselwirkung) über die schwache Kernkraft an andere Teilchen koppeln.

Die Tatsache, dass Neutronen also vorwiegend über die starke Kernkraft wechselwirken, bedeutet nicht, dass sie nicht auch der schwachen Wechselwirkung unterliegen. In der Tat ist der β -Zerfall des Neutrons ein schwacher Prozess, bei dem sich das Neutron in ein Proton umwandelt. Bei diesem Vorgang wird Energie frei, die in kinetische Energie der erzeugten Teilchen umgesetzt wird. Das Neutron ist 1.29MeV/c^2 schwerer als das Proton. Die schwache Wechselwirkung ist eine der vier Kräfte (neben der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung und der Gravitation) und wird durch den Austausch der sogenannten intermediären Vektorbosonen W[±] und Z⁰ vermittelt, die Anfang der 80er Jahre am CERN entdeckt worden sind.

Masse	(MeV/c^2)	939.566
Lebensdauer	(s)	887.0
Spin und Parität	(ħ)	$1/2^{+}$
Magnetisches Moment	(μ_N)	-1.913
Ladung	(e)	< -4.10 ⁻²²
Quarks		udd
Zerfall		$n \rightarrow p + e^- + \overline{v}_e$

Tabelle 1.1: Eigenschaften und Größen des Neutrons.

Die Reichweiten der Kräfte können aus dem einfachen Ansatz von Yukawa

$$V(r) = \frac{C}{r}e^{-m_A r} \tag{1.1}$$

abgeschätzt werden. Das Potential V mit Stärke C wird gekennzeichnet durch einen Massenterm m_A der Austauschteilchen. Für Photonen, die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung mit $m_{\gamma} = 0$ findet man also eine "unendliche" Ausdehnung. Das Potential fällt nur mit 1/r ab. Die starke Wechselwirkung wird durch Austausch von π -Mesonen vermittelt¹, die eine Ruhemasse von 140MeV/c² besitzen, und hat demzufolge eine

¹ Der Austausch von Mesonen zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist nur ein effektives Modell; die grundlegende Theorie ist die Quantenchromodynamik, die auf Quarks und Gluonen aufbaut.

Reichweite von 81GeV/c² bzw. 90GeV/c². Die Reichweite der schwachen Wechselwirkung ist daher deutlich geringer als 1fm.

Während die starke Wechselwirkung also für Prozesse zwischen verschiedenen Nukleonen verantwortlich ist und so z.B. zur Bindung des Atomkerns führt (mit typischen Energien von 8MeV pro Nukleon), ist die schwache Wechselwirkung für eine Reihe von Prozessen der einzelnen Hadronen, wie z.B. dem Zerfall bestimmter Mesonen verantwortlich. Das Neutron besteht in einfachster Näherung aus drei Quarks (udd). Man kennt inzwischen sechs Quarks. Detaillierte Studien am CERN deuten darauf hin, dass damit alle Hadronen beschrieben werden können.

1.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist eine Größe, die die physikalische Information über eine Kernreaktion beinhaltet. Durch sie werden die Anzahl der registrierten Ereignisse \dot{N} in einer nuklearen Reaktion und die Zahl der Reaktionspartner (einfallender Teilchenfluss Φ_e und Anzahl der Teilchen im Target N_T), sowie die Ausdehnung und ggf. Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors $\epsilon(\Delta\Omega)$ verknüpft

$$\sigma = \frac{\dot{N}}{\Phi_e \cdot N_T \cdot \epsilon(\Delta \Omega)} \tag{1.2}$$

Anders ausgedrückt stellt der Wirkungsquerschnitt die für einen Kernprozess wirksame Fläche dar - bezogen auf einen Kern. Die Wirkungsquerschnitte sind auf einer makroskopischen Skala sehr klein. Man führt daher die Flächeneinheit

$$1b (barn) = 10^{-24} cm^2$$
(1.3)

ein. Befindet sich im Volumenelement F·dx eine Zahl von N_T Teilchen mit einer Teilchenzahldichte n_T , so ist es sinnvoll, einen makroskopischen Wirkungsquerschnitt Σ zu definieren

$$\Sigma = n_T \cdot \sigma = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \cdot \sigma, \tag{1.4}$$

wobei ρ die Dichte des Materials, A die Molmasse ist und N_A die Avogadro-Konstante. Der makroskopische Wirkungsquerschnitt ist direkt mit der mittleren freien Weglänge λ eines einfallenden Teilchens im Targetmedium verknüpft über

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}.$$
(1.5)

Details finden Sie z.B. in [Gla61, Pov94, Leo94] oder anderen Lehrbüchern der Kernphysik.

1.3 Kernanregungen und Kernreaktionen

Kernphysikalische Grundlagenforschung beschäftigt sich mit dem Studium von Atomkernen, insbesondere durch Untersuchung angeregter Zustände im Atomkern. In Atomkernen findet man neben dem energetisch niedrigsten Zustand, dem Grundzustand, angeregte Zustände, die aus dem Grundzustand durch Veränderung des Bahndrehimpulses oder des Spins eines Kernteilchens (Nukleons) oder durch eine kollektive, d.h. gemeinsame Bewegung mehrerer Nukleonen im Kern hervorgehen. Die Kenntnis von Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten im Atomkern gibt Aufschluss über die Wechselwirkung der vielen Konstituenten des Atomkerns untereinander (siehe z.B. [Pov94]). Untersuchungen von Atomkernen werden mit Hilfe von Kernreaktionen durchgeführt, d.h. man beschießt ein Material mit Kernbausteinen oder Elementarteilchen. So etwas geschieht auch in der weiter unten beschriebenen Neutronenquelle (vgl. Abschnitt 2.1), in der die α -Teilchen aus dem Zerfall des ²⁴¹Am auf ⁹Be treffen. Eine grobe Übersicht über Kernreaktionen finden Sie z.B. in [Stö98].

Aus dem angeregten Zustand fällt der Kern in energetisch niedrigere Niveaus zurück, indem er Strahlung aussendet. Im einfachsten Fall geschieht dies durch Abgabe von γ -Strahlung (oder durch Konversionselektronen). Angeregte Zustände höherer Energie zerfallen bevorzugt durch Emission von Teilchen (Neutronen, Protonen, Deuteronen, ...). Dies hängt ab von einer Schwelle (Threshold, "Q-Wert"), oberhalb derer die verschiedenen Teilchen emittiert werden können und vom Wirkungsquerschnitt für den jeweiligen Zerfallskanal.

Für Kernreaktion, an denen Neutronen beteiligt sind, kann man folgende Reaktionstypen unterscheiden (vgl. [Stö98, Bec64]):

• Die Reaktion läuft über Bildung eines Zwischenkerns ab. Das Neutron bildet dann mit dem Kern, an dem es streut, ein gemeinsames System, das hoch angeregt ist (kinetische Energie des Neutrons plus Bindungsenergie). Der Wirkungsquerschnitt für diesen Vorgang ist dann besonders hoch, wenn der Zwischenkern bei der entsprechenden Energie einen angeregten Zustand mit bestimmten Kernstruktureigenschaften besitzt. Man nennt dies dann eine *Resonanz*; der zugehörige Wirkungsquerschnitt hat Breit-Wigner-Form

$$\sigma(E) \simeq \pi \left(\frac{\hbar c}{E}\right)^2 \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4},\tag{1.6}$$

mit Energie E, dem Resonanzmaximum E_R und der Resonanzbreite Γ. Unterhalb der Resonanz bis hin zu verschwindenden Neutronenenergien skaliert der Wirkungsquerschnitt mit $1/\sqrt{E} \propto 1/\nu$, also reziprok proportional zur Geschwindigkeit v.

• Das einfallende Neutron kann *direkt* ohne Bildung eines Zwischenkerns am Potential seines Stoßpartners streuen.

1.4 Strahlenwirkung und Strahlenschutz

Neutronen sind zwar aufgrund des Fehlens einer elektrischen Ladung nicht in der Lage, direkt zu ionisieren und damit z.B. die Schädigung von Zellen des Körpergewebes hervorzurufen, jedoch können sie durch Energieübertrag (hauptsächlich elastische Stöße, s.u.) auf Atomkerne des Absorbermediums geladene Teilchen erzeugen, die Schäden im Gewebe anrichten können. Insbesondere die Protonen im wasserhaltigen Gewebe sind gute Stoßpartner und können einen beliebig großen Teil der kinetischen Energie des Neutrons aufnehmen. Wegen der fehlenden Ladung können die Neutronen z.T. tief ins Gewebe eindringen, bevor sie durch Stoß geladene Teilchen erzeugen. Die davon ausgehende Gefahr ist u.U. vergleichbar mit der Inkorporation von radioaktiven Substanzen. Details über die Strahlenschutzgesichtspunkte finden sie z.B. in [Leo94, But90], eine Übersicht ist auch in [Stö98] enthalten.

Diesem Verhalten der Neutronen wird im Strahlenschutz besonders durch entsprechende Wichtungsfaktoren in der Berechnung der Äquivalentdosis Rechnung getragen. Man erhält die Äquivalentdosis [Einheit Sievert (Sv)] aus der Energiedosis [Einheit Gray (Gy) = 1J/kg] durch Multiplikation mit einem Wichtungsfaktor. Dieser liegt für Neutronen zwischen 5 und 20, je nach kinetischer Energie, und unterstreicht damit das höhere Gefährdungspotential durch Neutronen im Vergleich etwa zu Elektronen und γ -Strahlung, die einen Wichtungsfaktor von 1 haben. Die vorliegende Neutronenquelle für den Praktikumsversuch emittiert ca. $2.7 \cdot 10^6$ Neutronen je Sekunde mit einer mittleren Energie von 5 – 6MeV (s.u.). Die damit verbundene Äquivalentdosisleistung in einem Meter Abstand von der Quelle liegt im Bereich von 3mrem/h bzw. 30μ Sv/h. Daher muss der unmittelbare Bereich um die Quelle als Kontrollbereich gekennzeichnet werden². Es gelten folgende Verhaltensregeln:

- Rauchen, Essen und Trinken sind in den Räumen, in denen Aktivierung und Messung der Proben stattfinden, verboten.
- Halten Sie Abstand von der Quelle!
- Die Neutronenquelle wird nur vom Betreuer gehandhabt.
- Fassen Sie die aktivierten Sonden nur mit einer Pinzette oder mit Papier an. Indium und Cadmium sind außerdem giftig (Schwermetalle).

² Bemerkung: Eine ähnliche Äquivalentdosis findet man bei einem mit radioaktiven Abfällen beladenen Castor-Transport in 2m Abstand.

2 Grundlagen zu Erzeugung und Nachweis von Neutronen

2.1 Neutronenquellen

Freie Neutronen zerfallen über die Reaktion

$$n \to p + e^- + \overline{\nu}_e \tag{2.1}$$

mit einer Halbwertszeit von 10.2min, daher müssen sie für den bevorstehenden Versuch vor Ort erzeugt werden. Freie Neutronen entstehen bei Kernreaktionen (mit Teilchen oder energiereichen Photonen) sowie bei der Spaltung von Kernen. Für wenige leichte Kerne ist die α -Energie von einigen α -Strahlern ausreichend, um die Coulombbarriere eines solchen Kerns zu überwinden und eine neutronenliefernde Reaktion auszulösen. Ein Beispiel, bei dem Neutronen hoher Energie entstehen, ist die Reaktion ⁹Be $(\alpha,n)^{12}$ C.



Abbildung 2.1: Termschemata der im Versuch zur Erzeugung von Neutronen beteiligten Kerne. Sämtliche Energien sind in Einheiten von MeV angegeben. Nähere Erläuterungen siehe Text.

Über die dabei verfügbaren Energien geben die Termschemata der beteiligten Kerne in Abb. 2.1 Auskunft. An den Niveauleitern ist die Energiedifferenz zum Grundzustand des Zwischenkerns ¹³C angegeben. Links ist der Ausgangskern ⁹Be mit dem α -Teilchen aufgetragen, dessen kinetische Energie zusätzlich zu berücksichtigen ist. Die maximale Neutronenenergie erhält man, wenn der entstehende Tochterkern ¹²C im Grundzustand gebildet wird. Andernfalls sind die auftretenden Neutronenenergien um die Anregungsenergie des gebildeten ¹²C geringer. Diese aus den Leiterdiagramm ersichtlichen diskreten Neutronenenergien werden durch den Energieverlust des α -Teilchens im Am-Be-Pulver zu einer kontinuierlichen Neutronenenergieverteilung verschmiert. Dabei liegt der Energieschwerpunkt zwischen 5 und 6MeV. Die Reaktionsausbeute für die vorliegende Neutronenquelle beträgt

etwa $5 \cdot 10^{-5}$, so dass für eine Quellstärke von etwa $2 \cdot 10^6$ Neutronen pro Sekunde eine ²⁴¹Am-Aktivität von etwa $4 \cdot 10^{10}$ Bq erforderlich ist. Es handelt sich damit um eine relativ starke Quelle; die zu erwartende Dosisleistung während des gesamten Versuchs liegt im üblichen Wertebereich für strahlenexponierte Personen. Dennoch gilt im allgemeinen Umgang mit radioaktiven Quellen: **Abstand halten!**

2.2 Schicksal eines Neutrons beim Durchgang durch Materie

Neutronen wechselwirken mit ihrer Umgebung, indem sie gestreut oder absorbiert werden. Die dabei auftretenden Wirkungsquerschnitte hängen von der Energie des Neutrons ab. Bei hohen Energien überwiegt der Wirkungsquerschnitt für Streuung, zu geringeren Energien hin steigt die Wahrscheinlichkeit für Neutroneneinfang stark an. Beispielsweise müssen in Kernreaktoren entstehende Neutronen zunächst stark abgebremst werden, bis sie von einem ²³⁵U-Kern eingefangen werden können, um dessen Spaltung zu induzieren. Die Abbremsung von Neutronen ist besonders groß bei der elastischen Streuung an gleichschweren Stoßpartnern. Daher stellt Wasser mit seinen darin enthaltenen Protonen des Wasserstoffs einen besonders effektiven Moderator dar.

Das Schicksal eines Neutrons in einem Wassermoderator ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Die gezeichnete Bahn ist eine Projektion des dreidimensionalen Weges, den ein Neutron zurücklegt. Die Abstände zwischen zwei Streuprozessen sind hier durch mittlere freie Weglängen dargestellt. Diese nehmen mit steigender Stoßzahl und daher mit kleiner werdender Energie entsprechend dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts ab [Dat85]. Die anfangs hochenergetischen Neutronen werden abgebremst, bis ihre Energie der thermischen Energie der Protonen des Wassers entspricht. Das Neutron befindet sich nun im thermischen Gleichgewicht mit dem umgebenden Medium. Durch weitere Stöße wird im Mittel ebensoviel Energie abgegeben wie aufgenommen. Die Energieverteilung der Neutronen wird jetzt durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben. Zur Thermalisierung von Neutronen mit einer anfänglichen Energie von 2MeV sind im Mittel 18 (n,p)-Stöße nötig. Nach weiteren durchschnittlich 240 Stößen werden die Neutronen vom Proton unter Bildung eines Deuterons eingefangen. Die dabei freiwerdende Bindungsenergie von 2.23MeV wird als γ -Quant abgestrahlt.





Quantitativ lässt sich der Energieverlust von Neutronen durch Streuung an Kernen folgendermaßen beschreiben. Monoenergetische Neutronen der Energie E_0 haben nach dem ersten Stoß an einem Targetkern der Masse A Energien E_1 , wobei gilt

$$\alpha \cdot E_0 < E_1 < E_0$$
 mit $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$ (2.2)

Aus dieser Formel ist ersichtlich, dass im Falle von Protonen (A=1) schon beim ersten Stoß die gesamte Energie an den Stoßpartner übertragen werden kann. Bis zu Neutronenenergien von 10MeV ist die Streuung im Schwerpunktsystem isotrop, es stellt sich nach dem ersten Stoß eine konstante Energieverteilung ein, wie sie in Abb. 2.3 am Beispiel für die Streuung am Proton sowie am Kohlenstoff gezeigt ist. Die darin auftretenden Flächen verhalten sich dabei wie die Wirkungsquerschnitte für beide Reaktionen.



Abbildung 2.3: Energieverteilung monoenergetischer Neutronen nach dem ersten Stoß am freien Proton, bzw. an einem Kohlenstoffkern. Die jeweils niedrigste mögliche Energie berechnet sich zu $E_{min} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \cdot E_0$.

Die Neutronenenergieverteilung, wie sie sich im allgemeinen Fall nach mehreren Streuereignissen ergibt, ist in Abb. 2.4 gezeigt. Schließlich befinden sich die Neutronen im thermischen Gleichgewicht mit dem umgebenden Moderatormedium, ihre Energieverteilung wird dann durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben,

$$\frac{dN}{dE} \propto \sqrt{E} \cdot e^{-E/kT} \tag{2.3}$$

wobei k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur des umgebenden Mediums bezeichnen.

2.3 Neutronenverteilung und Fluss

Die räumliche Verteilung der Neutronen verschiedener Energie, welche sich aus der Diffusion während der Bremsung ergibt, wird durch die Alterstheorie nach Fermi beschrieben. Es sollen hier nur wesentliche Formeln in aller Kürze zusammengefasst werden. Für das Studium dieser Theorie sei auf [Gla61] verwiesen. Die Fermische Alterstheorie macht folgende Annahmen:



Abbildung 2.4: Energieverteilung monoenergetischer Neutronen nach mehreren Stößen. Schließlich befinden sich die Neutronen im thermischen Gleichgewicht mit dem umgebenden Moderatormedium, ihre Verteilung wird dann durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben.

- Es werden monoenergetische Startneutronen betrachtet.
- Das moderierende Medium (in unserem Fall Wasser), wird als unendlich ausgedehnt angenommen.
- Es entsteht kein Neutronenverlust durch Absorption.
- Pro Stoß wird nur ein geringer Energiebetrag an den Stoßpartner übergeben, so dass die Abbremsung des Neutrons als kontinuierlich betrachtet werden kann.

Besonders der zuletzt genannte Punkt ist für Wasser als Moderator nicht erfüllt, da hier ein Neutron bereits bei einem einzigen Stoß mit einem Wasserstoffkern nahezu seine gesamte Energie verlieren kann.

Für die Bremsdichte q [Gla61] erhält man folgende Differentialgleichung

$$\Delta q = \frac{\partial q}{\partial \tau}.$$
(2.4)

Die Bremsdichte $q = q(r, \tau(E_0, E))$ ist dabei definiert als die Anzahl der Neutronen im Abstand r, die pro Volumenund Zeiteinheit die Energie E unterschreiten, d.h. von Energien über E auf Energien unter E gebremst werden. Sie ist damit proportional zur Dichte n der Neutronen einer bestimmten Energie am betreffenden Ort. Wegen der formalen Übereinstimmung von Gl. 2.4 mit der Wärmeleitungsgleichung aus der Thermodynamik wird erstere *Fermische Altersgleichung* genannt. Das *Fermi-Alter* τ hat hier nicht die Dimension einer Zeit, sondern die eines Längenquadrates. Dies folgt aus der zweifachen Differentiation des Laplace-Operators hinsichtlich des Raumes.

Die Lösung dieser Differentialgleichung, Gl. 2.4, für eine monoenergetische punktförmige Quelle der Stärke \dot{Q} in einem unbegrenzten homogenen Medium lautet

$$q = \frac{\dot{Q}}{\sqrt{(4\pi\tau)^3}} \cdot e^{-r^2/4\tau}.$$
 (2.5)

Die Bremsdichte q als Funktion des Abstandes r von der Quelle ist in Abb. 2.5 für zwei verschiedene Werte von τ gezeigt. Das Fermi-Alter τ ist ein Maß für die Breite der Kurve und bestimmt damit die Verteilung der Bremsdichte um die Quelle. Ein kleines τ bedeutet, dass die Neutronen noch wenig abgebremst sind und sich noch nicht weit von der Quelle fortbewegt haben. Die meisten Neutronen besitzen also noch hohe Energien und befinden sich in der Nähe der Quelle. Dies entspricht einer hohen und schmalen Verteilungskurve. Wenn τ groß ist, haben die Neutronen schon eine starke Bremsung erfahren und ein großer Bruchteil ist in größere Entfernungen von der Quelle wegdiffundiert.

Die physikalische Bedeutung des Fermi-Alters erkennt man, wenn man den mittleren quadratischen Abstand $\langle r^2(\tau) \rangle$ der Neutronendichteverteilung von der Quelle berechnet. Für eine monoenergetische punktförmige Quelle, Gl. 2.5, ergibt er sich zu

$$\left\langle r^{2}(\tau) \right\rangle = \frac{\int_{0}^{\infty} r^{4} e^{-r^{2}/4\tau} dr}{\int_{0}^{\infty} r^{2} e^{-r^{2}/4\tau} dr} = 6\tau.$$
 (2.6)

Das Fermi-Alter τ ist folglich ein Sechstel des mittleren quadratischen Abstandes von der Quelle für die Zeit der Emission eines Neutrons (Alter Null) bis zu dem Zeitpunkt, in dem sein Alter τ beträgt.

Das Resultat 2.6 bezieht sich auf Neutronen jeder beliebigen Energie, bzw. jeden beliebigen Alters, somit auch auf thermische Neutronen. So wird $\sqrt{\tau_{th}}$ als Bremslänge der thermischen Neutronen bezeichnet. Mit dieser wichtigen Größe können Sickerverluste von Neutronen während ihrer Abbremsung in einem endlichen thermischen Reaktor bestimmt werden.





Die Bremsdichte nach Gl. 2.5, welche die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass ein Neutron mit der Anfangsenergie E_0 bei der Bremsung auf die Energie E durch Diffusion an eine Stelle mit dem Abstand r von der Quelle gelangt, ist eine mit wachsendem Abstand r stark abfallende Funktion. Die Dichteverteilung n_0 der von der Quelle emittierten Neutronen, die noch keinen Streuprozess gemacht haben, ergibt sich zu

$$n_0 = \frac{1}{\nu_0} \cdot \frac{\dot{Q}}{4\pi r^2} \cdot e^{-\Sigma_s r},$$
(2.7)

wobei v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des Neutrons bezeichnet. Diese Funktion fällt für hinreichend große Abstände r langsamer ab als die Gaußfunktion aus Gl. 2.5. Daher ist für Abstände $r \gg \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ die Wahrscheinlichkeit, bis zum ersten Stoß die Strecke r zurücklegen, größer als durch Diffusion dorthin zu gelangen. Aus diesem Grund geht die Neutronenverteilung aus Gl. 2.5 für große Abstände von der Quelle asymptotisch in einen Verlauf über, wie er durch Gl. 2.7 beschrieben wird. Ein Neutron, das seinen ersten Stoß erst in einer Entfernung $r \gg \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ macht, kann sich nämlich im Mittel nur um $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ von dieser Stelle durch Diffusion entfernen.

2.4 Nachweis von Neutronen

Da Neutronen aufgrund ihrer fehlenden elektrischen Ladung nur geringe Wechselwirkung mit ihrer Umgebung zeigen, ist ihr direkter Nachweis schwierig. Im vorliegenden Versuch geschieht daher der Nachweis der Neutronen indirekt über eine Aktivierungsmessung (vgl. z.B. [Kno89]). Als Neutronensonde werden Indiumfolien verwendet. Der durch Neutroneneinfang gebildete Zwischenkern ¹¹⁶In zerfällt durch Emission eines Elektrons und eines Antineutrinos zu ¹¹⁶Sn. Der eventuell angeregte Tochterkern ¹¹⁶Sn zerfällt durch Emission eines γ -Quants in seinen Grundzustand

$${}^{115}In + n \to {}^{116}In^* \to {}^{116}Sn + e^- + \overline{\nu}_e + \gamma.$$
(2.8)

Die Aktivität Å der Indiumfolie ist zum Zeitpunkt t, nach Ende der Bestrahlungsdauer T

$$\dot{A}(t) = \Sigma_{act} \cdot \Phi \cdot F \cdot x \cdot \delta_i(x) \cdot \delta_a(F, x) \cdot \left(1 - e^{-\lambda T}\right) \cdot e^{-\lambda t}.$$
(2.9)

Hier bezeichnet Φ den Neutronenfluss, dem die Indiumfolie der Fläche F und der Dicke x ausgesetzt ist. Σ_{act} ist der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Neutrons, δ_i und δ_a sind die Korrekturfaktoren für die innere und äußere Flussdepression [Wir58].

Die Zerfallskonstante λ ergibt sich aus der Halbwertszeit $T_{1/2} = 54$ min zu

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}.$$
(2.10)

Die β -Aktivität der Indiumfolie wird durch Nachweis des emittierten Elektrons mittels eines Methandurchflusszählers in einem Raumwinkel $\Omega = 2\pi$ gemessen. Der Zusammenhang zwischen Zählrate \dot{z} und Aktivität \dot{A} lautet

$$\dot{z} = \dot{A} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot f_s(x), \tag{2.11}$$

mit dem von der Foliendicke x abhängigen Korrekturfaktor $f_s(x)$ für die β -Selbstabsorption innerhalb der Indiumfolie. Weitere Korrekturen für die Absorption des emittierten Elektrons im dünnen Zählfenster sowie den Nachweis von γ -Übergängen, zu denen das dazugehörige Elektron nicht in den Zähler gelangt ist, sind vernachlässigbar. Verknüpft man Gl. 2.9 mit Gl. 2.11, erhält man nach unendlich langer Bestrahlungsdauer ($T = \infty$) zum Zeitpunkt t = 0, bei einem Raumwinkel $\Omega = 2\pi$ die Zählrate $\dot{z}_{\infty}^{(0)}$ zu

$$\dot{z}_{\infty}^{(0)} = \frac{F}{2} \cdot \Phi \cdot \Sigma_{act} \cdot x \cdot \delta_i(x) \cdot \delta_a(F, x) \cdot f_s(x).$$
(2.12)

Für thermische Neutronen ist die Funktion $\Sigma_{act} \cdot x \cdot \delta_i(x) \cdot f_s(x) = 1/2 \cdot \varphi_0$ in Abb. 2.6 in Abhängigkeit der Massenbelegung der Indiumfolie ρx gezeigt. Hierbei bezeichnet ρ die Dichte des Indium. Die Korrektur $\delta_a(F, x)$ für die äußere Flussdepression ist für den hier benutzten Foliendurchmesser von 29mm der Literatur entnommen [Wir58]. Diese Funktion ist, nach Multiplikation mit φ_0 , ebenfalls in Abb. 2.6 dargestellt. Im vorliegenden Versuch wurde die Foliendicke so gewählt, dass man sich im Maximum der Kurve $\varphi_0 \cdot \delta_a(F, x)$ befindet. Dies hat messtechnisch den Vorteil, dass die gemessene Zählrate unabhängig von Dickeschwankungen der Indiumfolie ist.

Mit dem Maximalwert aus Abb. 2.6 erhält man so den Umrechnungsfaktor zur Bestimmung des thermischen Flusses Φ_{th} zu

$$\Phi_{th} = \frac{100/cm^2}{F/cm^2} \cdot \dot{z}_{\infty}^{(0)}.$$
(2.13)

Für epithermische Neutronen wird im Rahmen dieses Versuches keine Absolutbestimmung des Neutronenflusses durchgeführt.



Abbildung 2.6: Die Funktionen φ_0 und $\varphi_0 \cdot (1 - \kappa_c)$ zur Bestimmung des Anschlussfaktors A. Beide Funktionen sind entnommen aus [Wir58]. Der Faktor $(1 - \kappa_c) = \delta_a$ entspricht der Korrektur für die äußere Flussdepression. Die Massenbelegung der im Versuch verwendeten Indiumfolien ist ebenfalls eingezeichnet.

3 Zum Versuch

3.1 Vorbereitung

- Machen Sie sich mit den Grundlagen des Versuchs vertraut.
- Erarbeiten Sie anhand des Anleitungsblattes und der angegebenen Literatur die Grundzüge der Alterstheorie nach Fermi (Moderation, Neutronenfluss, Bremsdichte, Neutronenalter).
- Informieren Sie sich über die Nachweismethode und über Alternativen in der Messung von Neutronen.
- Machen Sie sich mit den Grundlagen des experimentellen Aufbaus vertraut (Zählrohr, Zählrohrcharakteristik, Verstärkungsmechanismus).
- Beschäftigen Sie sich mit dem Begriff des Wirkungsquerschnitts im allgemeinen und für Neutronenstreuung und -absorption im besonderen (Indium und Cadmium!).

3.2 Versuchsdurchführung

- Inbetriebnahme der Zählapparaturen: Finden Sie mit Hilfe eines Standardpräparates geeignete Spannungsbereiche für die benutzten Zählrohre. (Welcher Arbeitsbereich des Zählrohres ist sinnvoll?)
- Beginnen Sie mit der Aktivierung der Indiumsonden mit Cd-Ummantelung. Welche Aktivierungszeit ist sinnvoll? Messen Sie die Aktivierung der Indiumfolien, beginnend mit großen Abständen.
- Während der ersten Aktivierungsmessung bestücken Sie bereits den zweiten Satz von Indiumsonden, diesmal ohne Cd-Ummantelung und beginnen mit der Aktivierung.
- Führen Sie die Aktivierungsmessung für den zweiten Foliensatz durch.
- Ermitteln Sie den Nulleffekt. Diese Messung kann beispielweise über die Mittagszeit stattfinden.
- Beachten Sie: Die Zähler sind lichtempfindlich. Stellen Sie daher sicher, dass die Zähler bei angelegter Hochspannung stets abgedeckt sind!

3.3 Auswertung

Aufgabe 1 Rechnen Sie die Messwerte auf effektive Zählraten für eine unendlich lange Aktivierungszeit und verzögerungsfreie Bestimmung der Zählrate um $(\dot{z}_{\infty}^{(0)})$. Berücksichtigen Sie den Nulleffekt. Bestimmen Sie die Werte für die thermischen Neutronen durch Differenzbildung. Fehlerbetrachtung!

Aufgabe 2 Stellen Sie $\dot{z}_{\infty}^{(0)}$ halblogarithmisch über r^2 dar und bestimmen Sie aus der Steigung im Bereich mittelgroßer Abstände das Fermi-Alter sowohl für thermische wie für epithermische Neutronen. Beachten Sie, dass

п

$$\propto e^{-r^2/4\tau}.\tag{3.1}$$

Schätzen Sie den Fehler durch Einzeichnen von Ausgleichsgeraden ab. Vergleichen Sie mit Literaturwerten und diskutieren Sie *kurz* die Brauchbarkeit der Alterstheorie von Fermi für Wasser als Moderatormedium.

Aufgabe 3 Für große Abstände von der Quelle gilt

$$n \propto \frac{1}{r^2} \cdot e^{-\Sigma r}.$$
(3.2)

Bestimmen Sie durch halblogarithmische Auftragung von $r^2 \dot{z}_{\infty}^{(0)}$ über r den makroskopischen Wirkungsquerschnitt Σ , daraus den mikroskopischen Wirkungsquerschnitt σ . Dann können Sie im Datenblatt "Das Neutron" grob die mittlere Energie der Neutronen \overline{E}_0 abschätzen. Wie schätzen Sie den Fehler für die Bestimmung des makroskopischen Wirkungsquerschnitts ab, und was ist die hauptsächliche Schwierigkeit bei der Bestimmung von \overline{E}_0 ? Wo legen Sie die Ausgleichsgerade hin?

Aufgabe 4 Bestimmen Sie den Fluss thermischer Neutronen Φ_{th} aus der korrigierten Zählrate mit Hilfe des in Abschnitt 2.4 erwähnten Anschlussfaktors A und benennen Sie kurz die in die Berechnung von A eingehenden Einflüsse.

Aufgabe 5 Bestimmen Sie aus dem Fluss thermischer Neutronen die Stärke der Neutronenquelle aus

$$\dot{Q} = \int \Sigma_a \Phi(r) 4\pi r^2 dr \tag{3.3}$$

mit dem makroskopischen Absorptionsquerschnitt Σ_a für den Neutroneneinfang am Proton. Bestimmen Sie das Integral, indem Sie $r^2 \dot{z}_{\infty}^{(0)}$ linear über r auftragen und bis r = 35cm graphisch integrieren. Setzen Sie die Kurve zu größeren Abständen von der Quelle durch Annahme des folgenden asymptotischen Verlaufs fort:

$$\int_{35cm}^{\infty} r^2 \dot{z}_{\infty}^{(0)} dr = \frac{35^2 \cdot \dot{z}_{\infty}^{(0)}(35)}{\Sigma}$$
(3.4)

Verwenden Sie für Σ den Literaturwert. Welche Fehler gehen in die Berechnung ein? Wie können Sie den Fehler der graphischen Integration abschätzen¹?

Aufgabe 6 Bestimmen Sie für die epithermischen Neutronen den mittleren quadratischen Abstand $\langle r^2
angle$ durch

$$\left\langle r^2 \right\rangle = \frac{\int r^4 \dot{z}_{\infty}^{(0)} dr}{\int r^2 \dot{z}_{\infty}^{(0)} dr}.$$
(3.5)

Dazu gehen Sie wie in Aufgabe 5 vor und integrieren die Produkte $r^4 \dot{z}_{\infty}^{(0)}$ bzw. $r^2 \dot{z}_{\infty}^{(0)}$ bis r = 35cm graphisch. Die asymptotische Fortsetzung für das Integral im Zähler lautet:

$$\int_{35cm}^{\infty} r^4 \dot{z}_{\infty}^{(0)} dr = \frac{35^2 \cdot \dot{z}_{\infty}^{(0)}(35)}{\Sigma} \left[35^2 + \frac{70}{\Sigma} + \frac{2}{\Sigma^2} \right]$$
(3.6)

Verwenden Sie (wie oben) den Literaturwert für $\Sigma = \Sigma_s(\overline{E}_0)$. Vergleichen Sie das erhaltene Ergebnis mit dem in Aufgabe 2 bestimmten Fermi-Alter und dem Literaturwert. Führen Sie auch hier wieder eine sinnvolle Fehlerabschätzung durch.

¹ Wenn Sie eine rechnergestützte Auswertung der Messdaten vornehmen, geben Sie bitte die von Ihrem Programm verwendete numerische Integrationsmethode mit einer Fehlerabschätzung an.

4 Zur Ausarbeitung

Für die Ausarbeitungen gelten die im "Anleitungsblatt" zum Fortgeschrittenenpraktikum angegebenen Grundsätze:

- Stellen Sie die allgemeinen Grundlagen knapp aber treffend dar (hier z.B.: Neutronen und β -Zerfall, Wirkungsquerschnitte, ...).
- Stellen Sie die für Auswertung und Verständnis nötigen Grundlagen und Formeln so knapp wie möglich und so ausführlich wie nötig dar. Versuchen Sie hierbei, eine grobe Übersicht über die Grundlagen zu geben, die auch ohne Verwendung von Sekundärliteratur (Anleitungsblatt, weitere Quellen, ...) verständlich ist. Auf dezidierte Herleitungen kann hierbei verzichtet werden (zitieren Sie verwendete Quellen!).
- Schildern Sie das Messprinzip / die Messidee.
- Diskutieren Sie eingehende Fehlerquellen für Messwerte und Abschätzungen ausführlich und führen Sie eine sorgfältige Fehlerabschätzung durch. Wichtig ist hierbei, dass Sie von Fehlerquellen einen Eindruck erhalten und deren Einfluss auf das Gesamtergebnis abschätzen lernen.
- Das Versuchsprotokoll ist wesentlicher Bestandteil Ihrer Auswertung. Ohne Versuchsprotokoll kein Testat! Ein Mitglied der Praktikantengruppe legt das Protokoll im Original bei, andere Mitglieder kopieren das Protokoll und fügen es ebenfalls bei.
- Abgabetermin: Nach dem Versuch haben Sie **drei Wochen Zeit** eine Versuchsausarbeitung anzufertigen und abzugeben.

Quellenverzeichnis

[Agu94]	Particle Data Group, M. Aguilar-Benitez et al., Particle Physics Booklet, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D 50 (1994) 1173, oder die jeweils aktuelle Fassung
[Bec64]	K. H. Beckurts, K. Wirtz, <i>Neutron Physics</i> , Springer, Heidelberg, Berlin (1964) (siehe auch Literaturmappe zum Versuch)
[Ben68]	F. Bensch, C. M. Fleck, Neutronenphysikalisches Praktikum I, II, BI-Hochschultaschenbücher, Mannheim (1968)
[But90]	H. von Buttlar, M. Roth, <i>Radioaktivität</i> , Springer, Berlin, Heidelberg (1990) (siehe auch Literaturmappe zum Versuch)
[Dat85]	Datenblätter zum F-Praktikum (1985) und dort zitierte Referenzen
[Gla61]	S. Glasstone, M. C. Edlund, <i>Kernreaktortheorie</i> , Springer, Wien (1961) (siehe auch Literaturmappe zum Versuch)
[Kno89]	G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement (2. Auflage), Wiley, New York (1989)
[Leo94]	W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (2. Auflage), Springer, Berlin, Heidelberg (1994)
[Pov94]	B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, <i>Teilchen und Kerne</i> (2. Auflage), Springer, Berlin, Heidelberg (1994)
[Rie63]	W. Riezler, K. Kopitzki, Kernphysikalisches Praktikum, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart (1963)
[Seg75]	E. Segre, <i>Nuclei and Particles</i> (2. Auflage), Benjamin, Reading/MA. (1975) (siehe auch Literaturmappe zum Versuch)
[Stö98]	H. Stöcker (Hg.), Taschenbuch der Physik (3. Auflage), Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main (1998)
[Wir58]	K. Wirtz, K. H. Beckurts, Elementare Neutronenphysik, Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1958)

Beachten Sie auch die Hinweise zum Versuch im Internet: www.ikp.tu-darmstadt.de > Lehre > F-Praktikum > Versuch 2.5

J. Enders und K. Schweda, April 1998

überarbeitet von T. Bloch, Oktober 2011