

Fortgeschrittenen-Praktikum
Transmission thermischer Neutronen (TR)

aktualisiert November 2015

Technische Universität Dresden
Institut für Kern- und Teilchenphysik
Betreuer: DP Stefan Zatschler

1 Aufgabenstellung

Ziel des Versuches ist es, die Wechselwirkung thermischer Neutronen mit Materie zu untersuchen und die dabei auftretenden Phänomene zu verstehen und zu interpretieren. Im vorliegenden Experiment werden hierfür zwei verschiedene Gaszählrohre eingesetzt und der totale Wechselwirkungsquerschnitt thermischer Neutronen mit verschiedenen Elementen bestimmt.

2 Vorbetrachtung

2.1 Die Neutronenquelle

Als Neutronenquelle dient eine Americium-Beryllium-Quelle. Die beiden Elemente können hierbei entweder in einem gemischten Pulver oder als Legierung vorliegen, wobei die Legierungsform die effektivere Neutronenquelle bildet. Bei Americium-241 handelt es sich um einen Alpha-Strahler mit einer Halbwertszeit von ca. 432 Jahren. Aufgrund dieser langen Halbwertszeit können über längere Zeitabstände Alpha-Teilchen aus dem folgendem Zerfall geliefert werden:



Das in der Neutronenquelle enthaltene Beryllium reagiert mit den Alpha-Teilchen zu einem angeregten Kohlenstoffkern. Dieser regt sich anschließend über Emission eines Neutrons und Gamma-Strahlung ab:



Da der Wechselwirkungsquerschnitt dieser Einfangreaktion sehr klein ist (vgl. Abb. 1), müssen hier sehr hohe Alpha-Aktivitäten eingesetzt werden. Im Versuch wird zum Beispiel eine Aktivität von circa 100 GBq verwendet. Die Quelle ist daher eine hochradioaktive Quelle.

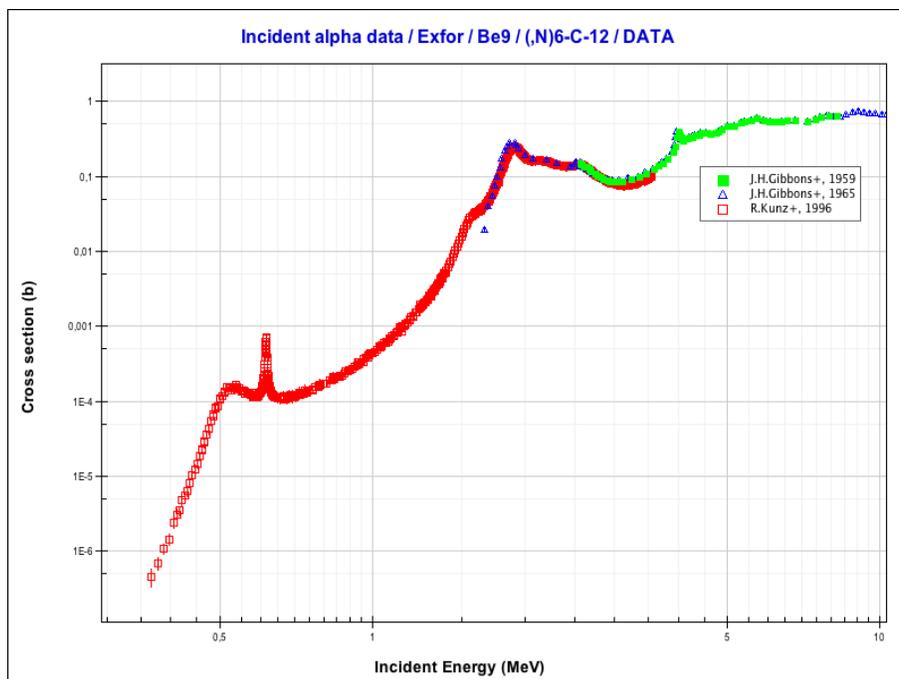


Abbildung 1: Wechselwirkungsquerschnitt der Alpha-Einfangreaktion von ${}^9_4\text{Be}$ [1].

Bei den erzeugten Neutronen handelt es sich um schnelle Neutronen mit Energien von 2 bis 11 MeV. Das Neutronen-Spektrum einer Am-Be-Neutronenquelle ist in Abbildung 2 dargestellt. Die erzeugten Neutronen können in einer Bleiabschirmung durch verschiedene Reaktionen mit den Bleikernen vervielfacht werden. Die Wichtigsten sind hierbei die (n,2n)-Reaktionen an ^{206}Pb , ^{207}Pb und ^{208}Pb . Da es sich bei den Reaktionen um Schwellwertreaktionen handelt, sind Neutronenenergien größer 7 MeV nötig. Die Wirkungsquerschnitte liegen im Bereich von einigen barn (vgl. Abb. 3). Die Energie der emittierten (Sekundär-)Neutronen reicht dann aber nicht mehr aus, um weitere Multiplikationen auszulösen ($E_n = 6 - 8 \text{ MeV}$).

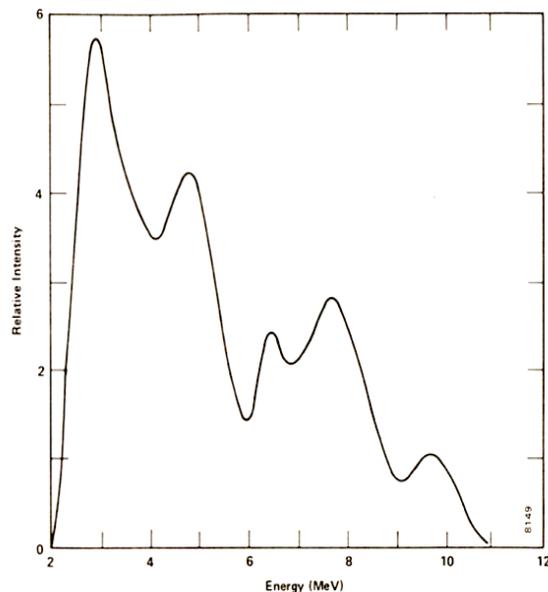


Abbildung 2: Neutronen-Spektrum der Am-Be-Quelle [3].

Die Blei-Abschirmung um die Am-Be-Quelle hat noch eine weitere Funktion. Da bei der Abregung des $^{13}\text{C}^*$ auch hochenergetische Gammas emittiert werden, dient die Blei-Kapselung zusätzlich zur Reduzierung der Gamma-Dosisleistung der Quelle. Neben den 4,4 MeV Gammas aus der $^{13}\text{C}^*$ entstehen durch die Abregung des Tochternuklids ^{237}Np aus dem ^{241}Am -Zerfall auch 60 keV Photonen, die zwar sehr viel niederenergetischer sind, aber dafür in sehr viel höherem Maße gebildet werden (ca 35% der Ausgangsaktivität des ^{241}Am) und ebenfalls abgeschirmt werden müssen.

2.2 Thermische Neutronen

Neutronen werden nach ihren kinetischen Energien in verschiedene Gruppen eingeteilt:

- Als *Schnelle Neutronen* werden Neutronen mit Energien über 1 MeV bezeichnet. Diese werden in Kernreaktionen erzeugt, und gewinnen ihre kinetische Energie aus der frei werdenden Bindungsenergie die zwischen 7-8 MeV pro Nukleon beträgt.
- *Epithermische Neutronen* besitzen Energien zwischen 0,4 eV und 1 MeV. Epithermische Neutronen werden durch Moderation aus schnellen Neutronen erzeugt. Die schnellen Neutronen verlieren dabei ihre Energie durch inelastische Stöße mit dem Moderatormaterial.
- *Thermische Neutronen* befinden sich im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung. Bei Raumtemperatur (ca. 300 K) beträgt ihre Energie nach Boltzmann:

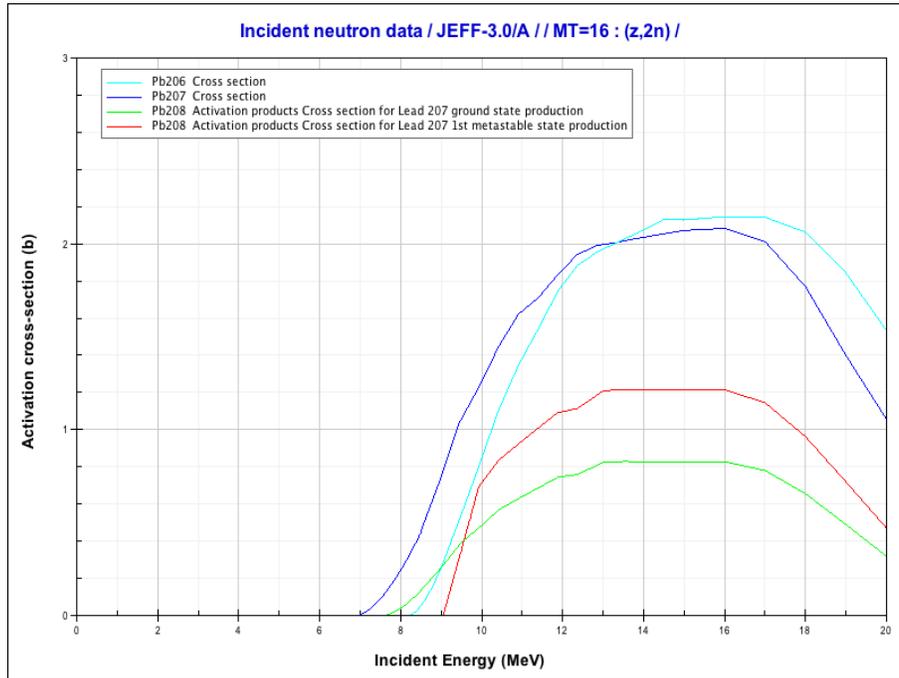


Abbildung 3: Wechselwirkungsquerschnitte der $(n, 2n)$ -Reaktionen in Blei [1]

$$E = k_b \cdot T = 25 \text{ meV} \quad (3)$$

- *Kalte Neutronen* ($\approx 2 \text{ meV}$) sind im thermischen Gleichgewicht mit einer stark gekühlten Umgebung wie z.B. flüssigem Deuterium (ca. 25 K). Des Weiteren unterscheidet man sehr kalte ($0,3 \mu\text{eV} \leq E_n < 50 \mu\text{eV}$) und ultrakalte ($E_n < 300 \text{ neV}$) Neutronen.

Die Wirkungsquerschnitte für die Auslösung von Kernreaktionen sind für thermische Neutronen meist höher als für schnelle Neutronen. Dies wird u.a. in Kernkraftwerken ausgenutzt. So können durch gezielten Einsatz von Moderatoren Kernreaktionen ausgelöst und gesteuert werden. Als weiteres Beispiel dient der totale Wechselwirkungsquerschnitt von Cadmium, der im Bereich von thermischen Neutronen etwa 4-5 Größenordnungen höher liegt als für schnelle Neutronen. Cadmium eignet sich deshalb ausgezeichnet, um thermische Neutronen abzuschirmen (vgl. Abb. 4). Zum Vergleich sind hier drei weitere Metalle (Al, Fe und Pb) aufgetragen, um die enorme Spannweite der Wechselwirkungsquerschnitte verschiedener Materialien darzustellen. Der WWQ von Blei liegt für thermische Neutronen zum Beispiel über 7 Größenordnungen unter dem von Cadmium. Blei ist daher zur Abschirmung thermischer Neutronen ungeeignet.

2.3 Detektion von Neutronenstrahlung

Generell bestehen zwei Möglichkeiten Neutronen zu detektieren:

1. Die Streuung von Neutronen an Kernen mit Impulsübertrag an Kerne. Bei genügendem Impulsübertrag, ionisiert der gestoßene Kern umliegendes Material. Der Vorgang ist aber nur für leichte Stoßpartner effizient. Ganz konkret funktioniert dies nur für Wasserstoff und Helium. Recoil-Detektoren können mit festen, flüssigen oder gasförmigen Medien gefüllt sein. Es existiert eine große Bandbreite von verfügbaren Szintillatoren für Neutronen, die typischerweise auf Wasserstoff als Stoßpartner basieren.

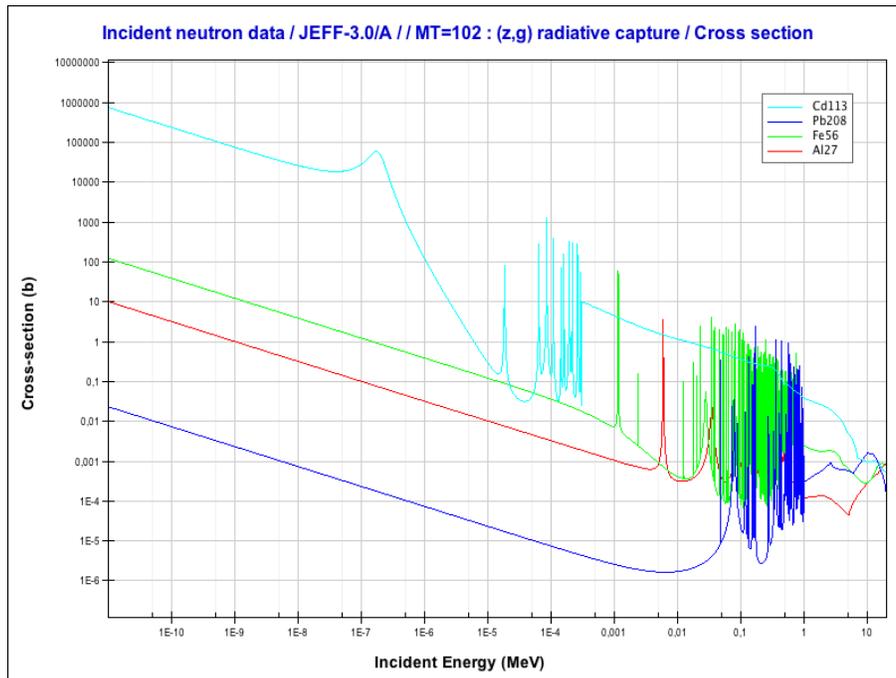


Abbildung 4: WWQs verschiedener Metalle für radiativen Neutroneneinfang [1]

- Das Neutron kann mit anderen Kernen Kernreaktionen eingehen. Die dabei entstehenden Reaktionsprodukte (Protonen, Alphas, Gammas, Spaltfragmente) lösen ihrerseits den Detektionsprozess aus. Einige der Reaktionen erfordern Schwellwertenergien, die meisten finden aber schon bei thermischen Energien statt.

Die Energieinformation über die Neutronen ist in solchen Detektionssystemen aufgrund der wenigen direkt auswertbaren Reaktionen stark eingeschränkt. Recoil-Detektoren messen meist nur das erste Interaktionsereignis bei dem aber die volle Energie des stoßenden Neutrons nicht übertragen werden kann. Die folgenden Stöße bis zur Thermalisierung finden dann meist außerhalb des Detektors statt und tragen nicht mehr zur korrekten Charakterisierung des Spektrums bei. Folglich kann man anhand dieser Spektren höchstens unterscheiden, ob ein thermisches oder ein hochenergetisches Neutron das Ereignis ausgelöst hat.

Für Neutronendetektoren die auf Kernreaktionen beruhen wird die Nachweisempfindlichkeit dadurch gesteigert, dass das Spektrum moderiert und somit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit dem Zählgas gesteigert wird (Bonner Kugel). Man verliert dadurch allerdings die Information über die Ausgangsenergie der Neutronen. Das gemessene Spektrum entspricht dann der Energieverteilung der Nachweisreaktion und nicht dem der gemessenen Neutronen. Für Aussagen über das tatsächliche Neutronenspektrum sind daher auch Informationen über die Neutronenquelle notwendig.

Gaszählrohre für Neutronenmessungen werden vorzugsweise aus Aluminium mit einer Wandstärke von 0,5mm hergestellt (Absorption ca. 0,5%, vgl. Stahl ca. 3%). Der Zähldraht ist gewöhnlich aus Gold beschichtetem Wolfram und wird durch Keramik-Isolatoren gehalten. Die Innenwand des Rohres kann mit Aktivkohle beschichtet sein, die dazu dient, elektronegative Gase (wie z.B. freies Fluor aus der BF_3 -Reaktion) zu binden, die sonst mit der Zeit zu einer Verschlechterung der Zählraten führen (durch erhöhte Rekombination der Elektronen vor der Zählung). Zum Nachweis von Neutronen müssen diese einen Teil oder ihre gesamte Energie auf die geladenen Teilchen aus den Kernreaktionen übertragen. Die geladenen Teilchen wiederum ionisieren weitere Atome ent-

lang des Beschleunigungswegs, bis die Energie aufgebraucht ist. Da die Energie thermischer Neutronen mit 25 meV deutlich unter dem Q-Wert der Nachweisreaktion liegt (MeV-Bereich), ist der kinetische Beitrag praktisch zu vernachlässigen. Bei der Messung von hochenergetischen Neutronen kann über Entfaltungen das tatsächliche Neutronenspektrum aus dem gemessenen Spektrum ansatzweise abgeleitet werden. In Gaszählrohren liegt die Ionisierungsschwelle bei typischerweise 30 eV. Daraus lässt sich die maximale Anzahl der Ladungsträger pro Reaktion leicht berechnen. Im Folgenden wird sich auf die Messung von Neutronen mittels Gaszählrohren beschränkt.

2.4 Zählrohrcharakteristik

Liegt zwischen dem Zählrohrdraht und der Zylinderwand keine Spannung an, werden die Ionen nicht beschleunigt und rekombinieren wieder - folglich wird kein Ereignis detektiert. Bei Anlegen einer positiven Spannung, werden die Elektronen zur Anode und die positiv geladenen Ionen zur Zählrohrwand (Kathode) beschleunigt. Das detektierte Signal ist nun abhängig, von der angelegten Spannung, der Detektorgeometrie und dem eingesetzten Zählgas (vgl. Abb. 5). Diese Parameter bestimmen den Arbeitspunkt des Zählrohres (ionisierend, proportional, Geiger-Müller-Region).

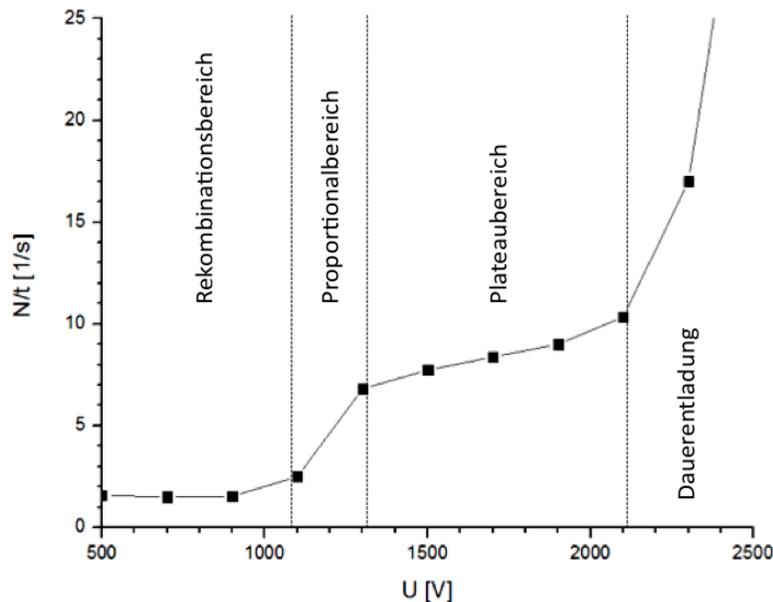


Abbildung 5: Typische Zählrohrkennlinie des BF₃-Zählrohres.

- *Rekombinationsbereich*: Die angelegte Spannung ist ausreichend, alle entstandenen Elektronen abzusaugen, bevor diese rekombinieren können. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt nicht zu einer steigenden Nachweiswahrscheinlichkeit. Detektoren, die in diesem Bereich betrieben werden, werden als Ionisationskammern bezeichnet. Die gesammelte Ladung ist proportional zur deponierten Energie im Zählgas und unabhängig von der angelegten Beschleunigungsspannung. Die Energie der beschleunigten Elektronen reicht hierbei aber nicht aus, um weitere Atome im Zählgas zu ionisieren.
- *Proportionalitätsbereich*: Bei weiterer Steigerung der Spannung gewinnen die beschleunigten Elektronen genug Energie um weitere Moleküle des Zählgases zu ionisieren und somit Sekundäre Ionisationen auszulösen. Der Effekt kann mit steigender Betriebsspannung weiter

gesteigert werden, was zu einem Multiplikationseffekt (Kaskade oder Lawinen-Effekt) führt. Für die Verstärkung wird ein Verstärkungsfaktor A angegeben, der typischerweise zwischen 10^3 - 10^5 liegt. Auch in diesem Betriebsbereich ist die gemessene Ladung proportional zur ursprünglich deponierten Energie. Um den Verstärkungsprozess zu erreichen, muss ein Elektron auf der mittleren freien Weglänge genug Energie aufnehmen, um ein neutrales Molekül ionisieren zu können. Die mittlere freie Weglänge beschreibt hierbei den Weg, den ein Elektron typischerweise zwischen zwei Stößen zurücklegt. Dieser liegt in Zählrohren bei 1-2 μm . Für Verstärkungen um den Faktor 10^6 werden weniger als 20 mittlere freie Weglängen benötigt, was darauf hindeutet, dass nur die unmittelbare Umgebung der Anode zur Vervielfachung beiträgt. Wichtig für die Beschleunigung ist nicht die zurückgelegte Entfernung sondern die beschleunigende elektrische Feldstärke. In der gleichen Zeit, in der die Elektronen zur Anode driften, werden auch die Ionen zur Kathode beschleunigt. Die Geschwindigkeit der Ionen ist aber 3 Größenordnungen geringer als die der Elektronen. Durch die hohe Beschleunigung der Elektronen in Anodennähe, werden diese in einem sehr viel kürzeren Zeitintervall registriert, als die Ionen. Man erhält also kurze, schnell steigende Flanken durch die Elektronen und nachfolgend langsam ansteigende Flanken durch die sich langsamer bewegenden Ionen. Da die Pulsamplitude proportional zur deponierten Energie ist, ist der Höchstausschlag erst erreicht, wenn alle Elektronen und Ionen gesammelt wurden. Für ein typisches Zählrohr kann das ca. 200 μs dauern. Durch eine Differentiation des Signals können diese Integrationszeit verkürzt und hohe Zählraten erreicht werden.

- *Plateau-/Geiger-Müller-Bereich:* Bei weiterer Steigerung der Betriebsspannung kommt es zum Verlust der Proportionalität zwischen eingetragener Energie und gemessenem Signal. Dieser Verlust ist primär durch Sättigungseffekte an der Anode zu erklären. Im Gegensatz zum Betrieb im Proportionalitätsbereich bei dem die Verstärkung stark lokalisiert ist, kommt es im GM-Bereich zu einer Ausbreitung des Lawinen-Effektes entlang der gesamten Anode. Die Multiplikation endet erst, wenn die erzeugte Ladung so groß ist, dass das elektrische Feld so stark gestört ist, dass keine weiteren Elektronen beschleunigt werden. Für schwach ionisierende Primäreignisse können so Verstärkungen bis 10^{10} erreicht werden. Eine spektroskopische Auswertung der Ereignisse ist in diesem Bereich aber nicht mehr möglich, da jedes Ereignis zur Sättigung des Zählrohres führt.

2.5 Gaszählrohre zur Neutronen-Detektion

Gaszählrohre zum Nachweis von Neutronen sind typischerweise mit ^3He , ^4He , $^{10}\text{BF}_3$ oder CH_4 mit Drücken von 1-20 bar gefüllt (abhängig von der geplanten Verwendung). Es können weitere Gase beigemischt sein, um die Detektoreigenschaften zu verbessern. Zum Beispiel kann Argon zugesetzt werden, um die Reichweite der Reaktionsprodukte zu reduzieren, damit mehr Energie innerhalb des Zählrohres deponiert und somit die Pulshöhenverteilung verbessert wird. Als unerwünschter Nebeneffekt wird dadurch aber die Empfindlichkeit gegenüber Gammastrahlung erhöht. Polyatomare Gase werden zugesetzt, um durch ihre zusätzlichen Freiheitsgrade Energie aufzunehmen und somit die Lawinen zu dämpfen und zu verkürzen und dadurch das Pulshöhenspektrum zu verbessern. Da BF_3 und CH_4 bereits polyatomar sind, sind hier keine Zusätze nötig. Bei ^3He und ^4He -Zählrohren werden hingegen oft kleine Mengen CH_4 oder CO_2 zugesetzt.

2.6 Gammastrahlungs-Empfindlichkeit von Neutronen-Detektoren

Die oben beschriebenen Neutronendetektoren sind nicht nur auf Neutronen, sondern auch auf Gammastrahlung empfindlich. Da die meisten natürlichen Neutronenquellen 10-mal mehr Gammas emittieren als Neutronen, ist die Empfindlichkeit des Detektors für Photonen ein wichtiges Auswahlkriterium. In jedem Detektor können Photonen einen Teil (oder ihre gesamte Energie) über Compton-Streuprozesse an das Zählmedium übertragen. Die Ereignisse können im Zählgas oder in der Detektorwand stattfinden und sind von Neutronen-Wechselwirkungen nur schwer zu

Detektor	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit	
	thermische Neutronen	1 MeV Gammas
^3He (2,5 cm, 4 bar)	0,77	0,0001
Ar (2,5 cm, 2 bar)	0,0	0,0005
BF_3 (5 cm, 0,66 bar)	0,29	0,0006
Detektorwand (Al, 0,8mm)	0,0	0,014

schnelle Detektoren	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit	
	1 MeV Neutronen	1 MeV Gammas
^4He (5 cm, 18 bar)	0,01	0,001
Detektorwand (Al, 0,8 mm)	0,0	0,014
Szintillator (5 cm)	0,78	0,26

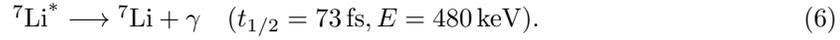
Tabelle 1: Relative Neutronen- und Gamma-Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten [2].

unterscheiden, da der Messeffekt derselbe ist. Um den Einfluss der Gammas auf die Messung beurteilen zu können, sollten folgende Punkte beachtet werden:

- Die Anwesenheit eines Gamma-Schildes hat einen substanziellen Einfluss auf die relative Magnitude des Messsignals. So schwächt z.B. eine 5 cm Bleiwand 1 MeV Gammas um ca. 90% ab, 1 MeV Neutronen werden aber nur um ca. 0,1% geschwächt.
- Verschiedene Detektormaterialien wirken sehr selektiv auf Gammas und Neutronen wobei die WW-Wahrscheinlichkeiten für thermische Neutronen zum Teil deutlich über denen der Gammas liegt. Für schnelle Neutronen können sie dagegen in etwa gleich groß sein (siehe Tabelle 1).
- In einigen Materialien deponieren Neutronen durch Kernreaktionen mehr Energie als Gammas gleicher Energie durch Comptonstreuung (z.B. boriiertes Polyethylen). Außerdem ist die Reichweite von Elektronen aus Compton-Wechselwirkungen größer als die von schweren geladenen Teilchen aus Neutronen-Einfangreaktionen (z.B. Alphas aus der $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ Reaktion). Durch eine angepasste Wahl des Arbeitsdrucks des Zählgases kann die Reichweite der Elektronen bzw. Ionen beeinflusst werden. Hohe Drücke verringern die Reichweite von Elektronen und Ionen, über niedrige Drücke kann man den Beitrag der Ionen zum Gesamtsignal steigern.
- Die unterschiedliche Geschwindigkeit der Ladungsakkumulation nach einem gamma- oder neutroneninduzierten Ereignis ist abhängig von der Wahl der Detektionsmedien und kann zur Separierung der beiden Vorgänge genutzt werden. So ist die Abklingzeit des Ladungspulses bei Gamma-Ereignissen deutlich kürzer als die bei von Neutronen verursachten Kernreaktionen (puls shape discrimination), da bei Kernreaktionen primär schwere geladene Teilchen entstehen.

2.7 ^3He und BF_3 Detektoren für thermische Neutronen

Gasgefüllte Detektoren zum Nachweis von thermischen Neutronen nutzen als Zählgas entweder das Helium-Isotop ^3He oder das Bor-Isotop ^{10}B in gebundener Form in Bortrifluorid (BF_3). ^3He kommt in der Natur nur mit etwa 1 ppm in natürlichem Helium vor und muss in Reaktoren aus Tritium gewonnen werden. ^{10}B ist zu etwa 20 % in natürlichem Bor enthalten und kann durch Anreicherung in Zentrifugen separiert werden. Zum Nachweis der Neutronen werden folgende Reaktionen genutzt:



Beide Reaktionen sind exotherm und setzen die Energie in Form der geladenen Reaktionsprodukte in das Zählgas frei. Die Zählrohre werden dabei im Proportionalitätsbereich betrieben. Die detektierte Energie stammt aus der Nachweisreaktion und lässt keinen direkten Schluss auf die Neutronenenergie zu. Im Falle der ${}^3\text{He}$ -Reaktion mit einem thermischen Neutron kommt es zur Bildung eines Tritons und eines freien Protons. Das Triton und das Proton teilen sich die frei werdenden 765 keV (Triton: 191 keV; Proton: 574 keV). Bei der ${}^{10}\text{B}$ -Neutron-Reaktion wird ein Alpha-Teilchen und in 94% der Fälle ein Lithium-Atom im angeregten Zustand gebildet. Die frei werdende Energie verteilt sich auch hier entsprechend der Impulserhaltung auf die beiden Reaktionsprodukte. Bei der Abregung des ${}^7\text{Li}^*$ in den Grundzustand wird ein Photon mit 480 keV Energie emittiert (Halbwertszeit $t_{1/2}=73$ fs). Der Nachweis dieses Gamma-Quants im Detektor ist jedoch sehr unwahrscheinlich, so dass nur 2310 keV von den eigentlich 2790 keV des Q-Wertes der Reaktion nachgewiesen werden. In 6% der Fälle kommt es zur direkten Umwandlung des Lithiums in den Grundzustand. In diesem Fall kann die gesamte Energie von 2790 keV im Detektor deponiert werden.

Der Wirkungsquerschnitt thermischer Neutronen mit ${}^3\text{He}$ beträgt 5330 b, der mit ${}^{10}\text{B}$ 3840 b. Beide Wirkungsquerschnitte sind stark von der Energie der Neutronen abhängig und folgen einer $1/\sqrt{E}$ -Funktion zu höheren Energien hin (bis etwa 0,2 MeV). Zum Vergleich ist der WWQ von Wasserstoff mit aufgetragen (vgl. Abb. 6). Dieser liegt z.B. um 4 Größenordnungen unter dem von ${}^3\text{He}$ und ${}^{10}\text{B}$ und wirkt somit hauptsächlich moderierend und nicht absorbierend.

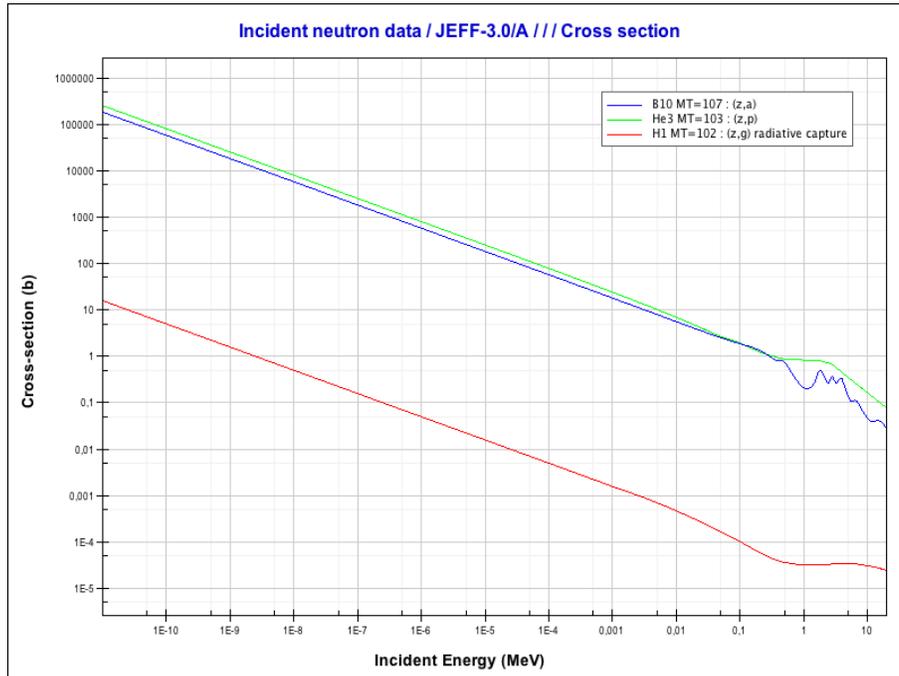


Abbildung 6: Wechselwirkungsquerschnitt thermischer Neutronen mit ${}^1\text{H}$, ${}^3\text{He}$ und ${}^{10}\text{B}$ [1].

Da der WWQ für steigende Neutronenenergien rasch ab nimmt, ist es sinnvoll, schnelle Neu-

tronen vor der Messung mittels wasserstoffhaltiger Substanzen zu moderieren (z.B. mittels Wasser oder Polyethylen). über die bekannten Schwächungslängen verschiedener Moderator-Materialien kann zumindest eine grobe Abschätzung des tatsächlichen Neutronen-Flusses und -Spektrums getroffen werden. Die Ableitung des realen Neutronenspektrums ist nur durch Messreihen mit unterschiedlich starkem Absorbermaterial und Entfaltung der so gemessenen Spektren möglich.

2.8 Spektren der ^3He - und ^{10}B -Nachweisreaktion

Beim Nachweis thermischer Neutronen mit ^3He und ^{10}B -Proportionalitätszählrohren kommt es zur Ausbildung typischer Pulshöhenspektren. Die Form der Spektren wird im Wesentlichen durch die Kinematik der Reaktion und die Wahl der Betriebsparameter des Zählrohres und des Vorverstärkers bestimmt. Der Vollenergiepeak im Spektrum repräsentiert den Fall, dass beide Reaktionsprodukte (Triton und Proton) ihre gesamte Energie im Zählrohr abgegeben haben (765 keV). Wenn eines der beiden Teilchen mit der Detektorwand kollidiert bevor es seine Energie komplett abgegeben hat, fehlt die verbliebene Energie für den Nachweis dieses Ereignisses. Es kommt in diesem Fall zur Ausbildung der Ausläufer zu niederen Energien hin. Deutlich sichtbar sind die beiden Sprünge bei 191 keV für das Triton und bei 574 keV für das Proton. Beide Teilchen werden bei der Reaktion antiparallel emittiert, die Wahrscheinlichkeit des Nachweises zumindest eines der beiden Reaktionsprodukte ist also relativ hoch. Um die Reichweite der beiden Teilchen zu verkürzen und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Vollenergie-Ereignis zu erhöhen, könnte man z.B. den Gasdruck im Zählrohr erhöhen oder ein schwereres Gas beimengen (Argon), was aber wiederum die Nachweiswahrscheinlichkeit für Gamma-Ereignisse erhöht und sich somit nachteilig auf den Untergrund auswirkt. ^3He -Zählrohre werden typischerweise zwischen 1000 V und 1500 V betrieben. Eine Erhöhung der Betriebsspannung führt dabei nicht zu einer Steigerung der Effizienz (typischerweise > 60-70% für thermische Neutronen), wohl aber zu einer Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit des einzelnen Ereignisses durch Steigerung der Verstärkungsleistung. Die erreichbare Energieauflösung ist maßgeblich vom Zählrohr und der Zeitkonstante des Verstärkers abhängig und beträgt ca 5% bei 765 keV.

^{10}B -Zählrohre sind mit angereichertem $^{10}\text{BF}_3$ (90% Anreicherungsgrad) bei Drücken um 2 bar befüllt. Durch den hohen Q-Wert der Reaktion (2790 keV) und den geringeren Arbeitsdruck im Zählrohr ist das Verhältnis von Vollenergiepeak zu den Niederenergieausläufern deutlich schlechter als bei ^3He -Zählrohren. Qualitativ ähneln sich beide Nachweisspektren aber. Im BF_3 kommt durch die zwei möglichen Emissionen des Li-Kerns (Grund- und angeregter Zustand) jedoch ein weiterer Vollenergiepeak bei 2790 keV hinzu. Das Spektrum wird aber maßgeblich von der $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}^*$ Reaktion bestimmt. Durch die vergleichsweise schlechte Energieauflösung der BF_3 -Zählrohre und Beiträge höherenergetischer Neutronen kann der 2790 keV Peak von Ausläufern des 2310 keV Peaks überlagert und somit schwer oder gar nicht erkennbar sein. Gleiches gilt für die beiden 'Escape-Peaks' des Alphas und des Lithiums.

Auch hier soll nochmals darauf hingewiesen werden, dass das gemessene Spektrum nicht repräsentativ für das untersuchte Neutronenspektrum ist.

2.9 Der Totale Wechselwirkungsquerschnitt

Da Neutronen keine elektrische Ladung haben, können sie mit der Atomhülle nur über ihr magnetisches Moment wechselwirken. Die dominanten Wechselwirkungsprozesse mit Materie sind jedoch Streuung und Absorption durch den Atomkern, bei denen die starke Wechselwirkung wirksam ist. Zur Beschreibung dieser Prozesse wird der Begriff des Wirkungsquerschnitts eingeführt.

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen in Wechselwirkung mit einem anderen tritt. Er hat die Dimension einer Fläche. Die gebräuchliche Einheit ist 1 barn, was 10^{-24} cm^2 entspricht. Er ist folgendermaßen definiert:

$$\sigma = \frac{\text{Zahl der Streuprozesse pro Zeit}}{\text{einfallende Teilchenstromdichte}} \quad (7)$$

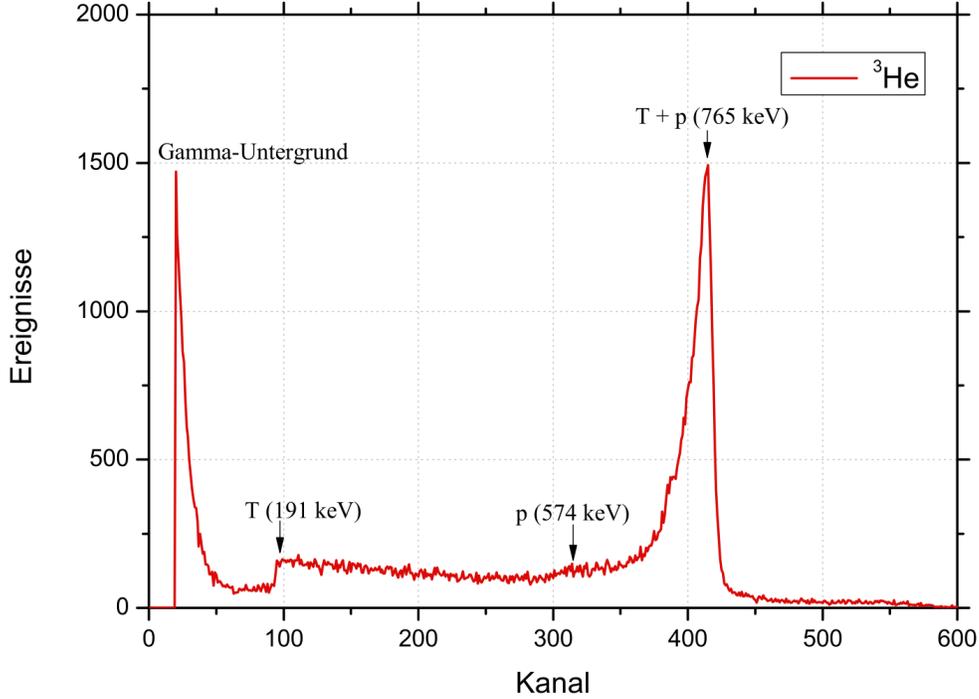


Abbildung 7: ^3He -Zählrohrspektrum.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für Target und Projektil berechnet sich als Summe der Querschnitte aller unabhängigen Reaktionen für die Partner:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{streu} + \sigma_{abs} \quad (8)$$

wobei σ_{streu} für den Streu- bzw. σ_{abs} für den Absorptionswirkungsquerschnitt stehen. Diese beiden Querschnitte setzen sich aus einer Reihe von Teilquerschnitten zusammen:

$$\sigma_{streu} = \sigma_{elast} + \sigma_{inelast} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{streu} = \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} \quad \text{und} \quad (9)$$

$$\sigma_{abs} = \sigma(n, \gamma) + \sigma(n, \alpha) + \sigma(n, \beta) + \sigma(n, p) + \sigma(n, \text{fission}) \quad (10)$$

Elastische Streuung (n,n) ist in der Regel Streuung am Kernpotential. Dem Kern wird dabei nur Impuls übertragen. Im Fall der magnetischen Wechselwirkung des Neutronenspins mit dem magnetischen Moment der Elektronenhülle, kommt noch die magnetische Streuung hinzu. Bei inelastischen Streuprozessen (n,n') geht ein Teil der kinetischen Energie des Neutrons verloren. Neben elastischer und inelastischer Streuung wird bei der Neutronenstreuung zwischen kohärenter und inkohärenter Streuung unterschieden. Von kohärenter Streuung spricht man dann, wenn zwischen allen an der Probe gestreuten Teilwellen eine feste Phasenbeziehung besteht, so dass es zu konstruktiver Interferenz in Form von Bragg-Peaks kommen kann. Streuen jedoch die einzelnen Kerne eines Materials verschieden, sei es weil sie verschiedene Isotope sind oder weil ihre Kernspins

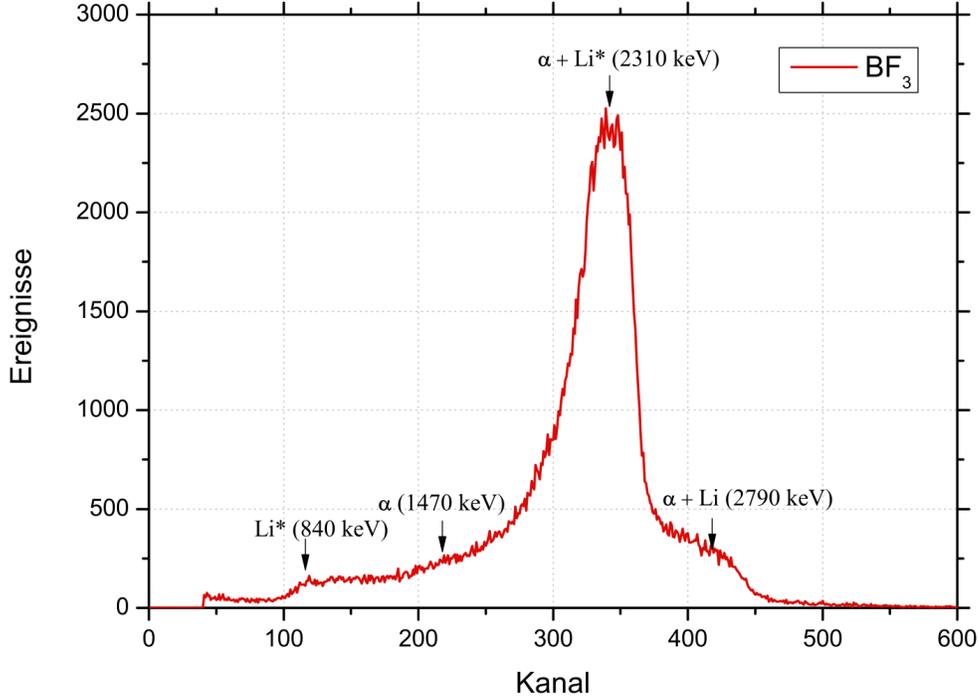


Abbildung 8: $^{10}\text{BF}_3$ -Zählrohrspektrum.

unterschiedlich ausgerichtet sind, dann streut das Material als ganzes inkohärent. Unter Absorption werden alle Reaktionen zusammengefasst, bei denen das Neutron vom Kern eingefangen wird: der Neutroneneinfang (n,γ), bei dem die überschüssige Energie durch γ -Strahlung abgegeben wird, die (n,α)-, (n,β)- bzw. (n,p)-Reaktion und die Kernspaltung (n,f) (engl. ‘fission’).

Sowohl der Absorptionsquerschnitt σ_{abs} als auch der inkohärente Streuquerschnitt σ_{incoh} hängen sehr stark von der Neutronenenergie ab und skalieren mit der Aufenthaltsdauer des Neutrons am Ort des wechselwirkenden Kerns:

$$\sigma_{abs,incoh} \propto t \propto \frac{1}{v} \implies \sigma_{abs,incoh}(v) = \sigma_0 \cdot \frac{v_0}{v}, \quad (11)$$

wobei sich v_0 und σ_0 zum Beispiel auf thermische Neutronen beziehen. Die Schwächung eines monoenergetischen Neutronenflusses φ durch eine Materieschicht der Dicke dx ist durch folgendes Schwächungsgesetz gegeben:

$$d\varphi = \sigma_{tot} \cdot n_B \cdot \varphi \cdot dx. \quad (12)$$

Dabei ist σ_{tot} der *totale Wirkungsquerschnitt* für die in der Materie vorkommenden Kerne und $n_B = N_A \cdot \frac{\rho}{A}$ die Teilchenzahldichte des Streumediums. Die Größe

$$\Sigma_{tot} = \sigma_{tot} \cdot n_B \quad (13)$$

wird als *makroskopischer Wirkungsquerschnitt* bezeichnet. Der makroskopische totale Wirkungsquerschnitt Σ_{tot} ist der Kehrwert der mittleren freien Weglänge l :

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot e^{-\Sigma_{tot} \cdot x} = \varphi_0 \cdot e^{-\frac{x}{l}}. \quad (14)$$

Mit Hilfe der Messung der Transmission soll der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für verschiedene Materialien bestimmt werden. Hierzu wird das betreffende Material vor das Zählrohr gestellt und das Spektrum aufgenommen. Aus dem Verhältnis der mit und ohne Probe akkumulierten Ereignisse kann dann die Transmission bestimmt werden. Durch Messen der Probendicke bzw Kenntnis der Flächenbelegung kann dann der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} berechnet werden. Die Transmission ist demnach wie folgt definiert:

$$T = \frac{\Phi_{therm}(X)}{\Phi_{therm}(0)}. \quad (15)$$

Für den totalen Wechselwirkungsquerschnitt σ_{tot} gilt daher:

$$\sigma_{tot} = \frac{A}{\rho \cdot x \cdot N_A} \cdot \ln\left(\frac{1}{T}\right) \quad \text{bzw} \quad \sigma_{tot} = \frac{A}{m_f \cdot N_A} \cdot \ln\left(\frac{1}{T}\right) \quad (16)$$

mit A als atomarer Masse des Targets und N_A der Avogadro-Konstanten.

3 Erläuterungen zur Aufgabenstellung

3.1 Charakterisierung des Proportionalzählrohres

Für das BF_3 -Zählrohr soll beginnend mit einer Hochspannung von ca. 1500 V die Zählrohrcharakteristik aufgenommen werden. Die Spannung ist dafür schrittweise bis maximal 2500 V zu erhöhen. Anschließend soll der Zusammenhang zwischen Hochspannung und Zählrate graphisch dargestellt und erläutert werden. Die Arbeitsspannung für weitere Messungen ist festzulegen. Für das ^3He -Zählrohr ist der Arbeitspunkt mit 1150 V festgelegt, die Charakteristik soll trotzdem zwischen 800 und 1200 V aufgenommen werden.

3.2 Charakterisierung der Neutronenquelle

Zunächst erfolgt eine kummulierte Messung des Untergrundes und des Beitrages der schnellen Neutronen $\Phi_{bkg}(0)$ mit aufgesetzter Cd-Abdeckung. Nach Entfernen der Cadmiumkappe kann der nun ungestörte Fluss thermischer Neutronen $\Phi(0)$ gemessen werden. Da Cadmium einen sehr hohen Wechselwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen besitzt, kann aus der Differenzbildung der Fluss thermischer Neutronen $\Phi_{therm}(0)$ bestimmt werden. Für alle Messungen muss die Messzeit so gewählt werden, dass der relative Fehler der Impulsmessung kleiner 2,5% ist. Für die Fehlerrechnung soll das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz genutzt werden (siehe auch [4]).

3.3 Bestimmung von Transmissionskoeffizienten für verschiedene Materialien

Für die folgenden Materialien sind die Transmissionskoeffizienten für thermische Neutronen zu bestimmen sowie die totalen Wirkungsquerschnitte zu berechnen und mit theoretischen Werten aus [1] zu vergleichen.

- Fe: $x = 1 \text{ cm}$, $\rho = 7,874 \text{ g/cm}^3$
- Al: $x = 5 \text{ cm}$, $\rho = 2,70 \text{ g/cm}^3$
- C: $x = 1,59 \text{ cm}$, $m = 468 \text{ g}$, $d = 15 \text{ cm}$

Anschließend werden die thermischen Neutronenflüsse hinter vier verschiedenen Materialschichten von Paraffin gemessen. Durch Darstellung von $\ln(\frac{1}{T})$ in Abhängigkeit von der Flächenmasse soll der totale Wechselwirkungsquerschnitt für Paraffin bestimmt werden. Aus diesem Wert lässt sich der Wirkungsquerschnitt von Wasserstoff berechnen. Der ermittelte Wert ist mit Daten aus [1] zu vergleichen. Alle Angaben für Wirkungsquerschnitte sind mit Messabweichungen anzugeben.

3.4 Benutzung des Anzeigeprogramms JANIS

Auf der Webseite der *Nuclear Energy Agency* [1] finden Sie ein Anzeigeprogramm für evaluierte Kerndatenbanken, das von der NEA zur Verfügung gestellt wird. Sie können es z.B. online starten. Sowie das Fenster des Programms aufgegangen ist, finden Sie in der linken unteren Ecke ein Fenster ‘Databases’. Klicken auf NEA zeigt Ihnen eine Auswahl von Datensammlungen.

Für diesen Versuch interessant sind die ‘Interaction Data (incident neutron)’. Ein Doppelklick darauf öffnet eine Auswahl an nationalen evaluierten Datenbanken von Neutronenwechselwirkungsquerschnitten. Sie können nun z.B. auf JEFF 3.0/A, das ist eine Europäische Datenbank, klicken und erhalten im Hauptfenster eine Auswahl an Isotopen. Achten Sie darauf, dass Sie ‘Cross section’ auswählen. Ein Doppelklick auf 10B z.B. führt zu einem neuen Fenster mit einer Auswahl an Wechselwirkungsquerschnitten für dieses Isotop. Sie können sich jetzt den Querschnitt für die Reaktion $10\text{B}(n,\text{f})7\text{Li}$ ansehen, indem Sie die Reaktion ‘MT=107 (z,a) Cross section’ auswählen. Sie sollten eine grafische Darstellung des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes erhalten. Die Energie des einfallenden Neutrons ist in eV angegeben, der Querschnitt in barn. Im oberen Teil des Fensters haben Sie die Möglichkeit, sich die Werte auch tabellarisch anzeigen zu lassen. Über ‘File’ und ‘Save’ können Sie diese zur weiteren Verwendung in Ihrem Protokoll abspeichern. Sie können sich aus dieser Datenbank auch integrale Querschnittsdaten entnehmen. Statt eine spezifische Reaktion mit Reaktionsnummer auszuwählen, doppelklicken Sie dazu auf ‘General informations’ und dann ‘Integral data’. Den integralen WWQ für thermische Neutronen finden Sie unter Sig(2200). Die Angabe ‘2200’ bezieht sich auf die wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit bei Zimmertemperatur.

3.5 Hinweise zum Protokoll

- Deckblatt (Titel, Autoren, Gruppe, Betreuer, Versuchsdatum, Protokollabgabedatum)
- Inhaltsverzeichnis
- Aufgabenstellung
- Vorbetrachtungen (Erläuterung der physikalischen Grundlagen, Formeln durchnummerieren)
- Beschreibung der Durchführung (Versuch muss mit Protokoll nachvollzogen werden können)
- Auswertung (Messwerte mit Unsicherheiten, Fehlerbalken an Graphen)
- Diskussion (inklusive zusammenfassender Darstellung der gewonnen Ergebnisse mit Unsicherheiten)
- Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] Nuclear Energy Agency. Java-based Nuclear Data Display Program. <http://www.oecd-nea.org/janis/>.
- [2] T. W. Crane and M. P. Baker. Neutron Detectors in Passive Nondestructive Assay of Nuclear Material. U.S. Nuclear Regulatory Commission contractor report NUREG/CR-5550:384, 1991.

- [3] Ortec. The Total Neutron Cross Section and Measurement of the Nuclear Radius. Experiment 16. <http://www.ortec-online.com/Library/an34.aspx>.
- [4] TU Dresden (Fachrichtung Physik). Einführung in das physikalische Praktikum. Weblink: <http://tu-dresden.de/>.