

Neutroneneinfang an Krypton im astrophysikalischen s -Prozess

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt am Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Stefan Fiebiger
aus Ueckermünde

Frankfurt am Main 2018
(D30)

Vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan:

Prof. Dr. Owe Phillipsen

Gutachter:

Prof. Dr. René Reifarth

Prof. Dr. Uwe Greife

Datum der Disputation:

1	Einleitung	1
1.1	Die Geschichte der Sterne	1
1.2	Die solare Häufigkeitsverteilung und Nukleosynthese	2
1.2.1	Die leichten Elemente	3
1.2.2	Die schweren Elemente	4
1.3	Ziel der Arbeit	8
2	Grundlagen zur Messung mit Neutronen	11
2.1	Q-Wert und Summenenergie	11
2.2	Wirkungsquerschnitt	12
2.2.1	Geometrischer Wirkungsquerschnitt	12
2.2.2	Reaktionsrate	13
2.2.3	Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfangsreaktionen	14
2.2.4	Maxwell Averaged Cross Section (MACS)	15
2.2.5	Stellare Reaktionsrate	15
3	Experimentelle Methoden	17
3.1	Experimenteller Aufbau	17
3.1.1	Flugzeitmethode	17
3.1.2	DANCE	17
3.1.3	BaF ₂	20
3.2	Multiplizität	20
3.3	Analysesoftware FARE	22
3.4	Teilchendiskriminierung	22
3.5	Neutronenmonitorkalibrierung	22
3.6	Kalibrierung am Goldstandard	24
3.7	Korrekturen durch Probenmaße	24
3.7.1	Transmission	26
3.7.2	Streukorrekturen	26

Inhaltsverzeichnis

3.8	Zeitkorrekturen	27
3.9	Energiekalibrierung	28
3.10	Detektoreffizienz	30
3.10.1	γ -Kaskaden mit DICEBOX	31
3.10.2	Simulation der Detektoreffizienz mit GEANT3	32
4	Proben	35
4.1	^{83}Kr und ^{86}Kr Proben	35
4.2	^{85}Kr Probe	37
5	Auswertung	41
5.1	^{83}Kr Analyse	41
5.1.1	Summenenergie- und Multiplizitätsbedingungen	41
5.1.2	Kombination der ^{83}Kr Messungen	43
5.1.3	Untergrundabzug	45
5.1.4	Korrekturfaktor für Streuung und Absorption	46
5.1.5	^{83}Kr Effizienz	46
5.1.6	Neutroneneinfangquerschnitt von ^{83}Kr	49
5.1.7	^{83}Kr MACS	54
5.1.8	Statistische Unsicherheiten	57
5.1.9	Systematische Unsicherheiten	57
5.2	^{86}Kr Analyse	58
5.2.1	Untergrund ^{86}Kr	59
5.2.2	Probenkontaminationen	59
5.2.3	Weitere ^{86}Kr Analyse	62
5.3	^{85}Kr Analyse	65
5.3.1	Überprüfung der Teilchenzahl	65
5.3.2	^{85}Kr Spektrum	67
5.3.3	^{85}Kr Untergrundabzug	67
6	Astrophysikalische Auswirkungen	71
7	RbCl Flugzeitrekonstruktion	75
7.1	^{85}Rb als Bestandteil der ^{85}Kr -Probe	75
7.2	Messdatenbeschädigung	75
7.3	Korrektur	77
7.4	Auswirkungen der Korrektur	77
8	Zusammenfassung und Ausblick	83
	Literaturverzeichnis	87
	Abbildungsverzeichnis	95
	Tabellenverzeichnis	97
	Anhänge	99

1.1 Die Geschichte der Sterne

Der Blick in den Himmel ist eine Faszination, die dem Menschen seit je her innewohnt. Die Bedeutung der Himmelskörper in unserer Geschichte könnte nicht fundamentaler sein. Bereits frühe Hochkulturen verehrten sie als Gottheiten, allen voran die Sonne, die als Ra (Ägypten), Sól (Nordisch) oder Amaterasu (Japan) zentrale Rollen im Leben der Menschen einnahmen. Später machten sich Kulturen wie die alten Griechen auf, den Himmel und seine Geheimnisse verstehen zu lernen. Sie beobachteten den Verlauf der Sterne und so entstand ein Weltbild, in dem die Erde das Zentrum einnahm. Um sie kreisten Sterne, Mond, Planeten und die Sonne.

Auch wenn sich dieses Bild des Universums für die nächsten 2000 Jahre nicht änderte, flammte die Neugier des Menschen in der Renaissance erneut auf und große Persönlichkeiten wie Tycho Brahe [1], Johannes Kepler [2] und Galileo Galilei [3] revolutionierten das Bild der Welt, in der wir leben. Über die nächsten 500 Jahre strebte man nach einem immer besseren Verständnis der Sterne. Schon bald begann man naturwissenschaftliche Konzepte auf das Beobachtete anzuwenden, allen voran Isaac Newton [4]. Dies war die Geburt der Astrophysik, die Verbindung von Astronomie und Physik.

Mit dem Wissen über das Universum wuchsen auch die Fragen. Wie ist das Universum entstanden? Wie hat es sich entwickelt? Was sind die Prozesse, die Sterne zum Leuchten bringen? Und, wie sind wir entstanden? Führten einige dieser Fragen auf immer größere Skalen von Planetensystemen, Galaxien und letztendlich auf die Größe des gesamten Universums selbst, brachten uns andere der Fragen ins Kleine. Wollte man verstehen wie die grundlegenden Prozesse, die Umwandlung von Materie in Energie und die Entstehung der Elemente vonstatten gehen, musste man die inneratomaren Kernkräfte selbst verstehen.

Bethe und Weizsäcker zeigten zunächst wie die Sonne und andere Sterne Energie produzieren.

1.2 Die solare Häufigkeitsverteilung und Nukleosynthese

Damit hatte man eine Idee von den Abläufen im Inneren der Sterne und der Produktion der Elemente bis hin zu Eisen. Allerdings waren die schweren Elemente immer noch ein Rätsel. In den 1950er Jahren begründeten Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle das Feld der nuklearen Astrophysik mit einer Idee der Nukleosynthese der schweren Elemente, die in Sternen stattfindet [5]. Bis heute hat sich unser Verständnis über die Elementsynthese stark verbessert. Neue Szenarien für deren Produktion und eine Vielzahl von Methoden zur Nachstellung der stellaren Reaktionen auf der Erde wurden gefunden. Dennoch bleiben noch viele Fragen nach dem genauen Ablauf der Nukleosynthese zu beantworten.

1.2 Die solare Häufigkeitsverteilung und Nukleosynthese

Die Entstehung der Elemente kann grob in drei Abschnitte unterteilt werden: Die Elemente von H bis Li wurden in der Zeit bis kurz nach dem Big Bang gebildet. Von damals an fusionieren Sterne die Elemente bis Eisen. Diese beiden Gruppen werden im Folgenden als *leichte* Elemente bezeichnet. Der Großteil der anderen, *schweren* Elemente (schwerer als Eisen) werden dann über Neutroneneinfangsreaktionen in verschiedenen Szenarien erzeugt. Diese Einteilung, sowie die Häufigkeiten mit der die Elemente in der Sonne vorkommen, ist in Abb. 1.1 dargestellt.

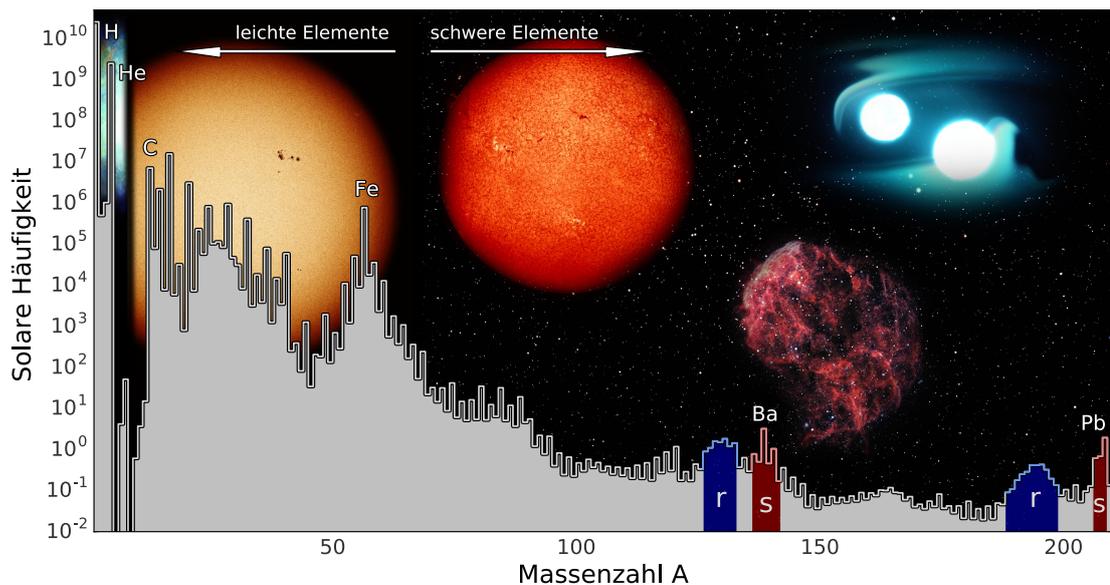


Abbildung 1.1: Die beobachteten solaren Häufigkeiten der Elemente. Die Anzahl der Siliziumatome wurde auf 10^6 festgelegt. Hervorgehoben sind die Peaks durch Beiträge des *s*- und *r*-Prozess. Im Hintergrund sind die Produktionsorte der Elemente angedeutet. Von links nach rechts: Big Bang [6], Fusion in Sternen [7], AGB Sterne [7], Supernovae [7], Kollision von Neutronensternen [8]. Daten der Häufigkeiten aus [9].

1.2.1 Die leichten Elemente

Primordiale Nukleosynthese

Die Bildung der Elemente H, He und Li fand in einem Zeitraum von ca. 20 min [10] nach der Entstehung des Universums im Big Bang statt. Nach der inertialen Erzeugung von Deuterium (D) durch Neutroneneinfänge an freien Protonen und dem Fallen der Temperatur unter dessen Bindungsenergie von $T = 2,23 \text{ MeV}$ [11], wurden zunächst über verschiedene Reaktionskanäle ${}^3\text{He}$ produziert. Da keine stabilen Isotope mit der Massenzahl 5 existieren und wegen der kurzen Prozessdauer, ist die weitere Nukleosynthese mittels ${}^4\text{He} + \text{p}$ und ${}^4\text{He} + \text{n}$ gehemmt und die folgenden Elementhäufigkeiten sind stark unterdrückt. Die Massenzahlen 6 und 7 konnten so nur über die Reaktionen



erzeugt werden. Das in Gl.(1.3) produzierte ${}^7\text{Be}$ zerfällt anschließend zu ${}^7\text{Li}$. Somit ergeben sich die Isotopenhäufigkeiten, die in Tabelle 1.1 gezeigt sind.

Isotop	Theorie	Beobachtungen
${}^4\text{He}$	$0,24771 \pm 0,00014$ [12]	$0,254 \pm 0,003$ [13]
D/H	$(2,60 \pm 0,07) \cdot 10^{-5}$ [12]	$(2,53 \pm 0,04) \cdot 10^{-5}$ [14]
${}^3\text{He}/\text{H}$	$(1,00 \pm 0,01) \cdot 10^{-5}$ [15]	$(0,9 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$ [16]
${}^7\text{Li}/\text{H}$	$(4,68 \pm 0,67) \cdot 10^{-10}$ [15]	$(1,23^{+0,68}_{-0,32}) \cdot 10^{-10}$ [17]
${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$	$(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ [15]	$\leq 10^{-2}$ [18]

Tabelle 1.1: Vergleich der Häufigkeiten der Isotope, die in der primordialen Nukleosynthese produziert wurden.

Offensichtlich ist die starke Abweichung zwischen Theorie und Beobachtungen von einem Faktor 3 - 4 für Lithium, was als *primordiales Lithiumproblem* bezeichnet wird. Lösungen hierfür können in allen beteiligten Bereichen zu dessen Bestimmung gesucht werden. Dazu gehören die schwierige Beobachtung von Lithium in den Photosphären von metallarmen Sternen, die Messung von Reaktionskanälen, die Li vermehrt produzieren und mögliche Abweichungen vom Standard ΛCDM -Modell [19, 20].

Nukleosynthese durch Fusion

Ein wichtiger Zeitpunkt in der Entwicklung des Universums war der Beginn der Reionisation und damit die Geburt der ersten Sterne. Heute geht man davon aus, dass die Sternenentwicklung

1.2 Die solare Häufigkeitsverteilung und Nukleosynthese

zu einer Zeit von ca. 0,11 Gy nach dem Big Bang begann, was einer Rotverschiebung von $z \approx 15$ entspricht [21, 22]. Diese ersten Sterne, auch Population III Sterne genannt, hatten die gleiche Zusammensetzung des intergalaktischen Mediums, wie es nach der primordialen Nukleosynthese (siehe Tabelle 1.1) vorlag.

Erst hier in den Sternen begann die Produktion weiterer Elemente. Dabei wird zunächst in der sogenannten pp-Kette aus vier Protonen ein He-Kern erzeugt. Eine weitere Möglichkeit zur Produktion von He ist der CNO-Zyklus, der erst in späteren Sternengenerationen ablaufen kann, da hierfür C als Katalysator dienen muss.



Nachdem der Wasserstoffvorrat im Kern des Sterns aufgebraucht ist, beginnt er schwerere Elemente zu fusionieren, bis in massiven Sternen die Fe-Ni Elementregion erreicht ist (siehe Abb. 1.2). Anhand des Tröpfchenmodells der Atomkerne kann abgeschätzt werden, dass hier die größte Bindungsenergie pro Nukleon vorliegt. Durch weitere Fusion wird also keine Energie mehr erzeugt, die den Stern stabilisieren könnte.

1.2.2 Die schweren Elemente

r-Prozess

Etwa die Hälfte der Elemente schwerer als Fe wird in extremen Szenarien durch den schnellen (engl. rapid) Neutroneneinfangsprozess (*r*-Prozess) gebildet. Das Hauptmerkmal dieses Prozesses ist der Einfang von Neutronen, bevor ein Zerfall stattfinden kann, d.h. $t_{\text{Neutroneneinfang}} \ll t_{\text{Zerfall}}$. Solche Zerfälle können entweder durch Aussendung eines β^- oder neutroneninduzierte Spaltung ausgelöst werden. Lange Zeit ging man davon aus, dass der *r*-Prozess ausschließlich in Supernovae abläuft, dem explosiven Ende von massiven Sternen mit $M > 8 M_{\odot}$. Detaillierte Simulationen offenbarten allerdings, dass die Bedingungen hierbei nicht ausreichend sind, um die *r*-Prozess Häufigkeiten der Elemente bis Uran zu erklären. Allerdings kann dieses ursprüngliche Szenario die leichteren schweren Elemente Sr, Y, Zr produzieren [23]. Solche Neutrino getriebenen Winde (engl. Neutrino-driven wind) zählt man, wie auch Teile des Ausstoßes von Binärsternkollisionen und auch späte magnetohydrodynamische Jets (MHD) von Kernkollapssupernovae, zum sogenannten schwachen *r*-Prozess.

Zur Hauptkomponente des *r*-Prozess tragen nach heutiger Ansicht Kollisionen von Neutronensternen (engl. neutron star merger) und Ausstöße von neutronenreichem Material von magnetischen Turbulenzen in magnetohydrodynamisch getriebenen Winden in Kernkollapssupernovae (MHDJs) bei [24, 25]. Diese Prozesse können die Häufigkeiten in den beiden *r*-Prozess Peaks erklären (siehe Abb. 1.1).

Die exakte Simulation von solchen Szenarien stellt immer noch eine große Herausforderung in der Astrophysik dar. Zum einen sind komplexe mehrdimensionale Simulationen sehr rechenintensiv, zum anderen fehlen an vielen Stellen genaue Werte zu unter anderem β -Zerfallsraten, Massen, Neutrinointeraktionen und neutroneninduzierten Spaltungen. Darüber hinaus ist die

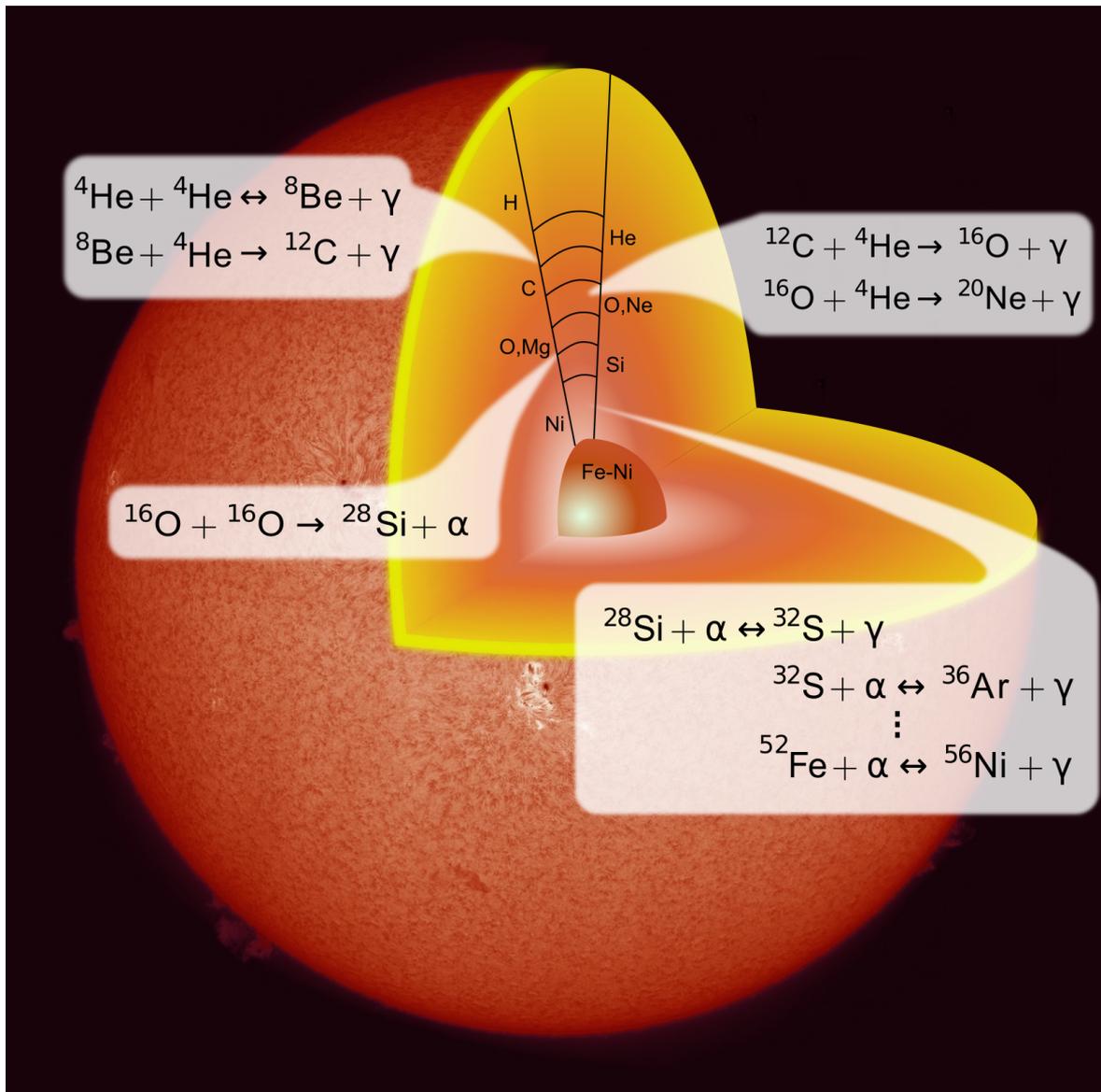


Abbildung 1.2: Künstlerische Darstellung der Fusionsprozesse in schweren Sternen. Hier ist ein roter Riesenstern dargestellt, in dem zwiebelschalenartig von außen nach innen Fusion zu immer schwereren Elementen stattfindet. Gezeigt sind die wichtigsten Reaktionen. Darüberhinaus werden zum Kern hin u.a. die Elemente Ne, Na, Mg, P, Ca, Ti und Cr durch verschiedene Einfangs- und Photodesintegrationsreaktionen gebildet. Letztendlich bildet sich ein Fe-Ni Kern, der wegen fehlender Energieproduktion zum Kollaps des Sterns und Auslösen einer Supernova führt. Die Größe der Schalen ist nicht maßstabsgetreu. Foto von [7].

1.2 Die solare Häufigkeitsverteilung und Nukleosynthese

Frage, mit welchem Szenario die r -Prozess Häufigkeiten zu erklären sind, noch lange nicht geklärt. In der Tat geht man davon aus, dass mehrere Prozesse zu den im Sonnensystem beobachteten r -Prozess Häufigkeiten beigetragen haben [26]. Dies macht es schwierig den Beitrag des schnellen Neutroneneinfangsprozesses direkt zu bestimmen. In der Realität wird dazu die Häufigkeitsverteilung des deutlich besser untersuchten langsamen Neutroneneinfangs (s -Prozess) von der solaren Häufigkeit subtrahiert.

s -Prozess: Hauptkomponente

Der langsame (engl. slow) Neutroneneinfangsprozess bewegt sich wegen seiner langen Neutroneneinfangszeiten, verglichen mit den β -Zerfallszeiten, nahe am Tal der stabilen Isotope. Auch für den s -Prozess gibt es verschiedene astrophysikalische Szenarien. In leichten Sternen von $1 M_{\odot}$ - $5 M_{\odot}$ findet die Hauptkomponente des s -Prozess statt. Ist der Wasserstoff im Kern aufgebraucht verlassen die Sterne die Hauptreihe und schwerere Elemente als H beginnen zu fusionieren. Nach Durchlaufen verschiedener Brennphasen hat sich im Kern des Sterns ein C/O-Kern gebildet. Zu diesem Zeitpunkt wechseln sich He- und H-Schalenbrennen ab. Diese Phase in der Sternentwicklung nennt man thermisch pulsierenden asymptotischen Riesenast (engl. thermally pulsating asymptotic giant branch / TP-AGB). Hat sich nach ca. 10^4 y genügend He angesammelt, zündet dieses explosionsartig in einem thermischen Puls. Durch konvektiven Energietransport mischt sich H in den oberen Bereich der He-Zwischenschicht, wo anschließend durch $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ in einer schmalen Schicht gebildet wird. Daraus resultiert die erste Phase der Neutronenproduktion in der Hauptkomponente des s -Prozess in der Zeit zwischen zwei thermischen Pulsen mittels der Reaktion



Dabei werden Neutronendichten von $n_n \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ - 10^7 cm^{-3} [27] über einen Zeitraum von etwa 10 000 y erreicht und die Elemente von Sr bis Bi werden erzeugt. Allerdings ist die Bildung der ^{13}C Tasche noch nicht vollständig geklärt. Zum Beispiel würde ein zu großer Einfang von Protonen zu viel des Neutronengiftes ^{13}N produzieren. Für einige Jahrzehnte wurde daher die ^{13}C Tasche so parametrisiert, dass sie die beobachteten s -Prozess Häufigkeiten reproduziert. Ein neuer Ansatz ist die Bildung der Tasche durch magnetischen Auftrieb [28, 29].

In einer zweiten Phase können Neutronen ebenfalls mittels der Reaktion

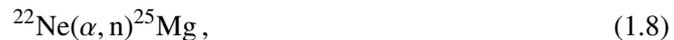


erzeugt werden. Dies geschieht, wenn Temperaturen während des thermischen Pulses am Ursprungspunkt des konvektiven Massenaustausches auf $2,5 \cdot 10^8$ K steigen. Zwar können die Neutronenflüsse hier bis auf 10^{10} cm^{-3} ansteigen, allerdings dauert diese Phase nur wenige Jahre und trägt damit nur ca. 5 % zum zeitintegrierten Neutronenfluss bei. Hinweise auf die untergeordnete Rolle von ^{22}Ne als Neutronenquelle in leichten Sternen gibt die geringe Häufigkeit von neutronenreichen stabilen Isotopen wie ^{86}Kr und ^{96}Zr [30], sowie die das Verhältnis von Rb/Zr in Kohlenstoffsternen [31].

s-Prozess: schwache Komponente

Der Massenbereich von $A \leq 90$ kann durch die Hauptkomponente nicht reproduziert werden. Hier kommt ein weiterer Teil des s -Prozess zum Tragen, die *schwache* Komponente. Diese findet in schweren Sternen mit Massen von $M \geq 8 M_{\odot}$ und bei deutlich geringeren zeitintegrierten Neutronenflüssen statt. Ein solcher Stern ist kurz vor der Explosion in einer Typ II Supernova in Abb. 1.2 dargestellt.

Die Neutronenquelle der schwachen Komponente ist die Reaktion



wobei das inertielle ${}^{22}\text{Ne}$ aus ${}^{14}\text{N}$ gebildet wird, welches wiederum im CNO-Zyklus durch α -Einfänge entsteht. Die Ne-Neutronenquelle spielt dabei in zwei Brennphasen eine Rolle. Zunächst am Ende des konvektiven He-Kernbrennens wo Temperaturen von $T > 2,5 \cdot 10^8$ K entstehen. Ein zweites Mal aktiviert wird die Reaktion während des C-Schalenbrennens, wobei hier α 's durch die Reaktion ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, \alpha){}^{20}\text{Ne}$ zur Verfügung gestellt werden. Hier kann es zu Neutronendichten von $n_n \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ kommen [32].

Modellabhängig kann es auch einen Beitrag aus dem He-Schalenbrennen geben. Dieser könnte ähnlich effizient wie im He-Kernbrennen [33] oder, abhängig von der Temperatur am unteren Rand der Schale, kaum aktiv sein [34]. Auch im C-Kern kann vollständig analog zum C-Schalenbrennen s -Material produziert werden, dieses ist aber für die totale Häufigkeit der s -Isotope nicht von Interesse, da es durch Photodesintegration im explosiven Szenario der Supernova zerstört wird.

s-Prozess: Verzweigungspunkte

An mehr als 60 Stellen im s -Prozess [35], an denen die Zerfallsraten vergleichbar sind mit den Neutroneneinfangsraten $r_{\beta} \approx r_n$, liegen sogenannte Verzweigungspunkte vor. Dabei ist die Rate definiert als $r = \dot{N} = \lambda \cdot N$, wobei N die Teilchenanzahl und λ die Zerfallskonstante sind. Das bedeutet, dass sich an diesen Stellen der s -Prozesspfad aufteilen kann und signifikante Anteile zwei verschiedener Isotope (ausgehend vom Verzweigungsisotop) produziert werden. Dabei können sowohl die Zerfallskonstanten für den β -Zerfall $\lambda_{\beta} = \ln(2)/t_{1/2}$ als für den Neutroneneinfang $\lambda_n = n_n \langle \sigma v \rangle v_T$ von den Temperaturen im Stern abhängen [36]. Die Messungen der Neutroneneinfangsquerschnitte, die häufig wichtige Informationen zum Ablauf des s -Prozesses, wie z.B. Temperatur und Neutronendichte, liefern, sind an solchen instabilen Isotopen besonders herausfordernd. Hier muss zunächst Probenmaterial in ausreichender Menge und Reinheit hergestellt werden, oft betragen die Halbwertszeiten nur wenige Tage oder Monate. Außerdem geht von solch hergestellten Proben meist eine hohe Strahlenbelastung aus. Die 21 wichtigsten Verzweigungspunkte sind [37]: ${}^{63}\text{Ni}$, ${}^{79}\text{Se}$, ${}^{81,85}\text{Kr}$, ${}^{95}\text{Zr}$, ${}^{134,135}\text{Cs}$, ${}^{147}\text{Nd}$, ${}^{147,148}\text{Pm}$, ${}^{151}\text{Sm}$, ${}^{154,155}\text{Eu}$, ${}^{153}\text{Gd}$, ${}^{160}\text{Gd}$, ${}^{163}\text{Ho}$, ${}^{170,171}\text{Tm}$, ${}^{179}\text{Ta}$, ${}^{185}\text{W}$, ${}^{204}\text{Tl}$. Bis heute wurden nur wenige dieser Isotope im astrophysikalisch interessanten Energiebereich vermessen. Dazu gehören ${}^{63}\text{Ni}$ [38], ${}^{151}\text{Sm}$ [39] und kürzlich ${}^{147}\text{Pm}$, ${}^{171}\text{Tm}$ und ${}^{204}\text{Tl}$, welche sich noch im Prozess der Auswertung befinden [40]. Die Kombination von kurzer Halbwertszeit und hohen β -Zerfallsenergien verhindert

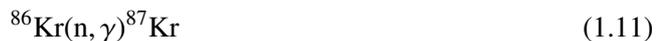
1.3 Ziel der Arbeit

wegen des starken Hintergrundes und geringer Detektorzählstatistik eine effektive Messung an heutigen Anlagen.

1.3 Ziel der Arbeit

Ein für die Astrophysik interessanter Bereich sind die Isotope um den Verzweigungspunkt ^{85}Kr . Dieser ist relevant für den schwachen s -Prozess in schweren Sternen und kann dabei helfen die Kenntnis über deren Neutronendichten zu verbessern. Weiterhin sind die Neutroneneinfangsquerschnitte wichtig für den Cosmochronometer $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$, mit dem das Alter des Universums bestimmt werden kann.

In dieser Arbeit sollen daher die Neutroneneinfangsquerschnitte der Reaktionen



mit Hilfe der Flugzeitmethode energieabhängig gemessen werden. Aus diesen Ergebnissen sollen schließlich im Bereich des astrophysikalischen s -Prozess die MACS (siehe Kapitel 2.2.4) für $kT = 30 \text{ keV}$ bestimmt werden. Die Position in der Nuklidkarte und die Verzweigung des s -Prozess in dieser Region sind in Abb. 1.3 dargestellt.

Eine besondere Herausforderung ist dabei die Herstellung und der Umgang mit dem jeweiligen Probenmaterial. Kr, als Edelgas, hat einen Siedepunkt von $121,2 \text{ K}$ [41], was dessen Verflüssigung beim Vorbereiten der Proben sehr schwierig macht. Darüber hinaus ist die benötigte Menge an Gas für ^{86}Kr sehr groß, was mit einem hohen Druck in den Probenbehältern verbunden ist. Neben den stabilen Isotopen $^{83,86}\text{Kr}$ wurde im Fall von ^{85}Kr zum ersten mal eine gasförmige, radioaktive Probe am DANCE-Aufbau in Los Alamos verwendet.

Datensituation

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit wurden die Neutroneneinfangsquerschnitte von ^{83}Kr und ^{86}Kr bereits mit der Flugzeitmethode am Geel Electron Linear Accelerator (GELINA) von Mutti *et al.* [42] gemessen. Dabei wurden die in einem AlMg_3 Container eingeschlossenen Gase im Energiebereich von $9 \text{ keV} - 600 \text{ keV}$ gemessen und an einer ebenfalls verwendeten Xe-Probe normiert. Die in dieser Messung erhaltenen MACS sind in Tabelle 1.2 dargestellt.

Aufgrund der schwierigen Messung am radioaktiven Gas ^{85}Kr wurden bis jetzt noch keine direkten Messungen durchgeführt. Die Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte liegen deshalb immer noch bei $50\% - 80\%$. Eine in 2013 von Raut *et al.* durchgeführte Messung verwendet dabei die inverse Reaktion $^{86}\text{Kr}(\gamma, n)^{85}\text{Kr}$, um auf den MACS bei $kT = 30 \text{ keV}$ zu schließen. Außerdem existieren zwei weitere Messungen im thermischen Bereich, die allerdings ebenfalls große Diskrepanzen zeigen. Die bisher gemessenen ^{85}Kr Neutroneneinfangsquerschnitte sind in Tabelle

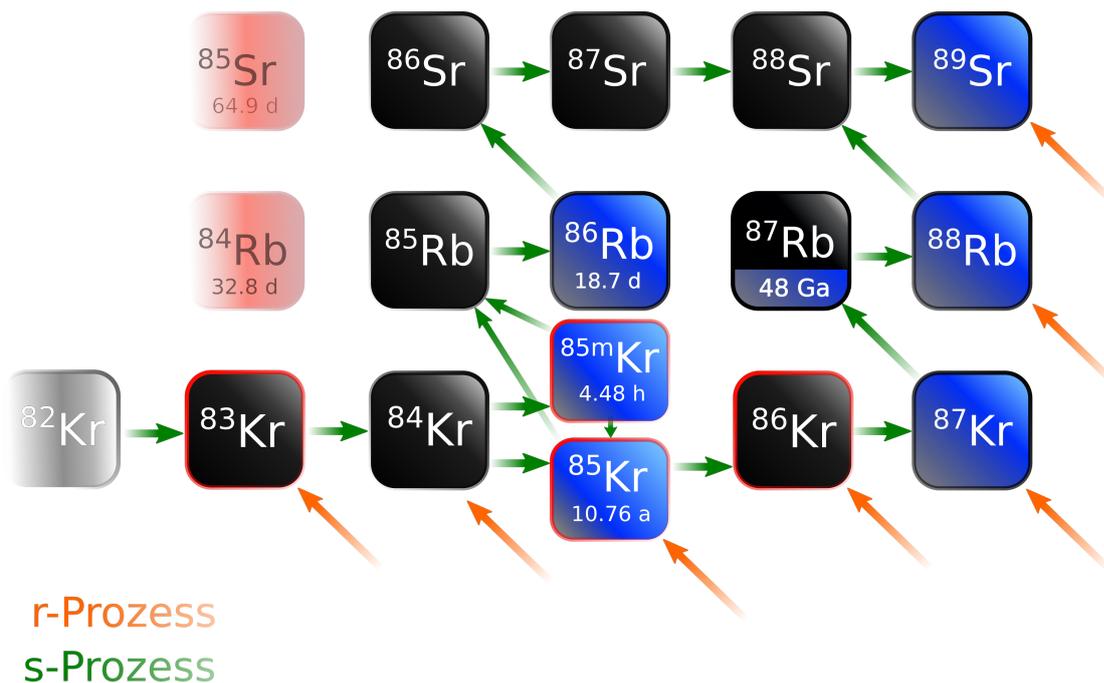


Abbildung 1.3: Ausschnitt der Nuklidkarte in der Region um ^{85}Kr . Eingezeichnet ist der Einfluss des *r*-Prozess in orange und Verlauf des *s*-Prozess in grün. Zu sehen ist die Spaltung des *s*-Prozess am Verzweigungspunkt ^{85}Kr , wodurch – abhängig vom Neutroneneinfangsquerschnitt – mehr ^{85}Rb oder ^{86}Kr produziert wird. Für diese Arbeit relevante Isotope sind in rot umrandet.

1.3 Ziel der Arbeit

kT / keV	^{83}Kr / mb	^{86}Kr / mb
5	810 ± 44	$2,91 \pm 0,16$
10	539 ± 18	$4,43 \pm 0,25$
15	414 ± 10	$5,07 \pm 0,29$
20	340 ± 7	$5,14 \pm 0,30$
25	291 ± 5	$4,98 \pm 0,30$
30	255 ± 4	$4,76 \pm 0,28$
40	208 ± 2	$4,35 \pm 0,26$
50	177 ± 2	$4,08 \pm 0,25$
60	154 ± 2	$3,91 \pm 0,25$
80	123 ± 2	$3,69 \pm 0,26$
100	102 ± 2	$3,50 \pm 0,27$

Tabelle 1.2: Gemessene MACS von $^{83,86}\text{Kr}$ von Mutti *et al.* im Bereich von 5 keV - 100 keV.

kT	MACS / mb	Messmethode	Quelle
0,0253 eV	$1\,660 \pm 200$	Reaktoraktivierung	Bemis Jr <i>et al.</i> [43, 44]
0,0253 eV	15 000	Reaktoraktivierung	Macnamara <i>et al.</i> [45]
30 keV	55 ± 45	theoretische Berechnungen	Bao <i>et al.</i> [46]
30 keV	83^{+23}_{-38}	$^{86}\text{Kr}(\gamma, n)$	Raut <i>et al.</i> [47]

Tabelle 1.3: Gemessene ^{85}Kr MACS im thermischen Bereich bei $kT = 0,0253$ eV und im astro-physikalisch interessanten Bereich bei $kT = 30$ keV.

1.3 mit ihren Unsicherheiten, sofern diese bekannt sind, zusammengetragen.

Zum Vergleich der Verläufe der energieabhängigen Wirkungsquerschnitte werden in dieser Arbeit die ENDF/B-VII.1 [48] evaluierten Querschnitte verwendet.

2.1 Q-Wert und Summenenergie

Eine Möglichkeit, bei einer Messung von Neutroneneinfangsquerschnitten die Selektivität zu erhöhen, ist die Detektion der gesamten frei werdenden Energie. Diese Energie ist bei allen Isotopen verschieden. Man bezeichnet sie als Q-Wert und kann sie mittels der Energieerhaltung beschreiben

$$m_{x,1}c^2 + m_{x,2}c^2 = m_{y,1}c^2 + m_{y,2}c^2 + Q . \quad (2.1)$$

Für den speziellen Fall einer (n, γ)-Reaktion lässt sich dies umschreiben zu

$$m_Ac^2 + m_n c^2 = m_{A+1}c^2 + Q \quad (2.2)$$

$$\Rightarrow Q = c^2 (m_A + m_n - m_{A+1}) . \quad (2.3)$$

Im Allgemeinen besitzen neutroneninduzierte Reaktionen einen positiven Q-Wert, weswegen man sie auch als exotherme Reaktionen bezeichnen kann. Für diese Arbeit sind Q-Werte im Bereich von 5,51 MeV (^{86}Kr) über 9,86 MeV (^{85}Kr) bis 10,52 MeV (^{83}Kr) [49] interessant. Es sind auch negative Q-Werte möglich, endotherme Reaktionen. Dann kann man den Q-Wert als eine Mindest- oder Schwellenenergie ansehen, die aufgebracht werden muss, damit die Reaktion stattfindet. Ein Beispiel hierfür ist die $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ Reaktion, deren Schwellenenergie bei ca. 1 880 keV liegt. Bei (n, γ)-Reaktionen wird die frei werdende Energie in Form von γ 's in verschiedenen Schritten (Kaskaden) abgegeben.

Ein idealer Detektor wäre in der Lage, immer die gesamte Energie aus einem Neutroneneinfang in Form der γ 's der entstehenden Kaskade zu detektieren. Es würde so nur immer jeweils eine Energie, nämlich der Q-Wert, registriert. In der Realität kann es vorkommen, dass γ 's nicht im Detektorvolumen interagieren, bzw. nur ein Teil ihrer Energie deponieren. Diese fehlt folglich

2.2 Wirkungsquerschnitt

bei der Berechnung des Q-Wertes. Zum detektierten Summenenergiespektrum zählt zudem noch die Energie des Projektils, in diesem Fall des Neutrons. Man erhält so in guter Näherung

$$E_{\text{sum}} \approx Q + E_n . \quad (2.4)$$

In Abb. 2.1 ist ein idealisiertes Summenenergiespektrum gezeigt, in dem ausschließlich ein Neutroneneinfang von ^{83}Kr ohne jeglichen Untergrund oder Verunreinigungen betrachtet wurde.

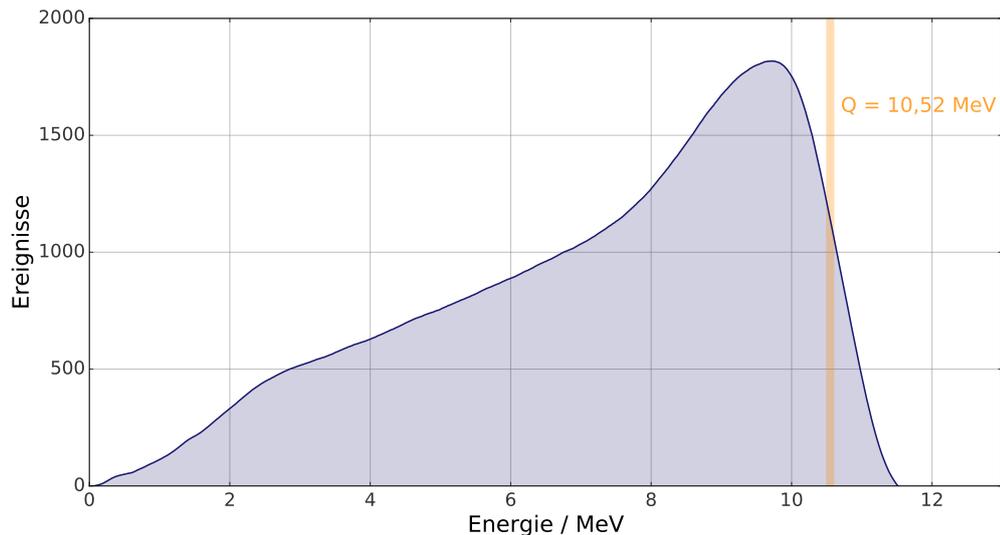


Abbildung 2.1: Idealisiertes Summenenergiespektrum, aufgenommen mit BaF_2 -Detektoren, bei einem Q-Wert von 10,52 MeV.

2.2 Wirkungsquerschnitt

2.2.1 Geometrischer Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt ist eine Kenngröße um eine Teilchenreaktion zu charakterisieren. Er kann als Wahrscheinlichkeit einer Interaktion verstanden werden und wird in Einheit einer Fläche angegeben. Dazu kann man den einfachsten Fall der Reaktion betrachten, in dem alle Kernreaktionseigenschaften bis auf die tatsächliche Ausdehnung der Reaktionspartner ignoriert werden. Dann ist der sogenannte geometrische Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{geo}} = \pi (R_p + R_t)^2 . \quad (2.5)$$

Er ist allein von den Radien der Teilchen abhängig, wobei man den Kernradius abschätzen kann mit

$$R = R_0 \cdot A^{1/3} . \quad (2.6)$$

Hier ist $R_0 = 1,21 \text{ fm}$ [50]. Um die Größenordnung eines Wirkungsquerschnittes zu erhalten, kann man sich als Beispiel den ersten Schritt der pp-Kette bei der Kernfusion ansehen:

$${}^1\text{H} + {}^1\text{H} : \quad \sigma = 0,18 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 . \quad (2.7)$$

Deswegen wird für die Einheit des Wirkungsquerschnittes auch $10^{-24} \text{ cm}^2 \hat{=} 1 \text{ b}$ (Barn) verwendet.

In der Realität ist eine Kernreaktion ein quantenmechanischer Prozess und wird somit beschrieben durch

$$\sigma = \pi \cdot \lambda^2 , \quad (2.8)$$

mit λ der de Broglie Wellenlänge. Darüber hinaus hängt der Wirkungsquerschnitt von der Art der Kraft ab und ist im Allgemeinen energie- oder äquivalent geschwindigkeitsabhängig $\sigma = \sigma(v)$, mit v der relativen Geschwindigkeit zwischen Projektil und Probe.

2.2.2 Reaktionsrate

Mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma(v)$ lässt sich dann die Rate (Reaktionen pro Volumen und Zeit) bestimmen

$$r = N_X N_Y v \sigma(v) , \quad (2.9)$$

wobei N_X, N_Y die Dichten der Teilchen vom Typ X und Y sind. In diesem Szenario werden o.B.d.A. die Teilchen X als Projektil gewählt, woraus folgt, dass sich die Teilchen Y in Ruhe befinden. v ist, wie in Kapitel 2.2.1 erwähnt, die relative Geschwindigkeit der Teilchen zueinander.

Teilchen in Sternen sind nicht monoenergetisch, sondern haben eine breite Verteilung von Geschwindigkeiten, die von der Wahrscheinlichkeitsverteilung $\phi(v)$ beschrieben wird. Es muss dabei gelten

$$\int_0^\infty \phi(v) = 1 . \quad (2.10)$$

Das Produkt $v\sigma(v)$ aus Gl.(2.9) muss mit dieser Verteilung $\phi(v)$ gefaltet werden, um diese Tatsache zu berücksichtigen. Daraus ergibt sich

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv . \quad (2.11)$$

Für Gl.(2.9) kann außerdem ein Korrekturterm eingeführt werden, um Reaktionen gleicher Teilchenarten zu berücksichtigen

$$r = N_x N_y \langle \sigma v \rangle \left(1 + \delta_{xy} \right)^{-1} . \quad (2.12)$$

Die Materie in Sternen befindet sich im thermodynamischen Gleichgewicht und die Teilchengeschwindigkeit kann mit der Maxwell-Boltzmann Verteilung beschrieben werden.

2.2 Wirkungsquerschnitt

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (2.13)$$

Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit erhält man aus der Forderung $d\phi(v)/dv = 0$. Man erhält so

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (2.14)$$

was einer Energie von $E_T = kT$ entspricht.

Mit der reduzierten Masse $\mu = m_x m_y / (m_x + m_y)$ ergibt sich aus Gl.(2.11)

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv. \quad (2.15)$$

Daraus wird mit der Schwerpunktennergie $E = 1/2\mu v^2$

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE. \quad (2.16)$$

2.2.3 Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfangsreaktionen

Wie in Kapitel 2.2.1 bereits erwähnt, hängt der Wirkungsquerschnitt von der Energie ab. Dabei ist ein nicht-resonanter Neutroneneinfang ein einstufiger Prozess, also ein direkter Einfang, der bei allen Neutronenenergien geschieht.



Hierbei zerfällt der angeregte Kern direkt in einen Zustand des Produktkerns. Er kann allgemein beschrieben werden mit

$$\sigma_n(E_n) \simeq \lambda_n^2 \Gamma_n(E_n) \Gamma_x(Q + E_n). \quad (2.18)$$

Wobei $\Gamma_n(E_n)$ die Partialbreite des Eingangskanals darstellt, welche ausschließlich abhängig von der Neutronenenergie ist. Der Ausgangskanal $\Gamma_x(Q + E_n)$ hängt zusätzlich vom Q-Wert der Reaktion ab.

Für kleine Neutronenenergien kann $\Gamma_x(Q + E_n)$ angenähert werden durch $\Gamma_x(Q) = \text{const}$. Die de Broglie Wellenlänge ist antiproportional zur Energie bzw. dem Quadrat der Geschwindigkeit $\lambda \propto 1/v_n^2$. Die Energieabhängigkeit des Eingangskanals ist gegeben durch $\Gamma_n(E_n) \propto v_n P_{l_n}(E_n)$. Für den dominanten s-Wellen-Einfang $l_n = 0$ ergibt sich $P_{l_n}(E_n) = 1$, woraus folgt

$$\sigma_n(E_n) \propto \frac{1}{v_n}. \quad (2.19)$$

Daraus erkennt man sofort, dass das Produkt $\sigma v = \text{const}$ ist.

2.2.4 Maxwell Averaged Cross Section (MACS)

Bilden das Neutron und der Zielkern einen angeregten Zustand im Produktkern, der dann unter γ -Zerfall in niedriger liegende Zustände zerfällt, spricht man von einem resonanten Einfang. Hier gilt die Breit-Wigner Formel:

$$\sigma_{n,Res}(E) = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2J_n+1)(2J_x+1)} \frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.20)$$

mit $E_R = E_r - Q$, wobei E_r die Energie des angeregten Zustandes im Produktkern ist. J_1 und J_2 sind die Spins von Projektil und Produktkern, J ist der Drehimpuls des Zwischenkerns, Γ_n und Γ_γ die Partialbreiten der Bildung bzw. des Zerfall des Zwischenzustandes und Γ die totale Breite [51].

2.2.4 Maxwell Averaged Cross Section (MACS)

Für den $\propto 1/v$ Querschnitt für Neutroneneinfangsreaktionen gilt allgemein mit Gl.(2.14), Gl.(2.19) und σ_T

$$\sigma_{TVT} = \langle \sigma v \rangle = \text{const}. \quad (2.21)$$

Bei Messungen über einen großen Energiebereich kann der Wirkungsquerschnitt bei einer bestimmten Temperatur T durch Falten mit der Maxwell-Boltzmann Verteilung bestimmt werden.

$$\text{MACS} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^2} \int_0^\infty \sigma(E)E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE. \quad (2.22)$$

2.2.5 Stellare Reaktionsrate

Bei der Messung von Neutroneneinfangraten im Labor müssen bei der Übertragung zu stellaren Umgebungen Korrekturen beachtet werden. Diese rühren von Temperatureffekten in Sternen, wodurch Kerne durch das intensive Photonenbad, in angeregten Zuständen vorliegen können. Um diese Effekte zu beachten wurde der sogenannte Stellar Enhancement Factor (SEF) eingeführt, der das Verhältnis der im Labor gemessenen MACS und dem Wirkungsquerschnitt im stellaren thermischen Gleichgewicht darstellt [52, 46]. Mit diesem ergeben sich die stellare Reaktionsraten zu

$$r = \text{MACS} \cdot v \cdot N_A \cdot f_{\text{SEF}} = \text{MACS} \cdot \sqrt{2E/m_n} \cdot N_A \cdot f_{\text{SEF}}, \quad (2.23)$$

mit $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ der Avogardokonstante und m_n der Neutronenmasse.

3.1 Experimenteller Aufbau

3.1.1 Flugzeitmethode

Die Neutroneneinfangsquerschnitte sollen energieabhängig ermittelt werden. Dazu wird die zu jedem Einfangsereignis gehörende Energie mit Hilfe der Flugzeitmethode (engl. Time of Flight, ToF) ermittelt. Die Zeit wird dabei zwischen Neutronenerzeugung (Startzeit t_0) und deren Auftreffen auf die Probe (Stoppzeit t_1) gemessen. Das Startsignal wird z.B. durch die γ 's aus einer Spallation erzeugt, das Stoppsignal hingegen durch die (n,γ) Reaktion in der Probe. Der schematische Aufbau einer Flugzeitmessung ist in Abb. 3.1 gezeigt. Durch die Kenntnis der Flugstrecke l und der Flugzeit kann auf die Neutronenenergie jedes Ereignisses geschlossen werden

$$E_n = (\gamma - 1)m_n c^2 \quad , \quad \text{mit } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{l/t}{c}\right)^2}} . \quad (3.1)$$

Für kleine Werte für $\beta = v/c = (l/t)/c$ kann man die klassische Näherung

$$E_n = \frac{1}{2}m_n v^2 = \frac{1}{2}m_n \left(\frac{l/t}{c}\right)^2 \quad (3.2)$$

verwenden. Der Verlauf von β ist in Abb. 3.2 abgebildet.

3.1.2 DANCE

Das Experiment zur Kr-Messung fand am Flight Path 14 des Lujan Neutron Scattering Centers am Los Alamos Nuclear Science Center (LANSCE) statt. Hier wurden durch einen 1-MW Linear Proton Beschleuniger (LINAC) gepulste Protonen mit einer Energie von 800 MeV und der Halbwertsbreite (FWHM) von $750 \mu\text{s}$ erzeugt. Vor der Neutronenerzeugung werden die Pulse in einem Protonenspeicherring (PSR) auf eine Pulsbreite von 125 ns (FWHM) komprimiert. Man

3.1 Experimenteller Aufbau

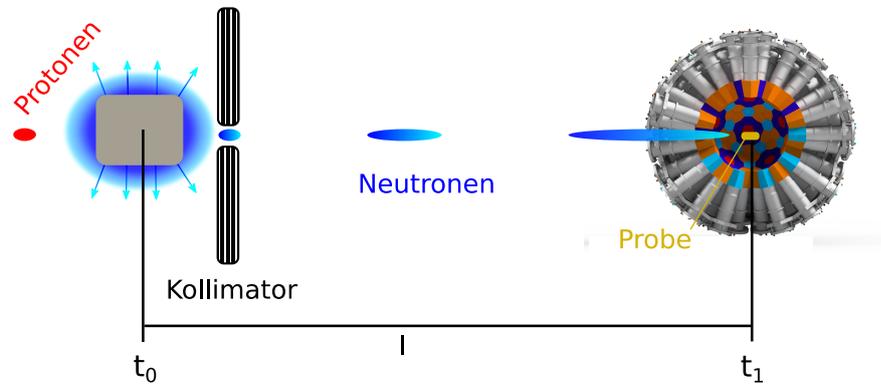


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau einer Flugzeitmessung. Die verschiedenen Geschwindigkeiten sind durch die langegezogenen Kreise angedeutet.

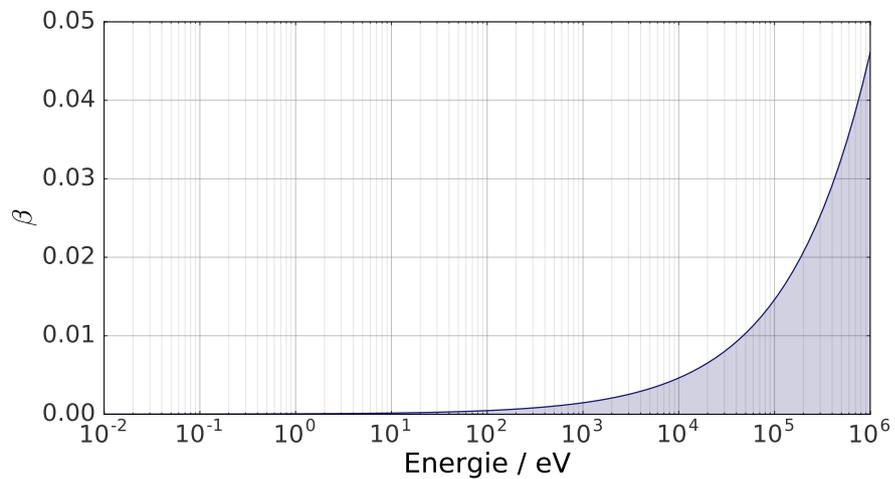


Abbildung 3.2: Verlauf des β -Faktors abhängig von verschiedenen Energien der produzierten Neutronen.

erhält auf diesem Weg Pulse mit einer Frequenz von 20 Hz bei einem Strom von bis zu $135 \mu\text{A}$ [53, 54]. Durch das Einschießen in einen Wolframblock wird durch Spallationsreaktionen ein Neutronenspektrum mit einer breiten Energieverteilung („weiß“) erzeugt. Die Neutronen werden durch einen Moderator reflektiert und anschließend kollimiert. Vom Erzeugungspunkt bis zur eigentlichen Probe legen die Neutronen einen Flugweg von 20,28 m zurück. Ein schematischer Aufbau ist in Abb. 3.3 gezeigt.

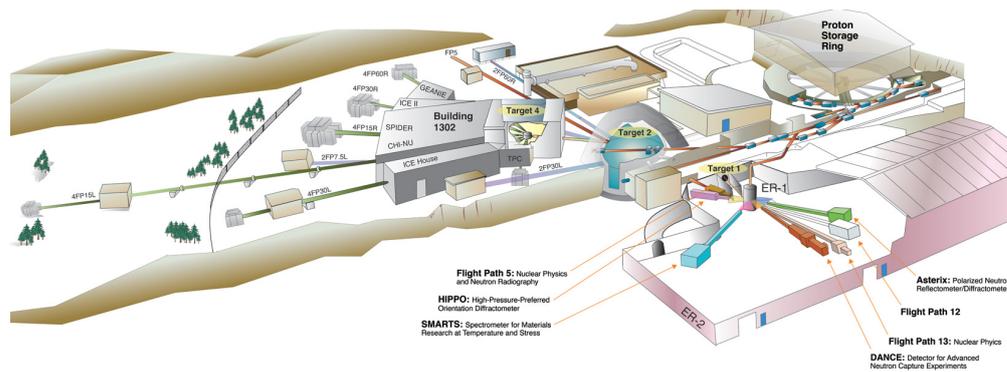


Abbildung 3.3: Übersicht über die Flight Paths von LANSCE [55].

Das eigentliche Messinstrument zur Bestimmung der Neutroneneinfangsquerschnitte war der Detector for Advanced Neutron Capture Experiments (DANCE). DANCE ist eine Kugel aus bis zu 162 Elementen, mit der Probe im Zentrum (Abb. 3.4). Zwei Detektoren wurden für Ein- und Austritt der Neutronen nicht eingebaut, sodass DANCE im Standardaufbau mit 160 BaF_2 Kristallen besetzt ist. Die einzelnen DANCE-Kristalle haben ein Volumen von 734 cm^3 . Der Abstand der Kristallinnenseite zum Kugelmittelpunkt beträgt 19 cm. Sie sind so geformt und positioniert, dass alle den gleichen Raumwinkel abdecken. Vom gesamten 4π Raumwinkel werden so 3.5π abgedeckt [56]. Dieses Messprinzip, bei dem alle entstehenden γ 's aus einer Kaskade der Neutroneneinfangreaktion detektiert werden können, nennt man kalorimetrische Messung. Diese ermöglicht es einzelne Substanzen anhand der Summe aller γ -Energien in einem Ereignis und somit des Q-Wertes zu unterscheiden.

Beim Eintreffen der hochenergetischen γ 's in einen Kristall werden die Moleküle durch den Comptoneffekt ionisiert. Die so frei gewordenen Elektronen reagieren wiederum mit gebundenen Elektronen was zur Anregung der BaF_2 Moleküle führt. Fallen diese wieder in ihren Grundzustand zurück, wird charakteristisches Szintillationslicht ausgesendet. Das so entstandene Licht wird in einem Photomultiplier (PMT) in auswertbare Signale umgewandelt. Dazu sind Kristall und PMT über eine optische Kopplung (Kleber) verbunden.

An der Probe gestreute Neutronen werden durch einen kugelförmigen ^6LiH Moderator mit dem Innenradius von 10,5 cm und Außenradius von 16,5 cm [57] absorbiert, um den Untergrund bei der Messung zu minimieren.

3.2 Multiplizität

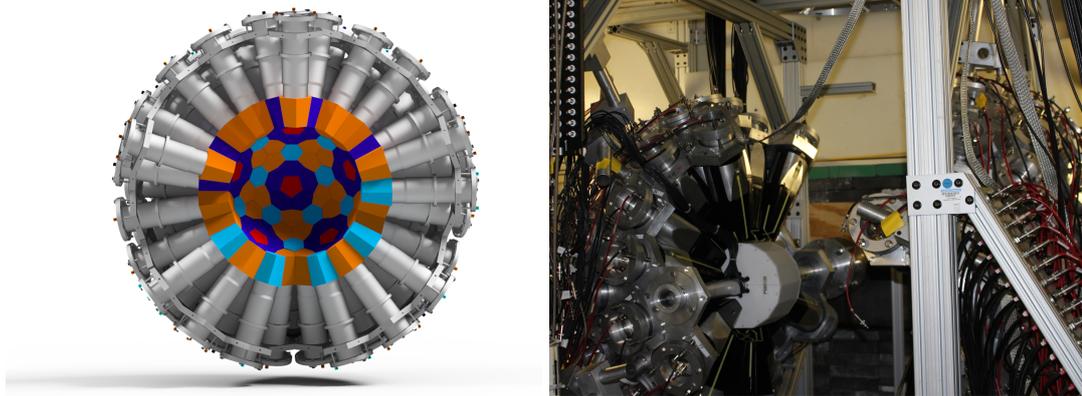


Abbildung 3.4: Links: Schematischer Aufbau eines 4π -Detektors [58]. Rechts: DANCE geöffnet. Der weiße Bereich in der Mitte ist der NEUANCE Neutronendetektor [59], der für diese Messung nicht zum Einsatz kam. An seiner Stelle ist die ${}^6\text{LiH}$ Kugel zur Unterdrückung von gestreuten Neutronen eingebaut.

3.1.3 BaF_2

Als Detektormaterial wird an DANCE BaF_2 verwendet. Durch dessen hohe Dichte von $4,88 \text{ g/cm}^3$ und die hohe Ladungszahl $Z = 56$, erhält man eine gute Detektionseffizienz, da für den Wirkungsquerschnitt gilt $\sigma_c \propto Z$. Eine weitere wichtige Eigenschaft sind die zwei Szintillationskomponenten von BaF_2 . Die schnelle Komponente $\propto \exp(-t/\tau)$ mit der Zerfallszeit τ_1 von $600 \text{ ps} - 800 \text{ ps}$ und die langsame Komponente mit τ_2 von 360 ns . Aufgenommene Pulsformen der beiden Komponenten sind in Abb. 3.5 dargestellt.

Die schnelle Komponente ermöglicht eine gute Zeitauflösung, die wichtig für eine Flugzeitmessung ist. Nachteil ist die geringe Lichtausbeute, was zu einer geringen Energieauflösung führt. Die langsame Komponente hat eine 5,5-fach höhere Ausbeute. Beide Komponenten emittieren Licht im UV-Bereich von etwa $160 \text{ nm} - 500 \text{ nm}$ [60] (Abb. 3.6).

Beschränkt durch die technischen Möglichkeiten im Produktionsprozess von BaF_2 , enthält das Material eine intrinsische α -Aktivität [56]. Ursache ist ${}^{226}\text{Ra}$, was sich nicht vom Ba trennen lässt, wobei die α -Strahlung von der Ra-Zerfallskette erzeugt wird. Das Verhältnis von schneller und langsamer Komponente kann zur Teilchendiskriminierung verwendet werden (siehe Kapitel 3.4 für die Anwendung dieser Methode). α -Teilchen erzeugen nur eine langsame Komponente, γ -Teilchen hingegen haben Anteile von beiden, wobei etwa 85 % auf die langsame und 15 % auf die schnelle Komponente entfallen.

3.2 Multiplizität

Bei der Interaktion der γ 's mit einem Detektor kann es durch Comptonstreuung passieren, dass γ 's aus einem Kristall in einen benachbarten Kristall gestreut werden. Dies verfälscht die Messung der γ -Multiplizität, die im allgemeinen Fall die Anzahl der γ 's in einer Abregungskaskade angibt. Die Kristall-Multiplizität, also die Anzahl der angesprochenen einzelnen Kristalle, wird

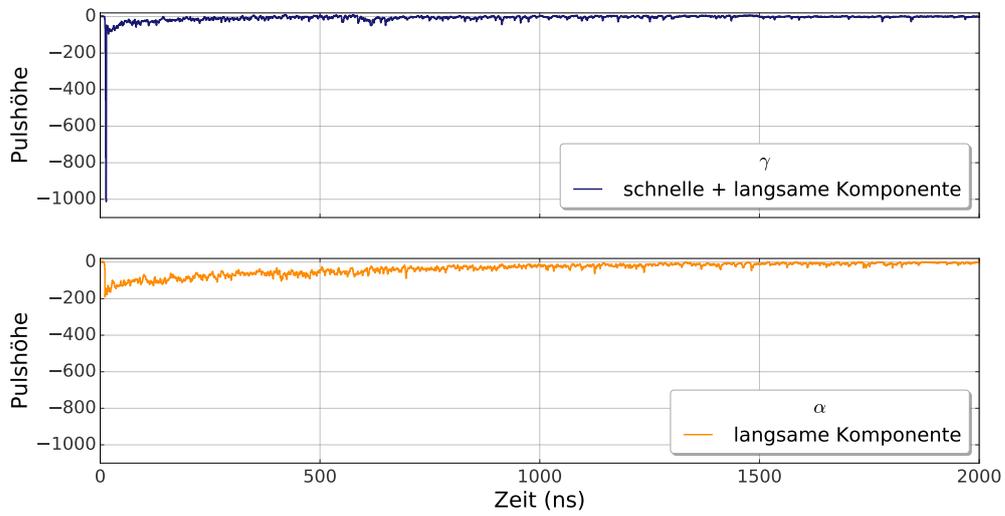


Abbildung 3.5: Pulsformen der Signale von schneller und langsamer Komponente von BaF₂.

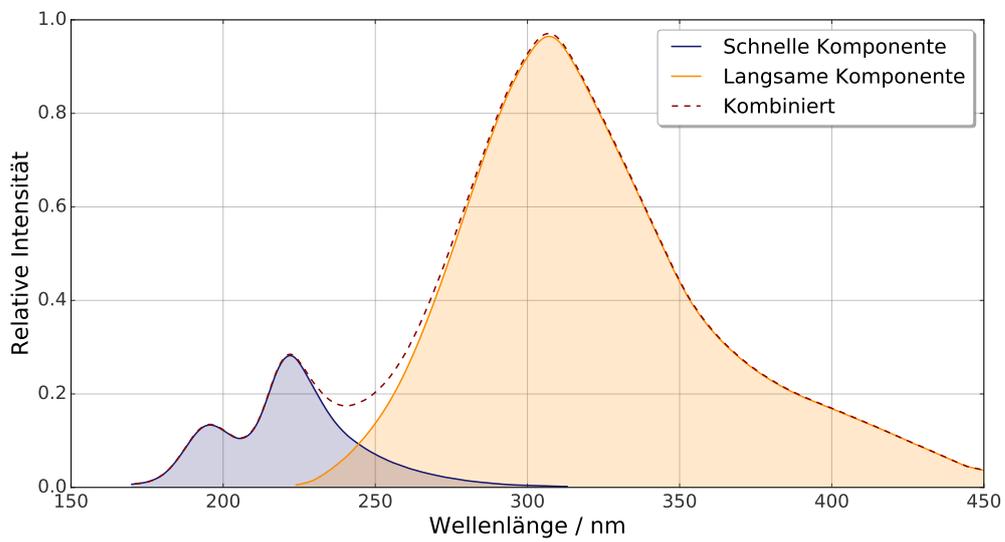


Abbildung 3.6: Lichtspektren der langsamen und schnellen Komponente bei BaF₂.

3.5 Neutronenmonitorkalibrierung

im Folgenden mit Mcr bezeichnet. Um die γ -Multiplizität besser bestimmen zu können, wird die sogenannte Cluster-Multiplizität (Mcl) eingeführt [61]. Dabei werden ausgehend von einem angesprochenen Kristall, alle benachbarten Kristalle, die ebenfalls ein Ereignis detektieren, zusammengefasst. Im Folgenden ist bei der Erwähnung von Multiplizität immer die Cluster-Multiplizität gemeint.

3.3 Analysesoftware FARE

Die von den einzelnen Detektoren stammenden Signale wurden von der Datenaufnahme (engl. Data Acquisition (DAQ)) aufgezeichnet. Die Rohdaten wurden von dort mit der Computersoftware MIDAS [62] ausgelesen und in Binärdateien gespeichert. Aus diesen typischerweise ca. 1 GB großen Dateien wurden dann mit der Software FAst REader for MIDAS Files (FARE) ausgewertet. Dabei wurden alle Ereignisse in den Rohdaten in entsprechende Histogramme wie Flugzeit, Neutronenenergie, usw. einsortiert. Für die Datenbetrachtung und große Teile der Auswertung wurde anschließend ROOT [63] verwendet.

3.4 Teilchendiskriminierung

Vor der ersten Analyse musste der α -Untergrund der BaF_2 -Kristalle charakterisiert werden (siehe Kapitel 3.1.3). Dazu wurde zunächst ein Datensatz mit FARE untersucht, in dem die Teilchendiskriminierung deaktiviert wurde. Hier konnten, wie in Abb. 3.7 zu sehen, die α - und γ -Signale getrennt werden. Dies geschah mit Hilfe von Dateneinschränkungen um die verschiedenen Teilchenarten.

Diese geforderten Bedingungen dienten dann als Grundlage für alle Folgedurchläufe von FARE. Alle Datenpunkte innerhalb der γ -Bedingungen wurden für die Analyse des Wirkungsquerschnittes verwendet. Die Datenpunkte der α -Bedingungen zählen hier nicht hinzu, sie wurden zur Energiekalibrierung der Detektoren eingesetzt (siehe Kapitel 3.9).

3.5 Neutronenmonitorkalibrierung

Das Neutronenspektrum an DANCE hat ein charakteristisches Profil (siehe Abb. 3.10 und Kapitel 3.1.2). Dieses Profil fand sich sowohl im Spektrum der gemessenen Proben, als auch im Spektrum der Neutronenmonitore wieder.

Die Bestimmung des Spektrums erfolgte mit Neutronenmonitoren. Dabei hängt, wie auch bei den eigentlichen Proben, die Anzahl der Ereignisse in jedem Energiebin sowohl vom Einfangsquerschnitt, wie auch vom Neutronenfluss ab.

$$\sigma(E) \cdot \Phi(E) = C \quad (3.3)$$

Da die Wirkungsquerschnitte für die beiden zur Kalibrierung verwendeten Neutronenmonitore aus der evaluierten ENDF/B-VII.1 Datenbank bekannt war, konnte so zunächst der Fluss an DANCE bestimmt werden. Die verwendeten Neutroneneinfangsquerschnitte sind dabei ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{He}$ [48] und ${}^{235}\text{U}(n, f)$ [48]. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte ist in Abb. 3.8 dargestellt.

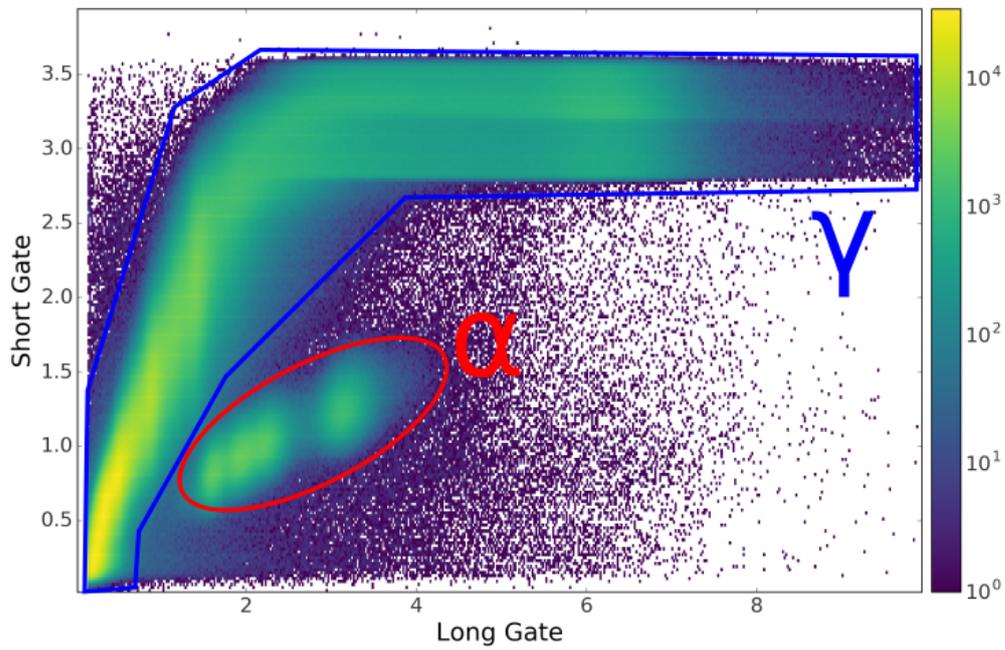


Abbildung 3.7: Spektrum von Long Gate gegen Short Gate zur Teilchendiskriminierung. α -Signale (rot) sind aufgrund ihrer Position deutlich von γ -Signalen (blau) abgrenzbar.

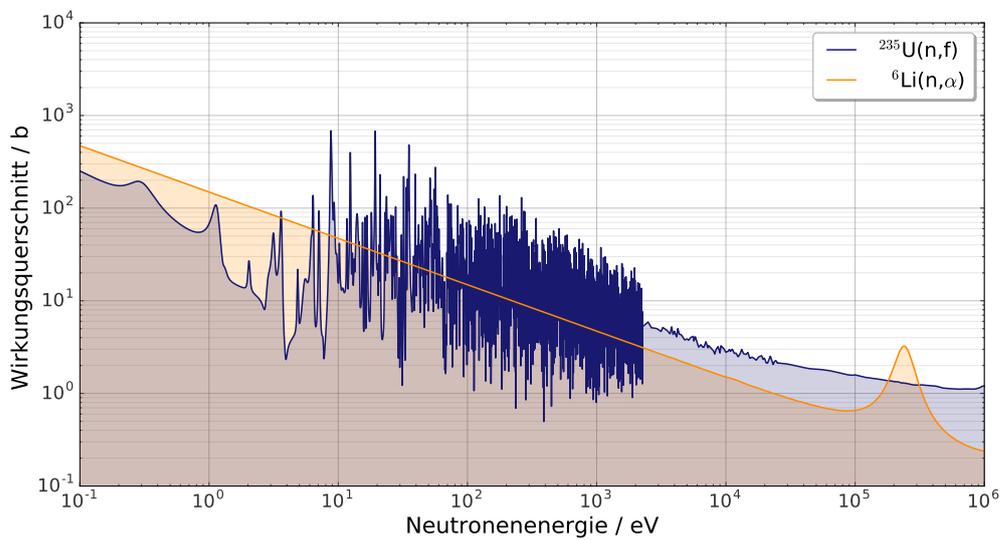


Abbildung 3.8: Evaluierte Wirkungsquerschnitte für die ^6Li und ^{235}U Monitore.

3.7 Korrekturen durch Probenmaße

Allerdings war hierbei zu beachten, dass sich die Neutronenmonitore an einer anderen Position, nämlich weiter strahlabwärts, von der gemessenen Probe befanden. Um dies auszugleichen, musste ein Korrekturfaktor k_{BM} eingeführt werden. Damit ändert sich Gl.(3.3) zu

$$\Phi(E) = k_{\text{BM}} \cdot \frac{C_{\text{BM}}}{\sigma(E)_{\text{BM}}} . \quad (3.4)$$

Die Bestimmung von k_{BM} wird im nächsten Kapitel genauer beschrieben.

3.6 Kalibrierung am Goldstandard

Um den Faktor zur Kalibrierung k_{BM} zu bestimmen, wurde eine weitere Messung mit Gold durchgeführt. Die verwendete Probe hatte einen Durchmesser von $d_{\text{Au}} = 4$ mm und eine Dicke von $h_{\text{Au}} = 5000$ Å. Sie war dabei so dünn, dass Effekte durch Streuung und Selbstabsorption vernachlässigt werden konnten. Der Bereich, der für die Kalibrierung von Interesse war, war eine große Resonanz bei 4,89 eV mit einem Wirkungsquerschnitt von $2,73704 \cdot 10^4$ b [48]. Die Anzahl der Ereignisse ließen sich dann wie folgt bestimmen

$$C_{\text{Au}} = \varepsilon_{\text{Au}} \cdot \Phi \cdot N_{\text{Au}} \cdot \sigma_{\text{Au}} . \quad (3.5)$$

Wobei ε_{Au} die Goldeffizienz darstellt, die über eine GEANT3 Simulation bestimmt wurde. Das Vorgehen dabei ist analog zu Kapitel 3.10.2. Setzt man nun Gl.(3.4) in Gl.(3.5) ein, so erhält man

$$\sigma_{\text{Au}} = \frac{C_{\text{Au}}}{\varepsilon_{\text{Au}} \cdot N_{\text{Au}}} \cdot \frac{k_{\text{BM}} \cdot \sigma_{\text{BM}}}{C_{\text{BM}}} . \quad (3.6)$$

Mit Gl.(3.6) konnte so der Wirkungsquerschnitt von Gold aus den gemessenen Daten berechnet werden. Um den freie Parameter k_{BM} zu bestimmen, wurden diese Daten im Bereich der Resonanz an den evaluierten Wirkungsquerschnitt angefitet (siehe Abb. 3.9). Daraus ergab sich

$$k_{\text{BM}} = 9,567 \cdot 10^{27} \pm 1,565 \cdot 10^{26} . \quad (3.7)$$

Im Folgenden wurde der mit k_{BM} korrigierte Fluss zur Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte verwendet. Das so erzeugte Spektrum ist in Abb. 3.10 dargestellt.

3.7 Korrekturen durch Probenmaße

Beim Passieren der Neutronen durch die Proben können verschiedenen Effekte auftreten, die für die Analyse beachtet werden mussten. Dies musste vor allem geschehen, da die Proben eine große Ausdehnung hatten und die Materie die Neutronen auf ihrem Flugweg beeinflusste. Die erste wichtige Komponente ist dabei die Transmissionswahrscheinlichkeit, als Indikator wie die Zahl der Neutronen auf dem Weg durch die Proben abnimmt. Als zweites war zudem die Neutronenstreuung zu beachten. Durch Streuung kann sich der Weg durch die Probe und die Energie der Neutronen stark verändern.

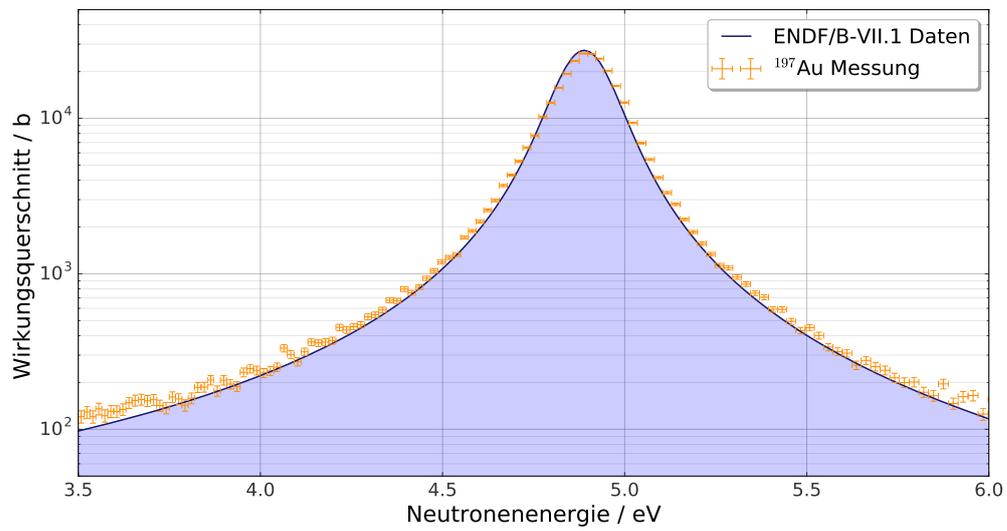


Abbildung 3.9: Skaliertes Spektrum der 4,89 eV Resonanz von ^{197}Au mit statistischen Unsicherheiten. Sowie als Vergleich, die evaluierten ENDF/B-VII.1 Daten.

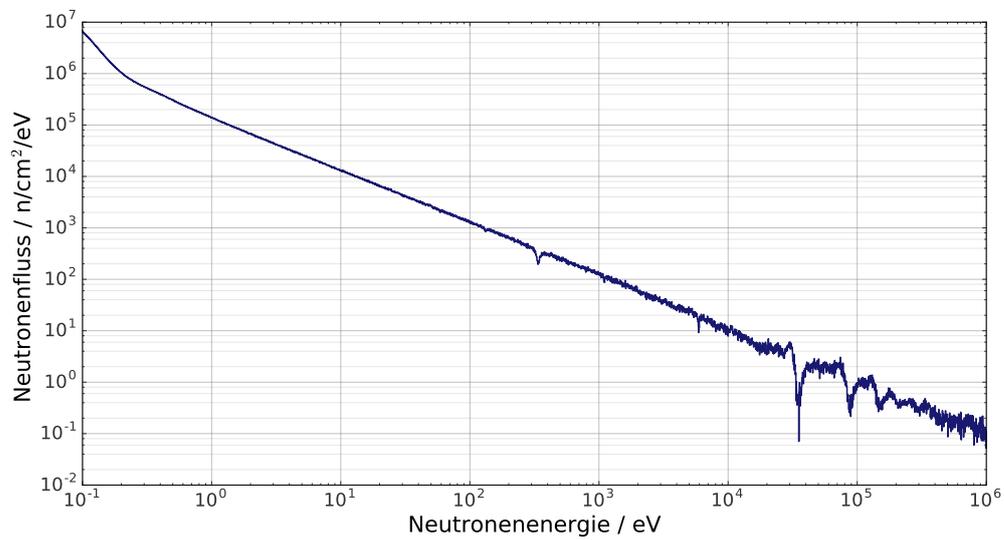


Abbildung 3.10: Normiertes Neutronenflussspektrum für den Li-Monitor.

3.7 Korrekturen durch Probenmaße

3.7.1 Transmission

Die energieabhängige Transmission $T(E)$ nimmt exponentiell mit der Flächendichte N_F und somit mit der Dicke des Materials ab.

$$T(E) = \exp(-\sigma(E) \cdot N_F) \quad (3.8)$$

Sie ist also ein Anzeichen dafür, wie sehr der Neutronenfluss durch die Probe hinweg abnimmt. In Abb. 3.11 ist der Verlauf der Transmissionen für ^{83}Kr und ^{86}Kr dargestellt. Die Flächendichten berechnen sich jeweils zu $N_{F,^{83}\text{Kr}} = 2,372 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ und $N_{F,^{86}\text{Kr}} = 3,014 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

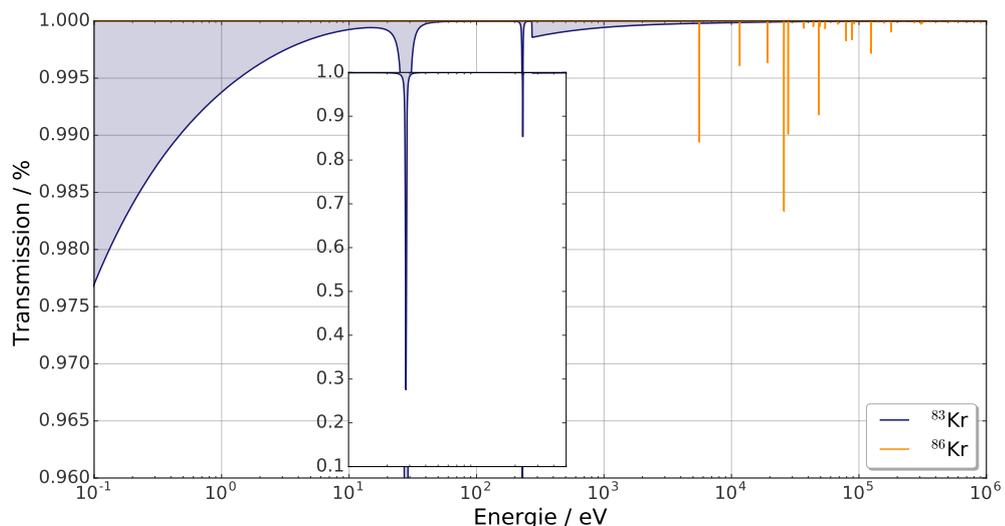


Abbildung 3.11: Energieabhängige Transmission für ^{83}Kr und ^{86}Kr . Der vergrößerte Ausschnitt stellt die deutlich geringere Transmission der ^{83}Kr Resonanzen bei 28 keV und 229 keV dar.

Zu sehen ist die sehr hohe Transmissionswahrscheinlichkeit von ^{86}Kr , die allerdings bei vier Resonanzen bis auf fast 98 % absank. Über den größten Teil des Energiebereiches lag sie aber deutlich über 99 %.

Bei ^{83}Kr zeigte sich im Allgemeinen ein ähnliches Bild. Die Transmission lag meist deutlich über 98 %. Dies bedeutet, dass die Korrekturen in diesen Bereichen sehr klein und zu vernachlässigen waren. In den zwei größten Resonanzen sank die Transmission allerdings sehr stark ab, wie man besonders bei 28 eV im vergrößerten Bereich von Abb. 3.11 sehen kann. Hier waren deutlich größere Korrekturen zu beachten.

3.7.2 Streukorrekturen

Durchdringen Neutronen die Probe können verschiedene Fälle der Interaktion auftreten (siehe Abb. 3.12).

1. Das Neutron durchdringt die Probe ohne zu reagieren.

2. Es findet mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, abhängig von seiner Energie, eine Einfangreaktion statt.
3. Mit einer meist höheren Wahrscheinlichkeit wird das Neutron an den Probenkernen gestreut, ändert seine Richtung und verliert so Energie. Das Neutron kann reagieren wie in den Punkten 1 und 2 beschrieben oder es streut erneut.

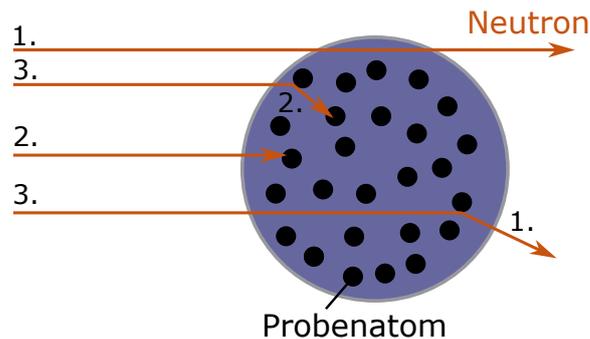


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Streuprozesse in der Probe.

Um sowohl die Streuung als auch die Transmission zu korrigieren, wurde für diese Arbeit ein Simulationstool verwendet, das mit Hilfe des Monte Carlo Verfahrens und mit der vereinfachten Annahme von starren Kugeln (engl. Hard Sphere Scattering) beide Effekte untersucht [38]. Dabei wurden für jedes Isotop 10^6 Neutronen pro Energieschritt gestartet und ihr Weg durch die Probe gespeichert. Vergleichte man die Einfangwahrscheinlichkeiten

$$dP_{\text{Einfang}} = \sigma_{\text{Einfang}} \cdot \rho_N \cdot dl \quad (3.9)$$

des tatsächlichen Weges mit dem eines ungestörten Neutrons, ließen sich aus den Ergebnissen Korrekturfaktoren bestimmen. Mit diesem wurde in der weiteren Auswertung der Wirkungsquerschnitt korrigiert.

3.8 Zeitkorrekturen

Zur korrekten Datenauswertung mussten alle DANCE Detektoren miteinander synchronisiert werden. Dazu musste die Umwandlung der Rohdaten in Form der MIDAS Dateien in zwei Schritten erfolgen. In einem ersten Durchlauf mit FARE wurden für jede Messung Synchronisationsdaten erstellt. Hierfür wurde in diesem Zeitdurchlauf ein besonders großes Koinzidenzfenster von 50 ns gesetzt, da mit einem deutlich zeitlichen Abweichen der zusammengehörigen Signale zu rechnen war. Diese Kalibration diente dann im eigentlichen Durchlauf als Grundlage für die Dateninterpretation, sodass Signale der verschiedenen Detektoren zu einem Ereignis zusammengefasst werden konnten.

3.9 Energiekalibrierung

Im Idealfall ergibt sich im Vergleich des ersten Detektors mit allen anderen eine Normalverteilung um die zeitliche Abweichung $\Delta t = 0$. Verschiedene Effekte führten allerdings dazu, dass es Abweichungen von dieser idealisierten Verteilung gab. In Abb. 3.13 ist zu sehen, dass es eine große Anzahl von Ereignissen gibt, die einem Fehler in der Auswertesoftware FARE zugeordnet werden können. Da es sich allerdings um physikalisch korrekte Ereignisse handelte, durften sie nicht verworfen werden. Die daraus resultierende leichte Abweichung in der Zeitkorrektur wurde durch ein entsprechendes Koinzidenzfenster von 10 ns ausgeglichen. In Abb. 3.14 ist das Resultat der Zeitkalibration zu sehen.

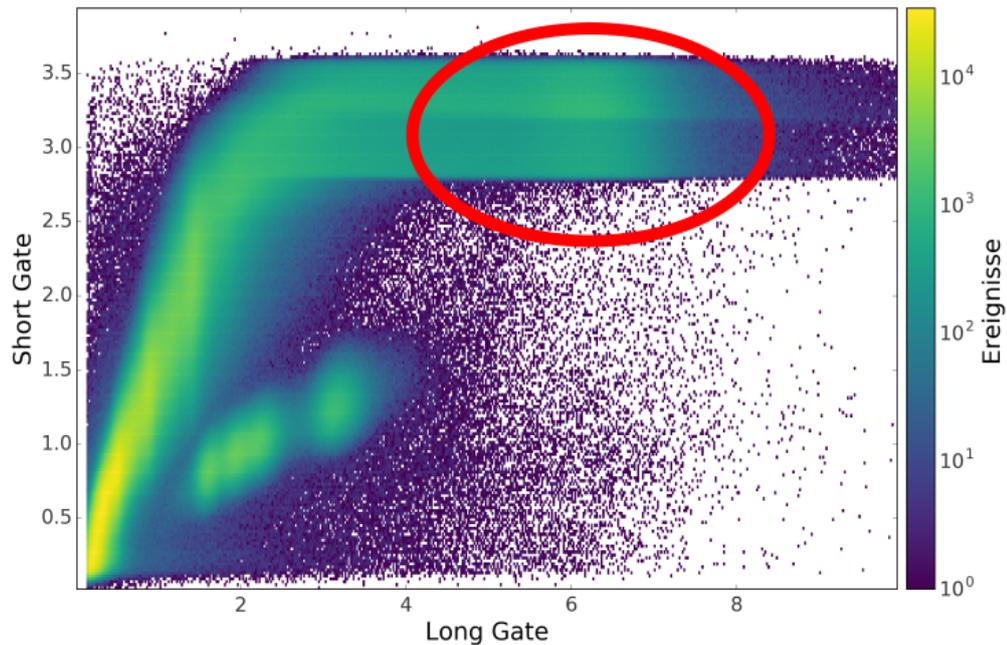


Abbildung 3.13: Zweidimensionales Histogramm von Shortgate gegen Longgate. Zu sehen sind die Gamma- und Alphasingnale der Detektoren. In rot markiert sind durch die Software fälschlich positionierte Gammasignale.

3.9 Energiekalibrierung

Bei jedem FARE Durchlauf wurden die einzelnen Detektoren mittels der intrinsischen Alphaaktivität (siehe Kapitel 3.1.3) der BaF₂ Kristallenergie kalibriert (Abb. 3.15).

Damit dies zuverlässig funktioniert, wird in der Regel eine Standardkalibrationsdatei verwendet, die eine grobe Korrektur anhand bekannter Linien einer Gammakalibrationsquelle beinhaltet. Im Zuge dieser Arbeit wurde für jeden Durchlauf eine genauere Kalibrierung durchgeführt. Dazu wurde eine ⁸⁸Y Quelle eingesetzt, die ca. eine Woche vor der Kr-Strahlzeit gemessen wurde. Durch dessen Zerfall entsteht

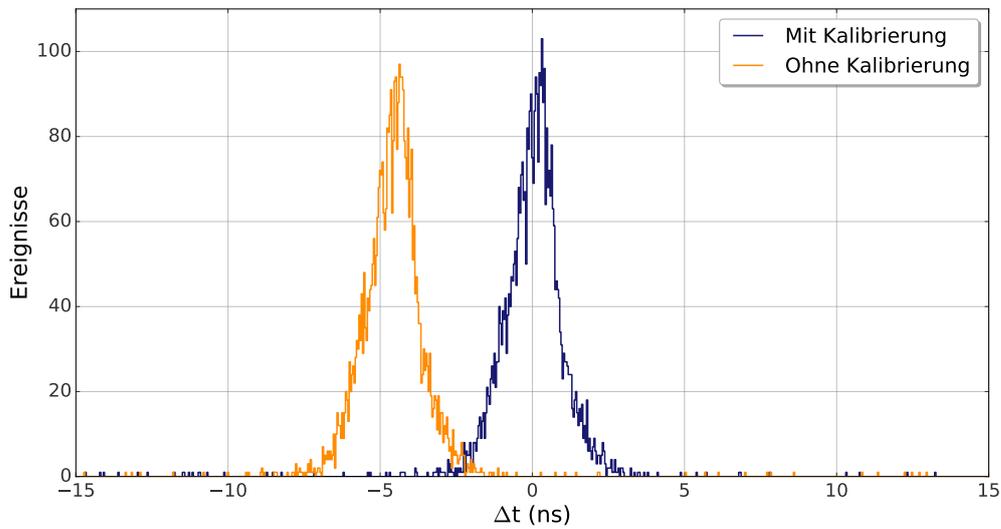


Abbildung 3.14: Veranschaulichung der Zeitkalibrierung am Beispiel von Detektor 9. Das verschiedene zeitliche Ansprechen der Detektoren 0 und 9 (orange) wurde durch die Kalibrierung korrigiert (blau). Die Detektorsignale liegen jetzt im Koinzidenzfenster von 10 ns, wohingegen sie ursprünglich nur durch ein Fenster von 50 ns einander zugehörig gemacht werden konnten.

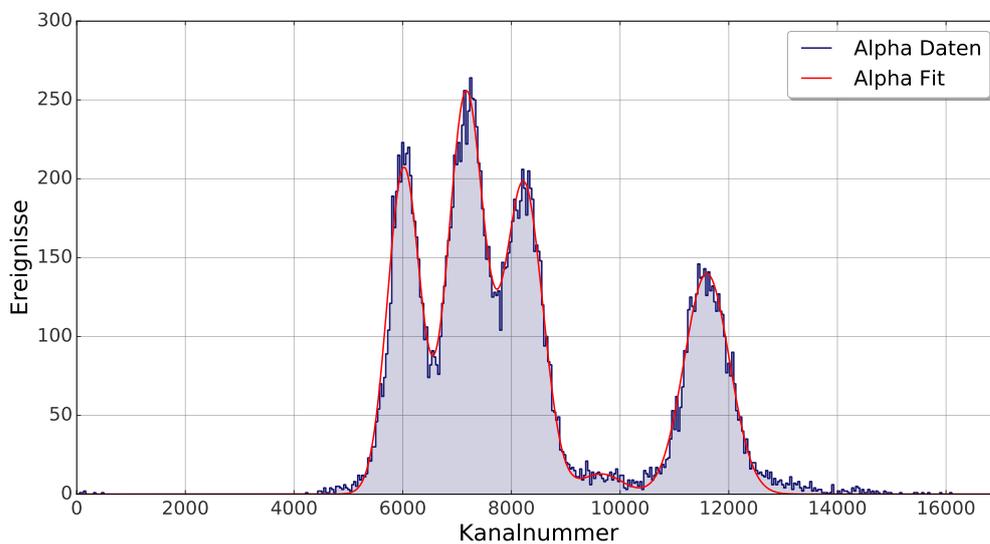


Abbildung 3.15: Intrinsische Alphasignale der BaF₂ Kristalle am Beispiel von Detektor 0. Für die Kalibrierung wurde ein Fit zur Positionsbestimmung der Alphapeaks erstellt.

3.10 Detektoreffizienz



Durch die resultierende Abregung von ${}^{88}\text{Sr}$ entstehen die charakteristischen Zerfallslinien bei 898,042 keV und 1 836,063 keV [64]. Anhand dieser beiden stärksten Linien wurde eine genaue Gammakalibration erstellt (Abb. 3.16).

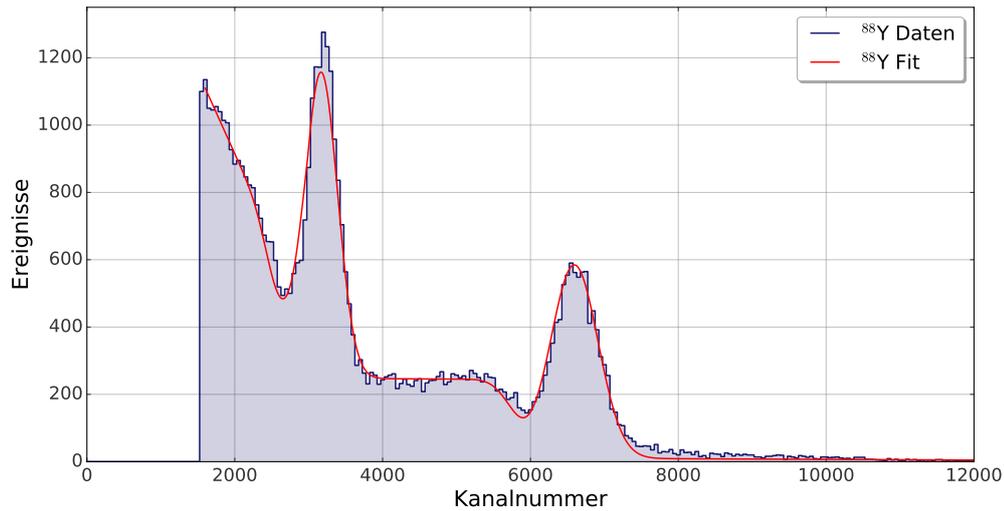


Abbildung 3.16: Energiespektrum der ${}^{88}\text{Y}$ Quelle am Beispiel von Detektor 0. Zur Positionsbestimmung der charakteristischen Zerfallslinien wurde ein Fit an das gemessene Spektrum erstellt.

Im nächsten Schritt wurde mit dieser erstellten Eichung eine Korrekturdatei für die intrinsischen Alphalinien erzeugt. Diese Schritte wurden in Vorbereitung ausgeführt. In jedem darauf folgenden FARE Durchlauf konnte so die Energie anhand dieser Eichungsdateien einzeln bestimmt werden.

Zur Überprüfung der Kalibration wurden zusätzlich am Ende der Strahlzeit neben erneut ${}^{88}\text{Y}$ auch die Standardquellen ${}^{137}\text{Cs}$, ${}^{133}\text{Ba}$ und ${}^{22}\text{Na}$ gemessen. Es zeigte sich, dass die Eichung immer noch korrekt war, wie in Abb. 3.17 zu sehen ist.

3.10 Detektoreffizienz

Für die Bestimmung des Neutroneneinfangquerschnittes musste die Effizienz des Detektors, also die Detektionswahrscheinlichkeit eines (n,γ) -Ereignisses, bekannt sein. Diese unterscheidet sich abhängig von der Art der produzierten Kaskade und somit vom betrachteten Isotop. Für eine korrekte Beschreibung der Effizienz mussten also zunächst γ -Kaskaden der Kr-Isotope sowie Au bekannt sein, woraufhin mittels Simulationen die Detektorantwort bestimmt werden kann.

3.10.1 γ -Kaskaden mit DICEBOX

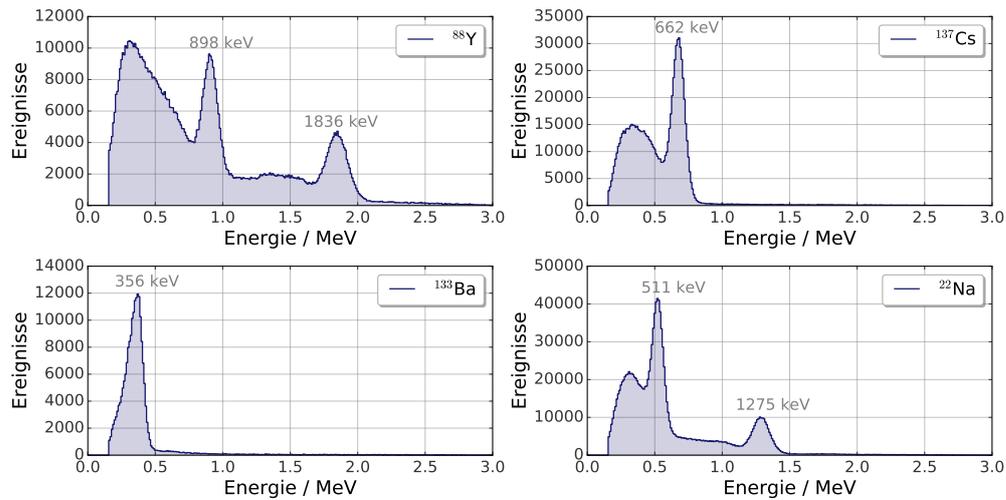


Abbildung 3.17: Aufgenommene Energiespektren der Eichquellen jeweils am Beispiel von Detektor 0. Die stärksten Zerfallslinien der einzelnen Quellen sind markiert.

3.10.1 γ -Kaskaden mit DICEBOX

Im ersten Schritt wurden die γ -Kaskaden in Zusammenarbeit mit Milan Krtička unter Verwendung des DICEBOX Codes erzeugt [65]. Der Grundgedanke ist dabei: Durch einen Neutroneneinfang an einem Kern mit Massezahl A wird ein Produktkern mit $A + 1$ erzeugt. Dabei entspricht die Anregungsenergie einem Zustand im Produktkern, der eine Energie von Q -Wert + Neutronenenergie hat. Es kann allgemein angenommen werden, dass Atomkerne diskrete Zustände haben, deren Dichte mit zunehmender Energie höher wird. Bei hoher Energie kann dann von einem Kontinuum von Zuständen gesprochen werden. Für einen solchen Kern müssen nun die Abregungen in den Grundzustand simuliert werden. Dies basiert, soweit bekannt, auf den experimentell ermittelten Energieniveaus und deren Abregungswahrscheinlichkeit in energetisch niedrig liegende Niveaus. Hinzu kommen Spins und Paritäten dieser Zustände, welche bis zu einer Energie E_{crit} experimentell bekannt sind. Darüber hinaus werden in DICEBOX statistische Modelle verwendet um eine Niveaustruktur zu generieren. Ein vereinfachter Ablauf zur Erzeugung einer Zerfallskaskade ist in Abb. 3.18 gezeigt.

Dabei wird wie folgt vorgegangen: Es wird angenommen, dass der Zustand $a = 1$ bevölkert wird. Dieser regt sich mit Hilfe einer zufällig generierten Zahl S_x in den Zustand a_1 ab. Dieser Prozess wird fortgeführt, bis die Energie E_{cl} mit dem zugehörigen Level a_{cl} kleiner als E_{crit} erreicht ist. Ab diesem Punkt folgt die Abregung anhand der experimentellen Daten. Wird der Grundzustand mit $E = 0$ erreicht, erhält man aus allen Schritten die entsprechende Abregungskaskade.

In jeder Kaskade wird unterschieden ob durch die Abregungsenergie in Form von γ 's oder Elektronen (Internal Conversion) frei wird. Für die DICEBOX Simulationen dieser Arbeit wurden

3.10.2 Simulation der Detektoreffizienz mit GEANT3

- Eine Photomultiplerröhre (PMT) ist mit den Kristallen verklebt. Ein solches Modul ist in einen Aluminiumrahmen eingelassen.
- Bedingt durch die finale Form der Detektormodule bleibt zwischen den Kristallen ein kleiner luftgefüllter Spalt.
- Die ${}^6\text{LiH}$ Kugel zur Reduktion gestreuter Neutronen ist mit einem Innenradius von 10,5 cm und einem Außenradius 16,5 cm implementiert.
- Speziell für die Messungen in dieser Arbeit: Zwei nicht funktionsfähige Detektoren (74 und 90), die eingebaut waren, aber keine Signale lieferten.
- Kaskaden wurden in der Mitte des Detektors gestartet.
- In der Simulation wurde die gleiche Schwellenenergie wie für die Auswertung in FARE von 150 keV gewählt.

Die GEANT3 Simulationen wurden für alle Realisationen der drei Kr-Isotope mit durchgeführt. Dabei wurden jedesmal 10^6 Kaskaden gestartet.

Die für das Experiment benötigten Proben stellten eine besondere Herausforderung dar. Da Kr ein Edelgas ist, konnten keine konventionellen Methoden verwendet werden, wie das Pressen von Pulvern oder Ausstanzen von metallischen Stoffen. Vielmehr musste ein Weg gefunden werden, eine ausreichende Menge des jeweiligen Kr-Isotopes in den DANCE Aufbau zu integrieren und gleichzeitig dessen Vorgaben einzuhalten. Dazu zählen unter anderem die Tatsache, dass der Neutronenstrahl eine Ausdehnung von ca. 1 cm hat. Das bedeutet jede Art von Halterung musste nach Möglichkeit einen minimalen Masseanteil in diesem Bereich einbringen, um Fremdmaterial im Strahl zu vermeiden. Außerdem musste die Halterung der Proben selbst an das vorhandene Strahlrohr angepasst werden, wofür die spätere Halterung einen Durchmesser von 43,69 mm aufweisen musste. Im Falle von ^{85}Kr kam die zusätzliche radioaktive Strahlung der Probe hinzu, die spezielle Beachtung benötigte. Im folgenden Kapitel werden die verschiedenen Proben und deren Halterungskonstruktionen beschrieben.

4.1 ^{83}Kr und ^{86}Kr Proben

Für die beiden stabilen Kr-Isotope wurden reine Gase verwendet. Für ^{83}Kr betrug die Reinheit 99,933 %, für ^{86}Kr 99,952 %. Beide Proben lagen als Gas in Druckbehältern vor. Für das Experiment wurde vorgesehen, sie jeweils in eine Hochdruckedelstahlkugel mit einem Durchmesser von 10,6 mm umzufüllen. Diese ist in ihrer späteren Halterung in Abb. 4.1 (rechts) zu sehen. Für die Befüllung der Proben wurde eine spezielle Gasbefüllungsanlage an der Goethe-Universität Frankfurt verwendet [69]. Dazu wurde das Gas, das in seinen ursprünglichen Behältern einen Druck von < 1 bar hatte, zunächst in einen Zwischenbehälter in der Befüllungsanlage eingeleitet. Um eine ausreichende Menge Gas zu gewährleisten, wurde dieser mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um eine Volumenreduzierung des Kr-Gases zu erreichen. Von diesem Behälter aus wurde in umgekehrter Art die eigentliche Gaskugel gefüllt. Der Zwischenbehälter wurde hierfür erwärmt und die Kugel mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die mit dieser Methode angestrebten Drücke waren 12 bar für ^{83}Kr und wegen des zu erwartenden kleinen Neutroneneinfang-

4.1 ^{83}Kr und ^{86}Kr Proben



Abbildung 4.1: Links: Computerrender des ^{85}Kr Probenhalters mit Probe. Rechts: Computerrender des $^{83,86}\text{Kr}$ Probenhalters mit Probe.

querschnittes von ^{86}Kr 120 bar. Direkt nach dem Einfüllen des Gases betragen die eigentlichen Drücke 13,79 bar für ^{83}Kr und 132,50 bar für ^{86}Kr . Die Drücke in beiden Kugeln wurden über Wiegen der Kugeln vor und nach dem Befüllen bestimmt. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Für eine genaue Berechnung des Drucks wurde die Van-der-Waals-Gleichung verwendet, da sich Kr bei hohen Drücken nicht mehr durch ein ideales Gas beschreiben lässt (siehe Abb. 4.2).

$$p(V_{\text{mol}}, T) = \frac{R \cdot T}{V_{\text{mol}} - b} - \frac{a}{V_{\text{mol}}^2} \quad (4.1)$$

Mit $R = 8,314 \text{ J}/(\text{mol K})$, der universellen Gaskonstante und $a = 2,249 \cdot 10^5 \text{ Pa L}^2/\text{mol}^2$ und $b = 3,98 \cdot 10^{-2} \text{ L/mol}$, dem Kohäsionsdruck und Kovolumen für Kr [70]. Das benötigte V_{mol} berechnet sich mittels

$$V_{\text{mol}}(\rho) = \frac{M}{\rho} . \quad (4.2)$$

Hier ist M die molare Masse des jeweiligen Isotops und ρ die Dichte, die sich aus dem Kugelvolumen und dem gemessenen Gewicht bestimmt.

$$\rho = \frac{m_{\text{Kr}} - m_{\text{leer}}}{V} \quad (4.3)$$

Zur Bestätigung der Dichtigkeit wurde das Gewicht noch mehrere Male bestimmt. Alle gemessenen Werte stimmen innerhalb der Messunsicherheit überein, wobei anzumerken ist, dass die verwendete Waage an LANSCE eine geringere Genauigkeit aufwies, als die an der Goethe-Universität verwendete.

Damit standen Proben mit ausreichendem Material zur Verfügung, deren Ausdehnung sich ausschließlich auf den Bereich des Neutronenstrahls begrenzt. Die dünnwandigen Kugeln mit ihrem langen Hals sorgten für einen minimalen Anteil von Fremdmaterial, in diesem Fall Edelstahl, im Strahl. Im nächsten Schritt musste eine Haltevorrichtung für die Gaskugeln entworfen werden, damit sie an DANCE verwendet werden konnten. Da die Kugeln samt ihrem unteren Bereich, der

Probennr.	Material	Datum	Gewicht
Goethe-Universität Frankfurt			
7	Luft	25.07.16	2,99366 g
7	^{83}Kr	25.07.16	3,01975 g
12	Luft	25.07.16	3,02751 g
12	^{86}Kr	25.07.16	3,35978 g
7	^{83}Kr	29.07.16	3,01978 g
12	^{86}Kr	29.07.16	3,35976 g
LANSCE			
7	^{83}Kr	04.08.16	3,0198 g
12	^{86}Kr	04.08.16	3,3595 g

Tabelle 4.1: Gewicht der Kr-Gaskugeln bei der Befüllung, vor und nach dem Versand nach LANSCE.

eine Feder mit Kugel zur Abdichtung enthält, zu hoch für das Strahlrohr war, musste sie angewinkelt in der Halterung platziert werden. Die gesamte Länge dieser Halterung betrug 66,4 mm und ist damit länger als die Standard Halterung mit 47,75 mm, die an DANCE für den Großteil der Messungen verwendet wird. Allerdings wurde darauf geachtet, dass sich der Mittelpunkt der Gaskugel in der Mitte des DANCE Aufbaus befand. Dazu befindet sich im Strahlrohr ein kleiner Stift, der als Stop für die Probenhalter fungiert. Für die Messung wurden insgesamt drei Gaskugeln verwendet, zwei für ^{83}Kr und ^{86}Kr und eine mit Luft unter Normaldruck befüllte Kugel zum Zweck der Hintergrundmessung. Der fertige Probenaufbau ist in Abb. 4.3 gezeigt.

4.2 ^{85}Kr Probe

Für das radioaktive ^{85}Kr Gas wurde eine fertig gebaute Probe verwendet, da die Gasbefüllung mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Befüllungsanlage nicht anwendbar war. Die entsprechende Gasmenge war hierfür zu klein. Zum Vergleich: Eine ^{85}Kr Aktivität von 50 MBq entspricht lediglich einer Menge von 3,44 μg . Eine eigentlich als Beta-Quelle geplante Probe stand an der Goethe-Universität Frankfurt mit ^{85}Kr zur Verfügung, die letztendlich für das $^{85}\text{Kr}(n,\gamma)$ Experiment verwendet wurde. Die Probe wurde im August 2010 als 50 MBq Quelle angeschafft. Dabei war das Gas in einem Edelstahlzylinder mit einem Durchmesser von 3,7 mm, einer Länge von 70 mm und einer Wandstärke von 0,05 mm eingeschweißt. Der aktive Bereich der Probe, also in dem sich das eigentliche Gas befand, ist 50 mm lang. Eine Skizze der Probe ist in Abb. 4.1 (links) zu sehen. Der Anteil an ^{85}Kr in der Probe betrug laut Herstellerangaben 4,2 %. Der Rest bestand vor allem aus einer Mischung der anderen stabilen Kr-Isotope.

^{85}Kr selbst war ein Nebenprodukt der Spaltung von ^{235}U im Mayak Reaktor in Russland. Mit Hilfe der kumulierten Massenanteile der verschiedenen Kr-Isotope, die bei der Spaltung entstehen, konnte der relative Anteil der Isotope abgeschätzt werden. Die Verteilung ist in Abb. 4.4 gezeigt.

Hier ist zu erkennen, dass direkt nach der Spaltung der Anteil von ^{85}Kr bei ca. 12 % lag. In

4.2 ^{85}Kr Probe

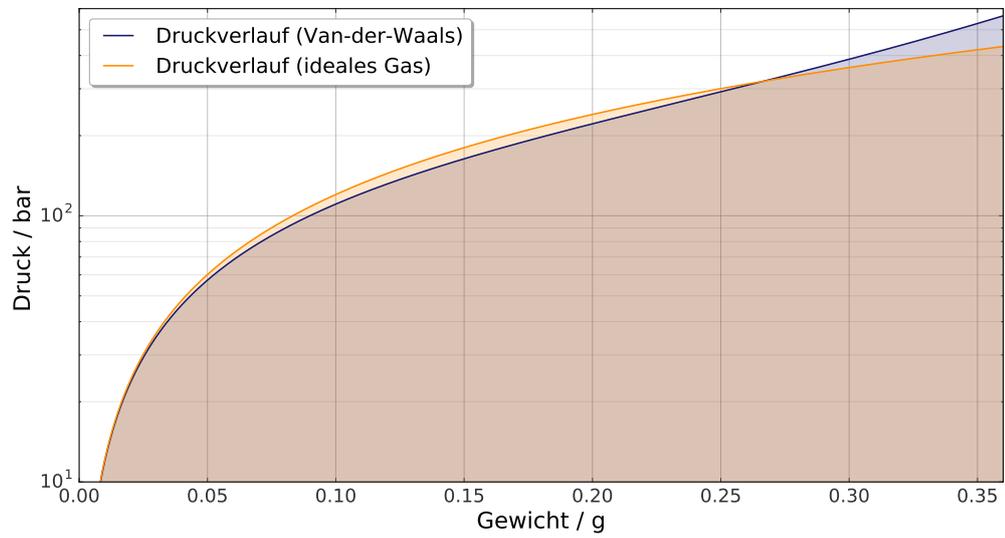


Abbildung 4.2: Druckverlauf von ^{86}Kr beschrieben mit der Van-der-Waals-Gleichung (blau) und dem idealen Gasgesetz (orange).



Abbildung 4.3: Fotos der ^{83}Kr -Probe im Probenhalter.

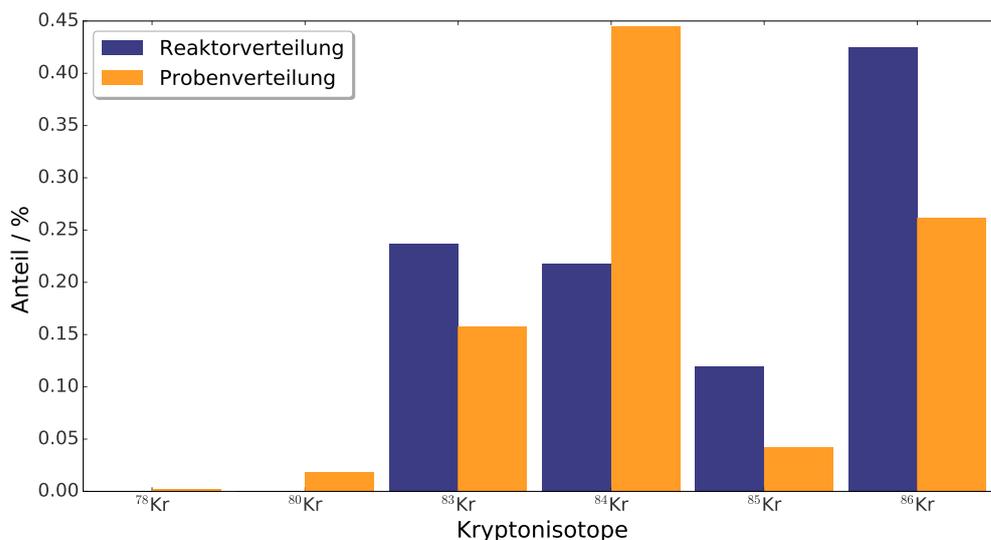


Abbildung 4.4: Erwartete Verteilung der Kr-Isotope direkt nach der Spaltung von ^{235}U (blau) und in der Probe (orange).

der fertigen Probe sollte der Anteil allerdings 4,2 % betragen. Deshalb ist in Abb. 4.4 zusätzlich die Verteilung der Probe gezeigt, wenn man die Reaktorprodukte solange mit natürlichem Kr auffüllt bis der Anteil von ^{85}Kr auf 4,2 % sinkt. Legt man diese Verteilung zu Grunde lässt sich die totale Anzahl von Atomen in der Probe über

$$N_{\text{Kr}} = \frac{A_{^{85}\text{Kr}} \cdot M_{^{85}\text{Kr}}}{\lambda_{^{85}\text{Kr}} \cdot N_{\text{A}}} = 5,81 \cdot 10^{17} \quad (4.4)$$

bestimmen. Hier ist $\lambda_{^{85}\text{Kr}}$ die Zerfallskonstante von ^{85}Kr und N_{A} die Avogadrokonstante. Woraus sich die Gesamtmasse des Kr-Gases berechnet:

$$m_{\text{Kr}} = \sum_i \left(\frac{X_{i\text{Kr}} \cdot N_{\text{Kr}}}{N_{\text{A}}} \cdot M_{i\text{Kr}} \right) = 0,082 \text{ mg} . \quad (4.5)$$

Mit Gl.(4.1) ergibt sich damit ein Druck von ca. 0,046 mbar.

Da sich der aktive Bereich des ^{85}Kr über eine Länge von 50 mm erstreckte, wurde versucht diesen möglichst vollständig im Strahl unterzubringen. Dazu wurde der Probenzylinder so geneigt, dass der innere Teil, der das Gas enthält, im Strahl war, der äußere Teil – jeweils 10 mm – aber nicht. Insgesamt hatte die Halterung für die ^{85}Kr Probe damit eine Länge von 95 mm, also etwa die doppelte Länge der Standard DANCE Halterung. Um auch diese Probe in den Mittelpunkt der DANCE Kugel zu positionieren, musste eine große Aussparung eingebaut werden, in die der Stift im Strahlengang passt. Der fertige Probenaufbau ist in Abb. 4.5 gezeigt.

4.2 ^{85}Kr Probe



Abbildung 4.5: Links: Frontansicht des ^{85}Kr Probenhalters mit Probe. Rechts: Seitenansicht des ^{85}Kr Probenhalters mit Probe.

5.1 ^{83}Kr Analyse

5.1.1 Summenenergie- und Multiplizitätsbedingungen

Die Messungen zum Neutroneneinfang von ^{83}Kr fanden am 05.10.16 statt. Ratenabschätzungen im Vorfeld des Experimentes ließen eine besonders hohe Ereigniszahl in der Resonanz bei 28 eV erwarten. Siehe Abb. 5.1 für den evaluierten Wirkungsquerschnitt, der die Grundlage für diese Abschätzung bildete. Daraufhin wurde entschieden, die Messung mit einem reduzierten Strom durchzuführen, um Pile-Up zu reduzieren. Für ^{83}Kr wurden schließlich zwei Messungen durchgeführt. $\sim 1,5$ h bei einem durchschnittlichen Strom von etwa 100 μA und ~ 1 h bei einem Strom von 40 μA . Beide Messungen wurden im Laufe der Analyse für den finalen Neutroneneinfangsquerschnitt zusammengefasst.

In Abb. 5.2 ist das aufgenommene Spektrum der Messung mit reduzierten Strom gezeigt. Dabei wurde zunächst eine Einschränkung der Rohdaten vorgenommen. In orange sind die ungefilterten Daten bezüglich Mcl und E_{sum} dargestellt. Allerdings war hier mit einem großen Untergrund bei geringen Multiplizitäten z.B. aus gestreuten Neutronen zu rechnen. Eine weitere wichtige Quelle für den Untergrund ist die Stahlkugel, in der das Krypton eingeschlossen ist. Um beide Einflüsse zu reduzieren, wurden die Daten im ersten Schritt der Auswertung eingeschränkt. Dazu wurden mit FARE erzeugte dreidimensionale Histogramme, in denen Informationen zur Neutronenenergie (E_n), Clustermultiplizität (Mcl) und Summenenergie (E_{sum}) gespeichert sind, verwendet. Hierbei lassen sich Bedingungen für die einzelnen Parameter setzen. Da der Verlauf des Spektrums über den gesamten Neutronenenergiebereich von Interesse ist, findet hier keine Einschränkung statt. Die anderen beiden Parameter wurden anhand der Eigenschaften von ^{83}Kr reduziert. Da der Q-Wert von 10,52 MeV der $^{83}\text{Kr}(n,\gamma)$ -Reaktion bekannt ist, wurde E_{sum} auf einen Bereich von 9,5 MeV - 11 MeV eingeschränkt. In Abb. 5.3 (links) ist das Summenenergiespektrum der stärksten Resonanz bei 28 eV gezeigt.

Bei Mcl wurde ein Bereich von 3 - 6 gewählt. Dazu wurde die Verteilung der Multiplizität

5.1 ^{83}Kr Analyse

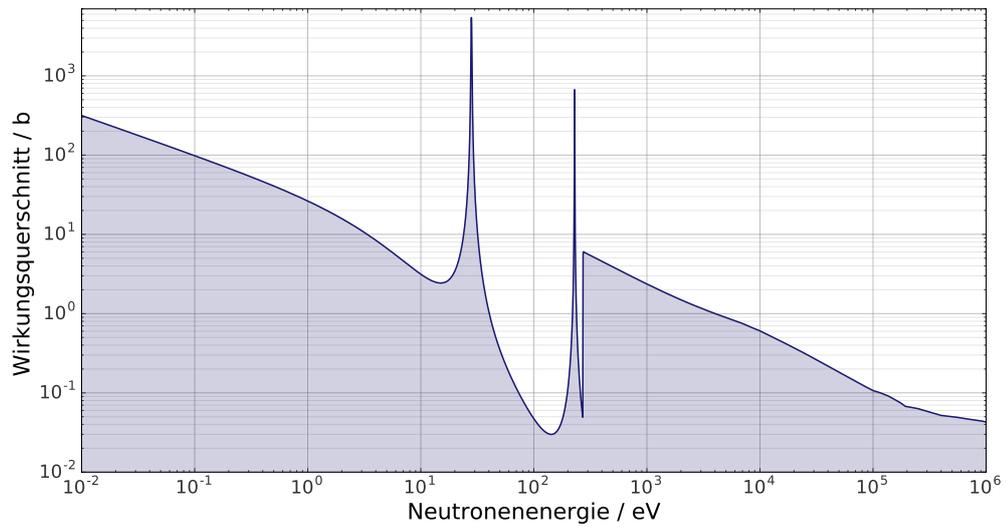


Abbildung 5.1: Evaluierter ENDF/B-VII.1 $^{83}\text{Kr}(n,\gamma)$ Wirkungsquerschnitt [48].

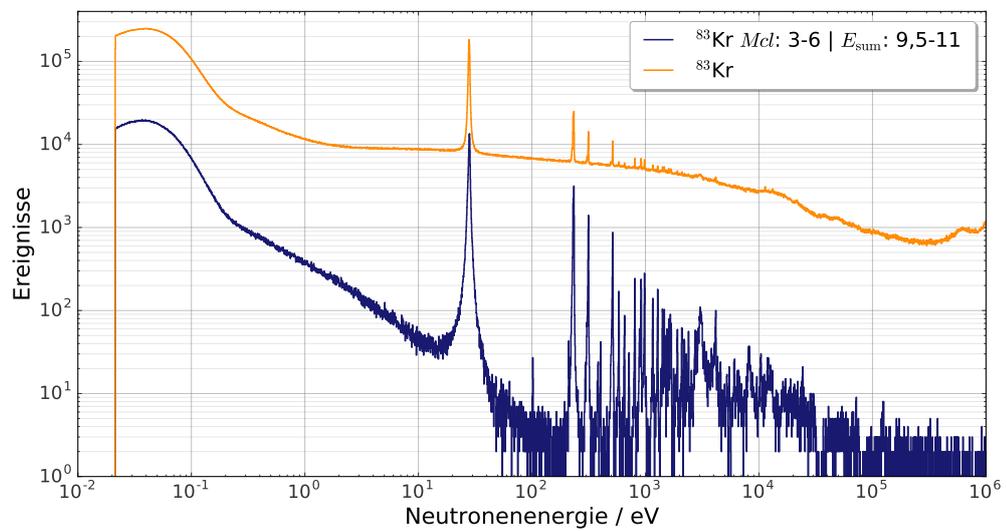


Abbildung 5.2: DANCE Ereignisse als Funktion der Neutronenenergie mit ^{83}Kr Probe. In orange sind die Rohdaten zu sehen, vor der Anwendung von E_{sum} - und Mcl -Bedingungen. Das blaue Spektrum ist das Resultat aus den im Text beschriebenen Bedingungen.

5.1.2 Kombination der ^{83}Kr Messungen

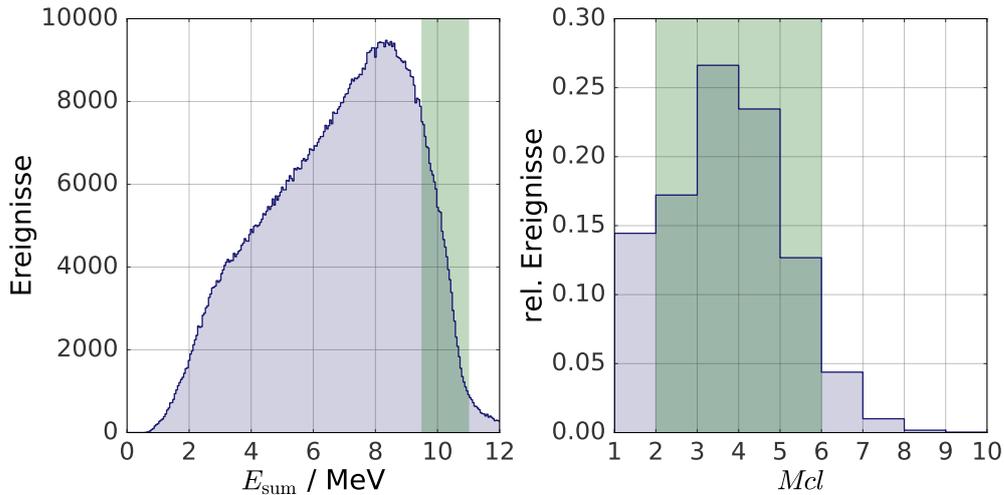


Abbildung 5.3: Links: E_{sum} -Spektrum der ^{83}Kr Resonanz bei 28 eV. Dies entspricht einer Neutronenenergiebedingung von 26 eV - 30 eV. Rechts: Mcl -Verteilung von ^{83}Kr normiert auf die Ereignisse in allen Multiplizitäten und ohne Neutronenenergiebedingung. In beiden Abbildungen sind jeweils in grün die verwendeten Bedingungen eingezeichnet.

betrachtet wie sie in Abb. 5.3 (rechts) gezeigt ist. Die Multiplizitäten sind hierbei auf die Gesamtzahl der Ereignisse mit allen Multiplizitäten normiert.

Nach Anwendung beider Bedingungen erhielt man das blaue Spektrum in Abb. 5.2. Deutlich zu erkennen sind die beiden erwarteten Resonanzen bei 28 eV und 229 eV aber auch weitere, deren Zugehörigkeit noch bestimmt werden musste.

5.1.2 Kombination der ^{83}Kr Messungen

Die kürzere Messzeit in Verbindung mit reduziertem Strom resultierte in einer geringen Statistik in den nichtresonanten Bereichen > 30 eV. Um dem entgegen zu wirken und die späteren Unsicherheiten zu verringern, wurden beide ^{83}Kr Messungen kombiniert (siehe Abb. 5.4). Um allerdings den Vorteil des geringeren Strom in den Resonanzen nicht zu verlieren, nämlich die die Reduzierung von Pile-Up, wurden diese ausgeschlossen. Für das weiterhin verwendete Spektrum wurde die folgende Methode zur Kombination gewählt

$$N_f = \frac{N_{b,1} + \frac{N_{p,1}}{N_{p,2}} \cdot N_{b,2}}{2}. \quad (5.1)$$

Hier ist $N_{b,x}$ die Anzahl an Ereignissen und $N_{p,x}$ die Anzahl der registrierten Protonen in der jeweiligen Messung. N_f ist die daraus resultierende Ergebniszahl. Der Faktor $\frac{N_{p,1}}{N_{p,2}}$ sorgt dafür, dass sowohl die verschiedenen Messzeiten, als auch die nicht konstanten Ströme der beiden Messungen zur Skalierung beachtet werden. Das so entstehende Spektrum ist in Abb. 5.5 gezeigt.

5.1 ^{83}Kr Analyse

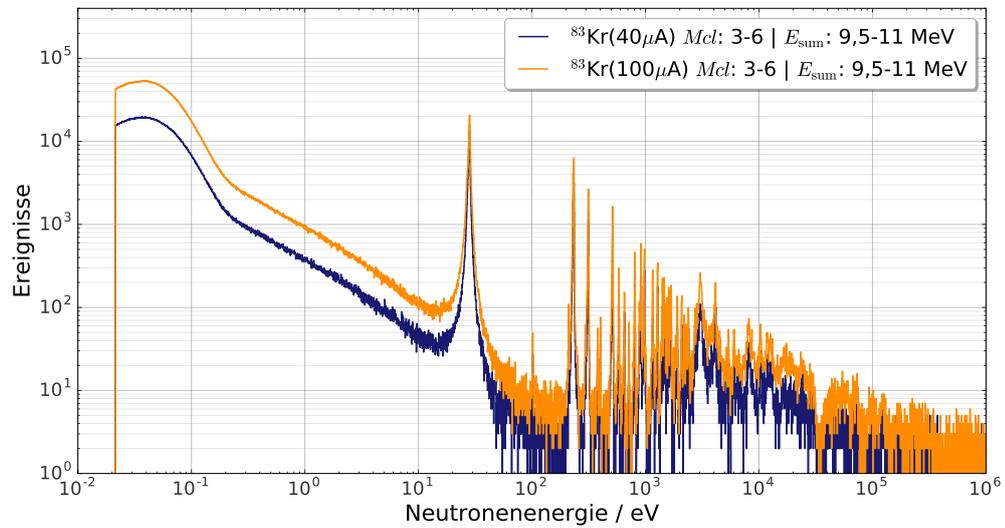


Abbildung 5.4: Vergleich der Messungen mit 100 μA und 40 μA . Durch den höheren Strom sind deutlich mehr Ereignisse vorhanden (orange). Durch Kombination beider Messungen führt dies zu geringeren statistischen Unsicherheiten, vor allem in den nicht resonanten Bereichen.

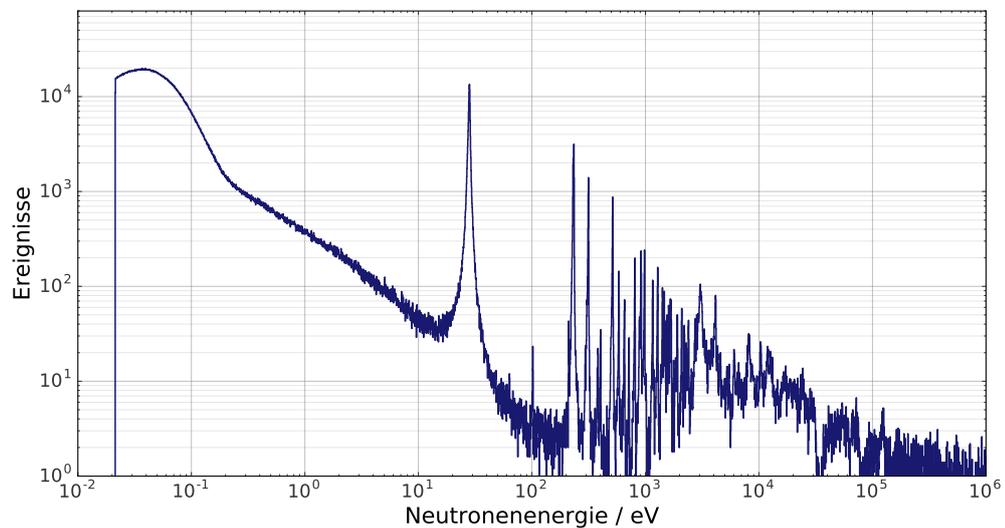


Abbildung 5.5: Kombination der ^{83}Kr Messungen mit 100 μA und 40 μA .

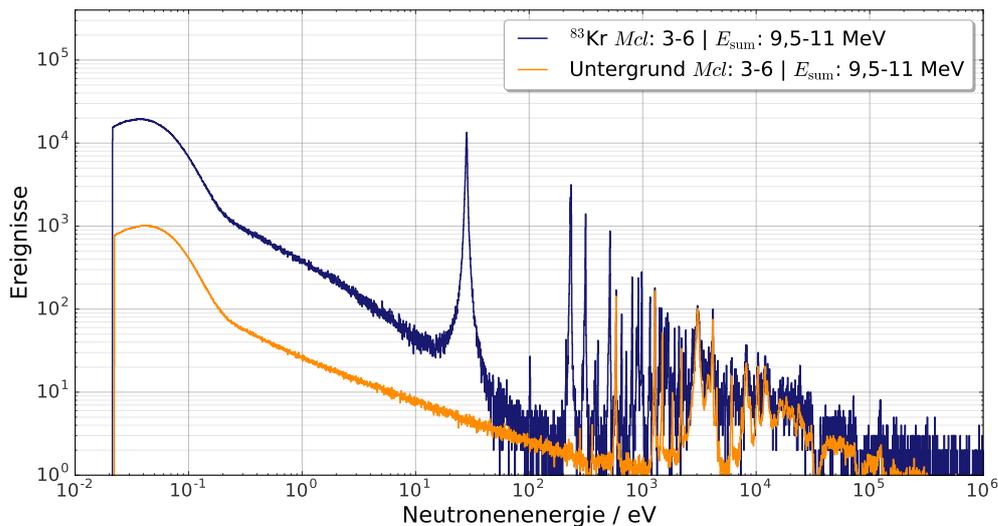


Abbildung 5.6: Aufgenommenes Untergrundspektrum mit leerer Stahlkugel. Im Vergleich dazu ^{83}Kr . Beide Spektren sind mit gleichen Bedingungen auf Mcl und E_{sum} gezeigt. Das Untergrundspektrum ist bereits auf das Integral der 585 eV Resonanz normiert.

5.1.3 Untergrundabzug

Zum Bereinigen des Untergrundes, wodurch nur noch der ^{83}Kr Anteil der Messung im Spektrum verbleibt, wurde eine zusätzliche Messung mit einer Leerkugel durchgeführt. Dadurch, dass nicht die exakt gleiche Kugel sondern nur eine baugleiche verwendet wurde, kann es aufgrund von Fertigungsunsicherheiten zu minimalen Abweichungen zwischen den Kugeln und somit deren Messungen kommen. Die Messung der Untergrundkugel fand in einem Zeitraum vom 12.10.16 bis 14.10.16 statt.

Um beide Messungen vergleichen zu können, mussten sie auf gleichen Neutronenfluss normiert werden. Hierbei wurde eine starke Resonanz bei 585 eV aus der Stahlkugel gewählt, die in den Spektren mit und ohne ^{83}Kr vorkommt. In einem Bereich um die Resonanz von 560 eV - 595 eV wurden die Integrale gebildet und die Untergrundmessung mit deren Verhältnis normiert. Das so aufgenommene Spektrum ist mit denselben Mcl - und E_{sum} -Bedingungen wie die, die auf ^{83}Kr angewendet wurden, in Abb. 5.6 gezeigt.

Zu sehen ist, dass der Einfluss auf das Gesamtspektrum vor allem ab einer Energie von ca. 1,5 keV zum Tragen kommt. Hier existieren viele Resonanzen von Stoffen mit Q-Werten von mehr als 10 MeV (siehe Abb. 5.7). Unterhalb von 1,5 keV sind zwei Resonanzen zu finden, die zur Normierung verwendete 585 eV, sowie eine 1286 eV Resonanz, die beide aus Titan stammen. Im Bereich von 3 keV - 30 keV finden sich besonders viele Resonanzen, die wie an den Q-Werten zu sehen ist, aus verschiedenen Stoffen im Stahl stammen.

Für die Subtraktion wurden die beiden dreidimensionalen Histogramme in denen E_n gegen E_{sum}

5.1 ^{83}Kr Analyse

gegen Mcl aufgetragen sind binweise voneinander abgezogen. Das so entstehende Spektrum ist frei von Untergrund aus der Stahlkugel. Gleichzeitig wurde auf diese Weise auch Untergrund entfernt, der aus der Umgebung des DANCE Aufbaus stammt.

5.1.4 Korrekturfaktor für Streuung und Absorption

Für die Korrekturen durch Streuung und Absorption (siehe Kapitel 3.7.2) wurden für die Simulation die evaluierten Verläufe von Neutroneneinfang und elastischer Streuung von ^{83}Kr aus Abb. 5.9 verwendet. Weitere Parameter waren:

- Eine sphärische Geometrie mit einem Kugelradius von 5,3 mm.
- Eine Teilchendichte von $3,521 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ eines reinen ^{83}Kr Gases.
- Es wurden 10^6 Neutronen für jeden Energieschritt simuliert.

Die Simulation sieht vor die Anzahl an Neutronen gegebenenfalls zu erhöhen, um die statistische, Unsicherheiten auf unter 0,1 % zu reduzieren.

Das Resultat ist in Abb. 5.10 gezeigt. In den aus den evaluierten Daten bekannten Resonanz bei 28 eV kommt es zu den größten Korrekturen mit einem Faktor von ca. 1,9. Auch in der 229 eV Resonanz und in einem Bereich unter 10 eV kommt es noch zu geringen Korrekturen. Diese Ergebnisse werden in der Berechnung des Neutroneneinfangsquerschnitt mit dem Faktor $f_{sc,^{83}\text{Kr}}$ berücksichtigt.

5.1.5 ^{83}Kr Effizienz

Für die Kaskadenerzeugung mit DICEBOX (siehe Kapitel 3.10) gab es für ^{83}Kr eine Besonderheit zu beachten. Es existiert ein langlebiger Zustand im ^{84}Kr mit einer Energie von 3,24 MeV und einer Halbwertszeit von 1,83 μs , der in etwa 2 % der Fälle besetzt wurde [71]. Diese Zeit ist deutlich länger als das für die Auswertung in FARE gesetzte Koinzidenzfenster von 10 ns. Deshalb wird in diesen seltenen Fällen nicht die gesamte Energie der Kaskade einem Ereignis zugeordnet. Daher wurde jede aus DICEBOX stammende Kaskade bei Auftreten dieses Zustandes an dieser Stelle gesondert behandelt, um diese Tatsache zu berücksichtigen. Die Ergebnisse der anschließenden GEANT3 Simulationen sind in Abb. 5.11 - 5.14 gezeigt. Dabei wurden die γ -Energie und E_{sum} Spektren der 28 eV und 229 eV Resonanzen von Messung und Simulation miteinander verglichen. Die zur Simulation verwendeten Modelle in DICEBOX sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Zu sehen ist eine gute Übereinstimmung sowohl für die γ - wie auch für die Summenenergie der 229 eV Resonanz. Lediglich der hochenergetische Bereich wird in den Simulationen leicht überschätzt, was vor allem bei kleineren Clustermultiplizitäten sichtbar ist. Dieses Verhalten ist auf die nicht vollständige Beschreibung des angeregten ^{84}Kr in den Simulationen zurückzuführen. Die höherenergetischen Resonanzen bei 314 eV und 513 eV verhalten sich analog zur 229 eV Resonanz.

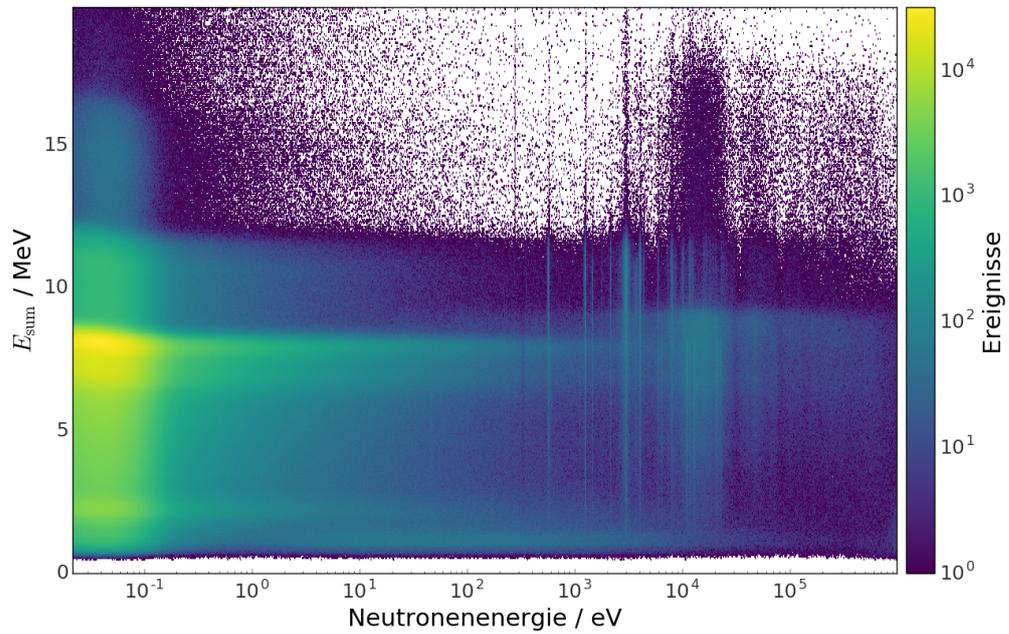


Abbildung 5.7: Aufgenommenes zweidimensionales Untergrundspektrum der leeren Stahlkugel.

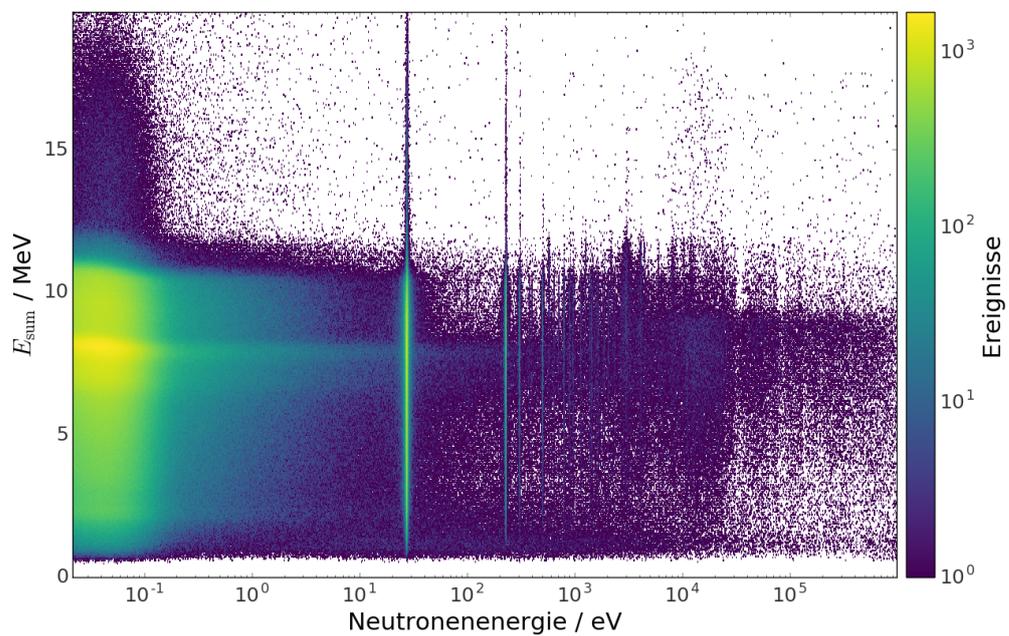


Abbildung 5.8: Als Vergleich zu Abb. 5.7, das zweidimensionale Spektrum von ^{83}Kr .

5.1 ^{83}Kr Analyse

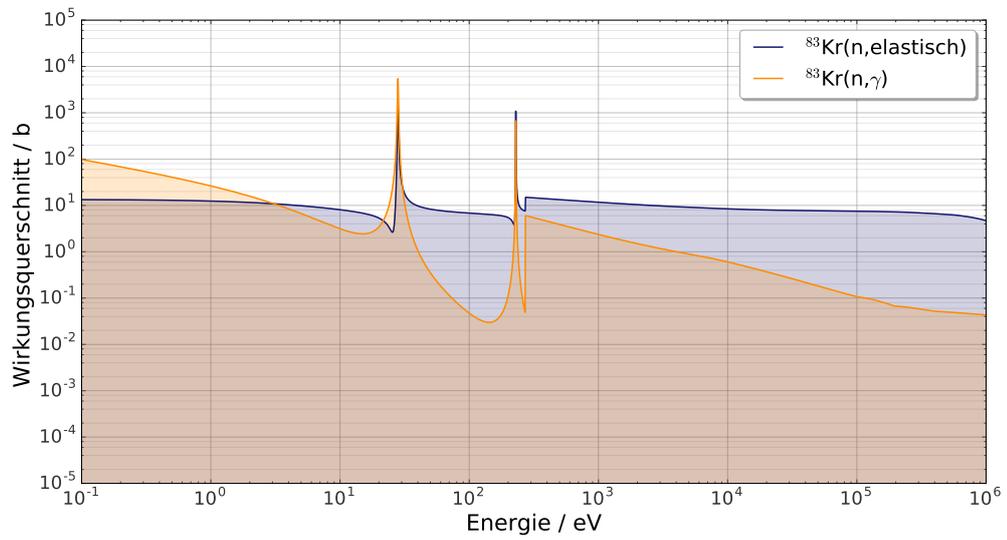


Abbildung 5.9: Zur Streukorrektur verwendete Wirkungsquerschnitte für Streuung (blau) und Neutroneneinfang (orange).

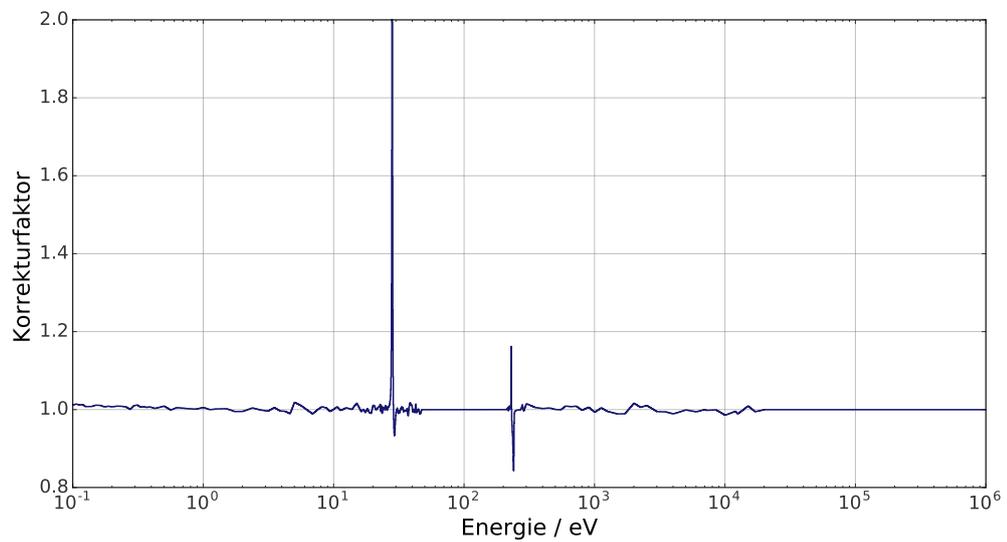


Abbildung 5.10: Streukorrekturfaktor für ^{83}Kr .

5.1.6 Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{83}Kr

Modell 1	Modell 2
NOPT E1 5: Generalized Lorentzian Model [72]	NOPT E1 5
NOPT M1 6: Spin-Flip Resonanz + niederenergetische Verstärkung	NOPT M1 0: Einzel Partikel Modell mit konstanter M2 Photonen Stärke Funktion
NOPT E2 0: Einzel Partikel Modell mit konstanter E2 Photonen Stärke Funktion	NOPT E2 0
NOPT DE 9: Back-Shifted Fermi-Gas Model [73]	NOPT DE 9

Tabelle 5.1: Für die DICEBOX Simulationen von ^{83}Kr verwendeten Modelle.

Ein anderes Verhalten ist dagegen bei der 28 eV Resonanz zu sehen, bei der die Simulation eine deutlich größere Abweichung von der Messung darstellte, was vor allem in den E_{sum} Spektren zu erkennen ist. Hier zeigt die Messung eine Verschiebung hin zu niedrigeren Energien, die so in der Simulation nicht widergegeben wird. In diesem Energiebereich ist also mit einer größeren systematischen Unsicherheit zu rechnen.

Verschiedene Niveaudichtemodelle zusammen mit den 15 verschiedenen Realisationen ergaben eine Gesamtzahl von 60 Simulationen, aus denen mit den gleichen Bedingungen für die Summenenergie und Clustermultiplizität eine Effizienz von

$$\epsilon_{83\text{Kr}} = 0,160 \pm 0,004 \quad (5.2)$$

bestimmt wurde.

5.1.6 Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{83}Kr

Mit Hilfe des im vorherigen Kapitel erhaltenen ^{83}Kr Spektrums konnte dann der Neutroneneinfangsquerschnitt bestimmt werden. Unter Verwendung des Korrekturfaktors $k_{\text{BM}} = 9,567 \cdot 10^{27} \pm 1,565 \cdot 10^{26}$ aus Kapitel 3.6 folgt

$$\sigma_{83\text{Kr},i} = \frac{k_{\text{BM}} \cdot C_{83\text{Kr}} \cdot f_{\text{sc},83\text{Kr},i}}{\frac{C_{\text{BM}}}{\sigma_{\text{BM},i}} \cdot N_{83\text{Kr}} \cdot N_{\text{p}} \cdot \epsilon_{83\text{Kr}}} \quad (5.3)$$

Hier sind C_x jeweils die Ereignisse aus dem untergrundbereinigten ^{83}Kr bzw. dem Neutronenmonitorspektrum. $\sigma_{\text{BM},i}$ ist der Wirkungsquerschnitt des Neutronenmonitors bei der gegebenen Energie. $f_{\text{sc},83\text{Kr},i}$ ist der Korrekturfaktor aus der Bestimmung der Streuung und Absorption der Probe (siehe Kapitel 3.7). N_{p} ist die im Scaler detektierte Anzahl von Protonen und $\epsilon_{83\text{Kr}}$ die Effizienz. Die Teilchenzahl von $N_{83\text{Kr}}$ berechnete sich aus dessen Gewicht:

$$N_{83\text{Kr}} = \frac{m_{83\text{Kr}} - m_{\text{Kugel}}}{M_{83\text{Kr}} \cdot N_{\text{A}}} = 1,831 \cdot 10^{20} \pm 1,831 \cdot 10^{18}. \quad (5.4)$$

Mit $m_{83\text{Kr}}$ des Gewichtes der Kugel mit und m_{Kugel} ohne ^{83}Kr . $M_{83\text{Kr}}$ gibt die molare Masse an und N_{A} die Avogardokonstante.

5.1 ^{83}Kr Analyse

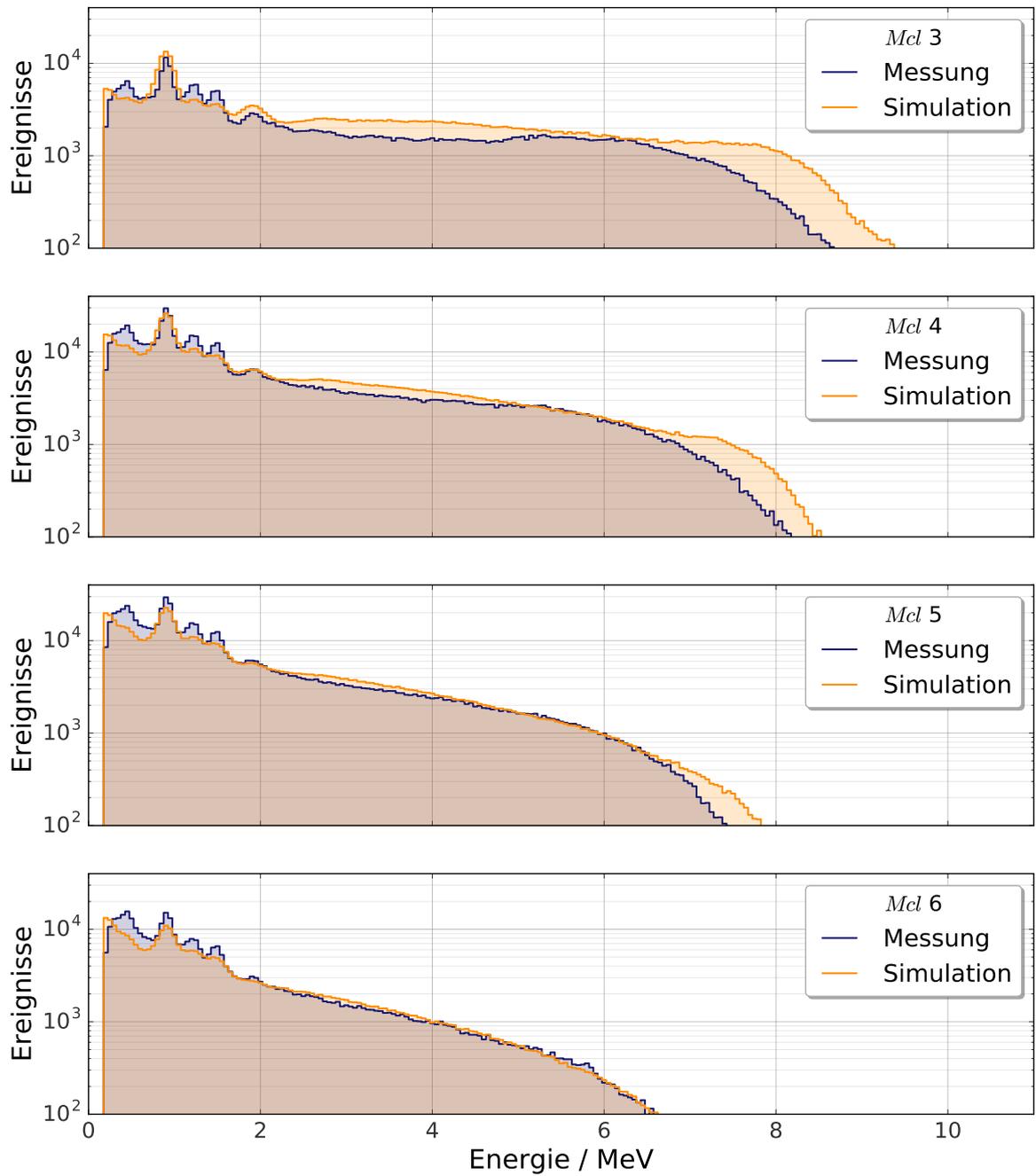


Abbildung 5.11: Vergleich der γ -Clusterenergiespektren von Simulation (orange) und Messung (blau) der ^{83}Kr Probe der 28 eV. Gezeigt sind die für die Auswertung verwendeten Clustermultiplizitäten 3 - 6.

5.1.6 Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{83}Kr

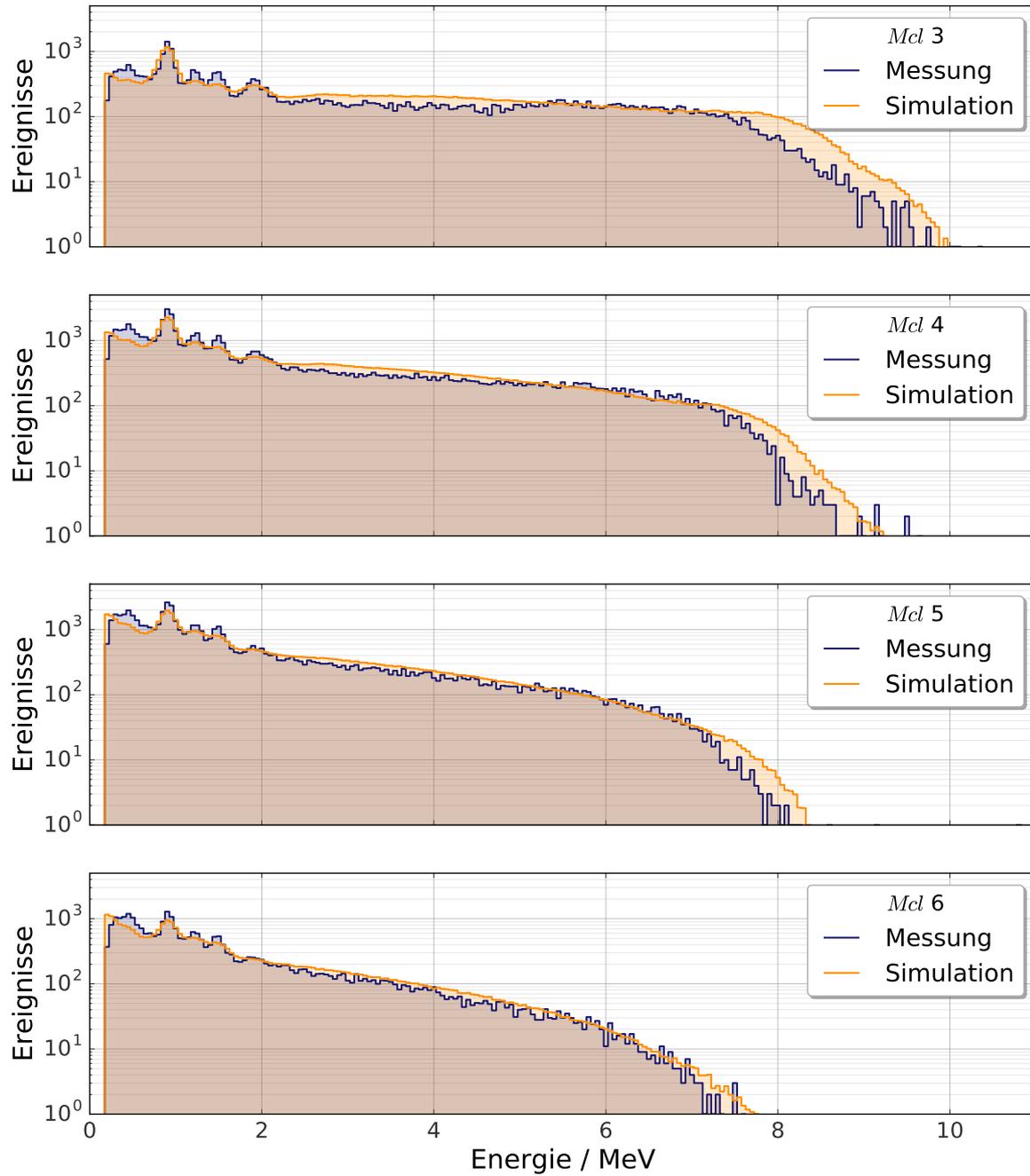


Abbildung 5.12: Vergleich der γ -Clusterenergiespektren von Simulation (orange) und Messung (blau) der ^{83}Kr Probe der 229 eV. Gezeigt sind die für die Auswertung verwendeten Clustermultiplizitäten 3 - 6.

5.1 ^{83}Kr Analyse

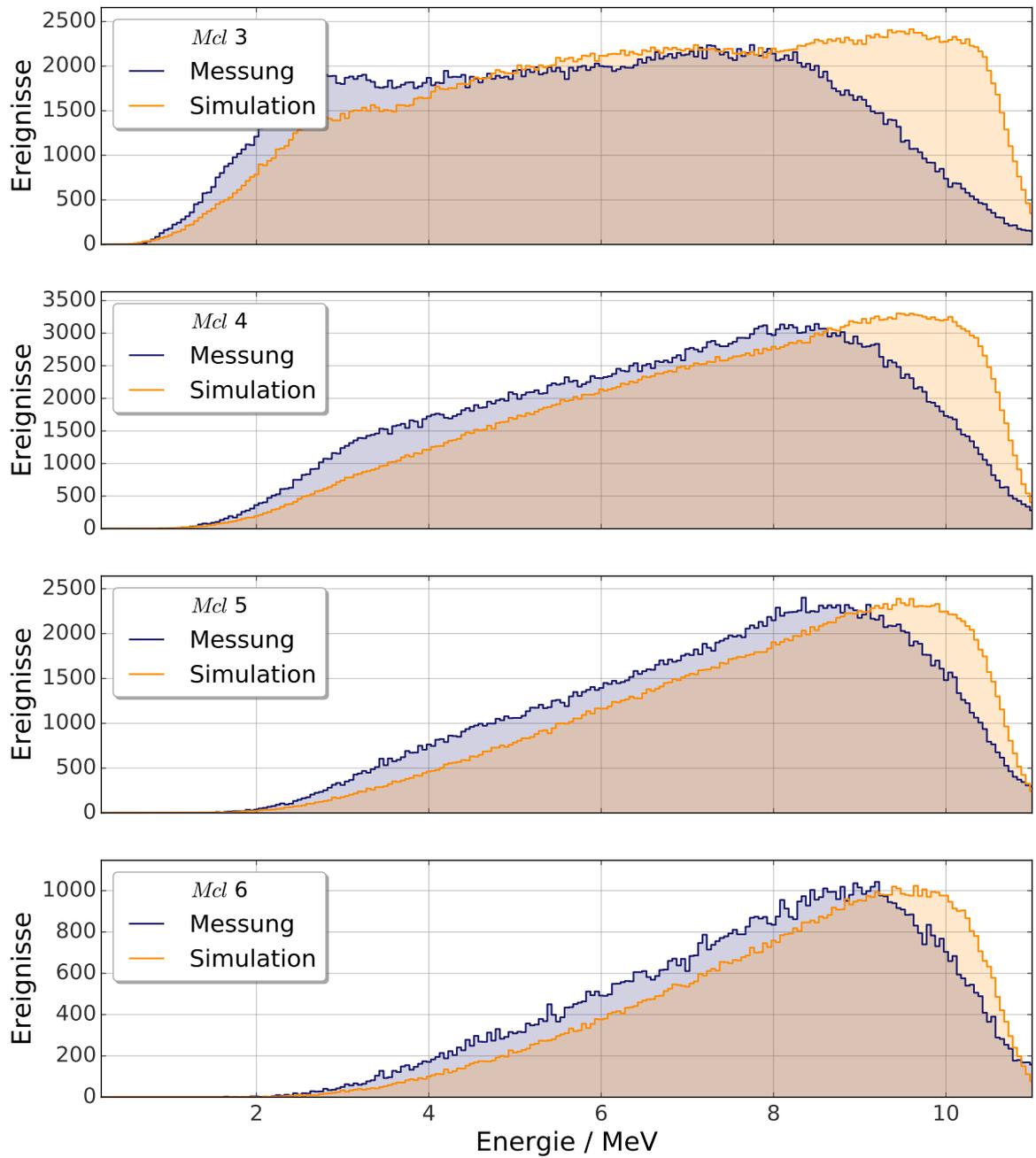


Abbildung 5.13: Vergleich der Summenenergiespektren von Simulation (orange) und Messung (blau) der ^{83}Kr Probe der 28 eV. Gezeigt sind die für die Auswertung verwendeten Clustermultiplizitäten 3 - 6.

5.1.6 Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{83}Kr

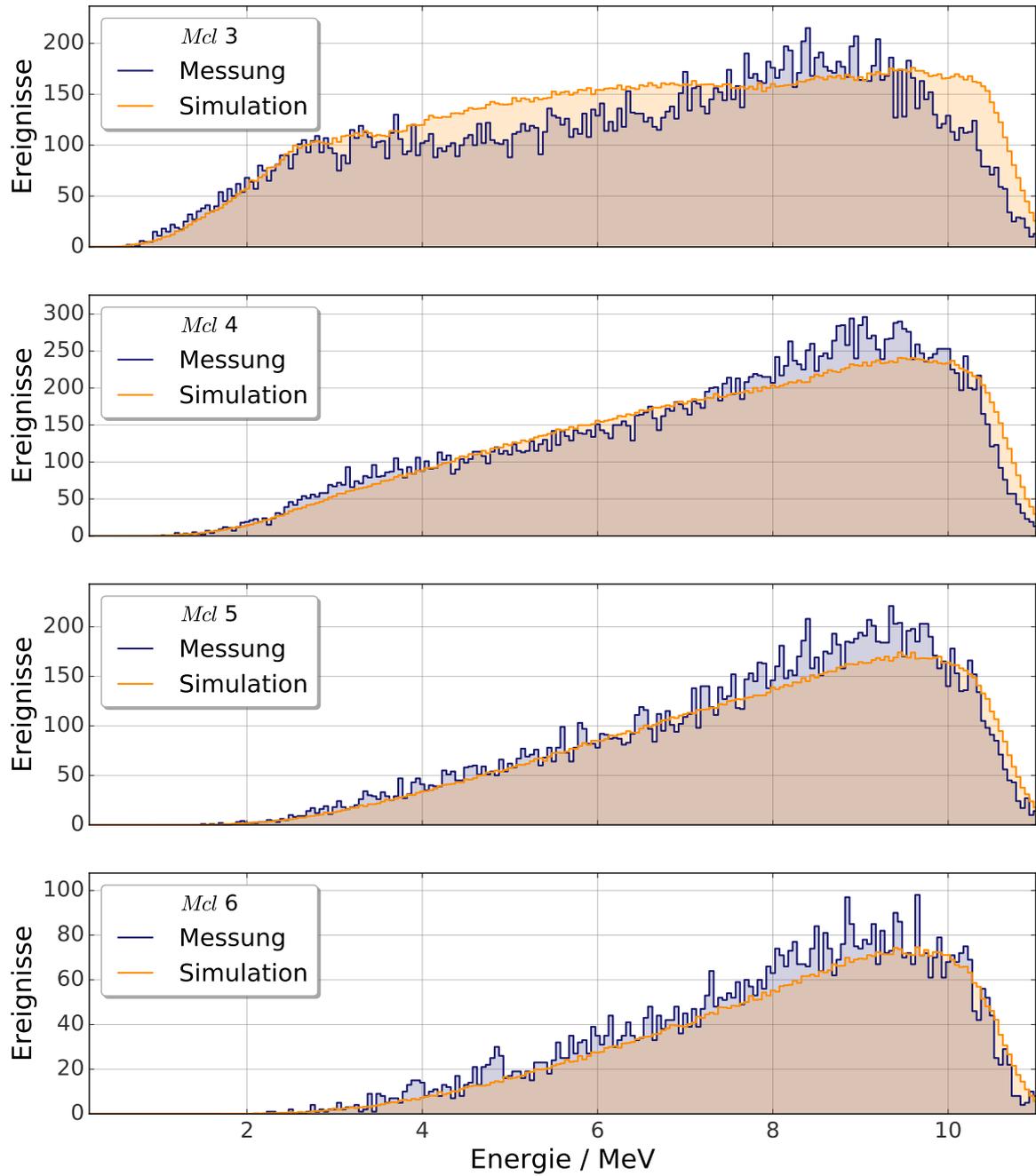


Abbildung 5.14: Vergleich der Summenenergiespektren von Simulation (orange) und Messung (blau) der ^{83}Kr Probe der 229 eV. Gezeigt sind die für die Auswertung verwendeten Clustermultiplizitäten 3 - 6.

5.1 ^{83}Kr Analyse

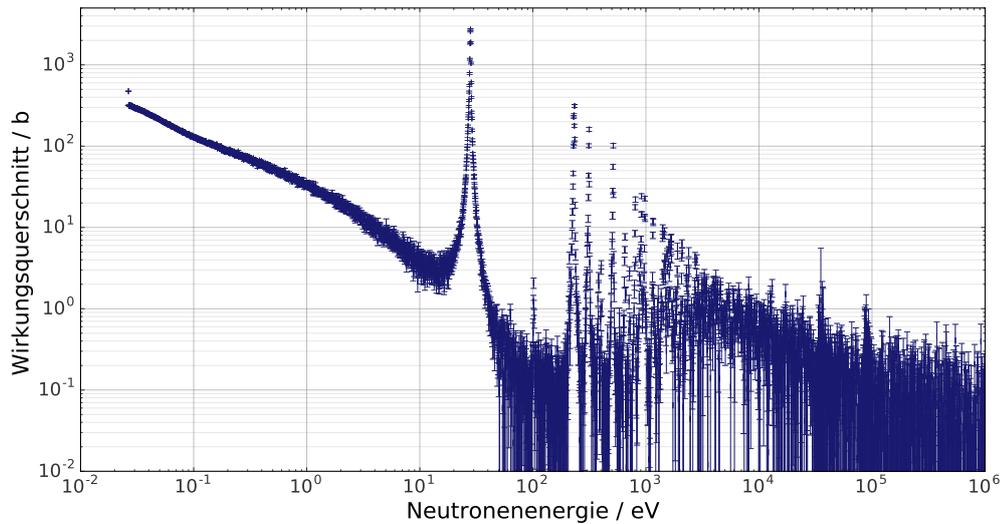


Abbildung 5.15: ^{83}Kr Neutroneneinfangsquerschnitt mit statistischen Fehlern. Die Anzahl der Bins beträgt 500 pro Energiedekade.

Gl.(5.3) wurde auf jedes Bin angewendet, was durch den Index i angedeutet wird. Der resultierende Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 5.15 und Abb. 5.16 gezeigt. Wobei letzteres das Histogramm zeigt, in dem 10 Bins zu einem zusammengefasst wurden. Außerdem ist in Abb. 5.16 der evaluierte Wirkungsquerschnitt von ENDF/B-VII.1 zum Vergleich der Ergebnisse dargestellt. Es zeigt sich eine Übereinstimmung ab ca. 1 eV. Im unteren Energiebereich liegt der in dieser Arbeit bestimmte Wirkungsquerschnitt unterhalb des Evaluierten, wobei die Abweichung im thermischen Bereich größer wird. Die bereits bekannten Resonanzen bei 28 eV und 229 eV konnten mit großer Genauigkeit gemessen werden. Außerdem wurden weitere Resonanzen bei den Energien 314 eV und 514 eV gefunden.

Das Verhältnis des in dieser Arbeit bestimmten ^{83}Kr Wirkungsquerschnittes zum evaluierten Verlauf des Au Wirkungsquerschnittes der ENDF/B-VII.1 Datenbank befindet sich im Anhang.

5.1.7 ^{83}Kr MACS

Zur Bestimmung des astrophysikalisch relevanten MACS von ^{83}Kr wurde Gl.(2.22) unter der Bedingung einer endlichen Energiebreite $dE \rightarrow \Delta E$ zu

$$\text{MACS}_{^{83}\text{Kr}} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_{\text{max}}} = \left(\frac{4}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^2} \sum_i \sigma(E_i) E_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \Delta E_i . \quad (5.5)$$

Dabei ist i das jeweilige Bin, E_i die zugehörige Energie in dessen Mitte und ΔE_i die Binbreite von der jeweiligen unteren bis zur oberen Kante. Aufgrund der hohen Unsicherheiten ab einem Energiebereich von $E_n > 10^5$ eV (siehe Abb. 5.16) wurde für höhere Energien der evaluierte Einfangsquerschnitt von ENDF/B-VII.1 verwendet. Dazu wurde zunächst ein Korrekturfaktor k_{MACS} eingeführt.

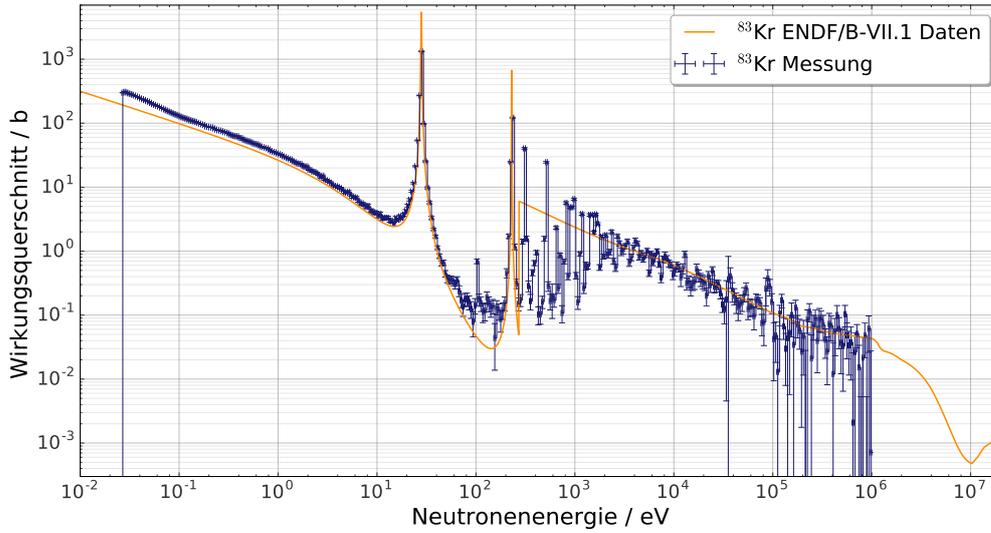


Abbildung 5.16: ^{83}Kr Neutroneneinfangsquerschnitt mit statistischen Fehlern. Die Anzahl der Bins beträgt 50 pro Energiedekade. Außerdem eingezeichnet ist der evaluierte ENDF/B-VII.1 Querschnitt [48].

$$k_{\text{MACS}} = \frac{\sum_{25 \text{ meV}}^{100 \text{ keV}} f_{n,g; \text{ Messung}}}{\sum_{25 \text{ meV}}^{100 \text{ keV}} f_{n,g; \text{ ENDF}}} \quad (5.6)$$

Damit wird aus Gl.(5.5)

$$\text{MACS}_{^{83}\text{Kr}} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^2} \left(\sum_i \sigma(E_i) E_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \Delta E_i + \sum_j \sigma(E_j) E_j \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right) k_{\text{MACS}} \Delta E_j \right). \quad (5.7)$$

Wobei i der Binbereich der Messung und j der Binbereich der ENDF/B-VII.1 Daten ist.

Die MACS bei verschiedenen Energien im Bereich von 5 keV - 100 keV im Vergleich zu den KADoNIS v0.3 Daten [74] sind in Tabelle 5.2 gezeigt und in Abb. 5.17 abgebildet.

Außerdem wurde mit Gl.(2.23) und den aus KADoNIS v0.3 entnommenen Stellar Enhancement Factors die stellare Reaktionsrate bestimmt. Die Ergebnisse und verwendeten SEF's sind in Tabelle 5.3 aufgelistet und in Abb. 5.18 im Vergleich zu den KADoNIS v0.3 Daten dargestellt.

5.1 ^{83}Kr Analyse

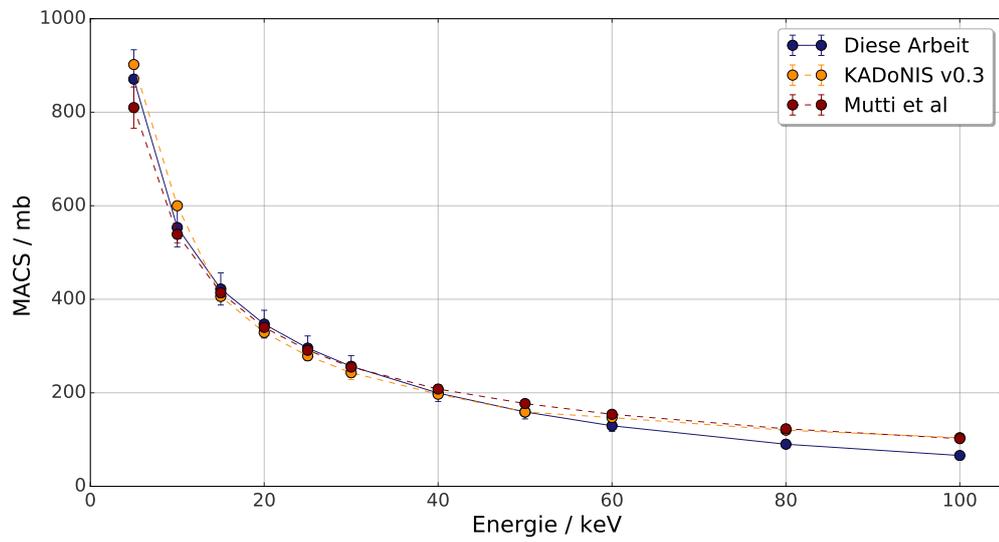


Abbildung 5.17: Vergleich der MACS berechnet in dieser Arbeit mit denen von KADoNIS v0.3 und Mutti *et al.*

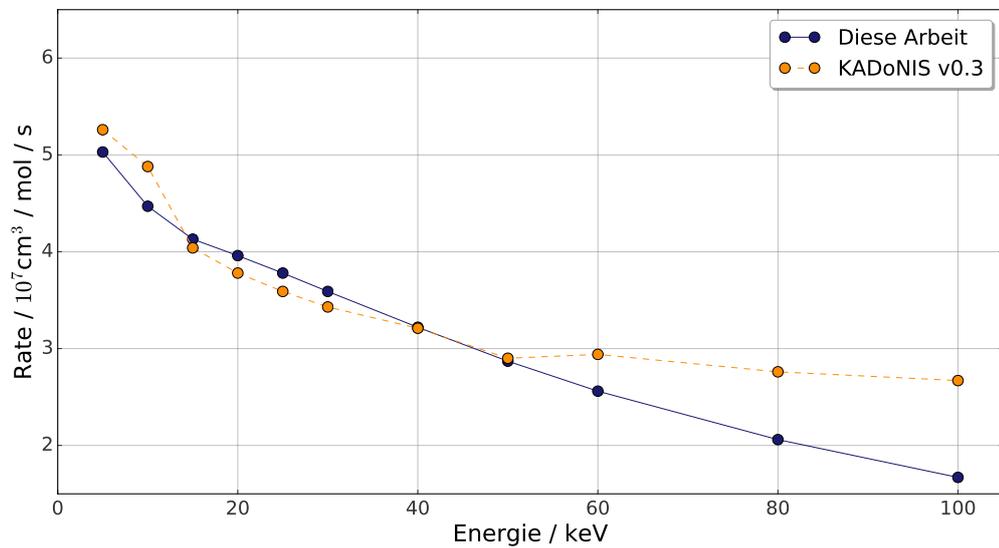


Abbildung 5.18: Vergleich der Raten berechnet in dieser Arbeit mit der aus KADoNIS v0.3.

kT / keV	MACS(KADoNIS v0.3) / mb	MACS (Diese Arbeit) / mb
5	902,0	$870,8 \pm 13,0_{\text{stat}} \pm 61,5_{\text{sys}}$
10	600,0	$553,5 \pm 14,9_{\text{stat}} \pm 39,1_{\text{sys}}$
15	406,0	$422,0 \pm 17,1_{\text{stat}} \pm 29,8_{\text{sys}}$
20	329,0	$346,9 \pm 16,8_{\text{stat}} \pm 24,5_{\text{sys}}$
25	279,0	$295,6 \pm 15,6_{\text{stat}} \pm 20,9_{\text{sys}}$
30	243,0	$256,6 \pm 14,2_{\text{stat}} \pm 18,1_{\text{sys}}$
40	197,0	$199,5 \pm 11,8_{\text{stat}} \pm 14,1_{\text{sys}}$
50	159,0	$159,1 \pm 9,8_{\text{stat}} \pm 11,2_{\text{sys}}$
60	147,0	$129,5 \pm 8,3_{\text{stat}} \pm 9,1_{\text{sys}}$
80	120,0	$90,0 \pm 6,1_{\text{stat}} \pm 6,3_{\text{sys}}$
100	104,0	$65,9 \pm 4,6_{\text{stat}} \pm 4,7_{\text{sys}}$

Tabelle 5.2: In dieser Arbeit berechnete MACS von ^{83}Kr . Im Vergleich dazu die in KADoNIS v0.3 angegebenen MACS.

5.1.8 Statistische Unsicherheiten

Bei der Bestimmung des Neutroneneinfangsquerschnitts von ^{83}Kr wurden die Unsicherheiten in statistische und systematische Unsicherheiten getrennt. Erstere ergeben sich aus statistischen Schwankungen und können durch eine erhöhte Messzeit reduziert werden. Wohingegen die systematischen Unsicherheiten einen festen Wert aufweisen, der z.B. durch eine endliche Genauigkeit eines Messinstrumentes gegeben ist.

Die statistischen Unsicherheiten dieser Messung ergeben sich aus

$$err_{\text{stat}} = \sqrt{N}. \quad (5.8)$$

Wobei N die Ereignisse in jedem Bin sind. Diese statistischen Unsicherheiten wurden für die ^{83}Kr Messung mit $40 \mu\text{A}$ und $100 \mu\text{A}$, wie auch für die Untergrundmessung mit leerer Stahlkugel verwendet.

Für die weiteren Berechnungen, also das binweise Addieren bzw. Subtrahieren der Spektren wurde die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung verwendet. Dabei gilt allgemein für eine Funktion $x(y_1, y_2, y_3, \dots)$ mit den absoluten Unsicherheiten e_1, e_2, e_3, \dots

$$e_x = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial y_1} \cdot e_1\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial y_2} \cdot e_2\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial y_3} \cdot e_3\right)^2 + \dots} \quad (5.9)$$

5.1.9 Systematische Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten für die ^{83}Kr Messung sind:

- Die Unsicherheit des Gold Neutroneneinfangsquerschnitts von 3 % , der für die Bestimmung des Korrekturfaktors k_{BM} benötigt wurde [75].

5.2 ^{86}Kr Analyse

kT / keV	Rate (KADoNIS v0.3) / $10^7 \text{ cm}^3/\text{mol/s}$	Rate (Diese Arbeit) / $10^7 \text{ cm}^3/\text{mol/s}$	SEF
5	5,26	5,03	0,98
10	4,88	4,47	0,97
15	4,04	4,13	0,96
20	3,78	3,96	0,97
25	3,59	3,78	0,97
30	3,43	3,59	0,97
40	3,21	3,22	0,97
50	2,90	2,87	0,97
60	2,94	2,56	0,97
80	2,76	2,06	0,97
100	2,67	1,67	0,96

Tabelle 5.3: In dieser Arbeit berechnete Raten von ^{83}Kr .

- Ebenso wurde die Unsicherheit des $^6\text{Li}(n,\alpha)$ Querschnittes mit einer systematischen Unsicherheit von 3 % beachtet [75]. Dieser Querschnitt wird sowohl für die Berechnung von k_{BM} in Gl.(3.6), als auch für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von ^{83}Kr mit Gl.(5.3) verwendet, weswegen es keinen Einfluss auf die Gesamtunsicherheit hat.
- Die Teilchenzahl $N_{^{83}\text{Kr}}$ in Gl.(5.3) bestimmte sich aus dem Messfehler der verwendeten Präzisionswaage. Dieser wurde mit einer Genauigkeit von 0,0001 g angenommen. Dabei setzt sich die Ungenauigkeit aus den Messungen mit der gefüllten und leeren Kugel zusammen. Unsicherheiten anderer Faktoren, die zur Berechnung verwendet wurden wie der Avogadrokonstante und der molaren Masse, wurden wegen des geringen Beitrags vernachlässigt. Ebenso wurden keine Unsicherheiten für die Kugelmaße, speziell für ihr Volumen angenommen. Die relative Unsicherheit ergab sich somit zu 1 %.
- Die Unsicherheit der Goldteilchenzahlen in Gl.(5.3) wurde mit 4 % angenommen. Diese stammt aus Unsicherheiten der Rutherford Backscattering (RBS) Methode zur Dickenbestimmung.

5.2 ^{86}Kr Analyse

Die Messungen für den $^{86}\text{Kr}(n,\gamma)$ Wirkungsquerschnitt fanden über einen Zeitraum von 3,5 d vom 03.10.16 bis 07.10.16 statt. Da für ^{86}Kr ein deutlich kleinerer Neutroneneinfangsquerschnitt als bei ^{83}Kr zu erwarten war (siehe Abb. 5.19), wurde zum einen die Messzeit, sowie die Probenmasse (siehe Kapitel 4.1) deutlich erhöht.

Es wurden insgesamt drei separate Messungen durchgeführt, die für die Auswertung addiert wurden. Das Ergebnis ist in Abb. 5.20 gezeigt. Wie schon in der Analyse von ^{83}Kr gesehen, fallen Untergrundlinien der Kugel ab ca. 1 keV auf. Außerdem gibt es vier prominente Resonanzen im Bereich von 1 eV, die später genauer betrachtet werden. ^{86}Kr besitzt einen Q-Wert von lediglich 5,515 MeV, weswegen eine E_{sum} -Bedingung von 5 MeV - 6 MeV gewählt wur-

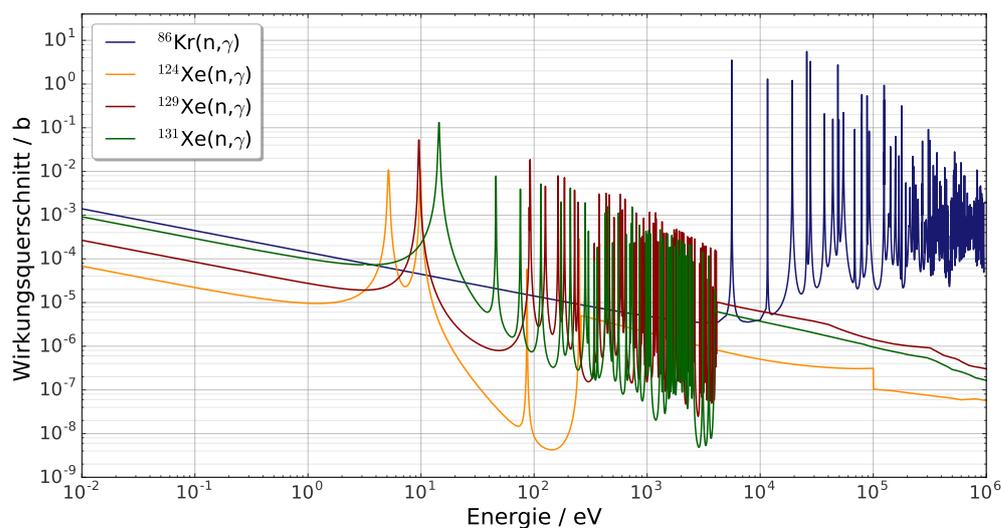


Abbildung 5.19: Evaluierete ENDF/B-VII.1 Querschnittsverläufe von ^{86}Kr und den Probenverunreinigungen $^{124,129,131}\text{Xe}$ [48]. Die Wirkungsquerschnitte sind dabei mit der Häufigkeit gewichtet, mit der sie in der ^{86}Kr Probe vorkommen.

de. Wie allerdings in Abb. 5.20 zu sehen ist, enthält das Spektrum mehrere Isotope mit einem deutlich höheren Q-Wert als ^{86}Kr , was in Kombination mit dem sehr kleinen Einfangwirkungsquerschnitt zu großen Schwierigkeiten bei der folgenden Analyse führte. Die Einflüsse dieser Isotope konnten also nicht durch eine E_{sum} -Bedingung vollständig ausgeschlossen werden.

5.2.1 Untergrund ^{86}Kr

Wie auch bereits in Kapitel 5.1.3 wurde im ersten Schritt der Untergrund der Stahlkugel abgezogen. Dafür wurde die gleiche Messung wie schon für ^{83}Kr verwendet. Diesmal allerdings mit derselben E_{sum} -Bedingung der aufgrund des Q-Wertes für ^{86}Kr gewählt wurde. Nach dem Abzug wurde zunächst die Mcl -Verteilung betrachtet, um zu sehen, ob ebenfalls eine Mcl -Bedingung von 3 - 6 anwendbar ist. Das Resultat der Mcl -Verteilung ist in Abb. 5.21 gezeigt. Zu sehen ist ein deutlich höherer Anteil von niedrigen Multiplizitäten, der bei über 50 % liegt. Aus diesem Grund wurde für die weitere Analyse von ^{86}Kr eine Mcl von 1 - 6 gewählt. Mit den Bedingungen für E_{sum} und Mcl erhält man das in Abb. 5.22 gezeigte Spektrum.

5.2.2 Probenkontaminationen

Die oben angesprochen Resonanzen, die in Abb. 5.20 zu sehen sind, wurden in Abb. 5.23 (links) vergrößert dargestellt. Sie befinden sich bei Energien von ca. 1 eV und stellten sich nach Analyse ihrer Summenenergie und Resonanzenergie als Xe-Resonanzen heraus. Eine genaue Aufstellung findet sich in Tabelle 5.4.

Aufgrund ihres hohen Q-Wertes (im Vergleich zu ^{86}Kr) erzeugen diese Isotope einen beträchtlichen Untergrund, der nicht in der Leerkugel vorkommt. Dies bedeutet, dass der aus Xe stammende

5.2 ^{86}Kr Analyse

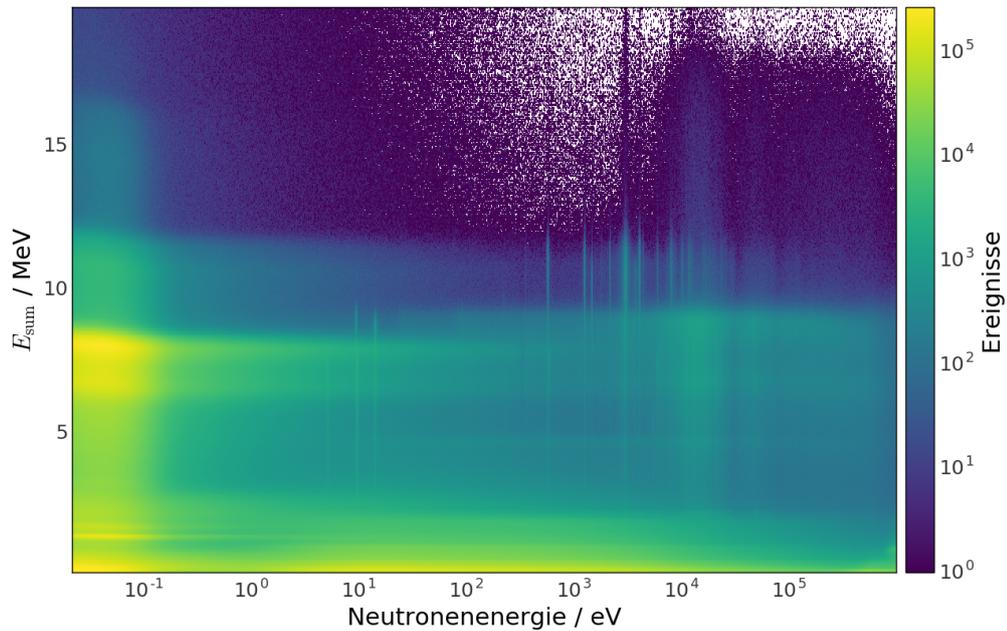


Abbildung 5.20: Zweidimensionales ^{86}Kr Spektrum. Aufgetragen ist die Summenenergie (E_{sum}) gegen die Neutronenenergie. Deutlich zu sehen ist der von der Stahlkugel induzierte Untergrund mit hohen Q-Werten.

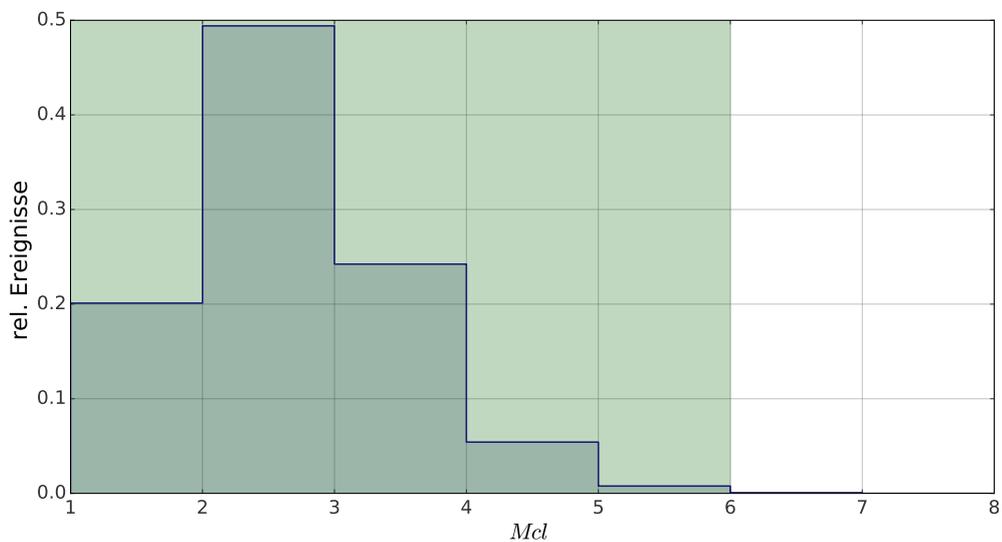


Abbildung 5.21: ^{86}Kr Clustermultiplizitätsverteilung. Aufgetragen sind die Ereignisse der ^{86}Kr Messung bei den registrierten Mcl . Die Anzahl der Ereignisse ist auf eins normiert. Die für die ^{86}Kr Auswertung verwendete Mcl -Bedingung ist in grün markiert.

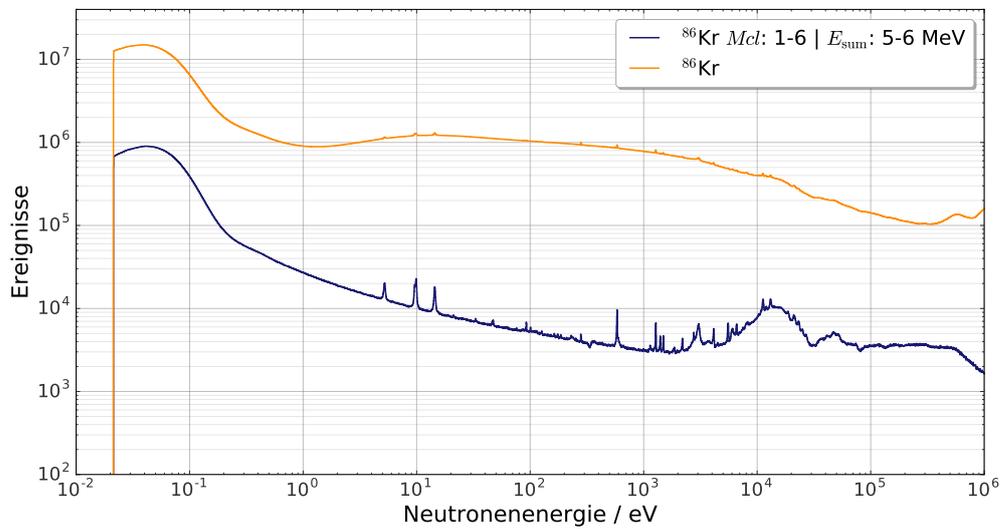


Abbildung 5.22: Aufgenommenes ^{86}Kr Spektrum ohne Bedingungen (orange). Sowie mit den ermittelten Bedingungen für *Mcl* 1 - 6 und E_{sum} 5 MeV - 6 MeV.

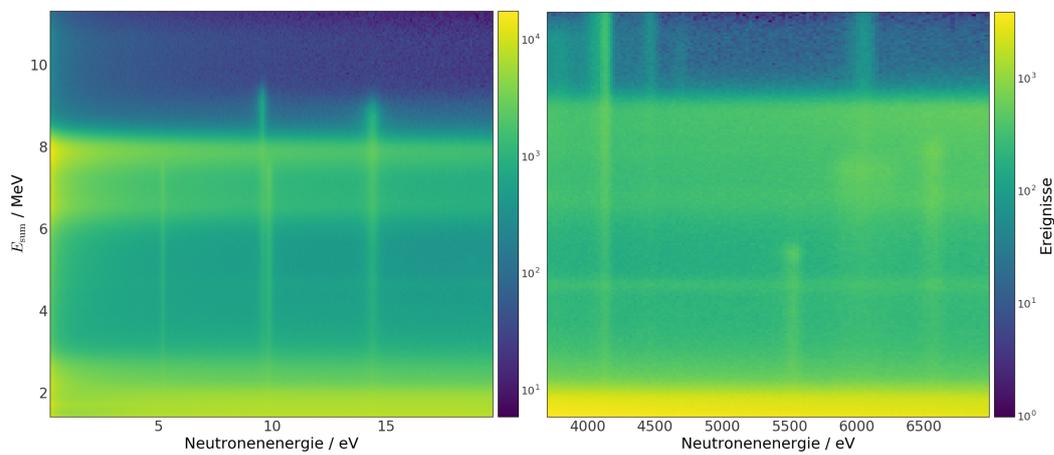


Abbildung 5.23: Links: Resonanzen der Xe-Verunreinigungen in der ^{86}Kr Probe. Rechts: Größte ^{86}Kr Resonanz bei 5 515 eV.

5.2 ^{86}Kr Analyse

Isotop	Resonanzenergie / eV	Q-Wert / MeV
^{124}Xe	5,16	7,760
^{129}Xe	9,57	9,256
$^{124}\text{Xe} / ^{126}\text{Xe}$	9,88	7,760 / 7,246
^{131}Xe	14,41	8,937

Tabelle 5.4: ^{86}Kr Verunreinigungen

de Untergrund nicht subtrahiert werden kann. Laut Herstellerangaben beträgt der Anteil von Xe im ^{86}Kr Gas 0,003 %. Wie in Abb. 5.19 zu sehen ist, sollte der Einfluss auf das Gesamtspektrum ab ca. 5 keV deutlich abnehmen. Ab hier sollte eine weitere Analyse möglich sein. Allerdings stellte sich der Untergrundeinfluss als zu problematisch heraus wie Abb. 5.24 zeigt. Hier sind sowohl die ^{86}Kr Probe, sowie die Kugel zur Untergrundsubtraktion mit gleichen Bedingungen gezeigt. Im ersten Fall bei den Bedingungen, die nötig für eine Auswertung von ^{86}Kr sind. Um den Untergrundabzug zu optimieren, wurde an dieser Stelle, anders als bei ^{83}Kr , auf eine Untergrundresonanz bei 6 564 eV normiert. Dies sollte eine bessere Übereinstimmung bei höheren Energien gewährleisten. Allerdings zeigt Abb. 5.24 einen deutlich größer werdenden Energieverlauf hin zu thermischen Energien. Der unterschiedliche Energieverlauf führte schließlich dazu, dass der Untergrund nicht ordnungsgemäß subtrahiert werden konnte. Dieses Verhalten änderte sich auch bei anderen Normierungsresonanzen nicht. Ebenfalls zeigte es sich in verschiedenen Ausprägungen bei Ändern der E_{sum} - Bedingungen, wobei dieser immer noch so gewählt wurde, dass der Q-Wert von ^{86}Kr enthalten war. Um zu untersuchen, ob der Xe-Untergrund den Energieverlauf beeinflusst, wurde zum Vergleich das E_{sum} -Fenster auf 9,8 MeV - 11 MeV, analog zu ^{83}Kr , gesetzt. Das Resultat ist ebenfalls in Abb. 5.24 dargestellt. Zu sehen ist eine sehr gute Übereinstimmung der Energieverläufe von Probe und Leerkugel. Zwar bestätigt es die Qualität der Analyse von ^{83}Kr , allerdings kann diese E_{sum} -Bedingung nicht verwendet werden, da er deutlich über dem Q-Wert von ^{86}Kr liegt.

5.2.3 Weitere ^{86}Kr Analyse

Da Kapitel 5.2.2 zeigte, dass keine endgültige Analyse der ^{86}Kr möglich ist, sollen hier die erhaltenen Ergebnisse zusammengetragen werden. Zunächst ist in Abb. 5.25 der Abzug der Untergrundkugel gezeigt. Wie vorher beschrieben eignet sich erst der Bereich ab ca. 1 keV, da der Energieverlauf von Probe und Untergrund verschieden ist.

Nach weiterer Analyse analog zu der von ^{83}Kr beschrieben in Kapitel 5.1 wurde der Verlauf des Neutroneneinfangquerschnitts von ^{86}Kr bestimmt. Dazu gehören

1. Abzug des Untergrundspektrums.
2. Absorption- und Streukorrekturen.
3. Korrektur des Neutronenflusses.

5.2.3 Weitere ^{86}Kr Analyse

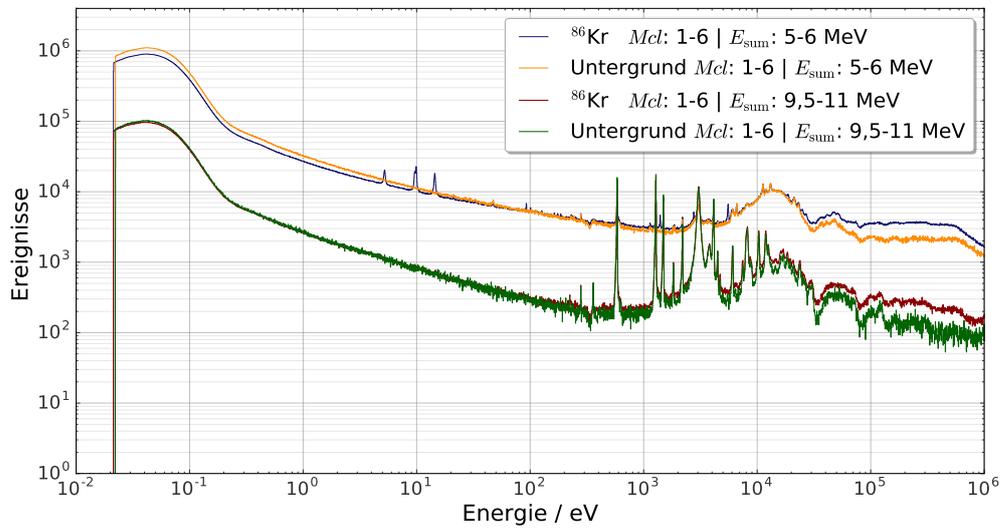


Abbildung 5.24: Proben- und Untergrundspektren von ^{86}Kr mit verschiedenen E_{sum} -Bedingungen.

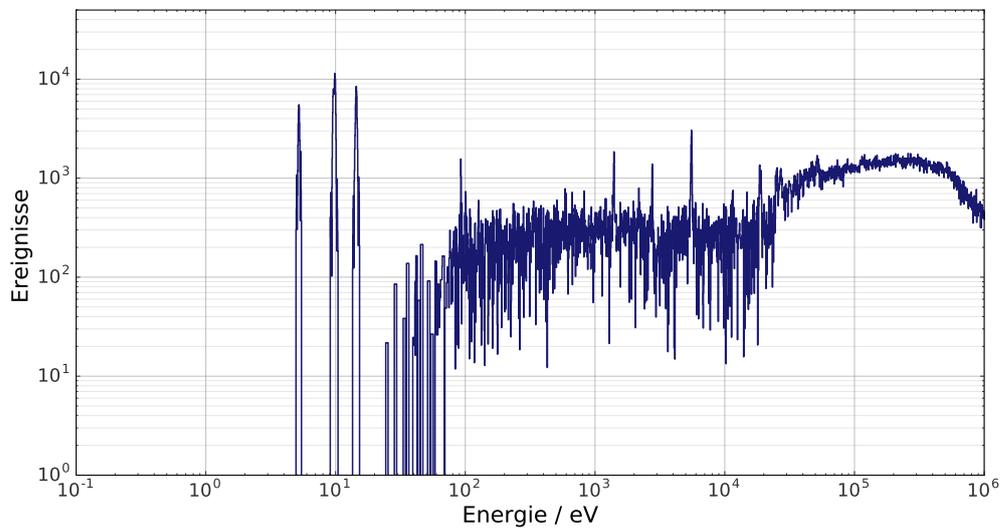


Abbildung 5.25: ^{86}Kr Spektrum nach Abzug des Leerkugeluntergrundes. Durch den verschiedenen Energieverlauf ist die Anzahl der Ereignisse im unteren Energiebereich größer.

5.2 ^{86}Kr Analyse

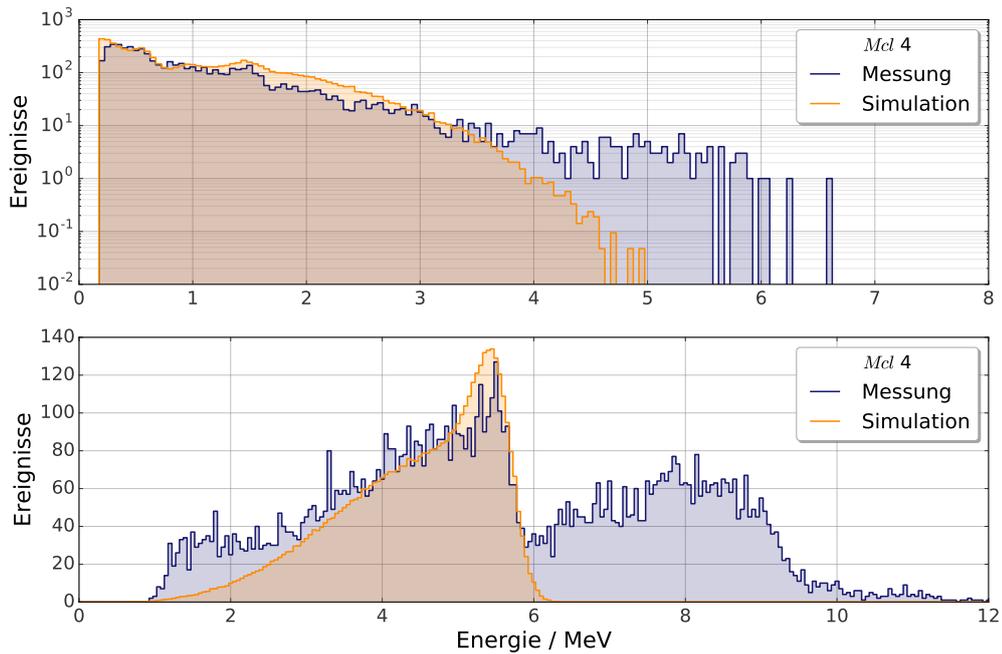


Abbildung 5.26: Oben: γ -Clusterenergiespektrum von ^{86}Kr . Verglichen werden die Spektren von Messung (blau) und Simulation (orange) der 5515 eV Resonanz. Der große Anteil bei Energien $E_{\text{sum}} > 4 \text{ MeV}$ stammt aus den Verunreinigungen der ^{86}Kr Probe. Unten: Summenenergiespektrum von ^{86}Kr . Hier sind ebenfalls deutlich die höheren Q-Werte aus dem Probenuntergrund zu sehen.

4. Detektoreffizienz der ^{86}Kr Messung. Dies geschieht analog zum Vorgehen bei ^{83}Kr , welches in Kapitel 5.1.5 beschrieben ist. Durch die Probenverunreinigungen lässt sich die Effizienz allerdings nur mit Einschränkungen bestimmen. Die Beiträge des Untergrundes lassen sich in Abb. 5.26 erkennen. Mit Hilfe der DICEBOX und GEANT3 Simulationen ergibt sich damit eine Effizienz von

$$\epsilon_{^{86}\text{Kr}} = 0,262 \pm 0,009 . \quad (5.10)$$

5. Bestimmung des Einfangsquerschnitts über

$$\sigma_{^{86}\text{Kr},i} = \frac{k_{\text{BM}} \cdot C_{^{86}\text{Kr}} \cdot f_{\text{sc},^{86}\text{Kr},i}}{\frac{C_{\text{BM}}}{\sigma_{\text{BM},i}} \cdot N_{^{86}\text{Kr}} \cdot N_{\text{p}} \cdot \epsilon_{^{86}\text{Kr}}} . \quad (5.11)$$

Mit $N_{^{86}\text{Kr}} = 1,831 \cdot 10^{20}$.

Zum Vergleich mit den evaluierten Daten ist in Abb. 5.27 der Verlauf des Neutroneneinfangsquerschnitts von ^{86}Kr bei der stärksten gemessenen Resonanz mit einer Energie von 5515 eV

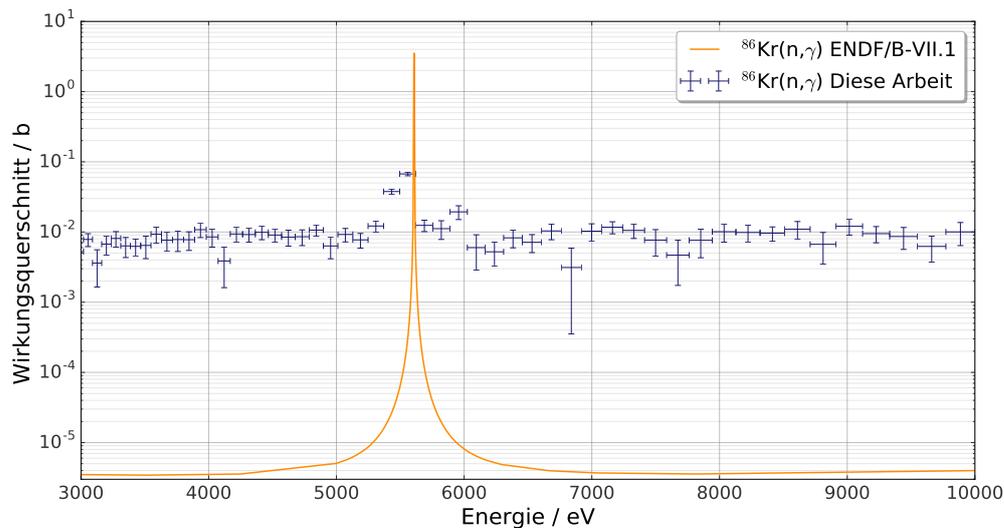


Abbildung 5.27: ⁸⁶Kr Neutroneneinfangsquerschnitt für die gemessene Resonanz bei 5 515 eV mit statistischen Fehlern. Die Binbreite beträgt 100 Bins pro Energiedekade. Im Vergleich dazu die evaluierten ENDF/B-VII.1 Daten.

gezeigt. Zu sehen ist, dass die Größe der Resonanz stark unterschiedlich ist. Wo in den evaluierten Daten die Resonanz um einen Faktor von fünf Größenordnungen verläuft, sieht man in der Messung lediglich eine Höhe von einer Größenordnung über dem nicht resonanten Bereich. Dies liegt allerdings wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben am starken Untergrund, vor allem aus Xe und zum Teil an der geringen Auflösung.

5.3 ⁸⁵Kr Analyse

Für die Messung von ⁸⁵Kr wurde im Vorfeld die längste Messezeit aufgrund der geringen Probenmenge und des Anteils von Verunreinigungen eingeplant (siehe Kapitel 4.2). Die gesamte Messdauer der Probe betrug ca. 17,5 d, in einem Zeitraum vom 01.10.16 bis 04.11.16.

5.3.1 Überprüfung der Teilchenzahl

Die absolute Teilchenzahl kann zunächst aus den Herstellerangaben abgeschätzt werden. Daraus geht hervor, dass zu einem Zeitpunkt des 17.10.10 die ⁸⁵Kr Probe eine Aktivität von 50 MBq besaß (A_0). Zum Zeitpunkt der Messung folgt daher

$$A_{\text{Messung}} = A_0 \cdot \exp(-\lambda t) \approx 34 \text{ MBq} \quad , \quad \text{mit } \lambda = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}} \quad (5.12)$$

Die Halbwertszeit von ⁸⁵Kr ist dabei $t_{1/2} = 10,739 \text{ y}$ [76].

5.3 ^{85}Kr Analyse

Diese Aktivität wurde mit einer Messung an DANCE überprüft. Hierbei wurden die γ 's der Probe bei ausgeschaltetem Neutronenstrahl gemessen. Solche Spektren sind in Abb. 5.28 zu sehen. Für die Auswertung dieser Messung wurden die Ereignisse im Peak von ^{85}Kr durch Fitten mit der Funktion

$$f_P(x) = \underbrace{C \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right)}_{\text{Gauß-Verteilung}} / (\sqrt{2\pi} \cdot \sigma) + \underbrace{b + m \cdot x}_{\text{Linearer Untergrund}} \quad (5.13)$$

bestimmt. Dabei sind C, μ, σ, m, b die freien Parameter. Zum Vergleich wurde außerdem die Eichquelle ^{22}Na vermessen, um eine Detektoreffizienz berechnen zu können. Zur Bestimmung der Aktivität wurde

$$A_{\text{Kr}85} = \frac{\lambda_{85\text{Kr}} \cdot C_{85\text{Kr}}}{\frac{C_{22\text{Na}}}{A_{0,22\text{Na}} \cdot \exp(-\lambda_{22\text{Na}} \cdot t_{m,22\text{Na}})} \cdot I_{\gamma,22\text{Na}} \cdot t_{m,22\text{Na}}} \cdot I_{\gamma,85\text{Kr}} \cdot (1 - \exp(-\lambda_{85\text{Kr}} \cdot t_{m,85\text{Kr}})) \quad (5.14)$$

verwendet. Die zugehörigen Werte hierzu sind in Tabelle 5.5 dargestellt. Damit ergibt sich, gemittelt über alle DANCE Detektoren, ein Wert von

$$A_{85\text{Kr}} = 6,499 \text{ MBq} \pm 0,066 \text{ MBq} , \quad (5.15)$$

was deutlich unter dem Wert des Herstellers liegt. In dieser Berechnung wurde außerdem angenommen, dass wegen des sehr geringen Energieabstandes der γ - Linien von ^{85}Kr und ^{22}Na gilt

$$\epsilon(514 \text{ keV}) \approx \epsilon(511 \text{ keV}) . \quad (5.16)$$

Dies bedeutet, die Effizienz von BaF_2 bei 511 keV über einen Bereich von 3 keV wurde als konstant angenommen.

	^{85}Kr	^{22}Na
Aktivität (A)	-	374,44 kBq (15.05.11) [77]
Linienenergie	513,997 keV	511 keV
I_γ	0,434 %	180,76 %
Messzeit (t_m)	160 208 s	2 109 s
Halbwertszeit ($t_{1/2}$)	10,739 y	2,6018 y [78]
Messzeitpunkt	29.09.16	26.10.16

Tabelle 5.5: Werte zur Bestimmung der ^{85}Kr Aktivität.

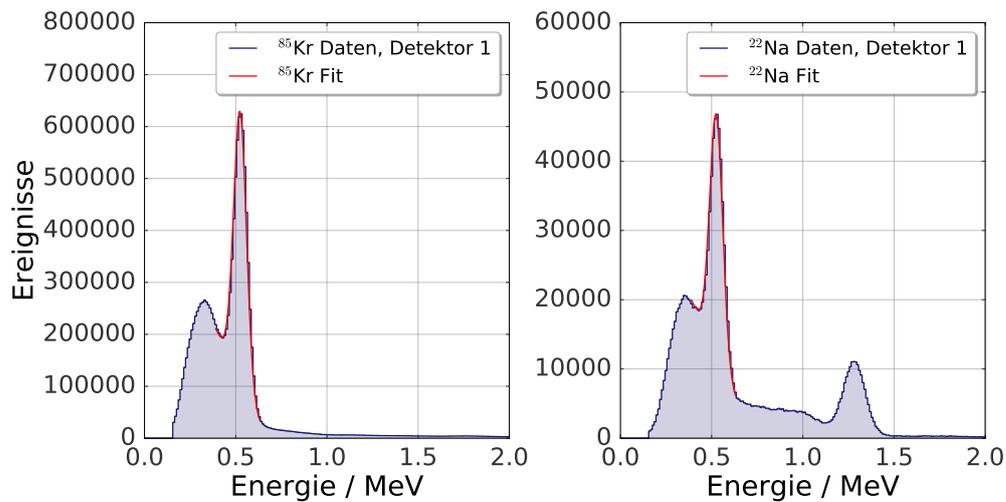


Abbildung 5.28: Links: Aufgenommenes ^{85}Kr γ -Spektrum am Beispiel von Detektor 1. Rechts: Für die Berechnung der Aktivität verwendete ^{22}Na γ -Spektrum.

5.3.2 ^{85}Kr Spektrum

Das aufgenommene $^{85}\text{Kr}(n,\gamma)$ Spektrum ist in Abb. 5.29 (links) zu sehen. Wie bei der Analyse von ^{83}Kr und ^{86}Kr sind deutliche Untergrundlinien zu erkennen, die vor allem von dem Probenhalter, dem Stahlröhrchen, in dem das Kr Gasmisch eingeschweißt ist, sowie der Probe selbst stammen. Dabei sind aus der Probe, die in Abb. 4.4 (siehe Kapitel 4.2) dargestellten Kr-Isotope zu erwarten. In Abb. 5.30 sind die zugehörigen Wirkungsquerschnitte gezeigt. Sehr dominant ist dabei die 28 eV Resonanz von ^{83}Kr .

Aufgrund der um einen Faktor fünf geringeren Menge an ^{85}Kr ist der zu erwartende Anteil am Gesamtspektrum sehr klein. Eine sehr schwache Resonanz bei 675 eV könnte dennoch ^{85}Kr zugeschrieben werden. Diese ist in Abb. 5.29 (rechts) zu sehen. Allerdings konnte dies nicht endgültig bestätigt werden. Problematisch ist ein Teil des Untergrundspektrums, dass an dieser Stelle ebenfalls eine erhöhte Anzahl an Ereignissen zeigt. Die Subtraktion beider Spektren ist in Abb. 5.31 zu sehen. Das Resultat ist wie zu erkennen keine eindeutige Peakstruktur mehr. Auf die Qualität des Untergrundes wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

5.3.3 ^{85}Kr Untergrundabzug

Bei der Konstruktion der Halterung der ^{85}Kr Probe wurde großer Wert auf eine geringst mögliche Neutronenbestrahlung gelegt. Es stellte sich allerdings heraus, dass der Strahldurchmesser einen nicht zu vernachlässigenden Anteil über einen Durchmesser von 1 cm hinaus hat. Dies führte dazu, dass im Spektrum (siehe Abb. 5.29) deutliche Resonanzen von verschiedenen Metallen zu sehen sind, besonders ^{67}Zn mit einem Q-Wert von 10,198 MeV [49]. Darüber hinaus wurde die Halterung während des Experiments beschädigt, weswegen es zu einer Abweichung in den Messungen der Halterung mit und ohne ^{85}Kr kam. Eine Befestigungsschraube, die durch den breiten

5.3 ^{85}Kr Analyse

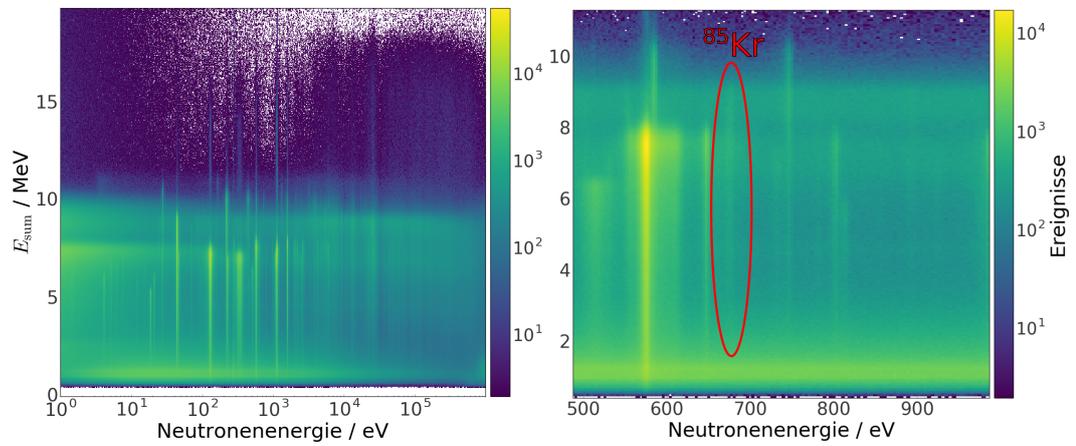


Abbildung 5.29: Links: Zweidimensionales ^{85}Kr Spektrum. Rechts: Vergrößerter Ausschnitt der potentiellen ^{85}Kr Resonanz bei 675 eV.

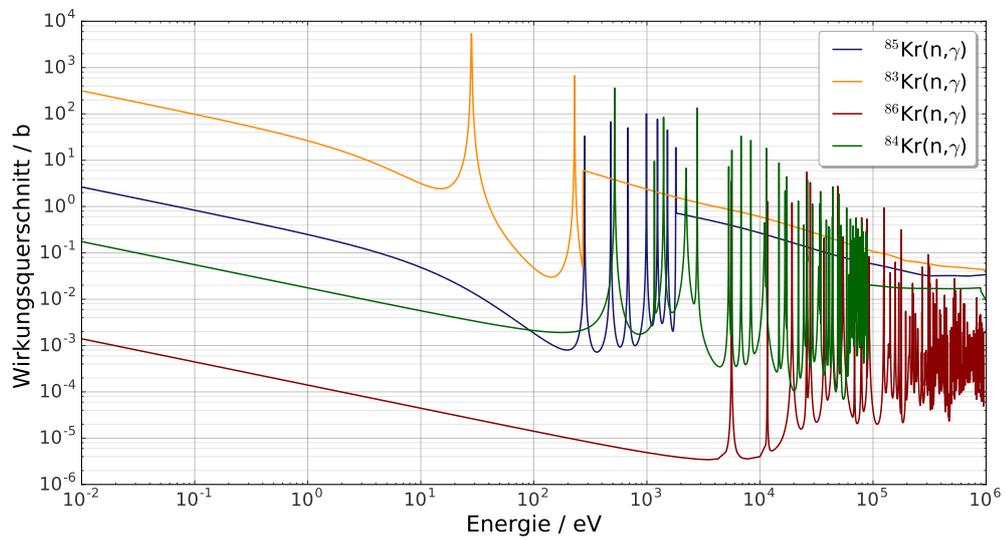


Abbildung 5.30: Wirkungsquerschnitte der Hauptbestandteile der ^{85}Kr Probe.

5.3.3 ^{85}Kr Untergrundabzug

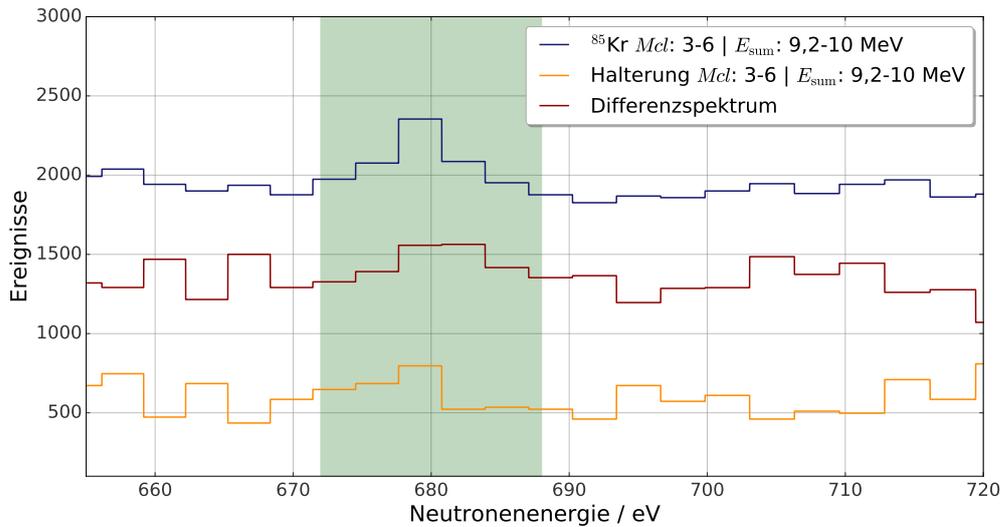


Abbildung 5.31: Mögliche ^{85}Kr 675 eV Resonanz vor (blau) und nach (rot) der Subtraktion des Untergrundes (gelb). Der Kernbereich der Resonanz ist in grün hervorgehoben. Das Untergrundspektrum ist auf eine Untergrundresonanz bei 750 eV normiert.

Strahl von einer großen Menge von Neutronen getroffen wurde, brach am Kopf ab. Um den Untergrund nicht zu unterschätzen, wurde diese Schraube in der Leerhalterung nicht entfernt. In allen Resonanzen, die von diesem Material abhängen, waren also deutlich mehr Ereignisse zu erwarten.

Eine weitere Abweichung der Untergrundmessung wird durch das Fehlen des ^{85}Kr Probenröhrchens hervorgerufen. Der Winkel des Röhrchens war ursprünglich so ausgelegt, dass das Material im Strahl vernachlässigbar klein wäre. Allerdings wurden auch hier die Randstücke, in denen kein Gas war, bestrahlt. Dieser Einfluss führt ebenso dazu, dass keine einfache Subtraktion von der Kr-Gasmischung durchgeführt werden konnte.

KAPITEL 6

ASTROPHYSIKALISCHE AUSWIRKUNGEN

Um den Einfluss auf den s -Prozess der in dieser Arbeit gemessenen ^{83}Kr Wirkungsquerschnitte zu untersuchen, wurde das Programm NETZ verwendet [79, 38]. Mit NETZ wird ein Reaktionsnetzwerk abhängig von Neutronendichte, Temperatur und Elektronendichte simuliert, wobei verschiedene Kernreaktionen wie (n,γ) , (n,α) , (n,p) sowie α - und β -Zerfälle einbezogen werden. Als Vergleich wurde das Reaktionsnetzwerk sowohl mit den Wirkungsquerschnitten aus KADoNIS v0.3, als auch mit denen aus dieser Arbeit berechneten simuliert. Das Verhältnis beider Resultate ist in Abb. 6.1 gezeigt.

Diese Simulationen dienen dann als Grundlage für einen Vergleich mit s -Prozess Häufigkeiten, die aus SiC Körnchen (engl. Grains) gewonnen wurden. Solche Körnchen entstehen in der AGB Phase von Sternen mit niedriger Masse, wenn die Sternhülle durch Konvektion reich an Kohlenstoff ist [80]. Eine solche Analyse für verschiedene Kr-Isotope wurde von Pignatari *et al.* durchgeführt. Der Vergleich mit den NETZ Simulationen ist in Abb. 6.2 gezeigt und in Tabelle 6.1 aufgelistet [81]. Dazu wurden die aus NETZ entnommenen absoluten Häufigkeiten von $^{82,83,84,86}\text{Kr}$ zunächst auf die ^{82}Kr Häufigkeit normiert. Analog zu Pignatari *et al.* wurde dann ein weiteres mal auf die solaren Häufigkeiten normiert. Nach diesem Vorgehen ist eine gute Übereinstimmung von ^{83}Kr und ^{84}Kr zu sehen. Deutlich größere Unterschiede, um einen Faktor 2 - 8, sind bei ^{86}Kr zu erkennen, dessen Häufigkeit durch den unzureichend bekannten ^{85}Kr Wirkungsquerschnitt bzw. dessen große Unsicherheit bestimmt wird.

Mit dem in dieser Arbeit bestimmten ^{83}Kr Neutroneneinfangsquerschnitt ist ein Trend zu den gemessenen SiC Körnchenhäufigkeiten zu erkennen. Für eine weitere Verbesserung könnte außerdem der ^{84}Kr Querschnitt neu gemessen werden. Die größten Unsicherheiten liegen allerdings weiterhin bei ^{85}Kr und ^{86}Kr .

6 Astrophysikalische Auswirkungen

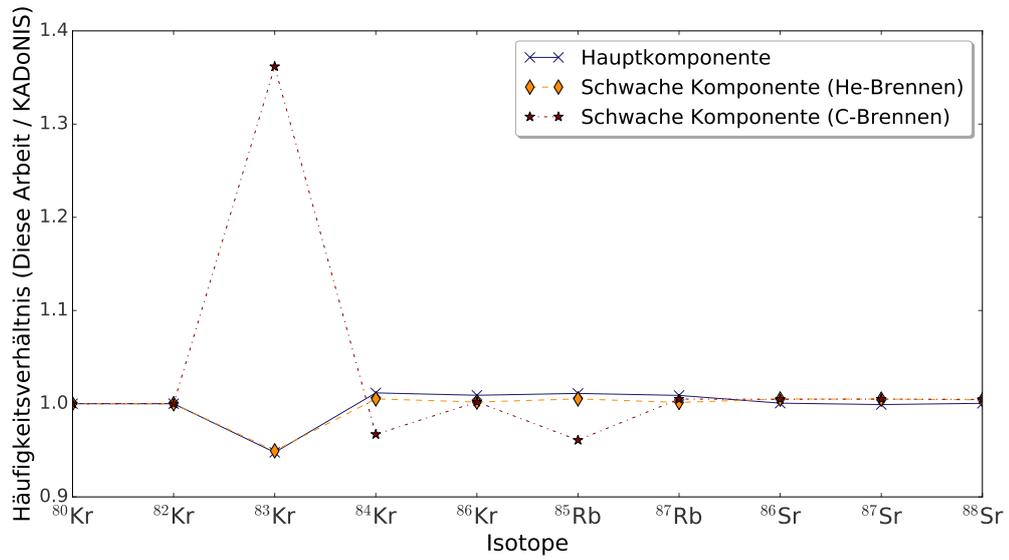


Abbildung 6.1: Mit NETZ berechnete Verhältnisse der Nukleosyntheseprodukte auf Basis der Wirkungsquerschnitte aus KADoNIS v0.3 und dieser Arbeit.

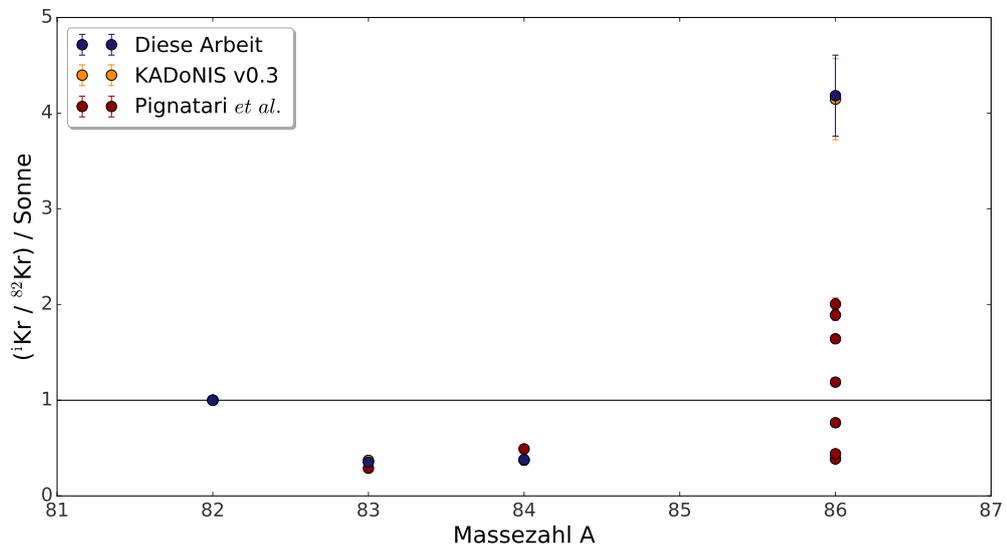


Abbildung 6.2: Vergleich der NETZ Simulationen mit Kr s-Prozess Häufigkeiten aus SiC Körnchen. Daten von [82, 9].

Kr-Isotop / Sonne	Verhältnis (diese Arbeit)	Verhältnis (KADoNIS v0.3)	Verhältnis (Pignatari <i>et al.</i>)
$^{83}\text{Kr} / ^{82}\text{Kr}$	$0,353 \pm 0,040$	$0,372 \pm 0,034$	$0,289 \pm 0,013$
$^{84}\text{Kr} / ^{82}\text{Kr}$	$0,378 \pm 0,054$	$0,374 \pm 0,053$	0,492
$^{86}\text{Kr} / ^{82}\text{Kr}$	$4,183 \pm 0,424$	$4,146 \pm 0,420$	$0,386 \pm 0,033$
			$0,440 \pm 0,018$
			$0,765 \pm 0,014$
			$1,189 \pm 0,018$
			$1,642 \pm 0,026$
			$1,890 \pm 0,054$
			$2,001 \pm 0,060$

Tabelle 6.1: Verhältnis von $^{83,84,86}\text{Kr}$ zu ^{82}Kr normiert auf die jeweilige solare Häufigkeit.

7.1 ^{85}Rb als Bestandteil der ^{85}Kr -Probe

Als Vorbereitung der Messung des Neutroneneinfangsquerschnitts von ^{85}Kr wurde am 23.02.16 eine Messung von $^{\text{nat}}\text{Rb}$ an DANCE durchgeführt. Es war davon auszugehen, dass durch den Zerfall von ^{85}Kr eine nicht zu vernachlässigende Menge von ^{85}Rb durch den Zerfall



entstanden war. Wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben, entspricht die Menge an ^{85}Rb dabei etwa 32 % der Menge von ^{85}Kr . $^{\text{nat}}\text{Rb}$ besteht hierbei aus 72,17 % ^{85}Rb und 27,73 % ^{87}Rb [83], wohingegen nur ersteres von direktem Interesse war und durch eine Bedingung auf die Summenenergie separiert werden konnten. Beide Isotope weisen hierfür einen deutlichen Unterschied von ^{85}Rb 8,651 MeV und ^{87}Rb 6,083 MeV auf. Für das Experiment wurde Rb in Form von RbCl mit einem Gesamtgewicht von 321 mg in zylindrischer Form mit einem Durchmesser von 5 mm und einer Dicke von ca. 17 mm verwendet. Die Reinheit des Probenmaterial betrug 99,8 %. Zur Korrektur der Cl Verunreinigungen wurde außerdem eine Messung mit PVC (Polyvinylchlorid, $\text{C}_3\text{H}_3\text{Cl}$) durchgeführt. Diese Probe bestand dabei aus 8 Lagen PVC mit einer Gesamtmasse von 624 mg.

7.2 Messdatenbeschädigung

Während der Messung wurde die Verbindung der Digitizerboards 7 und 8 der DAQ getrennt, weswegen die Uhren der Boards nicht mehr synchronisiert wurden. Das korrekte t_0 Messstartsignal (siehe Abb. 3.1) wurde bei einer DANCE Messung an Board 10 gegeben, weswegen nur die Detektoren 129 - 162 die korrekten Zeiten aufwiesen. Das Resultat einer Flugzeitmessung mit solch asynchroner Zeitmessung ist in Abb. 7.1 dargestellt. Betroffen von diesem Fehler waren dabei die Messungen von PVC und die Leermessung für die Untergrundsubtraktion.

7.2 Messdatenbeschädigung

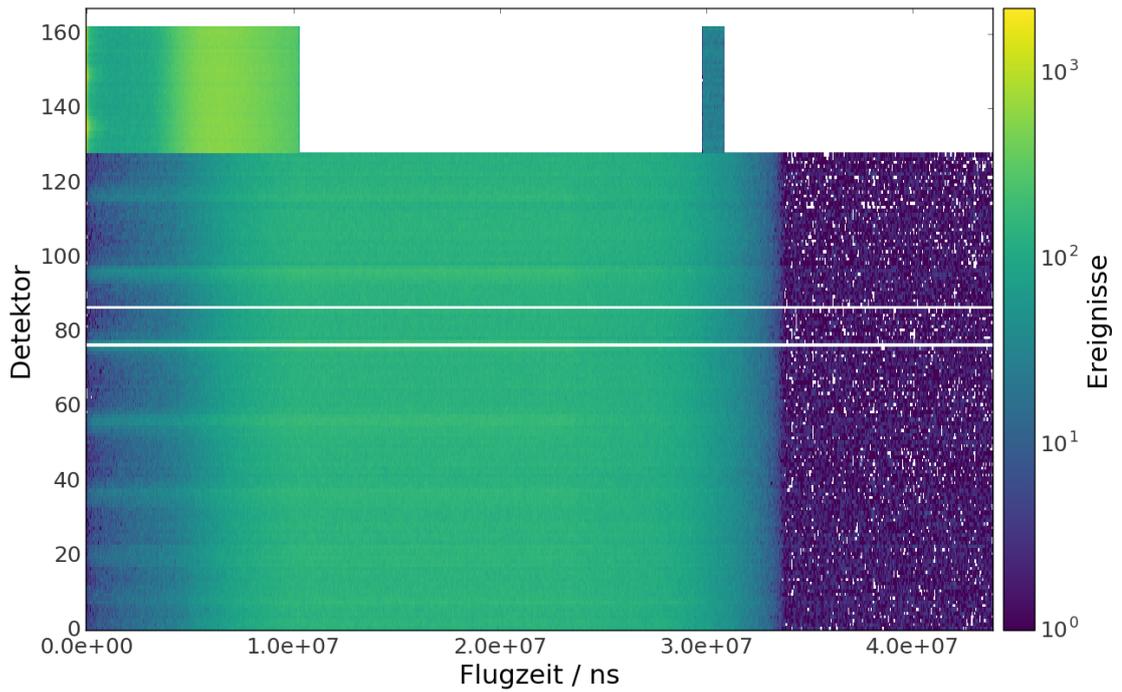


Abbildung 7.1: Flugzeitspektrum aufgetragen gegen alle Detektoren der PVC Messung. Deutlich zu sehen sind die zeitlich asynchronen Detektoren 1 - 128 , die ein stark verzerrtes, inkorrektes Spektrum liefern. Dabei sind die Flugzeiten, die eigentlich in einem Fenster von 10 μ s plus einem weiteren kleinen Fenster von 1 μ s liegen sollten, über die gesamte Länge des Pulses von 50 μ s verteilt.

7.3 Korrektur

Zur Analyse des Fehlers wurden umfangreiche Veränderungen am FARE-Code durchgeführt. Um eine Idee des Fehlerverlaufs zu bekommen, wurden hierfür zunächst die Flugzeitspektren betrachtet. Da wie in *Abb. 7.1* zu sehen ist, am Ende einer Messung von ca. 2 min (Run 27950) nur geringe Informationen aus dem komplett verlaufenen Flugzeitspektrum zu erhalten war, wurden mehrere tausend einzelne ToF-Spektren für jeden einzelnen Beschleunigerpuls erstellt. Zwei solcher Pulse sind in *Abb. 7.2* gezeigt. Alle Zeiten sind hier absolute Zeiten seit dem Start der Messung und wurden nicht mehr auf das jeweilige t_0 normiert. Aus der Analyse der so erstellten Einzelflugzeitspektren konnte so zunächst auf einen generellen Trend geschlossen werden. Alle asynchronen Detektoren waren absolut zu späteren Zeiten verschoben, wie der untere Teil von *Abb. 7.2* zeigt.

Für eine Korrektur der Zeiten musste deshalb eine Beschreibung der Abweichung gefunden werden. Zunächst wurden dazu die Abweichungen jedes Pulses betrachtet. In jedem Histogramm wurde zunächst der absolute Zeitunterschied untersucht, wobei die Zeitpunkte von synchronen und asynchronen Detektoren bestimmt wurden. Eine erhebliche Schwierigkeit sind dabei die sehr geringen Ereigniszahlen in jedem Puls, was durch die unterschiedliche Verteilung von synchronen und asynchronen Detektoren noch verstärkt wurde. Als Merkmal der Zeitunterschiede diente dazu der γ -Flash, da dieser sehr prominent war und im Vergleich zum restlichen Spektrum eine hohe Statistik aufwies. Allerdings war dieser Algorithmus nicht immer erfolgreich im Finden dieses Bins, was dann zu einer falschen Verschiebungszeit führte. Diese konnten allerdings im nächsten Schritt eliminiert werden.

Zum Finden der generellen Abweichung wurden die Zeitpunkte der asynchronen Messung gegen die Zeitdifferenz aufgetragen, was in *Abb. 7.3* zu sehen ist. Alle „falsch“ gefundenen Zeiten sind hier deutlich zu erkennen und wurden mit einer Bedingung einer 10 %igen Abweichung von den jeweiligen Nachbarzeiten entfernt. Die verbleibenden Zeiten wurden unter Annahme einer linearen Zeitverschiebung gefittet (siehe *Abb. 7.3*). Dies führte zu einer Abweichung der Form $f(x) = 475,088 - 199,361 \cdot 10^{-6} \cdot x$, mit der anschließend die Flugzeiten aller asynchronen Detektoren korrigiert wurden. Das Ergebnis dieser Korrektur ist in *Abb. 7.4* zu sehen. Dabei wurde als Anhaltspunkt der Qualität der Korrektur die 400 eV Resonanz von ^{35}Cl verwendet [48]. Zu erkennen, neben der nicht perfekt reproduzierten Form, ist eine verbleibende leichte, absolute Verschiebung der Zeiten. Im nächsten Schritt wurde daraufhin zunächst diese Verschiebung korrigiert. Hierfür wurde die Position der Resonanz mit den synchronen Detektoren bestimmt. Als Vereinfachung wurde hier eine Gauß-Verteilung mit linearem Untergrund angenommen. Verglichen wurde diese Position mit einem gleichen Fit an die asynchronen Daten. Dies führte zu einer erneuten Verbesserung des Spektrums.

7.4 Auswirkungen der Korrektur

Das Resultat der Korrekturen kann zunächst in *Abb. 7.5* (oben) betrachtet werden. Der ursprünglich um 25 μs zeitversetzte Puls ist nun im selben Zeitfenster wie die synchronen Detek-

7.4 Auswirkungen der Korrektur

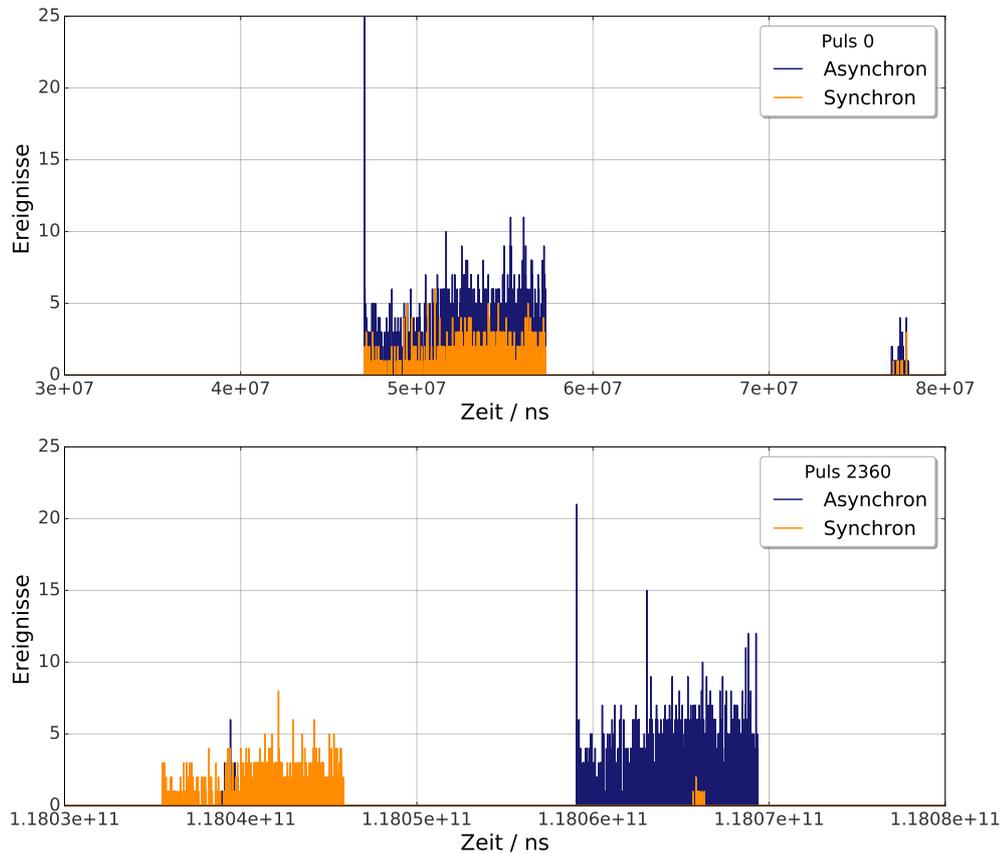


Abbildung 7.2: Verschiebung der Detektorzeiten. Oben: Nach dem ersten Protonenpuls sind die Detektorgruppen 1 - 128 und 129 - 162 noch synchron. Durch ihre größere Anzahl hat die erste Gruppen mehr Ereignisse insgesamt. Unten: Nach $2360 \cdot 50$ ns haben sich die Zeiten um fast $25 \mu\text{s}$ bzw. eine halbe Pulslänge verschoben. Dadurch kommt es zur falschen Zuordnung der Flugzeiten in den asynchronen Detektoren.

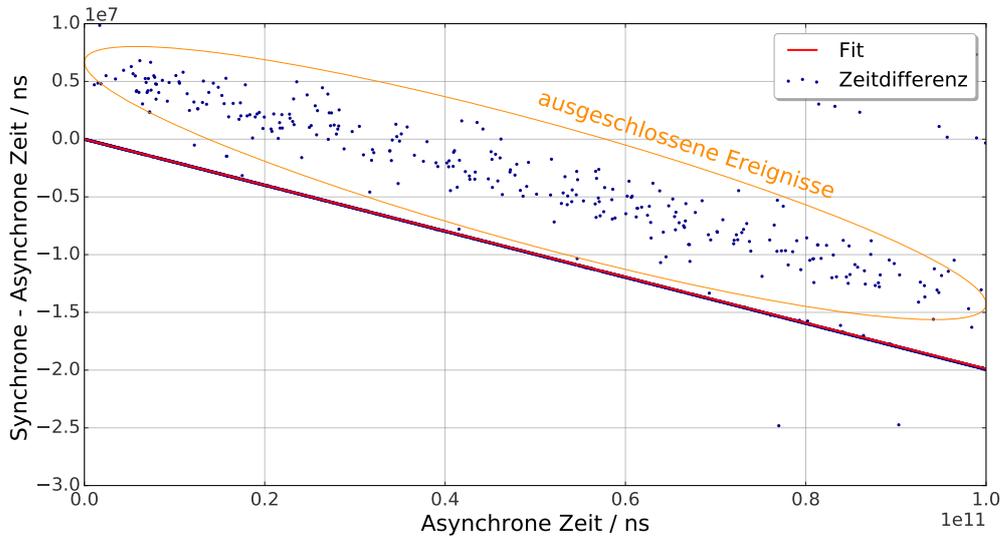


Abbildung 7.3: Pulsabweichungsfit. Nach der Aussortierung der Ereignisse, die offensichtlich nicht auf der Geraden liegen, wurde ein Fit über alle verbleibenden Daten ausgeführt. Dieser wurde anschließend verwendet, um die Flugzeiten zu korrigieren.

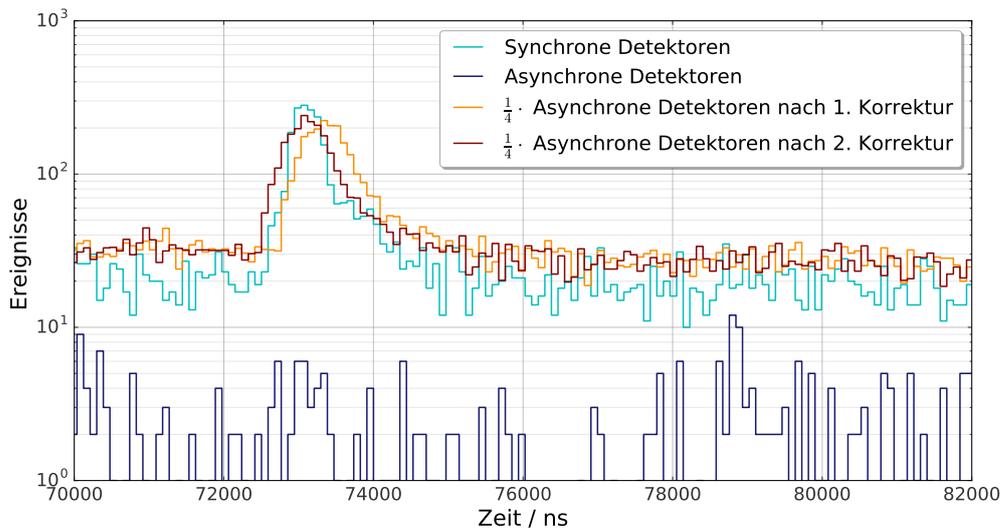


Abbildung 7.4: ^{35}Cl 400 eV Resonanz für synchrone und asynchrone Zeiten. Gezeigt sind die verschiedenen Schritte der Korrekturen. Zunächst das unkorrigierte Spektrum (blau). Nach dem ersten Zeitfit (orange) und nach der zweiten Korrektur der Peak Entfernungen (rot). Zum Vergleich ist der Peak der Detektoren mit synchroner Zeit gezeigt (cyan). Aufgrund der unterschiedlichen Anzahl an Detektoren sind die Ergebnisse der asynchrone Detektoren um den Faktor 4 gesenkt.

7.4 Auswirkungen der Korrektur

toren. Ebenso ist das Neutronenenergiespektrum nun erwartungsgemäß. In den Bereichen, in denen keine Daten aufgenommen wurden sind im Vergleich zur unkorrigierten Messung nun auch keine Ereignisse vorhanden (Abb. 7.5 (unten)).

Um die Auswirkungen der beschriebenen Korrekturen genauer zu untersuchen, wurde zunächst die totale Anzahl an Ereignissen jedes Detektors betrachtet. Um eine Zeitinformation zu erhalten, wurde dabei eine Bedingung für die Detektoren 123 und 140 gesetzt, welche besonders viele Ereignisse liefern. In einem Koinzidenzfenster von 50 ns wurden die Daten aller Detektoren aufgezeichnet, wenn einer dieser beiden Detektoren ansprach. Das Ergebnis ist in Abb. 7.6 zu sehen. Dabei zeigte sich, im Vergleich zu einer Messung, in der keine Asynchronität auftrat, dass alle Detektoren unterrepräsentiert waren, in denen nicht das korrekte Zeitsignal ankam. Daraus ließ sich schließen, dass die Korrektur nur bedingt erfolgreich war. Um die Grundhypothese eines linearen Zeitversatzes zu überprüfen, wurde letztendlich noch ein Vergleich mit den zuvor verwendeten Detektoren 123 und 140 durchgeführt, die bereits in Abb. 7.6 eine starke Korrelation zeigten. Öffnet man ein besonders großes Koinzidenzfenster von 1 000 ns und trägt jeweils Ereignisse des einen Detektors auf, wenn der jeweils andere anspricht, erhält man den Zusammenhang, der in Abb. 7.7 dargestellt ist. Es zeigte sich eine deutliche Nichtlinearität über einen großen Zeitraum. Die Abweichung der korrespondierenden Ereignisse waren dabei in Zeiten von mehr als 100 ns bzw. mehr als des zehnfachen Koinzidenzfensters, das für die eigentliche Auswertung angestrebt wurde. Zudem kann die Korrekturmethode aufgrund fehlender Resonanzen nicht auf die Hintergrundmessung angewendet werden.

Aufgrund dieser Analyse, die zwar die aufgenommenen Daten in einem gewissen Zeitfenster rekonstruieren kann, allerdings nicht in ausreichender Genauigkeit, wurde die Messung von PVC am 27.02.16. wiederholt. Vorläufige Ergebnisse der RbCl/PVC Messung sind in Abb. 7.8 zu sehen. Als reine Feststoffe waren deutlich weniger Vereinigungen zu sehen, die in den Kr-Messungen durch die Gaskugeln entstanden sind. Das Ziel wird sein, die Cl-Bestandteile zu entfernen und durch geeignete Bedingungen an Mcl und E_{sum} die beiden Isotope von Rb zu isolieren und energieabhängige Wirkungsquerschnitte, sowie MACS zu extrahieren. ^{85}Rb ist dabei Teil des schwachen s -Prozess und ^{87}Rb ist für den Cosmochronometer Rb/Sr von Interesse. Die Auswertung dieser Messung ist allerdings nicht mehr Bestandteil dieser Arbeit.

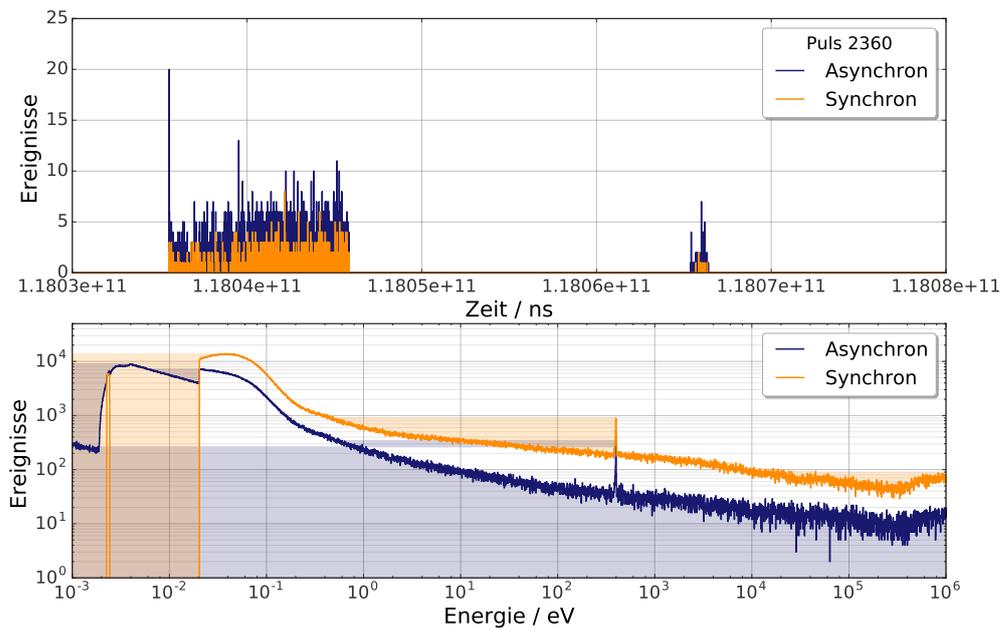


Abbildung 7.5: Ergebnisse der PVC Korrektur. Oben: Die in Abb. 7.2 (unten) gezeigten Pulse sind durch die Korrektur nun synchron. Lediglich im hinteren 1 μ s Fenster zeigt sich ein leichter Versatz. Unten: Vergleich der Neutronenenergiespektren vor und nach der Korrektur. Sowohl der Hauptteil der Daten ab ca. 25 meV, als auch der 1 μ s Datenabschnitt konnten rekonstruiert werden.

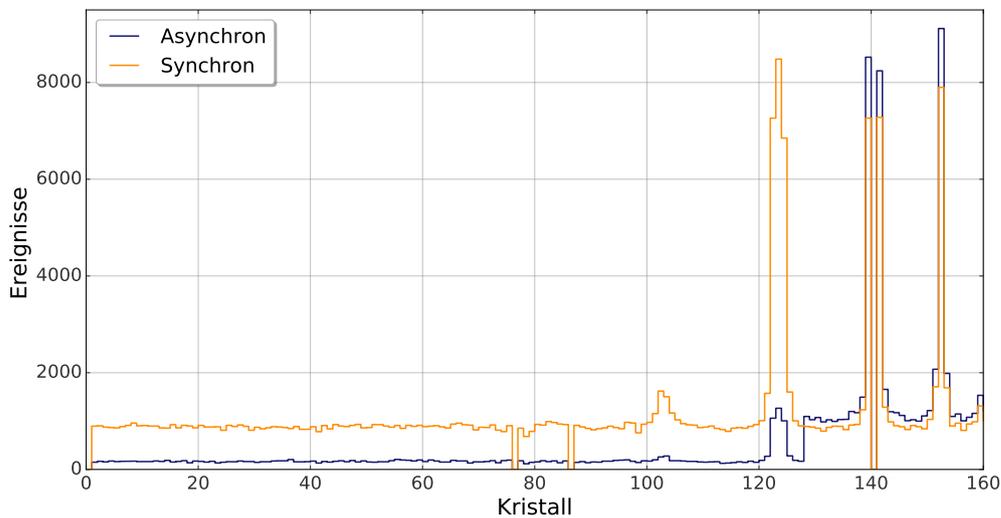


Abbildung 7.6: Die Detektoren 1 - 128 zeigen zu wenig Ereignisse im Koinzidenzfenster von 50 ns (blau). In orange ist zum Vergleich eine korrekte Messung gezeigt, d.h. die Zeitverbindung der Boards war intakt.

7.4 Auswirkungen der Korrektur

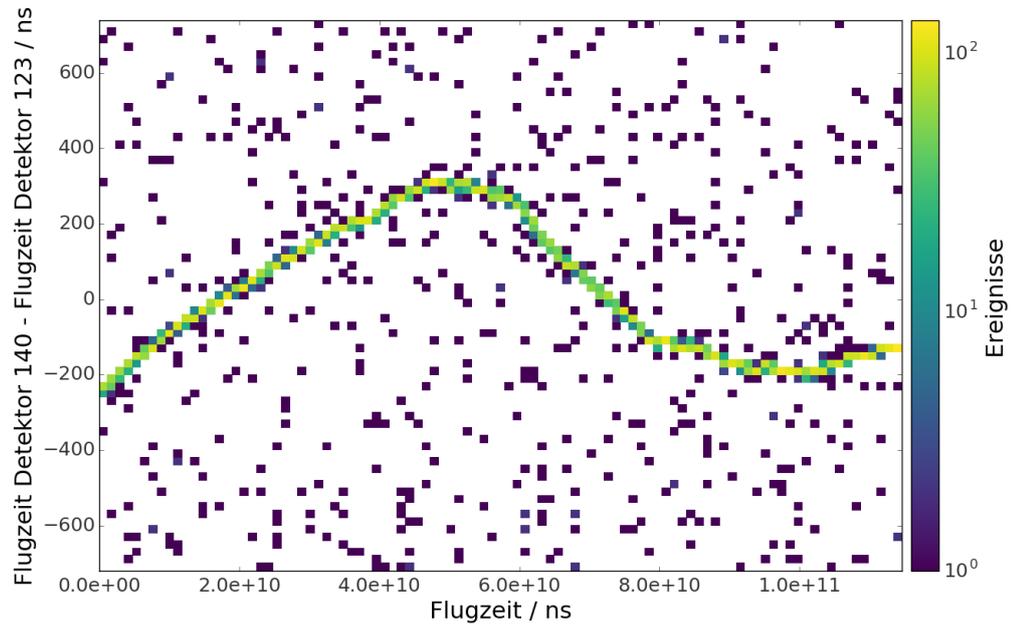


Abbildung 7.7: Zeitdifferenz zwischen Detektor 140 und 123. Bei erfolgreicher Korrektur sollte eine Gerade bei einer Flugzeitdifferenz von 0 zu sehen sein.

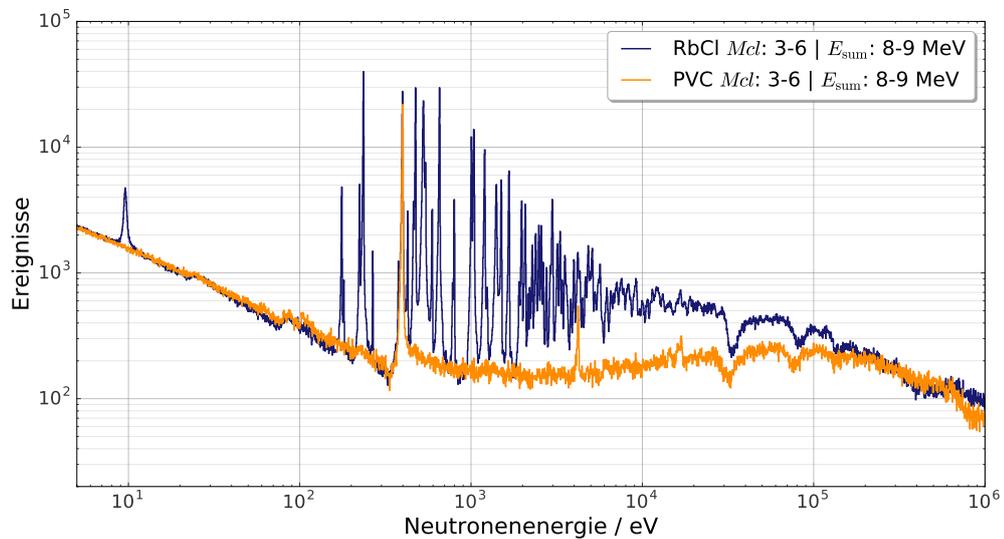


Abbildung 7.8: Spektren von RbCl und PVC mit einem beispielhafter E_{sum} -Bedingung von 8 MeV - 9 MeV. Dabei betragen die Q-Werte für ^{85}Rb 8,65 MeV und ^{35}Cl 8,58 MeV. Gut zu sehen die die Rb-Resonanzen sowie die sehr prominente Cl-Resonanz bei 400 eV, die auch zur Datenrekonstruktion verwendet wurde.

KAPITEL 8

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Für das bessere Verständnis der Nukleosynthese der schweren Elemente im *s*-Prozess wurde im Rahmen dieser Arbeit die Messung zur Bestimmung der Neutroneneinfangsreaktion von ^{83}Kr durchgeführt. Als Messinstrument wurde DANCE am LANL verwendet, ein 4π -Kalorimeter zur Detektion der entstehenden γ -Kaskaden bei (n,γ) -Reaktionen. Darüber hinaus wurden außerdem noch Proben mit ^{85}Kr und ^{86}Kr vermessen.

Die Herausforderung an diesem Experiment bestand vor allem in der Probenherstellung. Das Edelgas Kr erforderte eine Neukonstruktion der normalerweise bei DANCE verwendeten Probenhalterung. Das Hauptaugenmerk lag auf der Maximierung der Kr-Exposition durch den Neutronenstrahl. Im Gegenzug wurde versucht das umgebende Material nach Möglichkeit keinen Neutronen auszusetzen. Für die Isotope $^{83,86}\text{Kr}$ wurden Hochdruckgaskugeln verwendet, die an der Goethe-Universität Frankfurt gefüllt und in eine der neuen Probenhalterungen eingesetzt wurden. Zur Beachtung des bei der Messung entstehenden Untergrundes wurde eine Messung mit baugleicher Probenhalterung und leerer Gaskugel durchgeführt. Da bereits kleine Mengen ^{85}Kr eine hohe Radioaktivität aufweisen, wurde eine in einen Stahlzylinder eingeschweißte, existierende Quelle verwendet.

Bei der Analyse zu ^{86}Kr wurde schnell eine zu starke Verunreinigung der Kr-Probe mit Xe offensichtlich, einen signifikanten Anteil des Spektrums ausmachte. Aus diesem Grund kam es vor allem zu Problemen den korrekten Untergrund von den ^{86}Kr Messdaten zu subtrahieren. Die weitere Bestimmung inklusive Streukorrekturen, Normierung anhand des Flussmonitors und DI-CEBOX/GEANT3 Effizienzbestimmung lieferte zwar einen energieabhängigen Wirkungsquerschnitt, dieser zeigte allerdings große Abweichungen von den evaluierten ENDF/B-VII.1 Daten, was besonders ersichtlich in der deutlichsten ^{86}Kr Resonanz bei 5 515 eV zu erkennen war. Aus diesem Grund konnte aus den Messdaten kein MACS extrahiert werden.

Die Art der Messung von ^{86}Kr könnte mit einer höheren Reinheit der Probe möglich werden. Allem voran müssen Bestandteile entfernt werden, die einen höheren Q-Wert als ^{86}Kr und einen um

8 Zusammenfassung und Ausblick

mehrere Größenordnungen höheren Einfangsquerschnitt besitzen. Konkret ist dies, wie in dieser Arbeit zu sehen, Verunreinigungen mit Xe. Bei gleicher Reinheit müsste neben einer Messung von ^{86}Kr eine reine Xe Probe gemessen werden, um diesen Anteil entsprechend abzuziehen. Mit einer solchen Messungen könnten die Ergebnisse in dieser Arbeit ab einer Neutronenenergie von ca. 5 keV deutlich verbessert werden.

Eine Alternative zur separaten Messung von Xe ist eine deutlich detailliertere Analyse des ^{86}Kr -Untergrundes, die allerdings den Rahmen dieser Arbeit übersteigt. Dazu müsste versucht werden den Untergrund in verschiedene Komponenten, wie den natürlichen Untergrund in der DANCE Umgebung und den proben- und probenhalterinduzierten Untergrund aufzusplitten, um dann deren Anteile getrennt extrahieren zu können. Dabei könnte der Xe-Anteil, ohne eigene Messungen zum Xe-Neutroneneinfangsquerschnitt, mit Hilfe der evaluierten ENDF/B-VII.1 Querschnitte vom restlichen Untergrund Isotop für Isotop getrennt werden. Idealerweise könnten außerdem für alle in der Probe vorkommenden Xe-Isotope DICEBOX und GEANT Simulationen zu deren Effizienz durchgeführt werden, um die Untergrundsubtraktion zu verbessern.

Bei einer Untersuchung der Aktivität der ^{85}Kr -Probe mit Hilfe der einzelnen BaF_2 -Detektoren in der DANCE Kugel zeigte sich zunächst eine um fast einen Faktor vier geringere Aktivität als vom Hersteller angegeben. Auch bei der weiteren Analyse traten massive Untergrundprobleme auf. Die Form des Stahlzylinders, in dem das Kr-Gasgemisch eingeschweißt war, konnte aufgrund seiner Form nur schwer im Strahlrohr untergebracht werden. Beim Experiment selbst zeigte sich dann, dass Teile der Halterung vom Neutronenstrahl getroffen wurden, was einen Untergrund mit sehr hohem Q-Wert erzeugte, der nicht durch ein E_{sum} Fenster entfernt werden konnte. Durch eine Beschädigung der Halterung mit der Probe kam es darüber hinaus zu Abweichungen mit der verwendeten Leerhalterung. All das führte trotz einer langen Messzeit von fast 18 d dazu, dass nur ein sehr schwaches Signal von der eigentlichen Kr Probe zu erkennen war. Es wurde eine mögliche ^{85}Kr Resonanz bei 675 eV gefunden, allerdings ist die endgültige Zuordnung aufgrund der nicht eindeutigen Untergrundsituation äußerst schwierig.

Im Vorfeld des Kr-Experimentes wurde eine Messung von RbCl an DANCE durchgeführt, da ursprünglich zu erwarten war, dass bereits ein Teil des ^{85}Kr zu ^{85}Rb zerfallen war. Durch diese Messung sollte dieser Anteil leicht von der späteren Messung zu subtrahieren sein. Allerdings trat ein unerwartetes Problem während der Datenaufnahme auf. Die Verbindung der DAQ Boards wurde getrennt, wodurch ca. 3/4 der Detektoren nicht mehr zeitsynchron liefen. Im Zuge dieser Arbeit wurde eine Rekonstruktion dieser Daten angestrebt. Durch Modifikationen am FARE Code, der zur Auswertung verwendet wurde, konnte Flugzeitspektren für jeden Beschleunigerpuls erzeugt werden. Es zeigte sich zunächst ein offensichtlicher Trend einer Verschiebung der getrennten Boards zu späteren Zeiten. Durch mehrere Fits an die Abweichungsverteilung und anschließende Korrektur konnte zunächst ein Spektrum wiederhergestellt werden, das vergleichbar mit den unbeschädigten Daten war. Bei einer detaillierten Analyse dieser neu gewonnen Daten zeigte sich jedoch eine Nichtlinearität in der Zeitverschiebung. Dies resultierte letztlich in einer Korrektur des Spektrums, allerdings nicht in einem Koinzidenzfenster von 10 ns, das für eine Wirkungsquerschnittsanalyse notwendig ist. Es wurde geschlussfolgert, dass durch die geringe Statistik in den einzelnen Flugzeitspektren solch eine Genauigkeit nicht zu erreichen ist.

Die Messung des Verzweigungspunktes ^{85}Kr bleibt damit auch in Zukunft von großem Interesse für die nukleare Astrophysik. Es ist offensichtlich geworden, dass für eine Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes von $\leq 10\%$, die für die Verbesserung des Verständnisses des s -Prozess benötigt wird, eine deutlich reinere Probe zur Verfügung stehen muss. Mit der energieabhängigen Messung des Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{83}Kr könnte in Zukunft die problematischste Verunreinigung entfernt werden. Für die Messung an 4π -Kalorimetern muss nicht nur die Reinheit der Probe bzw. der Anteil an ^{85}Kr gesteigert werden. Die Form der Halterung – in der das Gas eingeschlossen ist – muss darüber hinaus kompakter werden um dessen Hintergrund drastisch zu verringern. Erst dann können nutzbare Daten gemessen werden.

Die Messung des Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{83}Kr konnte im Zuge dieser Arbeit erfolgreich durchgeführt werden. Es wurden zwei Messungen mit verschiedenen Strömen kombiniert. Eine Messung mit $40\ \mu\text{A}$ wurde durchgeführt, um Pile-Up in der größten Resonanz bei $28\ \text{eV}$ zu reduzieren. Die zweite Messung diente dann dem Sammeln von ausreichend Statistik in den nicht resonanten Bereichen. Die eingesetzte Leerkugel erlaubte eine saubere Subtraktion des Untergrundes von Probenhalterung, Gaskugel und Umgebung. Für die Skalierung der Messergebnisse wurde eine weitere Messung mit einer $5\ 000\ \text{\AA}$ dicken Goldfolie durchgeführt. Zur Bestimmung der Detektoreffizienz konnten zunächst die durch den Neutroneneinfang entstandenen Abregungskaskaden der ^{84}Kr Kerne mit DICEBOX modelliert werden. Diese Kaskaden wurden dann anschließend in GEANT3 Simulationen verwendet, um die Effizienz bestimmen zu können. Mit diesen Methoden erhielt man die Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte von $kT = 5\ \text{keV} - 100\ \text{keV}$. Bei der für den s -Prozess wichtigen Temperatur von $kT = 30\ \text{keV}$ wurde der Querschnitt bestimmt zu

$$\text{MACS}(30\ \text{keV}) = (256,6 \pm 14,2_{\text{stat}} \pm 18,1_{\text{sys}}) \text{ mb} . \quad (8.1)$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem in der KADoNIS v0.3 Datenbank angegebenen Wert von $\text{MACS}_{\text{KADoNIS}}(30\ \text{keV}) = (243 \pm 15) \text{ mb}$. Mit den so gewonnenen Wirkungsquerschnitten wurden außerdem die Reaktionsraten berechnet. Bei den anschließenden Netzwerkrechnungen mit dem Programm NETZ wurden die Auswirkungen der in dieser Arbeit gewonnenen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den KADoNIS v0.3 Werten betrachtet. Dabei zeigte sich eine leicht erhöhte Produktion der stabilen Isotope ^{84}Kr , ^{86}Kr , ^{85}Rb und ^{87}Rb , sowie eine leichte Unterproduktion der stabilen Isotope $^{86-88}\text{Sr}$ in der Hauptkomponente des s -Prozess. Ein ähnliches Bild zeigte sich in der He-Brennphase der schwachen Komponente. Der in dieser Arbeit gemessene Wirkungsquerschnitt bei hohen Temperaturen ist geringer als der in KADoNIS v0.3 angegebene, weswegen es bei der Simulation mit NETZ zu einer stark erhöhten Produktion von ^{83}Kr in der C-Brennphase kommt.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] T. Brahe. *De nova et nullius aevi memoria prius visa stella*. *Kopenhagen: Laurentius Benedictus*, 1573.
- [2] J. Kepler, M. Caspar, W. von Dyck und F. Hammer. *Astronomia nova*. CH Beck'sche Verlagsbuchhandlung, 1937.
- [3] G. Galilei. 1632. Dialogo sopra i due massimi sistemi del mondo, Tolemaico e Copernicano. *Landini, Florence*, 1994.
- [4] I. Newton. *Philosophiae naturalis principia mathematica*, vol. 1-4. *Colonia: A. Philibert*; 548 p.; in 8.; DCC. 4.221 I through IV, 1760.
- [5] E. M. Burbidge, G. Ronald Burbidge, W. A. Fowler und F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Reviews of modern physics*, 29(4):547, 1957.
- [6] https://svs.gsfc.nasa.gov/vis/a010000/a010100/a010128/Arrow_JPG.jpg. Abgerufen am 02.01.18.
- [7] <http://www.skytrip.de>. Abgerufen am 02.01.18. M. Weigand.
- [8] <https://svs.gsfc.nasa.gov/12740>. Videoausschnitt. Abgerufen am 02.01.18.
- [9] K. Lodders, H. Palme und H.-P. Gail. Abundances of the elements in the Solar System. In *Solar system*, Seiten 712–770. Springer, 2009.
- [10] G.F. Lewis, L.A. Barnes und R. Kaushik. Primordial nucleosynthesis in the $R_h = ct$ cosmology: pouring cold water on the simmering Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 460(1):291–296, 2016.
- [11] C. Gustavino, M. Anders, D. Bemmerer, Z. Elekes und D. Trezzi. Primordial nucleosynthesis. *European Physical Journal A–Hadrons & Nuclei*, 52(4), 2016.

Literaturverzeichnis

- [12] P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A.J. Banday, R.B. Barreiro, J.G. Bartlett, N. Bartolo et al. Planck 2015 results-XIII. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 594:A13, 2016.
- [13] Y.I. Izotov, G. Stasińska und N.G. Guseva. Primordial 4He abundance: a determination based on the largest sample of H II regions with a methodology tested on model H II regions. *Astronomy & Astrophysics*, 558:A57, 2013.
- [14] R. J. Cooke, M. Pettini, R.A. Jorgenson, M.T. Murphy und C.C. Steidel. Precision measures of the primordial abundance of deuterium. *The Astrophysical Journal*, 781(1):31, 2014.
- [15] R.H. Cyburt, B.D. Fields, K.A. Olive und T.-H. Yeh. Big bang nucleosynthesis: Present status. *Reviews of Modern Physics*, 88(1):015004, 2016.
- [16] T.M. Bania, R.T. Rood und D.S. Balser. The cosmological density of baryons from observations of 3He^+ in the Milky Way. *Nature*, 415(6867):54–57, 2002.
- [17] S.G. Ryan, T.C. Beers, K.A. Olive, B.D. Fields und J.E. Norris. Primordial lithium and big bang nucleosynthesis. *The Astrophysical Journal Letters*, 530(2):L57, 2000.
- [18] M. Asplund, D.L. Lambert, P.E. Nissen, F. Primas und V.V. Smith. Lithium isotopic abundances in metal-poor halo stars. *The Astrophysical Journal*, 644(1):229, 2006.
- [19] T. Fließbach. *Allgemeine Relativitätstheorie*. Springer, 2012.
- [20] B.D. Fields. The primordial lithium problem. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61:47–68, 2011.
- [21] M. Carmeli, J.G. Hartnett und F.J. Oliveira. The cosmic time in terms of the redshift. *Foundations of Physics Letters*, 19(3):277–283, 2006.
- [22] B.E. Robertson, R.S. Ellis, S.R. Furlanetto und J.S. Dunlop. Cosmic reionization and early star-forming galaxies: A joint analysis of new constraints from PLANCK and the Hubble Space Telescope. *The Astrophysical Journal Letters*, 802(2):L19, 2015.
- [23] A. Arcones und F.K. Thielemann. Neutrino-driven wind simulations and nucleosynthesis of heavy elements. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 40(1):013201, 2012.
- [24] S. Wanajo, Y. Sekiguchi, N. Nishimura, K. Kiuchi, K. Kyutoku und M. Shibata. Production of all the r-process nuclides in the dynamical ejecta of neutron star mergers. *The Astrophysical Journal Letters*, 789(2):L39, 2014.
- [25] S. Shibagaki, T. Kajino, G.J. Mathews, S. Chiba, S. Nishimura und G. Lorusso. Relative contributions of the weak, main, and fission-recycling r-process. *The Astrophysical Journal*, 816(2):79, 2016.

- [26] G.J. Wasserburg, M. Busso und R. Gallino. Abundances of actinides and short-lived noactinides in the interstellar medium: diverse supernova sources for the r-processes. *The Astrophysical Journal Letters*, 466(2):L109, 1996.
- [27] R. Gallino, C. Arlandini, M.O. Busso, M. Lugaro, C. Travaglio, O. Straniero, A. Chieffi und M. Limongi. Evolution and nucleosynthesis in low-mass asymptotic giant branch stars. II. Neutron capture and the s-process. *The Astrophysical Journal*, 497(1):388, 1998.
- [28] O. Trippella, M. Busso, E. Maiorca, F. Käppeler und S. Palmerini. s-Processing in AGB Stars Revisited. I. Does the Main Component Constrain the Neutron Source in the 13C Pocket? *The Astrophysical Journal*, 787(1):41, 2014.
- [29] O. Trippella, M. Busso, S. Palmerini, E. Maiorca und M.C. Nucci. s-Processing in AGB Stars Revisited. II. Enhanced 13C Production through MHD-induced Mixing. *The Astrophysical Journal*, 818(2):125, 2016.
- [30] C. Arlandini, F. Käppeler, K. Wisshak, R. Gallino, M. Lugaro, M. Busso und O. Straniero. Neutron capture in low-mass asymptotic giant branch stars: cross sections and abundance signatures. *The Astrophysical Journal*, 525(2):886, 1999.
- [31] C. Abia, I. Domínguez, R. Gallino, M. Busso, S. Masera, O. Straniero, P. de Laverny, B. Plez und J. Isern. s-Process nucleosynthesis in carbon stars. *The Astrophysical Journal*, 579(2):817, 2002.
- [32] M. Pignatari, R. Gallino, M. Heil, M. Wiescher, F. Käppeler, F. Herwig und S. Bisterzo. The weak s-process in massive stars and its dependence on the neutron capture cross sections. *The Astrophysical Journal*, 710(2):1557, 2010.
- [33] S.E. Woosley, A. Heger und T.A. Weaver. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of modern physics*, 74(4):1015, 2002.
- [34] M. Limongi, O. Straniero und A. Chieffi. Massive Stars in the Range 13-25 M_{\odot} : Evolution and Nucleosynthesis. II. The Solar Metallicity Models. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 129(2):625, 2000.
- [35] R. Diehl, D.H. Hartmann und N. Prantzos. *Astronomy with radioactivities*, Vol. 812. Springer, 2011.
- [36] C. Guerrero, C. Domingo-Pardo, F. Käppeler, J. Lerendegui-Marco, F.R. Palomo, J.M. Quesada und R. Reifarth. Prospects for direct neutron capture measurements on s-process branching point isotopes. *The European Physical Journal A*, 53(5):87, 2017.
- [37] F. Käppeler, R. Gallino, S. Bisterzo und W. Aoki. The s process: Nuclear physics, stellar models, and observations. *Reviews of Modern Physics*, 83(1):157, 2011.
- [38] M. Weigand, T. A. Bredeweg, A. Couture, K. Göbel, T. Heftrich, M. Jandel, F. Käppeler, C. Lederer, N. Kivel, G. Korschinek, M. Kr̃tička, J. M. O'Donnell, J. Ostermöller, R. Plag, R. Reifarth, D. Schumann, J. L. Ullmann und A. Wallner. $^{63}\text{Ni}(n, \gamma)$ cross sections measured with DANCE. *Phys. Rev. C*, 92:045810, 2015.

Literaturverzeichnis

- [39] U. Abbondanno, G. Aerts, F. Alvarez-Velarde, H. Alvarez-Pol, S. Andriamonje, J. Andrzejewski, G. Badurek, P. Baumann, F. Bečvář, J. Benlliure et al. Neutron Capture Cross Section Measurement of ^{151}Sm at the CERN Neutron Time of Flight Facility (n_TOF). *Physical review letters*, 93(16):161103, 2004.
- [40] C. Guerrero, C. Domingo-Pardo, J. LERENDGUI-MARCO, A. Casanovas, M.A. Cortes-Giraldo, R. Dressler, S. Halfon, S. Heinitz, N. Kivel, U. Köster et al. Neutron Capture Cross Sections of the s-Process Branching Points ^{147}Pm , ^{171}Tm , and ^{204}Tl . In *Proceedings of the 14th International Symposium on Nuclei in the Cosmos (NIC2016)*, Seite 010903, 2017.
- [41] Y. Zhang, J. R.G. Evans und S. Yang. Corrected values for boiling points and enthalpies of vaporization of elements in handbooks. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 56(2):328–337, 2011.
- [42] P. Mutti, H. Beer, A. Brusegan, F. Corvi und R. Gallino. New Kr cross sections and astrophysical constraints on presolar grains. In *AIP Conference Proceedings*, Vol. 769, Seiten 1327–1330. AIP, 2005.
- [43] C.E. Bemis Jr, R.E. Druschel, J. Halperin und J.R. Walton. Thermal-Neutron Capture Cross Section and Resonance Integral for 10.7-Year Krypton-85. *Nuclear Science and Engineering*, 47(3):371–372, 1972.
- [44] S.F. Mughabghab. *Atlas of Neutron Resonances: Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Z= 1-100*. Elsevier, 2006.
- [45] J. Macnamara und H.G. Thode. The relative neutron capture cross sections of the isotopes of krypton and xenon. *Physical Review*, 80(2):296, 1950.
- [46] Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler, F. Voss, K. Wisshak und T. Rauscher. Neutron cross sections for nucleosynthesis studies. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 76(1):70–154, 2000.
- [47] R. Raut, A. Banu, C. Iliadis, J.H. Kelley, G. Rusev, R. Schwengner, A.P. Tonchev und W. Tornow. Cross-Section Measurements of the $^{86}\text{Kr}(\gamma, n)$ Reaction to Probe the s-Process Branching at ^{85}Kr . In *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 337, Seite 012048. IOP Publishing, 2012.
- [48] M.B. Chadwick, M. Herman, P. Obložinský, M. E. Dunn, Y. Danon, A.C. Kahler, D.L. Smith, B. Pritychenko, G. Arbanas, R. Arcilla et al. ENDF/B-VII. 1 nuclear data for science and technology: cross sections, covariances, fission product yields and decay data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12):2887–2996, 2011.
- [49] M. Wang, G. Audi, F.G. Kondev, W.J. Huang, S. Naimi und X. Xu. The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chinese Physics C*, 41(3):030003, 2017.

- [50] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche und W. Rodejohann. *Teilchen und Kerne*. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 9. Auflage, 2014.
- [51] C.E. Rolfs und W.S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. University Of Chicago Press, 1988.
- [52] R. Reifarh, C. Lederer und F. Käppeler. Neutron reactions in astrophysics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41(5):053101, 2014.
- [53] P.W. Lisowski und K.F. Schoenberg. The Los Alamos neutron science center. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 562(2):910–914, 2006.
- [54] M. Mocko und G. Muhrer. Fourth-generation spallation neutron target-moderator-reflector-shield assembly at the Manuel Lujan Jr. neutron scattering center. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 704:27–35, 2013.
- [55] <http://lansce.lanl.gov/facilities/index.php>. Abgerufen am 10.11.17.
- [56] R. Reifarh, E.-I. Esch, A. Alpizar-Vicente, E.M. Bond, T.A. Bredeweg, S.E. Glover, U. Greife, R. Hatarik, R.C. Haight, A. Kronenberg, J.M.O'Donnell, R.S.Rundberg, J.M.Schwantes, J.L.Ullmann, D.J.Vieira, J.B.Wilhelmy und J.M.Wouters. (n, γ) measurements on radioactive isotopes with DANCE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 241(1):176–179, 2005.
- [57] J.L. Ullmann, T. Kawano, T.A. Bredeweg, A. Couture, R.C. Haight, M. Jandel, J.M. O'Donnell, R.S. Rundberg, D.J. Vieira, J.B. Wilhelmy et al. Cross section and γ -ray spectra for ^{238}U (n, γ) measured with the DANCE detector array at the Los Alamos Neutron Science Center. *Physical Review C*, 89(3):034603, 2014.
- [58] 3D Modell von C. Wolf.
- [59] M. Jandel, B. Baramsai, E. Bond, G. Rusev, C. Walker, T.A. Bredeweg, M.B. Chadwick, A. Couture, M.M. Fowler, A. Hayes et al. Capture and fission with DANCE and NEUANCE. *The European Physical Journal A*, 51(12):179, 2015.
- [60] Barium fluoride data-sheet. http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/barium-fluoride-data-sheet_69762.pdf. Abgerufen am 09.11.17.
- [61] M. Heil, R. Reifarh, M.M. Fowler, R.C. Haight, F. Käppeler, R.S. Rundberg, E.H. Seabury, J.L. Ullmann, J.B. Wilhelmy und K. Wisshak. A $4\pi\text{BaF}_2$ detector for (n, γ) cross-section measurements at a spallation neutron source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 459(1):229–246, 2001.

- [62] https://midas.triumf.ca/MidasWiki/index.php/Midas_documentation. Abgerufen am 03.01.18.
- [63] R. Brun und F. Rademakers. ROOT—an object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2):81–86, 1997.
- [64] E.A. McCutchan und A.A. Sonzogni. Nuclear Data Sheets for A= 88. *Nuclear Data Sheets*, 115:135–304, 2014.
- [65] F. Bečvář. Simulation of γ cascades in complex nuclei with emphasis on assessment of uncertainties of cascade-related quantities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 417(2):434–449, 1998.
- [66] J. Apostolakis et al. CERN program library long writeup. *W5013 CERN, GEANT library*, 1993.
- [67] R. Reifarth, T.A. Bredeweg, A. Alpizar-Vicente, J.C. Browne, E.-I. Esch, U. Greife, R.C. Haight, R. Hatarik, A. Kronenberg, J.M. O’Donnell et al. Background identification and suppression for the measurement of (n, γ) reactions with the DANCE array at LANSCE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(3):530–543, 2004.
- [68] R. Reifarth, M. Heil, F. Kaeppler, F. Voss, K. Wisshak, R.C. Haight, M.R. Dragowsky, M.M. Fowler, R. S. Rundberg, J. L. Ullmann et al. New GEANT Simulations of Neutroncapture Experiments Detector with a 4π BaF₂. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 2001.
- [69] G. Rupp, D. Petrich, F. Käppeler, J. Kaltenbaek, B. Leugers und R. Reifarth. High pressure gas spheres for neutron and photon experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(1):152–156, 2009.
- [70] R.C. Weast. *Handbook of Chemistry and Physics 53rd Edition*. Chemical Rubber Pub., 1972.
- [71] D. Abriola, M. Bostan, S. Erturk, M. Fadil, M. Galan, S. Juutinen, T. Kibédi, F. Kondev, A. Luca, A. Negret et al. Nuclear data sheets for A= 84. *Nuclear Data Sheets*, 110(11):2815–2944, 2009.
- [72] J. Kopecky und M. Uhl. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Physical Review C*, 41(5):1941, 1990.
- [73] T. von Egidy und D. Bucurescu. Spin distribution in low-energy nuclear level schemes. *Physical Review C*, 78(5):051301, 2008.

- [74] I. Dillmann, M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, T. Rauscher und F.-K. Thielemann. KADoNiS-The Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars. In *AIP Conference Proceedings*, Vol. 819, Seiten 123–127. AIP, 2006.
- [75] A.D. Carlson, V.G. Pronyaev, D.L. Smith, N.M. Larson, Z. Chen, G.M. Hale, F.-J. Hamsch, E.V. Gai, S.-Y. Oh, S.A. Badikov et al. International evaluation of neutron cross section standards. *Nuclear Data Sheets*, 110(12):3215–3324, 2009.
- [76] B. Singh und J. Chen. Nuclear data sheets for A= 85. *Nuclear Data Sheets*, 116:1–162, 2014.
- [77] Datenblatt des Herstellers Eckert & Ziegler. 03.09.15.
- [78] M. S. Basunia. Nuclear Data Sheets for A= 22. *Nuclear Data Sheets*, 127:69–190, 2015.
- [79] S. Jaag. Internal Report 14.01.01/p35G. Technical report, Forschungszentrum Karlsruhe, 2001.
- [80] E. Zinner. Stellar nucleosynthesis and the isotopic composition of presolar grains from primitive meteorites. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26(1):147–188, 1998.
- [81] M. Pignatari, R. Gallino, S. Amari und A.M. Davis. Krypton in presolar mainstream SiC grains from AGB stars. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77:897, 2006.
- [82] R.S. Lewis, S. Amari und E. Anders. Interstellar grains in meteorites: II. SiC and its noble gases. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 58(1):471–494, 1994.
- [83] J.R. de Laeter, J.K. Böhlke, P. De Bièvre, H. Hidaka, H.S. Peiser, K.J.R. Rosman und P.D.P. Taylor. Atomic weights of the elements. Review 2000 (IUPAC Technical Report). *Pure and applied chemistry*, 75(6):683–800, 2003.
- [84] Datenblatt des Herstellers Isoflex USA. 03.06.15.
- [85] Datenblatt des Herstellers STB Isotope Germany GmbH. 10.09.08.
- [86] Private Kommunikation mit D. Ulrich (Eckert & Ziegler). 11.11.14.
- [87] T. von Egidy und D. Bucurescu. Systematics of nuclear level density parameters. *Physical review C*, 72(4):044311, 2005.
- [88] T. von Egidy und D. Bucurescu. Experimental energy-dependent nuclear spin distributions. *Physical review C*, 80(5):054310, 2009.
- [89] J.A. Bearden und A.F. Burr. Reevaluation of X-ray atomic energy levels. *Reviews of Modern Physics*, 39(1):125, 1967.

Literaturverzeichnis

- [90] T. Kibedi, T.W. Burrows, M.B. Trzhaskovskaya, P.M. Davidson und C.W. Nestor. Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 589(2):202–229, 2008.
- [91] A. Negret und B. Singh. Nuclear data sheets for $A=86$. *Nuclear Data Sheets*, 124:1–156, 2015.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1	Solare Häufigkeitsverteilung	2
1.2	Fusionsprozesse in schweren Sternen	5
1.3	Ausschnitt der Nuklidkarte in der Kr Region	9
2.1	Summenenergie	12
3.1	Flugzeitmethode	18
3.2	β -Verlauf	18
3.3	LANSCE Übersicht	19
3.4	Aufbau eines 4π Detektors	20
3.5	BaF ₂ Pulsformen	21
3.6	Lichtspektrn der langsame und schnelle Komponente bei BaF ₂	21
3.7	Spektrum von Longgate gegen Shortgate zur Teilchendiskriminierung	23
3.8	Evaluierte Wirkungsquerschnitte für die ⁶ Li und ²³⁵ U Monitore.	23
3.9	Fit der 4,89 eV Au Resonanz	25
3.10	Normiertes Neutronenflussspektrum für den Li-Monitor.	25
3.11	Energieabhängige Transmission für ⁸³ Kr und ⁸⁶ Kr	26
3.12	Schematische Darstellung der Streuprozesse in der Probe.	27
3.13	Durch FARE fälschlich positionierte Gammasignale	28
3.14	Zeitkalibrierung	29
3.15	Intrinsische Alphasignale der BaF ₂ Kristalle	29
3.16	Energiespektrum der ⁸⁸ Y Quelle	30
3.17	Energiespektren der Eichquellen	31
3.18	Schematischer Ablauf der DICEBOX Simulation	32
4.1	Computerrender des ^{83,86} Kr und ⁸⁵ Kr Probenhalter	36
4.2	Druckverlauf von ⁸⁶ Kr	38
4.3	Fotos der ⁸³ Kr-Probe im Probenhalter.	38
4.4	Verteilung der Kr-Isotope	39
4.5	Front- und Seitenansicht der ⁸⁵ Kr Probe	40

Abbildungsverzeichnis

5.1	Evaluiertes ENDF/B-VII.1 $^{83}\text{Kr}(n,\gamma)$ Wirkungsquerschnitt [48].	42
5.2	^{83}Kr Neutronenenergiespektren	42
5.3	^{83}Kr E_{sum} und Mcl Spektren	43
5.4	^{83}Kr 100 μA und ^{83}Kr 40 μA Spektren	44
5.5	Kombination der ^{83}Kr Messungen mit 100 μA und 40 μA	44
5.6	Untergrundspektrum mit leerer Stahlkugel	45
5.7	2d-Untergrundspektrum der leeren Stahlkugel	47
5.8	2d-Spektrum von ^{83}Kr	47
5.9	Evaluierte Wirkungsquerschnitte zur Streukorrektur	48
5.10	Streukorrekturfaktor für ^{83}Kr	48
5.11	Vergleich Simulation und Messung der 28 eV Resonanz (γ -Energien)	50
5.12	Vergleich Simulation und Messung der 229 eV Resonanz (γ -Energien)	51
5.13	Vergleich Simulation und Messung der 28 eV Resonanz (E_{sum})	52
5.14	Vergleich Simulation und Messung der 229 eV Resonanz (E_{sum})	53
5.15	^{83}Kr Neutroneneinfangsquerschnitt (500 Bins pro Energiedekade)	54
5.16	^{83}Kr Neutroneneinfangsquerschnitt (50 Bins pro Energiedekade)	55
5.17	^{83}Kr MACS	56
5.18	^{83}Kr MACS	56
5.19	Evaluierte ENDF Spektren von ^{86}Kr und $^{124,129,131}\text{Xe}$	59
5.20	2d ^{86}Kr Spektrum	60
5.21	^{86}Kr Clustermultiplizitätsverteilung	60
5.22	Aufgenommenes ^{86}Kr Spektrum	61
5.23	2d Spektren der Xe- und ^{86}Kr Resonanzen	61
5.24	Proben- und Untergrundspektren von ^{86}Kr	63
5.25	^{86}Kr Spektrum nach Abzug des Leerkugeluntergrundes	63
5.26	Vergleich der Effizienzspektren von ^{86}Kr	64
5.27	5 515 eV ^{86}Kr Resonanz	65
5.28	^{85}Kr und ^{22}Na γ -Spektrum.	67
5.29	Zweidimensionales ^{85}Kr Spektrum mit vergrößerter Resonanz	68
5.30	Hauptbestandteile der ^{85}Kr Probe	68
5.31	Mögliche ^{85}Kr 675 eV Resonanz	69
6.1	Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit NETZ	72
6.2	Vergleich mit Körnchen-Messungen	72
7.1	Flugzeitspektrum vs Detektoren von RbCl	76
7.2	Verschiebung der Detektor Zeiten	78
7.3	Pulsabweichungsfit	79
7.4	Korrekturen anhand der ^{35}Cl 400 eV Resonanz	79
7.5	Korrihierte Daten der PVC Messung	81
7.6	Detektorereignisse der RbCl Messung	81
7.7	Zeitdifferenz zwischen Detektor 140 und 123	82
7.8	Spektren von RbCl und PVC	82

TABELLENVERZEICHNIS

1.1 Vergleich der Häufigkeiten der Isotope, die in der primordialen Nukleosynthese produziert wurden.	3
1.2 Gemessene MACS von $^{83,86}\text{Kr}$ von Mutti <i>et al.</i> im Bereich von 5 keV - 100 keV.	10
1.3 Gemessene ^{85}Kr MACS im thermischen Bereich bei $kT = 0,0253$ eV und im astrophysikalisch interessanten Bereich bei $kT = 30$ keV.	10
4.1 Gewicht der Kr-Gaskugeln bei der Befüllung, vor und nach dem Versand nach LANSCE.	37
5.1 Für die DICEBOX Simulationen von ^{83}Kr verwendeten Modelle.	49
5.2 In dieser Arbeit berechnete MACS von ^{83}Kr . Im Vergleich dazu die in KADoNIS v0.3 angegebenen MACS.	57
5.3 In dieser Arbeit berechnete Raten von ^{83}Kr	58
5.4 ^{86}Kr Verunreinigungen	62
5.5 Werte zur Bestimmung der ^{85}Kr Aktivität.	66
6.1 Verhältnis von $^{83,84,86}\text{Kr}$ zu ^{82}Kr normiert auf die jeweilige solare Häufigkeit.	73
A.1 Zusammensetzung der ^{83}Kr Probe [84].	99
A.2 Zusammensetzung der ^{86}Kr Probe [85].	100
A.3 Zusammensetzung der ^{85}Kr Probe [86].	100
A.4 Liste der Messungen	101
A.5 Verhältnis des in dieser Arbeit berechneten ^{83}Kr Wirkungsquerschnitts mit dem Au Querschnitt aus ENDF/B-VII.1 (Teil 1).	108
A.6 Verhältnis des in dieser Arbeit berechneten ^{83}Kr Wirkungsquerschnitts mit dem Au Querschnitt aus ENDF/B-VII.1 (Teil 2).	109
A.7 Verhältnis des in dieser Arbeit berechneten ^{83}Kr Wirkungsquerschnitts mit dem Au Querschnitt aus ENDF/B-VII.1 (Teil 3).	110

Anhang I: Probenzusammensetzungen

Isotop	Anteil
^{83}Kr	99,933 %
N_2+CO	< 0,1 %
O_2	< 0,1 %
CO_2	< 0,1 %
H_2O	< 0,1 %
CH_4	< 0,1 %
Xe	< 0,1 %
Ar	< 0,1 %

Tabelle A.1: Zusammensetzung der ^{83}Kr Probe [84].

Anhänge

Isotop	Anteil
^{86}Kr	99,952 %
^{84}Kr	0,036 %
^{83}Kr	0,003 %
N_2+CO	< 0,1 %
O_2	< 0,1 %
CO_2	< 0,1 %
H_2O	< 0,1 %
CH_4	< 0,1 %
Xe	0,003 %
Ar	< 0,1 %

Tabelle A.2: Zusammensetzung der ^{86}Kr Probe [85].

Isotop	Anteil
^{85}Kr	4,2 %
^{84}Kr	0,036 %
^{83}Kr	0,003 %
N_2	< 0,33 %
O_2	< 0,33 %
H_2O	< 0,33 %
He_2O	< 0,33 %
Xe	< 0,33 %
Ar	< 0,33 %

Tabelle A.3: Zusammensetzung der ^{85}Kr Probe [86].

Anhang II: Liste der Messungen

Probe	Dateinummern	Datum	Anmerkung
^{85}Kr	33131 - 33270	18:14 28.09.16 - 15:56 29.09.16	kein Strahl
^{85}Kr	33377 - 33847	03:32 01.10.16 - 17:17 03.10.16	-
^{85}Kr	34590 - 34718	10:17 07.10.16 - 08:55 08.10.16	leere Probenhalterung
^{85}Kr	34719 - 34944	09:12 08.10.16 - 16:52 11.10.16	keine thermischen Daten
^{85}Kr	35335 - 35450	09:44 14.10.16 - 09:11 15.10.16	leere Probenhalterung
^{85}Kr	35451 - 36588	09:22 16.10.16 - 12:51 22.10.16	-
^{85}Kr	36850 - 37156	13:42 31.10.16 - 11:15 04.11.16	-
^{86}Kr	33848 - 34155	17:34 03.10.16 - 09:19 05.10.16	-
^{86}Kr	34182 - 34219	11:16 05.10.16 - 15:58 05.10.16	-
^{86}Kr	34236 - 34589	17:44 05.10.16 - 10:01 07.10.16	-
^{86}Kr	35123 - 35334	09:55 12.10.16 - 09:30 14.10.16	leere Probenhalterung
^{83}Kr	34156 - 34181	09:39 05.10.16 - 11:04 05.10.16	100 μA
^{83}Kr	34223 - 34235	16:31 05.10.16 - 17:31 05.10.16	40 μA
^{88}Y	32626	17:23 20.09.16 - 17:29 20.09.16	-
^{88}Y	36592	17:37 25.10.16 - 17:40 25.10.16	in ^{85}Kr Halterung
^{88}Y	36602 - 36606	11:31 26.10.16 - 12:17 26.10.16	in $^{83,86}\text{Kr}$ Halterung
^{133}Ba	36592 - 36593	17:43 25.10.16 - 17:49 25.10.16	in ^{85}Kr Halterung
^{137}Cs	36594 - 36597	10:41 26.10.16 - 11:02 26.10.16	in ^{85}Kr Halterung
^{137}Cs	36598 - 36601	11:08 26.10.16 - 11:29 26.10.16	in $^{83,86}\text{Kr}$ Halterung
^{22}Na	36607 - 36613	14:43 26.10.16 - 15:27 26.10.16	in $^{83,86}\text{Kr}$ Halterung
^{197}Au	32702 - 32748	10:13 21.09.16 - 21:54 21.09.16	in $^{83,86}\text{Kr}$ Halterung

Tabelle A.4: Auflistung der im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen. Alle Zeiten und Daten sind in Mountain Daylight Time (MDT) angegeben.

Anhang III: DICEBOX ⁸³Kr Eingabedatei

```

1 Kr-83(n, g)Kr-84
2
3
4 * ISWBN ISWEL ISWSP ISWPA ISWIC ISWMX
5 0 1 0 0 1 0
6 * IR1 IR2 IR3 IR4
7 184635299 7851313 3922859 47528736
8 * NOPTFL NOPTF1 NOPTM1 NOPTF2 NOPTDE LMODE LDPDEP NOPTIDR
9 1 5 0 0 9 0 2 0
10 * NNEV (# of cascades), NNR (# of realizations), NBIN
11 500000 15 350
12 * Neutron flux data (#, energies in keV, relative flux)
13 74
14 5.00000E-07 1.50000E-06 2.50000E-06 3.50000E-06 4.50000E-06 5.50000E-06 6.50000E-06 7.50000E-06
15 8.50000E-06 9.50000E-06 1.50000E-05 2.50000E-05 3.50000E-05 4.50000E-05 5.50000E-05 6.50000E-05
16 7.50000E-05 8.50000E-05 9.50000E-05 1.50000E-04 2.50000E-04 3.50000E-04 4.50000E-04 5.50000E-04
17 6.50000E-04 7.50000E-04 8.50000E-04 9.50000E-04 1.50000E-03 2.50000E-03 3.50000E-03 4.50000E-03
18 5.50000E-03 6.50000E-03 7.50000E-03 8.50000E-03 9.50000E-03 1.50000E-02 2.50000E-02 3.50000E-02
19 4.50000E-02 5.50000E-02 6.50000E-02 7.50000E-02 8.50000E-02 9.50000E-02 1.50000E-01 2.50000E-01
20 3.50000E-01 4.50000E-01 5.50000E-01 6.50000E-01 7.50000E-01 8.50000E-01 9.50000E-01 1.50000E+00
21 2.50000E+00 3.50000E+00 4.50000E+00 5.50000E+00 6.50000E+00 7.50000E+00 8.50000E+00 9.50000E+00
22 1.50000E+01 2.50000E+01 3.50000E+01 4.50000E+01 5.50000E+01 6.50000E+01 7.50000E+01 8.50000E+01
23 9.50000E+01 1.50000E+02 2.50000E+02 3.01014E-04 5.21371E-04 6.73088E-04 7.96408E-04 9.03042E-04 9.98350E-04 1.08532E-03
24 1.16582E-03 1.24111E-03 1.31209E-03 1.31209E-03 1.64872E-03 2.12849E-03 2.51846E-03 2.85566E-03 3.15706E-03 3.43208E-03
25 3.68664E-03 3.92473E-03 4.14918E-03 5.21369E-03 6.73082E-03 7.96399E-03 9.03028E-03 9.98332E-03 1.08530E-02
26 1.16579E-02 1.24108E-02 1.31205E-02 1.64864E-02 2.12831E-02 2.51817E-02 2.85524E-02 3.15648E-02
27 3.43134E-02 3.68573E-02 3.92363E-02 4.14788E-02 5.21111E-02 6.72527E-02 7.95479E-02 9.01688E-02
28 9.96522E-02 1.08297E-01 1.16291E-01 1.23760E-01 1.30794E-01 1.64050E-01 2.11083E-01 2.48925E-01
29 2.81315E-01 3.09971E-01 3.35852E-01 3.59563E-01 3.81510E-01 4.01986E-01 4.95944E-01 6.19271E-01
30 7.08709E-01 7.77255E-01 8.31117E-01 8.73899E-01 9.07943E-01 9.34891E-01 9.55954E-01 1.00000E+00
31 9.25038E-01 7.84258E-01 6.37186E-01 5.04750E-01 3.93176E-01 3.02619E-01 2.30839E-01 1.74863E-01
32 3.51297E-02 1.61790E-03
33 * Neutron strength functions (#, values), radius of nucleus
34 2 5.9 ! Lmax, R (fm)
35 0.0001 0.00030 0.00015
36 * GDER parameters
37 1
38 16.80 4.47 190.0
39 * GDMR parameters
40 1
41 9.36 3.0 0.5 15.0
42 * GQER parameters
43 1
44 14.38 5.10 1.75
45 * SP strengths: E1 M1 E2
46 21.6E-08 0.2E-08 0.5E-10
47 * Fermi liquid parameter
48 0.7
49 * k0, Egamma0 - parameters for Kopecky phenomenological dumping
50 3.0 4.5
51 * Parameters for "DIPS" models
52 4.0 8.0 0.5
53 * Level density parameters
54 0.44 1.05 0.97 8.57 84. 36. 2.309
55 * LD parameters for "parity dependent" level density
56 1.0 3.5 0.0 0.0
57 * Auxiliary level density parameters (DENPL, DENPU, DENPA, DENPB, DENPC, DENPD)
58 2.50 7.00 4.086 -1.42781 0.12751 0.0
59 * Neutron capturing state
60 10.521 4.5 0 30.0
61 * Conversion coefficients
62 5 The range of multipolarity in tables of IIC's
63 35 The number of electron energies
64 0.026 0.028 0.032 0.038 0.046 0.048 0.050 0.052 0.054 0.056
65 0.062 0.068 0.082 0.100 0.120 0.125 0.130 0.150 0.180 0.220
66 0.260 0.320 0.380 0.460 0.560 0.680 0.820 1.000 1.200 1.500
67 2.000 3.000 4.000 5.000 6.000
68 4.425E+00 6.124E+00 1.176E+02 2.327E+02 6.059E+03 6.494E+03 3.619E+05 2.385E+05 1.927E+07 1.079E+07
69 3.602E+00 4.924E+00 9.065E+01 1.733E+02 4.052E+03 4.572E+03 2.193E+05 1.524E+05 1.085E+07 6.229E+06
70 2.477E+00 3.327E+00 5.669E+01 1.022E+02 1.996E+03 2.435E+03 8.967E+04 6.914E+04 3.870E+06 2.363E+06
71 1.521E+00 2.013E+00 3.090E+01 5.208E+01 8.275E+02 1.087E+03 2.897E+04 2.562E+04 1.036E+06 7.041E+05

```

55	8.794E-01	1.156E+00	1.566E+01	2.479E+01	3.218E+02	4.457E+02	8.524E+03	8.701E+03	2.435E+05	1.912E+05
56	7.776E-01	1.023E+00	1.344E+01	2.104E+01	2.618E+02	3.657E+02	6.524E+03	6.859E+03	1.770E+05	1.438E+05
57	6.909E-01	9.091E-01	1.161E+01	1.798E+01	2.150E+02	3.027E+02	5.057E+03	5.464E+03	1.305E+05	1.096E+05
58	6.165E-01	8.121E-01	1.008E+01	1.547E+01	1.782E+02	2.524E+02	3.966E+03	4.395E+03	9.750E+04	8.449E+04
59	5.524E-01	7.288E-01	8.802E+00	1.339E+01	1.489E+02	2.120E+02	3.143E+03	3.567E+03	7.374E+04	6.589E+04
60	4.969E-01	6.567E-01	7.719E+00	1.166E+01	1.253E+02	1.793E+02	2.516E+03	2.918E+03	5.640E+04	5.190E+04
61	3.691E-01	4.912E-01	5.338E+00	7.923E+00	7.756E+01	1.123E+02	1.359E+03	1.669E+03	2.682E+04	2.676E+04
62	2.815E-01	3.780E-01	3.814E+00	5.595E+00	5.039E+01	7.360E+01	7.843E+02	1.009E+03	1.378E+04	1.477E+04
63	1.621E-01	2.234E-01	3.507E-01	5.278E-01	2.122E+01	3.150E+01	2.635E+02	3.672E+02	3.674E+03	4.500E+03
64	9.011E-02	1.289E-01	9.250E-01	1.348E+00	8.568E+00	1.297E+01	8.553E+01	1.278E+02	9.430E+02	1.307E+03
65	5.248E-02	7.836E-02	4.715E-01	7.007E-01	3.750E+00	5.819E+00	3.117E+01	4.922E+01	2.805E+02	4.288E+02
66	4.650E-02	7.017E-02	4.054E-01	6.062E-01	3.119E+00	4.872E+00	2.493E+01	3.984E+01	2.149E+02	3.350E+02
67	4.140E-02	6.314E-02	3.507E-01	5.278E-01	2.615E+00	4.111E+00	2.014E+01	3.254E+01	1.666E+02	2.646E+02
68	2.712E-02	4.307E-02	2.067E-01	3.201E-01	1.377E+00	2.225E+00	9.317E+00	1.567E+01	6.667E+01	1.128E+02
69	1.588E-02	2.665E-02	1.058E-01	1.714E-01	6.133E-01	1.033E+00	3.553E+00	6.283E+00	2.139E+01	3.890E+01
70	8.870E-03	1.587E-02	5.099E-02	8.765E-02	2.553E-01	4.536E-01	1.260E+00	2.358E+00	6.365E+00	1.243E+01
71	5.511E-03	1.040E-02	2.807E-02	5.089E-02	1.249E-01	2.329E-01	5.438E-01	1.067E+00	2.399E+00	4.937E+00
72	3.096E-03	6.211E-03	1.362E-02	2.640E-02	5.262E-02	1.044E-01	1.979E-01	4.108E-01	7.473E-01	1.628E+00
73	1.953E-03	4.093E-03	7.640E-03	1.560E-02	2.643E-02	5.493E-02	8.870E-02	1.920E-01	2.974E-01	6.730E-01
74	1.195E-03	2.601E-03	4.133E-03	8.847E-03	1.272E-02	2.762E-02	3.791E-02	8.513E-02	1.124E-01	2.623E-01
75	7.394E-04	1.649E-03	2.275E-03	5.037E-03	6.258E-03	1.401E-02	1.665E-02	3.829E-02	4.396E-02	1.042E-01
76	4.738E-04	1.065E-03	1.313E-03	2.949E-03	3.261E-03	7.393E-03	7.829E-03	1.810E-02	1.860E-02	4.395E-02
77	3.172E-04	7.067E-04	8.028E-04	1.794E-04	1.823E-03	4.105E-03	3.998E-03	9.121E-03	8.652E-03	2.005E-02
78	2.136E-04	4.634E-04	4.954E-04	1.082E-03	1.033E-03	2.268E-03	2.077E-03	4.594E-03	4.110E-03	9.172E-03
79	1.974E-04	3.245E-04	3.367E-04	6.933E-04	6.407E-04	1.350E-03	1.196E-03	2.535E-03	2.196E-03	4.678E-03
80	3.518E-04	2.723E-04	2.910E-04	4.354E-04	4.047E-04	7.500E-04	6.436E-04	1.281E-03	1.091E-03	2.172E-03
81	6.926E-04	3.837E-04	4.275E-04	3.576E-04	3.673E-04	4.395E-04	3.128E-04	5.682E-04	4.856E-04	8.794E-04
82	1.261E-03	7.665E-04	8.365E-04	5.744E-04	6.274E-04	4.878E-04	1.268E-04	2.027E-04	1.786E-04	2.840E-04
83	1.700E-03	1.129E-03	1.208E-03	8.671E-04	9.373E-04	7.149E-04	7.118E-05	1.048E-04	9.487E-05	1.390E-04
84	2.033E-03	1.434E-03	1.511E-03	1.133E-03	1.216E-03	9.509E-04	4.683E-05	6.508E-05	6.018E-05	8.332E-05
85	2.304E-03	1.693E-03	1.759E-03	1.359E-03	1.459E-03	1.170E-03	3.382E-05	4.505E-05	4.232E-05	5.621E-05
86	* Ecrit Eall									
87	3.330	3.330	! There is no additional observed level below this energy							
88	* Discrete levels and its characteristics (branching, primary intensities)									
89	20									
90	0.000000	0	0	0						
91	0.881615	2	0	1						
92			0.000000	100.00000	0.00000	0	0	0.00	0.00000	
93	1.837300	0	0	1						
94			0.881615	100.00000	0.00000	2	0	0.00	0.00000	
95	1.897783	2	0	2						
96			0.000000	100.00000	0.00000	0	0	0.00	0.00000	
97			0.881615	47.10000	1.60000	2	0	0.00	0.00000	
98	2.095000	4	0	1						
99			0.881615	100.00000	0.00000	2	0	0.00	0.00000	
100	2.345460	4	0	2						
101			0.881615	100.00000	1.20000	2	0	0.00	0.00000	
102			1.897783	2.73000	0.19000	2	0	0.00	0.00000	
103	2.489200	2	0	2	! uncertain J					
104			0.881615	10.00000	5.00000	2	0	0.00	0.00000	
105			2.095000	10.00000	5.00000	4	0	0.00	0.00000	
106	2.622980	2	0	2						
107			0.000000	18.00000	3.00000	0	0	0.00	0.00000	
108			0.881615	100.00000	4.00000	2	0	0.00	0.00000	
109	2.700280	3	1	4						
110			0.881615	004.00000	0.60000	2	0	0.00	0.00000	
111			1.897783	100.00000	1.50000	2	0	0.00	0.00000	
112			2.095000	26.60000	1.50000	4	0	0.00	0.00000	
113			2.345460	4.90000	0.50000	4	0	0.00	0.00000	
114	2.770940	5	1	1						
115			2.345460	100.00000	0.00000	4	0	0.00	0.00000	
116	2.759280	2	0	2						
117			0.000000	53.00000	13.0000	0	0	0.00	0.00000	
118			0.881615	100.00000	4.00000	2	0	0.00	0.00000	
119	2.861090	2	0	3	! uncertain J					
120			0.881615	100.00000	2.10000	2	0	0.00	0.00000	
121			1.897783	61.50000	2.10000	2	0	0.00	0.00000	
122			2.095000	12.00000	8.00000	4	0	0.00	0.00000	
123	3.042110	2	0	2	! uncertain J					
124			0.881615	100.00000	4.00000	2	0	0.00	0.00000	
125			2.095000	77.00000	3.00000	4	0	0.00	0.00000	
126	3.082380	3	0	5	! no pi guess +					
127			0.881615	78.00000	3.00000	2	0	0.00	0.00000	
128			1.897783	8.40000	1.70000	2	0	0.00	0.00000	
129			2.095000	73.00000	6.00000	4	0	0.00	0.00000	

130			2.345460	100.00000	12.0000	4 0 0.00	0.00000
131			2.700280	52.00000	7.00000	3 1 0.00	0.00000
132	3.172550	6	0 1				
133			2.095000	100.00000	1.50000	4 0 0.00	0.00000
134	3.183290	2	0 2				
135			0.881615	100.00000	16.0000	2 0 0.00	0.00000
136			2.095000	76.00000	10.0000	4 0 0.00	0.00000
137	3.219350	5	1 3				
138			2.095000	100.00000	1.50000	4 0 0.00	0.00000
139			2.700280	9.00000	3.00000	3 1 0.00	0.00000
140			2.770940	41.60000	1.30000	4 0 0.00	0.00000
141	3.236070	8	0 1				
142			3.172550	100.00000	0.00000	6 0 0.00	0.00000
143	3.288680	5	0 1				
144			2.345460	100.00000	0.00000	4 0 0.00	0.00000
145	3.312390	3	1 3				
146			2.345460	20.00000	7.00000	4 0 0.00	0.00000
147			2.700280	100.00000	6.00000	3 1 0.00	0.00000
148			2.770940	71.00000	3.00000	4 0 0.00	0.00000

Anhang IV: DICEBOX ⁸⁶Kr Eingabedatei

```

1 Kr-86(n, g)Kr-87
2
3
4 * ISWBN ISWEL ISWSP ISWPA ISWIC ISWMX
5 0 1 0 0 1 0
6 * IR1 IR2 IR3 IR4
7 184635299 7851313 3922859 47528736
8 * NOPTFL NOPTF1 NOPTM1 NOPTF2 NOPTDE LMODE LDPDEP NOPTIDR
9 1 5 6 0 9 0 2 0
10 * NNEV (# of cascades), NNR (# of realizations), NBIN
11 500000 15 200
12 * Neutron flux data (#, energies in keV, relative flux)
13 74
14 5.00000E-07 1.50000E-06 2.50000E-06 3.50000E-06 4.50000E-06 5.50000E-06 6.50000E-06 7.50000E-06
15 8.50000E-06 9.50000E-06 1.50000E-05 2.50000E-05 3.50000E-05 4.50000E-05 5.50000E-05 6.50000E-05
16 7.50000E-05 8.50000E-05 9.50000E-05 1.50000E-04 2.50000E-04 3.50000E-04 4.50000E-04 5.50000E-04
17 6.50000E-04 7.50000E-04 8.50000E-04 9.50000E-04 1.50000E-03 2.50000E-03 3.50000E-03 4.50000E-03
18 5.50000E-03 6.50000E-03 7.50000E-03 8.50000E-03 9.50000E-03 1.50000E-02 2.50000E-02 3.50000E-02
19 4.50000E-02 5.50000E-02 6.50000E-02 7.50000E-02 8.50000E-02 9.50000E-02 1.50000E-01 2.50000E-01
20 3.50000E-01 4.50000E-01 5.50000E-01 6.50000E-01 7.50000E-01 8.50000E-01 9.50000E-01 1.50000E+00
21 2.50000E+00 3.50000E+00 4.50000E+00 5.50000E+00 6.50000E+00 7.50000E+00 8.50000E+00 9.50000E+00
22 1.50000E+01 2.50000E+01 3.50000E+01 4.50000E+01 5.50000E+01 6.50000E+01 7.50000E+01 8.50000E+01
23 9.50000E+01 1.50000E+02 2.50000E+02
24 3.01014E-04 5.21371E-04 6.73088E-04 7.96408E-04 9.03042E-04 9.98350E-04 1.08532E-03 1.16582E-03
25 1.24111E-03 1.31209E-03 1.64872E-03 2.12849E-03 2.51846E-03 2.85566E-03 3.15706E-03 3.43208E-03
26 3.68664E-03 3.92473E-03 4.14918E-03 5.21369E-03 6.73082E-03 7.96399E-03 9.03028E-03 9.98332E-03
27 1.08530E-02 1.16579E-02 1.24108E-02 1.31205E-02 1.64864E-02 2.12831E-02 2.51817E-02 2.85524E-02
28 3.15648E-02 3.43134E-02 3.68573E-02 3.92363E-02 4.14788E-02 5.21111E-02 6.72527E-02 7.95479E-02
29 9.01688E-02 9.96522E-02 1.08297E-01 1.16291E-01 1.23760E-01 1.30794E-01 1.64050E-01 2.11083E-01
30 2.48925E-01 2.81315E-01 3.09971E-01 3.35852E-01 3.59563E-01 3.81510E-01 4.01986E-01 4.95944E-01
31 6.19271E-01 7.08709E-01 7.77255E-01 8.31117E-01 8.73899E-01 9.07943E-01 9.34891E-01 9.55954E-01
32 1.00000E+00 9.25038E-01 7.84258E-01 6.37186E-01 5.04750E-01 3.93176E-01 3.02619E-01 2.30839E-01
33 1.74863E-01 3.51297E-02 1.61790E-03
34 * Neutron strength functions (#, values), radius of nucleus
35 2 5.9 ! L.max, R (fm)
36 0.00008 0.0004 0.00015 ! 0.00006 0.00050 0.00012 ! Sn (l=0), S(1,2)
37 * GDER parameters
38 1
39 16.80 4.47 190.0
40 * GDMR parameters
41 1
42 9.26 3.0 0.5 15.0
43 * GQER parameters
44 1
45 14.22 5.07 1.75
46 * SP strengths: E1 M1 E2
47 21.6E-08 0.2E-08 0.5E-10
48 * Fermi liquid parameter
49 0.7
50 * k0, Egamma0 - parameters for Kopecky phenomenological dumping
51 3.0 4.5
52 * Parameters for "DIPS" models
53 4.0 8.0 0.5
54 * Level density parameters
55 0.09 0.53 0.71 11.49 87. 36. 0.0
56 * LD parameters for "parity dependent" level density
57 1.0 3.0 0.0 0.0
58 * Auxiliary level density parameters (DENPL, DENPU, DENPA, DENPB, DENPC, DENPD)
59 1.00 1.00 4.086 -1.42781 0.12751 0.0
60 * Neutron capturing state - updated by MK
61 5.5515 0.0 0 30.0 ! capturing state is 0+
62 * Conversion coefficients
63 5 The range of multipolarity in tables of IIC's
64 35 The number of electron energies
65 0.026 0.028 0.032 0.038 0.046 0.048 0.050 0.052 0.054 0.056
66 0.062 0.068 0.082 0.100 0.120 0.125 0.130 0.150 0.180 0.220
67 0.260 0.320 0.380 0.460 0.560 0.680 0.820 1.000 1.200 1.500
68 2.000 3.000 4.000 5.000 6.000
69 4.425E+00 6.124E+00 1.176E+02 2.327E+02 6.059E+03 6.494E+03 3.619E+05 2.385E+05 1.927E+07 1.079E+07
70 3.602E+00 4.924E+00 9.065E+01 1.733E+02 4.052E+03 4.572E+03 2.193E+05 1.524E+05 1.085E+07 6.229E+06
71 2.477E+00 3.327E+00 5.669E+01 1.022E+02 1.996E+03 2.435E+03 8.967E+04 6.914E+04 3.870E+06 2.363E+06
72 1.521E+00 2.013E+00 3.090E+01 5.208E+01 8.275E+02 1.087E+03 2.897E+04 2.562E+04 1.036E+06 7.041E+05

```

55	8.794E-01	1.156E+00	1.566E+01	2.479E+01	3.218E+02	4.457E+02	8.524E+03	8.701E+03	2.435E+05	1.912E+05
56	7.776E-01	1.023E+00	1.344E+01	2.104E+01	2.618E+02	3.657E+02	6.524E+03	6.859E+03	1.770E+05	1.438E+05
57	6.909E-01	9.091E-01	1.161E+01	1.798E+01	2.150E+02	3.027E+02	5.057E+03	5.464E+03	1.305E+05	1.096E+05
58	6.165E-01	8.121E-01	1.008E+01	1.547E+01	1.782E+02	2.524E+02	3.966E+03	4.395E+03	9.750E+04	8.449E+04
59	5.524E-01	7.288E-01	8.802E+00	1.339E+01	1.489E+02	2.120E+02	3.143E+03	3.567E+03	7.374E+04	6.589E+04
60	4.969E-01	6.567E-01	7.719E+00	1.166E+01	1.253E+02	1.793E+02	2.516E+03	2.918E+03	5.640E+04	5.190E+04
61	3.691E-01	4.912E-01	5.338E+00	7.923E+00	7.756E+01	1.123E+02	1.359E+03	1.669E+03	2.682E+04	2.676E+04
62	2.815E-01	3.780E-01	3.814E+00	5.595E+00	5.039E+01	7.360E+01	7.843E+02	1.009E+03	1.378E+04	1.477E+04
63	1.621E-01	2.234E-01	1.922E+00	2.787E+00	2.122E+01	3.150E+01	2.635E+02	3.672E+02	3.674E+03	4.500E+03
64	9.011E-02	1.289E-01	9.250E-01	1.348E+00	8.568E+00	1.297E+01	8.553E+01	1.278E+02	9.430E+02	1.307E+03
65	5.248E-02	7.836E-02	4.715E-01	7.007E-01	3.750E+00	5.819E+00	3.117E+01	4.922E+01	2.805E+02	4.288E+02
66	4.650E-02	7.017E-02	4.054E-01	6.062E-01	3.119E+00	4.872E+00	2.493E+01	3.984E+01	2.149E+02	3.350E+02
67	4.140E-02	6.314E-02	3.507E-01	5.278E-01	2.615E+00	4.111E+00	2.014E+01	3.254E+01	1.666E+02	2.646E+02
68	2.712E-02	4.307E-02	2.067E-01	3.201E-01	1.377E+00	2.225E+00	9.317E+00	1.567E+01	6.667E+01	1.128E+02
69	1.588E-02	2.665E-02	1.058E-01	1.714E-01	6.133E-01	1.033E+00	3.553E+00	6.283E+00	2.139E+01	3.890E+01
70	8.870E-03	1.587E-02	5.099E-02	8.765E-02	2.553E-01	4.536E-01	1.260E+00	2.358E+00	6.365E+00	1.243E+01
71	5.511E-03	1.040E-02	2.807E-02	5.089E-02	1.249E-01	2.329E-01	5.438E-01	1.067E+00	2.399E+00	4.937E+00
72	3.096E-03	6.211E-03	1.362E-02	2.640E-02	5.262E-02	1.044E-01	1.979E-01	4.108E-01	7.473E-01	1.628E+00
73	1.953E-03	4.093E-03	7.640E-03	1.560E-02	2.643E-02	5.493E-02	8.870E-02	1.920E-01	2.974E-01	6.730E-01
74	1.195E-03	2.601E-03	4.133E-03	8.847E-03	1.272E-02	2.762E-02	3.791E-02	8.513E-02	1.124E-01	2.623E-01
75	7.394E-04	1.649E-03	2.275E-03	5.037E-03	6.258E-03	1.401E-02	1.665E-02	3.829E-02	4.396E-02	1.042E-01
76	4.738E-04	1.065E-03	1.313E-03	2.949E-03	3.261E-03	7.393E-03	7.829E-03	1.810E-02	1.860E-02	4.395E-02
77	3.172E-04	7.067E-04	8.028E-04	1.794E-03	1.823E-03	4.105E-03	3.998E-03	9.121E-03	8.652E-03	2.005E-02
78	2.136E-04	4.634E-04	4.954E-04	1.082E-03	1.033E-03	2.268E-03	2.077E-03	4.594E-03	4.110E-03	9.172E-03
79	1.974E-04	3.245E-04	3.367E-04	6.933E-04	6.407E-04	1.350E-03	1.196E-03	2.535E-03	2.196E-03	4.678E-03
80	3.518E-04	2.723E-04	2.910E-04	4.354E-04	4.047E-04	7.500E-04	6.436E-04	1.281E-03	1.091E-03	2.172E-03
81	6.926E-04	3.837E-04	4.275E-04	3.576E-04	3.673E-04	4.395E-04	3.128E-04	5.682E-04	4.856E-04	8.794E-04
82	1.261E-03	7.665E-04	8.365E-04	5.744E-04	6.274E-04	4.878E-04	1.268E-04	2.027E-04	1.786E-04	2.840E-04
83	1.700E-03	1.129E-03	1.208E-03	8.671E-04	9.373E-04	7.149E-04	7.118E-05	1.048E-04	9.487E-05	1.390E-04
84	2.033E-03	1.434E-03	1.511E-03	1.133E-03	1.216E-03	9.509E-04	4.683E-05	6.508E-05	6.018E-05	8.332E-05
85	2.304E-03	1.693E-03	1.759E-03	1.359E-03	1.459E-03	1.170E-03	3.382E-05	4.505E-05	4.232E-05	5.621E-05
86	* Ecrit Eall - Changed by MK to 2.31 MeV									
87	2.310	2.310	! There is no additional observed level below this energy							
88	* Discrete levels and its characteristics (branching, primary intensities)									
89	14									
90	0.000000	2.5	0	0						
91	0.531990	0.5	0	1						
92		0.000000	100.00000	0.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
93	1.419650	3.5	0	1						
94		0.000000	100.00000	0.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
95	1.476120	1.5	0	2 !	uncertain J 1.5 or 2.5					
96		0.000000	100.00000	8.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
97		0.531990	17.70000	1.30000	0.5	0	0.00	0.00000		
98	1.577590	4.5	0	1						
99		0.000000	100.00000	0.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
100	1.841420	4.5	0	1						
101		1.419650	100.00000	0.00000	3.5	0	0.00	0.00000		
102	1.881190	2.5	0	3 !	uncertain J 1.5 or 2.5					
103		0.000000	100.00000	11.0000	2.5	0	0.00	0.00000		
104		0.531990	23.70000	1.60000	0.5	0	0.00	0.00000		
105		1.419650	23.60000	1.60000	3.5	0	0.00	0.00000		
106	2.005420	1.5	0	2 !	uncertain J 1.5 or 2.5					
107		0.000000	100.00000	8.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
108		1.476120	25.00000	4.00000	1.5	0	0.00	0.00000		
109	2.071650	2.5	0	3 !	no JPi guess					
110		0.000000	100.00000	9.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
111		1.419650	48.00000	4.00000	3.5	0	0.00	0.00000		
112		1.841420	23.50000	1.80000	4.5	0	0.00	0.00000		
113	2.086700	0.5	0	1						
114		1.476120	100.00000	0.00000	1.5	0	0.00	0.00000	!	
115	2.105370	5.5	0	2						
116		1.577590	18.00000	5.00000	4.5	0	0.00	0.00000		
117		1.841420	100.00000	0.00000	4.5	0	0.00	0.00000		
118	2.122530	1.5	0	1 !	uncertain J 1.5 or 2.5					
119		0.000000	100.00000	0.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
120	2.258670	5.5	1	3						
121		0.000000	39.00000	3.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
122		1.577590	100.00000	8.00000	4.5	0	0.00	0.00000		
123		1.841420	8.00000	3.00000	4.5	0	0.00	0.00000		
124	2.300020	0.5	0	3						
125		0.000000	55.00000	4.00000	2.5	0	0.00	0.00000		
126		0.531990	100.00000	7.00000	0.5	0	0.00	0.00000		
127		1.476120	21.00000	4.00000	1.5	0	0.00	0.00000		

Für das Erstellen der DICEBOX Eingabedateien wurden Werte für Leveldichteparameter aus [87, 88], Elektronenbindungsenergien aus [89, 90] und Levelschemata aus [71, 91] verwendet.

Anhang V: Verhältnis des ^{83}Kr - zu Au-Wirkungsquerschnitts

Energie / keV	$\sigma^{83\text{Kr}} / \sigma^{\text{Au}} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$	Energie / keV	$\sigma^{83\text{Kr}} / \sigma^{\text{Au}} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$
$2,661 \cdot 10^{-5}$	$3,305 \pm 0,027 \pm 0,211$	$1,054 \cdot 10^{-4}$	$2,555 \pm 0,036 \pm 0,163$
$2,773 \cdot 10^{-5}$	$3,305 \pm 0,027 \pm 0,211$	$1,104 \cdot 10^{-4}$	$2,470 \pm 0,037 \pm 0,158$
$2,904 \cdot 10^{-5}$	$3,313 \pm 0,027 \pm 0,212$	$1,156 \cdot 10^{-4}$	$2,521 \pm 0,039 \pm 0,161$
$3,041 \cdot 10^{-5}$	$3,225 \pm 0,026 \pm 0,206$	$1,211 \cdot 10^{-4}$	$2,443 \pm 0,041 \pm 0,156$
$3,184 \cdot 10^{-5}$	$3,224 \pm 0,026 \pm 0,206$	$1,268 \cdot 10^{-4}$	$2,423 \pm 0,043 \pm 0,155$
$3,334 \cdot 10^{-5}$	$3,237 \pm 0,026 \pm 0,207$	$1,327 \cdot 10^{-4}$	$2,436 \pm 0,045 \pm 0,156$
$3,491 \cdot 10^{-5}$	$3,217 \pm 0,026 \pm 0,206$	$1,390 \cdot 10^{-4}$	$2,417 \pm 0,047 \pm 0,154$
$3,656 \cdot 10^{-5}$	$3,261 \pm 0,026 \pm 0,208$	$1,455 \cdot 10^{-4}$	$2,466 \pm 0,051 \pm 0,158$
$3,828 \cdot 10^{-5}$	$3,170 \pm 0,025 \pm 0,203$	$1,524 \cdot 10^{-4}$	$2,381 \pm 0,052 \pm 0,152$
$4,009 \cdot 10^{-5}$	$3,144 \pm 0,025 \pm 0,201$	$1,596 \cdot 10^{-4}$	$2,438 \pm 0,056 \pm 0,156$
$4,198 \cdot 10^{-5}$	$3,118 \pm 0,025 \pm 0,199$	$1,671 \cdot 10^{-4}$	$2,414 \pm 0,058 \pm 0,154$
$4,395 \cdot 10^{-5}$	$3,093 \pm 0,025 \pm 0,198$	$1,750 \cdot 10^{-4}$	$2,474 \pm 0,061 \pm 0,158$
$4,603 \cdot 10^{-5}$	$3,032 \pm 0,025 \pm 0,194$	$1,832 \cdot 10^{-4}$	$2,236 \pm 0,061 \pm 0,143$
$4,819 \cdot 10^{-5}$	$3,008 \pm 0,025 \pm 0,192$	$1,919 \cdot 10^{-4}$	$2,414 \pm 0,066 \pm 0,154$
$5,047 \cdot 10^{-5}$	$2,970 \pm 0,025 \pm 0,190$	$2,009 \cdot 10^{-4}$	$2,364 \pm 0,067 \pm 0,151$
$5,284 \cdot 10^{-5}$	$2,950 \pm 0,025 \pm 0,189$	$2,104 \cdot 10^{-4}$	$2,450 \pm 0,071 \pm 0,157$
$5,534 \cdot 10^{-5}$	$2,914 \pm 0,025 \pm 0,186$	$2,203 \cdot 10^{-4}$	$2,319 \pm 0,071 \pm 0,148$
$5,794 \cdot 10^{-5}$	$2,837 \pm 0,025 \pm 0,181$	$2,307 \cdot 10^{-4}$	$2,373 \pm 0,074 \pm 0,152$
$6,067 \cdot 10^{-5}$	$2,879 \pm 0,026 \pm 0,184$	$2,415 \cdot 10^{-4}$	$2,242 \pm 0,073 \pm 0,143$
$6,353 \cdot 10^{-5}$	$2,764 \pm 0,026 \pm 0,177$	$2,529 \cdot 10^{-4}$	$2,298 \pm 0,075 \pm 0,147$
$6,653 \cdot 10^{-5}$	$2,763 \pm 0,026 \pm 0,177$	$2,649 \cdot 10^{-4}$	$2,324 \pm 0,077 \pm 0,149$
$6,966 \cdot 10^{-5}$	$2,730 \pm 0,027 \pm 0,174$	$2,773 \cdot 10^{-4}$	$2,060 \pm 0,073 \pm 0,132$
$7,295 \cdot 10^{-5}$	$2,755 \pm 0,027 \pm 0,176$	$2,904 \cdot 10^{-4}$	$2,148 \pm 0,077 \pm 0,137$
$7,638 \cdot 10^{-5}$	$2,690 \pm 0,028 \pm 0,172$	$3,041 \cdot 10^{-4}$	$2,233 \pm 0,080 \pm 0,143$
$7,998 \cdot 10^{-5}$	$2,673 \pm 0,029 \pm 0,171$	$3,184 \cdot 10^{-4}$	$2,239 \pm 0,080 \pm 0,143$
$8,375 \cdot 10^{-5}$	$2,647 \pm 0,030 \pm 0,169$	$3,334 \cdot 10^{-4}$	$2,063 \pm 0,078 \pm 0,132$
$8,770 \cdot 10^{-5}$	$2,565 \pm 0,030 \pm 0,164$	$3,491 \cdot 10^{-4}$	$2,249 \pm 0,082 \pm 0,144$
$9,183 \cdot 10^{-5}$	$2,556 \pm 0,031 \pm 0,163$	$3,656 \cdot 10^{-4}$	$2,063 \pm 0,080 \pm 0,132$
$9,616 \cdot 10^{-5}$	$2,548 \pm 0,033 \pm 0,163$	$3,828 \cdot 10^{-4}$	$2,266 \pm 0,084 \pm 0,145$
$1,007 \cdot 10^{-4}$	$2,525 \pm 0,034 \pm 0,161$	$4,009 \cdot 10^{-4}$	$2,123 \pm 0,082 \pm 0,136$

Tabelle A.5: Verhältnis des in dieser Arbeit berechneten ^{83}Kr Wirkungsquerschnitts mit dem Au Querschnitt aus ENDF/B-VII.1 (Teil 1).

Energie / keV	$\sigma^{83\text{Kr}} / \sigma^{\text{Au}} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$	Energie / keV	$\sigma^{83\text{Kr}} / \sigma^{\text{Au}} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$
$4,198 \cdot 10^{-4}$	$2,077 \pm 0,082 \pm 0,133$	$2,085 \cdot 10^{-2}$	$15,086 \pm 0,711 \pm 0,964$
$4,395 \cdot 10^{-4}$	$1,962 \pm 0,080 \pm 0,125$	$2,163 \cdot 10^{-2}$	$15,386 \pm 0,763 \pm 0,983$
$4,603 \cdot 10^{-4}$	$2,131 \pm 0,086 \pm 0,136$	$2,229 \cdot 10^{-2}$	$25,530 \pm 1,176 \pm 1,632$
$4,819 \cdot 10^{-4}$	$2,025 \pm 0,085 \pm 0,129$	$2,291 \cdot 10^{-2}$	$21,742 \pm 1,007 \pm 1,389$
$5,047 \cdot 10^{-4}$	$1,876 \pm 0,082 \pm 0,120$	$2,344 \cdot 10^{-2}$	$31,512 \pm 1,530 \pm 2,014$
$5,284 \cdot 10^{-4}$	$2,003 \pm 0,086 \pm 0,128$	$2,388 \cdot 10^{-2}$	$37,142 \pm 1,652 \pm 2,374$
$5,534 \cdot 10^{-4}$	$1,911 \pm 0,085 \pm 0,122$	$2,427 \cdot 10^{-2}$	$48,926 \pm 2,237 \pm 3,127$
$5,794 \cdot 10^{-4}$	$1,818 \pm 0,083 \pm 0,116$	$2,460 \cdot 10^{-2}$	$64,989 \pm 2,692 \pm 4,153$
$6,067 \cdot 10^{-4}$	$1,861 \pm 0,086 \pm 0,119$	$2,489 \cdot 10^{-2}$	$72,770 \pm 3,484 \pm 4,650$
$6,353 \cdot 10^{-4}$	$1,781 \pm 0,084 \pm 0,114$	$2,512 \cdot 10^{-2}$	$92,778 \pm 4,171 \pm 5,929$
$6,653 \cdot 10^{-4}$	$1,764 \pm 0,085 \pm 0,113$	$2,535 \cdot 10^{-2}$	$112,750 \pm 4,618 \pm 7,205$
$7,031 \cdot 10^{-4}$	$1,778 \pm 0,086 \pm 0,114$	$2,559 \cdot 10^{-2}$	$126,348 \pm 4,939 \pm 8,074$
$7,413 \cdot 10^{-4}$	$1,477 \pm 0,054 \pm 0,094$	$2,576 \cdot 10^{-2}$	$162,838 \pm 8,025 \pm 10,406$
$7,907 \cdot 10^{-4}$	$1,600 \pm 0,058 \pm 0,102$	$2,588 \cdot 10^{-2}$	$189,221 \pm 8,921 \pm 12,092$
$8,670 \cdot 10^{-4}$	$1,513 \pm 0,056 \pm 0,097$	$2,600 \cdot 10^{-2}$	$206,409 \pm 9,551 \pm 13,191$
$9,506 \cdot 10^{-4}$	$1,463 \pm 0,058 \pm 0,093$	$2,612 \cdot 10^{-2}$	$232,842 \pm 10,205 \pm 14,880$
$1,042 \cdot 10^{-3}$	$1,419 \pm 0,056 \pm 0,091$	$2,624 \cdot 10^{-2}$	$292,196 \pm 11,976 \pm 18,673$
$1,143 \cdot 10^{-3}$	$1,106 \pm 0,046 \pm 0,071$	$2,636 \cdot 10^{-2}$	$316,943 \pm 12,388 \pm 20,255$
$1,253 \cdot 10^{-3}$	$1,173 \pm 0,052 \pm 0,075$	$2,649 \cdot 10^{-2}$	$389,040 \pm 14,491 \pm 24,862$
$1,374 \cdot 10^{-3}$	$1,074 \pm 0,048 \pm 0,069$	$2,661 \cdot 10^{-2}$	$470,946 \pm 16,742 \pm 30,096$
$1,507 \cdot 10^{-3}$	$0,948 \pm 0,045 \pm 0,061$	$2,673 \cdot 10^{-2}$	$565,088 \pm 18,927 \pm 36,113$
$1,652 \cdot 10^{-3}$	$0,861 \pm 0,042 \pm 0,055$	$2,685 \cdot 10^{-2}$	$715,199 \pm 23,085 \pm 45,706$
$1,832 \cdot 10^{-3}$	$0,858 \pm 0,036 \pm 0,055$	$2,698 \cdot 10^{-2}$	$813,805 \pm 25,053 \pm 52,007$
$2,094 \cdot 10^{-3}$	$0,622 \pm 0,028 \pm 0,040$	$2,710 \cdot 10^{-2}$	$999,648 \pm 29,831 \pm 63,884$
$2,404 \cdot 10^{-3}$	$0,478 \pm 0,023 \pm 0,031$	$2,723 \cdot 10^{-2}$	$1\ 202,194 \pm 34,685 \pm 76,828$
$2,812 \cdot 10^{-3}$	$0,300 \pm 0,015 \pm 0,019$	$2,735 \cdot 10^{-2}$	$1\ 527,312 \pm 42,957 \pm 97,605$
$3,404 \cdot 10^{-3}$	$0,144 \pm 0,007 \pm 0,009$	$2,748 \cdot 10^{-2}$	$1\ 855,718 \pm 50,352 \pm 118,592$
$4,276 \cdot 10^{-3}$	$0,021 \pm 0,001 \pm 0,001$	$2,761 \cdot 10^{-2}$	$2\ 619,962 \pm 69,068 \pm 167,432$
$5,637 \cdot 10^{-3}$	$0,031 \pm 0,002 \pm 0,002$	$2,773 \cdot 10^{-2}$	$3\ 938,673 \pm 102,181 \pm 251,706$
$8,416 \cdot 10^{-3}$	$0,358 \pm 0,018 \pm 0,023$	$2,786 \cdot 10^{-2}$	$6\ 242,891 \pm 159,081 \pm 398,959$
$1,062 \cdot 10^{-2}$	$1,102 \pm 0,054 \pm 0,070$	$2,799 \cdot 10^{-2}$	$8\ 852,256 \pm 222,213 \pm 565,714$
$1,138 \cdot 10^{-2}$	$1,407 \pm 0,070 \pm 0,090$	$2,812 \cdot 10^{-2}$	$9\ 292,231 \pm 235,329 \pm 593,831$
$1,222 \cdot 10^{-2}$	$2,033 \pm 0,099 \pm 0,130$	$2,825 \cdot 10^{-2}$	$6\ 446,950 \pm 163,537 \pm 412,000$
$1,313 \cdot 10^{-2}$	$1,585 \pm 0,079 \pm 0,101$	$2,838 \cdot 10^{-2}$	$3\ 639,243 \pm 94,745 \pm 232,570$
$1,424 \cdot 10^{-2}$	$1,956 \pm 0,096 \pm 0,125$	$2,851 \cdot 10^{-2}$	$2\ 098,169 \pm 56,907 \pm 134,086$
$1,543 \cdot 10^{-2}$	$2,525 \pm 0,125 \pm 0,161$	$2,864 \cdot 10^{-2}$	$1\ 376,656 \pm 39,799 \pm 87,977$
$1,657 \cdot 10^{-2}$	$5,240 \pm 0,260 \pm 0,335$	$2,877 \cdot 10^{-2}$	$916,788 \pm 28,075 \pm 58,588$
$1,775 \cdot 10^{-2}$	$4,836 \pm 0,238 \pm 0,309$	$2,891 \cdot 10^{-2}$	$775,185 \pm 24,822 \pm 49,539$
$1,893 \cdot 10^{-2}$	$7,017 \pm 0,338 \pm 0,448$	$2,904 \cdot 10^{-2}$	$554,960 \pm 19,021 \pm 35,465$
$1,996 \cdot 10^{-2}$	$8,852 \pm 0,441 \pm 0,566$	$2,917 \cdot 10^{-2}$	$422,764 \pm 15,634 \pm 27,017$

Tabelle A.6: Verhältnis des in dieser Arbeit berechneten ^{83}Kr Wirkungsquerschnitts mit dem Au Querschnitt aus ENDF/B-VII.1 (Teil 2).

Energie / keV	$\sigma^{83\text{Kr}} / \sigma^{\text{Au}} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$	Energie / keV	$\sigma^{83\text{Kr}} / \sigma^{\text{Au}} \pm \text{stat} \pm \text{sys}$
$2,931 \cdot 10^{-2}$	$386,386 \pm 15,033 \pm 24,692$	$3,492 \cdot 10^{-1}$	$7,406 \pm 0,363 \pm 0,473$
$2,944 \cdot 10^{-2}$	$289,353 \pm 12,072 \pm 18,491$	$4,446 \cdot 10^{-1}$	$6,517 \pm 0,313 \pm 0,416$
$2,958 \cdot 10^{-2}$	$262,169 \pm 11,582 \pm 16,754$	$5,093 \cdot 10^{-1}$	$659,848 \pm 30,508 \pm 42,168$
$2,972 \cdot 10^{-2}$	$238,849 \pm 10,911 \pm 15,264$	$5,188 \cdot 10^{-1}$	$22,286 \pm 1,112 \pm 1,424$
$2,985 \cdot 10^{-2}$	$210,839 \pm 10,020 \pm 13,474$	$6,194 \cdot 10^{-1}$	$1,270 \pm 0,061 \pm 0,081$
$2,999 \cdot 10^{-2}$	$194,611 \pm 9,698 \pm 12,437$	$7,580 \cdot 10^{-1}$	$0,744 \pm 0,037 \pm 0,048$
$3,020 \cdot 10^{-2}$	$157,131 \pm 6,208 \pm 10,042$	$8,072 \cdot 10^{-1}$	$10,366 \pm 0,501 \pm 0,662$
$3,048 \cdot 10^{-2}$	$118,702 \pm 5,155 \pm 7,586$	$8,540 \cdot 10^{-1}$	$25,373 \pm 1,202 \pm 1,621$
$3,076 \cdot 10^{-2}$	$91,389 \pm 4,444 \pm 5,840$	$9,037 \cdot 10^{-1}$	$244,351 \pm 11,287 \pm 15,616$
$3,112 \cdot 10^{-2}$	$61,519 \pm 2,666 \pm 3,931$	$9,205 \cdot 10^{-1}$	$5,661 \pm 0,282 \pm 0,362$
$3,155 \cdot 10^{-2}$	$56,487 \pm 2,807 \pm 3,610$	$9,508 \cdot 10^{-1}$	$35,919 \pm 1,750 \pm 2,295$
$3,214 \cdot 10^{-2}$	$34,745 \pm 1,591 \pm 2,220$	$9,795 \cdot 10^{-1}$	$8,769 \pm 0,383 \pm 0,560$
$3,304 \cdot 10^{-2}$	$22,908 \pm 1,092 \pm 1,464$	1,070	$29,731 \pm 1,388 \pm 1,900$
$3,436 \cdot 10^{-2}$	$16,412 \pm 0,788 \pm 1,049$	1,209	$0,278 \pm 0,014 \pm 0,018$
$3,607 \cdot 10^{-2}$	$8,720 \pm 0,422 \pm 0,557$	1,338	$14,140 \pm 0,684 \pm 0,904$
$3,785 \cdot 10^{-2}$	$7,229 \pm 0,356 \pm 0,462$	1,436	$16,568 \pm 0,826 \pm 1,059$
$4,001 \cdot 10^{-2}$	$4,936 \pm 0,241 \pm 0,315$	1,497	$2,119 \pm 0,105 \pm 0,135$
$4,447 \cdot 10^{-2}$	$1,453 \pm 0,072 \pm 0,093$	1,567	$28,431 \pm 1,320 \pm 1,817$
$5,871 \cdot 10^{-2}$	$0,005 \pm 0,000 \pm 0,000$	1,630	$100,944 \pm 4,801 \pm 6,451$
$1,364 \cdot 10^{-1}$	$3,760 \pm 0,188 \pm 0,240$	1,691	$0,090 \pm 0,004 \pm 0,006$
$2,135 \cdot 10^{-1}$	$152,315 \pm 7,284 \pm 9,734$	1,818	$33,892 \pm 1,600 \pm 2,166$
$2,254 \cdot 10^{-1}$	$285,971 \pm 13,333 \pm 18,275$	2,031	$0,058 \pm 0,003 \pm 0,004$
$2,280 \cdot 10^{-1}$	$716,544 \pm 29,705 \pm 45,792$	2,273	$106,200 \pm 5,266 \pm 6,787$
$2,296 \cdot 10^{-1}$	$1\,354,282 \pm 63,016 \pm 86,547$	2,602	$2,963 \pm 0,147 \pm 0,189$
$2,307 \cdot 10^{-1}$	$1\,223,227 \pm 56,849 \pm 78,172$	3,192	$26,835 \pm 1,325 \pm 1,715$
$2,323 \cdot 10^{-1}$	$690,217 \pm 24,608 \pm 44,109$	3,942	$0,916 \pm 0,045 \pm 0,059$
$2,339 \cdot 10^{-1}$	$850,317 \pm 38,150 \pm 54,341$	4,635	$25,727 \pm 1,268 \pm 1,644$
$2,350 \cdot 10^{-1}$	$243,957 \pm 11,580 \pm 15,590$	5,255	$0,393 \pm 0,019 \pm 0,025$
$2,445 \cdot 10^{-1}$	$0,917 \pm 0,046 \pm 0,059$	6,152	$0,792 \pm 0,039 \pm 0,051$
$2,805 \cdot 10^{-1}$	$19,604 \pm 0,975 \pm 1,253$	8,044	$0,497 \pm 0,025 \pm 0,032$
$3,097 \cdot 10^{-1}$	$150,762 \pm 7,137 \pm 9,635$	$1,331 \cdot 10^1$	$0,503 \pm 0,025 \pm 0,032$
$3,133 \cdot 10^{-1}$	$696,743 \pm 27,153 \pm 44,526$	$5,855 \cdot 10^1$	$0,219 \pm 0,016 \pm 0,014$
$3,492 \cdot 10^{-1}$	$7,406 \pm 0,363 \pm 0,473$	$1,296 \cdot 10^2$	$0,260 \pm 0,034 \pm 0,017$

Tabelle A.7: Verhältnis des in dieser Arbeit berechneten ^{83}Kr Wirkungsquerschnitts mit dem Au Querschnitt aus ENDF/B-VII.1 (Teil 3).

DANKSAGUNG

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei deren Erstellen zur Seite gestanden haben.

Dabei steht an erster Stelle *Prof. Dr. René Reifarth*, der mich bereits als Bachelorstudent in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und gefördert hat. Noch vor Beginn meines Studiums stand für mich fest, dass ich mich mit Astrophysik beschäftigen will. In seiner Arbeitsgruppe habe ich den perfekten Ort gefunden, um diesem – meinem wohl größten Interesse – nachzugehen. Für seine Unterstützung in dieser Zeit kann ich mich nicht genug bedanken. Zahllose Gespräche und Diskussionen haben mir geholfen, das Beste in mir und meinen Fähigkeiten zu fördern. Dabei konnte ich mich zu jeder Zeit auf seine Hilfe verlassen. Zur gleichen Zeit hat er mir auch den Freiraum gegeben, den ich gebraucht habe, um meinen eigenen Weg zu finden. Auch wenn es meinen Dank nicht vollständig ausdrücken kann: Danke für alles René!

Ich möchte mich außerdem bei *Prof. Dr. Uwe Greife* für das Übernehmen des Zweitgutachtens bedanken.

My greatest thanks go to *Dr. Aaron Couture* for his invaluable help and support during my stays in Los Alamos. Thank you for taking all this time to show me around and explaining all the details of the experiment. I don't know what I would have done without your support even before and after the measurements of my samples. Thank you for being there for me at weekends and late at night. I had such a great time in the U.S. and I have learned such a great deal mostly because of your help.

Furthermore I would like to show my deepest appreciation for the time *Dr. Milan Krtička* took to help me with the DICEBOX simulations for this work. Thank you for spending so many hours in refining the setup and checking on the results with me. Our Skype calls were the source of understanding the intricacies of DICEBOX. Děkuji za Tvou trpělivost v posledních letech.

Als nächstes möchte ich mich bei dem wohl anstrengendsten Kollegen der Welt, *Clemens Wolf*, bedanken. Gespräche und Diskussionen mit ihm waren häufig der Höhepunkt des Arbeitsalltags.

Auch wenn unsere Ansichten und Ideen meist gegenläufiger nicht sein konnten, habe ich in ihm einen guten Freund gefunden. Seine Hilfe an vielen Punkten dieser Arbeit war unbeschreiblich wertvoll. Mein Dank gilt außerdem *Dr. Mario Weigand* für seine Hilfe beim Produzieren der Proben, das uns viele Stunden und Tage gekostet hat. Außerdem für Korrekturen dieser Arbeit und seinen Rat bei Problemen, die nicht selten auftraten.

Danke an meine Zimmerkollegin und gute Freundin *Zuzana Slavkovská* für drei Jahre entspannter Atmosphäre in unserem Büro und für all deine Hilfe, sowohl bei physikalischen wie auch bei allen anderen Dingen!

Für all die Unterstützung und all die Freude, die ich hatte, täglich bei der Arbeit zu sein, ein großes Dankeschön an die Arbeitsgruppe *Experimentelle Astrophysik* und besonders an *Dr. Tanja Heftrich*, *Dr. Kathrin Göbel*, *Dr. Christoph Langer*, *Benedikt Thomas*, *Philipp Erbacher* und *Deniz Kurtulgil*. Für seine Betreuung während meines Bachelors und für seine kontinuierliche Hilfe in der Folgezeit, danke an *Dr. Stefan Schmidt*.

For all their support during my time at LANL, a great thank you to *Dr. John Ullmann*, *Dr. Marian Jandel*, *Dr. Shea Mosby* and *Dr. Gencho Rusev*.

Mein Dank geht außerdem an meine Freunde, die mich beim Schreiben dieser Arbeit unterstützt haben. Vor allem meinem besten Freund *Martin Pieroth* auf den ich mich immer verlassen konnte wenn ich ihn brauchte und mit dem es jedes mal eine Freude war an der Lösung von Problemen zu arbeiten.

Niemals in Worte fassen kann ich meinen Dank an meine besteste Freundin *Lea Ebrahimi*, die nicht nur an dieser Arbeit mitgewirkt hat, sondern die mich auch immer wieder aufs Neue motivieren konnte nach dem Besten in mir zu streben. Danke an einen der großartigsten Menschen, den ich je getroffen habe.

Am Ende möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Meiner Mutter *Andrea* und meinem Vater *Frank*, die mir geholfen haben zu werden was ich bin. Diese Arbeit ist auch ihre Leistung. Meiner Schwester *Anja* für ihre Hilfe bei Korrekturen und allen Dingen in meinem Leben, von denen ich bis heute immer noch nichts verstehe.

Curriculum Vitae

Persönliche Angaben

Name	Stefan Fiebiger
Geburtsdatum	15.09.1988
Geburtsort	Ueckermünde, Deutschland
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Familienstand	Ledig

Ausbildung

seit 2014	Doktorand in Physik Goethe-Universität Frankfurt
2012 - 2014	Masterstudium Physik (Abschlussnote: 1,0) Goethe-Universität Frankfurt Masterarbeit: Alpha-induzierte Wirkungsquerschnitte von ^{85}Kr und ^{79}Kr Betreuer: Prof. Dr. Reifarth, Dr. Weigand
2009 - 2012	Bachelorstudium Physik (Abschlussnote: 2,1) Goethe-Universität Frankfurt Bachelorarbeit: Entwicklung eines Prototypen zur Neutronenproduktion via $^7\text{Li}(p,n)$ Betreuer: Prof. Dr. Reifarth, Dr. Sonnabend
2008	Allgemeine Hochschulreife (Abitur) (Abschlussnote: 2,3) Karl Kübel Schule, Bensheim