

Dieses Dokument wurde von **Christian Buth** erstellt.

Es ist auf meinen Internetseiten unter

<http://www.Christian.Buth.mysite.de>

frei erhältlich.

Sollten Sie Probleme mit der Anzeige haben oder einen

Fehler entdecken, wenden Sie sich bitte an

cbuth@ix.urz.uni-heidelberg.de .

© 2000 Christian Buth. Dieser Text ist nach allen nationalen und internationalen Gesetzen urheberrechtlich geschützt. Das Verändern und anschließende Veröffentlichen unter meinem Namen ist verboten – auch auszugsweise. Das Veröffentlichen und Verbreiten unter einem anderen als meinem Namen ist nicht erlaubt. Das Dokument darf jedoch zu nichtkommerziellen Zwecken verbreitet und kopiert werden, sofern es unverändert bleibt. Kommerzielle Nutzung jeglicher Art – auch auszugsweise – ist nur mit einer schriftlichen Erlaubnis des Autors gestattet.

1 Wirkungsquerschnitte

1.1 Theorie

Es soll der **Absorptionswirkungsquerschnitt** für Neutronen mehrerer Stoffe ermittelt werden. Zur Detektion der durch die Probe fliegenden Neutronen verwendet man einen ${}^3\text{He}$ -**Zählrohr**. Eintreffende Neutronen reagieren mit dem Helium zu Tritium und einem Proton. Die Reaktionsprodukte ionisieren das Helium, welches ebenfalls als Zählgas verwendet wird, was zu Stromstößen führt, die nachgewiesen werden.

Der Detektor ist mit einem Vielkanalanalysator verbunden, der **Pulshöhenspektren** aufzeichnet. In diesen Spektren sind ein Peak und zwei Stufen zu sehen. Der Peak entspricht der tatsächlichen Neutronenenergie. Die Stufen resultieren daraus, dass eines der Reaktionsprodukte aus dem Zählrohr entkommen kann und so die nachgewiesene Energie vermindert wird.

Um Rauschen im Zählrohr und den Nachweis von γ -Quanten zu unterdrücken wird ein **Diskriminator** benutzt, der erst Stromstöße gewisser Höhe durchläßt.

Die **Teilchenzahl** in einer Stoffmenge ν beträgt $N = \nu \cdot N_A$. Setzt man in diese Gleichung $\nu = \frac{m}{M}$ ein, wobei m für die Probenmasse und M für die Molmasse des Stoffes steht, so erhält man $N = \frac{m}{M} \cdot N_A$. Die **Teilchenzahldichte** folgt hierdurch zu

$$n = \frac{N}{V} = \varrho \cdot \frac{N_A}{M}, \quad (1)$$

mit der Teilchenzahl N im Volumen V und der Dichte der Probe $\varrho = \frac{m}{V}$.

Der **makroskopische Wirkungsquerschnitt** ist durch

$$\Sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}} \cdot n \iff \sigma_{\text{tot}} = \frac{\Sigma_{\text{tot}}}{n} \quad (2)$$

definiert. Sein Kehrwert ist gerade die **mittlere freie Weglänge**

$$l = \frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}}. \quad (3)$$

Für den **Fluss** durch die Probe gilt nach Gleichung (1.2) aus [1]

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot e^{-\Sigma_{\text{tot}} \cdot x}.$$

Mit der **Transmission**

$$T = \frac{\varphi(d)}{\varphi_0} \quad (4)$$

ist für eine Probe der Dicke d der makroskopische Wirkungsquerschnitt über

$$\frac{\varphi(d)}{\varphi_0} = e^{-\Sigma_{\text{tot}} \cdot d} \iff \Sigma_{\text{tot}} = -\frac{1}{d} \ln \frac{\varphi(d)}{\varphi_0} = -\frac{1}{d} \ln T \quad (5)$$

berechenbar.

1.2 Experiment

Die Pulshöhenspektren sind in den beigefügten Ausdrucken 1–7 zu finden. Ausdruck 1 ist eine Messung ohne Probe und ohne Diskriminatorschwelle. Er ist für die Datenanalyse ohne Bedeutung, dokumentiert aber welche Zählereignisse im Folgenden unterdrückt werden. Dies sieht man deutlich, wenn man die Graphen 1 und 2 miteinander vergleicht. Die Messzeit für die Spektren beträgt jeweils 300 s.

Die Berechnung der Werte in der untenstehenden Tabelle ist einfach über die im vorigen Abschnitt entwickelten Gleichungen durchzuführen. Einzig die Dichte des Wasserstoffs im flüssigen Wasser bei der siebenten Messung erfordert etwas mehr Aufwand. Bei Raumtemperatur 20°C hat Wasser eine Dichte von $\varrho_{\text{H}_2\text{O}} = 0,9982 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$. Die Teilchenzahldichte von H_2O Molekülen ist durch Gleichung (1) gegeben, also folgt

$$n_{\text{H}} = 2 \cdot n_{\text{H}_2\text{O}} = 6,672 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3},$$

mit $M_{\text{H}_2\text{O}} = 18,02 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$. Die Dichte des Wasserstoffs resultiert aus

$$\varrho_{\text{H}} = \frac{2 \cdot M_{\text{H}}}{M_{\text{H}_2\text{O}}} \cdot \varrho_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1117 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3},$$

mit $M_{\text{H}} = 1,008 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$.

#	Stoff	$\frac{d}{\text{mm}}$	$\frac{\varrho}{\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}}$	$\frac{M}{\frac{\text{g}}{\text{mol}}}$	$\frac{n \cdot 10^{-22}}{\frac{1}{\text{cm}^3}}$	N	T [%]	$\frac{l}{\text{cm}}$	$\frac{\Sigma_{\text{tot}}}{\frac{1}{\text{cm}}}$	$\frac{\sigma_{\text{tot}}}{\text{barn}}$	$\frac{\sigma_{\text{tot}}^{\text{Lit}}}{\text{barn}}$
2	n	0	—	—	—	66920	100	—	—	—	—
3	Pb	2,5	11,34	207,2	3,296	62820	93,87	3,952	0,2530	7,676	11,289
4	Al	15,25	2,7	26,98	6,027	57681	86,19	10,26	0,09745	1,617	1,734
5	Cd	1,0	8,65	112,4	4,634	3523	5,27	0,03398	29,43	635,1	2526,5
6	Gd	0,1	7,89	157,3	3,021	6084	9,09	0,004271	239,8	7928	49880
7	H	66	0,112	1,008	6,672	2300	3,44	195,9	0,005106	0,07652	82,02

Legende: #: Graph- und Experimentnummer, d : Probendicke, ϱ : Dichte, M : Molmasse, n : Teilchenzahldichte nach Gleichung (1), N : Neutronenzahl, T : Transmittierte Neutronen nach Gleichung (4), l : Mittlere freie Weglänge nach Gleichung (3), Σ_{tot} : Totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt nach Gleichung (5), σ_{tot} : Totaler Wirkungsquerschnitt nach Gleichung (2), $\sigma_{\text{tot}}^{\text{Lit}}$: Literaturwert für den totalen Wirkungsquerschnitt, n : Neutronen, —: nichts

Die Abweichung unserer Messwerte von den Literaturwerten zerfällt in zwei Gruppen. Die Wirkungsquerschnitte von Blei und Aluminium weichen nur wenig von den Literaturwerten ab. Die anderen Werte hingegen sind völlig anders.

Bei Gadolinium und Cadmium könnten die **epithermischen** Neutronen, das sind Neutronen, die in der Praktikumsquelle nicht vollständig thermalisiert wurden, für die Abweichungen verantwortlich sein. Der Wirkungsquerschnitt des Cadmiums weist nämlich eine starke Energieabhängigkeit auf, so dass er wie ein „Energiefenster“ wirkt.

2 Aktivierungsanalyse

2.1 Theorie

Es werden mehrere Proben mit Neutronen bestrahlt. Die Probensubstanzen fangen Neutronen ein und werden radioaktiv. Meistens sind die so behandelten Substanzen β^- -Strahler. Die bei dem Zerfall häufig ebenfalls emittierte γ -Strahlung dient hier zur Identifikation der Proben.

Die γ -Strahlung wird mittels eines **Germaniumdetektors** gemessen. Hierbei handelt es sich um einen Germaniumkristall, der so dotiert ist, dass er einen sehr großen **pn-Übergang** besitzt. Der Übergang ist das aktive Detektorvolumen. Fliegt ein ionisierendes Teilchen durch den Detektor, so werden **Elektron-Lochpaare** gebildet, die durch die angelegte Spannung abgesaugt und registriert werden.

Da bei der Detektion Annihilationsquanten von Positronen aus der Paarerzeugung entstehen können und γ -Quanten mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit undetektiert den Detektor verlassen können, erwartet man zwei weitere Peaks. Diese Peaks rühren daher, dass ein oder zwei der Annihilationsquanten entkommen. Die Energie dieser Peaks ist entsprechend um ein- beziehungsweise zweimal der Masse des Elektrons verringert. Peaks mit drei und mehr fehlenden Elektronenmassen sind zu unwahrscheinlich, um sichtbar zu sein, da hierzu mindestens zwei Paarbildungsprozesse mit Annihilation und Entkommen von γ -Quanten nötig sind.

Das **Energieauflösungsvermögen** eines Detektors charakterisiert die **volle Halbwertsbreite** Δ der Peaks des Spektrums, wenn die Linien nicht durch andere Prozesse über die Detektorauflösung hinaus verbreitert sind. Betrachtet man die Erzeugung von Ladungsträgern in dem Kristall als statistisch *unabhängigen* Prozess, so findet man für die Halbwertsbreite nach Gleichung (3.4) aus [1]

$$\Delta_{\text{theoretisch}} = 2,355 \cdot \sqrt{E_{\gamma} \cdot \varepsilon}. \quad (6)$$

Aktivierungsanalyse: Untergrundpulshöhenspektrum

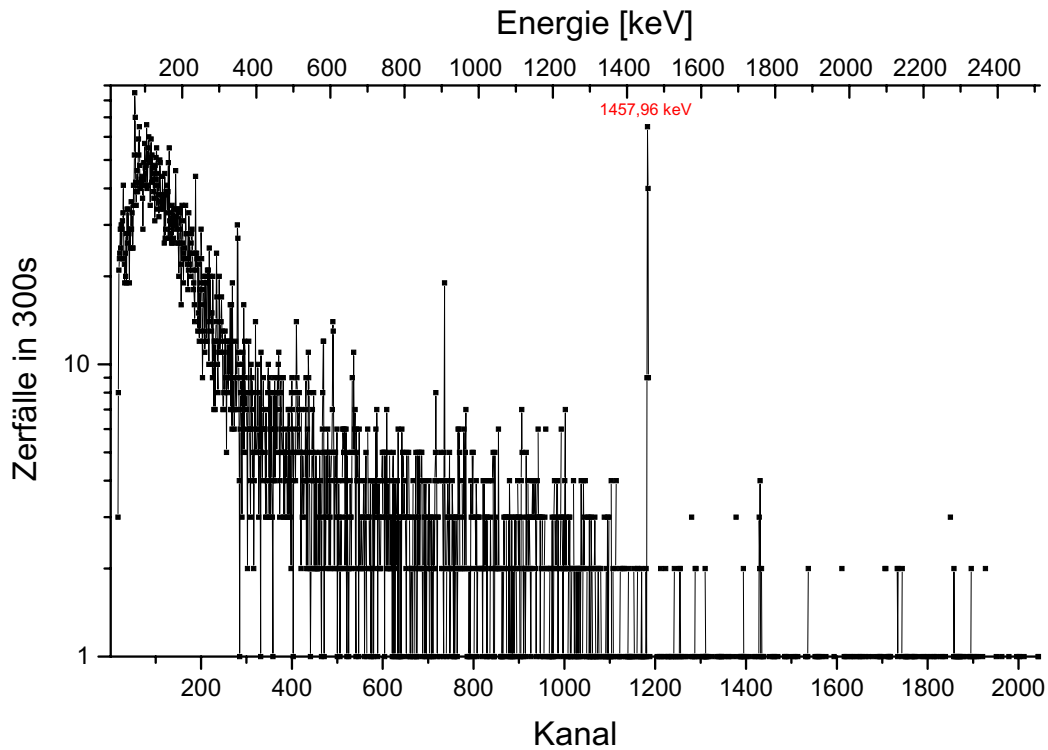


Abbildung 1: Untergrundpulshöhenspektrum

Die Bildung von Elektron-Lochpaaren ist jedoch *kein* statistisch unabhängiger Prozess, da sie von der Energie des durchfliegenden Teilchens abhängig ist, welche durch jedes gebildete Paar abnimmt. Deshalb ist eine höhere Energieauflösung, als die nach Gleichung (6) zu erwarten. Man charakterisiert diesen Unterschied zwischen idealisiertem und realem Prozess durch den **Fano-Faktor** von Seite 16 in [1]

$$F = \frac{\Delta_{\text{experimentell}}}{\Delta_{\text{theoretisch}}} = \frac{\Delta_{\text{experimentell}}}{2,355 \cdot \sqrt{E_{\gamma} \cdot \varepsilon}}, \quad (7)$$

wobei der theoretische Wert aus Gleichung (6) eingesetzt wurde.

2.2 Versuchsaufbau

Die drei Proben 2, 5 und 8 werden über Nacht in einer Neutronenquelle aktiviert. Anschließend wird von ihnen ein Gammaspektrum mittels eines Germaniumdetektors aufgenommen.

2.3 Zuordnung der Spektren

Die Linien werden von den höchstenergetischen anfangend zu den niederenergetischen hin besprochen. Leider können in allen Pulshöhenspektren die Peaks von *single electron escape* und *double electron escape* nicht gefunden werden, da sie zu schwach ausgeprägt sind.

Aktivierungsanalyse: Spektrum von Probe 2

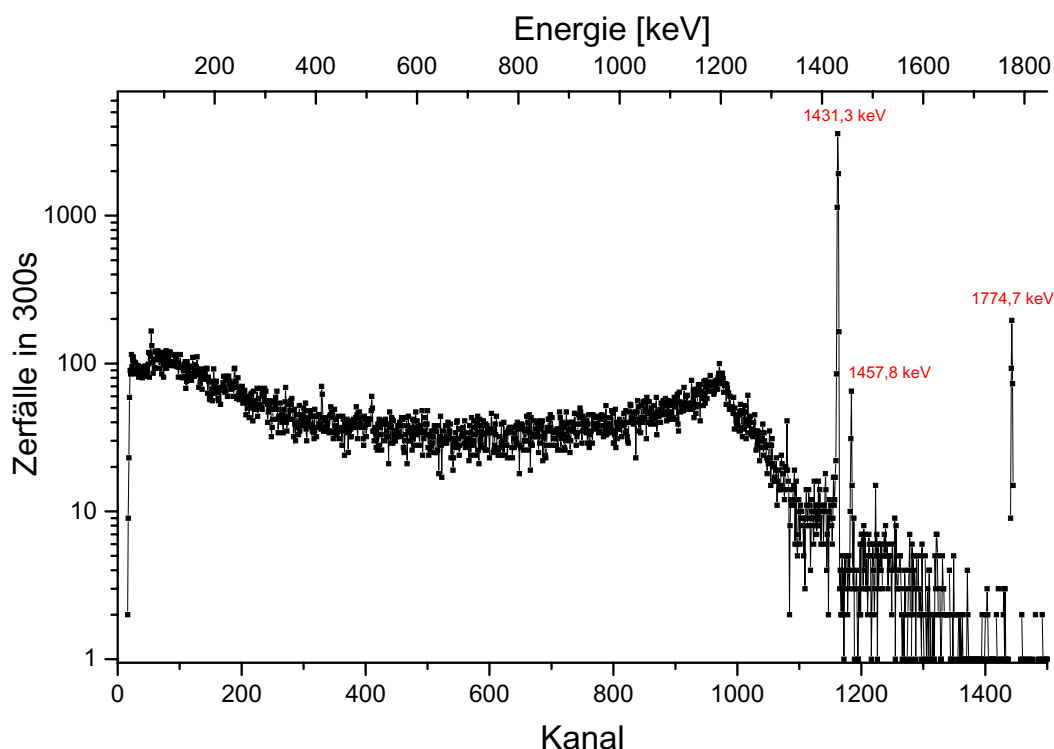


Abbildung 2: Pulshöhenspektrum von Probe 2.

2.3.1 Untergrundspektrum

In dem Spektrum 1 sticht eine Linie des Gammaspektrums heraus. Für den Peak liest man 1457,96 keV ab. Untersucht man die Zerfallsschemata im Anhang von [1], so findet sich, dass das mittlere Diagramm aus Figur 5.12 für den Übergang $^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}$ den Wert 1460,859 keV angibt.

Das $^{40}_{19}\text{K}$ ist ein natürlicher Bestandteil des Kaliums und deshalb überall anzutreffen. Der starke Peak rührt von der Bausubstanz des Versuchsraums her. Die anderen Zerfallsschemata in Figur 5.12 liefern keine Linien in dem Spektrum 1, da es sich um β^- -Strahlung handelt, welche von der Ummantelung des Gammadetektors absorbiert wird.

2.3.2 Pulshöhenspektrum von Probe 2

In dem Spektrum 2, welches von Probe 2 aufgenommen wurde, sind drei hervorstechende Linien zu erkennen.

$\frac{E_{\gamma}^{\text{Experiment}}}{\text{keV}}$	$\frac{E_{\gamma}^{\text{Literatur}}}{\text{keV}}$	Zerfallsschema	Übergang	Anmerkungen
1774,7	1778,969	5.9	$^{28}_{13}\text{Al} \rightarrow ^{28}_{14}\text{Si}$	1.
1457,8	1460,859	5.12 Mitte	$^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}$	2.
1431,3	1434,068	5.3	$^{52}_{23}\text{V} \rightarrow ^{52}_{24}\text{Cr}$	

Aktivierungsanalyse: Spektrum von Probe 5

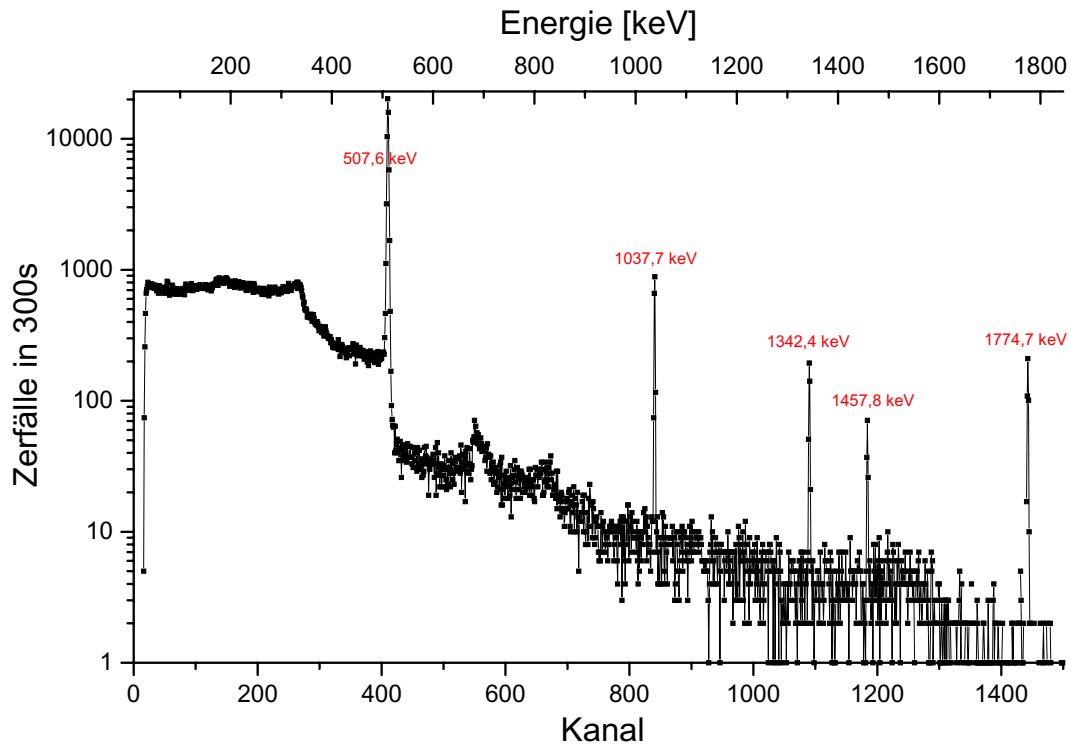


Abbildung 3: Pulshöhenspektrum von Probe 5.

Anmerkungen:

1. Diese Linie ist im Untergrundspektrum in Figur 1 nicht merklich vertreten. Sie rührt von dem Probengefäß her, welches aus Aluminium besteht.
2. Diese Linie ist bereits in Abschnitt 2.3.1 aufgetreten.

2.3.3 Pulshöhenspektrum von Probe 5

In dem Spektrum 3, welches von Probe 5 aufgenommen wurde, sind fünf hervorstechende Linien zu erkennen.

$\frac{E_{\gamma}^{\text{Experiment}}}{\text{keV}}$	$\frac{E_{\gamma}^{\text{Literatur}}}{\text{keV}}$	Zerfallsschema	Übergang	Anmerkungen
1774,7	1778,969	5.9	$^{28}_{13}\text{Al} \rightarrow ^{28}_{14}\text{Si}$	1.
1457,8	1460,859	5.12 Mitte	$^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}$	2.
1342,4	1345,79	5.11 Mitte	$^{64}_{29}\text{Cu} \rightarrow ^{64}_{28}\text{Ni}$	
1037,7	1039,30	5.11 Unten	$^{66}_{29}\text{Cu} \rightarrow ^{66}_{30}\text{Zn}$	
507,6	511	5.11 Mitte	$^{64}_{29}\text{Cu} \rightarrow ^{64}_{28}\text{Ni}$	3.

Anmerkungen:

1. Vergleiche Abschnitt 2.3.2.

Aktivierungsanalyse: Spektrum der Probe 8

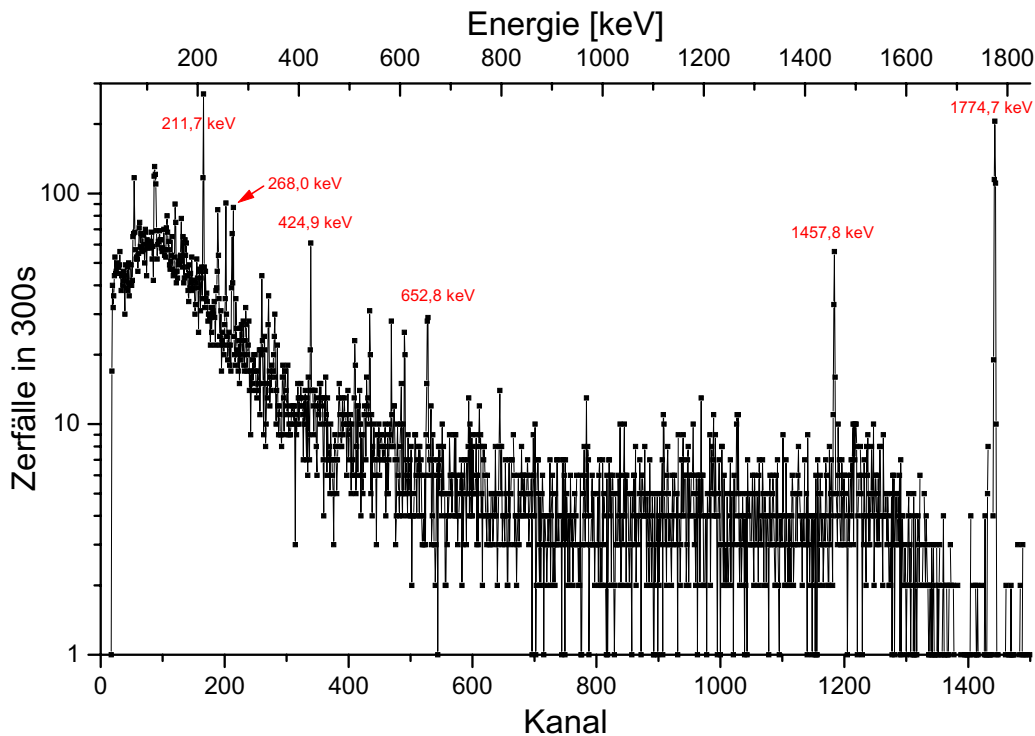


Abbildung 4: Pulshöhenspektrum von Probe 8.

2. Vergleiche Abschnitt 2.3.1.

3. Die in diesem Fall detektierte γ -Linie stammt nicht von einer Kernabregung, sondern ist ein Quant aus einer Elektron-Positron Annihilation. $^{64}_{29}\text{Cu}$ zerfällt nämlich sowohl über Elektroneneinfang als auch über β^+ Emission. Der Elektroneneinfang generiert die 1342,4 keV Linie in der Tabelle. Es wird nur ein Annihilationsquant gemessen, da das andere antiparallel wegfliegt, den Detektor also verfehlt, da der sich unter der Probe befindet.

2.3.4 Pulshöhenspektrum von Probe 8

In dem Spektrum 4, welches von Probe 8 aufgenommen wurde, sind sehr viele hervorstechende Linien zu erkennen. Hier sind einige der wichtigsten. Die zusätzlich angegebenen Zerfallshäufigkeiten für die verschiedenen Kanäle werden in Abschnitt 2.5 gebraucht.

$\frac{E_{\gamma}^{\text{Experiment}}}{\text{keV}}$	$\frac{E_{\gamma}^{\text{Literatur}}}{\text{keV}}$	Zerfallsschema	Übergang	Anmerkungen	Häufigkeit
1774,7	1778,969	5.9	$^{28}_{13}\text{Al} \rightarrow ^{28}_{14}\text{Si}$	1.	
1457,8	1460,859	5.12 Mitte	$^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}$	2.	
652,8	654,831	5.5	$^{149}_{60}\text{Nd} \rightarrow ^{149}_{61}\text{Pm}$		8,0%
424,9	423,553	5.5	$^{149}_{60}\text{Nd} \rightarrow ^{149}_{61}\text{Pm}$		7,4%
268,0	270,169	5.5	$^{149}_{60}\text{Nd} \rightarrow ^{149}_{61}\text{Pm}$		10,7%
211,7	211,307	5.5	$^{149}_{60}\text{Nd} \rightarrow ^{149}_{61}\text{Pm}$		25,9%

Anmerkungen:

1. Vergleiche Abschnitt 2.3.2.
2. Vergleiche Abschnitt 2.3.1.

2.4 Bestimmung des FANO-Faktors

Für die theoretische Halbwertsbreite erhält man aus Gleichung (6) $\Delta_{\text{theoretisch}} = 4,852 \text{ keV}$ mit $E_\gamma = 1434,068 \text{ keV}$ und $\varepsilon = 2,96 \text{ eV}$. Aus Graph 5 liest man $\Delta_{\text{experimentell}} = (2,17 \pm 0,06) \text{ keV}$ ab. Einsetzen in Gleichung (7) ergibt den FANO Faktor des in diesem Experiment verwendeten Detektors zu

$$F = 0,45 \pm 0,01,$$

wobei der Fehler aus

$$\Delta F = \frac{\Delta \Delta_{\text{experimentell}}}{\Delta_{\text{theoretisch}}}$$

folgt.

Aktivierungsanalyse: Bestimmung des Fano Faktors

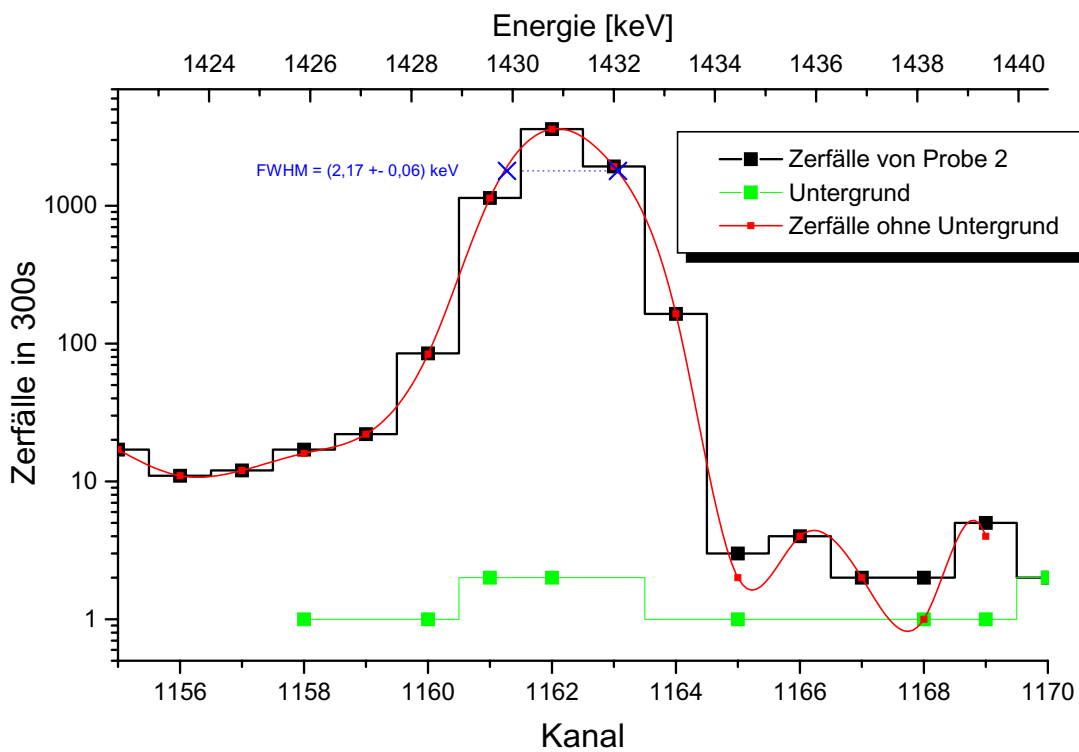


Abbildung 5: Bestimmung des FANO Faktors aus der Linie 1431,3 von Probe 2.

2.5 Vergleich der Intensitäten der Linien eines Isotops

Das einzige Isotop aus den vermessenen Proben, welches mehrere Linien aufweist ist das *Neodym* aus Probe 8 in Abschnitt 2.3.4.

Flugzeitmessung: Flugzeitspektrum der Neutronen

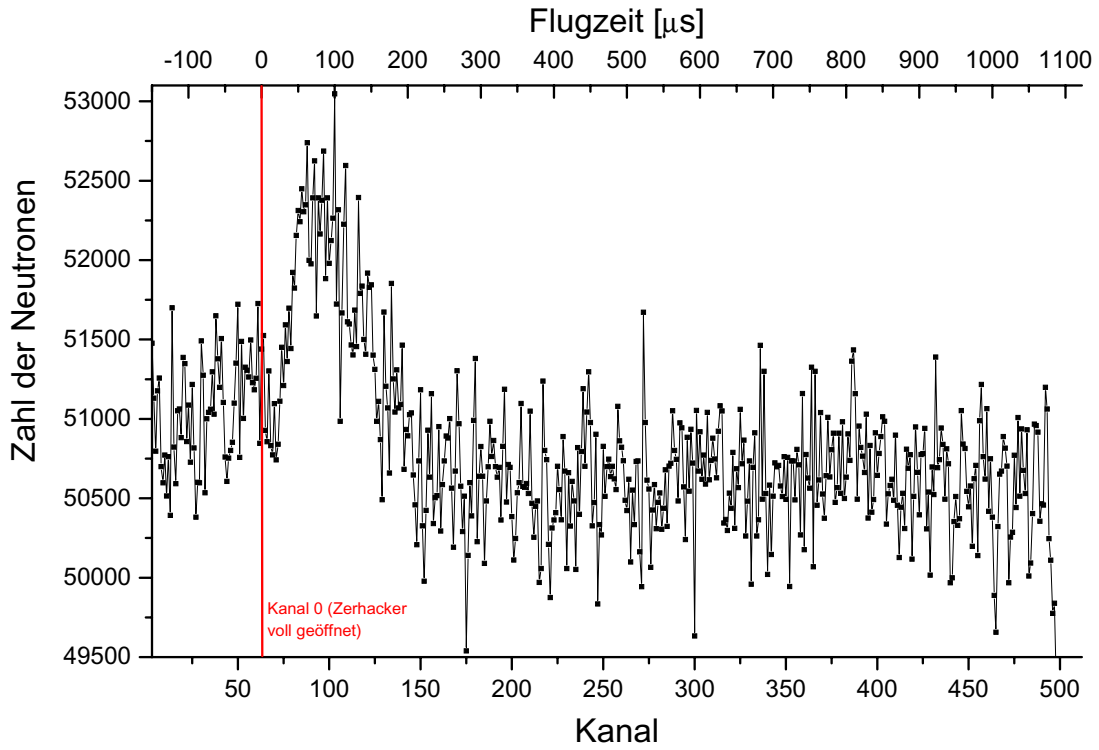


Abbildung 6: Aufgenommenes Flugzeitspektrum.

Die Intensitäten der Linien können aus Graph 4 abgelesen werden. Genauer geht die Intensitäts- und die Untergrundbestimmung hingegen, indem die gefundene Linienenergie über folgende Umformung von Gleichung (3.8) aus [1]

$$\text{Kanal} = \frac{\text{Energie [keV]} - 7,22509}{1,22509}$$

in die entsprechende Kanalnummer zurückgerechnet wird und dann im Datenblatt des Pulshöhenspektrums von Probe 8 der entsprechender Kanal abgelesen wird, welcher um den errechneten Kanal herum den höchsten Wert aufweist. So bekommt man den genauen Kanal und kann nun den Meßwert nebst Untergrund ablesen.

Diese gemessenen Intensitäten müssen jedoch noch korrigiert werden, da die Effizienz des verwendeten Detektors mit zunehmender Energie der γ -Quanten abnimmt. Die Korrekturformel ist Gleichung (3.9) aus [1]

$$\kappa = 2,26 \frac{E_\gamma}{\text{MeV}} + 0,17.$$

In diese Formel werden die gemessenen Energien eingesetzt. Man erhält die korrigierten Meßwerte durch

$$I^{\text{korrigiert}} = \kappa(I^{\text{Exp}} - I^{\text{Ug}}).$$

Nun sollen die Intensitätsverhältnisse berechnet werden. Deshalb normiert man alle Zählungen $I^{\text{korrigiert}}$ auf die größte I^{Referenz} der 211,7 keV Linie

$$V_i^{\text{Experiment}} = \frac{I_i^{\text{korrigiert}}}{I^{\text{Referenz}}},$$

wobei i alle dominanten Linien des Neodyms durchläuft. Mit den Literaturwerten für die Häufigkeiten in der Tabelle in Abschnitt 2.3.4 verfährt man analog.

$\frac{E_{\gamma}^{\text{Exp}}}{\text{keV}}$	κ	Kanalnummer	I^{Exp}	I^{Ug}	$I^{\text{Exp}} - I^{\text{Ug}}$	$I^{\text{korrigiert}}$	V_i^{Exp}	$V_i^{\text{Literatur}}$
652,8	527	1,645	28	2	26	42,8	0,28	0,31
424,9	339	1,130	61	6	55	62,2	0,41	0,29
268,0	214	0,773	87	21	66	51,0	0,34	0,41
211,7	166	0,648	270	35	235	152,3	1,00	1,00

In der Tabelle steht der Index *Exp* für Experiment und *Ug* für Untergrund. Bis auf die Linie 424,9 stimmen die relativen Intensitäten mäßig gut überein. Die Linie bei 424,9 keV stellt hierbei einen Ausreißer dar. Diese große Abweichung legt nahe, dass die Linie falsch zugeordnet wurde. Dies lässt sich jedoch nicht aufklären, da uns Teile des Spektrums von ^{149}Nd fehlt.

3 Flugzeitmessung

3.1 Theorie

Die Neutronen werden in der Quelle partiell thermalisiert, ihre Geschwindigkeiten sind also MAXWELL-verteilt, wobei ein Untergrund von **epithermischen** Neutronen besteht. Das Flugzeitspektrum ist nach Gleichung (4.4) aus [1] durch

$$S(t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{m}{kT} \frac{L^4}{t^5} e^{-\frac{mL^2}{2kTt^2}} \quad (8)$$

gegeben. Figur 6 zeigt das gemessene Spektrum.

3.2 Versuchsaufbau

Um Gleichung (8) experimentell zu messen wird die Versuchsanordnung in Figur 7 benutzt.



Abbildung 7: Versuchsaufbau zur Messung des Flugzeitspektrums der Neutronen.

Der Zerkacker ist eine schnell rotierende Scheibe, die Schlitze enthält durch die die Neutronen fliegen können. Die Zeit, um die Stecke zwischen Scheibe und Detektor zu durchfliegen ist die aufgenommene Meßgröße.

3.3 Bestimmung des Untergrundes

Der Untergrundwert wird im folgenden benötigt. Um ihn zu bestimmen wurden die Daten zwischen den Kanälen 250–450 mit festgehaltener Steigung 0 angefitet. Figur 8 zeigt den Fit. Auf dem Blatt *Results* sind die statistischen Ergebnisse des Fits aufgelistet.

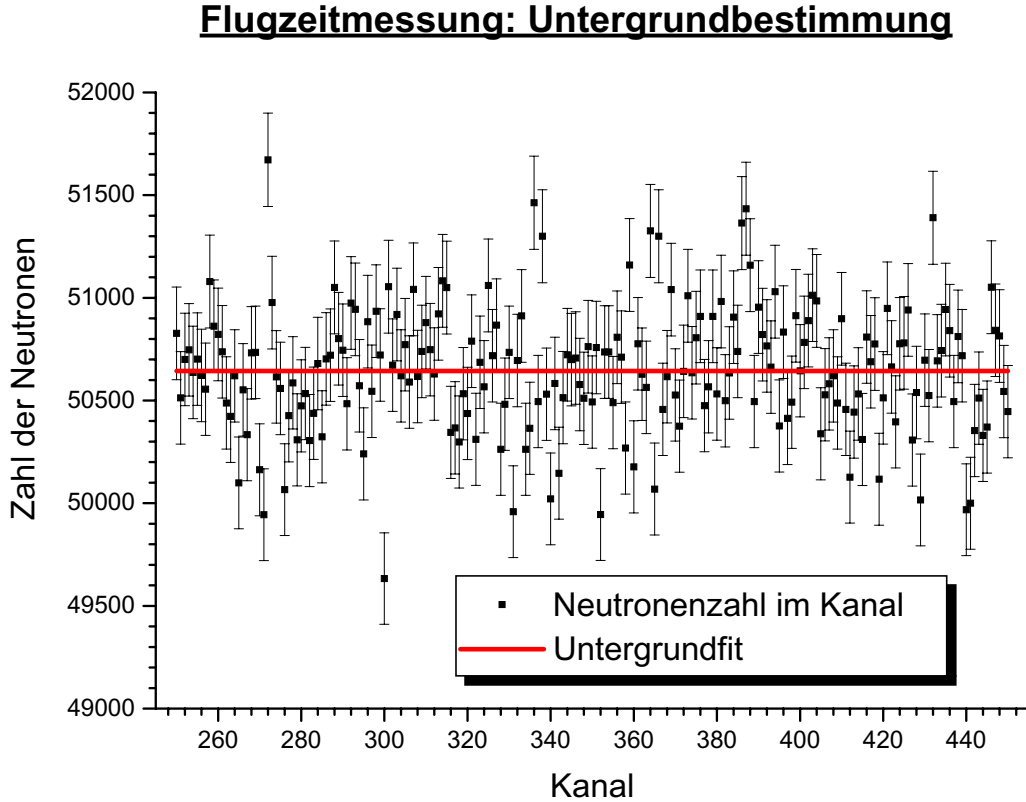


Abbildung 8: Untergrundpulshöhenspektrum

3.4 Bestimmung der mittleren Rotationsfrequenz

Anhand von Figur 6 sieht man, dass der Endpunkt des aufgenommenen Flugzeitspektrums der Neutronen sich *ändert*, da das Spektrum durch eine Schräge Linie endet. Diese letzten Kanäle wurde vergrößert in Figur 9 geplottet und der Wert für den Untergrund aus Abschnitt 3.3 sowie die Abschätzung für den letzten durch die Drift der Frequenz beeinflussten Kanal eingetragen.

Die Veränderung der Frequenz rührt von dem eingesetzten Rennmotor her. Seine Umdrehungszahl nimmt mit der Zeit ab, was auf die Abnutzung der Schleifkohlen zurückzuführen ist. Der in Figur 9 als sehr dramatisch erscheinende Effekt ist in Wirklichkeit recht klein. Er bewirkt ein leichtes verschmieren des Flugzeitspektrums über 13 Kanäle. Betrachtet man das volle Spektrum in Figur 6 so sieht man, dass dieser Effekt nicht allzu groß ist.

Um diesen *systematischen Fehler* zu vermindern wird eine mittlere Rotationsfrequenz über die Meßzeit hin aus Figur 9 bestimmt. Die Untergrundereigniszahl wird hierbei als exakt angenommen. Dies rechtfertigt der Fehler des Fits auf dem *Results* Blatt. Die Frequenz des Zerhackers $\nu_{\text{Zerhacker}}$ ist durch

$$\nu_{\text{Zerhacker}} = \frac{1}{4 \cdot N_{\text{Kanäle}} \cdot T_{\text{dwell}}} \quad (9)$$

gegeben, wobei $N_{\text{Kanäle}}$ die Anzahl der Kanäle des Flugzeitspektrums und T_{dwell} die Integrationszeit eines Kanals angibt. Der Faktor $\frac{1}{4}$ rührt daher, dass auf der Zerhackerscheibe in Figur 4.1 aus [1] vier Schlitze zu finden sind, die Lichtschranke also pro Umdrehung der Scheibe viermal unterbrochen wird.

Flugzeitmessung: Bestimmung der mittleren Rotationsfrequenz

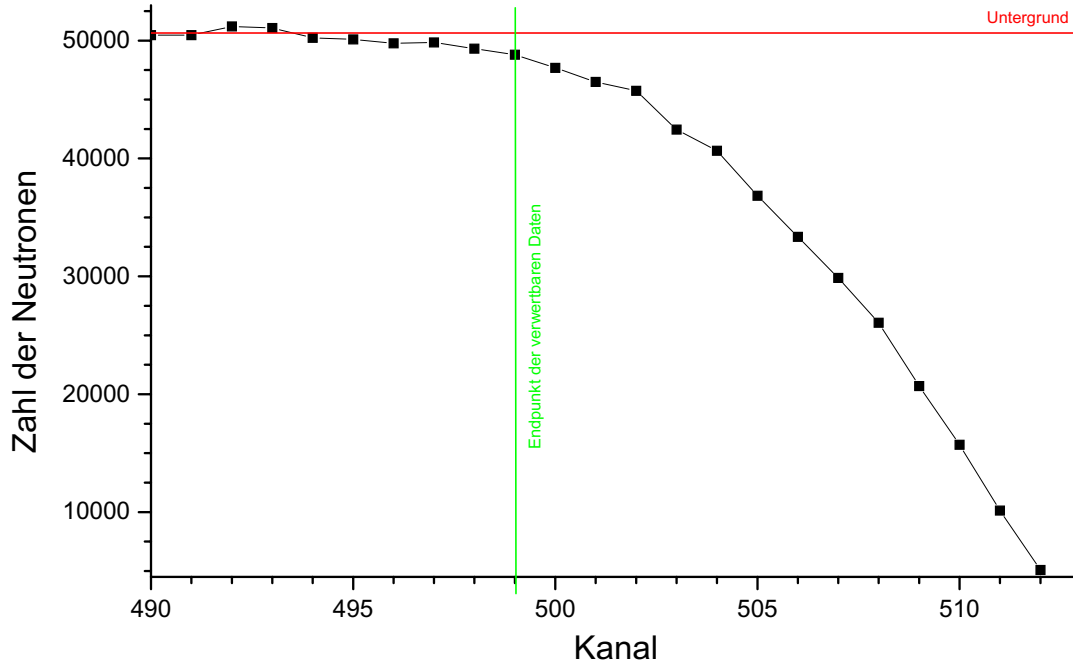


Abbildung 9: Bestimmen einer mittleren Rotationsfrequenz des Zerhackers.

Die mittlere Frequenz dieses Spektrums ergibt sich aus Gleichung (9), indem $\bar{N}_{\text{Kanäle}} = \frac{N_{\text{Anfang}} + N_{\text{Ende}}}{2}$ für die Kanalzahl des Spektrums eingesetzt wird. Hier steht $N_{\text{Anfang}} = 512$ für die Kanalzahl, die die zu Messbeginn eingestellte Frequenz impliziert und $N_{\text{Ende}} = 499 \pm 1$ für die zum Ende vorliegende größere Frequenz, welche eine kleinere Kanalzahl bewirkt, die aus Figur 9 abgelesen wird.

Der Fehler der Frequenzbestimmung ist

$$\Delta \bar{\nu}_{\text{Zerhacker}} = \frac{\Delta N_{\text{Ende}}}{4 \cdot \bar{N}_{\text{Kanäle}}^2 \cdot T_{\text{dwell}}}.$$

Man erhält also

$$\bar{\nu}_{\text{Zerhacker}} = (197,8 \pm 0,4) \text{ Hz}.$$

3.5 Bestimmung des Kanals 0

Der Kanal 0 gibt bezeichnet den Punkt an dem der Zerhacker vollständig geöffnet ist. Er ist durch Gleichung (4.8)

$$\text{Kanal}_0 = \frac{43,605}{1401,6 \cdot \frac{\nu_{\text{Zerhacker}}}{\text{Hz}} \cdot \frac{T_{\text{dwell}}}{\text{s}}} \approx 63$$

aus [1] gegeben.

3.6 Fit des Flugzeitspektrums

Der Fit des Flugzeitspektrums aus Abbildung 6 wird durch das beiliegende C++ Programm `tof.cpp` durchgeführt, dass über die Stapelverarbeitungsdatei `tof_call.cpp` selbstständig alle nötigen Dateien erzeugt.

Es generiert eine χ^2 -Parabel für den Fehler des Fits. Sie ist in Figur 10 gezeigt. Desweiteren berechnet das Programm eine normiertes auf den Nullpunkt verschobenes Spektrum der Meßdaten und das theoretische Spektrum zum Minimum der χ^2 -Parabel.

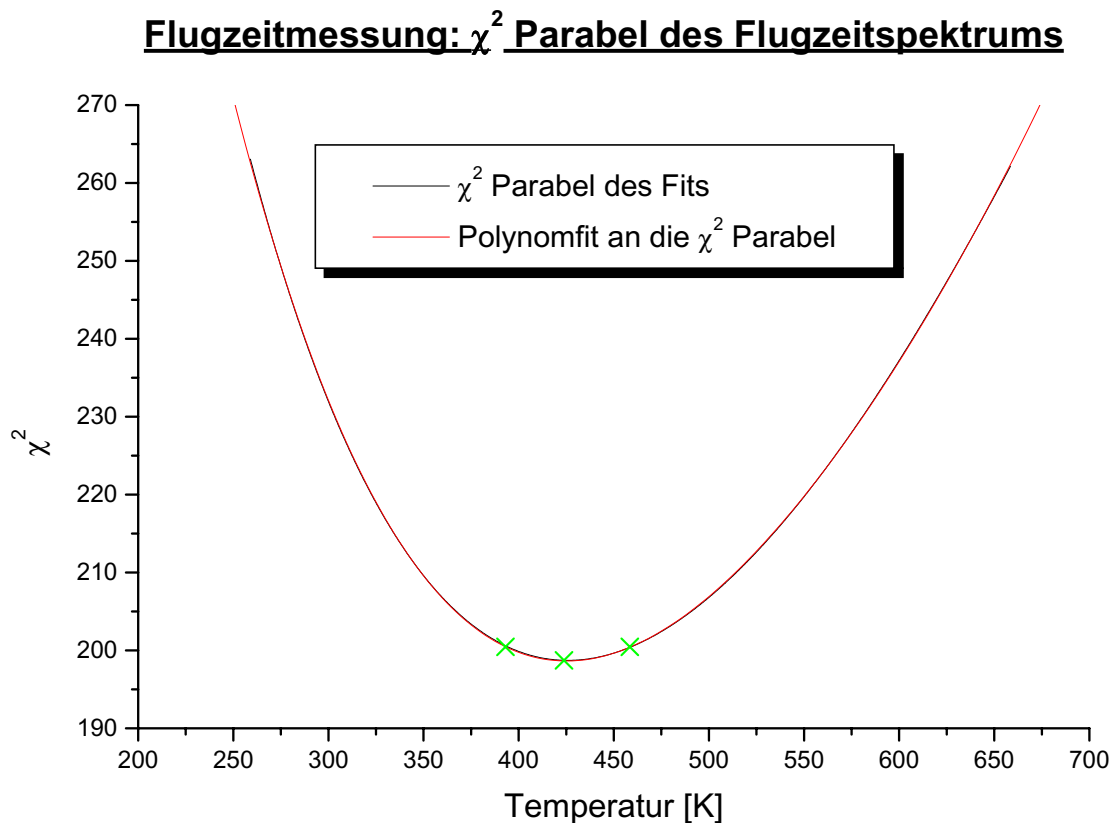


Abbildung 10: χ^2 -Parabel für den Fit des normierten und verschobenen Flugzeitspektrums aus Abbildung 6.

Die χ^2 -Parabel wird durch ein Polynom vierten Grades gut gefittet. Das Fitergebnis ist auf dem *Results* Blatt angegeben. Das Minimum findet man über

$$f(x) = A + B_1x + B_2x^2 + B_3x^3 + B_4x^4 \implies f'(x) = B_1 + 2B_2x + 3B_3x^2 + 4B_4x^3 = 0.$$

Diese Gleichung wird mit Maple unter dem Titel *Bestimmung der besten Fittemperatur des Flugzeitspektrums* numerisch gelöst. Sie hat nur eine reelle Nullstelle bei $x = 423,98$. Der Fit liefert also die Temperatur für das am besten passende Spektrum zu $T = (423 - 31 + 34)$ K mit $\chi^2(T) = 199,38$.

3.7 Analyse des Fits des Flugzeitspektrums

Um die Qualität des Fits zu beurteilen wurde das Spektrum für drei verschiedene weit auseinanderliegende Temperaturen geplottet. Der Plot ist unter der Überschrift *Analyse des Flugzeitspektrums* im Maple Arbeitsblatt zu finden. Es zeigt sich, dass die Spektren trotz großer Variation der Temperatur nicht bedeutend voneinander abweichen.

Dieses Ergebnis ist so bedeutsam, da aus anderen Messungen für das Flugzeitspektrum für die Neutronen eine Temperatur von $T \approx 330 \text{ K}$ erwartet wurde. Die von uns ermittelte Temperatur weicht hiervon um fast 100 K ab!

Diese Abweichung ist auf die unterschiedliche Lage des Untergrundes rechts und links von dem Peak in dem Flugzeitspektrum in Abbildung 6 zurückzuführen. Diese Asymmetrie bewirkt ein zu hohes Ergebnis der Fitroutine, da der linke Untergrund höher liegt, als jener rechts von dem Peak. In dem Maple-Plot der verschiedenen Flugzeitspektren sieht man, dass für größere Temperaturen der Anstieg steiler wird, wie es für den Fit unserer Messdaten erforderlich ist.

Ein genauerer Temperaturfit, als der in dieser Auswertung durchgeführte, muss die Faltung des Flugzeitspektrums mit der Öffnungsfunktion des Zerhackers berücksichtigen. Die Faltung bewirkt eine Verbreiterung der in Graph 11 gezeigten theoretischen Kurve, die dann die Messdaten auch wirklich beschreibt.

Flugzeitmessung: Normiertes experimentelles Flugzeitspektrum

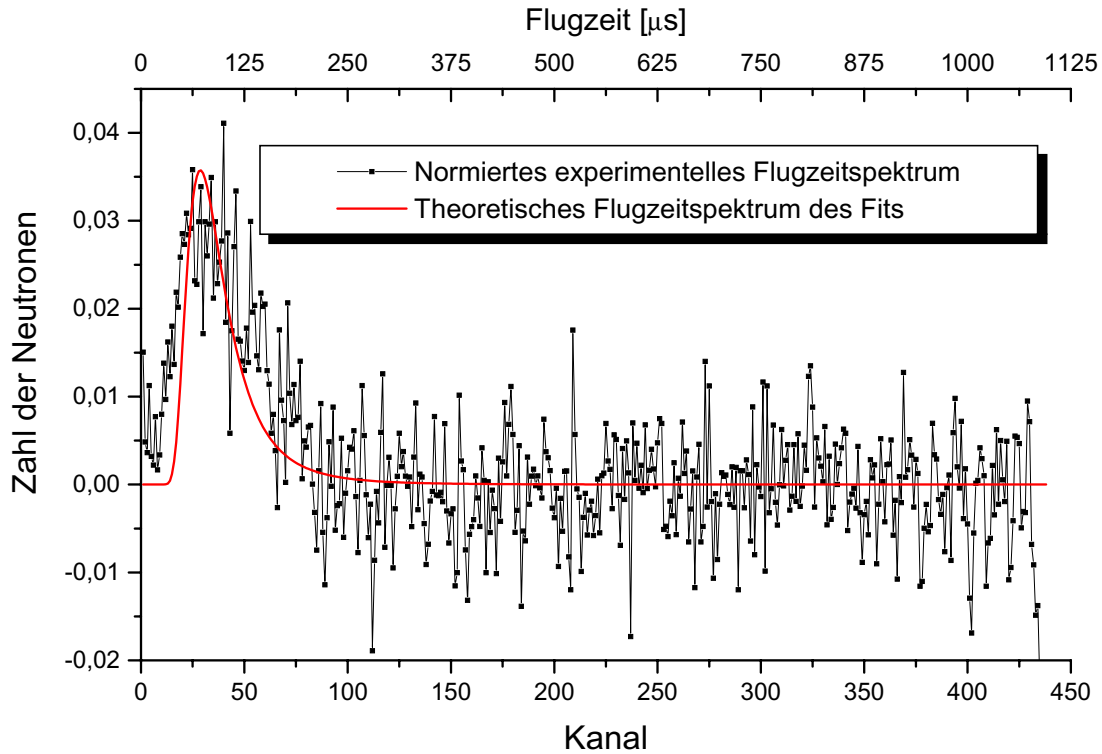


Abbildung 11: Plot des Fit und des normierten und verschobenen Flugzeitspektrums aus Abbildung 6.

3.8 Bestimmung des Wellenlängenspektrums

Die zu Gleichung (4.3) aus [1] analoge Beziehung lautet

$$\int_0^{\infty} S(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} N'(v) dv \implies S(\lambda) = N'(v) \left| \frac{dv}{d\lambda} \right|.$$

Mit ihr sowie Gleichung (4.2) aus [1] und der DE BROGLIESchen Wellenlängen-Impuls-Beziehung $p = mv = \frac{h}{\lambda} \iff \frac{dv}{d\lambda} = -\frac{h}{m\lambda^2}$ ergibt sich das noch *nicht* normierte theoretische Wellenlängenspektrum der Neutronen

zu

$$S(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{h}{m\lambda} \right)^3 e^{-\frac{m}{2kT} \frac{h^2}{m\lambda^2}} \frac{h}{m\lambda^2}.$$

Ein Plot des Wellenlängenspektrums wurde mit Maple erstellt und ist im Maplearbeitsblatt unter dem Abschnitt *Wellenlängenspektrum der Flugzeitmessung* zu finden.

4 Radiographie

Bei Radiographie handelt es sich um eine Durchleuchtung vergleichbar mit einer Röntgenaufnahme. Die Schwächung eines thermischen Neutronenstrahls ist jedoch viel geringer. Die Eindringtiefe hängt stark vom Isotop ab. Da der Fluss der verwendeten Quelle zu gering ist, um einen Film zu schwärzen wird ein Szintillator zwischengeschaltet, der für eine hohe Photonenausbeute sorgt. Er wird dann in eine handelsübliche Polaroidkamera eingesetzt.

Es wurde ein Bild von ein paar Magnettafelbuchstaben aufgenommen. Das Bild ist trotz des Szintillators und einer langen Belichtungszeit von mehreren Stunden nur sehr schwach.

Literatur

- [1] F17 experimente zur neutronenphysik, 02 2000. Skript zum Versuch F17 im Fortgeschrittenenpraktikum in Physik der Ruprecht-Karls Universität Heidelberg.

5 Kritische Diskussion

Die erste Aufgabe bestand darin Wirkungsquerschnitte von mehreren verschiedenen Stoffen zu bestimmen. Leider sind die Ergebnisse sehr unbefriedigend. Nur bei zwei Substanzen findet man eine grobe Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Es ist zu vermuten, dass diese Abweichungen von epithermischen Neutronen hervorgerufen werden.

Ein weitere Möglichkeit Neutronen zu verwenden haben wir durch die Aktivierungsanalyse kennengelernt. Hier haben wir die unbekannte Zusammensetzung verschiedener Proben bestimmt, indem wir sie Neutronen ausgesetzt haben und hernach die γ -Spektren der Proben aufgenommen haben. Der Detektor war leider nicht gut kalibriert, so dass die gemessenen Energien von γ -Linien nur ungefähr mit den Literaturwerten übereinstimmten. Trotzdem gelang es uns den Inhalt der Proben 2, 5 und 8 herauszufinden.

Eine Untergrundbestimmung, in der der Detektor leer mißt zeigt eine deutliche Linie von $^{40}_{19}\text{K}$, die auch in allen Pulshöhenspektren der Proben gefunden wurde. Kalium ist ein allgegenwärtiges Element, dass unter anderem besagtes Isotop enthält. Das auftreten dieser Linie ist deshalb zu erwarten.

Eine weitere Linie in allen Spektren der Proben aber nicht im Untergrund wird durch $^{28}_{13}\text{Al}$ hervorgerufen. Dies ist auch klar, da alle Proben mit Aluminium ummantelt sind.

Probe 2 enthält größtenteils $^{52}_{23}\text{V}$, Probe 5 ist $^{64}_{29}\text{Cu}$ und $^{66}_{29}\text{Cu}$ und Probe 8 besteht aus $^{149}_{60}\text{Nd}$. Anhand der Linie von $^{52}_{23}\text{V}$ von Probe 2 konnte der FANO-Faktor des verwendeten Germaniumdetektors zu $0,45 \pm 0,01$ bestimmt werden. Ein Vergleich der relativen Intensitäten der Linien des $^{149}_{60}\text{Nd}$ zeigt eine grobe Übereinstimmung mit den Literaturwerten, bis auf einen Ausreißer, der auf eine falsch identifizierte Linie hindeutet.

Eine weitere interessante Anwendung der Neutronenquelle des Versuchs bestand darin das Flugzeitspektrum der Neutronen zu bestimmen. Als Drehfrequenz der Zerhackerscheibe wird $(197,8 \pm 0,4)$ Hz gewählt.

Ein Fit des aufgenommenen Spektrums durch das erwartete thermische Spektrum ergibt eine Temperatur von $T = (423 - 31 + 34)$ K. Diese Temperatur übertrifft das Ergebnis das zuvor unabhängig von uns bestimmt wurde um fast 100 K. Diese enorme Abweichung kann auf die unglückliche Form unserer Messung zurückgeführt werden, da der Untergrund nicht gleichmäßig ist, sondern einen kleinen Sprung macht. Dieser Faktor wirkt sich entscheidend auf das Ergebnis aus, da das theoretische Spektrum sich bei Temperaturänderung nur recht geringfügig ändert.

Das Flugzeitspektrum wurde nun noch in das entsprechende Wellenlängenspektrum umgerechnet. Dieses hat die gleiche Form wie das Flugzeitspektrum.

Über die Radiographie konnten Photos von Gegenständen gemacht werden, die auf einem lichtdicht verschlossenen Polaroidfilm lagen. Da die Neutronenquelle zu schwach ist, um den Film direkt zu schwärzen musste jedoch noch eine Szintillatorplatte unter das Objekt gelegt werden.