

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6725

**Die Verzweigung des Nukleosynthesepfades am ^{128}I –
ein stellares Thermometer**

R. Reifarth

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2002

Impressum der Print-Ausgabe:

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Das Ziel der Arbeit war eine präzise quantitative Analyse der s-Prozessverzweigung am ^{128}I . Dafür ist die Kenntnis der Neutroneneinfangquerschnitte der reinen s-Kerne $^{128,130}\text{Xe}$ im stellaren Energiebereich sowie der Einfluss eventueller zusätzlicher Verzweigungen an den ungeraden Tellurisotopen und ^{129}I nötig.

Deshalb wurden die (n,γ) -Raten von $^{128,129,130}\text{Xe}$ im Energiebereich von 3 bis 225 keV mit der Flugzeitmethode, relativ zum Goldstandard, differentiell gemessen. Die Neutronen wurden am Van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik am Forschungszentrum Karlsruhe via $^7\text{Li}(p,n)$ erzeugt und die Einfangereignisse mit dem Karlsruher $4\pi\text{-BaF}_2$ -Detektor nachgewiesen. Die Herstellung von Hochdruckgasproben ermöglichte den Einsatz von bis zu 0,7 g schweren isotopenreinen Xenonproben, eine wesentliche Voraussetzung für kleine systematische Unsicherheiten. Umfangreiche Monte-Carlo-Simulationen mit dem am CERN entwickelten Programm GEANT begleiteten die Messung wie die Auswertung des Experimentes. Sie erlaubten erstmals die Interpretation der bis dahin unverstandenen Verbreiterung der Goldlinie im Einfangspektrum als Folge der starken Elektronenkonversion. Die resultierenden Maxwell-Boltzmann-gemittelten Querschnitte weisen Fehler zwischen einem und zwei Prozent auf.

Des Weiteren wurden mehrere Neutronenaktivierungen mit natürlichem Tellur durchgeführt. Zunächst konnten nach einer Aktivierung mit thermischen Neutronen am Forschungsreaktor TRIGA-HD II des Deutschen Krebsforschungszentrums Heidelberg neben den partiellen Querschnittsverhältnissen einiger Tellurisotope auch eine Reihe kernphysikalischer Daten der Isomerzerfälle mit deutlich verbesserter Genauigkeit bestimmt werden. Am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger wurden zwei weitere Bestrahlungen mit Neutronen quasistellarer Energieverteilung vorgenommen, um die bis dahin unbekanntenen Verhältnisse der Partialquerschnitte der schweren Tellurisotope zu bestimmen.

Mit der erfolgreichen Messung der stellaren Einfangquerschnitte von ^{147}Pm und ^{129}I konnte gezeigt werden, dass die Kombination von Aktivierungstechnik und Clover-Detektoren, granulierten Germaniumdetektoren hoher Ansprechwahrscheinlichkeit, die Messung der (n,γ) -Querschnitte radioaktiver Isotope erlaubt. In beiden Fällen stand weniger als 1 μg Probenmenge zur Verfügung. Die Diskriminierung der probeneigenen Radioaktivität erforderte die Analyse von γ - γ -Koinzidenzen. Die komplex zusammengesetzte Ansprechwahrscheinlichkeit für solche Ereignisse, unter Berücksichtigung eventueller Korrekturen für weitere koinzident emittierte Photonen, wurde durch detaillierte Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

Für die astrophysikalischen Fragenstellungen ergeben sich aus dieser Arbeit folgende wichtige Ergebnisse:

- Die mit den neu gewonnenen Querschnitten durchgeführten Netzwerkrechnungen bestätigen das stellare Modell für den s-Prozess in AGB-Sternen von $1\text{-}3 M_{\odot}$, wogegen die klassische Beschreibung auch bei dieser Verzweigung versagt.
- Der von den p-Prozessmodellen vorhergesagte signifikante p-Anteil an ^{128}Xe kann aufgrund der s-Analyse eingeschränkt werden.
- Die Xe-Häufigkeit im Sonnensystem kann mit einer Genauigkeit von 4 % festgelegt werden.

The branching of the nucleosynthesis path at ^{128}I – a stellar thermometer

Abstract

The goal of the present work was a precise, quantitative analysis of the s-process branching at ^{128}I . For this purpose an accurate knowledge of the (n, γ)-cross sections of the s-only isotopes $^{128, 130}\text{Xe}$ in the stellar energy range as well as of the possible impact of additional branchings at the odd Te isotopes and ^{129}I is necessary.

Therefore, the differential (n, γ)-rates of $^{128, 129, 130}\text{Xe}$ have been measured relative to the gold standard for neutron energies between 3 and 225 keV using the time of flight technique. Neutrons were produced via the $^7\text{Li}(p,n)$ reaction at the Van-de-Graaff accelerator of the “Institut für Kernphysik” at the Forschungszentrum Karlsruhe. Capture events were detected with the Karlsruhe 4π BaF₂ detector. Using high pressure gas samples allowed to use isotopically enriched xenon samples of up to 0.7 g – a substantial prerequisite for small systematic uncertainties. Detailed Monte-Carlo simulations with the GEANT code were accompanying experiment as well as data analysis and allowed to interpret the previously unexplained broadening of the gold peak as a result of electron conversion. In this way the stellar cross sections could be determined with typical uncertainties between 1 and 2 %.

Furthermore, neutron activation measurements with natural tellurium have been carried out. As a result of an activation with thermal neutrons at the research reactor TRIGA-HD II at Deutsches Krebsforschungszentrum Heidelberg partial capture cross sections and a number of other nuclear data could be determined with significantly improved accuracy. In order to determine the unknown partial capture cross sections of the heavy tellurium isotopes, two activations with stellar neutrons were carried out at the Karlsruhe Van-de-Graaff accelerator as well.

The successful measurement of the stellar (n, γ)-cross sections of ^{147}Pm and ^{129}I showed, that a combination of activation technique and germanium clover-detectors allows to determine cross sections of radioactive isotopes. In both cases less than 1 μg material was sufficient. The discrimination of the intrinsic background required a γ - γ -coincidence analysis, which was again accompanied by GEANT simulations including complex cascade corrections.

The following important astrophysical results could be achieved:

- New network calculations including the cross sections presented in this work confirm the stellar model of the s-process in AGB-stars of 1 to 3 solar masses, while the classical approach fails also for this branching.
- The significant p-process contribution to ^{128}Xe predicted by the respective models can be restricted by the s-process analysis.
- The solar Xe abundance can be determined with 4 % uncertainty.

Inhalt

Inhalt.....	i
Tabellenverzeichnis.....	iii
Abbildungsverzeichnis.....	v
1. Einführung.....	1
1.1. Die Nukleosynthese der chemischen Elemente.....	1
1.2. Die Synthese der schweren Elemente.....	2
1.3. Verzweigungen im s-Prozesspfad.....	4
1.4. Messung stellarer Neutroneneinfangraten.....	7
2. Die differentiellen (n,γ)-Querschnitte von ^{128, 129, 130} Xe.....	9
2.1. Messprinzip – Flugzeitmethode.....	9
2.2. Probenherstellung.....	10
2.3. Experiment.....	11
2.4. Auswertung der experimentellen Daten.....	13
2.4.1. GEANT-Simulationen des BaF ₂ -Detektors.....	13
Allgemeines.....	13
Simulation von ¹⁹⁷ Au(n,γ).....	17
Simulation von Xe(n,γ).....	19
Extrapolation zu E _γ = 0.....	22
Selbstabsorption und Vielfachstreuung.....	23
2.4.2. Untergrundbehandlung.....	27
2.4.3. Differentielle Querschnitte.....	28
2.4.4. Stellare Querschnitte.....	32
3. Die instabilen Isotope ¹²⁹ I und ¹⁴⁷ Pm.....	37
3.1. Messprinzip - Aktivierungsmethode.....	37
3.2. Probenherstellung.....	38
3.3. Experiment.....	41
3.4. Die stellaren Einfangraten.....	44
3.4.1. GEANT-Simulationen des Clover-Systems.....	44
3.4.2. Auswertung der experimentellen Daten.....	49
¹⁴⁷ Pm(n,γ).....	49
¹²⁹ I(n,γ).....	54
4. Aktivierungen von natürlichem Tellur.....	59
4.1. Motivation.....	59
4.2. Probenherstellung.....	59
4.3. Aktivierung mit thermischen Neutronen.....	60
4.4. Aktivierung mit stellaren Neutronen.....	61
4.5. Auswertung der experimentellen Daten und Fehler.....	62
4.5.1. Thermische Querschnitte.....	62
Methode.....	62
Fehlerbetrachtung.....	67
4.5.2. Kernphysikalische Daten.....	68
4.5.3. Stellare Querschnitte.....	70
Fehlerbetrachtung.....	74

5.	Astrophysik	75
5.1.	Die Nukleosynthese der Xenonisotope.....	75
5.1.1.	Fakten	75
	Der s-Prozess.....	78
	Die Hauptkomponente	78
	Die Schwache Komponente	81
	Starke Komponente.....	82
	Der p-Prozess	82
	Andere Prozesse	83
	Der rp-Prozess.....	83
	Der v-Prozess	83
5.1.2.	Interpretation	84
5.2.	Die solare Xenon-Häufigkeit.....	84
5.3.	Der s-Prozess in der Promethium-Region	86
5.4.	Fazit	89
	Literaturverzeichnis.....	91
	Danksagung.....	97

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Zusammenstellung der probenspezifischen Daten. Für die Xenonproben sind in der letzten Spalte die Drücke unter der Annahme eines Van-der-Waals-Gases angegeben. Die Goldprobe diente als Referenzprobe für Neutroneneinfangereignisse, während die Kohlenstoffprobe als Referenz für Untergrundeignisse infolge an der Probe gestreuter Neutronen verwendet wurde.	11
Tabelle 2: Isotopenzusammensetzung der Xenonproben in Prozent entsprechend den Angaben der Lieferfirma ISOFLEX.	11
Tabelle 3: Parameter der einzelnen Messungen.	12
Tabelle 4: Simulierte Ansprechwahrscheinlichkeiten sowie die mittlere Zahl der angesprochenen Kristalle für monoenergetische Photonen, in Abhängigkeit von der Energie.	15
Tabelle 5: Simulierte Ansprechwahrscheinlichkeiten für Neutronen aus dem Zentrum des BaF ₂ -Detektors.	17
Tabelle 6: Korrekturen für nicht erfasste Ereignisse infolge elektronischer Energieschwellen, berechnet nach dem oben beschriebenen Verfahren.	23
Tabelle 7: Korrekturen für nicht berechnete Ereignisse infolge elektronischer Energieschwellen, berechnet mit GEANT.	23
Tabelle 8: Korrekturfaktoren für Selbstabsorption und Vielfachstreuung, berechnet mit SESH [Frö77].	24
Tabelle 9: Selbstabsorptionskorrekturen, berechnet mit GEANT für die ¹²⁸ Xe Probe 2. Für die Simulation wurde die Wechselwirkung von 10 ⁷ Neutronen mit der Probe verfolgt.	24
Tabelle 10: Selbstabsorptionskorrekturen, berechnet mit GEANT für die ¹²⁹ Xe Probe 3. Für die Simulation wurde die Wechselwirkung von 10 ⁷ Neutronen mit der Probe verfolgt.	25
Tabelle 11: Selbstabsorptionskorrekturen, berechnet mit GEANT für die ¹³⁰ Xe Probe 6. Für die Simulation wurde die Wechselwirkung von 10 ⁷ Neutronen mit der Probe verfolgt.	25
Tabelle 12: Relative Abweichung (GEANT-SESH)/SESH in Prozent der Vielfachstreckkorrekturen, berechnet mit GEANT und mit SESH für die verschiedenen Proben. Zum Vergleich wurden hier die mit GEANT berechneten Werte für die Zylindergeometrie herangezogen.	26
Tabelle 13: Korrekturfaktoren für Selbstabsorption und Vielfachstreuung, berechnet mit GEANT. Für die Simulationen wurde die Wechselwirkung von 10 ⁷ Neutronen mit den verschiedenen Proben gestartet. Bei allen Proben wurde auch die umhüllende Titankugel berücksichtigt.	26
Tabelle 14: Benutzte Goldquerschnitte und daraus gewonnene Xe-Querschnitte, in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.	31
Tabelle 15: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für ¹²⁸ Xe.	33
Tabelle 16: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für ¹²⁹ Xe.	34
Tabelle 17: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für ¹³⁰ Xe.	34
Tabelle 18: Zusammenstellung der bisher gemessenen Daten für die reinen s-Kerne ^{128,130} Xe. Die Extrapolation von thermischen Verhältnissen scheidet an der Unzulänglichkeit der Daten in diesem Energiebereich.	35
Tabelle 19: Zusammenstellung der für die Bestrahlung am Reaktor wichtigen Parameter. Das Verzweigungsverhältnis wurde in einer weiteren Aktivierung bestimmt (s. Abschnitt 4.3). Die Ungenauigkeit ist hier in erster Linie durch die 9 % Unsicherheit für den Anteil des inneren Zerfalls von ¹²⁹ Te ^m gegeben.	39
Tabelle 20: Zusammenstellung der für die Bestimmung der Iodmenge verwendeten Daten sowie die Ergebnisse. Bei der Auswertung mithilfe der Aktivität des Grundzustandes von ¹²⁹ Te ist zu berücksichtigen, dass nur (65 ± 3) Prozent des Isomers über internen Zerfall depopuliert werden (vergleiche Abschnitt 4.5.1). Die systematische Unsicherheit für das Verzweigungsverhältnis δ (s. oben) schlägt bei beiden Auswertungen gleich zu Buche und ist deshalb erst <i>nach</i> der Mittelung durch quadratische Addition zu berücksichtigen.	41
Tabelle 21: Auflistung der Neutronenflüsse für jede der während der ¹⁴⁷ Pm Aktivierung verwendeten Goldfolien.	51
Tabelle 22: Bestrahlungsdaten der ¹⁴⁷ Pm Aktivierung.	52
Tabelle 23: Zur Auswertung benutzte Gammalinien, ermittelte Zahl von Ereignissen sowie die mit GEANT ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für den koinzidenten Nachweis.	53
Tabelle 24: ¹⁴⁷ Pm(n,γ) Querschnitte und Fehler.	54
Tabelle 25: Bestrahlungsdaten für die Aktivierung von ¹²⁹ I.	55
Tabelle 26: Zur Auswertung benutzte Gammalinien, ermittelte Zahl von Ereignissen sowie die mit GEANT ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für den koinzidenten Nachweis.	57
Tabelle 27: Die Ergebnisse der Aktivierung von ¹²⁹ I. Zum Vergleich ist in der letzten Zeile der bis dahin empfohlene Wert, inklusive der Referenz, angegeben [Bao00].	58
Tabelle 28: Zur Auswertung der thermischen Aktivierung benutzte Flussmonitordaten [NNDC].	61

Tabelle 29: Thermische Querschnitte und Resonanzintegrale für die geraden Tellurisotope [NNDC].	61
Tabelle 30: Bestrahlungsdaten bei $kT = 25$ keV.	62
Tabelle 31: Zur Auswertung der Telluraktivierungen benutzte kernphysikalische Daten [Nor92]. Die Linienintensität ist nur bei absoluter Bestimmung des (n, γ) -Querschnitts nötig.	65
Tabelle 32: Ergebnisse der Relativmessungen von thermischen Isomer- zu Grundzustandseinfangquerschnitten.	67
Tabelle 33: Gemessene thermische Querschnittsverhältnisse inklusive Fehler für das Neutronenspektrum am TRIGA-Reaktor Heidelberg.	68
Tabelle 34: Ergebnisse der Relativmessungen von stellaren Isomer- zu Grundzustandseinfangquerschnitten. Zum Vergleich sind noch einmal die Verhältnisse für Neutronen, wie sie an Reaktoren zur Verfügung stehen, gegeben.	73
Tabelle 35: Gemessene Querschnittsverhältnisse inklusive Fehler für das Neutronenspektrum am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger mit $kT = 25$ keV.	74
Tabelle 36: Zusammenstellung verschiedener gemessener Werte für das Isotopenverhältnis $^{128}\text{Xe} / ^{130}\text{Xe}$ sowie deren Quellenangaben.	77
Tabelle 37: Verzweigungsverhältnis am ^{128}I (s. Text), in Abhängigkeit von Temperatur und Elektronendichte nach Takahashi et al. [Tak87].	79
Tabelle 38: Ergebnisse von Modellrechnungen zum s-Prozess. Im Text findet sich eine detaillierte Beschreibung.	80
Tabelle 39: p-Prozessanteile der leichten Xenonisotope für die drei im Text angesprochenen Modelle. Die Häufigkeiten wurden jeweils an den reinen p-Kernen $^{124, 126}\text{Xe}$ normiert.	83
Tabelle 40: Bisherige solare Häufigkeiten der Xenonisotope [And89] sowie die im Text vorgeschlagenen Korrekturen um 15 %.	86

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1-1: Häufigkeitsverteilung der Elemente im Sonnensystem relativ zur Siliziumhäufigkeit, die zu 10^6 festgelegt wurde [And89].	1
Abbildung 1-2: Vereinfachte Darstellung der Verzweigung am ^{128}I . Im Abschnitt 5.1 wird die Nukleosynthese in diesem Massenbereich ausführlich diskutiert.	6
Abbildung 1-3: Vereinfachte Darstellung der Verzweigung am ^{148}Pm . Eine ausführlichere Diskussion findet sich in Abschnitt 5.3.	7
Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der Hochdruckgasprobe.	10
Abbildung 2-2: Detektor in der Simulation.	14
Abbildung 2-3: Vergleich der simulierten (durchgezogene Linie) und gemessenen (gestrichelte Linie) Antwort des 4π -Kalorimeters auf monoenergetische Gammas von 2,209 (links) und 6,146 MeV (rechts). Die experimentellen Daten wurden gewonnen, indem der BaF_2 -Detektor unter 0° durch einen Germaniumdetektor ersetzt und ^{26}Mg , ^{30}Si sowie ^{34}S -Proben mit Protonen beschossen wurden. Nach einem Protoneneinfang dieser Isotope regt sich der Kern lediglich über ein Zwischenniveau zum Grundzustand ab, es werden daher Kaskaden emittiert, die aus 2 Gammas bestehen. Wird nun vom Germaniumdetektor ein Signal gefordert, das einer der beiden Linien entspricht, und gleichzeitig das Signal der restlichen Kugel aufgezeichnet, erhält man die gewünschten Informationen [Web93].	15
Abbildung 2-4: Gamma-Spektrum des BaF_2 -Detektors nach Emission von 1.000.000 Neutronen im Energiebereich von 10 bis 31 keV aus dem Zentrum des Detektors. Klar zu erkennen sind die 3 Linien, die den Neutroneneinfängen an den verschiedenen Bariumisotopen ^{138}Ba (4,72 MeV), $^{134,136}\text{Ba}$ (7,0; 6,9 MeV) sowie $^{135,137}\text{Ba}$ (9,1; 8,6 MeV) zuzuordnen sind. Beim Neutroneneinfang am ^{19}F werden 6,6 MeV in Form von Gammastrahlung emittiert. Der Einfangquerschnitt von ^{19}F für stellare Neutronen ist jedoch etwa einen Faktor 10 kleiner als der von $^{134,136}\text{Ba}$. Daher sind die Ereignisse infolge von Einfängen an Fluor im Spektrum nicht zu sehen.	16
Abbildung 2-5: Simulation (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für ^{197}Au . Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.	18
Abbildung 2-6: Simulation ohne Berücksichtigung der Konversion von Gammas zu Elektronen (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für ^{197}Au . Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.	19
Abbildung 2-7: Vergleich von Simulation (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für $^{128}\text{Xe}(n,\gamma)$. Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.	20
Abbildung 2-8: Vergleich von Simulation (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für $^{129}\text{Xe}(n,\gamma)$. Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.	21
Abbildung 2-9: Vergleich von Simulation(durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für $^{130}\text{Xe}(n,\gamma)$. Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.	22
Abbildung 2-10: Korrektur der gemessenen Spektren für Ereignisse infolge Streuung an der Probe und anschließendem Einfang an Barium. Vom gemessenen Spektrum (links) wird, nach Normierung im Bereich von 8-10 MeV, das mithilfe der Kohlenstoffprobe aufgenommene Spektrum (Mitte) abgezogen. Im Spektrum verbleiben nun nur noch Ereignisse infolge Neutroneneinfang am Xenon (rechts).	28
Abbildung 2-11: Vergleich der gemessenen $^{128}\text{Xe}(n,\gamma)$ -Querschnitte mit bisherigen Evaluationen [Nor92].	29
Abbildung 2-12: Vergleich der gemessenen $^{129}\text{Xe}(n,\gamma)$ -Querschnitte mit bisherigen Evaluationen [Nor92].	30
Abbildung 2-13: Vergleich der gemessenen $^{130}\text{Xe}(n,\gamma)$ -Querschnitte mit bisherigen Evaluationen [Nor92].	31
Abbildung 2-14: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für die Xenonisotope. Für die geraden Isotope folgt der Querschnitt praktisch einem $1/v$ -Verhalten, während für ^{129}Xe kleine Abweichungen zu verzeichnen sind.	33
Abbildung 3-1: Experimentell bestimmter Verlauf der Linieneffizienz für den für die meisten Monitorauswertungen benutzten XX-Aufsatz. Die Abbildung zeigt außerdem eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate für Energien oberhalb 120 keV. Die angepasste Funktion ist: $\varepsilon(E) = 7,0 \cdot E^{-1,3}$.	40
Abbildung 3-2: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung während der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger.	41
Abbildung 3-3: Gemessenes Neutronenspektrum wie es bei den Aktivierungen am Van-de-Graaff verwendet wird sowie, zum Vergleich, ein ideales Maxwell-Boltzmann-Spektrum für $kT = 25$ keV.	42
Abbildung 3-4: Typisches Flugzeitspektrum, wie es vor jeder Aktivierung zum Festlegen des Neutronenspektrums aufgenommen wurde.	43

Abbildung 3-5: Schematische Darstellung der Front- und Rückansicht des abgeschrägten Clover-Detektors.....	45
Abbildung 3-6: Schematische Darstellung der Seitenansicht des Clover-Systems. Die Probe wird zwischen den Detektoren positioniert. Der Abstand der beiden Detektoren kann variabel gewählt werden. Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde er mit einer PVC-Maske auf 3 mm festgelegt.	45
Abbildung 3-7: Vergleich des experimentellen und simulierten Verlaufs der Ansprechwahrscheinlichkeit des Clover-Systems für Gammas. Für die Simulation wurden jeweils 10^6 Photonen an der Probenposition gestartet.	46
Abbildung 3-8: Simulierte Antwort des Clover-Systems im Kalorimetermodus auf den Zerfall von $^{148}\text{Pm}^g$. Zur Bestimmung dieses Spektrums wurden 10^5 Kaskaden erzeugt und jede 10 Mal am Ort der Probe unter verschiedenen Winkeln emittiert.	47
Abbildung 3-9: Simulierte Antwort des Clover-Systems im Kalorimetermodus auf den Zerfall von $^{148}\text{Pm}^m$. Insbesondere beim Zerfall des Isomers wird die Notwendigkeit einer detaillierten Simulation deutlich. Die emittierten Kaskaden sind so komplex, dass eine Abschätzung der Kaskadenkorrekturen, wie sie für einfache Germaniumdetektoren mit dem Programm CASC [Jaa95] berechnet werden können, nicht mehr möglich ist. .	48
Abbildung 3-10: Simulierte Antwort des Clover-Systems im Kalorimetermodus auf den Zerfall von $^{130}\text{I}^g$. Wie in Abbildung 3-9 wurden auch hier 10^6 Kaskaden aus der Probe emittiert.	49
Abbildung 3-11: Messung der Abhängigkeit des Neutronenflusses vom Abstand zum Ort der Neutronenproduktion. Für diese Untersuchung wurden 2 Sätze von jeweils 6 Goldfolien mit Durchmessern von 5 mm (Quadrate) und 10 mm (Kreise) aktiviert. In den Fehlerbalken sind die statistischen Fehler enthalten. Die systematischen Fehler sind infolge der Relativmessung zum Abstand 1,5 mm zu vernachlässigen.	51
Abbildung 3-12: Vereinfachtes Niveauschema des Zerfalls von $^{148}\text{Pm}^m$ und $^{148}\text{Pm}^g$. Alle Energieeinheiten sind in keV. Beachtenswert ist die Tatsache, dass das Niveau bei 1180 keV nur vom Zerfall des Isomers und der Zustand bei 1465 keV ausschließlich vom Grundzustandszerfall bevölkert werden.	52
Abbildung 3-13: Die zweidimensionale Darstellung der γ - γ -Koinzidenzanalyse des Zerfalls von $^{148}\text{Pm}^g$. Aufgetragen ist die Anzahl der Koinzidenzen bei Abweichung von den Linien 550 keV und 915 keV. Klar zu sehen ist einerseits die erhöhte Zählrate auf der Linie $\Delta E_x + \Delta E_y = -4$ keV, was eine Folge der bekannten ^{40}K -Untergrundlinie bei 1461 keV ist, und andererseits eine Anhäufung bei $\Delta E_x + \Delta E_y = 0$ keV, hervorgerufen durch den gesuchten Zerfall.	53
Abbildung 3-14: Vereinfachte Darstellung des Zerfallsschemas von $^{130}\text{I}^m$ und $^{130}\text{I}^g$. Das Isomer wird in erster Linie via inneren Zerfall zum Grundzustand depopuliert und kann keine Zustände oberhalb des ersten angeregten Zustandes von ^{130}Xe bevölkern. Der Grundzustandszerfall hingegen populierte fast ausschließlich höhere Niveaus im ^{130}Xe	55
Abbildung 3-15: Die zweidimensionale Darstellung der γ - γ -Koinzidenzanalyse des Zerfalls von $^{130}\text{I}^g$. Zusammengefasst sind hier die Ereignisse, die von der 2. bis zur 7. Stunde nach der Aktivierung gemessen wurden. Aufgetragen ist die Anzahl der Koinzidenzen bei Abweichung von den Linien 536 keV und 669 keV.	56
Abbildung 3-16: Aufgetragen ist der zeitliche Verlauf der $^{130}\text{I}^g$ Aktivität nach zwei verschiedenen Auswertungsmethoden. Für die untere Kurve (Kreise) wurden ausschließlich Ereignisse berücksichtigt, bei denen in <i>einem</i> Detektor 536 keV und in einem <i>anderen</i> 669 keV deponiert wurden. Es kamen also nur Ereignisse mit Multiplizität zwei zur Auswertung. Die obere Kurve (Quadrate) dagegen enthält zusätzlich auch Ereignisse, bei denen <i>eine Summe</i> aus mehreren Detektoren 536 keV und eine <i>andere Summe</i> 669 keV ergibt. Hier sind also prinzipielle Multiplizitäten zwischen zwei und acht möglich. Beide folgen dem erwarteten exponentiellen Abfall entsprechend der Grundzustandshalbwertszeit von 12,36 Stunden.	57
Abbildung 4-1: Zerfallsschema von $^{121}\text{Te}^m$ und $^{121}\text{Te}^g$	63
Abbildung 4-2: Zerfallsschemata von $^{123}\text{Te}^m$ und $^{125}\text{Te}^m$	63
Abbildung 4-3: Zerfallsschema von $^{127}\text{Te}^m$ und $^{127}\text{Te}^g$	64
Abbildung 4-4: Zerfallsschema von $^{129}\text{Te}^m$ und $^{129}\text{Te}^g$	64
Abbildung 4-5: Zerfallsschema von $^{131}\text{Te}^m$ und $^{131}\text{Te}^g$	65
Abbildung 4-6: Zeitlicher Verlauf der $^{121}\text{Te}^g$ – Aktivität. Zur Messung wurde der 573-keV-Übergang im ^{121}Sb herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von einem Tag. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.....	66
Abbildung 4-7: Zeitlicher Verlauf der $^{131}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am TRIGA-Reaktor. Zur Messung wurde der 150-keV-Übergang im ^{131}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von 20 Minuten. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.....	67

Abbildung 4-8: Verlauf der Aktivität des Isomers $^{131}\text{Te}^m$ nach der Aktivierung am Reaktor. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von 5 Stunden. Die Zeitangabe auf der x-Achse entspricht dem Beginn der Messung in Stunden nach der Aktivierung.	69
Abbildung 4-9: Zeitlicher Verlauf der $^{127}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Zur Messung wurde der 418-keV-Übergang im ^{127}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von zwanzig Stunden. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.	71
Abbildung 4-10: Zeitlicher Verlauf der $^{129}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Zur Messung wurde der 460-keV-Übergang im ^{129}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von einer Stunde. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.	72
Abbildung 4-11: Zeitlicher Verlauf der $^{131}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Zur Messung wurde der 150-keV-Übergang im ^{131}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von einer Stunde. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer (s. vorangegangenes Kapitel), angepasst wurden.	73
Abbildung 5-1: Übersicht über die Isotope zwischen Tellur und Barium. Für die stabilen Isotope (schwarz) sind die Massenzahl und die wichtigsten Bildungsprozesse (p-, r-, s-) angegeben [And89]. Falls zwei Prozesse signifikant beitragen, ist der dominante in Großbuchstaben angegeben. Für die vom Massenfluss während des s-Prozess passierten instabilen Isotope sind die Grundzustandshalbwertszeiten auf der Erde angegeben. Die beiden wichtigen stabilen s-Kerne $^{128}, ^{130}\text{Xe}$ sind grau dargestellt.	75
Abbildung 5-2: Die Xenonisotopenverteilung der Xe-S (s-Prozess-Xenon) [Lew94] und der Xe-HL (r-, p-Prozess-Xenon) [Hus94] Komponente. Aufgetragen ist die Abweichung der auf ^{130}Xe normierten Häufigkeiten von der solaren Verteilung.	77
Abbildung 5-3: Der s-Prozess während der AGB-Phase in Roten Riesen. Die Zeitachse ist zur gleichzeitigen Darstellung der nur einige hundert Jahre dauernden Pulsphase wie auch der langen Zwischenpulsphase mehrfach unterbrochen. Auf der y-Achse ist der sehr kleine Massenausschnitt aufgetragen, in dem sich die dünne Heliumschale befindet in der der s-Prozess abläuft. Massenradius 0,66 bedeutet, dass sich 66 % der Sternmasse <i>innerhalb</i> dieses Radius befinden. Die gesamte Heliumschale macht also lediglich 2 % der Gesamtmasse des Sternes aus. Während des Wasserstoffbrennens in der Zwischenpulsphase ist $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ die wichtigste Neutronenquelle wohingegen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ das pulsartige Heliumbrennen dominiert [Gal98].	79
Abbildung 5-4: Ausführliche Darstellung des s-Prozesspfades in der Te-I-Xe-Region. Der s-Prozess verzweigt nicht nur an ^{128}I , sondern möglicherweise schon vorher an ^{127}Te . Die Verzweigung an ^{127}Te ist wenn überhaupt, dann nur bei sehr kleinen Temperaturen möglich. Die abschließende schwache Verzweigung am ^{129}I spielt für das Verhältnis von ^{128}Xe zu ^{130}Xe keine Rolle.	81
Abbildung 5-5: σN -Systematik des <i>klassischen</i> s-Prozesses. Die Kreise markieren das Produkt aus solarer Häufigkeit und stellarem (n, γ)-Querschnitt für die reinen s-Kerne. Die erwarteten Häufigkeiten durch die schwache (gestrichelt) und die Hauptkomponente (durchgezogen) des <i>klassischen</i> s-Prozesses sind durch Linien repräsentiert. Die Xenonhäufigkeiten wurden entsprechend den Vorhersagen des <i>stellaren</i> Modells für ^{130}Xe angepasst. Zur Verdeutlichung der Situation um die Xenonisotope wurde der Massenbereich 120-136 nochmals mit linearer y-Achse eingefügt.	85
Abbildung 5-6: Ausführliche Darstellung des s-Prozesspfades in der Nd-Pm-Sm-Region. Der s-Prozess verzweigt nicht nur an ^{148}Pm , sondern schon vorher an ^{147}Nd und anschließend nochmals an ^{147}Pm	87

1. Einführung

1.1. Die Nukleosynthese der chemischen Elemente

Zum Verständnis der Elemententstehung ist es zunächst notwendig, genaue Daten über die Elementhäufigkeiten im Universum zur Verfügung zu haben. Ausgehend von den Elementverteilungen auf der Erde, die direkt messbar sind, der Sonne, die über spektroskopische Methoden zugänglich sind, und vor allem durch Untersuchungen von Meteoriten kann man auf die Elementverteilung in unserem Sonnensystem schließen. Abbildung 1-1 zeigt die solaren Häufigkeiten aufgetragen über der Massenzahl.

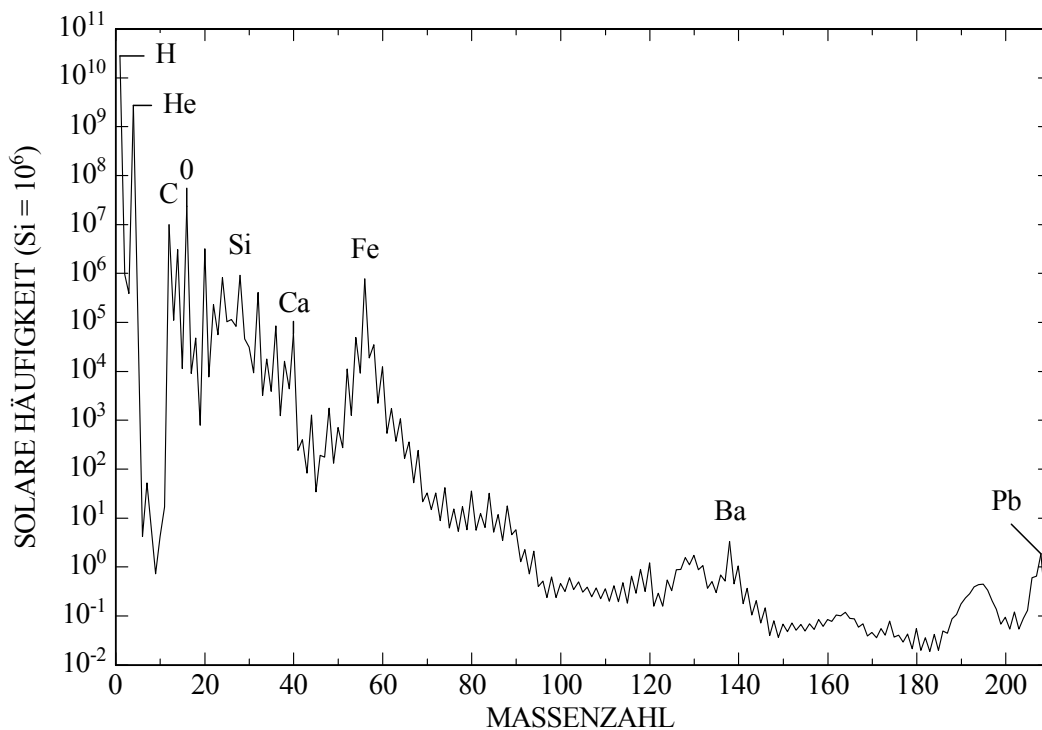


Abbildung 1-1: Häufigkeitsverteilung der Elemente im Sonnensystem relativ zur Siliziumhäufigkeit, die zu 10⁶ festgelegt wurde [And89].

Die verbesserten Untersuchungsmethoden der modernen Astronomie ermöglichen Messungen der Elementverteilung auch außerhalb unseres Sonnensystems. Es zeigte sich, dass die solare Verteilung in guter Näherung für das gesamte Universum repräsentativ ist.

Die Variation der Häufigkeiten über 12 Größenordnungen lässt auf verschiedene Entstehungsmechanismen für die entsprechenden Massenbereiche schließen.

Während Wasserstoff und Helium unmittelbar nach dem Urknall gebildet wurden, geht man heute davon aus, dass die meisten Kerne jenseits der Stabilitätslücken bei $A = 5$ und $A = 8$ erst zu einem späteren Zeitpunkt in den Sternen entstanden sind. Zur Überwindung der Lücke bei $A = 8$ müssen beim stellaren Heliumbrennen drei Heliumkerne gleichzeitig verschmolzen werden. Die Wahrscheinlichkeit für die direkte Reaktion ist jedoch verschwindend gering. Beim 3α -Prozess wird deshalb zunächst aus zwei ^4He -Kernen ein ^8Be -Compoundkern gebildet und anschließend resonant ein weiterer ^4He -Kern eingefangen. Dieser resonante Einfang ist einerseits notwendig, um die geforderten Raten zu erzeugen, andererseits nur möglich, wenn die notwendige Energie zur Verfügung steht. Es zeigte sich, dass Temperaturen und Dichten im Innern von Sternen ausreichen, um den Prozess ablaufen zu lassen. Nach diesem ersten Schritt ergeben sich bei weiteren Fusionsprozessen zunehmend schwerere Produkte.

Der exponentielle Abfall der Häufigkeiten zwischen Kohlenstoff ($A = 12$) und Titan ($A = 50$) spricht für Verschmelzung geladener Teilchen als wichtigsten Produktionsmechanismus der leichten Elemente. Das vermehrte Vorkommen der sogenannten Alphakerne – hier liegt die gleiche Anzahl von Protonen und Neutronen vor, und die Massenzahl ist ein Vielfaches von vier – lässt auf den namensgebenden Entstehungsprozess, die sukzessiven Einfänge von ^4He -Kernen schließen.

Bei sehr hohen Temperaturen, wie sie z.B. während des Siliziumbrennens unmittelbar vor einer Supernova vorkommen, stehen Bildung und Zerfall der Elemente im thermischen Gleichgewicht. Dort “überleben” also bevorzugt die Elemente mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon. Das Maximum der Bindungsenergie beim ^{56}Fe erklärt so den ausgeprägten Anstieg der Häufigkeiten um vier Größenordnungen im Bereich des Eisens und seiner Nachbarelemente.

1.2. Die Synthese der schweren Elemente

Jenseits des Eisens ist die Coulombbarriere so groß, dass Reaktionen mit geladenen Teilchen praktisch nicht mehr möglich sind. Sie spielen lediglich bei der Entstehung der sehr seltenen protonenreichen Kerne eine gewisse Rolle (**p**-Prozess [Ray87], [Ray95] und **rp**-Prozess [Aud73], [Scha98]).

Die meisten Kerne mit Massenzahl größer 60 werden deshalb über Neutroneneinfangreaktionen gebildet [B^2FH]. Man unterscheidet hier zwischen dem schnellen (**r**-) und dem langsamen (**s**-) Neutroneneinfangprozess, die sich durch die typischen Neutroneneinfangzeiten unterscheiden.

Die wichtigsten Reaktionen bei der Nukleosynthese während des s- und des r-Prozesses sind (n,γ)-Reaktionen und β^- -Zerfälle. Ausgehend von einem stabilen Saatisotop (z.B. ^{56}Fe) werden in einer Reihe von Neutroneneinfängen die höheren stabilen Isotope (^{57}Fe , ^{58}Fe) gebildet. Erreicht der Massenfluss beim ^{59}Fe ein instabiles Isotop, bei dem die Betazerfallszeit kleiner oder in der gleichen Größenordnung wie die Neutroneneinfangzeit ist, zerfällt dieses Isotop unter Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos zum nächsthöheren Element, in diesem Fall zum ^{59}Co . Ist dieses Isotop stabil, werden wiederum über eine Reihe von Neutroneneinfängen alle schwereren Isotope dieses Elements gebildet.

Die typischen Neutroneneinfangzeiten betragen beim s-Prozess etwa ein bis zehn Jahre. Dies ist lang gegenüber den mittleren Betazerfallszeiten in der Nähe des Stabilitätstals, sodass sich der Reaktionsfluss nicht von den stabilen Kernen entfernt. Im Gegensatz dazu vergehen im Mittel zwischen zwei Neutroneneinfängen während des r-Prozesses nur einige Millisekunden [Köp89], [Wal97]. Infolgedessen verschiebt sich der r-Prozesspfad um zehn bis zwanzig Masseneinheiten in Richtung sehr neutronenreicher Kerne.

Im s-Prozess ergibt sich für die Häufigkeiten benachbarter stabiler Kerne die durch Destruktion und Produktion infolge Neutroneneinfang bestimmte Differentialgleichung:

$$\frac{dN_s(A, Z)}{dt} = \lambda_n(A-1, Z) \cdot N_s(A-1, Z) - \lambda_n(A, Z) \cdot N_s(A, Z).$$

Die Neutroneneinfangrate (Reaktionsrate) $\lambda_n = \sigma \cdot \Phi_n$ ist das Produkt aus Neutroneneinfangquerschnitt und Neutronenfluss.

Stellt man diese Differentialgleichung für jeden Kern auf, erhält man ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem, welches sich nur unter den vereinfachenden Annahmen analytisch lösen lässt. Neben konstanter Temperatur bei einem stationären Verlauf wird eine exponentielle Neutronenbestrahlung

$$\rho(\tau) = \frac{G \cdot N_{\text{Saat}}}{\tau_0} \cdot e^{-\frac{\tau}{\tau_0}}$$

angenommen. Hier bedeutet $\rho(\tau) \cdot d\tau$ die Anzahl der Kerne, die einer Bestrahlung durch den zeitintegrierten Neutronenfluss τ ausgesetzt sind. Schon in den ersten Untersuchungen zum klassischen s-Prozess zeigte sich, dass es nicht möglich ist, die gemessenen Häufigkeiten mit einer einzigen konstanten Neutronenbestrahlung zu reproduzieren. Es ist eine Überlagerung mehrerer Bestrahlungen verschiedener Stärken nötig, die durch die obige Formel repräsentiert wird [Cla61].

Eine Plausibilitätserklärung ergibt sich außerdem, wenn man annimmt, dass der s-Prozess pulsierend in einer dünnen Schicht im Sterninnern abläuft. Wird nun weiterhin zwischen den Pulsen ein kleiner Bruchteil der bestrahlten Materie mit frischem Material aus der Umgebung ausgetauscht, bedeutet dies, dass sehr viele Kerne lediglich einer einzigen Bestrahlung ausgesetzt sind, wohingegen ein geringer Teil während mehrerer Pulse mit Neutronen bestrahlt wird – eine exponentielle Neutronenbestrahlung.

Die mittlere Bestrahlung τ_0 und der Bruchteil G der Häufigkeit N_{Saat} des angenommenen Saatkerns sind freie Parameter. In der Regel wird hier die ^{56}Fe -Häufigkeit eingesetzt.

Diese Lösung ist für jedes Isotop durch das Produkt aus mittlerem Neutroneneinfangquerschnitt und s-Häufigkeit bestimmt:

$$\langle \sigma(A) \rangle \cdot N_s(A) = \frac{G \cdot N_{\text{Saat}}}{\tau_0} \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\langle \sigma(i) \rangle \cdot \tau_0} \right)^{-1}.$$

Die freien Parameter, Saathäufigkeit und mittlere Neutronenbestrahlung, lassen sich im sogenannten *klassischen s-Prozessmodell* durch Anpassen der berechneten Häufigkeiten an die beobachteten Werte bestimmen. Grundvoraussetzung für eine quantitative Beschreibung ist die genaue Kenntnis der stellaren Neutroneneinfangquerschnitte $\langle \sigma \rangle$ für jedes am s-Prozess beteiligte Isotop.

Es zeigte sich, dass zur Beschreibung der Häufigkeitsverteilung mehrere Komponenten nötig sind:

Die *Hauptkomponente*, die die Häufigkeitsverteilung zwischen den Massenzahlen $A = 90$ und $A = 204$ beschreibt, findet wahrscheinlich in AGB-Sternen bei Temperaturen zwischen $2,8$ und $3,9 \cdot 10^8$ K und Neutronendichten von $2,3$ bis $4,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ statt. Im klassischen Modell wäre $\tau_0 = 0,296 \text{ mb}^{-1}$. Im Mittel werden hier von jedem ^{56}Fe -Saatkern $15,1$ Neutronen eingefangen. Lediglich $0,043 \%$ der vorhandenen ^{56}Fe -Kerne genügen als Ausgangssaart, um die solaren s-Häufigkeiten in diesem Massenbereich zu beschreiben.

Die *schwache Komponente*, die zur Erklärung der erhöhten Häufigkeiten zwischen 60 und 90 Masseneinheiten dient, wird dem Heliumbrennen in massiven Sternen (etwa 25 Sonnenmassen) zugeordnet. Dort herrschen Temperaturen zwischen $1,8$ und $3,0 \cdot 10^8$ K und Neutronendichten von $0,8$ bis $1,9 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Man findet, dass bei der schwachen Komponente $1,6 \%$ des vorhandenen Eisens zur Reproduktion der beobachteten s-Häufigkeiten zwischen Eisen und Zirkonium nötig sind und durchschnittlich $2,8$ Neutronen pro Eisenkern eingefangen werden. Das bedeutet, dass im Vergleich zur Hauptkomponente während der schwachen Komponente deutlich größere Häufigkeiten produziert werden, der Synthesefluss aber nicht soweit vorangetrieben wird [Köp89].

Im eben beschriebenen klassischen Modell werden keinerlei Annahmen über Sternentwicklungsprozesse benutzt. Dies hat einerseits den Vorteil, dass das Modell weniger anfällig für die zum Teil erheblichen Unsicherheiten der komplexen Sternmodelle ist, andererseits besteht natürlich in solchen Fällen immer die Gefahr, dass das Modell weit von der Realität entfernt ist. Im Kapitel 5 wird deshalb etwas detaillierter auf verschiedene stellare Modelle eingegangen.

1.3. Verzweigungen im s-Prozesspfad

Sind die Betazerfallszeiten der instabilen Isotope in der gleichen Größenordnung wie die Neutroneneinfangzeiten, verzweigt sich der Synthesepfad. Ein Teil der Kerne wird über Betazerfälle abgebaut und ein anderer über Neutroneneinfänge. Um dies quantitativ zu erfassen, wird in der s-Prozesssystematik das Verzweigungsverhältnis eingeführt:

$$f_n = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}.$$

Die Betazerfallsrate berechnet sich hier gemäß $\lambda_\beta = \ln 2/t_{1/2}$.

Die Häufigkeit einiger s-Isotope wird sehr empfindlich durch solche Verzweigungen bestimmt, die in der Regel von der Temperatur und dem Neutronenfluss abhängen. Die Neutronenflussabhängigkeit ergibt sich unmittelbar aus der Neutroneneinfangrate, während die Temperaturabhängigkeit durch die Zerfallsraten gegeben ist. Dies kann folgende Ursachen haben:

Aufgrund der hohen Temperaturen im Sterninnern können auch angeregte Kernzustände besetzt werden. Zerfallen diese schneller als der Grundzustand, ergibt sich eine oft erhebliche Verkürzung des Zerfalls.

Die praktisch vollständige Ionisation der Atome ermöglicht auch einen Betazerfall, bei dem das Elektron nicht ins Kontinuum emittiert wird, sondern in eine unbesetzte Schale. Im Extremfall

können dadurch im Sterninnern Elemente zerfallen, die unter terrestrischen Bedingungen stabil sind.

Der Elektroneneinfang, bei dem meist ein Elektron aus der K-Schale, das eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ort des Kernes hat, über $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ eingefangen wird, ist infolge des hohen Ionisationsgrades erschwert. Dieser Umstand kann jedoch durch die hohen Elektronendichten in den Sternen teilweise ausgeglichen werden.

Infolge der Energieabhängigkeit der Einfangquerschnitte zeigen auch die Neutroneneinfangraten eine Temperaturabhängigkeit. Durch genaue Analyse der Verzweungsverhältnisse lassen sich unter Kenntnis der eben erläuterten Abhängigkeiten Rückschlüsse auf die physikalischen Bedingungen während des s-Prozesses ziehen.

Berücksichtigt man die zugehörigen Betazerfälle, verallgemeinern sich die Differentialgleichungen entsprechend:

$$\begin{aligned} \frac{dN_s(A, Z)}{dt} = & \lambda_n(A-1, Z) \cdot N_s(A-1, Z) + \lambda_\beta(A, Z-1) \cdot N_s(A, Z-1) \\ & - (\lambda_n(A, Z) + \lambda_\beta(A, Z)) \cdot N_s(A, Z). \end{aligned}$$

Für Isotope, für die das Fließgleichgewicht erreicht wird, ist in der sogenannten lokalen Näherung das Produkt aus s-Häufigkeit und Neutroneneinfangquerschnitt bis auf eine kleine Korrektur konstant. Verzweigt allerdings der s-Prozess vorher, werden einige Isotope nicht vom gesamten Massenfluss passiert, sondern lediglich von einem *Teilfluss*. Für Kerne, die vom *Gesamtfluss* passiert werden, stellt sich das Fließgleichgewicht auf einem höheren Wert ein als für die von der Verzweigung betroffenen. An den Verzweigungspunkten gilt dann für das oben definierte Verzweungsverhältnis:

$$f_n = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta} \approx \frac{(\sigma N)^{\text{Teilfluss}}}{(\sigma N)^{\text{Gesamtfluss}}}$$

Besonders interessant sind Verzweigungen, bei denen sogenannte *reine s-Kerne* von den verschiedenen Massenflüssen betroffen sind. Als reine s-Kerne werden Isotope bezeichnet, die durch stabile Isobare gegenüber Beiträgen aus dem r-Prozess abgeschirmt sind. In diesen Fällen können die relativen Massenflüsse durch die Produkte aus *solarer* Häufigkeit und stellarem Einfangquerschnitt dieser s-Kerne festgelegt werden.

Bei hinreichend hohen Zerfallsraten im Vergleich zur Neutroneneinfangrate ist es möglich, dass lediglich β -Zerfall und Elektroneneinfang die Verzweigung dominieren. Das Verzweungsverhältnis ist dann vom Neutronenfluss entkoppelt und hängt ausschließlich vom Einfluss der Temperatur und ggf. der Elektronendichte auf die Zerfallsraten ab.

Die Halbwertszeit von ^{128}I beträgt 25 min, die mittlere Zeit bis zu einem Neutroneneinfang dagegen 130 Tage. Außerdem wird ^{128}I unter terrestrischen Bedingungen mit einer Wahrscheinlichkeit von 6,1 % via Elektroneneinfang zu ^{128}Te und lediglich zu 93,9 % via β^- -Zerfall zu ^{128}Xe depopuliert.

Die Verzweigung am ^{128}I (Abbildung 1-2) stellt damit den einzigen Fall dar, in dem

- ausschließlich Betazerfall und Elektroneneinfang konkurrieren,
- die Temperaturabhängigkeit des Verzweungsverhältnisses deutlich größer ist als die Abhängigkeit von der Elektronendichte [Tak87] und
- das Verzweungsverhältnis durch zwei reine s-Isotope (^{128}Xe und ^{130}Xe) sehr genau festgelegt ist.

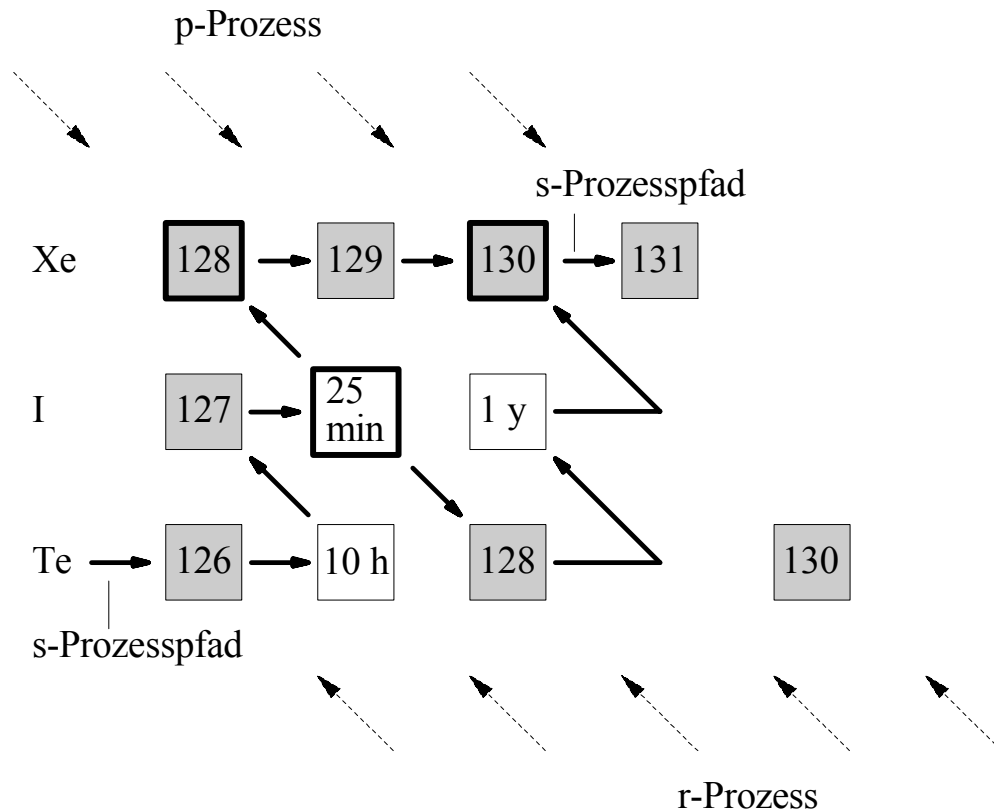


Abbildung 1-2: Vereinfachte Darstellung der Verzweigung am ^{128}I . Im Abschnitt 5.1 wird die Nukleosynthese in diesem Massenbereich ausführlich diskutiert.

Diese Kombination bietet die einmalige Möglichkeit einer vom stellaren Neutronenfluss unabhängigen Bestimmung der s-Prozessstemperatur. Für eine detaillierte quantitative Analyse der Verzweigung sind, neben einer sehr genauen Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte für die geraden Xenonisotope, verbesserte Messungen der stellaren Reaktionsraten der stabilen neutronenreichen Tellurisotope sowie von ^{129}I nötig, da sich der s-Prozesspfad auch am ^{127}Te schwach verzweigt.

Sind die Temperaturabhängigkeiten der Zerfallsraten nur sehr schwach und zeigen die Energieabhängigkeiten der Neutroneneinfangquerschnitte gleiches Verhalten, kann die Variation des Verzweungsverhältnisses mit der Temperatur vernachlässigt werden. Die Aufspaltung des Massenflusses ist dann nur noch vom Neutronenfluss abhängig. Ein Beispiel für solch eine Situation ist die Verzweigung am ^{148}Pm (Abbildung 1-3). Der aus dieser Verzweigung

resultierende stellare Neutronenfluss wird für die Berücksichtigung der ^{127}Te -Verzweigung in Abbildung 1-2 benötigt.

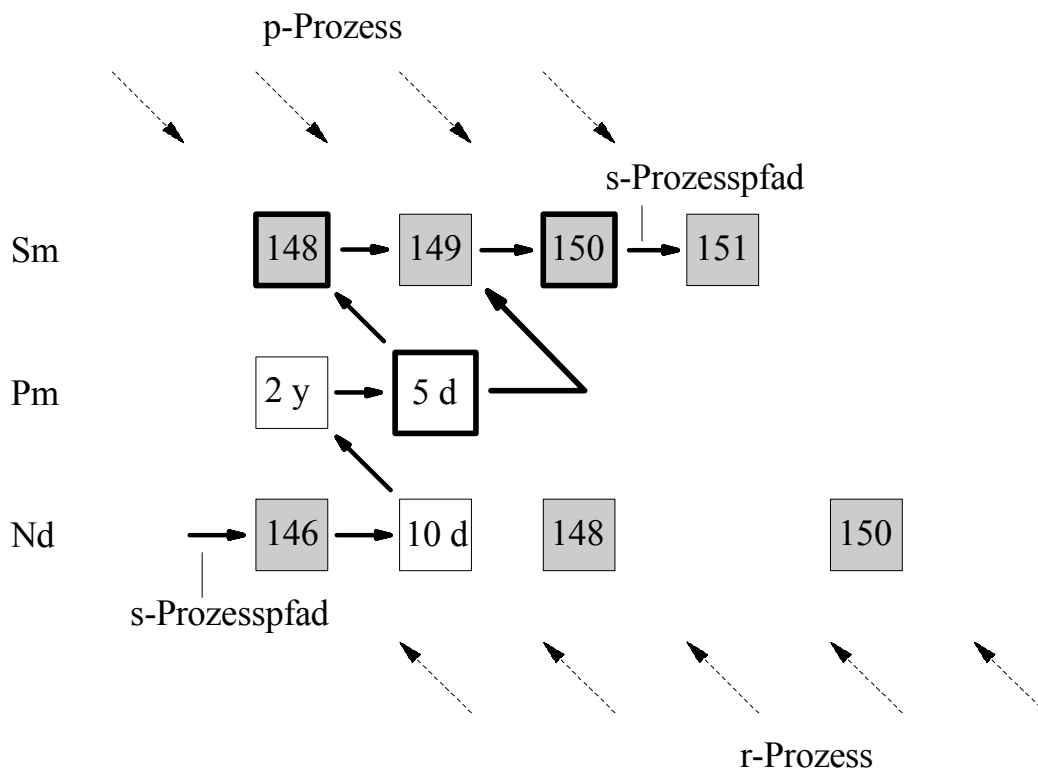


Abbildung 1-3: Vereinfachte Darstellung der Verzweigung am ^{148}Pm . Eine ausführlichere Diskussion findet sich in Abschnitt 5.3.

Die für die quantitative Verzweigungsanalyse wichtigen stellaren (n, γ) -Querschnitte der reinen s-Kerne $^{148}, ^{150}\text{Sm}$ wurden mit dem Karlsruher 4π -Detektor mit ausreichender Genauigkeit gemessen [Wis93]. Die experimentelle Herausforderung besteht bei dieser Verzweigung in der Messung des Neutroneneinfangquerschnittes des instabilen Verzweigungsisotops ^{148}Pm selbst.

Für eine quantitative Analyse von s-Prozessverzweigungen ist es notwendig, die stellaren Neutroneneinfangquerschnitte der, von der Verzweigung betroffenen, *reinen s-Kerne* mit einer Genauigkeit von mindestens 1-2 % und die der *verzweigenden Isotope* mit maximal 5-10 % Unsicherheit zu bestimmen. Bisher existieren für die Xenonisotope lediglich theoretische Abschätzungen mit mehr als 20 % Ungenauigkeit.

1.4. Messung stellarer Neutroneneinfangraten

Für die Messung stellarer Neutronenquerschnitte sind Neutronen im Energiebereich von einem bis zu einigen hundert Kiloelektronenvolt nötig. Es stehen zwei prinzipiell verschiedene Methoden zur Verfügung.

Als erstes ist die direkte Methode zu nennen. Hier wird der Neutroneneinfang anhand der prompt emittierten γ -Strahlung nachgewiesen. In der Regel wird die Probe einem gepulsten, kollimierten

Neutronenstrahl mit breiter Energieverteilung ausgesetzt. Die Energie der Neutronen lässt sich dann anhand der Flugzeit zwischen der Neutronenproduktionsstätte und der Probe bestimmen. Auf diese Weise erhält man einen differentiellen Wirkungsquerschnitt, der anschließend unter Kenntnis der Sterntemperatur mit der entsprechenden Maxwell-Boltzmann-Energieverteilung gefaltet werden kann.

Als Neutronenquellen kommen Elektronen-Linearbeschleuniger [Koe96], [Bee97] und Spallationsquellen [Koe94], [Rub98], bei denen Neutronen von thermischen Energien bis hin zu einigen hundert MeV produziert werden, wie auch Austauschreaktionen [Böt89], bei denen dünne Schichten mit geladenen Teilchen bestrahlt werden und die Neutronen via (x,n) entstehen, in Frage. Reaktorexperimente spielen in diesem Zusammenhang eine untergeordnete Rolle.

Eine zweite Möglichkeit stellt die sogenannte Aktivierungsmethode dar. Diese kann angewandt werden, wenn der Produktkern radioaktiv ist. Hier wird die Probe für eine gewisse Zeit einer vergleichsweise hohen Neutronenbestrahlung ausgesetzt. Anschließend kann die Einfangrate und damit der Einfangquerschnitt aus der erzeugten Aktivität in der Probe bestimmt werden. Diese Methode hat den Vorteil einer in Extremfällen bis zu 6 Größenordnungen höheren Empfindlichkeit. Der Nachteil der Methode besteht darin, dass sich der Einfangquerschnitt nicht mehr als Funktion der Neutronenenergie bestimmen lässt, sondern lediglich die Faltung aus differentielltem Querschnitt und Aktivierungsspektrum gemessen wird. Damit ist im Allgemeinen die Extrapolation auf die Verhältnisse in den Sternen erschwert. Durch die Wahl eines Aktivierungsspektrums möglichst ähnlich zur thermischen Energieverteilung, wie sie bei der Nukleosynthese vorgefunden wird, kann dieses Problem allerdings unter Vermeidung zu großer Ungenauigkeiten gelöst werden. Die Neutronen werden hier meist über Austauschreaktionen produziert, die knapp oberhalb der Neutronenschwelle betrieben werden, da dann die Maximalenergie der Neutronen unter 1 MeV beschränkt werden kann, was das gesamte Neutronenspektrum den stellaren Bedingungen näher bringt.

Eine genauere Beschreibung der experimentellen Verhältnisse, wie sie zur Durchführung dieser Arbeit verwendet wurden, findet sich in den folgenden Kapiteln.

2. Die differentiellen (n,γ)-Querschnitte von $^{128, 129, 130}\text{Xe}$

2.1. Messprinzip – Flugzeitmethode

Nach dem Einfang eines Neutrons befindet sich der Kern in einem hochangeregten Zustand. Die Abregung erfolgt in unmittelbarem Anschluss an den Einfang in Form einer γ -Kaskade. Hier ist die Energie der einzelnen Photonen nicht festgelegt, wohl aber die Summe der γ -Energien. Sie entspricht genau der Anregungsenergie des Kerns, die wiederum mit der insgesamt frei werdenden Energie übereinstimmt. Neutronen werden an der Probe nicht nur eingefangen, sondern, häufig mit weitaus größerer Wahrscheinlichkeit, auch gestreut. Diese Streuneutronen können im umgebenden Material eingefangen werden und erzeugen dort, abgesehen von der insgesamt freigesetzten Energie, die gleiche Signatur wie die eigentlich zu untersuchende (n,γ)-Reaktion. Dieser durch Streuneutronen hervorgerufene Untergrund stellt für alle Neutroneneinfangexperimente, bei denen die prompte γ -Strahlung nachgewiesen wird, eine große Herausforderung dar, da er, genau wie die zu beobachtende Reaktion, mit der Probenmasse und dem Neutronenfluss skaliert.

Es gibt mehrere Ansätze, diesen Untergrund zu behandeln. Einer wäre die Verwendung von extrem massearmen Detektoren, die aus Materialien aufgebaut sind, die sehr geringe Neutroneneinfangquerschnitte aufweisen (z.B. C_6D_6 Detektoren). Der Nachteil solcher Anordnungen ist allerdings, dass auch die Wahrscheinlichkeit eines γ -Nachweises sehr gering ist. Ein flexiblerer Ansatz ist die Ausnutzung der Information über die insgesamt freigesetzte Energie. Hierfür ist es natürlich notwendig, einen Detektor mit nahezu 100 % Ansprechwahrscheinlichkeit zu benutzen. Diese Detektoren müssen aus Materialien mit hoher Ladungszahl aufgebaut werden, die wiederum eine deutlich schlechtere Neutronensensitivität (Verhältnis von γ - zur Neutronenansprechwahrscheinlichkeit) aufweisen als zum Beispiel C_6D_6 . Dies bedeutet zwar, dass der Streuuntergrund erhöht ist, aber, bei hinreichender Auflösung, an seiner Signatur erkannt werden kann. Insgesamt lassen sich auf diese Weise Messungen mit deutlich kleineren systematischen Unsicherheiten durchführen.

Gewöhnlich werden für solche Messungen gepulste Neutronenstrahlen mit einer breiten Energieverteilung, sogenannte weiße Spektren, erzeugt und mithilfe der Flugzeitinformation auf die Energie der Neutronen beim Einfang zurückgeschlossen. Damit erhält man differentielle Neutroneneinfangquerschnitte. Maxwell-Boltzmann-gemittelte Spektren für verschiedene Temperaturen lassen sich anschließend durch Faltung der entsprechenden Energieverteilung mit dem differentiellen Querschnitt bestimmen.

2.2. Probenherstellung

Zur Herstellung der Proben wurde bei der Firma ISOFLEX isotopenangereichertes $^{128, 129, 130}\text{Xe}$ gekauft. Da es sich bei Xenon um ein Edelgas handelt, ist es kaum möglich, Festkörperproben von etwa einem Gramm Masse herzustellen. Die vielversprechendste Möglichkeit ist in diesem Fall die Verwendung von Hochdruckproben. Im Falle von Xenon können schon bei relativ geringen Drücken von 70 bar Dichten erreicht werden, wie sie sonst nur mit Festkörperproben erzielt werden können.

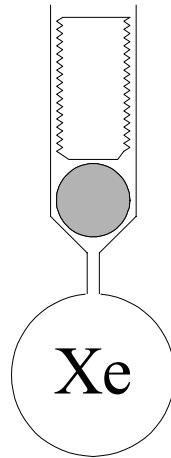


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der Hochdruckgasprobe.

Abbildung 2-1 zeigt einen schematischen Schnitt durch die Proben. Das Gas wurde in Titankugeln von 10 mm Innendurchmesser und 0,2 mm Wandstärke abgefüllt. Die Abfüllung erfolgte durch Abkühlen der vorher evakuierten Titankugeln mit flüssigem Stickstoff. Xenon hat unter Normaldruck eine Siedetemperatur von 165,1 K und eine Schmelztemperatur von 161,4 K. Daher kann das bei Normaldruck angelieferte Xenon im Innern der Kugeln ausgefroren werden. Nach druckdichtem Verschließen der Titankugeln und Erwärmen auf Raumtemperatur liegt Xenon als sogenannte überkritische Flüssigkeit vor, da die Raumtemperatur über der kritischen Temperatur von 289,7 K liegt. Oberhalb der kritischen Temperatur lassen sich Gase durch reine Druckerhöhung nicht verflüssigen. Das heißt, es erfolgt keine Trennung zwischen flüssiger und gasförmiger Phase innerhalb der Probe. Alles eingeschlossene Material ist homogen verteilt. Vor dem endgültigen Abfüllen des wertvollen Xenons wurden alle Kugeln auf mechanische Stabilität und Dichtigkeit bei 140 bar überprüft. Dafür wurde natürliches Argon nach dem gleichen Verfahren in die Kugeln gefüllt.

Die Bestimmung der Xenonmassen in den Titankugeln erfolgte durch Wägung der evakuierten und der gefüllten Kugeln. Zum Überprüfen der Dichtigkeit wurden die gefüllten Kugeln vor, während und nach dem eigentlichen Experiment mehrfach nachgewogen. Abgesehen von Probe 1 waren die Massenverluste durch Undichtigkeiten über einen Zeitraum von 9 Monaten kleiner als ein Promille. Probe 1 verlor in diesem Zeitraum 2,4 mg, was 0,7 % entspricht.

In Tabelle 1 sind die Probenmassen sowie die theoretischen Drücke, berechnet nach der Van-der-Waalssche Zustandsgleichung¹, angegeben. Die absoluten Fehler der Wägung sind kleiner als 10⁻⁴ g und somit vernachlässigbar.

Tabelle 1: Zusammenstellung der probenspezifischen Daten. Für die Xenonproben sind in der letzten Spalte die Drücke unter der Annahme eines Van-der-Waals-Gases angegeben. Die Goldprobe diente als Referenzprobe für Neutroneneinfangereignisse, während die Kohlenstoffprobe als Referenz für Untergrundereignisse infolge an der Probe gestreuter Neutronen verwendet wurde.

Probe	Isotop	Gesamtmasse (g)	Probenmasse (g)	Druck (bar = 10 ⁵ Pa)
1	¹²⁸ Xe	3,382	0,367	59
2	¹²⁸ Xe	3,501	0,478	59
3	¹²⁹ Xe	3,528	0,499	59
4	¹²⁹ Xe	3,548	0,528	59
5	¹³⁰ Xe	3,703	0,674	74
6	¹³⁰ Xe	3,487	0,471	59
7	¹³⁰ Xe	3,652	0,638	67
8	¹⁹⁷ Au		0,441	
9	C	0,452	0,158	

Die natürlichen Häufigkeiten von ^{128, 129, 130}Xe sind 1,91 %, 26,4 % und 4,1 %. Damit sind die bei der Isotopentrennung unvermeidbaren Verunreinigungen durch benachbarte Isotope in diesem Fall hauptsächlich auf ¹²⁹Xe im Falle der geraden Isotope und auf ^{128, 130}Xe im Fall von ¹²⁹Xe beschränkt. Für die später notwendigen Korrekturen können also Querschnitte herangezogen werden, die unter identischen Bedingungen gemessen wurden, was den systematischen Fehler erheblich verringert. Tabelle 2 enthält die Spezifikationen der Probenmaterialien. Sofern von der Lieferfirma Fehler angegeben wurden, sind sie in der Tabelle enthalten.

Tabelle 2: Isotopenzusammensetzung der Xenonproben in Prozent entsprechend den Angaben der Lieferfirma ISOFLEX.

Isotop	124	126	128	129	130	131	132	134	136
128	< 0,01	0,04 ± 0,02	99,6 ± 0,1	0,39 ± 0,04	< 0,01	< 0,01	< 0,01	< 0,01	< 0,01
129	--	--	0,04	99,95	0,01	--	--	--	--
130	< 0,01	< 0,01	< 0,01	0,3 ± 0,1	99,7 ± 0,1	0,02	< 0,01	< 0,01	< 0,01

2.3. Experiment

Der 3,75 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des IK ist in der Lage, Protonenpulse einer Intensität von 5·10⁷ Protonen pro Puls, einer Wiederholrate von 250 kHz sowie einer Länge von 10 ns zu beschleunigen. In Verbindung mit einem Bunching-System stehen Pulslängen von 1 ns zur Verfügung. Die Neutronen werden durch Beschuss einer metallischen Lithiumschicht via ⁷Li(p,n)⁷Be erzeugt und weisen abhängig von der Protonenenergie eine Energieverteilung von etwa 1 bis 200 keV auf.

¹ Van-der-Waals-Gleichung: $p = \frac{RT}{V_{mol} - b} - \frac{a}{V_{mol}^2}$, wobei die Variablen p den Druck, T die absolute Temperatur, V_{mol}

das molare Volumen bedeuten. Die Konstanten R , a , b bezeichnen die allgemeine Gaskonstante sowie die Van-der-Waals-Konstanten. Für Tabelle 1 wurden folgende Werte benutzt: $a = 4,306 \cdot 10^5 \text{ Pa l}^2 \text{ mol}^{-2}$, $b = 5,105 \cdot 10^{-2} \text{ l mol}^{-1}$, $R = 8314 \text{ mJ mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Die Probe ist in einer Entfernung von 80 cm positioniert. Neutroneneinfangereignisse werden direkt mit dem Karlsruher 4π -BaF₂-Detektor nachgewiesen. Die Geometrie des Detektors ist so gewählt, dass aus 42 Einzelkristallen gleichen Raumwinkels eine geschlossene fußballähnliche Kugel mit 10 cm Innenradius aufgebaut werden kann. Die Kristalle haben eine Länge von 15 cm, was in Verbindung mit der Abdeckung des gesamten Raumwinkels in einer totalen Ansprechwahrscheinlichkeit von über 98 % für Photonen mit einigen MeV resultiert [Wis90a].

Für Neutronenexperimente kommen nicht alle 42 Kristalle zum Einsatz. Strahleintrittsseitig befindet sich stattdessen ein Bleiabsorber, um den γ -Untergrund von Lithium und Kupfer abzuschirmen. Der Bleiabsorber wie auch der gegenüberliegende Kristall sind mit einer 50 mm Bohrung versehen, um direkte Wechselwirkung mit dem Neutronenstrahl zu vermeiden.

Die totale Ansprechwahrscheinlichkeit für Gammas im Energiebereich von einigen MeV sinkt daher auf etwa 90 % (vergleiche Abschnitt 2.4.1).

Die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für Photonen ist, neben der guten Energieauflösung, einer der entscheidenden Vorteile des BaF₂-Detektors, da nur so die insgesamt freigesetzte Energie genau festgelegt werden kann. Diese Information ist dringend nötig, um verschiedene Untergrundkomponenten zu unterscheiden und zu behandeln. Das Detektorsystem hat eine hinreichend gute Zeitauflösung, um die Flugzeit der Neutronen zu bestimmen. Die Einfangquerschnitte werden somit differentiell gemessen.

Insgesamt wurden 2 Experimente mit verschiedenen Neutronenenergien im sogenannten Kalorimeterbetrieb durchgeführt, bei dem für jedes Ereignis lediglich die Gesamtenergie und die Information, welche Kristalle angesprochen haben, abgespeichert wird. Der Grund hierfür ist die Möglichkeit zur Diskriminierung von Untergrund durch gestreute Neutronen mithilfe der Flugzeit. Dies ist möglich, da ein gestreutes Neutron von der Probe bis zum Einfang im Barium mindestens die zusätzliche Strecke von 10 cm zurücklegen muss, während diese Strecke im Falle eines Einfangs an der Probe von den prompten Photonen mit Lichtgeschwindigkeit, und somit signifikant schneller, überwunden wird. Die Einfangquerschnitte für die schnellsten Neutronen können auf diese Weise also praktisch streuuntergrundfrei gemessen werden. Genaueres hierzu ist in Abschnitt 2.4.2 beschrieben. Zur Verringerung der Streuung von Neutronen ist der gesamte Flugweg von der Neutronenproduktion bis zur Probe und von dieser bis außerhalb des Detektors evakuiert.

Abschließend wurde noch ein Experiment im ADC-Modus betrieben. Hier wird nicht nur die Gesamtenergie, sondern auch die Energie jedes Einzeldetektors abgespeichert. Mithilfe dieser detaillierten Informationen lassen sich Rückschlüsse auf die Energieverteilung der γ -Kaskaden bei der Abregung zum Grundzustand ziehen, die zur Bestimmung der Gesamtansprechwahrscheinlichkeit des 4π -Detektors verwendet werden (s. Abschnitt 2.4.1).

In Tabelle 3 sind die wichtigsten Parameter für die 3 Messungen zusammengefasst.

Tabelle 3: Parameter der einzelnen Messungen.

Run	Flugweg (mm)	TOF Auflösung (ns/Kanal)	Anzahl der Zyklen	Maximale Neutronenenergie (keV)	Messzeit (d)	Modus	Mittlerer Strom (μA)	Energieschwelle (MeV)
I	788	0,761	289	100	21	Kalorimeter	1,7	1,7
II	788	0,761	338	200	23	Kalorimeter	1,8	1,6
III	788	0,709	322	100	18	ADC	1,7	1,7

2.4. Auswertung der experimentellen Daten

2.4.1. GEANT-Simulationen des BaF₂-Detektors

Allgemeines

Wie schon in Abschnitt 2.3 beschrieben, ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Karlsruher BaF₂-Detektors nicht 100 %. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Photon seine gesamte Energie in den Kristallen deponiert, ist kleiner 90 %. Legt man eine mittlere Kaskadenmultiplizität von vier zugrunde, bedeutet dies einerseits, dass die Wahrscheinlichkeit, die gesamte Energie der Kaskade im Detektor nachweisen zu können, unter 60 % liegt, andererseits liegt die Wahrscheinlichkeit, überhaupt keine Wechselwirkung im Detektor nachzuweisen, ebenso unter 1 %. Dies bedeutet, die totale Ansprechwahrscheinlichkeit ist praktisch 100 %, während die so genannte „Linieneffizienz“ oder „*peak efficiency*“, also die Effizienz für einen Nachweis der Gesamtenergie, deutlich geringer ist (Tabelle 4). Infolge des hohen intrinsischen Untergrundes in den Bariumfluoridkristallen ist es sinnvoll, nur Ereignisse oberhalb 1,6 MeV zu berücksichtigen. Nach dem oben Gesagten werden dabei allerdings auch Ereignisse verworfen, die von Neutroneneinfängen an der Probe herrühren.

Unter anderem um diesen verlorenen Anteil möglichst genau zu beschreiben, wurden umfangreiche Simulationen des Detektors mit dem am CERN entwickelten Programmpaket GEANT [Apo99] durchgeführt. Hierbei wurde die Geometrie des Detektors detailgetreu modelliert. Zwischen den Kristallen wurden 2 mm große Schlitze gelassen, die mit einer Mischung aus 1 mm Teflon, 0,8 mm Luft und 0,2 mm Aluminium gefüllt sind. In der Realität wird jeder Kristall zur Verringerung von Reflexionsverlusten zunächst mit 0,5 mm Teflon umgeben und anschließend mit 0,1 mm Aluminiumfolie umwickelt. Um die Wechselwirkung des direkten Neutronenstrahls mit den Kristallen zu verhindern, ist der letzte Kristall mit einer 50-mm-Bohrung versehen. Strahleintrittsseitig befindet sich statt eines BaF₂-Kristalls ein massiver Bleikollimator. Dieser schränkt in Kombination mit einem Neutronenkollimator aus Boraraldit und Paraffin einerseits den in der Lithiumschicht produzierten Neutronenkegel auf etwa 12 mm Durchmesser am Ort der Probe ein und unterdrückt andererseits die beim Auftreffen der Protonen auf die Lithiumschicht sowie das Kupferblech emittierte Gammastrahlung. Schließlich sind im oberen und unteren Kristall Schlitze von 1x5 cm² für den Probenwechsler berücksichtigt (Abbildung 2-2).

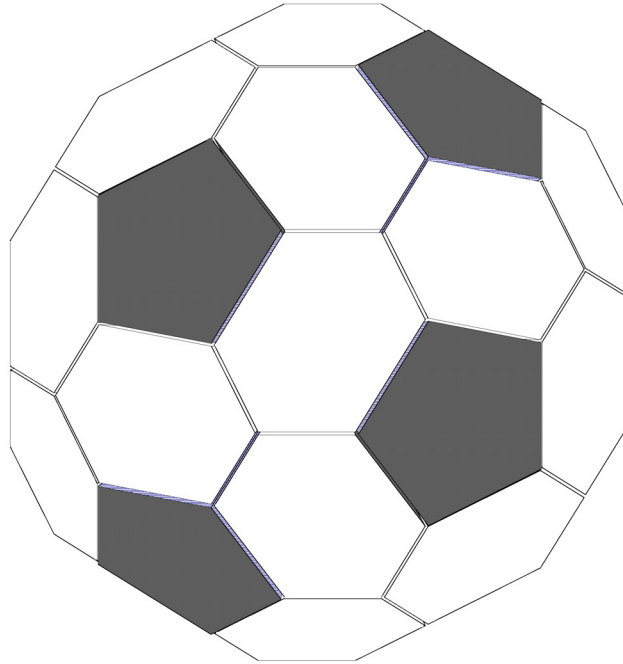


Abbildung 2-2: Detektor in der Simulation

Mit GEANT ist es möglich, auch sehr komplizierte Geometrien zu definieren und beliebige Elementarteilchen oder Ionen mit vektoriellem Impuls zu versehen, und die Wechselwirkungen in der definierten Umgebung zu simulieren. Die meisten kernphysikalischen Prozesse bei diesen Reaktionen werden automatisch berücksichtigt. Sobald die Energie eines Teilchens kleiner als 10 keV ist, wird es als vernichtet angenommen und seine Energie im aktuellen umgebenden Medium deponiert. Hier endet die Simulation, die mit GEANT möglich ist. Die Erzeugungsprozesse des Szintillationslichtes sowie dessen Reflexion an den Grenzflächen und die Sammlung an der Kathode eines Fotoelektronenvervielfachers wurden anschließend durch Einführung einer zusätzlichen Detektorauflösung, die sich an den experimentellen Daten orientierte, berücksichtigt.

In einem ersten Schritt wurde die Antwort der BaF₂-Kugel auf monoenergetische Photonen simuliert und mit dem Experiment verglichen (Abbildung 2-3). Bis auf kleine Abweichungen bei niedrigen Energien, die sich auf Unterschiede der elektronischen Schwellen zurückführen lassen, stimmen experimentelle und simulierte Spektren sehr gut überein. In Tabelle 4 sind in Abhängigkeit von der Gammaenergie die totale Ansprechwahrscheinlichkeit, die Linieneffizienz sowie die mittlere Multiplizität, wie sie mit den Simulationen gewonnen wurden, aufgelistet. Die Multiplizität entspricht dabei der Anzahl der angesprochenen Kristalle.

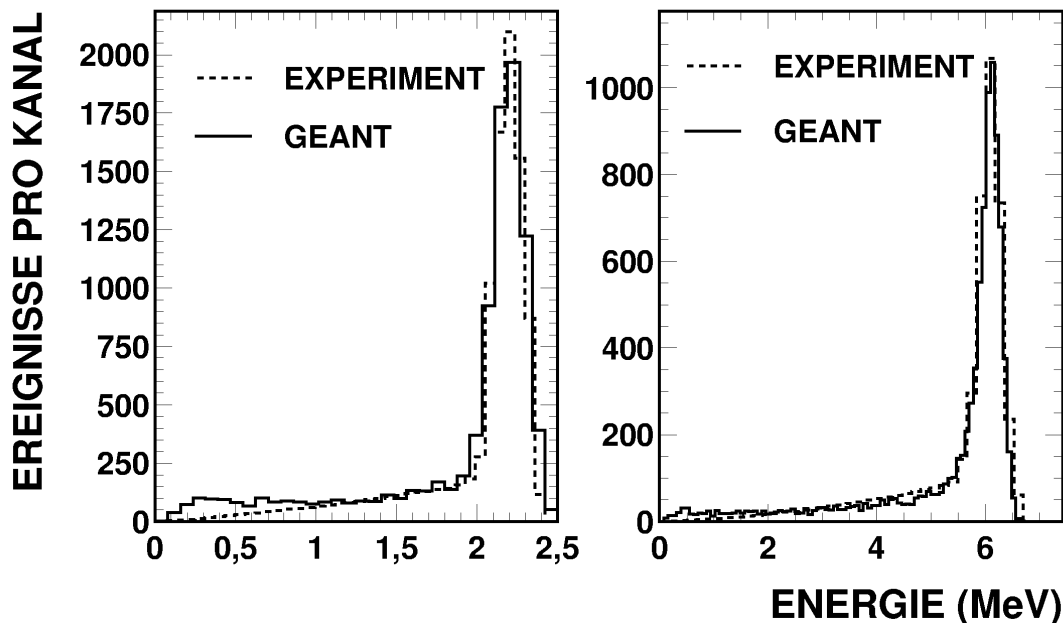


Abbildung 2-3: Vergleich der simulierten (durchgezogene Linie) und gemessenen (gestrichelte Linie) Antwort des 4π -Kalorimeters auf monoenergetische Gammas von 2,209 (links) und 6,146 MeV (rechts). Die experimentellen Daten wurden gewonnen, indem der BaF_2 -Detektor unter 0° durch einen Germaniumdetektor ersetzt und ^{26}Mg , ^{30}Si sowie ^{34}S -Proben mit Protonen beschossen wurden. Nach einem Protoneneinfang dieser Isotope regt sich der Kern lediglich über ein Zwischenniveau zum Grundzustand ab, es werden daher Kaskaden emittiert, die aus 2 Gammas bestehen. Wird nun vom Germaniumdetektor ein Signal gefordert, das einer der beiden Linien entspricht, und gleichzeitig das Signal der restlichen Kugel aufgezeichnet, erhält man die gewünschten Informationen [Web93].

Tabelle 4: Simulierte Ansprechwahrscheinlichkeiten sowie die mittlere Zahl der angesprochenen Kristalle für monoenergetische Photonen, in Abhängigkeit von der Energie.

γ -Energie (MeV)	Totale Ansprechwahrscheinlichkeit (%)	Linieneffizienz (%)	Mittlere Multiplizität
0,5	94	90	1,2
1,0	92	83	1,3
2,0	89	73	1,4
3,0	87	70	1,5
4,0	87	68	1,6
5,0	86	64	1,7
6,0	86	63	1,8
8,0	87	62	1,9
10,0	87	62	2,0

Die untere Schwelle der kinetischen Energie von 50 keV ist für Simulationen mit Neutronen im stellaren Energiebereich denkbar ungeeignet. Daher wurde speziell für die Neutronenwechselwirkung das zusätzliche Programmpaket MICAP benutzt. Dieses ist in der Lage, Neutronen bis zu thermischen Energien (25 meV) zu simulieren [Zei94]. Es stellte sich heraus, dass für viele schwere Isotope die Gammakaskaden nach einem Neutroneneinfang fehlerhaft oder überhaupt nicht vorhanden sind. Deshalb wurden bei den Simulationen zusätzlich theoretische Kaskaden implementiert [Uhl93a,b], [Krt99].

In Abbildung 2-4 ist das Gammaspektrum simuliert, das durch die Wechselwirkung von Neutronen stellarer Energien mit den BaF_2 -Kristallen entsteht.

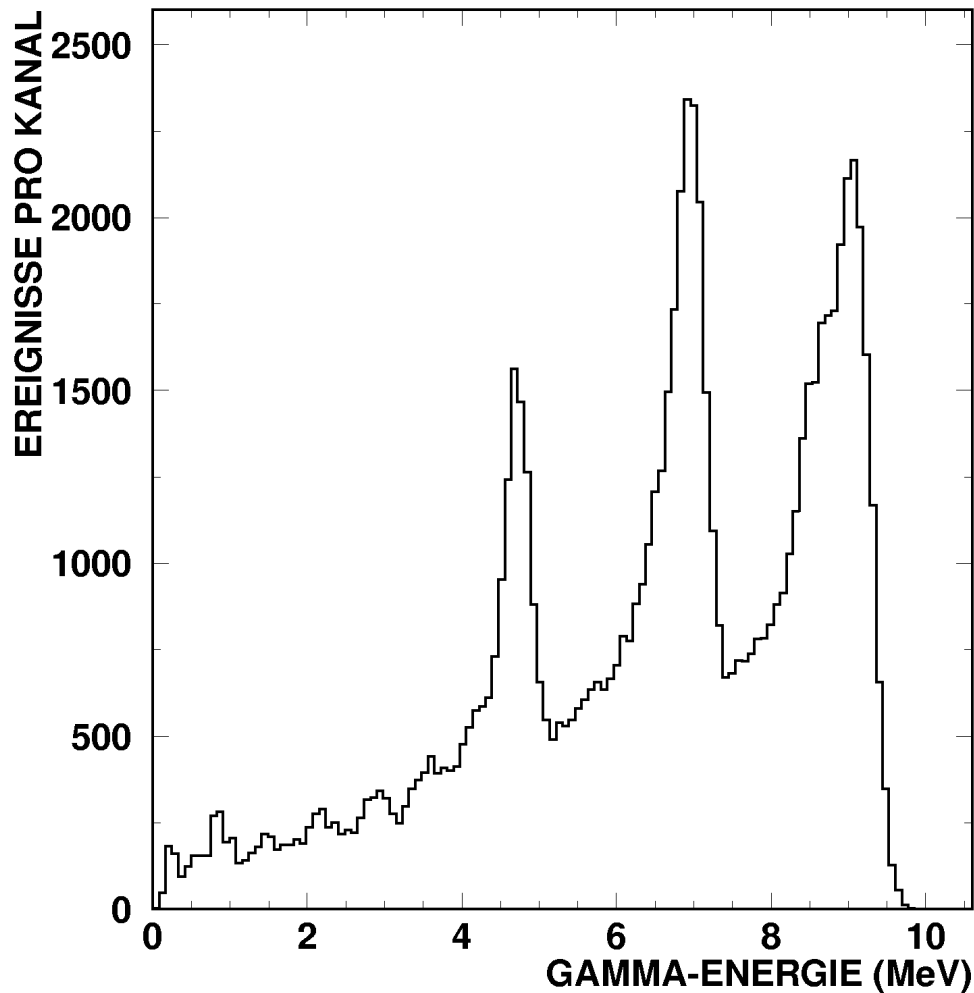


Abbildung 2-4: Gamma-Spektrum des BaF₂-Detektors nach Emission von 1.000.000 Neutronen im Energiebereich von 10 bis 31 keV aus dem Zentrum des Detektors. Klar zu erkennen sind die 3 Linien, die den Neutroneneinfängen an den verschiedenen Bariumisotopen ^{138}Ba (4,72 MeV), $^{134}, ^{136}\text{Ba}$ (7,0; 6,9 MeV) sowie $^{135}, ^{137}\text{Ba}$ (9,1; 8,6 MeV) zuzuordnen sind. Beim Neutroneneinfang am ^{19}F werden 6,6 MeV in Form von Gammastrahlung emittiert. Der Einfangquerschnitt von ^{19}F für stellare Neutronen ist jedoch etwa einen Faktor 10 kleiner als der von $^{134}, ^{136}\text{Ba}$. Daher sind die Ereignisse infolge von Einfängen an Fluor im Spektrum nicht zu sehen.

Tabelle 5 enthält die Ergebnisse einer Serie von Simulationen, bei denen Neutronen aus dem angegebenen Energieintervall in der Mitte der Kugel gestartet wurden und die Reaktion des Detektors simuliert wurde. Angegeben ist die Wahrscheinlichkeit, dass im Detektor ein Ereignis stattfindet, bei dem mehr als 50 keV Energie deponiert werden. Oberhalb von 100 keV Neutronenenergie öffnen sich inelastische Streukanäle. Dies hat zur Folge, dass sehr viele Ereignisse stattfinden, bei denen nur geringe Energien im Detektor deponiert werden. Während der realen Experimente wird immer eine Schwelle von mindestens 1,3 MeV in der Summenenergie gesetzt, somit würden diese Ereignisse verworfen werden. Aus diesem Grund ist in der Tabelle für diese Energien auch die Ansprechwahrscheinlichkeit für Ereignisse ausschließlich oberhalb 1 MeV angegeben.

Tabelle 5: Simulierte Ansprechwahrscheinlichkeiten für Neutronen aus dem Zentrum des BaF₂-Detektors.

Energiebereich der Neutronen (eV)	Totale Ansprechwahrscheinlichkeit (%)
$10^2 \dots 3,16 \cdot 10^2$	33
$3,16 \cdot 10^2 \dots 10^3$	23
$10^3 \dots 3,16 \cdot 10^3$	16
$3,16 \cdot 10^3 \dots 10^4$	13
$10^4 \dots 3,16 \cdot 10^4$	8,4
$3,16 \cdot 10^4 \dots 10^5$	6,3
$10^5 \dots 3,16 \cdot 10^5$	48 (4,9 für $E_{\text{tot}} > 1 \text{ MeV}$)
$3,16 \cdot 10^5 \dots 10^6$	25 (4,8 für $E_{\text{tot}} > 1 \text{ MeV}$)
$10^6 \dots 3,16 \cdot 10^6$	13
$3,16 \cdot 10^6 \dots 10^7$	15

Simulation von $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$

Für (n, γ)-Messungen im Energiebereich von 1 keV bis 1 MeV ist der Neutroneneinfangquerschnitt von Gold einer der wichtigsten Standards. Fast alle Messungen, die am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführt werden, sowie sehr viele Experimente an anderen Beschleunigern, sind Relativmessungen zum Gold.

Aus diesem Grund ist das genaue Verständnis der Abläufe nach einem Einfang an Gold von entscheidender Bedeutung für Präzisionsmessungen. Seit längerer Zeit konnte die Frage nach der Verbreiterung der Linie im Gammaspektrum von Gold gegenüber anderen Isotopen nicht befriedigend geklärt werden. Erst im Rahmen der hier durchgeführten Simulationen mit theoretischen Kaskaden ([Beč99], [Krt99]) fand sich des Rätsels Lösung.

Abbildung 2-5 zeigt den Vergleich von Simulation und Experiment für das am besten geeignete Modell. Hierfür wurden 200.000 Einfangereignisse im Zentrum des Detektors simuliert. In der detaillierten Geometrie wurden auch die Abmessungen der Goldprobe berücksichtigt. Für den Vergleich wurde lediglich die Gesamtzahl der Ereignisse als Normierungskonstante verwendet. Es zeigte sich, dass insbesondere die Energiespektren nach Schnitten in der Multiplizität äußerst empfindlich auf die verschiedenen Modellparameter sind, mit denen die theoretischen Kaskaden erzeugt wurden. In den theoretischen Kaskaden ist die Konversion von niederenergetischen Gammas zu Elektronen berücksichtigt. Dieser Effekt ist bekanntermaßen bei Gold signifikant.

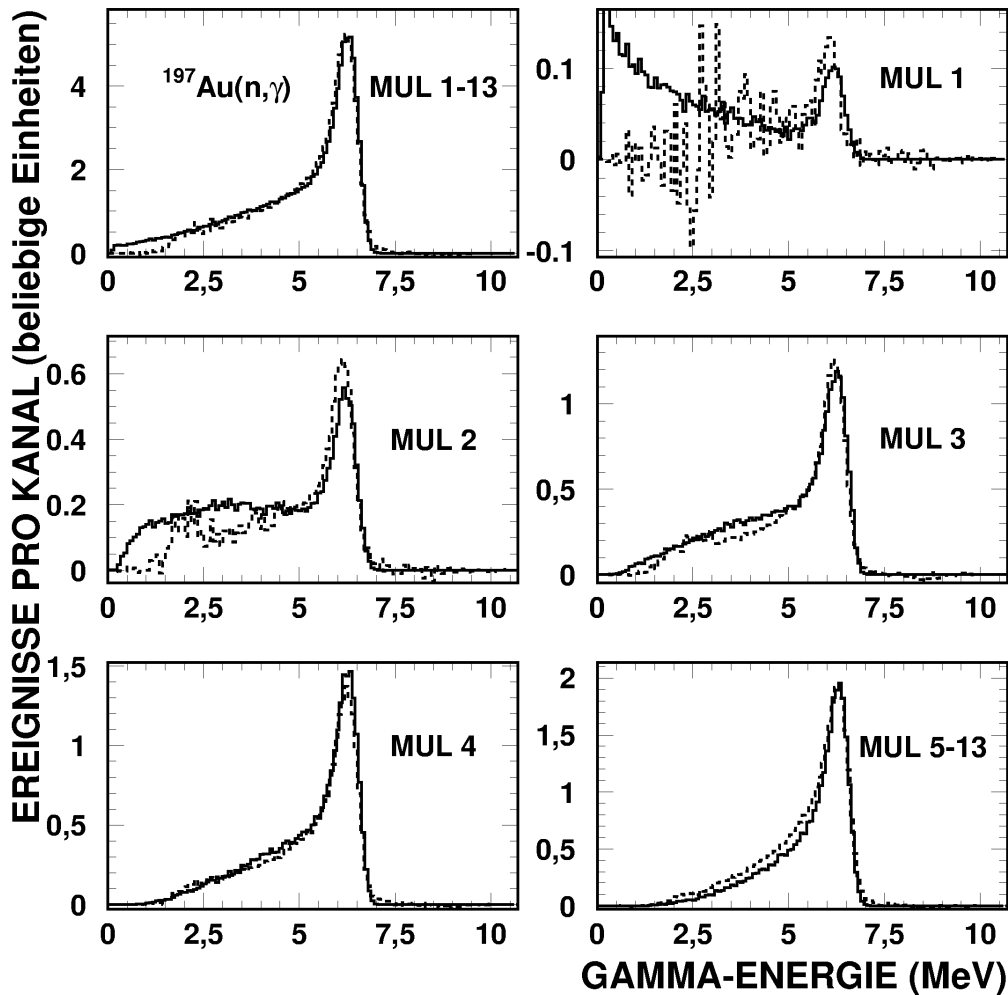


Abbildung 2-5: Simulation (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für ^{197}Au . Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.

Nachdem die experimentellen Daten für Gold und andere Isotope mit dem jeweils am besten geeigneten Modell bei gleicher Detektorgeometrie sehr gut beschrieben werden konnten, musste die Ursache für die Linienverbreiterung in den Kaskaden selbst zu suchen sein. Um diesen Fakt zu untersuchen, wurde eine Simulation durchgeführt, bei der die Konversion der Photonen zu Elektronen nicht berücksichtigt wurde. Die gesamte frei werdende Energie wird also bei jeder Kaskade in Form von Gammas abgestrahlt. Die frappierende Diskrepanz zu den experimentellen Daten ist in Abbildung 2-6 zu sehen. Die beobachtete Linienverbreiterung ist offensichtlich eine Folge der Konversion. Die simulierten Ereignisse deponieren im Durchschnitt mehr Energie im Detektor und mehr Kristalle werden angesprochen.

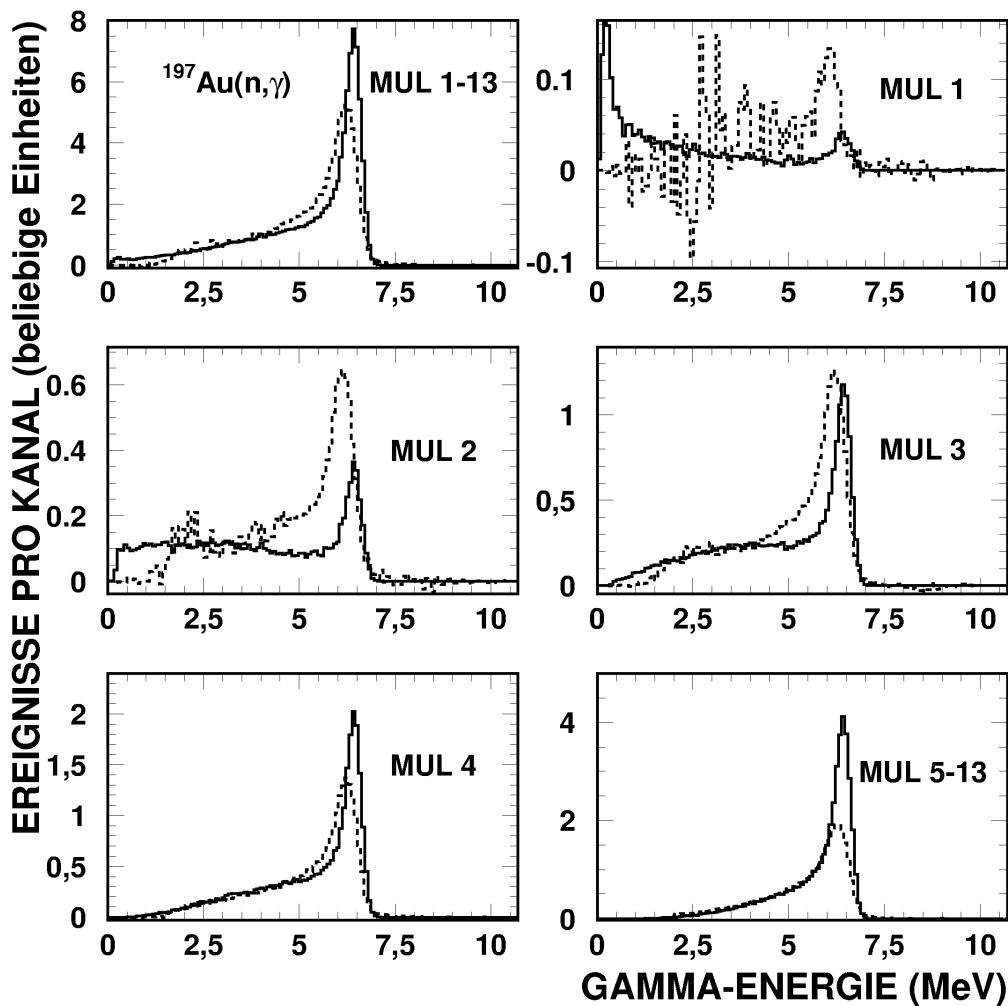


Abbildung 2-6: Simulation ohne Berücksichtigung der Konversion von Gammas zu Elektronen (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für ^{197}Au . Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.

Für die Flugzeitexperimente am Karlsruher 4π -Detektor bedeutet diese Erkenntnis eine Bestätigung der verwendeten theoretischen Kaskaden und damit, letzten Endes, eine erhöhte Zuverlässigkeit der Korrekturen für nicht berücksichtigte Ereignisse unterhalb der Schwelle (näheres dazu in den folgenden Abschnitten).

Für die Querschnittsmessungen, die mit C_6D_6 -Detektoren in Kombination mit der Methode der Pulshöhengewichtung durchgeführt wurden und werden, sind weitreichende Konsequenzen erwarten. Hier wird nur ein Teil der Photonen einer Kaskade nachgewiesen und die Ansprechwahrscheinlichkeit unter der Annahme, dass die gesamte Energie in Form von Gammas, und nicht Elektronen, emittiert wird, bestimmt [Mac67].

Simulation von $\text{Xe}(n,\gamma)$

Nach der erfolgreichen Simulation der Neutroneneinfänge an Gold wurden ähnliche Simulationen auch für $^{128, 129, 130}\text{Xe}(n,\gamma)$ durchgeführt. In Abbildung 2-7, Abbildung 2-8 und

Abbildung 2-9 sind die Ergebnisse dargestellt. Bei den Simulationen wurde die kugelförmige Geometrie sowie die umhüllende Titankugel berücksichtigt. Wie schon im Falle der Goldkaskaden enthalten die Vergleiche lediglich die Gesamtzahl der Ereignisse als einzige Normierungskonstante. Die bestechende Übereinstimmung von Simulation und Experiment, in Abhängigkeit von deponierter Energie und Multiplizität, erlaubt die zuverlässige Extrapolation der gemessenen Spektren zu kleinen Energien (vergleiche 2.4.3).

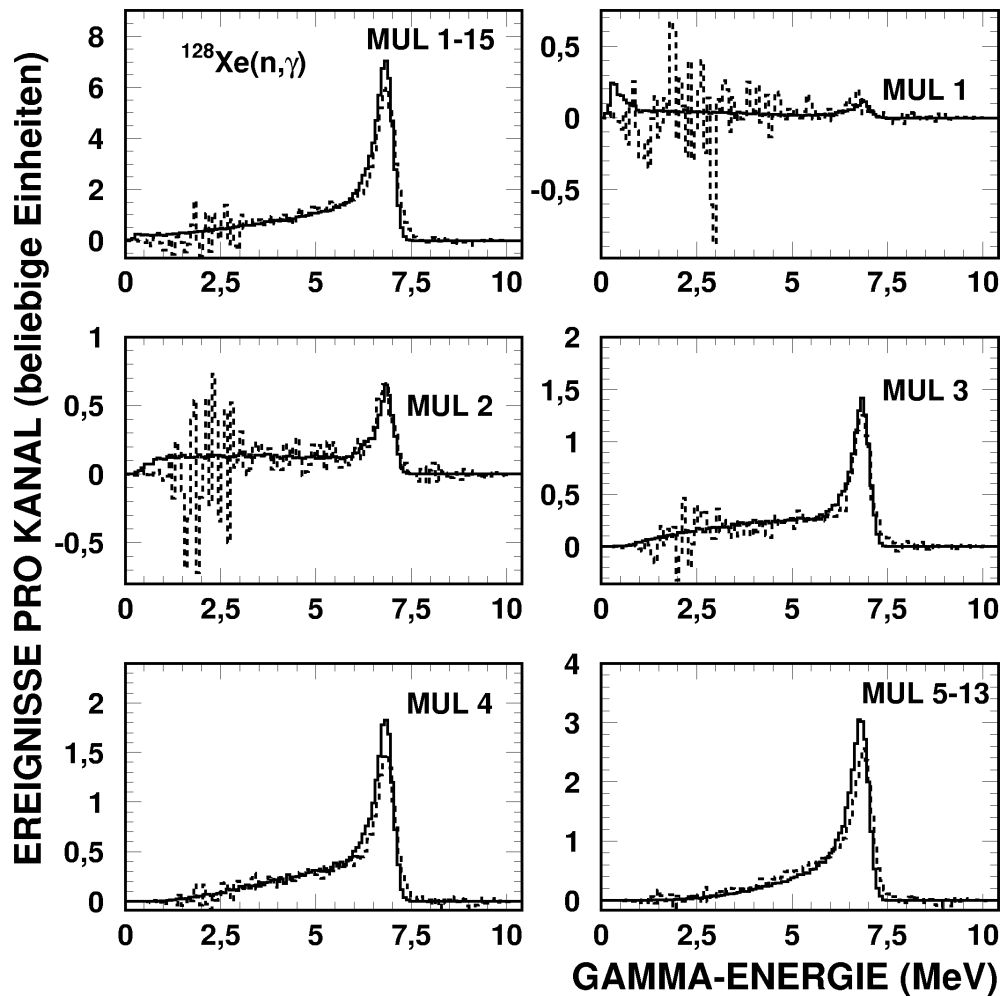


Abbildung 2-7: Vergleich von Simulation (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für $^{128}\text{Xe}(n,\gamma)$. Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.

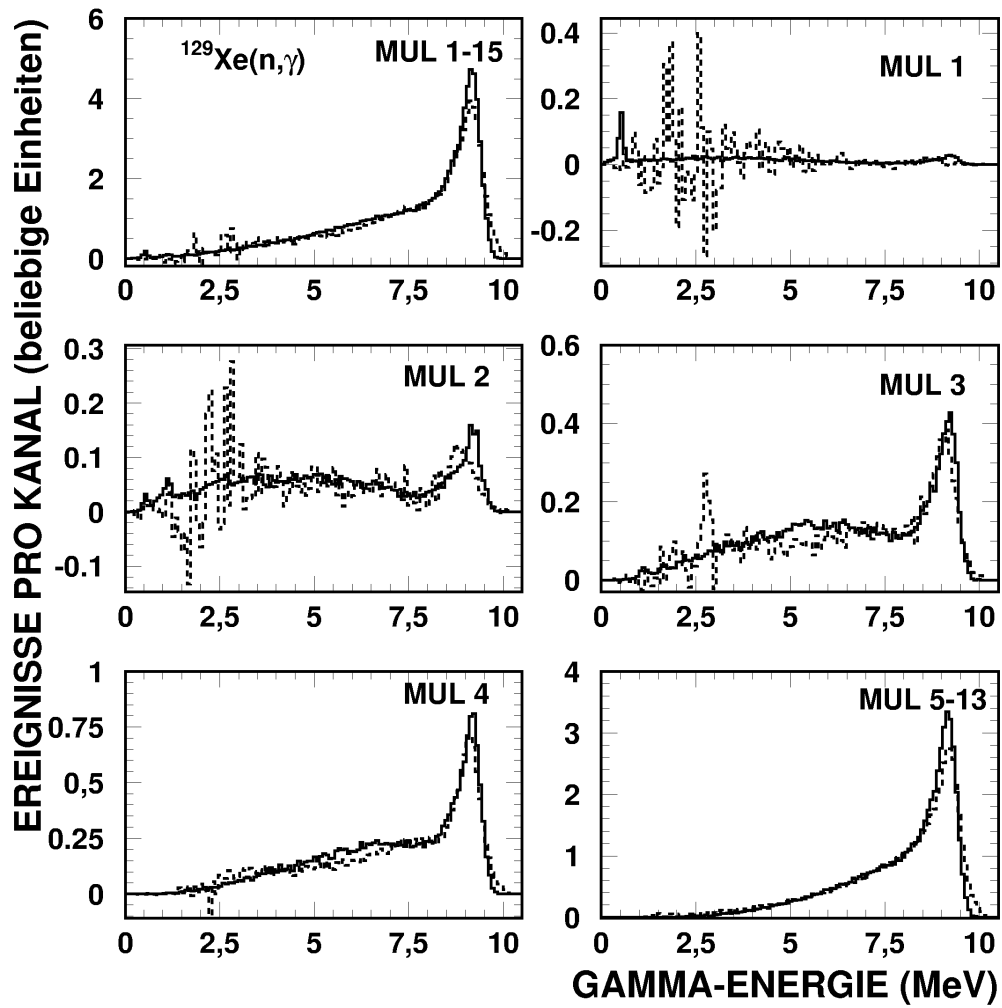


Abbildung 2-8: Vergleich von Simulation (durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für $^{129}\text{Xe}(n,\gamma)$. Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.

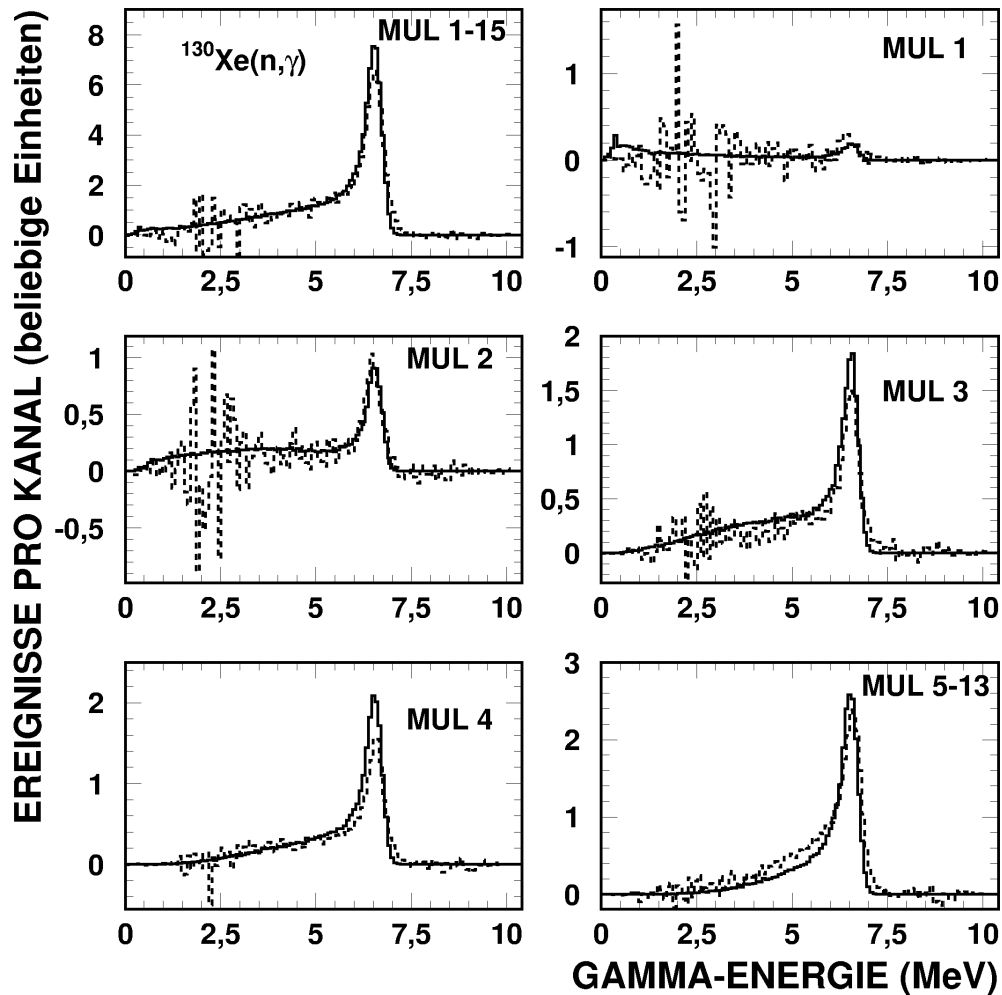


Abbildung 2-9: Vergleich von Simulation(durchgezogen) und Experiment (gestrichelt) für $^{130}\text{Xe}(n,\gamma)$. Für alle 6 Spektren wurde lediglich eine einzige Normierungskonstante, die Gesamtzahl der Ereignisse, verwendet.

Extrapolation zu $E_\gamma = 0$

Für Energien kleiner 1 MeV ist der BaF_2 -Detektor vom Untergrund dominiert. Aus diesem Grund wird, abhängig von der experimentellen Situation, eine Schwelle zwischen 1 und 2 MeV gesetzt, mit der kleinere Signale verworfen werden und nicht in die Auswertung eingehen. Davon sind allerdings nicht nur Untergrundereignisse sondern auch wirkliche Einfangereignisse betroffen. Der Anteil dieser Ereignisse am Gesamtspektrum muss für die verschiedenen Isotope getrennt bestimmt werden, da letztendlich das Verhältnis dieser Korrekturen für die Xenonisotope zu der Korrektur für Gold in der Querschnittsberechnung berücksichtigt werden muss. Für die Bestimmung der Xenonquerschnitte wurde die Schwelle auf 1,5 MeV gesetzt. Traditionell wird hierfür ein Verfahren benutzt, bei dem zunächst mithilfe der im ADC-Modus gemessenen Spektren die ursprünglichen Kaskaden rekonstruiert werden. Diese werden dann, unter Kenntnis der Ansprechwahrscheinlichkeit für monoenergetische Gammas [Web93], wieder in vollständige

Spektren verwandelt [Wis90b]. Die mit diesem Verfahren ermittelten Korrekturfaktoren sind in Tabelle 6 enthalten.

Tabelle 6: Korrekturen für nicht erfasste Ereignisse infolge elektronischer Energieschwellen, berechnet nach dem oben beschriebenen Verfahren.

Schwellenenergie (MeV)	F ₁ (¹²⁸ Xe/Au)	F ₁ (¹²⁹ Xe/Au)	F ₁ (¹³⁰ Xe/Au)
1,5	0,985	0,962	0,994
1,6	0,984	0,960	0,994
1,7	0,983	0,957	0,993
2,0	0,980	0,949	0,991

Tabelle 7 enthält die gleichen Daten berechnet mithilfe der mit GEANT-Simulationen erzeugten Spektren. Insbesondere für ¹²⁹Xe sind signifikante Unterschiede zu verzeichnen. Sie reichen in diesem Fall von 1,5 bis zu 3 %. Für die anderen beiden Isotope ^{128, 130}Xe sind die Unterschiede ohne Ausnahme kleiner als 1 %.

Tabelle 7: Korrekturen für nicht berechnete Ereignisse infolge elektronischer Energieschwellen, berechnet mit GEANT.

Schwellenenergie (MeV)	F ₁ (¹²⁸ Xe/Au)	F ₁ (¹²⁹ Xe/Au)	F ₁ (¹³⁰ Xe/Au)
1,0	0,999	0,987	1,000
1,1	0,999	0,985	1,000
1,2	0,998	0,984	1,000
1,3	0,998	0,982	1,000
1,4	0,998	0,980	1,000
1,5	0,998	0,979	1,000
1,6	0,997	0,977	1,000
1,7	0,997	0,974	1,000
1,8	0,997	0,972	1,000
1,9	0,997	0,969	1,000
2,0	0,996	0,967	1,000

Selbstabsorption und Vielfachstreuung

In der Regel ist die Wahrscheinlichkeit für Neutronenstreuung in der Probe deutlich größer als für Neutroneneinfang. Abhängig von der Geometrie kann dies zu einer veränderten effektiven Massenbelegung der Probe führen, da sich die mittlere Probendicke nach Streuung verändert. Diesen Effekt nennt man Vielfachstreuung. Die entsprechende Korrektur kann größer oder kleiner 1 sein, je nachdem, ob sich der mittlere Weg durch die Probe verkleinert oder vergrößert. Ein ähnlicher Effekt aber mit anderer Ursache ist die Selbstabsorption. Ist die Neutroneneinfangswahrscheinlichkeit für die betrachtete Probe signifikant von Null verschieden, werden die der Neutronenquelle abgewandten Teile der Probe einem reduzierten Neutronenfluss ausgesetzt. Oder anders ausgedrückt: Die effektive Probenmasse ist reduziert. Die Selbstabsorptionskorrektur korrigiert immer auf eine verringerte Probenmasse und ist im keV-Bereich wenig relevant.

Standardmäßig werden diese Korrekturen bei den Experimenten am Karlsruher BaF₂-Detektor mit dem Programm SESH [Frö77] durchgeführt. Das Programm wurde für scheibenförmige Proben entwickelt und bestimmt den mittleren Weg durch die Probe mithilfe eines Monte-Carlo-

Ansatzes. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 aufgelistet. Insbesondere für kleine Neutronenergien betragen die Korrekturen bis zu 10 %.

Tabelle 8: Korrekturfaktoren für Selbstabsorption und Vielfachstreuung, berechnet mit SESH [Frö77].

	^{197}Au	^{128}Xe		^{129}Xe			^{130}Xe	
		1	2	3	4	5	6	7
3 .. 5	0,998	0,914	0,893	0,899	0,894	0,848	0,884	0,855
5 .. 7,5	1,013	0,946	0,933	0,935	0,932	0,898	0,924	0,903
7,5 .. 10	1,022	0,962	0,951	0,955	0,952	0,925	0,945	0,929
10 .. 12,5	1,027	0,97	0,962	0,967	0,965	0,942	0,958	0,944
12,5 .. 15	1,029	0,974	0,968	0,973	0,971	0,95	0,963	0,952
15 .. 20	1,029	0,979	0,974	0,98	0,979	0,959	0,971	0,961
20 .. 25	1,029	0,984	0,979	0,984	0,984	0,967	0,976	0,969
25 .. 30	1,029	0,986	0,982	0,987	0,987	0,971	0,98	0,973
30 .. 40	1,028	0,988	0,985	0,991	0,991	0,976	0,984	0,978
40 .. 50	1,027	0,991	0,989	0,992	0,992	0,98	0,986	0,981
50 .. 60	1,026	0,992	0,99	0,993	0,993	0,981	0,988	0,983
60 .. 80	1,025	0,993	0,991	0,994	0,994	0,984	0,989	0,985
80 .. 100	1,024	0,994	0,992	0,995	0,995	0,985	0,99	0,986
100 .. 120	1,023	0,995	0,992	0,996	0,996	0,986	0,99	0,987
120 .. 150	1,022	0,995	0,993	0,997	0,997	0,987	0,991	0,987
150 .. 175	1,021	0,995	0,993	0,997	0,997	0,987	0,991	0,987
175 .. 200	1,021	0,995	0,993	0,997	0,997	0,989	0,991	0,989
200 .. 225	1,02	0,995	0,994	0,997	0,997	0,99	0,992	0,99

Um die wirkliche Geometrie zu berücksichtigen, wurden, zum Vergleich, Simulationen mithilfe von GEANT durchgeführt. Zunächst wurde die gleiche näherungsweise Zylindergeometrie verwendet und anschließend die korrekte Probengeometrie einschließlich der Titanumhüllung simuliert (Tabelle 9, Tabelle 10, Tabelle 11).

Tabelle 9: Selbstabsorptionskorrekturen, berechnet mit GEANT für die ^{128}Xe Probe 2. Für die Simulation wurde die Wechselwirkung von 10^7 Neutronen mit der Probe verfolgt.

	^{128}Xe			$^{128}\text{Xe}/\text{Au}$			
	Zylinder ohne Ti-Hülle	Zylinder	Kugel	kl. Zylinder ohne Ti-Hülle	Zylinder	Kugel	SESH
3 .. 5	1,006	1,000	1,003	1,056	1,054	1,050	1,118
5 .. 7,5	1,006	1,000	1,001	1,039	1,036	1,035	1,086
7,5 .. 10	1,007	1,001	1,003	1,044	1,041	1,038	1,075
10 .. 12,5	1,008	1,001	1,001	1,044	1,041	1,041	1,068
12,5 .. 15	1,006	1,000	1,001	1,040	1,037	1,037	1,063
15 .. 20	1,006	1,001	1,003	1,039	1,036	1,034	1,056
20 .. 25	1,005	1,000	1,000	1,037	1,035	1,035	1,051
25 .. 30	1,006	1,001	1,001	1,037	1,035	1,034	1,048
30 .. 40	1,006	1,001	1,001	1,035	1,032	1,033	1,044
40 .. 50	1,007	1,001	1,000	1,031	1,029	1,030	1,038
50 .. 60	1,006	1,001	1,000	1,032	1,030	1,030	1,036
60 .. 80	1,006	1,001	1,002	1,029	1,027	1,026	1,034
80 .. 100	1,006	1,001	1,000	1,027	1,025	1,026	1,032
100 .. 120	1,006	1,000	1,000	1,026	1,025	1,025	1,031
120 .. 150	1,006	1,000	1,003	1,025	1,023	1,021	1,029
150 .. 175	1,005	1,001	1,003	1,025	1,023	1,020	1,028
175 .. 200	1,006	1,000	1,001	1,022	1,020	1,020	1,028
200 .. 225	1,006	1,000	1,002	1,021	1,019	1,018	1,026

Tabelle 10: Selbstabsorptionskorrekturen, berechnet mit GEANT für die ^{129}Xe Probe 3. Für die Simulation wurde die Wechselwirkung von 10^7 Neutronen mit der Probe verfolgt.

	^{129}Xe			$^{129}\text{Xe}/\text{Au}$			
	Zylinder ohne Ti-Hülle	Zylinder	Kugel	kl. Zylinder ohne Ti-Hülle	Zylinder	Kugel	SESH
3 .. 5	1,005	1,004	1,002	1,057	1,049	1,052	1,110
5 .. 7,5	1,006	1,005	1,001	1,040	1,031	1,034	1,083
7,5 .. 10	1,007	1,004	1,002	1,045	1,038	1,039	1,070
10 .. 12,5	1,008	1,006	1,000	1,045	1,036	1,042	1,062
12,5 .. 15	1,005	1,006	1,001	1,041	1,031	1,036	1,058
15 .. 20	1,005	1,004	1,000	1,040	1,032	1,037	1,050
20 .. 25	1,005	1,005	1,000	1,039	1,031	1,036	1,046
25 .. 30	1,004	1,005	1,000	1,037	1,030	1,035	1,043
30 .. 40	1,005	1,006	1,000	1,035	1,028	1,034	1,037
40 .. 50	1,006	1,006	1,000	1,031	1,024	1,030	1,035
50 .. 60	1,007	1,007	1,000	1,032	1,024	1,030	1,033
60 .. 80	1,006	1,006	1,001	1,029	1,021	1,027	1,031
80 .. 100	1,006	1,006	1,001	1,027	1,020	1,025	1,029
100 .. 120	1,006	1,006	1,001	1,026	1,019	1,024	1,027
120 .. 150	1,005	1,005	1,003	1,025	1,019	1,020	1,025
150 .. 175	1,005	1,006	1,002	1,024	1,017	1,021	1,024
175 .. 200	1,006	1,005	1,001	1,022	1,015	1,020	1,024
200 .. 225	1,006	1,005	1,002	1,021	1,014	1,018	1,023

Tabelle 11: Selbstabsorptionskorrekturen, berechnet mit GEANT für die ^{130}Xe Probe 6. Für die Simulation wurde die Wechselwirkung von 10^7 Neutronen mit der Probe verfolgt.

	^{130}Xe			$^{130}\text{Xe}/\text{Au}$			
	Zylinder ohne Ti-Hülle	Zylinder	Kugel	kl. Zylinder ohne Ti-Hülle	Zylinder	Kugel	SESH
3 .. 5	1,006	1,000	1,002	1,056	1,054	1,051	1,129
5 .. 7,5	1,006	1,000	1,002	1,039	1,036	1,034	1,096
7,5 .. 10	1,007	1,001	1,004	1,044	1,041	1,038	1,081
10 .. 12,5	1,008	1,001	1,003	1,044	1,041	1,039	1,072
12,5 .. 15	1,006	1,000	1,000	1,040	1,037	1,037	1,069
15 .. 20	1,005	1,001	1,002	1,039	1,036	1,035	1,060
20 .. 25	1,005	1,001	1,000	1,037	1,035	1,035	1,054
25 .. 30	1,006	1,001	1,001	1,037	1,034	1,034	1,050
30 .. 40	1,006	1,001	1,002	1,035	1,033	1,032	1,045
40 .. 50	1,007	1,001	1,000	1,031	1,029	1,029	1,042
50 .. 60	1,006	1,001	1,000	1,032	1,030	1,030	1,038
60 .. 80	1,006	1,001	1,002	1,029	1,027	1,026	1,036
80 .. 100	1,006	1,001	1,000	1,027	1,025	1,025	1,034
100 .. 120	1,006	1,001	1,001	1,026	1,024	1,024	1,033
120 .. 150	1,006	1,001	1,003	1,025	1,023	1,020	1,031
150 .. 175	1,005	1,001	1,003	1,024	1,023	1,020	1,030
175 .. 200	1,006	1,000	1,001	1,022	1,020	1,019	1,030
200 .. 225	1,006	1,000	1,002	1,021	1,019	1,018	1,028

Unabhängig von der Probe unterscheiden sich die Korrekturfaktoren für kleine Energien um bis zu 5 %, während sie bei höheren Neutronenenergien innerhalb eines Prozentes übereinstimmen.

In Tabelle 12 sind die relativen Abweichungen für jede Xenonprobe und für Gold einzeln aufgelistet. Die Differenzen sind bei den Goldsimulationen durchweg kleiner als bei den Xenonproben und verschwinden sogar im vom astrophysikalischen Standpunkt sehr wichtigen Energiebereich von etwa 30 keV. Für aktuelle Sternmodelle sind allerdings auch die Energien im Bereich von 10 keV wichtig. Hier betragen die Unterschiede der Korrekturen einige Prozent.

Tabelle 12: Relative Abweichung (GEANT-SESH)/SESH in Prozent der Vielfachstreuorkturen, berechnet mit GEANT und mit SESH für die verschiedenen Proben. Zum Vergleich wurden hier die mit GEANT berechneten Werte für die Zylindergeometrie herangezogen.

Energiebereich (keV)	^{197}Au	^{128}Xe , Probe 2	^{129}Xe , Probe 3	^{130}Xe , Probe 6
3 .. 5	4,5	11,8	10,9	12,8
5 .. 7,5	2,1	6,8	6,6	7,9
7,5 .. 10	1,4	4,9	4,3	5,6
10 .. 12,5	0,7	3,8	3,1	4,2
12,5 .. 15	0,4	3,1	2,4	3,6
15 .. 20	0,5	2,5	1,8	2,8
20 .. 25	0,0	2,0	1,4	2,3
25 .. 30	0,1	1,7	1,2	1,9
30 .. 40	0,0	1,4	0,7	1,5
40 .. 50	-0,1	1,0	0,7	1,3
50 .. 60	0,1	0,9	0,6	1,1
60 .. 80	-0,1	0,8	0,5	1,0
80 .. 100	-0,1	0,7	0,4	0,9
100 .. 120	-0,1	0,7	0,3	0,9
120 .. 150	0,0	0,6	0,2	0,8
150 .. 175	-0,1	0,6	0,2	0,8
175 .. 200	-0,3	0,6	0,2	0,8
200 .. 225	-0,3	0,5	0,2	0,7

Tabelle 13 enthält die endgültigen Selbstabsorptions- und Vielfachstreuorkturen für alle 7 Xenonproben sowie für die Goldprobe.

Tabelle 13: Korrekturfaktoren für Selbstabsorption und Vielfachstreuung, berechnet mit GEANT. Für die Simulationen wurde die Wechselwirkung von 10^7 Neutronen mit den verschiedenen Proben gestartet. Bei allen Proben wurde auch die umhüllende Titankugel berücksichtigt.

	^{197}Au	^{128}Xe		^{129}Xe			^{130}Xe	
		1	2	3	4	5	6	7
3 .. 5	1,057	1,005	1,003	1,002	1,002	1,055	1,054	1,058
5 .. 7,5	1,042	1,002	1,001	1,001	1,001	1,039	1,040	1,055
7,5 .. 10	1,047	1,005	1,003	1,002	1,003	1,043	1,042	1,039
10 .. 12,5	1,051	1,005	1,001	1,000	1,002	1,048	1,047	1,043
12,5 .. 15	1,041	1,001	1,001	1,001	1,002	1,042	1,041	1,048
15 .. 20	1,042	1,002	1,003	1,000	1,000	1,041	1,040	1,042
20 .. 25	1,039	1,002	1,000	1,000	1,001	1,036	1,038	1,040
25 .. 30	1,038	1,002	1,001	1,000	1,000	1,036	1,037	1,036
30 .. 40	1,036	1,002	1,001	1,000	1,001	1,034	1,035	1,036
40 .. 50	1,032	1,001	1,000	1,000	1,001	1,031	1,032	1,033
50 .. 60	1,033	1,001	1,000	1,000	1,002	1,031	1,033	1,031
60 .. 80	1,029	1,003	1,002	1,001	1,002	1,027	1,028	1,032
80 .. 100	1,032	1,001	1,000	1,001	1,002	1,030	1,031	1,027
100 .. 120	1,027	1,002	1,000	1,001	1,001	1,025	1,026	1,030
120 .. 150	1,033	1,003	1,003	1,003	1,004	1,029	1,030	1,025
150 .. 175	1,030	1,004	1,003	1,002	1,003	1,025	1,026	1,029

175 .. 200	1,023	1,002	1,001	1,001	1,002	1,021	1,022	1,025
200 .. 225	1,026	1,003	1,002	1,002	1,003	1,023	1,024	1,021

Die Abweichungen insbesondere bei kleinen Neutronenenergien bedürfen weiterer Untersuchungen. Im Rahmen dieser Arbeit kann nur auf die verschiedenen Korrekturen hingewiesen werden, die man mit den beiden Methoden erhält. Für zukünftige Auswertungen auch komplizierterer Experimente bietet GEANT sicherlich die größere Flexibilität. Allerdings sollten beide Verfahren bei gleichen Geometrien innerhalb der Fehler übereinstimmen. Eine Möglichkeit zur Überprüfung wäre eine (n, γ)-Messkampagne mit verschiedenen scheibenförmigen Goldproben. Bei kleinen Energien kann eine Präzisionsmessung mit Unsicherheiten unter einem Prozent Aufklärung bringen (Tabelle 12).

Alle im Rahmen dieser Arbeit angewandten Korrekturen wurden nach der traditionellen Methode berechnet.

2.4.2. Untergrundbehandlung

Neben den eigentlichen Xenonproben werden zur Bestimmung der verschiedenen Untergrundkomponenten 3 weitere Proben bestrahlt. Eine Probenposition bleibt vollkommen leer. Aus den Daten dieser Position lässt sich der intrinsische Untergrund sowie allgemeine Untergrundanteile, z.B. aus der Höhenstrahlung, bestimmen. Die zweite Position enthält eine mit Luft gefüllte Titankugel.

Die gemessenen Spektren werden als erstes auf den *probenunabhängigen Untergrund* korrigiert. Dieser Untergrund rührt in erster Linie von der Eigenaktivität der BaF₂-Kristalle, die bis zu 1 kHz pro Kristall betragen kann [Wis90a], und vom allgemeinen Raumuntergrund her. Weitere Beiträge stammen von Neutronen, die an den Vakuumfenstern des Neutronenflugrohres gestreut werden, sowie von allgemeiner Strahlung, die infolge der Protonenwechselwirkung mit Lithium und Kupfer produziert wird und nicht vollständig abgeschirmt werden kann. Die Bestimmung dieser Untergrundkomponente erfolgt durch Bestrahlung einer vollständig leeren Probenposition sowie der lediglich mit Luft gefüllten Titankugel.

Anschließend wird der *probenabhängige Untergrund*, hauptsächlich hervorgerufen durch am Xenon gestreute und im Barium eingefangene Neutronen, aus dem Spektrum der reinen Kohlenstoffprobe bestimmt. Der Neutroneneinfangquerschnitt von natürlichem Kohlenstoff ist für Neutronen im keV-Bereich 5-6 Größenordnungen kleiner als der Streuquerschnitt. Das gemessene Spektrum enthält daher praktisch ausschließlich Ereignisse, die infolge Neutroneneinfangs an den verschiedenen Bariumisotopen entstehen. Unter Ausnutzung der guten Energieauflösung dieses Detektors ist es möglich, Einfänge an den geraden sowie den ungeraden Bariumisotopen zu trennen (Abbildung 2-10). Die entsprechenden Strukturen können zur Anpassung dieses Untergrundes verwendet werden.

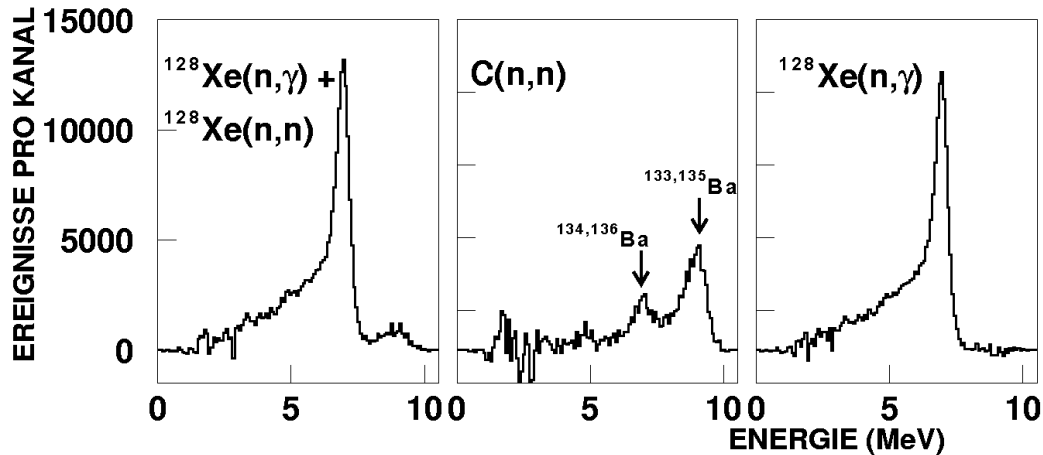


Abbildung 2-10: Korrektur der gemessenen Spektren für Ereignisse infolge Streuung an der Probe und anschließendem Einfang an Barium. Vom gemessenen Spektrum (links) wird, nach Normierung im Bereich von 8-10 MeV, das mithilfe der Kohlenstoffprobe aufgenommene Spektrum (Mitte) abgezogen. Im Spektrum verbleiben nun nur noch Ereignisse infolge Neutroneneinfang am Xenon (rechts).

Eine weitere Komponente des probenabhängigen Untergrundes ist eine Folge der Isotopenverunreinigungen. Im vorliegenden Fall waren diese Korrekturen jedoch sehr gering, da die Isotopenanreicherung jeweils besser als 99,5 % war (vergleiche Tabelle 2).

2.4.3. Differentielle Querschnitte

Mit all den im vorangegangenen Kapitel besprochenen Korrekturen berechnet sich das Verhältnis der differentiellen Neutroneneinfangquerschnitte des Isotops X zu Gold gemäß:

$$\frac{\sigma_i(X)}{\sigma_i(A)} = \frac{Z_i(X)}{Z_i(Au)} \frac{\sum Z(Au)}{\sum Z(X)} \frac{\sum E(X)}{\sum E(Au)} \frac{m(Au)}{m(X)} F_1 F_2$$

Hier bedeuten:

- σ_i den Wirkungsquerschnitt im Flugzeitintervall i ,
- Z_i die Zählrate im Flugzeitintervall i ,
- $\sum Z$ die gesamte Zählrate im Flugzeitspektrum,
- $\sum E$ die gesamte Zählrate im Energiespektrum,
- m die Probendicke in Atomen / Fläche,
- F_1 Korrekturfaktor für nicht registrierte Ereignisse (siehe S. 22),
- F_2 Korrekturfaktor für Vielfachstreuung (siehe S. 22).

In Abbildung 2-11 ist der so gewonnene Neutroneneinfangquerschnitt von ^{128}Xe im Vergleich mit der bisherigen JEF - Evaluation dargestellt. Die gemessenen Werte liegen durchweg um etwa Faktor 1,5 höher als die theoretischen Abschätzungen. Die enthaltenen Fehlerbalken repräsentieren die experimentellen statistischen Fehler. Die systematischen Fehler sind kleiner als 1 %.

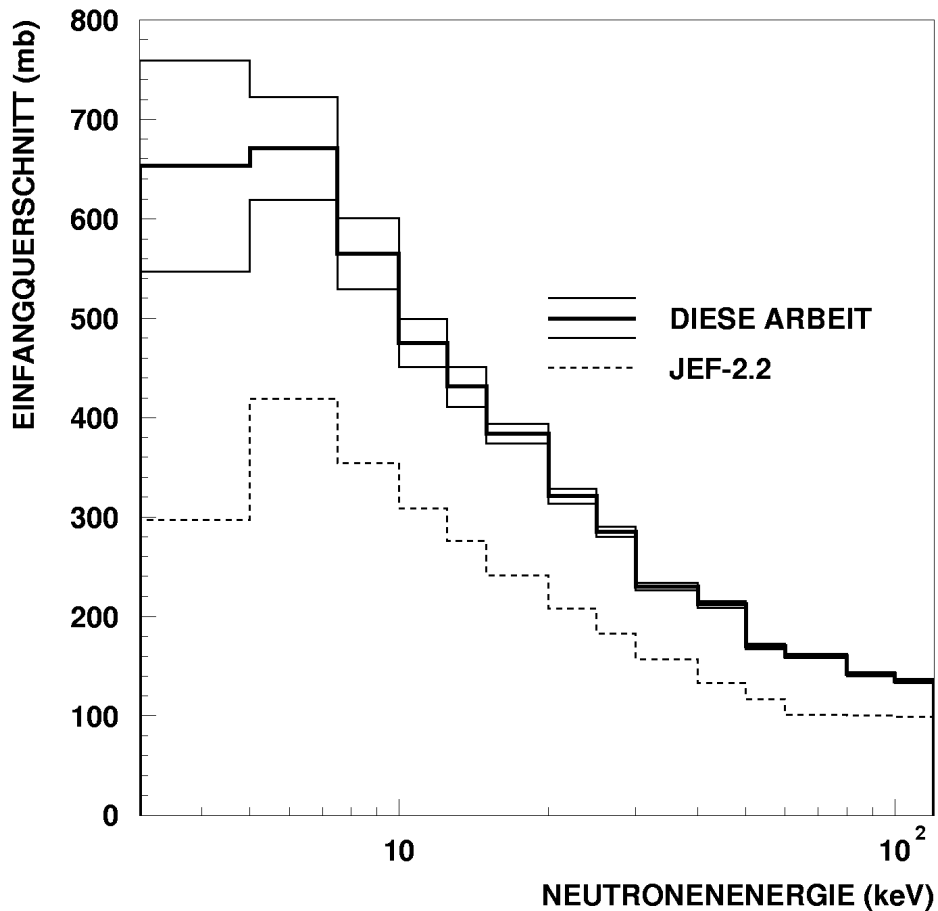


Abbildung 2-11: Vergleich der gemessenen $^{128}\text{Xe}(n,\gamma)$ -Querschnitte mit bisherigen Evaluationen [Nor92].

Der (n, γ)-Querschnitt von ^{129}Xe im Vergleich zur JEF - Evaluation ist in Abbildung 2-12 dargestellt. Für Neutronenenergien oberhalb 10 keV sind die theoretischen Daten wiederum etwa einen Faktor 1,5 unterhalb der gemessenen Werte. Unterhalb 10 keV stimmen beide Datensätze innerhalb der Fehler überein.

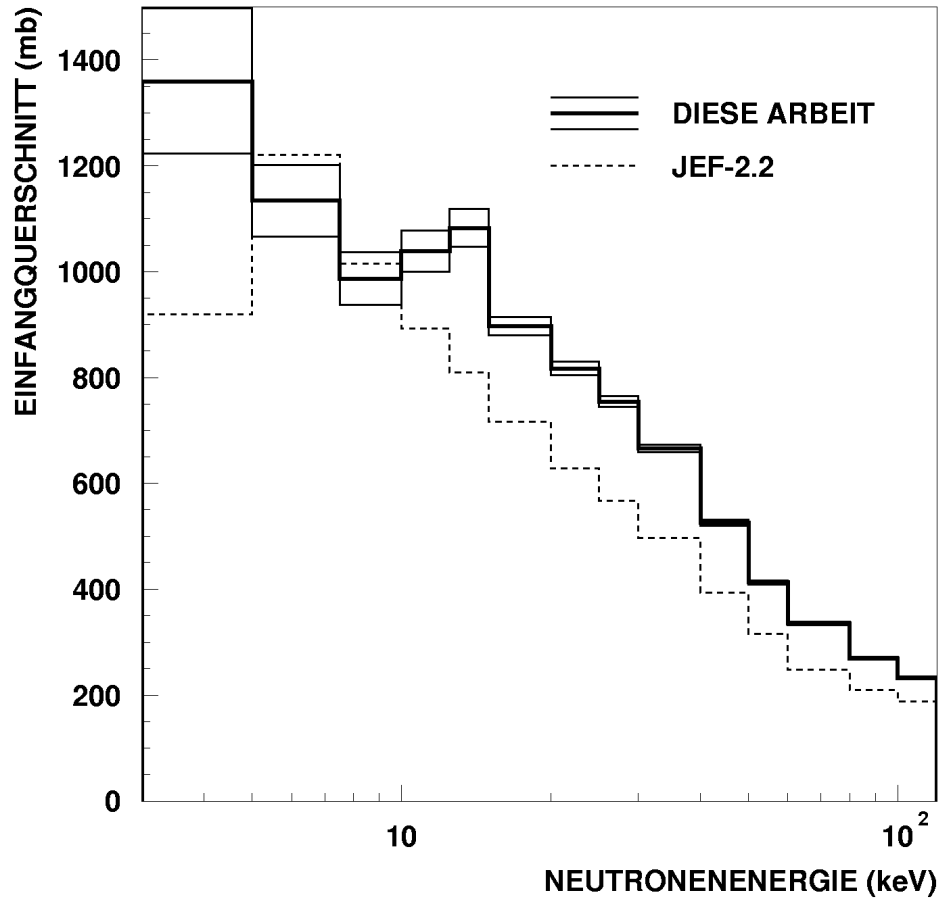


Abbildung 2-12: Vergleich der gemessenen $^{129}\text{Xe}(n,\gamma)$ -Querschnitte mit bisherigen Evaluationen [Nor92].

Der Reaktionsquerschnitt von $^{130}\text{Xe}(n,\gamma)$ mit einem Vergleich zur JEF – Evaluation ist in Abbildung 2-13 enthalten. Hier ist eine erstaunlich gute Übereinstimmung der beiden Datensätze über den gesamten gemessenen Energiebereich zu verzeichnen.

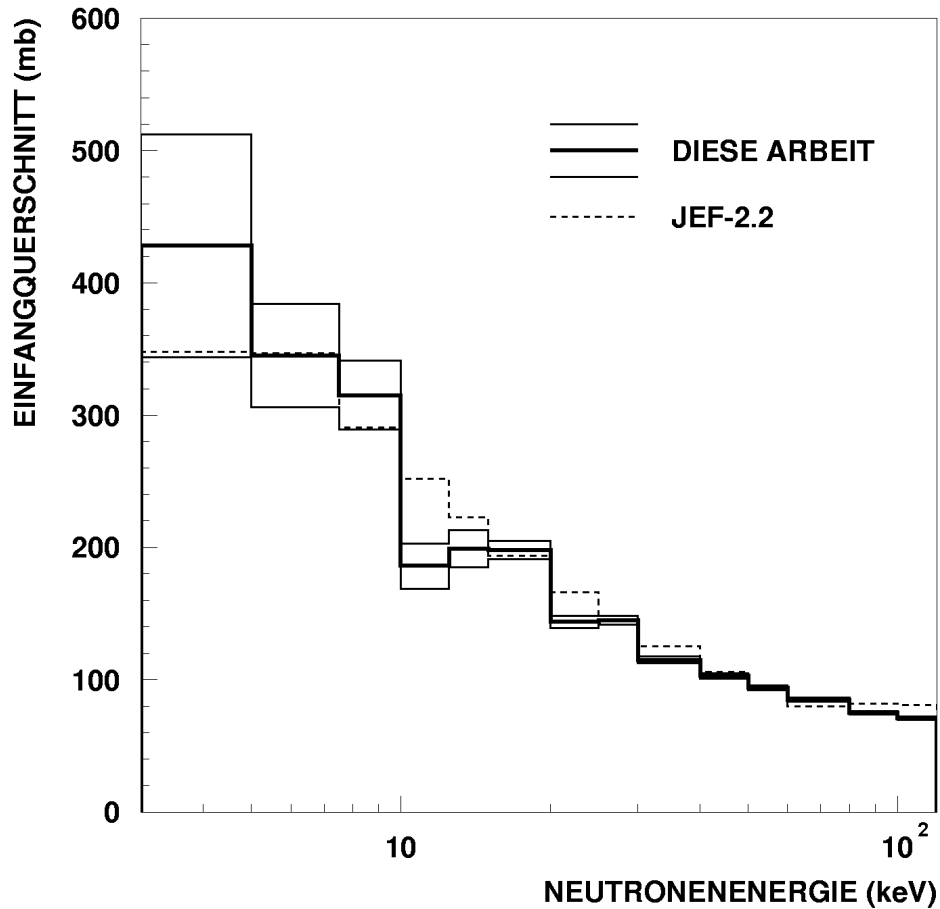


Abbildung 2-13: Vergleich der gemessenen ¹³⁰Xe(n,γ)-Querschnitte mit bisherigen Evaluationen [Nor92].

In Tabelle 14 sind noch einmal alle (n,γ)-Querschnitte enthalten, die in den vorangegangenen Abbildungen dargestellt waren. Zusätzlich sind die benutzten Goldquerschnitte aufgelistet.

Tabelle 14: Benutzte Goldquerschnitte und daraus gewonnene Xe-Querschnitte, in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

Energiebereich (keV)	$\sigma(^{197}\text{Au})$ (mb)	$\sigma(^{128}\text{Xe})$ (mb)	$\sigma(^{129}\text{Xe})$ (mb)	$\sigma(^{130}\text{Xe})$ (mb)
3 .. 5	2266,7	739,5	1803	376,2
5 .. 7,5	1726,7	646,7	1369	316,3
7,5 .. 10	1215,7	593,0	1114	286,6
10 .. 12,5	1066,7	476,9	1066	193,6
12,5 .. 15	878,0	411,1	1049	200,0
15 .. 20	738,8	378,8	912,5	194,7
20 .. 25	600,0	319,4	817,7	144,3
25 .. 30	570,8	281,8	754,5	140,9
30 .. 40	500,4	230,6	660,3	117,9
40 .. 50	433,3	212,4	518,5	103,7
50 .. 60	389,6	173,7	412,8	95,1
60 .. 80	349,4	159,8	336,0	84,1
80 .. 100	298,3	140,6	270,0	74,0
100 .. 120	290,1	136,2	236,8	71,1
120 .. 150	274,1	133,2	213,8	68,7
150 .. 175	263,7	126,3	199,8	66,6

175 .. 200	252,6	124,5	184,5	62,8
200 .. 225	248,5	125,0	176,4	62,4

2.4.4. Stellare Querschnitte

Fasst man den Fluss als Produkt aus Neutronendichte und mittlerer Geschwindigkeit auf, so gilt für die stellare Reaktionsrate: $\lambda_n = \langle \sigma \rangle_{kT} \cdot n_n \cdot v_T$. Das Neutronenspektrum in Sternen ist eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Deshalb gilt für den gemittelten stellaren Querschnitt:

$$\langle \sigma \rangle_{kT} = \frac{\langle \sigma \cdot v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot dE}{\int_0^{\infty} E \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot dE}.$$

Für den einfachsten Fall, dass der Querschnitt einen $1/v$ -Verlauf zeigt, ergibt sich für den stellaren Wert² $\langle \sigma \rangle_{kT} = \sigma(kT)$. Der stellare Querschnitt folgt also ebenfalls dem $1/v$ -Gesetz.

Die für die stellaren Querschnitte wichtigen differentiellen Werte im Bereich zwischen 3 und 225 keV wurden im Rahmen dieser Arbeit mit hoher Genauigkeit gemessen. Somit bleiben im obigen Integral lediglich die Bereiche zwischen 0 und 3 keV sowie oberhalb von 225 keV offen. Hierfür werden die theoretischen Daten [Kop97] an den gemessenen Daten im Energiebereich zwischen 3 und 225 keV normiert und daraus anschließend das Gesamtintegral bestimmt [Wis90b]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2-14 doppelt-logarithmisch aufgetragen. Alle drei Querschnitte folgen ungefähr dem typischen $1/v$ Verhalten. Die anschließenden Tabellen enthalten die Querschnitte sowie die zur Berechnung der Querschnitte verwendeten Daten inklusive ihrer Fehler.

² Mit $\Phi(E) = c_1 \cdot E \cdot e^{-E/kT}$ und $\sigma(E) = c_2 / \sqrt{E}$ folgt $\langle \sigma \rangle_{kT} = 2 \cdot \int_0^{\infty} c_2 \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot dE / \sqrt{\pi} \cdot \int_0^{\infty} E \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot dE$ und

daraus nach Integration: $\langle \sigma \rangle_{kT} = \frac{2 \cdot c_2 \cdot \sqrt{\pi}}{2 \cdot (kT)^{3/2}} / \frac{\sqrt{\pi}}{(kT)^2} = \frac{c_2}{\sqrt{kT}} = \sigma(kT)$.

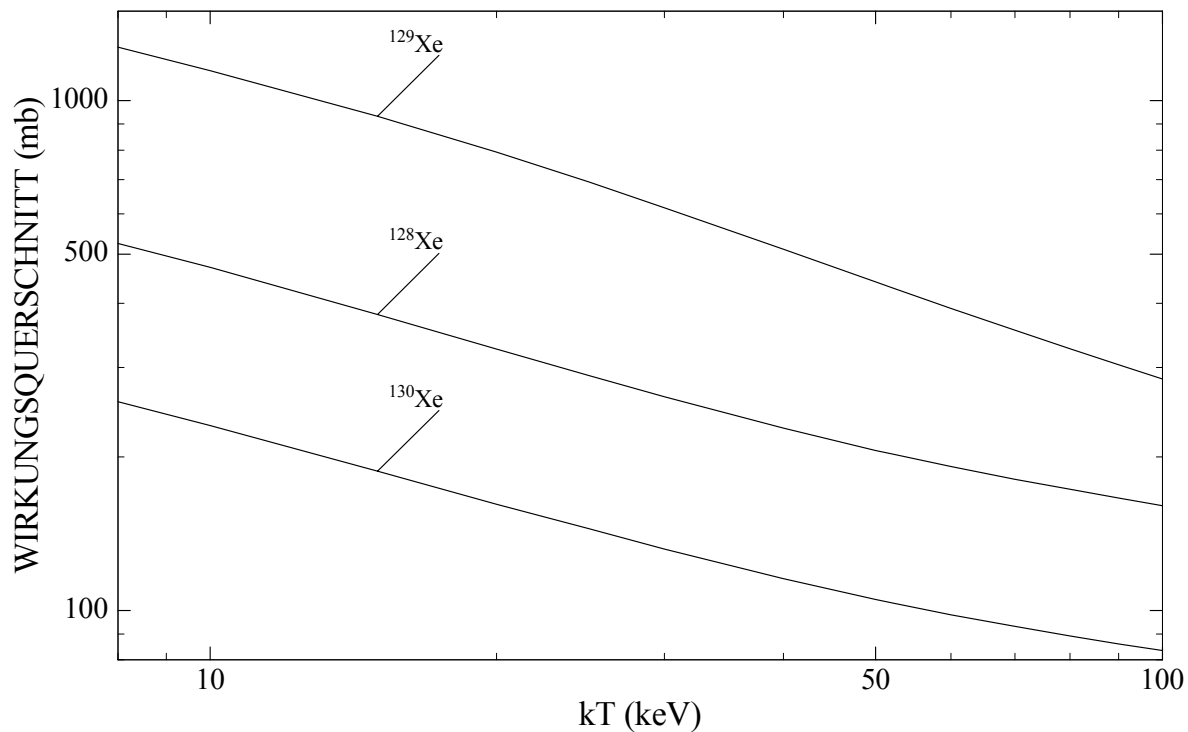


Abbildung 2-14: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für die Xenonisotope. Für die geraden Isotope folgt der Querschnitt praktisch einem $1/v$ -Verhalten, während für ^{129}Xe kleine Abweichungen zu verzeichnen sind.

Tabelle 15: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für ^{128}Xe .

kT (keV)	0 .. 3 keV (mb)	3 .. 225 keV (mb)	225 .. 700 keV (mb)	$\langle\sigma v\rangle/v_T$ (mb)	Fehler (mb)		
					statistisch	systematisch	gesamt
8	$49,3 \pm 2,5$	$476,0 \pm 10,0$	0,0	525,3	10,3	5,8	12
10	$32,5 \pm 1,6$	$438,5 \pm 7,7$	0,0	471,0	7,9	5,2	9,5
15	$15,0 \pm 0,8$	$366,0 \pm 4,7$	0,0	381,0	4,8	4,2	6,4
20	$8,6 \pm 0,4$	$317,3 \pm 3,4$	0,0	325,9	3,4	3,6	5,0
25	$5,6 \pm 0,3$	$283,2 \pm 2,7$	0,2	289,0	2,7	3,2	4,2
30	$3,9 \pm 0,2$	$258,0 \pm 2,3$	0,6	262,5	2,3	2,9	3,7
40	$2,2 \pm 0,1$	$222,4 \pm 1,8$	$3,2 \pm 0,1$	227,8	1,8	2,5	3,1
50	$1,4 \pm 0,1$	$196,6 \pm 1,5$	$8,1 \pm 0,3$	206,1	1,5	2,3	2,7
52	$1,3 \pm 0,1$	$192,1 \pm 1,5$	$9,4 \pm 0,3$	202,8	1,5	2,2	2,7
60	$1,0 \pm 0,1$	$175,7 \pm 1,3$	$14,9 \pm 0,5$	191,6	1,4	2,1	2,5
70	$0,7 \pm 0,0$	$157,8 \pm 1,2$	$22,5 \pm 0,8$	181,0	1,4	2,0	2,4
80	$0,6 \pm 0,0$	$142,3 \pm 1,1$	$30,1 \pm 1,1$	173,0	1,6	1,9	2,5
90	$0,4 \pm 0,0$	$128,6 \pm 1,0$	$37,2 \pm 1,4$	166,2	1,7	1,8	2,5
100	$0,4 \pm 0,0$	$116,6 \pm 0,9$	$43,6 \pm 1,7$	160,6	1,9	1,8	2,6

Tabelle 16: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für ^{129}Xe .

kT (keV)	0 .. 3 keV (mb)	3 .. 225 keV (mb)	225 .. 700 keV (mb)	$\langle\sigma v\rangle/v_T$ (mb)	Fehler (mb)		
					statistisch	systematisch	gesamt
8	$173,2 \pm 8,7$	1100 ± 17	0,0	1273	19	23	30
10	$114,8 \pm 5,7$	1031 ± 13	0,0	1146	14	21	25
15	$53,5 \pm 2,7$	$878,8 \pm 8,4$	0,0	932,3	8,8	17	19
20	$30,8 \pm 1,5$	$762,1 \pm 6,2$	0,0	792,9	6,4	14	15
25	$20,0 \pm 1,0$	$672,4 \pm 4,9$	0,2	692,6	5,0	12	13
30	$14,0 \pm 0,7$	$602,1 \pm 4,1$	0,9	617,0	4,2	11	12
40	$8,0 \pm 0,4$	$498,7 \pm 3,2$	$4,4 \pm 0,1$	511,1	3,2	9,2	9,7
50	$5,2 \pm 0,3$	$424,9 \pm 2,6$	$11,1 \pm 0,3$	441,2	2,6	7,9	8,3
52	$4,8 \pm 0,2$	$412,4 \pm 2,5$	$12,8 \pm 0,4$	430,0	2,5	7,7	8,1
60	$3,6 \pm 0,2$	$368,1 \pm 2,3$	$20,0 \pm 0,6$	391,7	2,4	7,1	7,5
70	$2,7 \pm 0,1$	$322,6 \pm 2,0$	$29,7 \pm 1,0$	354,9	2,2	6,4	6,8
80	$2,0 \pm 0,1$	$285,0 \pm 1,8$	$39,3 \pm 1,4$	326,3	2,3	5,9	6,3
90	$1,6 \pm 0,1$	$253,5 \pm 1,6$	$48,2 \pm 1,8$	303,3	2,4	5,5	6,0
100	$1,3 \pm 0,1$	$226,8 \pm 1,5$	$56,2 \pm 2,2$	284,3	2,7	5,1	5,8

Tabelle 17: Maxwell-Boltzmann-gemittelte Querschnitte für ^{130}Xe .

kT (keV)	0 .. 3 keV (mb)	3 .. 225 keV (mb)	225 .. 700 keV (mb)	$\langle\sigma v\rangle/v_T$ (mb)	Fehler (mb)		
					statistisch	systematisch	gesamt
8	$27,3 \pm 1,4$	$229,7 \pm 6,8$	0,0	257,0	6,9	2,8	7,4
10	$18,4 \pm 0,9$	$212,1 \pm 5,1$	0,0	230,5	5,2	2,5	5,8
15	$8,8 \pm 0,4$	$178,8 \pm 3,1$	0,0	187,6	3,1	2,1	3,7
20	$5,1 \pm 0,3$	$156,6 \pm 2,2$	0,0	161,7	2,2	1,8	2,8
25	$3,4 \pm 0,2$	$141,0 \pm 1,7$	0,1	144,5	1,7	1,6	2,3
30	$2,4 \pm 0,1$	$129,3 \pm 1,4$	0,3	132,0	1,4	1,5	2,1
40	$1,4 \pm 0,1$	$112,5 \pm 1,1$	$1,6 \pm 0,1$	115,5	1,1	1,3	1,7
50	$0,9 \pm 0,1$	$100,0 \pm 0,9$	$4,2 \pm 0,1$	105,1	0,9	1,2	1,5
52	$0,8 \pm 0,0$	$97,8 \pm 0,9$	$4,9 \pm 0,2$	103,5	0,9	1,1	1,4
60	$0,6 \pm 0,0$	$89,7 \pm 0,8$	$7,8 \pm 0,3$	98,1	0,9	1,1	1,4
70	$0,5 \pm 0,0$	$80,7 \pm 0,7$	$11,8 \pm 0,4$	93,0	0,8	1,0	1,3
80	$0,4 \pm 0,0$	$72,8 \pm 0,7$	$15,9 \pm 0,6$	89,1	0,9	1,0	1,3
90	$0,3 \pm 0,0$	$65,9 \pm 0,6$	$19,8 \pm 0,8$	86,0	1,0	0,9	1,3
100	$0,2 \pm 0,0$	$59,8 \pm 0,6$	$23,4 \pm 0,9$	83,4	1,1	0,9	1,4

Die einzige Messung von Einfangquerschnitten in diesem Energiebereich war eine Aktivierungsmessung mit natürlichem Xenon am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger [Bee91]. Mithilfe der zyklischen Aktivierungsmethode konnte der partielle Einfangquerschnitt zu den Isomeren $^{129}\text{Xe}^m$ und $^{131}\text{Xe}^m$ bei einem Neutronenspektrum entsprechend $kT = 25$ keV relativ zum Goldquerschnitt gemessen werden. Anschließend wurde, unter Kenntnis von Partial- und Gesamteinfangquerschnitt bei thermischen Energien (25 meV), auf die Verhältnisse im keV Bereich extrapoliert. Allerdings ist dies im Falle der seltenen geraden Xenonisotope mit großen Unsicherheiten verbunden, da die thermischen Einfangquerschnitte nur völlig unzureichend bekannt sind. Die vorliegende Situation mutet seltsam an, da inzwischen die um Größenordnungen kleineren stellaren Querschnitte wesentlich genauer vermessen sind als die thermischen (Tabelle 18).

Tabelle 18: Zusammenstellung der bisher gemessenen Daten für die reinen s-Kerne $^{128, 130}\text{Xe}$. Die Extrapolation von thermischen Verhältnissen scheitert an der Unzulänglichkeit der Daten in diesem Energiebereich.

Größe	^{128}Xe	^{130}Xe
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}^m$ bei $kT = 25$ keV [Bee91] (mb)	$28,3 \pm 2,3$	$13,5 \pm 1,1$
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}^m$ bei $kT = 25$ meV [NNDC] (b)	$0,48 \pm 0,1$	$0,45 \pm 0,1$
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}$ bei $kT = 25$ meV [NNDC] (b)	< 8	< 26
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}$ Extrapolation von 25 meV (mb)	< 470	< 780
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}$ bei $kT = 25$ meV [Nor92] (b)	9,7	10,5
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}$ Extrapolation von 25 meV (mb)	572	315
$^A\text{X}(n,\gamma)^{A+1}\text{Xe}$ diese Arbeit (mb)	263	162

Mit den jetzt gewonnenen Daten kann das für die Diskussion des s-Prozesses wichtige Querschnittsverhältnis von ^{128}Xe zu ^{130}Xe mit einer Genauigkeit von 2 % festgelegt werden.

3. Die instabilen Isotope ^{129}I und ^{147}Pm

3.1. Messprinzip - Aktivierungsmethode

Ist die in Kapitel 2.1 beschriebene direkte Messung des Neutroneneinfangquerschnitts nicht möglich, da z.B. die zur Verfügung stehende Probenmasse nicht ausreicht, bietet sich, falls das Produkt des Neutroneneinfangs selbst radioaktiv mit Halbwertszeiten von einigen Sekunden bis Jahren ist, eine andere Möglichkeit: die Aktivierungsmethode. Hier wird die zu untersuchende Probe für eine gewisse Zeit einem hohen, ungepulsten Neutronenfluss ausgesetzt und anschließend die erzeugte Aktivität in untergrundoptimierten Anordnungen ausgezählt. Falls die Aktivierungszeit gegenüber der Halbwertszeit klein ist, gilt für die induzierte Aktivität:

$$A \propto \frac{{}^A N \cdot \Phi_n \cdot \sigma}{t_{1/2}} \cdot t_A$$

In dieser Näherung wird deutlich, dass ein kleiner Querschnitt oder kleine Probenmengen durch eine entsprechend längere Aktivierungsdauer ausgeglichen werden können. Für längere Aktivierungen ist zu berücksichtigen, dass schon während der Bestrahlung der Zerfall von produzierten Kernen zu einer Sättigung führt. Es gilt dann für den zu messenden Querschnitt

$$\sigma = \frac{A}{\Phi_n \cdot \lambda \cdot {}^A N \cdot f_b} e^{\lambda t_w}$$

mit folgenden Variablenbezeichnungen:

σ dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^A\text{X}(n,\gamma){}^{A+1}\text{X}$,

λ der Zerfallskonstante des erzeugten Isotops ${}^{A+1}\text{X}$ $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$,

A der Aktivität des erzeugten Isotops ${}^{A+1}\text{X}$ $A(t) = \lambda \cdot {}^{A+1}N \cdot e^{-\lambda t}$

Φ_n dem zeitintegrierten Neutronenfluss (Anzahl der Neutronen pro Flächeneinheit)
 $\Phi_n = \int_0^{t_a} \Phi(t) \cdot dt$,

t_w der Wartezeit zwischen Aktivierung und Messung der Aktivität und

f_b dem Korrekturfaktor für die während der Aktivierung zerfallenen Kerne. Diese Korrektur $f_b = \int_0^{t_a} \Phi(t) \cdot e^{-\lambda(t_a-t)} \cdot dt \bigg/ \int_0^{t_a} \Phi(t) \cdot dt$ ergibt sich für konstanten Fluss zu $f_b = (1 - e^{-\lambda t_a}) / \lambda \cdot t_a$, muss jedoch wegen der Zeitabhängigkeit des Neutronenflusses am Van-de-Graaff-Beschleuniger numerisch ermittelt werden, indem man den Fluss über Intervalle von $\Delta t = 10$ min (im Falle der im Rahmen dieses Experiments durchgeführten Aktivierung) integriert. Mit dieser Information, die während der gesamten Bestrahlungsdauer mit einem Computer aufgezeichnet wird, ergibt sich dann $f_b \cong \sum_i \Phi_i \cdot e^{-\lambda(t_a-i\Delta t)} \bigg/ \sum_i \Phi_i$.

Wird infolge der Aktivierung γ -Strahlung emittiert, sind Germaniumdetektoren aufgrund ihrer exzellenten Energieauflösung geeignete Nachweisinstrumente. Praktisch jedes Isotop lässt sich dann eindeutig einer Gammalinie im Spektrum zuordnen.

Der entscheidende Nachteil dieser Methode ist, dass der Querschnitt nicht mehr differentiell gemessen wird, sondern immer die gesamte Neutronenverteilung zur induzierten Aktivität beiträgt. Es ist deshalb wünschenswert, die Neutronenverteilungen möglichst ähnlich zu den physikalischen Bedingungen zu wählen, für die Vorhersagen getroffen werden sollen.

3.2. Probenherstellung

Die Halbwertszeit von ^{129}I beträgt 15,6 Millionen Jahre und kommt damit in der natürlichen Elementzusammensetzung nicht vor. Deshalb wurden 0,5 g auf 99,64 % angereichertes ^{128}Te bei der Firma ISOFLEX (Moskau, Russland) gekauft, um nach Neutronenbestrahlung über ^{129}Te zu verfügen, das via Betazerfall in ^{129}I umgewandelt wird.

Die Bestrahlung wurde mit dem Forschungsreaktor TRIGA-HD II des Deutschen Krebsforschungszentrums Heidelberg durchgeführt. Die Bestrahlungsdauer betrug 217 Stunden.

Aus der Telluraktivität im Anschluss an die Bestrahlung lässt sich die Anzahl der erzeugten ^{129}I Atome bestimmen. Während der Aktivierung im Reaktor werden $N_f = N_i (\Phi_{therm} \sigma_{therm} + \Phi_{epi} \sigma_{epi})$ Kerne erzeugt. Die Aktivität berechnet sich nach:

$$A(t) = \dot{N}(t) = N(t)\lambda = N_f f_b \lambda e^{-\lambda t}$$

und die Anzahl der nach der Aktivierung zerfallenen Kerne gemäß:

$$N_{Zerfallen}(t) = N_f - N(t) = \frac{A(t)}{\lambda} \left(\frac{e^{\lambda t}}{f_b} - 1 \right)$$

Der Neutroneneinfang am ^{128}Te kann sowohl den Grundzustand als auch das Isomer im ^{129}Te bevölkern. Für die Anzahl der produzierten ^{129}I -Atome sind demzufolge beide Möglichkeiten zu berücksichtigen. Für das Verzweungsverhältnis gilt:

$$\delta = \frac{\Phi_{therm}^g \sigma_{therm} + \Phi_{epi}^g \sigma_{epi}}{\Phi_{therm}^m \sigma_{therm} + \Phi_{epi}^m \sigma_{epi}}$$

Da die Halbwertszeit des Grundzustandes gegenüber der Wartezeit nach der Aktivierung sehr klein ist, sind praktisch alle durch Neutroneneinfang in den Grundzustand gebildeten ^{129}Te -Atome zerfallen. Die Korrektur für die Verzweigung ist daher nur für N_f nötig. Es gilt also:

$$N_{^{129}\text{I}}(t) = {}^m N_f \cdot (1 + \delta) - {}^m N(t)$$

Die Depopulation des Isomers erfolgt zu 65% über innere Abregung zum Grundzustand und zu 35% via Betazerfall zu ^{129}I . Aufgrund der deutlich größeren Halbwertszeit des Isomers stellt sich für die Anzahl der ^{129}Te -Atome im Grundzustand schon wenige Tage nach Ende der Aktivierung ein Fließgleichgewicht aus Produktion und Zerfall ein, das sich direkt aus der Zahl der Atome im angeregten Zustand berechnet und unabhängig von der Anzahl der durch Neutroneneinfang in den Grundzustand entstandenen Kerne ist. Für die Bestimmung der Aktivität des angeregten Zustandes können also Gammalinien des Grundzustands- wie des Isomerzerfalls herangezogen werden. In Tabelle 19 sind alle für die Bestrahlung am TRIGA-Reaktor wichtigen Daten zusammengefasst.

Tabelle 19: Zusammenstellung der für die Bestrahlung am Reaktor wichtigen Parameter. Das Verzweigungsverhältnis wurde in einer weiteren Aktivierung bestimmt (s. Abschnitt 4.3). Die Ungenauigkeit ist hier in erster Linie durch die 9 % Unsicherheit für den Anteil des inneren Zerfalls von $^{129}\text{Te}^m$ gegeben.

Größe	Wert	Fehler
Totaler Querschnitt: $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}$	0,215 barn	0,008 barn
Partialquerschnitt: $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}^g$	0,1997 barn	0,0080 barn
Partialquerschnitt: $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}^m$	0,015 barn	0,001 barn
Resonanzintegral: $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}^g$	1,58 barn	0,06 barn
Resonanzintegral: $^{128}\text{Te}(n,\gamma)^{129}\text{Te}^m$	0,077 barn	0,005 barn
Neutronenfluss (thermisch)	$1,07 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	3,5 %
Neutronenfluss (epithermisch)	$5,43 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	10 %
Korrekturfaktor: f_b für $^{130}\text{Te}^m$	0,649	< 1%
Halbwertszeit: $t_{1/2}$ für $^{130}\text{Te}^g$	1,16 h	12 s
Halbwertszeit: $t_{1/2}$ für $^{130}\text{Te}^m$	33,6 d	2,4 h
Aktivierungszeit: t_a	217 h	0,1 h
Verzweigungsverhältnis: δ	7,0	8 %

Die Bestimmung der Aktivität der Goldmonitorfolien geschah bei diesen wie auch allen nachfolgenden Aktivierungen durch den Nachweis der Gammas aus dem Zerfall des ^{198}Au mit einem koaxialen HP-Germaniumdetektor (*high-purity*) der Firma ORTEC. Mit einem Kunststoffaufsatz (XX-Aufsatz) ließen sich die Folien in einem genau reproduzierbaren Abstand zum Detektor positionieren. Abbildung 3-1 zeigt für diese Geometrie eine Serie von Eichmessungen mit monoenergetischen Gammaquellen. Oberhalb von etwa 120 keV ist die Energieabhängigkeit der Detektoransprehwahrscheinlichkeit in sehr guter Näherung ein Potenzgesetz: $\varepsilon(E) = 7,0 \cdot E^{-1,3}$. In der Abbildung ist solche eine Anpassung ebenfalls zum Vergleich dargestellt. Wenn nichts anderes erwähnt wird, sind alle im folgenden verwendeten Ansprechwahrscheinlichkeiten nach dieser Formel berechnet.

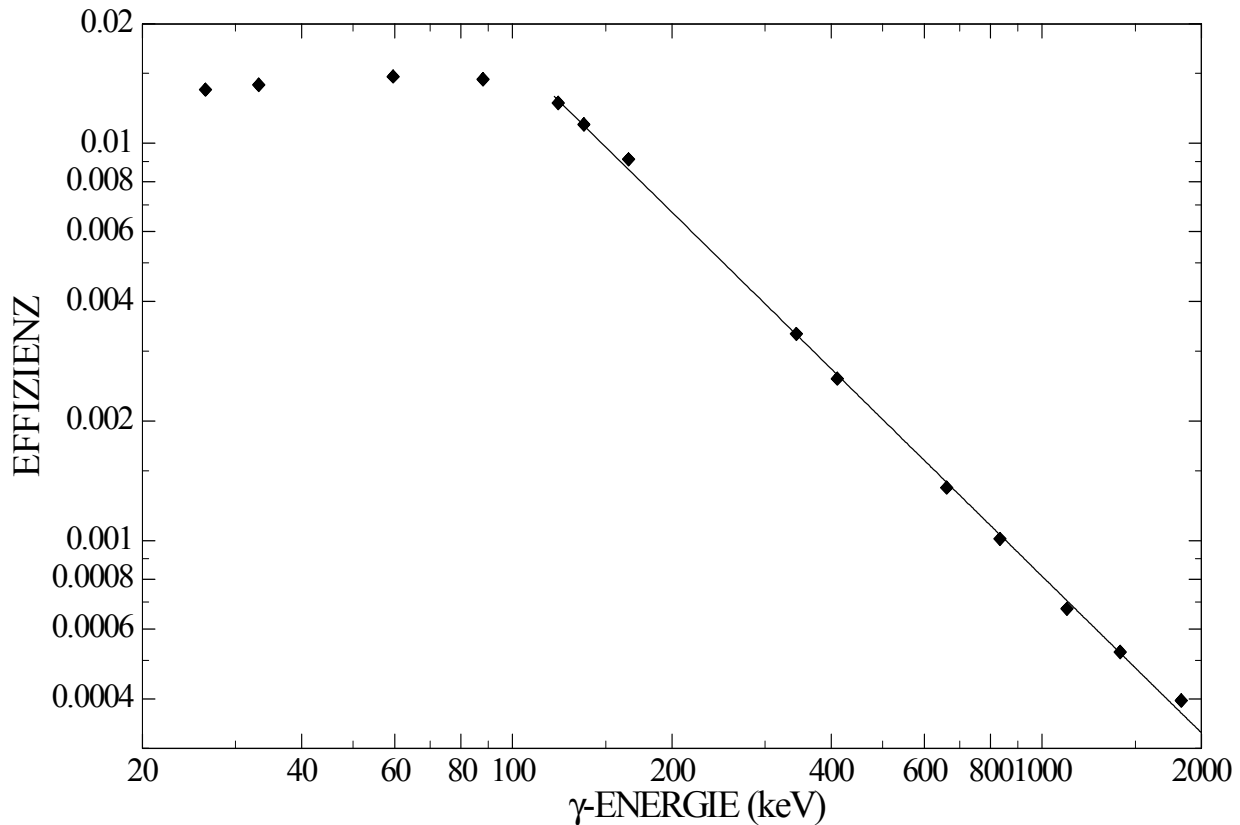


Abbildung 3-1: Experimentell bestimmter Verlauf der Linieneffizienz für den für die meisten Monitorauswertungen benutzten XX-Aufsatz. Die Abbildung zeigt außerdem eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate für Energien oberhalb 120 keV. Die angepasste Funktion ist: $\varepsilon(E) = 7,0 \cdot E^{-1,3}$.

Für die Bestimmung der produzierten Menge an ^{129}I wurden die jeweils intensivsten Linien des Grund- wie des isomeren Zustandes verwendet. Diese Methode hat den Vorteil, dass sie unabhängig von der Flussbestimmung am TRIGA-Reaktor ist. Als einzige für die Spezifikation der Bedingungen am Reaktor wichtige Größe verbleibt das Verhältnis von Einfängen zum Grundzustand zu denen ins Isomer. Berechnet man diese Größe anhand der oben angegebenen Formel, ist ein Fehler von mindestens 10 % aufgrund der Ungenauigkeiten der beteiligten Querschnitte sowie der Flussverhältnisse unvermeidlich. Deshalb wurde diese Größe in einer weiteren, kürzeren Aktivierung experimentell mit wesentlich höherer Genauigkeit gemessen (siehe Abschnitt 4.5.1). In Tabelle 20 sind unter Zuhilfenahme der Linienintensitäten von [Nor92] die Ergebnisse der Auswertung der Grundzustands- und Isomeraktivität angegeben. Innerhalb der angegebenen Gesamtfehler stimmen beide Methoden überein. Auf diese Weise konnte die Masse des erbrüteten ^{129}I zu (730 ± 30) ng bestimmt werden.

Tabelle 20: Zusammenstellung der für die Bestimmung der Iodmenge verwendeten Daten sowie die Ergebnisse. Bei der Auswertung mithilfe der Aktivität des Grundzustandes von ^{129}Te ist zu berücksichtigen, dass nur (65 ± 3) Prozent des Isomers über internen Zerfall depopuliert werden (vergleiche Abschnitt 4.5.1). Die systematische Unsicherheit für das Verzweigungsverhältnis δ (s. oben) schlägt bei beiden Auswertungen gleich zu Buche und ist deshalb erst nach der Mittelung durch quadratische Addition zu berücksichtigen.

	Energie (keV)	Linienintensität	Anzahl der ^{129}I Atome	Mittelwert ^{129}I Atome
Grundzustand	459,6	$0,0736 \pm 0,0024$	$(3,34 \pm 0,19) 10^{15}$	$(3,39 \pm 0,35) 10^{15}$
Isomer	695,9	$0,03059 \pm 0,001$	$(3,40 \pm 0,13) 10^{15}$	

3.3. Experiment

Die Aktivierung des erbrüteten ^{129}I erfolgte am Van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik. Neutronen mit stellaren Energien wurden standardmäßig über die Austauschreaktion $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ erzeugt. Für die Aktivierungsexperimente wurden ausschließlich Protonen mit 1912 keV zur Simulation einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einer thermischen Energie von $kT = 25$ keV verwendet. Bei dieser Einschussenergie bewirkt die Reaktionskinematik, dass die Neutronen in einen nach vorne gerichteten Kegel mit 120° Öffnungswinkel emittiert werden (Abbildung 3-2).

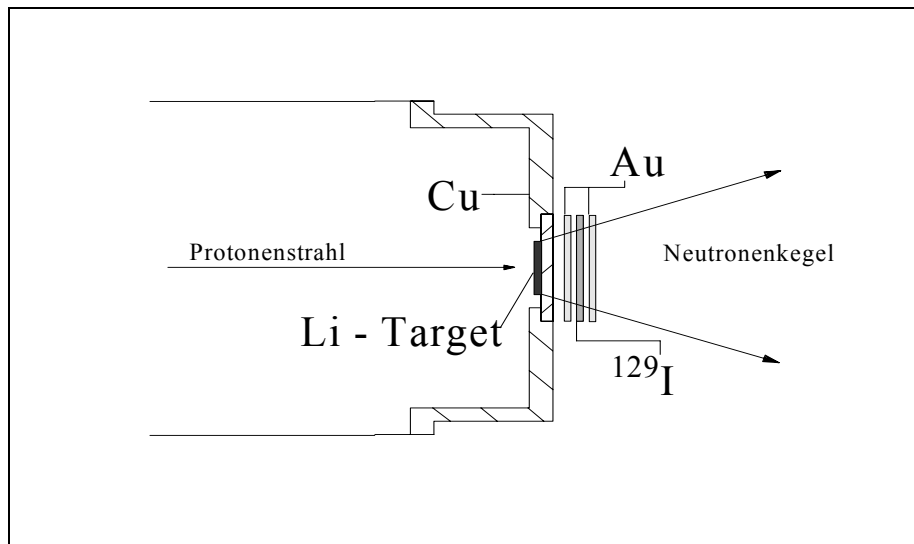


Abbildung 3-2: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung während der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger.

Der Neutronenfluss wurde durch Mitaktivierung von Goldfolien, die vor und hinter der Probe positioniert waren, gemessen. Der Neutroneneinfangquerschnitt von ^{129}I wurde folglich relativ zum genau bekannten Neutroneneinfangquerschnitt von ^{197}Au [Rat88] bestimmt. Außerdem wurde während der gesamten Aktivierungsdauer die Neutronenausbeute unter 0° zur Strahlachse mit einem ^6Li -Glas-Detektor aufgenommen, jeweils über 10 min aufaddiert und elektronisch abgespeichert. Mithilfe dieser Information über den zeitlichen Verlauf des Neutronenflusses wurde der f_b -Faktor bestimmt (siehe Abschnitt 3.1).

Die Form des Neutronenspektrums, das sich bei Beschuss einer hinreichend dicken Lithiumschicht knapp oberhalb der Neutronenproduktionsschwelle ergibt, wurde experimentell mit hoher Genauigkeit vermessen [Rat88].

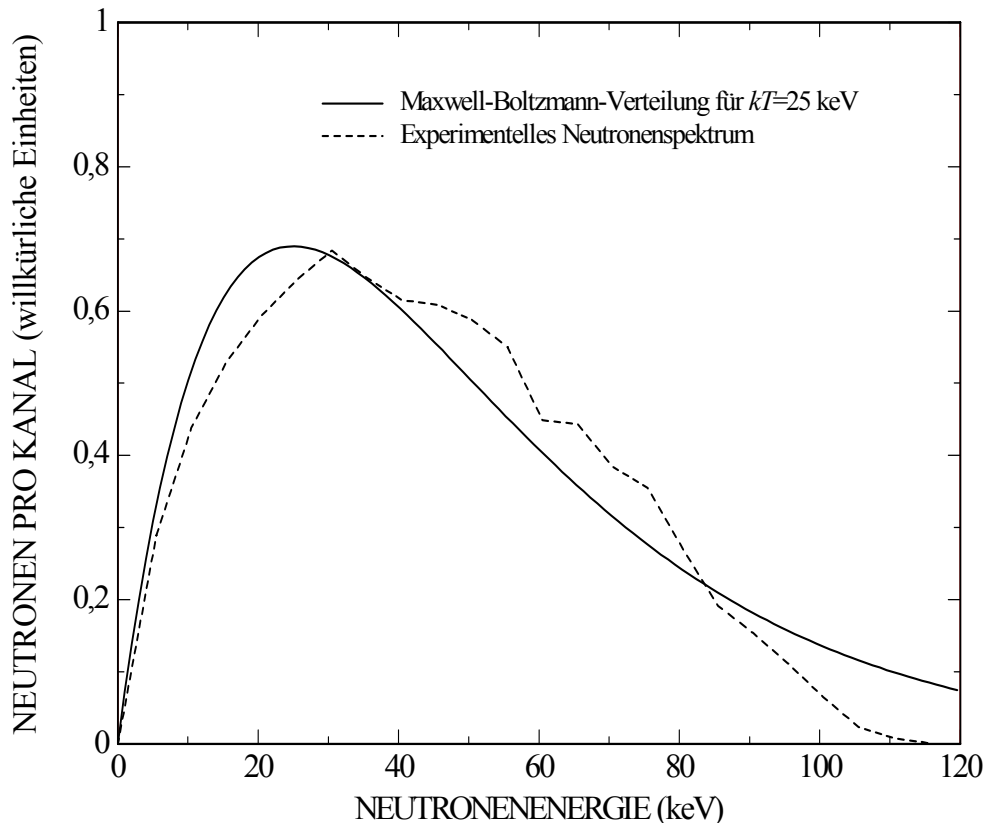


Abbildung 3-3: Gemessenes Neutronenspektrum wie es bei den Aktivierungen am Van-de-Graaff verwendet wird sowie, zum Vergleich, ein ideales Maxwell-Boltzmann-Spektrum für $kT = 25$ keV.

Vor jeder Aktivierung muss lediglich die Protonenenergie genau auf 1912 keV festgelegt werden. Dies geschieht am besten durch Bestimmung der Energie der schnellsten Neutronen. Da sie lediglich 106 keV beträgt, genügt eine Genauigkeit von einigen Prozent, um die Protonenenergie auf wenige keV genau festzulegen. Zur experimentellen Determinierung des Spektrums wurde der Van-de-Graaff-Beschleuniger auf Pulsbetrieb umgestellt und die Neutronenenergie mithilfe eines ^6Li -Glasdetektors mittels der Flugzeitmethode gemessen. Trägt man die Ereignisse, die in einem Meter Abstand von der Probe unter 0° aufgezeichnet werden, als Funktion der Zeitdifferenz zum Stoppsignal des Beschleunigers auf, ergibt sich das Flugzeitspektrum der Abbildung 3-4.

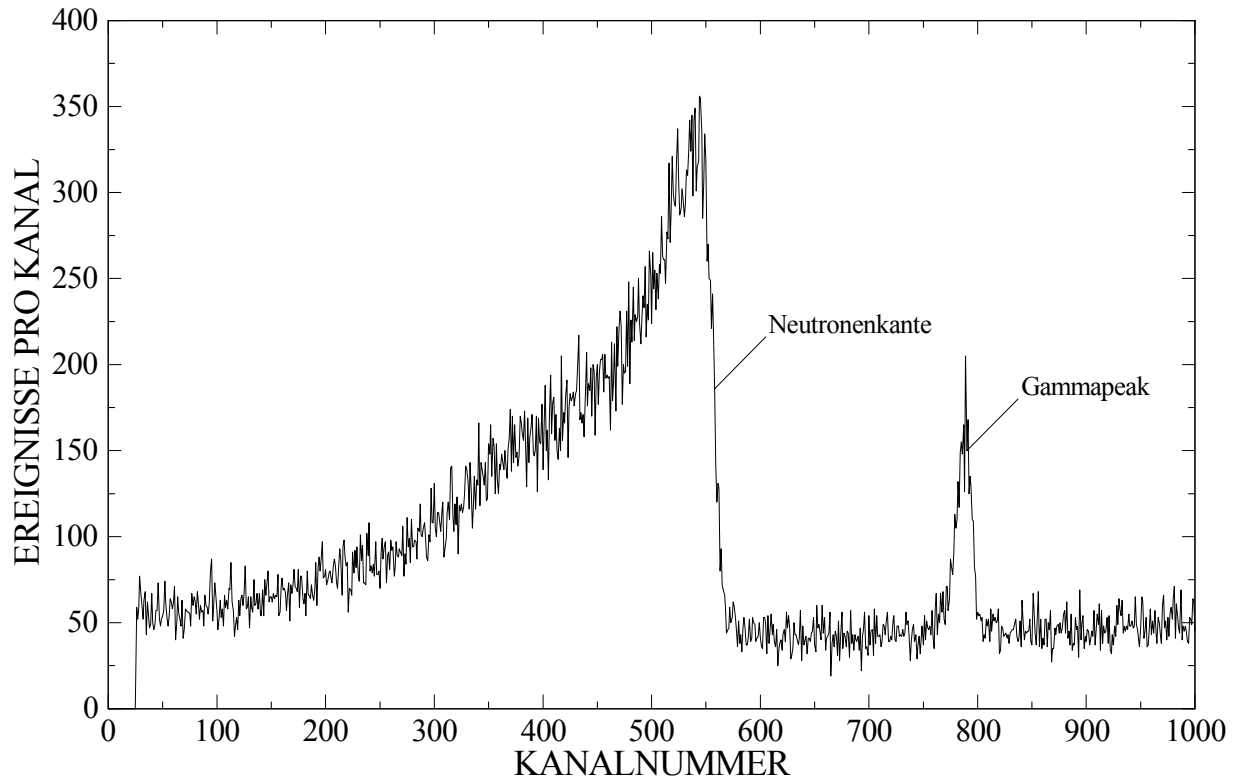


Abbildung 3-4: Typisches Flugzeitspektrum, wie es vor jeder Aktivierung zum Festlegen des Neutronenspektrums aufgenommen wurde.

In diesem Spektrum nimmt die Flugzeit von rechts nach links zu. Die schnellsten Signale stammen von Gammaquanten, die beim Auftreffen des Protonenpulses auf das mit einer $30\ \mu\text{m}$ dicken Lithiumschicht bedampfte Kupfer entstehen. Die Neutronen aus der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion treffen entsprechend verzögert auf den Detektor. Die Zeitdifferenz der Neutronen zu den prompten Gammas lässt sich direkt aus dem Flugzeitspektrum ablesen und, mit Kenntnis des Abstandes Lithiumschicht - Detektor, in die kinetische Energie der Neutronen umrechnen. Falls die Protonen innerhalb der Lithiumschicht bis unter die Neutronenproduktionsschwelle abgebremst werden, haben die emittierten Neutronen eine Energieverteilung von 0 bis zur Maximalenergie. Während der Aktivierung läuft der Beschleuniger im Gleichstrombetrieb. Um den unvermeidlichen Lithiumabbau während der Aktivierung zu begrenzen, sind die Ströme während längerer Aktivierungen auf etwa $100\ \mu\text{A}$ beschränkt. Im Mittel können so etwa 10^9 Neutronen pro Sekunde produziert werden.

Im Anschluss an die Aktivierungen erfolgte die Messung der erzeugten Aktivitäten. Alle Proben wurden mit einer 4π -Anordnung aus zwei Clover-Detektoren der Firma Eurysis ausgezählt, während die Goldmonitore, abhängig von ihrer Aktivität, mit kleineren Germaniumdetektoren ausgewertet wurden.

3.4. Die stellaren Einfangraten

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das im Folgenden beschriebene Verfahren zur Auswertung von Aktivierungen an radioaktiven Proben auch auf eine im Vorfeld durchgeführte Aktivierung von ^{147}Pm angewandt. Die Beschreibung dieses Experimentes sowie der Probenherstellung findet sich ausführlich in [Arl00].

Die Schwierigkeit bei der Anwendung der Aktivierungsmethode in diesen Fällen ist die Untergrundbehandlung. Einerseits limitiert die Eigenaktivität aus strahlenschutztechnischen Gründen die Probenmenge und erfordert daher Trägermaterialien zur Stabilität, die wiederum unter Neutronenbestrahlung aktiviert werden können, andererseits ist die Eigenaktivität selbst eine nicht zu vernachlässigende Untergrundkomponente. Es stellte sich heraus, dass für beide Isotope eine Messung mit einem herkömmlichen Detektor nicht möglich gewesen wäre. Erst die Untersuchung von koinzident emittierten Photonen, wie sie bei vielen Zerfällen auftreten, erlaubte die klare Trennung von Signal und Untergrund.

3.4.1. GEANT-Simulationen des Clover-Systems

Um die beim Nachweis von mehreren Photonen aus einer Kaskade mit einem komplexen Detektorsystem notwendigen Korrekturen zu bestimmen, wurden umfangreiche Monte-Carlo Simulationen durchgeführt.

Beim β^- -Zerfall wird im Kern, unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos, ein Neutron in ein Proton umgewandelt. Die dabei freiwerdende Energie wird praktisch vollständig auf Elektron und Antineutrino verteilt. Aufgrund des extrem kleinen Wirkungsquerschnitts mit Materie entkommt das Antineutrino ohne jegliche Wechselwirkung im Detektor. Da es sich um einen Dreikörperzerfall handelt, weist das Elektron, selbst bei einem Zerfall direkt in den Grundzustand des Produktkerns, schon eine Energieverteilung von Null bis zu einer Maximalenergie auf. In den meisten Fällen kann der *primäre* β^- -Zerfall jedoch auch in einen angeregten Zustand des Tochterkerns erfolgen. Dieser regt sich dann, unter Aussendung eines Photons, unter Umständen über mehrere Zwischenzustände zum Grundzustand ab. In solchen Fällen setzt sich das Elektronenspektrum aus mehreren Komponenten, entsprechend der jeweils primär frei werdenden Energie, zusammen, während das Gammaskpektrum mehrere monoenergetische Linien enthält. Außerdem kann die Energie des angeregten Kerns direkt an ein Elektron der unteren Schalen abgegeben werden. Dabei wird statt eines Photons ein Elektron der entsprechenden Energie ausgesandt, „das Photon wird in ein Elektron konvertiert“. Die Elektronenhülle befindet sich dann in einem angeregten Zustand, bei dessen Abregung wiederum Röntgenquanten oder Auger-Elektronen entstehen.

Um all diese komplexen Vorgänge zu simulieren, wurden zunächst mehrere Kalibrierungsexperimente mit monoenergetischen Eichquellen durchgeführt. Da die genaue Geometrie der Detektoren nicht bekannt war, wurde die Geometrie, im zulässigen Rahmen, soweit verändert, bis eine hinreichende Übereinstimmung zwischen Simulationen und Experiment erreicht war. Das zur Datenaufnahme benutzte Programm erlaubt einerseits die Abspeicherung von Spektren, andererseits ist es aber auch möglich, die Informationen für jedes einzelne Ereignis abzuspeichern. Damit kann zum Beispiel im Nachhinein die insgesamt im

Detektor deponierte Energie, selbst bei verschiedener Energiekalibration der Einzeldetektoren, mit der für Germaniumdetektoren typischen sehr guten Energieauflösung rekonstruiert werden. Die verwendete 4π -Anordnung besteht aus zwei Clover-Detektoren, von denen wiederum jeder aus vier Einzelkristallen mit einem Volumen von je 145 cm^3 (Abbildung 3-5 und Abbildung 3-6) zusammengesetzt ist. Die Energiesignale der einzelnen Kristalle können für jedes Ereignis getrennt ausgelesen und weiterverarbeitet werden. Hierfür stand das Datenaufnahmeprogramm MPAWIN der Firma FAST ComTec zur Verfügung. Mit der vorhandenen Version dieses Programms ist es möglich, die Signale von bis zu acht Detektoren gleichzeitig zu bearbeiten und, unter Berücksichtigung von Koinzidenzforderungen, als ein Ereignis aufzufassen und abzuspeichern. Anschließend können diese Daten mit externen Programmen weiterverarbeitet werden. Eine Beschreibung der Ansprechwahrscheinlichkeiten ist im Abschnitt 3.4.1 gegeben.

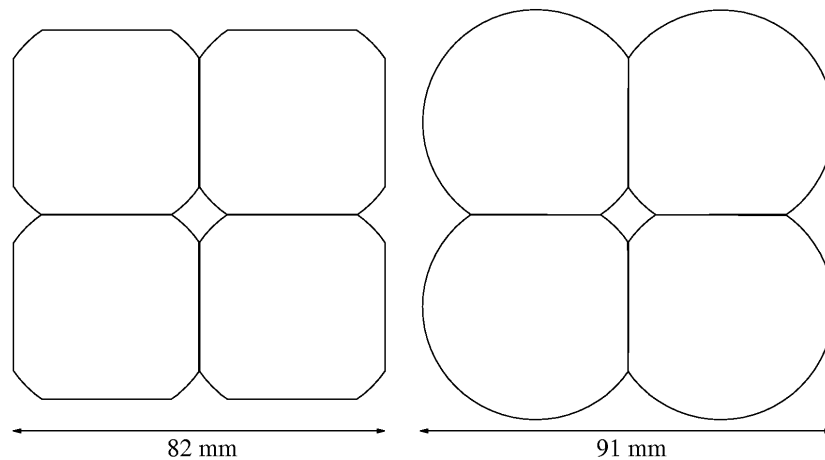


Abbildung 3-5: Schematische Darstellung der Front- und Rückansicht des abgeschrägten Clover-Detektors.

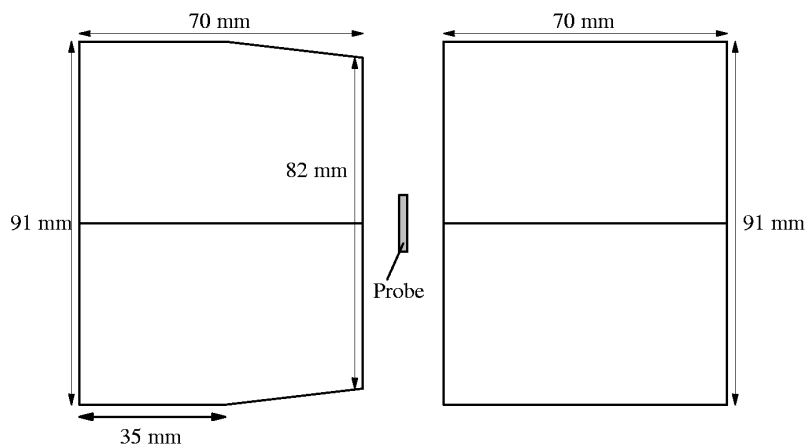


Abbildung 3-6: Schematische Darstellung der Seitenansicht des Clover-Systems. Die Probe wird zwischen den Detektoren positioniert. Der Abstand der beiden Detektoren kann variabel gewählt werden. Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde er mit einer PVC-Maske auf 3 mm festgelegt.

Abbildung 3-7 zeigt das Ergebnis der Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit des Clover-Systems für monoenergetische Gammas sowie den Vergleich mit experimentellen Daten. Es wurde jeweils unterschieden zwischen den beiden bereits erwähnten Modi, in denen das System

betrieben werden kann – einmal als ein einziger Detektor im Kalorimetermodus oder als modularer Detektor, bestehend aus acht unabhängigen Germaniumdetektoren. Für alle Punkte oberhalb 100 keV betragen die Abweichungen nur einige Prozent und liegen damit innerhalb der Fehlergrenzen der experimentellen Daten wie der Simulation. GEANT wurde für Wechselwirkungen hochenergetischer Teilchen mit Detektoren konzipiert und hat bekanntermaßen bei kleinen Energien größere Defizite. Damit erklärt sich auch die Abweichung bei Energien unterhalb 100 keV. Für die Messung der induzierten Aktivitäten wurden aus diesem Grund nur Linien oberhalb 100 keV benutzt.

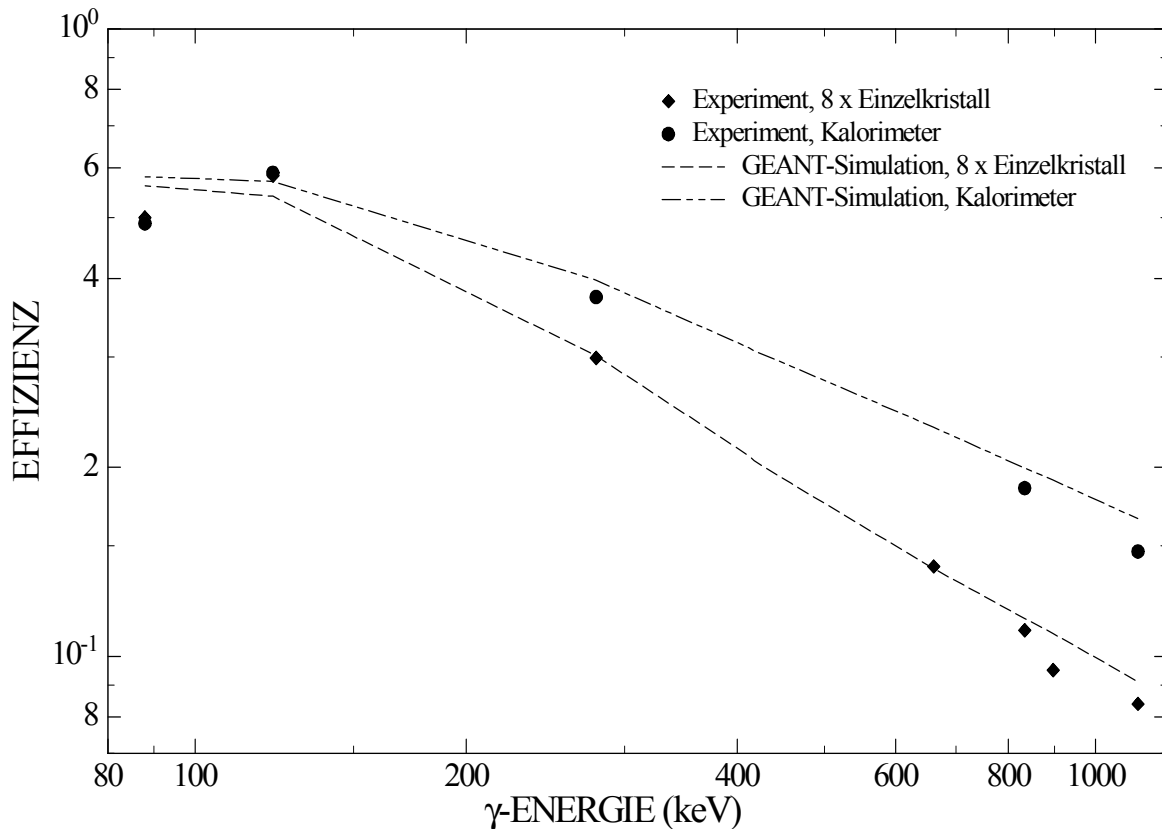


Abbildung 3-7: Vergleich des experimentellen und simulierten Verlaufs der Ansprechwahrscheinlichkeit des Clover-Systems für Gammas. Für die Simulation wurden jeweils 10^6 Photonen an der Probenposition gestartet.

In einem weiteren Schritt wurden nach einem Monte-Carlo-Verfahren Kaskaden, bestehend aus Elektronen und Photonen, produziert, wie sie nach dem Betazerfall von ^{130}I und ^{148}Pm entstehen. Hierfür wurde, ausgehend vom Zerfallsschema von ^{130}I und ^{148}Pm , als erstes die beim unmittelbaren β^- -Zerfall freiwerdende Energie gewürfelt. Anschließend wurde das Elektronenspektrum gemäß der Fermi-Verteilung ([Fer33], [Scho66]) bestimmt. Die Produktkerne ^{130}Xe und ^{148}Sm liegen nun in einem angeregten Zustand vor und senden zusätzlich Gammas aus. Hier wurde Zustand für Zustand gemäß dem Zerfallsschema zufällig der Übergang zum nächsten Niveau bestimmt. Die Energiedifferenzen werden in Form von Gammas emittiert. Abschließend wird noch gewürfelt, ob das entsprechende Gamma konvertiert wird oder nicht. Für jedes Isotop wurden auf diese Weise 100.000 Kaskaden produziert.

Im letzten Schritt wurde die Antwort des Clover-Systems auf diese Kaskaden bestimmt (Abbildung 3-8 bis Abbildung 3-10). Hierfür wurde jede der Kaskaden 10 Mal mit verschiedener Winkelverteilung zwischen den beiden Clover-Detektoren emittiert.

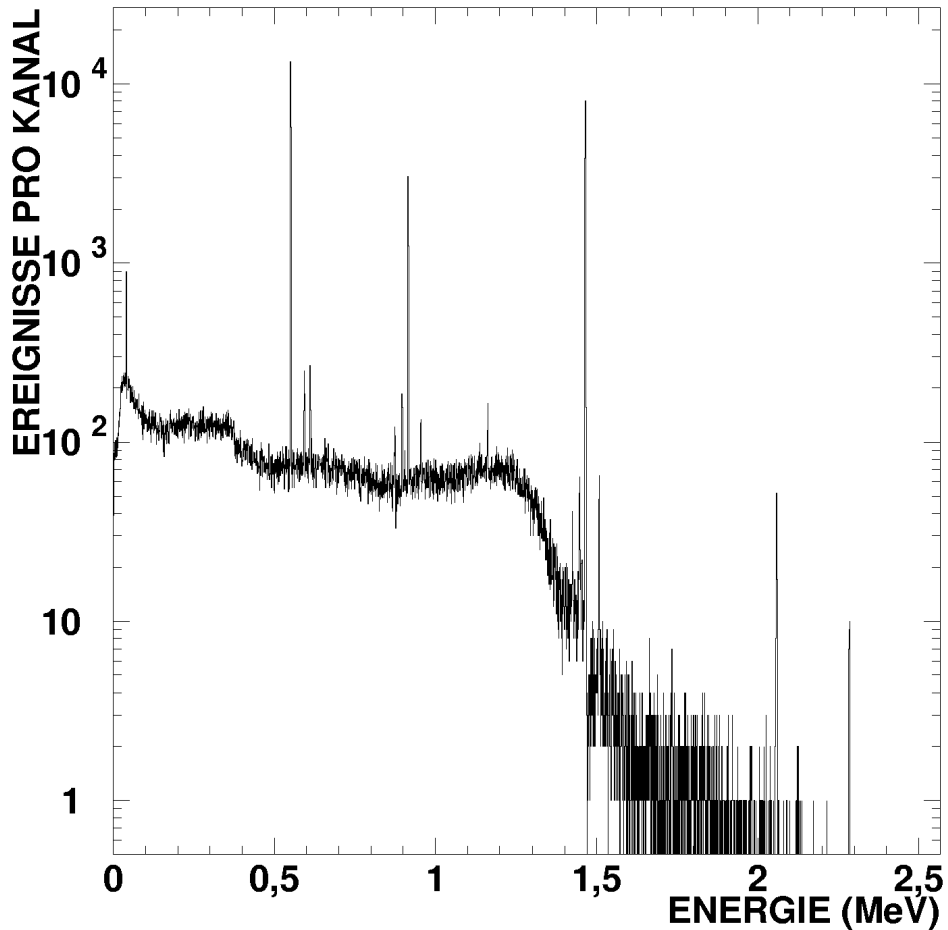


Abbildung 3-8: Simulierte Antwort des Clover-Systems im Kalorimetermodus auf den Zerfall von $^{148}\text{Pm}^g$. Zur Bestimmung dieses Spektrums wurden 10^5 Kaskaden erzeugt und jede 10 Mal am Ort der Probe unter verschiedenen Winkeln emittiert.

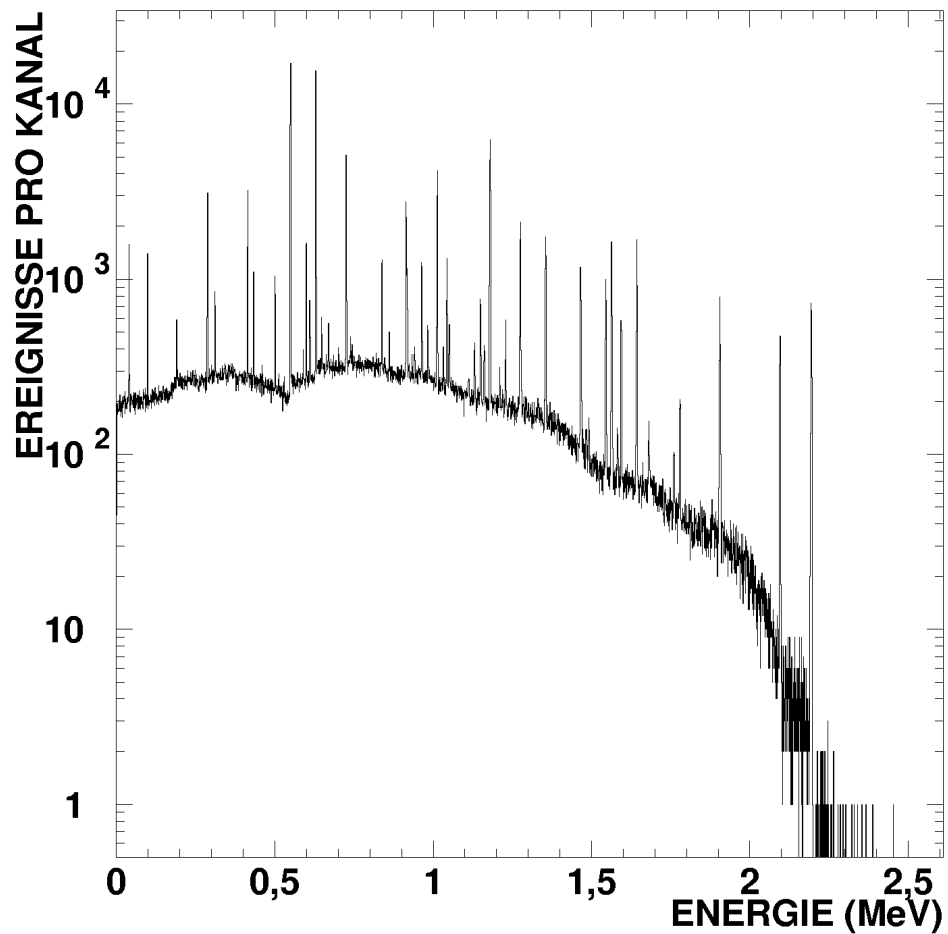


Abbildung 3-9: Simulierte Antwort des Clover-Systems im Kalorimetermodus auf den Zerfall von $^{148}\text{Pm}^m$. Insbesondere beim Zerfall des Isomers wird die Notwendigkeit einer detaillierten Simulation deutlich. Die emittierten Kaskaden sind so komplex, dass eine Abschätzung der Kaskadenkorrekturen, wie sie für einfache Germaniumdetektoren mit dem Programm CASC [Jaa95] berechnet werden können, nicht mehr möglich ist.

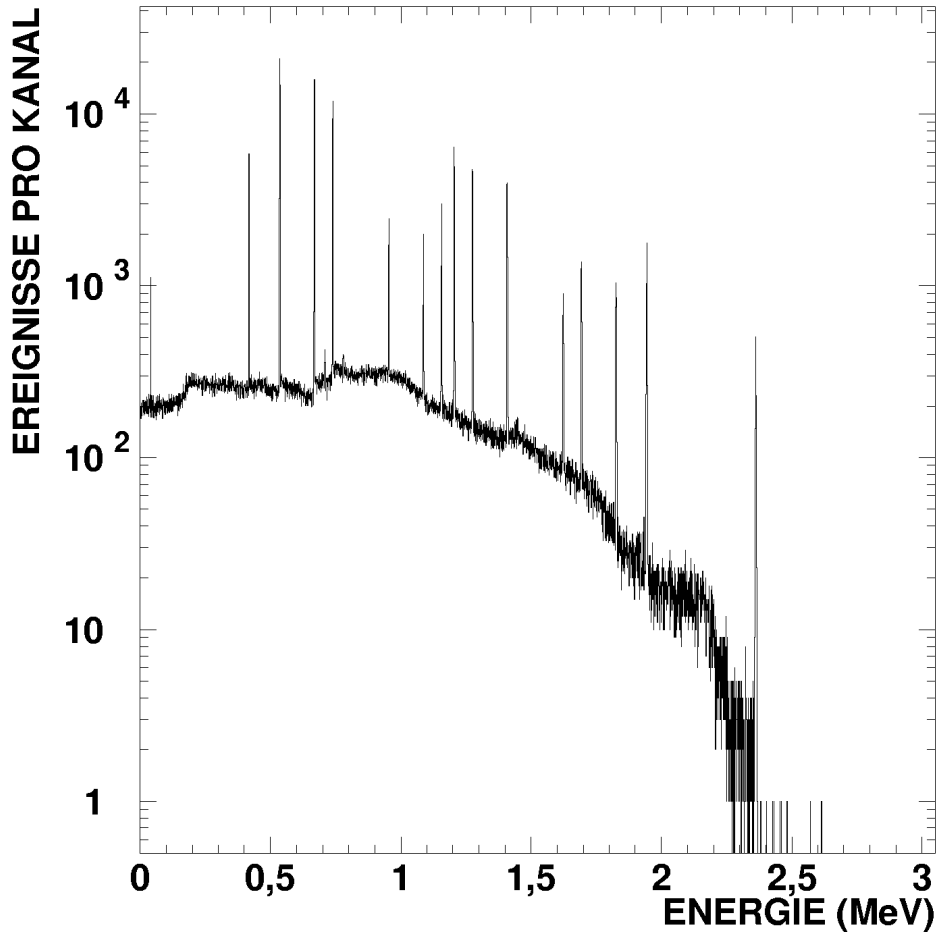


Abbildung 3-10: Simulierte Antwort des Clover-Systems im Kalorimetermodus auf den Zerfall von ^{130}I . Wie in Abbildung 3-9 wurden auch hier 10^6 Kaskaden aus der Probe emittiert.

3.4.2. Auswertung der experimentellen Daten

$^{147}\text{Pm}(n,\gamma)$

Zur Auswertung wurde eine Aktivierung über 12 Tage herangezogen. Während der Aktivierung wurde der Neutronenfluss durch Mitbestrahlung von Goldfolien bestimmt. Der integrierte Neutronenfluss berechnet sich dann gemäß:

$$\Phi_n = \frac{\Delta N \cdot C_P \cdot C_S}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{mess}}}) \cdot e^{-\lambda t_w} \cdot \sigma_{\text{Monitor}} \cdot \varepsilon \cdot \alpha \cdot \kappa \cdot f_{b,\text{Monitor}} \cdot N_{\text{Monitor}}},$$

wobei die neuen Größen

t_{mess}	die Messzeit für die Monitoraktivität,
ΔN	die Anzahl der während der Messzeit nachgewiesenen Monitorzerfälle,
$N_{Monitor}$	die Anzahl der Atome in der Monitorfolie,
ε	die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für die Monitoraktivität (abhängig von Detektoreigenschaften und Geometrie des Aufbaus),
α	die Linienintensität (Anzahl der emittierten Teilchen pro Monitorzerfall),
κ	die Selbstabsorption in der Monitorfolie,
$\sigma_{Monitor}$	den Querschnitt der Monitorreaktion,
C_P	die "Pile-Up"-Korrektur und
C_S	die Summationskorrektur für die entsprechende Linie bezeichnen.

Die "Pile-Up"-Korrektur ist eine reine Zählratenkorrektur und wurde entweder mithilfe eines Pulsgenerators oder anhand anderer Monitorlinien bestimmt, die vor und nach jeder Messung ebenfalls aufgenommen wurden.

Die Summationskorrektur berücksichtigt, dass beim betrachteten Zerfall mehrere Photonen koinzident emittiert werden. Deshalb besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, diese auch koinzident nachzuweisen, d.h., die beiden Photonen werden als ein Ereignis mit entsprechend höherer Energie registriert und fehlen dann in den Einzellinien. Mit der Wahrscheinlichkeit p , dass ein weiteres Photon koinzident emittiert wird und der totalen Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ε_{tot} , ergibt sich die Summationskorrektur zu $C_S = (1 - p \cdot \varepsilon_{tot})^{-1}$.

Folgende Daten wurden zur Bestimmung der Neutronenflüsse verwendet:

ε_γ	=	$(2,6 \pm 0,1) 10^{-5}$	für die verwendete XXL - Messanordnung [Schu98],
α	=	$0,955 \pm 0,001$	für die 412 keV Linie des ^{198}Au -Zerfalls [Bro86],
κ_γ	=	1,00	für 412 keV Gammaquanten in 30 μm dicken Au-Folien,
σ_{Au}	=	$648 \pm 10 \text{ mb}$	für $kT = 25 \text{ keV}$ [Rat88],
C_P	=	1	,
C_S	=	1	.

Über die gesamte Aktivierungszeit hinweg wurden die Goldfolien vier Mal gewechselt. Es stellte sich heraus, dass zwischen den Folien auf der Vorder- und Rückseite der Promethiumprobe Flussunterschiede von 40 % auftraten (Tabelle 21). Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich im Probenaufbau zu suchen. Das Promethium wurde mit 10 mg Kohlenstoffpulver zu einer Tablette von 6 mm Durchmesser und 0,4 mm Dicke gepresst, anschließend in ein Kohlenstofföpfchen mit 0,3 mm Wanddicke verpackt, auf Kaptonfolie geklebt und abschließend mit dünner

Aluminiumfolie umgeben. Zwischen den beiden Goldfolien liegt somit 1,1 mm Kohlenstoff. Kohlenstoff hat mit 5 barn im keV-Bereich einen relativ großen Neutronenstreuquerschnitt. Für senkrechten Eintritt der Neutronen entspricht dies etwa 95 % Transmission. Die Probe war aber recht nah am Kupfer positioniert, sodass die mittleren Wege der Neutronen länger sind, und damit die Transmission geringer ist. Außerdem hatten die Goldfolien einen Abstand von 3 mm, da die Promethiumprobe von einem 3 mm dicken Aluminiumrahmen umgeben war.

Tabelle 21: Auflistung der Neutronenflüsse für jede der während der ^{147}Pm Aktivierung verwendeten Goldfolien.

Foliensatz	Neutronenfluss stromaufwärts (cm^{-2})	Neutronenfluss stromabwärts (cm^{-2})	Mittel (cm^{-2})	Abweichung (%)
1	$6,50 \cdot 10^{14}$	$4,15 \cdot 10^{14}$	$5,33 \cdot 10^{14}$	44
2	$1,02 \cdot 10^{15}$	$6,62 \cdot 10^{14}$	$8,43 \cdot 10^{14}$	43
3	$7,16 \cdot 10^{14}$	$5,22 \cdot 10^{14}$	$6,19 \cdot 10^{14}$	31
4	$7,48 \cdot 10^{14}$	$4,84 \cdot 10^{14}$	$6,16 \cdot 10^{14}$	43
5	$1,04 \cdot 10^{15}$	$6,61 \cdot 10^{14}$	$8,48 \cdot 10^{14}$	44
$\Sigma 1 \dots 5$	$4,17 \cdot 10^{15}$	$2,74 \cdot 10^{15}$	$3,46 \cdot 10^{15}$	41

Um die Ursachen dieser Abweichungen genauer zu untersuchen, wurden zwei Aktivierungen mit einem Satz von je sechs Goldfolien durchgeführt. Zum einen kamen Folien mit 5 mm und zum anderen mit 10 mm Durchmesser zum Einsatz (Abbildung 3-11).

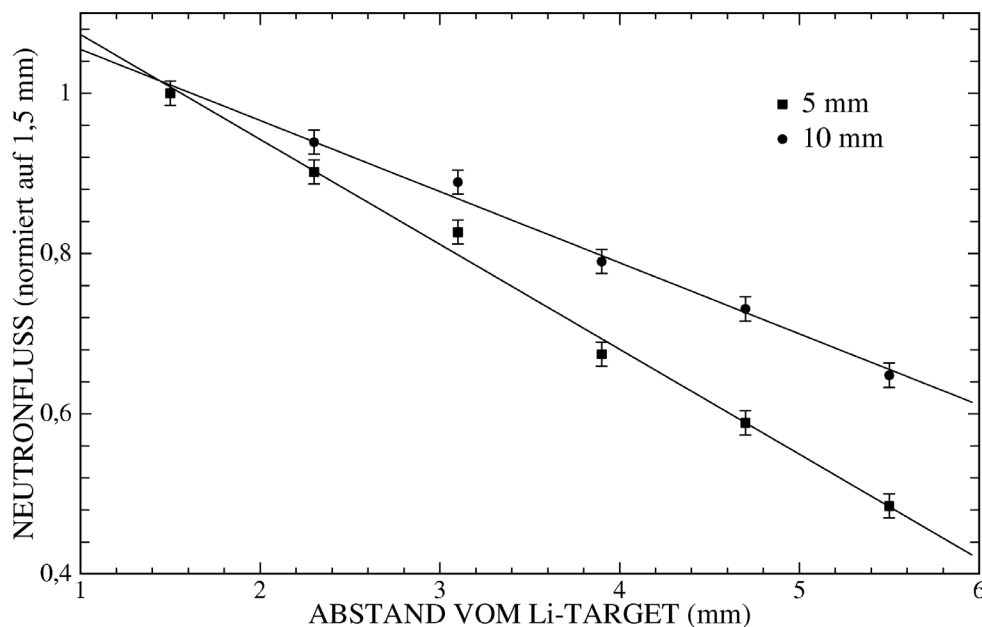


Abbildung 3-11: Messung der Abhängigkeit des Neutronenflusses vom Abstand zum Ort der Neutronenproduktion. Für diese Untersuchung wurden 2 Sätze von jeweils 6 Goldfolien mit Durchmessern von 5 mm (Quadrat) und 10 mm (Kreis) aktiviert. In den Fehlerbalken sind die statistischen Fehler enthalten. Die systematischen Fehler sind infolge der Relativmessung zum Abstand 1,5 mm zu vernachlässigen.

Die Verringerung des Neutronenflusses infolge Erhöhung des Abstandes um 3 mm von der Lithiumschicht ist für 5 mm große Goldfolien 40 %. Dies entspricht wiederum sehr gut den beobachteten Abweichungen (Tabelle 21). Somit kann die Ungenauigkeit des Neutronenflusses

am Ort der Probe völlig aus der Ungenauigkeit der Probenposition, relativ zu den Goldfolien, abgeschätzt werden. Nimmt man eine Ortsungewißheit von 0,5 mm an, resultiert dies in einem systematischen Fehler von 7 % für die Bestimmung des Neutronenflusses.

In Tabelle 22 sind neben den endgültigen Neutronenflüssen auch die zugehörigen zeitlichen Korrekturfaktoren für den Grundzustand sowie das Isomer des ^{148}Pm angegeben. Die statistischen Fehler der Flussbestimmung sind durchweg vernachlässigbar.

Tabelle 22: Bestrahlungsdaten der ^{147}Pm Aktivierung.

Bestrahlungsdauer (d)	f_b Isomer	f_b Grundzustand	Neutronen (cm^{-2})	Fehler (%)	Neutronenfluss ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
12	0,909	0,525	$3,5 \cdot 10^{15}$	7	$3,2 \cdot 10^9$

Nach der Aktivierung wurde die Probe 15 Tage lang mit dem Clover-System ausgezählt. Weder für den Zerfall des Grundzustandes noch für den des Isomers war es möglich, einzelne Gammalinien vom Untergrund zu unterscheiden. Damit schied die recht einfache Methode, das Clover-System lediglich als acht unabhängige Germaniumdetektoren zu benutzen, aus. Es war nötig, die Daten Ereignis für Ereignis abzuspeichern und im Nachhinein zu analysieren. Die dabei anfallenden großen Datenmengen wurden zunächst durch die Forderung einer Multiplizität (Anzahl der angesprochenen Kristalle) größer eins um 90 % reduziert. Eine weitere Variante, dieses Detektorsystem zu benutzen, ist der Kalorimetermodus. Hier werden schlicht für alle Ereignisse alle Detektorsignale aufaddiert, als handele es sich um einen einzigen großen Germaniumkristall. Hier würde man Linien bei allen Kombinationen von Übergängen erwarten. Für den Grundzustandszerfall wäre das insbesondere eine Linie bei 1465 keV und für den Zerfall des Isomers eine Linie bei 1180 keV (Abbildung 3-12). Auch hier konnte kein befriedigendes Verhältnis von Untergrund- zu Signalzählrate gefunden werden. Die wichtigsten Untergrundkomponenten waren hier die 1461-keV-Linie des $^{40}\text{K}(\beta^-)$ -Zerfalls, der als natürlicher Untergrund insbesondere in Beton vorkommt, sowie eine entsprechend intensive Summenlinie vom $^{146}\text{Pm}(\text{EC})$ -Zerfall bei 1190 keV.

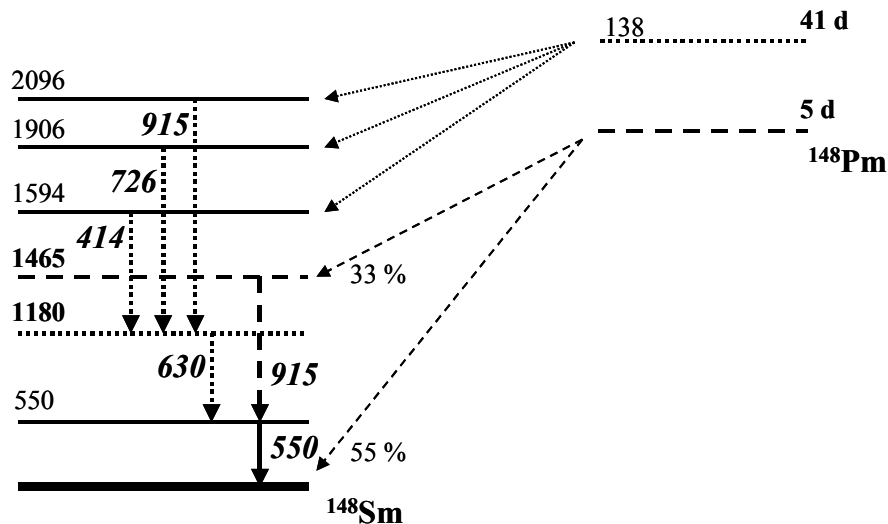


Abbildung 3-12: Vereinfachtes Niveauschema des Zerfalls von $^{148}\text{Pm}^m$ und $^{148}\text{Pm}^g$. Alle Energieeinheiten sind in keV. Beachtenswert ist die Tatsache, dass das Niveau bei 1180 keV nur vom Zerfall des Isomers und der Zustand bei 1465 keV ausschließlich vom Grundzustandszerfall bevölkert werden.

Es mussten also zusätzliche Informationen zur Auswertung herangezogen werden. Die Ausnutzung der Granularität des Detektors ermöglichte eine weitere Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund. Die einzelnen Gammas, die z.B. bei der Depopulation des Zustandes bei 1465 keV frei werden, deponieren bevorzugt die gesamte Energie in einem einzigen Detektor. Das 1461-keV-Untergrundphoton hingegen wird infolge Compton-Streuung statistisch auf mehrere Detektoren verteilt. Sucht man nun nach Ereignissen, bei denen *eine* Summe 915 keV ist und eine *weitere* Summe 550 keV, ist die ^{40}K -Untergrundkomponente weitgehend diskriminiert. Zur genaueren Abschätzung des Untergrundes muss ein zweidimensionales Spektrum angelegt werden, in dem γ - γ -Koinzidenzen systematisch in Abhängigkeit der Energie der beiden Photonen untersucht werden. Abbildung 3-13 zeigt das Ergebnis einer solchen Untersuchung. Klar zu sehen ist der Untergrund infolge des ^{40}K -Zerfalls, der bevorzugt bei Summenenergie 1461 keV auftritt. Essentiell für dieses Experiment war die bestehende Energieauflösung von Germaniumdetektoren. Erst sie ermöglichte die Trennung von lediglich 4 keV entfernten Ereignissen. Zur Bestimmung der Zählraten wurde einerseits eine zweidimensionale Gauß-Funktion an die Datenpunkte angepasst und andererseits für die Linie bei 1461 keV eine eindimensionale Gauß-Verteilung angenommen.

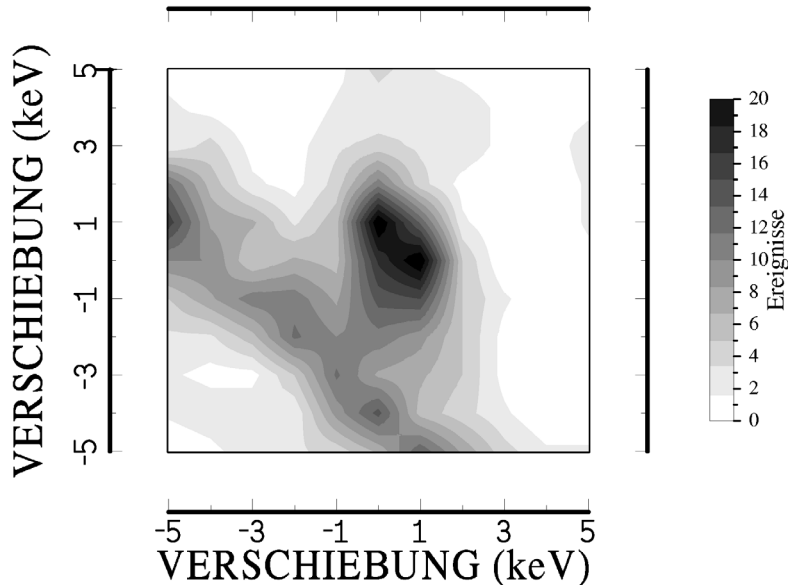


Abbildung 3-13: Die zweidimensionale Darstellung der γ - γ -Koinzidenzanalyse des Zerfalls von $^{148}\text{Pm}^g$. Aufgetragen ist die Anzahl der Koinzidenzen bei Abweichung von den Linien 550 keV und 915 keV. Klar zu sehen ist einerseits die erhöhte Zählrate auf der Linie $\Delta E_x + \Delta E_y = -4$ keV, was eine Folge der bekannten ^{40}K -Untergrundlinie bei 1461 keV ist, und andererseits eine Anhäufung bei $\Delta E_x + \Delta E_y = 0$ keV, hervorgerufen durch den gesuchten Zerfall.

Tabelle 23: Zur Auswertung benutzte Gammalinien, ermittelte Zahl von Ereignissen sowie die mit GEANT ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für den koinzidenten Nachweis.

Zerfall	Gammaenergien (keV)		Ereignisse	Ansprechwahrscheinlichkeit GEANT (%)
$^{148}\text{Pm}^g(\beta^-)$	550	915	235	0,51
$^{148}\text{Pm}^m(\beta^-)$	550	726	240	0,76
	630	726	258	0,68
	630	414	120	0,37

Trotz der geringen Zählrate konnte gezeigt werden, dass die Abklingzeit der nachgewiesenen Aktivität im richtigen Bereich liegt.

Die Probenmasse wurde unter Berücksichtigung der Selbstabsorption aus der Eigenaktivität vom ^{147}Pm anhand der 121-keV-Linie zu $(1,17 \pm 0,05) 10^{14}$ Atomen oder $28,6 \pm 1,2$ ng bestimmt.

Die wichtigsten Beiträge zu den systematischen experimentellen Unsicherheiten stammen von der Neutronenflussbestimmung (7 %), der Probenmasse (4 %) und vor allem den Unsicherheiten in der Bestimmung der Detektoreffizienz. Bei der Berechnung des Fehlers der Detektoreffizienz sind zunächst alle Ungenauigkeiten der Linienintensitäten und Übergangswahrscheinlichkeiten zu berücksichtigen. Des Weiteren kommt die Ungenauigkeit der Detektorsimulation und abschließend der Auswertemethode hinzu. Alles zusammen ergibt für den Grundzustand einen zusätzlichen Fehler von 15 % und für das Isomer einen Fehler von 10 %. Der Gesamtfehler berechnet sich dann aus der quadratischen Addition der einzelnen unabhängigen Fehlerkomponenten. Trotz der kleinen Probe sind die Ungenauigkeiten durch die systematischen Fehler dominiert (Tabelle 24). Da es zu Vergleichszwecken üblich ist, den Querschnitt für $kT = 30$ keV anzugeben, wurde der gemessene Querschnitt unter Annahme einer $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit von 25 auf 30 keV extrapoliert. Hierdurch kam eine weitere Unsicherheit von 2 % ins Spiel.

Tabelle 24: $^{147}\text{Pm}(n,\gamma)$ Querschnitte und Fehler.

Reaktion	Querschnitt (mb) für $kT = 25$ keV	Fehler (%)			Querschnitt (mb) für $kT = 30$ keV
		statistisch	systematisch	gesamt	
$^{147}\text{Pm}(n,\gamma)^{148}\text{Pm}^g$	344	6,5	17,3	19	314 ± 60
$^{147}\text{Pm}(n,\gamma)^{148}\text{Pm}^m$	433	4,0	13,3	14	395 ± 55
$^{147}\text{Pm}(n,\gamma)^{148}\text{Pm}$	777	3,6	14,8	14	709 ± 100

$^{129}\text{I}(n,\gamma)$

Der Neutroneneinfang am ^{129}I kann den Grundzustand vom ^{130}I oder das 48 keV darüber liegende Isomer bevölkern. Die Halbwertszeit des Isomers ist mit 9,0 Minuten wesentlich kürzer als die 12,4 Stunden des Grundzustandes. Dies hat zur Folge, dass bei kurzen Aktivierungen von wenigen Minuten die maximal erzielbare Aktivität des Isomers schon erreicht werden kann, während der Grundzustandszerfall noch kaum messbar ist. Aus diesem Grunde wurden zunächst 2 Aktivierungen von 10 Minuten durchgeführt, die Aktivität der Probe gemessen und wiederum aktiviert. Erst danach wurde die Probe für 24 Stunden mit Neutronen bestrahlt, um die Aktivierung des Grundzustandes zu messen (Tabelle 25).

Folgende Daten wurden zur Bestimmung der Neutronenflüsse verwendet:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\gamma &= (2,55 \pm 0,04) 10^{-3} && \text{für die verwendete Messanordnung [Jaa96],} \\ \alpha &= 0,955 \pm 0,001 && \text{für die 412 keV Linie des } ^{198}\text{Au-Zerfalls [Bro86],} \\ \kappa_\gamma &= 1,00 && \text{für 412 keV Gammaquanten in 30 } \mu\text{m dicken Au-Folien,} \\ \sigma_{\text{Au}} &= 648 \pm 10 \text{ mb} && \text{für } kT = 25 \text{ keV [Rat88],} \\ C_p &= 1, && \end{aligned}$$

$$C_S = 1 .$$

Tabelle 25: Bestrahlungsdaten für die Aktivierung von ^{129}I .

Bestrahlung	Bestrahlungsdauer (min)	f_b Isomer	f_b Grundzustand	Neutronen (cm^{-2})	Fehler (%)	Neutronenfluss ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
1	10	0,681	0,995	$1,22 \cdot 10^{12}$	3,8	$2,03 \cdot 10^9$
2	10	0,691	0,995	$1,18 \cdot 10^{12}$	3,8	$1,97 \cdot 10^9$
3	1419	$9,0 \cdot 10^{-3}$	0,523	$8,19 \cdot 10^{13}$	3,4	$9,54 \cdot 10^8$

Da jedoch das Isomer zu 83 % zum Grundzustand zerfällt, ist, falls nicht aus den kurzen Aktivierungen auf den Einfangquerschnitt zum Isomer geschlossen werden kann, lediglich der Schluss auf den Gesamteinfangquerschnitt möglich. Obwohl eventuell ins Isomer eingefangen wird, wird hier der Grundzustand aktiviert. Vom astrophysikalischen Standpunkt gesehen ist die Trennung der beiden Querschnitte auch nicht nötig. Beide Halbwertszeiten sind wesentlich kürzer als die Neutroneneinfangzeiten während des s-Prozesses. Weder Grundzustand noch Isomer kommen also als Verzweigungspunkt infrage und werden in stark vereinfachten Reaktionsnetzwerken deshalb oft gar nicht berücksichtigt – der Neutroneneinfang am ^{129}I führt dann direkt zum ^{130}Xe (vergleiche Abbildung 3-14).

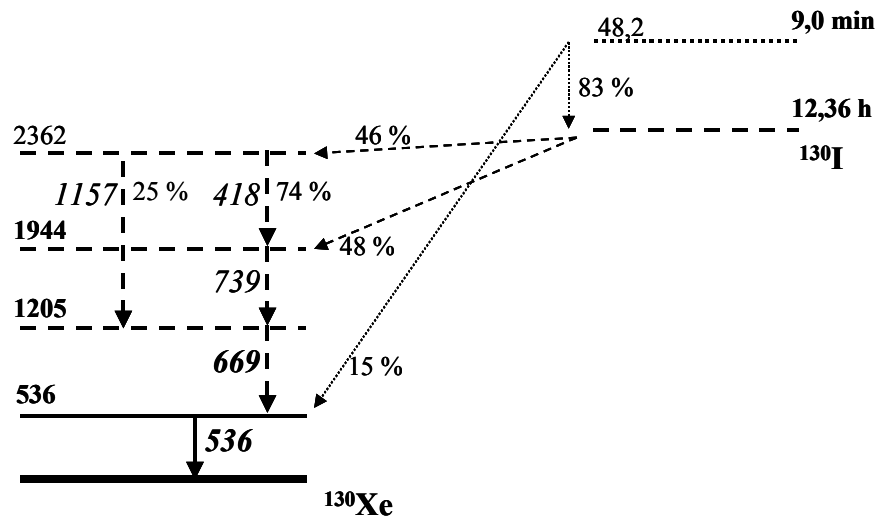


Abbildung 3-14: Vereinfachte Darstellung des Zerfallsschemas von $^{130}\text{I}^m$ und $^{130}\text{I}^g$. Das Isomer wird in erster Linie via inneren Zerfall zum Grundzustand depopuliert und kann keine Zustände oberhalb des ersten angeregten Zustandes von ^{130}Xe bevölkern. Der Grundzustandszerfall hingegen populierte fast ausschließlich höhere Niveaus im ^{130}Xe .

Bei Depopulation des $^{130}\text{I}^g$ wird fast immer der 2. angeregte Zustand im ^{130}Xe bevölkert. Dieser regt sich ausschließlich über den 1. angeregten Zustand unter Aussendung zweier gleichzeitiger Gammas zum Grundzustand ab. Schaut man also in den gemessenen Ereignissen auf Koinzidenzen von $E_1 = 669 \text{ keV}$ und $E_2 = 536 \text{ keV}$, wird die Anzahl der Zerfälle, die dieses Kriterium erfüllen, kaum reduziert, während der Untergrund dramatisch unterdrückt wird. Der Untergrund infolge der Aktivität des ebenfalls frisch produzierten ^{129}Te dominiert das aufgenommene Spektrum derart, dass es unmöglich ist, einzelne Linien aus dem ^{130}I -Zerfall zu erkennen. Weder in den Einzelspektren der 8 Detektoren noch im Summenspektrum des als

Kalorimeter aufgefassten Gesamtsystems ist eine der beiden häufigen Linien erkennbar. Das Ergebnis einer solchen γ - γ -Koinzidenzanalyse ist in Abbildung 3-15 dargestellt.

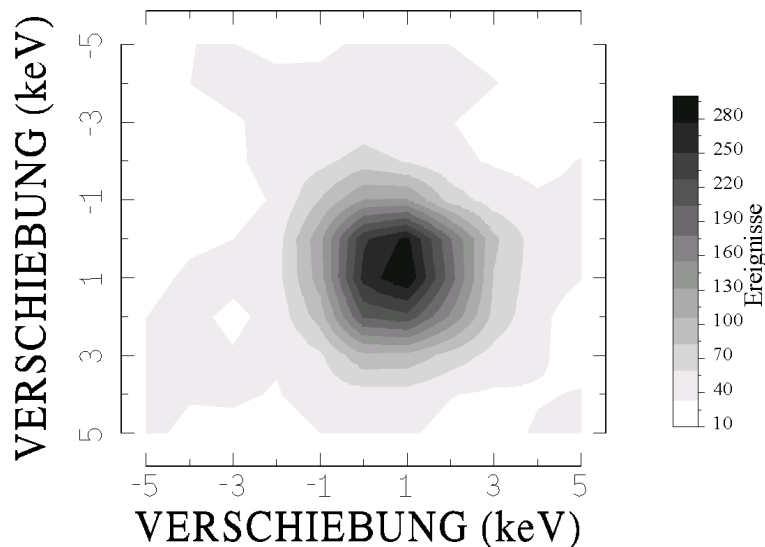


Abbildung 3-15: Die zweidimensionale Darstellung der γ - γ -Koinzidenzanalyse des Zerfalls von ^{130}I . Zusammengefasst sind hier die Ereignisse, die von der 2. bis zur 7. Stunde nach der Aktivierung gemessen wurden. Aufgetragen ist die Anzahl der Koinzidenzen bei Abweichung von den Linien 536 keV und 669 keV.

Die Zählrate ist in diesem Fall sogar hinreichend groß, sodass der zeitliche Abfall der Aktivität als weiteres Kriterium hinzugezogen werden kann. Im unwahrscheinlichen Fall einer Untergrundaktivität, die genau die geforderte Energiesignatur aufweist, würden sich möglicherweise anhand der Halbwertszeit Ausschlusskriterien ergeben. In der Abbildung 3-16 findet sich das Ergebnis der zeitlichen Analyse. Aufgetragen ist hier die Aktivität, die jeweils über einen Zeitraum von sechs Stunden aufgenommen wurde. Um die Plausibilität der Ergebnisse ein weiteres Mal zu testen, wurden die Daten mit zwei Varianten analysiert. Zunächst wurden nur die Ereignisse gezählt, bei denen die gesamte Energie der beiden Gammas in jeweils *einem* Detektor deponiert wurde. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Systems für solche Ereignisse ist etwa das Produkt aus der Linienansprechwahrscheinlichkeit für die einzelnen Gammas. In der zweiten Variante wurden alle Ereignisse berücksichtigt, bei denen sich die Energiesignale einer beliebigen Kombination der acht Detektoren zu 536 keV addieren und alle anderen insgesamt 669 keV enthalten. Hier ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Systems deutlich höher, da Gammas, die ihre Energie infolge Compton-Streuung in mehreren Detektoren deponieren, trotzdem mitgezählt werden. Beide Aktivitäten fallen gemäß der erwarteten Halbwertszeit von 12 Stunden ab.

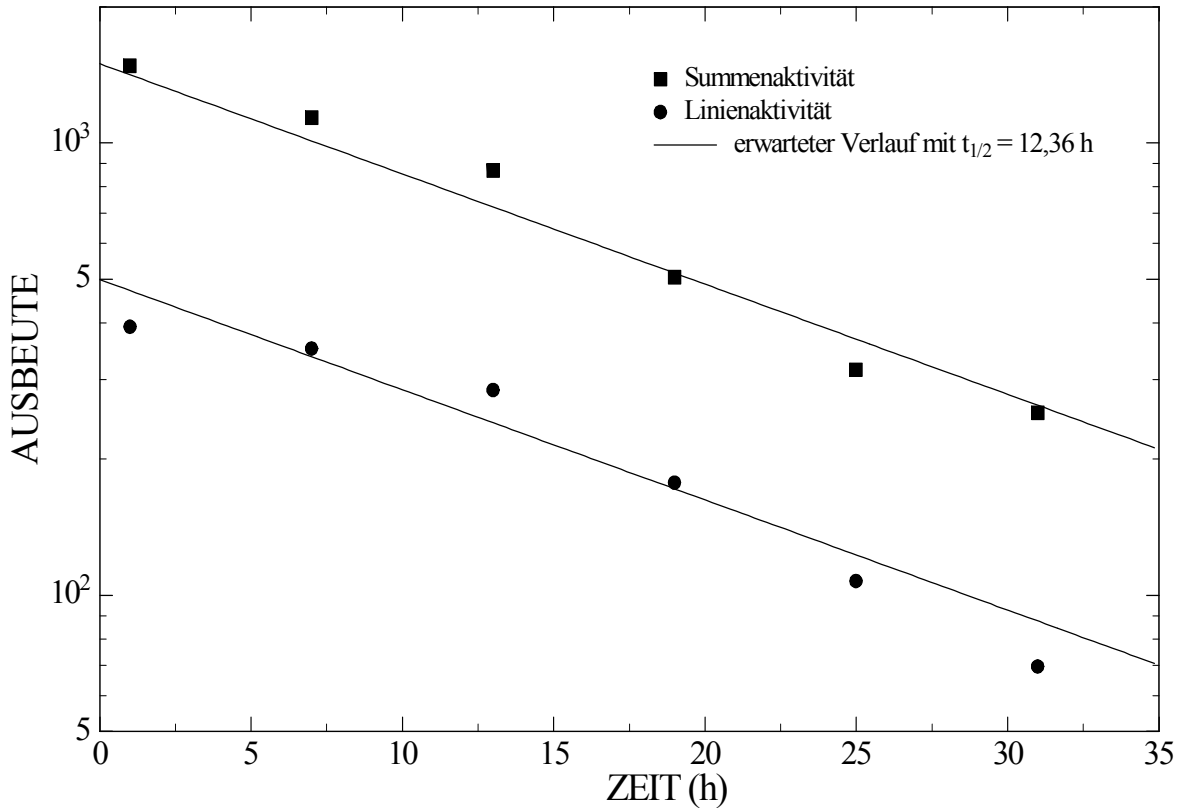


Abbildung 3-16: Aufgetragen ist der zeitliche Verlauf der $^{130}\text{I}^g$ Aktivität nach zwei verschiedenen Auswertungsmethoden. Für die untere Kurve (Kreise) wurden ausschließlich Ereignisse berücksichtigt, bei denen in *einem* Detektor 536 keV und in einem *anderen* 669 keV deponiert wurden. Es kamen also nur Ereignisse mit Multiplizität zwei zur Auswertung. Die obere Kurve (Quadrate) dagegen enthält zusätzlich auch Ereignisse, bei denen *eine Summe* aus mehreren Detektoren 536 keV und eine *andere Summe* 669 keV ergibt. Hier sind also prinzipielle Multiplizitäten zwischen zwei und acht möglich. Beide folgen dem erwarteten exponentiellen Abfall entsprechend der Grundzustandshalbwertszeit von 12,36 Stunden.

Tabelle 26: Zur Auswertung benutzte Gammalinien, ermittelte Zahl von Ereignissen sowie die mit GEANT ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für den koinzidenten Nachweis.

Zerfall	Gammaenergien (keV)		Ereignisse	Ansprechwahrscheinlichkeit GEANT (%)
$^{129}\text{I}^g(\beta^-)$	536	669	2000	2,0

Nach der kurzen Aktivierung konnte keine ^{130}I -Aktivität nachgewiesen werden. Der direkte β^- -Zerfall des Isomers konnte nicht nachgewiesen werden, da der Untergrund des mitaktivierten Tellurs für einzelne Gammas zu groß war und die Kaskadenwahrscheinlichkeit bei diesem Zerfall kleiner 1 % und damit zu klein ist. Der Grundzustandszerfall war nach den kurzen Aktivierungen nicht nachweisbar und nach der langen Bestrahlung konnte innerhalb der ersten Stunde keine Zeitabhängigkeit erkannt werden, die auf einen inneren Zerfall des Isomers schließen ließe. Die Sensitivität der Messung ließ deshalb eine Trennung der partiellen Einfangquerschnitte von ^{129}I nicht zu.

Für den Querschnitt im quasistellaren Neutronenspektrum von $kT = 25$ keV ergibt sich daraus eine untere und eine obere Schranke, abhängig davon, ob der Einfang zum Isomer 100 % oder 0 % vom totalen Querschnitt ausmacht. Die beiden Schranken unterscheiden sich um 16 %. Für thermische Neutronen beträgt das Verhältnis der Partialquerschnitte 2:1, was in einer Korrektur von 10 % gegenüber der oberen Schranke resultieren würde. Aus diesem Grund wird schlicht ein Partialverhältnis von 1:1 für Einfänge stellarer Neutronen angenommen und ein entsprechender systematischer Fehler von 8 % berücksichtigt.

Die systematischen Fehler ergeben sich durch quadratische Addition der Unsicherheiten von Probenmasse (10 %), der Neutronenflussbestimmung (3,4 %), der Detektoreffizienz (10 %) sowie des Verhältnisses der Partialquerschnitte (8 %). Analog zum Fall ^{147}Pm setzt sich der Fehler der Detektoreffizienz aus den Ungenauigkeiten der kernphysikalischen Daten sowie den Monte-Carlo-Simulationen zusammen. Bei der Extrapolation zur astrophysikalischen Vergleichsenergie von $kT = 30$ keV kommen weitere zwei Prozent systematischer Fehler hinzu. Dagegen fallen die statistischen Fehler mit lediglich 2 % weniger ins Gewicht (Tabelle 27).

Tabelle 27: Die Ergebnisse der Aktivierung von ^{129}I . Zum Vergleich ist in der letzten Zeile der bis dahin empfohlene Wert, inklusive der Referenz, angegeben [Bao00].

Reaktion	Querschnitt (mb)	Fehler (%)		
		statistisch	systematisch	gesamt
$kT = 25$ keV, diese Arbeit	1440	2,2	16,6	17
$kT = 30$ keV, diese Arbeit	1315	2,2	16,7	17
$kT = 30$ keV, [Mac83]	441	-	-	5
$kT = 30$ keV, [Nor92]	231			

Offensichtlich differieren die experimentellen Querschnittsbestimmungen um einen Faktor drei. Vermutlich ist die Ursache in der Bestimmung der Probenmenge zu suchen. In beiden Fällen beruht die Bestimmung der Anzahl der ^{129}I -Atome auf Aktivitätsmessungen. Im Fall der Arbeit von Macklin [Mac83] wurde die Eigenaktivität von ^{129}I benutzt, während im Falle dieser Arbeit indirekt von der Restaktivität von $^{129}\text{Te}^m$ auf die produzierten Iodatome rückgeschlossen wurde. Insbesondere die ungeklärten Differenzen für das Verhältnis von Isomer- zu Grundzustandseinfang von ^{128}Te für thermische Neutronen deuten darauf hin, dass eines der angewandten Verfahren bisher nicht berücksichtigte Fehlerquellen enthält. Im Rahmen der Telluraktivierungen konnte für das Verhältnis der von Alpatov et al. [Alp95] gemessene Wert bestätigt werden. Darauf beruht auch der hier berechnete stellare Querschnitt. Mit dem von Mughabghab [Mug81] vorgeschlagenen Wert ergäbe sich für den Maxwell-Boltzmann-gemittelten Wert bei $kT = 30$ keV

$$626 \pm 106 \text{ mb.}$$

Dieser Wert würde innerhalb 2σ mit dem von Macklin gemessenen übereinstimmen.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, dass die Möglichkeiten, die Clover-Detektoren im Zusammenspiel mit Neutronenaktivierungen im Prinzip bieten, aufgezeigt werden konnten, jedoch im speziellen Fall von ^{129}I aufgrund unzureichender Daten für thermische Neutronen kein befriedigendes Ergebnis erzielt werden konnte.

4. Aktivierungen von natürlichem Tellur

4.1. Motivation

Der Neutroneneinfang an geraden Tellurisotopen kann jeweils entweder in den Grundzustand oder in das nur etwa 100 keV darüber liegende Isomer erfolgen. Insgesamt werden unmittelbar nach dem Neutroneneinfang jedoch γ -Kaskaden mit etwa 6 MeV Gesamtenergie emittiert. Beim Einfang thermischer Neutronen (22 meV) ist der Partialquerschnitt zum Isomer etwa 10 mal kleiner als der totale Einfangquerschnitt. Beide Komplikationen machen eine Messung des partiellen Querschnitts anhand der prompten γ -Strahlung praktisch unmöglich. Andererseits ist vom astrophysikalischen Standpunkt aus, insbesondere bei niedrigen Nukleosynthesetemperaturen das Verhältnis von Isomer- zu Grundzustandseinfang wichtig, da der Kern dann nicht mehr thermalisiert ist und somit Isomer und Grundzustand im Reaktionsnetzwerk als zwei Kerne behandelt werden müssen. Zur vollständigen Beschreibung der Verzweigung am ^{128}I (Abbildung 1-2) werden deshalb auch die (n,γ) -Querschnitte von $^{126,128}\text{Te}$ benötigt.

Eine Möglichkeit zur Messung solcher Querschnitte bietet die Aktivierungsmethode, falls zumindest eines der Produkte instabil ist. Ein weiterer Vorteil dieser Technik ist, dass auf relativ teure isotopenangereicherte Proben verzichtet werden kann. In Kombination mit hochauflösenden Germaniumdetektoren großer Ansprechwahrscheinlichkeit zum Nachweis der während der Bestrahlung erzeugten Aktivität, können auf diese Weise selbst dann noch Einfangquerschnitte gemessen werden, wenn die Probenmassen sehr gering oder die Einfangquerschnitte klein sind.

4.2. Probenherstellung

Das natürliche Tellur lag als Pulver vor, das für Messungen zu Tabletten gepresst wurde. Dabei zeigte sich, dass eine Beimengung von reinem Kohlenstoffpulver die mechanischen Eigenschaften der Tabletten deutlich verbessert. Die besten Resultate für die angestrebten Proben mit einem Durchmesser von 12 mm konnten für ein Mischungsverhältnis Te:C von 1:1 und einem Druck von etwa 1 GPa erzielt werden. Abschließend wurden die Proben zwischen 2 Kaptonfolien geklebt, welche wiederum auf Aluminiumkreisringen montiert waren. Auf diese Weise war die Probenposition während der Bestrahlung wie auch beim Auszählen besser als 0,1 mm reproduzierbar.

4.3. Aktivierung mit thermischen Neutronen

Die Untersuchung der thermischen (n,γ) -Querschnitte der Tellurisotope wurde zum einen durch die Auswertung der ^{129}I -Erbrütung (Abschnitt 3.2) motiviert, andererseits kann, bei genauer Kenntnis der thermischen Querschnitte, eine Relativmessung der stellaren zu den thermischen Reaktionsraten vorgenommen werden. Auf diese Weise können viele systematische Fehler verringert oder gar völlig ausgeschlossen werden. In den Literaturangaben sind erhebliche Diskrepanzen und große Ungenauigkeiten über das Verhältnis von Partial- zu Grundzustandseinfang zu finden [Alp95], [Mug81]. Ein weiteres Ziel dieser Aktivierung bestand deshalb darin, diese Unstimmigkeiten aufzulösen.

Die Aktivierung wurde ebenso wie die Erbrütung des ^{129}I am zentralen Bestrahlungsrohr des Forschungsreaktors TRIGA-HD II des Deutschen Krebsforschungszentrums Heidelberg durchgeführt. Nach der einstündigen Bestrahlung sowie einer weiteren Stunde Abklingzeit wurde die Probe zum Forschungszentrum transportiert und zunächst mit großem und später mit kleinem Abstand an einem koaxialen HP-Germaniumdetektor (*high-purity*) der Firma ORTEC ausgezählt. Die am Reaktor mit thermischen Neutronen erzielten Aktivitäten waren hinreichend hoch, um die Aktivitäten der kurz- wie der langlebigen Isotope mit dem gleichen Detektor nachweisen zu können. Wie im Abschnitt 4.5.1 noch genauer erläutert wird, können hierdurch die systematischen Fehler klein gehalten werden.

Allgemein lässt sich das Neutronenspektrum von Kernreaktoren in drei verschiedene Bereiche unterteilen:

- thermische Neutronen (Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit $kT = 25,3$ meV)
- epithermische Neutronen ($1/E$ Bremsspektrum ab etwa 0,4 eV bis 0,5 MeV)
- schnelle Neutronen ($E_{kin} > 0,5$ MeV)

Aufgrund der geringen Einfangquerschnitte bei Energien im MeV-Bereich spielt der schnelle Fluss in diesem Experiment keine Rolle. Aus dem Resonanzintegral I_{res} , dem nach der Resonanzstruktur in diesem Bereich benannten mittleren Einfangquerschnitt³, und dem Verhältnis f von epithermischem zu thermischem Fluss ergibt sich für die Anzahl der insgesamt erzeugten Kerne:

$$\begin{aligned} {}^{A+1}N &= {}^A N \cdot \left(\Phi_{int,thermisch} \cdot \sigma_{thermisch} + \Phi_{int,epithermisch} \cdot I_{res} \right) \\ &= {}^A N \cdot \Phi_{int,thermisch} \cdot \sigma_{thermisch} \cdot \left(1 + f \cdot \frac{I_{res}}{\sigma_{thermisch}} \right). \end{aligned}$$

Benutzt man nun mehrere Monitorisotope, bei denen das Verhältnis aus Resonanzintegral und thermischem Querschnitt verschieden ist, kann man die Flussverhältnisse vermessen. Um mit Blick auf die Erbrütung von ^{129}I möglichst genaue Informationen zu erhalten, wurden vier Monitore mit verschiedenem Verhalten im Reaktorspektrum benutzt (Tabelle 28).

³ $I_{res} = \int_0^{2\text{ MeV}} \sigma(E) \cdot \frac{\Delta(E)}{E} \cdot dE$. Dabei ist $\Delta(E)$ die Abschneidefunktion, die das $1/E$ Spektrum beim Übergang zum thermischen Spektrum begrenzt [Mug84].

Tabelle 28: Zur Auswertung der thermischen Aktivierung benutzte Flussmonitordaten [NNDC].

Isotop	Masse (mg)	$\sigma_{\text{thermisch}}$ (barn)	Fehler (%)	I_{res} (barn)	Fehler (%)	$I_{\text{res}} / \sigma_{\text{thermisch}}$
^{45}Sc	1,69	27,2	0,74	12	4,2	0,44
^{59}Co	0,0286	37,18	0,16	74	2,7	1,99
^{181}Ta	1,11	20,5	2,44	660	3,5	32,2
^{197}Au	0,103	98,65	0,09	1550	1,8	15,7

In Tabelle 29 sind die bis zu dieser Messung bekannten Daten für Einfänge mit Reaktorneutronen angegeben. Die Einfänge zum Isomer sind in der Regel mit sehr großen systematischen Fehlern behaftet.

Tabelle 29: Thermische Querschnitte und Resonanzintegrale für die geraden Tellurisotope [NNDC].

Isotop	Produkt	$\sigma_{\text{thermisch}}$ (barn)	Fehler (%)	I_{res} (barn)	Fehler (%)	$I_{\text{res}} / \sigma_{\text{thermisch}}$
^{120}Te	^{121}Te	2,3	13			
	$^{121}\text{Te}^{\text{g}}$	2,0	15			
	$^{121}\text{Te}^{\text{m}}$	0,34	18			
^{122}Te	^{123}Te	3,4	15	80	12	23,5
	$^{123}\text{Te}^{\text{g}}$					
	$^{123}\text{Te}^{\text{m}}$	1,1	45			
^{124}Te	^{125}Te	6,8	19	5,2	13	0,76
	$^{125}\text{Te}^{\text{g}}$					
	$^{125}\text{Te}^{\text{m}}$	0,04	62			
^{126}Te	^{127}Te	1,04	14	8,0	7,5	7,7
	$^{127}\text{Te}^{\text{g}}$	0,90	17			
	$^{127}\text{Te}^{\text{m}}$	0,135	17			
^{128}Te	^{129}Te	0,215	3,7			
	$^{129}\text{Te}^{\text{g}}$	0,1997	4,0	1,58	3,8	7,9
	$^{129}\text{Te}^{\text{m}}$	0,015	6,7	0,077	6,5	5,1
^{130}Te	^{131}Te	0,29	21	0,46	11	1,6
	$^{131}\text{Te}^{\text{g}}$	0,27	22			
	$^{131}\text{Te}^{\text{m}}$	0,02	50			

4.4. Aktivierung mit stellaren Neutronen

Der prinzipielle experimentelle Aufbau wurde bereits im Abschnitt 3.3 beschrieben. Deshalb wird hier nur noch auf die für die einzelnen Aktivierungen spezifischen Daten eingegangen. Um die Einfangquerschnitte zu kurz- wie auch langlebigen Produkten zu bestimmen, wurde eine Aktivierung von 1,5 Stunden und eine weitere von 70 Stunden durchgeführt. Die Bedingungen während der Aktivierungen sind in Tabelle 30 aufgeführt.

Tabelle 30: Bestrahlungsdaten bei $kT = 25$ keV.

Probe	Masse (g)	Bestrahlungsdauer (h)	Neutronen (cm^{-2})	Fehler (%)	Neutronenfluss ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
1	0,105	1,48	$1,03 \cdot 10^{13}$	3,2	$2,11 \cdot 10^9$
2	0,126	68,25	$1,99 \cdot 10^{14}$	3,0	$8,09 \cdot 10^8$

4.5. Auswertung der experimentellen Daten und Fehler

4.5.1. Thermische Querschnitte

Methoden

Um die systematischen Unsicherheiten möglichst gering zu halten, wurde bei der Messung der Einfangquerschnitte in den metastabilen Zustand dieselben Gammaenergien zur Auswertung benutzt wie für den Einfang in den Grundzustand. Dies hat den Vorteil, dass die energieabhängigen bzw. übergangsabhängigen Größen Detektoreffizienz, Selbstabsorption in der Probe, Kaskadenkorrektur und Linienintensität bei der Relativbestimmung nicht in die Endformel eingehen. Die einzigen systematischen Fehler rühren dann noch von den Zeitmessungen her. Alle betrachteten metastabilen Isomere bevölkern bei ihrem Zerfall zu einem gewissen Anteil den Grundzustand. Für die zeitliche Entwicklung der Population des Grundzustandes gilt dann folgende Differentialgleichung:

$$\frac{dN^g}{dt}(t) = -\lambda^g \cdot N^g(t) + f_i \cdot \lambda^m \cdot N^m(t)$$

Hier bedeuten:

- $N^{g, m}$ die Anzahl der Kerne im Grundzustand bzw. Isomer,
- $\lambda^{g, m}$ die Zerfallskonstanten von Grundzustand und Isomer,
- f_i den Anteil der internen Übergänge beim Zerfall des Isomers.

Während die Lösung für das Isomer durch das bekannte Zerfallsgesetz $N^m(t) = N_0^m \cdot e^{-\lambda^m \cdot t}$ beschrieben wird, gilt für den Grundzustand:

$$N^g(t) = N_0^g \cdot e^{-\lambda^g \cdot t} + \frac{\lambda^m}{\lambda^g - \lambda^m} f_i N_0^m \left(e^{-\lambda^m t} - e^{-\lambda^g t} \right)$$

Der zeitliche Verlauf der Population und damit auch der Aktivität des Grundzustandes folgt somit der Summe zweier Exponentialfunktionen. Während unmittelbar nach der Aktivierung das Abklingen proportional zu $e^{-\lambda^g \cdot t}$ dominiert, überwiegt zu späteren Zeiten $e^{-\lambda^m \cdot t}$.

Die Auswertung der beiden Exponentialfunktionen war nur für $^{121}, ^{127}, ^{129}, ^{131}\text{Te}$ möglich, da die Grundzustände von $^{125}, ^{123}\text{Te}$ stabil beziehungsweise metastabil sind.

In den vereinfachten Darstellungen der Abbildung 4-1 bis Abbildung 4-5 sind alle für die Auswertung wichtigen Informationen der Niveauschemata der Zerfälle der verschiedenen

Tellurisotope zusammengefasst. Die für die Auswertung der induzierten Aktivität benutzten Übergänge sind jeweils hervorgehoben und in Tabelle 31 aufgelistet.

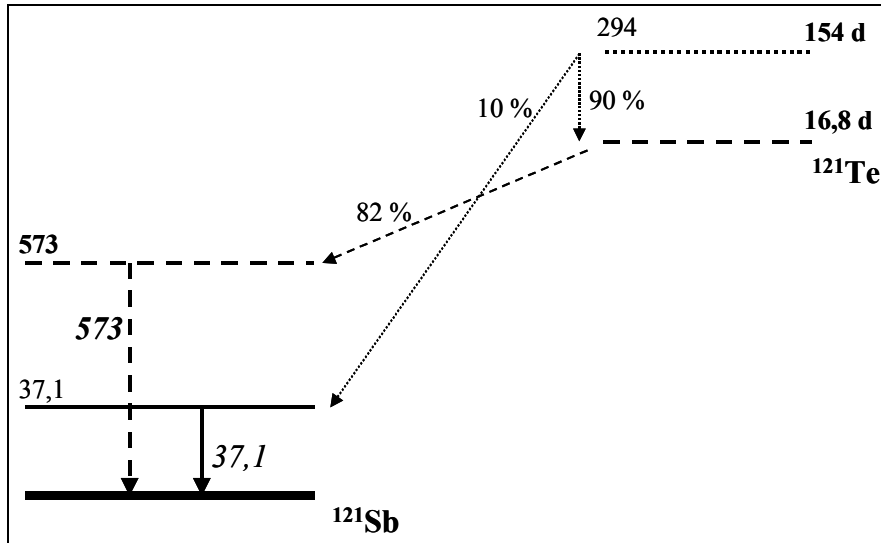


Abbildung 4-1: Zerfallsschema von $^{121}\text{Te}^m$ und $^{121}\text{Te}^g$.

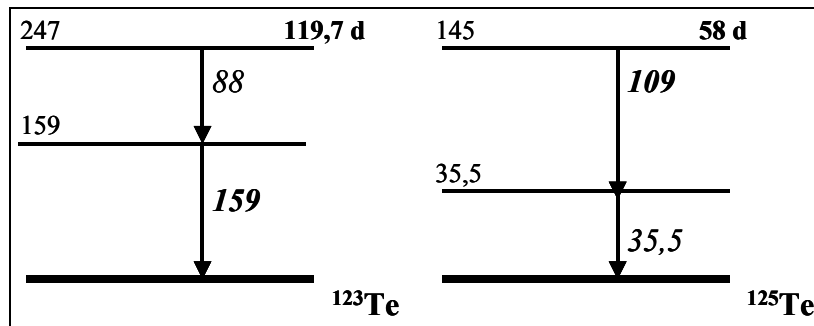


Abbildung 4-2: Zerfallsschemata von $^{123}\text{Te}^m$ und $^{125}\text{Te}^m$.

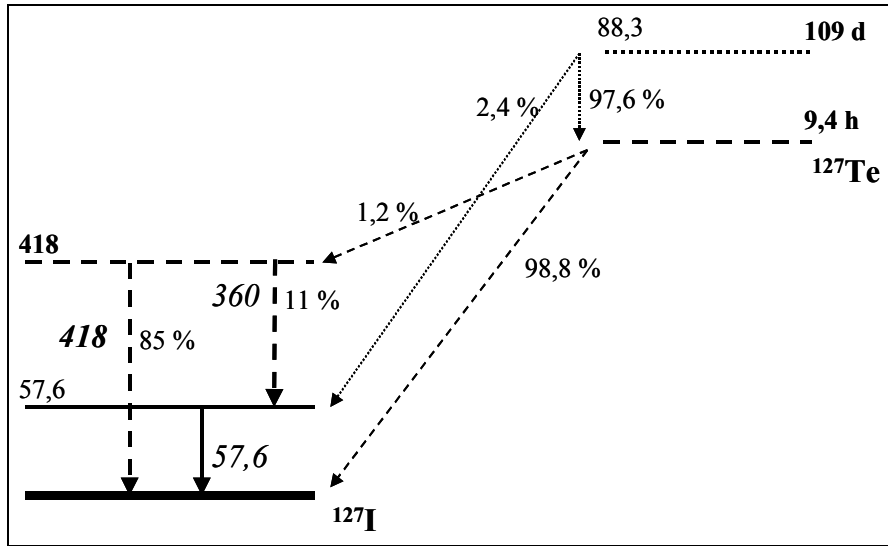


Abbildung 4-3: Zerfallsschema von $^{127}\text{Te}^m$ und $^{127}\text{Te}^g$.

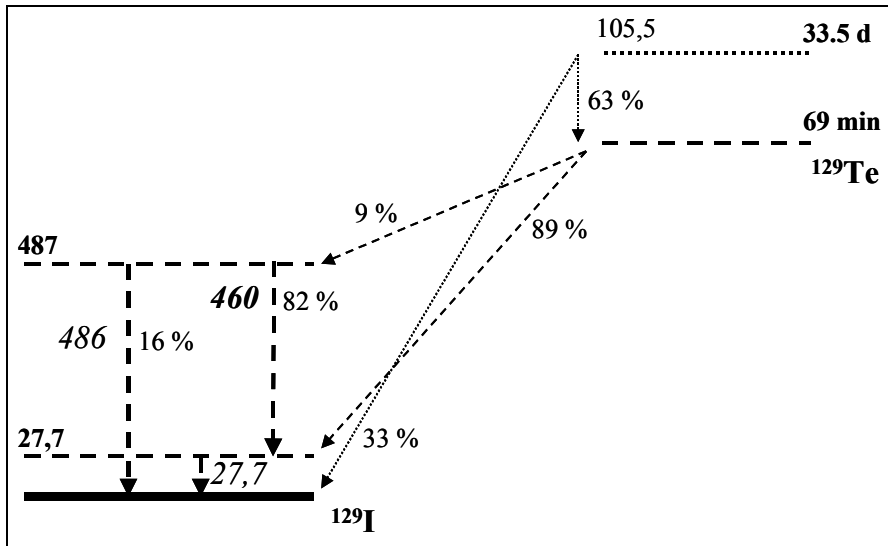


Abbildung 4-4: Zerfallsschema von $^{129}\text{Te}^m$ und $^{129}\text{Te}^g$.

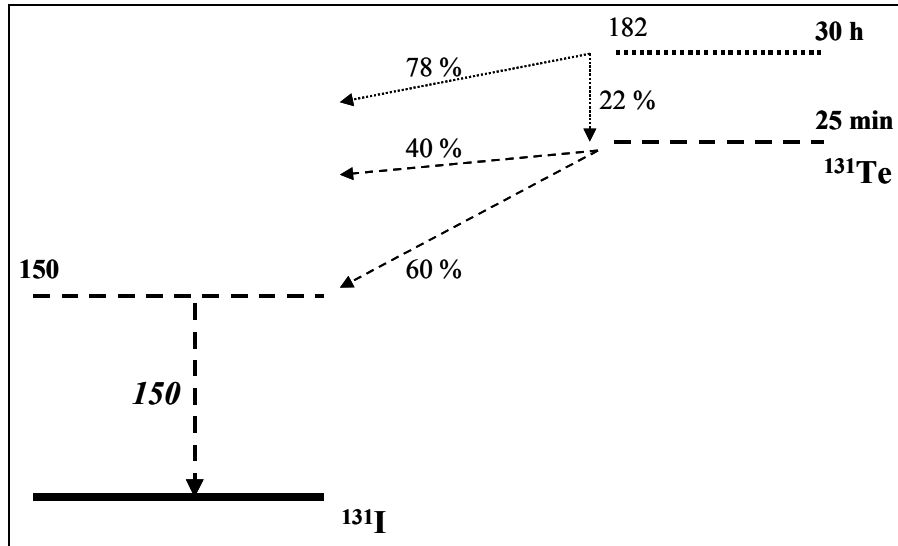

 Abbildung 4-5: Zerfallsschema von $^{131}\text{Te}^m$ und $^{131}\text{Te}^g$.

Tabelle 31: Zur Auswertung der Telluraktivierungen benutzte kernphysikalische Daten [Nor92]. Die Linienintensität ist nur bei absoluter Bestimmung des (n, γ)-Querschnitts nötig.

Isotop	Halbwertszeit	Innerer Zerfall	γ -Energie (keV)	Linienintensität
$^{121}\text{Te}^m, ^{121}\text{Te}^g$	$154 \pm 7\text{d}; 16,78 \pm 0,35\text{ d}$	$0,886 \pm 0,011$	573,1	$0,803 \pm 0,017$
$^{123}\text{Te}^m$	$119,7 \pm 0,1\text{ d}$	1	159	0,8404
$^{127}\text{Te}^m, ^{127}\text{Te}^g$	$109 \pm 2\text{ d}; 9,35 \pm 0,07\text{ h}$	$0,976 \pm 0,002$	417,9	0,0099
$^{129}\text{Te}^m, ^{129}\text{Te}^g$	$33,6 \pm 0,1\text{ d}; 1,160 \pm 0,003\text{ h}$	$0,65 \pm 0,06$	459,6	$0,0737 \pm 0,0024$
$^{131}\text{Te}^m, ^{131}\text{Te}^g$	$30 \pm 2\text{ h}; 25,0 \pm 0,1\text{ min}$	$0,222 \pm 0,016$	149,7	$0,689 \pm 0,0006$

In Abbildung 4-6 ist für das Beispiel von ^{121}Te der zeitliche Verlauf der Grundzustandsaktivität dargestellt. Im Falle von $^{127}, ^{129}, ^{131}\text{Te}$ sind die Unterschiede in den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer so groß, dass für Zeiten kurz nach der Aktivierung die Näherung $A^g(t) = \lambda^g \cdot N_0^g \cdot e^{-\lambda^g \cdot t}$ gültig ist. Für lange Wartezeiten verglichen zur Halbwertszeit des Grund-

zustandes gilt dann: $A^g(t) = \frac{\lambda^g \lambda^m}{\lambda^g - \lambda^m} f_i N_0^m \cdot e^{-\lambda^m t}$.

In diesen Fällen ist es also nicht nötig, zwei Exponentialfunktionen anzupassen, es genügt hier die Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, jeweils einmal für Zeiten vergleichbar zur Grundzustandshalbwertszeit und für Zeiten in der Größenordnung der Halbwertszeit des Isomers.

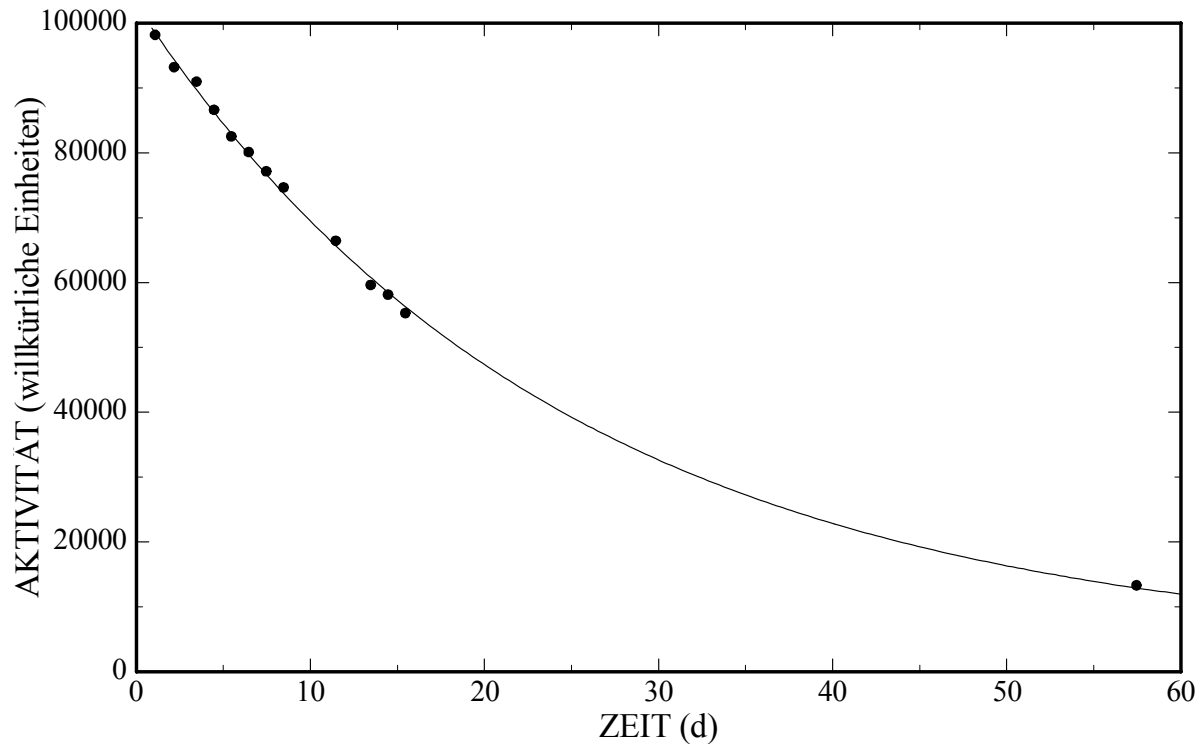


Abbildung 4-6: Zeitlicher Verlauf der $^{121}\text{Te}^g$ – Aktivität. Zur Messung wurde der 573-keV-Übergang im ^{121}Sb herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von einem Tag. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.

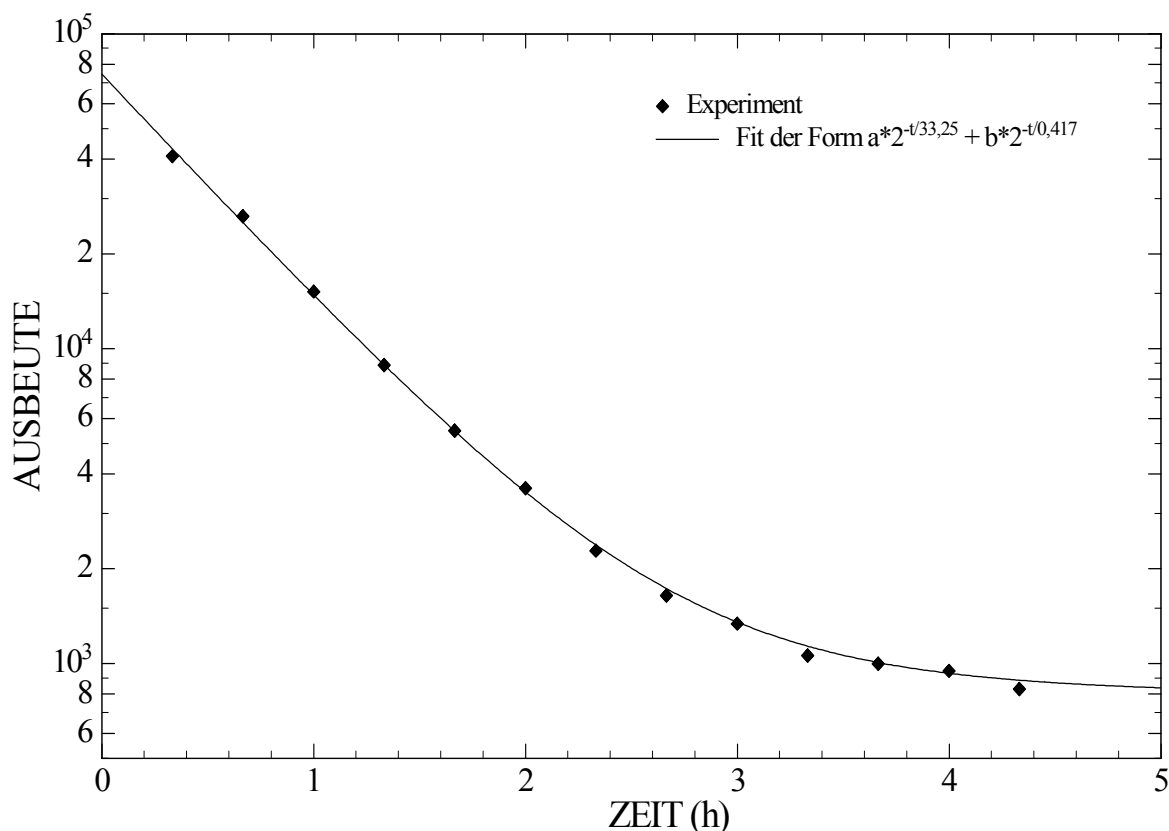


Abbildung 4-7: Zeitlicher Verlauf der $^{131}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am TRIGA-Reaktor. Zur Messung wurde der 150-keV-Übergang im ^{131}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von 20 Minuten. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.

Außer den angestrebten Messungen der Verhältnisse der Partialquerschnitte war es auch möglich, einige kernphysikalische Daten der Zerfälle der langlebigen Tellurisomere mit verbesserter Genauigkeit zu bestimmen (Abschnitt 4.5.2). Sofern dies möglich war, wurden diese Ergebnisse in die Auswertung der Tellurquerschnitte einbezogen. Tabelle 32 enthält die Zusammenstellung der aus der Aktivierung mit thermischen Neutronen gewonnenen Querschnittsinformationen.

Tabelle 32: Ergebnisse der Relativmessungen von thermischen Isomer- zu Grundzustandseinfangquerschnitten.

Produkt	$\sigma^m / \sigma^{\text{total}}$			
	[Alp95]	[Alp95], epithermisch	[Mug81]	diese Arbeit
$^{121}\text{Te}^m, ^{121}\text{Te}^g$	-	-	$0,15 \pm 0,03$	0,316
$^{127}\text{Te}^m, ^{127}\text{Te}^g$	$0,06 \pm 0,01$	$0,0796 \pm 0,0079$	$0,13 \pm 0,03$	0,149
$^{129}\text{Te}^m, ^{129}\text{Te}^g$	$0,127 \pm 0,01$	$0,125 \pm 0,009$	$0,070 \pm 0,005$	0,124
$^{131}\text{Te}^m, ^{131}\text{Te}^g$	-	-	$0,07 \pm 0,04$	0,067

Fehlerbetrachtung

Da fast alle Ergebnisse lediglich Querschnittsverhältnisse sind, lassen sich die Quellen für relevante systematische Fehler bis auf eine Ausnahme auf Fehler der verwendeten

kernphysikalischen Daten einschränken. Nur das Verhältnis von epithermischem zu thermischem Fluss im TRIGA-Reaktor ist im Rahmen dieser Analyse als zusätzlicher systematischer Fehler zu berücksichtigen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der epithermische Anteil nicht vom thermischen Anteil getrennt. Aus der Analyse der Monitorfolien ergab sich für den Heidelberger Reaktor ein epithermischer Anteil von $(5,5 \pm 0,5) \%$.

Das Verhältnis der effektiven Neutroneneinfangquerschnitte für das verwendete Spektrum ist durch die Fehler des Anteils des inneren Zerfalls wie der Halbwertszeiten der Isotope bestimmt. Alle drei Größen gehen in erster Näherung linear in das aus dem Aktivitätsverhältnis bestimmte Querschnittsverhältnis ein. Die daraus resultierenden Fehler sind in Tabelle 33 zusammengefasst. Die statistischen Fehler sind außer für $^{126}\text{Te}(n,\gamma)$ durchweg kleiner als die systematischen Fehler.

Tabelle 33: Gemessene thermische Querschnittsverhältnisse inklusive Fehler für das Neutronenspektrum am TRIGA-Reaktor Heidelberg.

Reaktion	$\sigma^m / \sigma^{\text{total}}$	Fehler (%)		
		diese Arbeit	statistisch	systematisch
$^{121}\text{Te}^m, ^{121}\text{Te}^g$	0,316	2,0	5,2	5,5
$^{127}\text{Te}^m, ^{127}\text{Te}^g$	0,149	1,4	2,0	2,4
$^{129}\text{Te}^m, ^{129}\text{Te}^g$	0,124	2,2	6,2	6,6
$^{131}\text{Te}^m, ^{131}\text{Te}^g$	0,067	3,2	7,3	7,9

Zum Vergleich mit den bisher gemessenen Verhältnissen muss zunächst bemerkt werden, dass die Differenzen zwischen diesen Werten nicht befriedigend erklärt werden konnten [Alp95]. Mit den Ergebnissen dieser Arbeit wurden innerhalb der Fehler für ^{127}Te die ältere Messreihe [Mug81] und für ^{129}Te die Werte von Alpatov et al. bestätigt. Für ^{121}Te wie auch für ^{131}Te gab es nur sehr ungenaue Angaben [Mug81]. Für ^{131}Te ergab sich eine hervorragende Übereinstimmung, während im Fall von ^{121}Te deutliche Abweichungen auftraten, was jedoch durch starke Unterschiede im Resonanzverhalten erklärt werden könnte. Zusammenfassend muss gesagt werden, dass die Unsicherheiten der thermischen Querschnitte der Tellurisotope äußerst unbefriedigend sind. Das Ziel dieser Arbeit war nicht, die thermischen Querschnitte in diesem Massenbereich zu messen. Mit der recht einfachen Methode sollten lediglich die relativen Einfangquerschnitte zwischen Isomer und Grundzustand bestimmt werden. Die Ergebnisse liefern allerdings Hinweise, dass auch die *totalen* Einfangquerschnitte größere Unsicherheiten enthalten.

4.5.2. Kernphysikalische Daten

Die Halbwertszeit des Isomers $^{131}\text{Te}^m$ war bisher mit 30 ± 2 h nur ungenau bekannt. Eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate durch die gemessenen Punkte der entsprechenden Linie bei 150 keV ergab den wesentlich genaueren Wert von

$$33,25 \pm 0,25 \text{ h.}$$

Abbildung 4-8 enthält die für die Halbwertszeitbestimmung verwendeten Daten. Es ist eine hervorragende Übereinstimmung mit dem erwarteten exponentiellen Abfall zu verzeichnen.

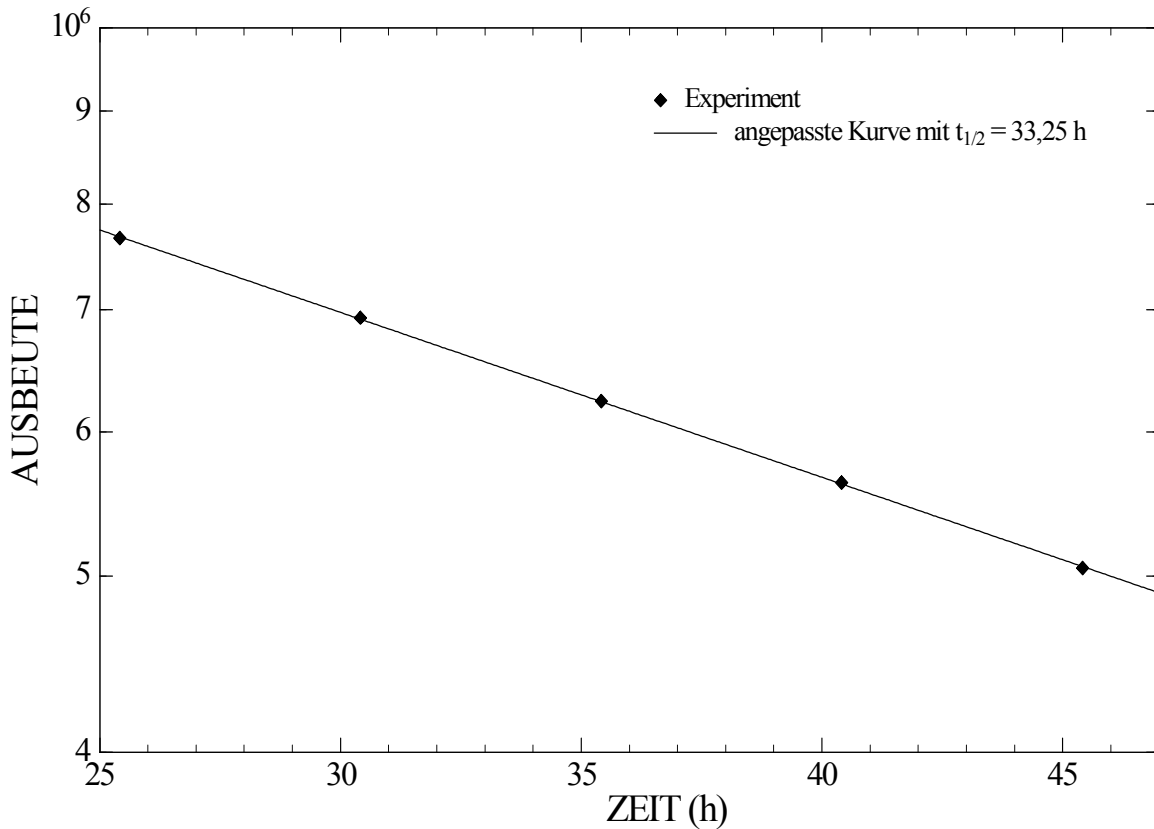


Abbildung 4-8: Verlauf der Aktivität des Isomers $^{131}\text{Te}^m$ nach der Aktivierung am Reaktor. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von 5 Stunden. Die Zeitangabe auf der x-Achse entspricht dem Beginn der Messung in Stunden nach der Aktivierung.

Die Halbwertszeiten der übrigen untersuchten Isotope waren jeweils mit weniger als 1 % Ungenauigkeit bekannt.

Als weitere, bis dahin nur ungenau bekannte, Größe konnte der Anteil der inneren Zerfälle von $^{129}\text{Te}^m$ verbessert werden. Durch Vergleich der Intensitäten der 459,6-keV-Linie des Grundzustandszerfalls und der 695,88-keV-Linie des Isomerzerfalls zu späten Zeiten, wenn also die im Reaktor produzierte Aktivität des Grundzustandes abgeklungen ist und dessen Zerfall nur noch durch die Speisung infolge Isomerzerfalls zu messen ist, kann der Anteil des inneren Zerfalls aus dem Verhältnis der Linienintensitäten berechnet werden. Pro Isomerzerfall werden $(0,03059 \pm 0,00096)$ 695,88-keV-Photonen emittiert, pro Grundzustandszerfall $(0,0736 \pm 0,0024)$ 459,6-keV-Photonen [Nor92]. Daraus ergibt sich für den innerem Zerfall ein Anteil von

$$0,649 \pm 0,030 ,$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem bisher gültigen Wert $(0,65 \pm 0,06)$ [Nor92]. Die Verringerung des Fehlers um einen Faktor zwei macht sich in einer deutlichen Reduktion des systematischen Fehlers der Aktivierungsmessungen am ^{129}Te bemerkbar.

Eine ähnlich Verbesserung ist auch für den Zerfall von $^{131}\text{Te}^m$ möglich. Hier können die Linienpaare (149,7 keV; 200,6 keV) oder (654,3 keV; 665,0 keV) ausgewertet werden. Im ersteren Fall ist zusätzlich zu beachten, dass auch beim β^- -Zerfall von $^{131}\text{Te}^m$ zu 5 % ein 149,7-

keV-Gamma emittiert wird. Unter Verwendung der in der JEF-Datenbank [Nor92] enthaltenen Intensitäten ergibt sich für den Anteil des inneren Zerfalls von $^{131}\text{Te}^m$:

$$0,2594 \pm 0,0054,$$

der mit dem bisherigen Wert ($0,222 \pm 0,016$) innerhalb 2σ übereinstimmt.

4.5.3. Stellare Querschnitte

In Analogie zum im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Verfahren lassen sich die Verhältnisse von Partial- zu Gesamteinfangquerschnitten auch für stellare Energien mit geringen systematischen Fehlern messen. Da allerdings im stellaren Bereich auch die empfohlenen Gesamtquerschnitte nicht immer auf experimentellen Daten beruhen, ist hier auch eine Absolutbestimmung der Querschnitte nötig. Die Bestrahlungszeiten wurden jedoch so gewählt, dass insbesondere die möglicherweise im s-Prozess relevanten, noch unbekanntem Partialquerschnitte der Isotope $^{126, 130}\text{Te}$ aufgelöst werden konnten.

Im Anschluss an die kurze Aktivierung von 1,5 Stunden wurde die bestrahlte Probe mit dem Clover-System 18 Stunden lang mit stündlicher Abspeicherung des Spektrums ausgezählt. Aus dieser Aktivierung konnten Informationen zum Neutroneneinfangquerschnitt von ^{130}Te gewonnen werden. Nach der 2. Aktivierung über drei Tage wurde die Aktivität der Probe 16 Tage lang ebenfalls mit den Clover-Detektoren gemessen. Die Zwischenspeicherung der Spektren, die wie auch in den vorangegangenen Messungen zur Analyse der Zeitabhängigkeit notwendig ist, erfolgte hier zunächst stündlich und am Ende alle vier Stunden. Die Aktivierungszeit dieser Probe war so gewählt, dass die Partialquerschnitte vom ^{126}Te möglichst genau aufgelöst werden konnten.

Für die drei Isotope $^{126, 128, 130}\text{Te}$ existieren bereits experimentelle Daten für die totalen (n,γ) -Querschnitte ([Wis92], [Köp93], [Ana79]), für ^{128}Te sogar die partiellen Querschnitte. Mit den nun durchgeführten Aktivierungen sind für alle Tellurisotope, bei denen ein Neutroneneinfang während des s-Prozesses auf ein instabiles und damit potenziell verzweigendes Isotop führt, die totalen wie auch die partiellen Einfangquerschnitte bekannt.

In Abbildung 4-9 bis Abbildung 4-11 ist der gemessene zeitliche Verlauf der Grundzustandsaktivität von $^{127, 129, 131}\text{Te}$ dargestellt. Aus den abgespeicherten Spektren wurden entsprechend den Halbwertszeiten Datenpunkte von bis zu 20 Stunden zusammengefasst. In allen drei Fällen ist zunächst der exponentielle Abfall mit der kürzeren Halbwertszeit des Grundzustandes und am Ende mit der des Isomers deutlich zu erkennen.

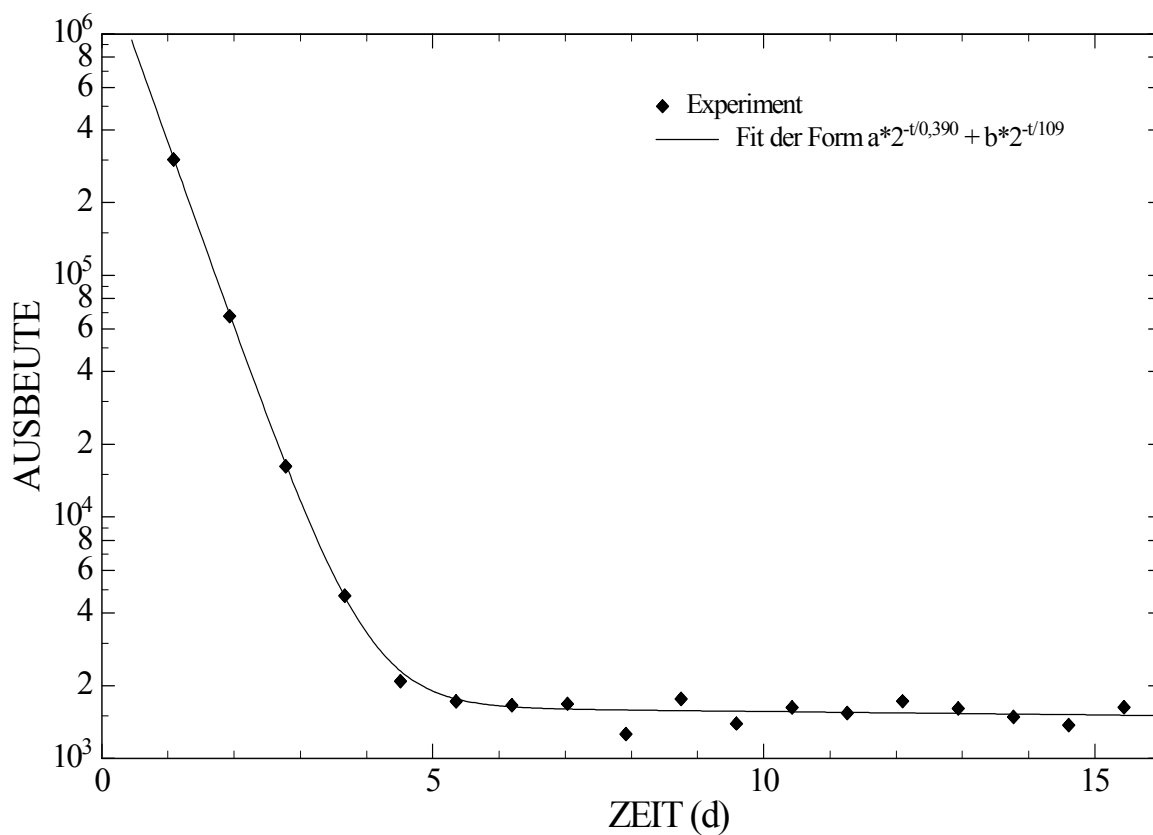


Abbildung 4-9: Zeitlicher Verlauf der $^{127}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Zur Messung wurde der 418-keV-Übergang im ^{127}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von zwanzig Stunden. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.

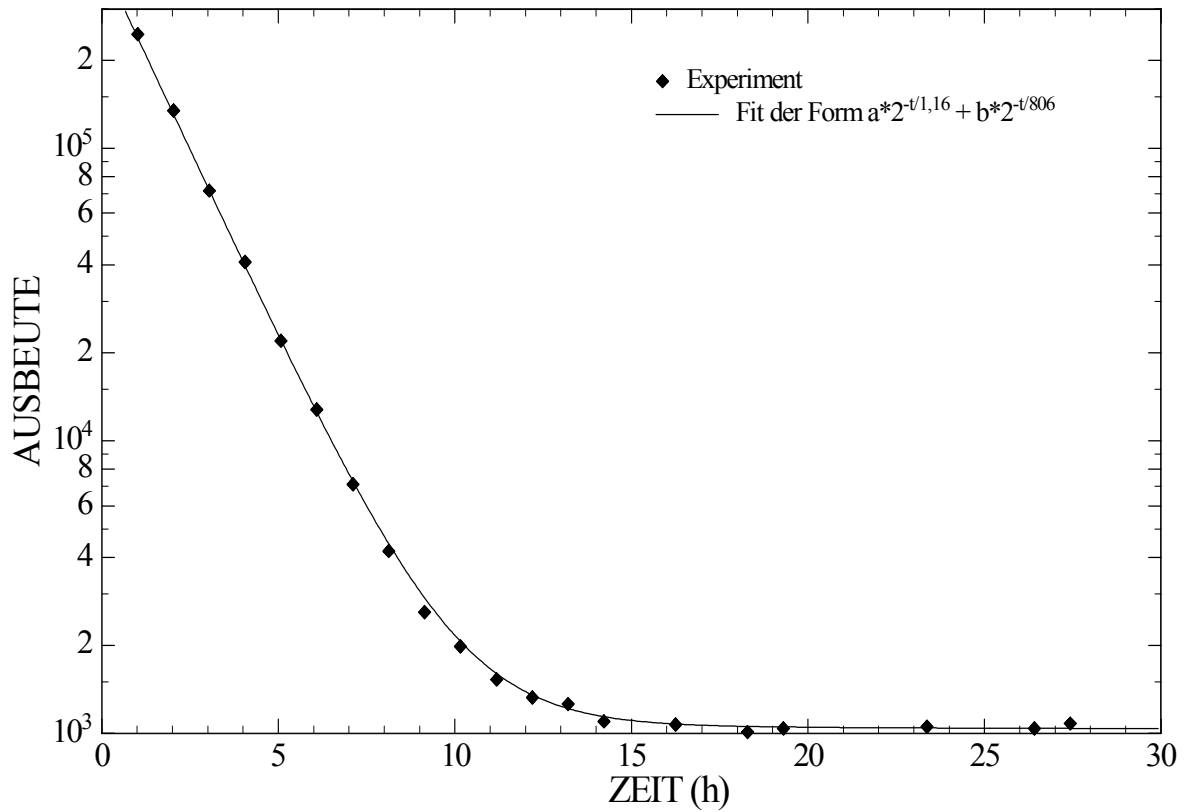


Abbildung 4-10: Zeitlicher Verlauf der $^{129}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Zur Messung wurde der 460-keV-Übergang im ^{129}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von einer Stunde. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer, angepasst wurden.

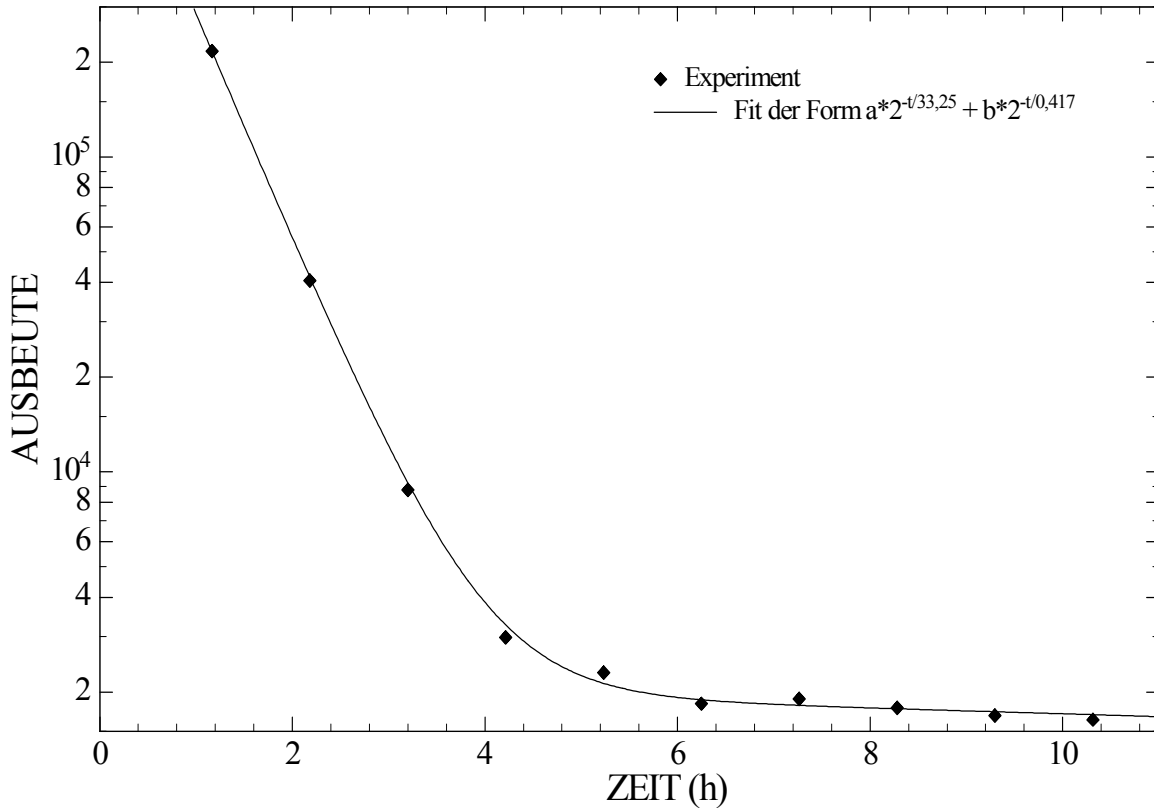


Abbildung 4-11: Zeitlicher Verlauf der $^{131}\text{Te}^g$ – Aktivität nach der Aktivierung am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Zur Messung wurde der 150-keV-Übergang im ^{131}I herangezogen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Messzeit von einer Stunde. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei der zwei Exponentialfunktionen, entsprechend den Halbwertszeiten von Grundzustand und Isomer (s. vorangegangenes Kapitel), angepasst wurden.

Die Halbwertszeit des Grundzustandes von ^{121}Te beträgt 16 Tage und ist somit genauso groß wie die Messzeit nach der zweiten Telluraktivierung. Die Aktivität infolge der Population des Grundzustandes war zu diesen Zeiten jedoch noch dominant. Deshalb konnte das Querschnittsverhältnis in diesem Fall nicht gemessen werden.

Tabelle 34 enthält die Ergebnisse der Relativmessungen der Partialquerschnitte. Die totalen Querschnitte stimmen im Rahmen der Fehler mit den bisherigen sehr genauen Messungen überein, allerdings waren die Unsicherheiten dieses Experimentes durchweg deutlich größer.

Tabelle 34: Ergebnisse der Relativmessungen von stellaren Isomer- zu Grundzustandseinfangquerschnitten. Zum Vergleich sind noch einmal die Verhältnisse für Neutronen, wie sie an Reaktoren zur Verfügung stehen, gegeben.

Isotop	stellar $\sigma^m / \sigma^{\text{total}}$		Resonanzintegral: $\sigma^m / \sigma^{\text{total}}$	thermisch $\sigma^m / \sigma^{\text{total}}$	
	[Bao00]	diese Arbeit		[Alp95]	[Mug81]
$^{127}\text{Te}^m, ^{127}\text{Te}^g$	-	0,342	$0,0796 \pm 0,0079$	$0,06 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,03$
$^{129}\text{Te}^m, ^{129}\text{Te}^g$	$0,111 \pm 0,006$	0,070	$0,125 \pm 0,009$	$0,127 \pm 0,01$	$0,070 \pm 0,005$
$^{131}\text{Te}^m, ^{131}\text{Te}^g$	-	0,269	-	-	$0,07 \pm 0,04$

Fehlerbetrachtung

Die statistischen Fehler sind in allen drei betrachteten Fällen kleiner 1 % und spielen daher für den Gesamtfehler keine Rolle.

Zu den systematischen Fehler tragen, wie auch schon im Falle der Aktivierungen im thermischen Spektrum, die Unsicherheiten der kernphysikalischen Daten, in diesem Falle der Übergangswahrscheinlichkeit des Isomers zum Grundzustand bei. Hinzu kommt aufgrund der längeren Aktivierungen am Van-de-Graaff-Beschleuniger die Ungenauigkeit in der Bestimmung des f_b -Faktors. Dies macht sich mit 23 % insbesondere beim ^{128}Te bemerkbar, da das Verhältnis lediglich aus der Aktivierung über 3 Tage bestimmt werden konnte und die Grundzustandshalbwertszeit mit 70 Minuten dem gegenüber sehr kurz ist (Tabelle 35).

Tabelle 35: Gemessene Querschnittsverhältnisse inklusive Fehler für das Neutronenspektrum am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger mit $kT = 25$ keV.

Produkt	$\sigma^m / \sigma^{\text{total}}$ diese Arbeit	Fehler (%)		
		statistisch	systematisch	gesamt
$^{127}\text{Te}^m, ^{127}\text{Te}^g$	0,342	0,8	8,0	8,0
$^{129}\text{Te}^m, ^{129}\text{Te}^g$	0,070	0,3	24,8	24,8
$^{131}\text{Te}^m, ^{131}\text{Te}^g$	0,269	0,8	8,3	8,3

5. Astrophysik

5.1. Die Nukleosynthese der Xenonisotope

5.1.1. Fakten

Xenon ist aus mehreren Gründen astrophysikalisch höchst interessant. Zum einen hat es mit $^{124, 126}\text{Xe}$ zwei Isotope, die weder s- noch r-Prozessbeiträge aufweisen, zwei sogenannte p-Kerne. Jedes Modell, das die protonenreiche Seite des Stabilitätsstailes beschreibt, muss sich an diesen beiden Kernen messen lassen. Zum zweiten sind $^{128, 130}\text{Xe}$ durch die stabilen Tellurisobare vom r-Prozesspfad abgeschirmt. Obwohl solche abgeschirmten Kerne oft auch in geringen Mengen im p-Prozess produziert werden, werden sie schlicht (reine) s-Kerne genannt. Beim ^{128}Xe sind die Dinge allerdings etwas komplizierter. Schon frühe Untersuchungen über den p-Prozess zeigten, dass er signifikant zur solaren Häufigkeit dieses Kerns beitragen sollte [Wos78]. Und schließlich sind drittens $^{134, 136}\text{Xe}$ reine r-Kerne, da ^{133}Xe hinreichend kurzlebig ist, um eine s-Prozessverzweigung auszuschließen (Abbildung 5-1).

Ba					130 P		132 P		134 S	135 R,s	136 S	137 S,r	138 S	1,4 h
Cs									133 R,s	2 a				
Xe		124 P		126 P	128 S,p	129 R	130 S	131 R	132 R,s	5 d	134 R		136 R	
I					127 R	0,5 h	15Ma	12 h						
Te	120 P		122 S	123 S	124 S	125 R,s	126 R,S	10 h	128 R	1,2 h	130 R			

Abbildung 5-1: Übersicht über die Isotope zwischen Tellur und Barium. Für die stabilen Isotope (schwarz) sind die Massenzahl und die wichtigsten Bildungsprozesse (p-, r-, s-) angegeben [And89]. Falls zwei Prozesse signifikant beitragen, ist der dominante in Großbuchstaben angegeben. Für die vom Massenfluss während des s-Prozess passierten instabilen Isotope sind die Grundzustandshalbwertszeiten auf der Erde angegeben. Die beiden wichtigen stabilen s-Kerne $^{128, 130}\text{Xe}$ sind grau dargestellt.

Um also die Isotopenhäufigkeiten beim Xenon zu erklären, ist es nötig, alle drei erwähnten Bildungsmechanismen quantitativ zu verstehen.

Ein erster Schritt dahin ist naturgemäß die Bestimmung der solaren Häufigkeitsverteilung. Hier stellt sich jedoch schon ein ernst zu nehmendes Problem: Da es sich beim Xenon um ein Edelgas handelt, gibt es keine festen chemischen Verbindungen. Dies hat zur Folge, dass die Xenonisotope während der Bildung der Planeten starken Massenfraktionierungen unterworfen sind, und

somit die Verteilung im Sonnensystem nicht homogen ist. Eine weitere Folge der Massenfraktionierung ist, dass der Zerfall von langlebigen, schweren Isotopen auf der Erde einen größeren Effekt als in der Sonne hat, da die schweren Elemente vor dem Zerfall angereichert wurden. Deshalb gilt insbesondere die Verteilung auf der Erde [Lae91] als nicht repräsentativ für das gesamte Sonnensystem [And89]. Die zuverlässigsten solaren Werte erhält man aus der Analyse von in Mondproben implantierten Sonnenwinden [Pep95], [Ott01].

Wertvolle Informationen über die Beiträge der verschiedenen Bildungsmechanismen erhält man aus der Analyse von winzigen Materiekörnchen, die in Meteoriten eingeschlossen sind [Ott93], [Zin98]. Einige sehr stabile Verbindungen, z.B. Siliziumkarbid (SiC) oder Diamant (C), bilden sich bereits in der heißen äußeren Atmosphäre von entwickelten Sternen. Sie schließen dabei umgebende Materie ein und gelangen durch Explosionen und Sternwinde in das interstellare Medium. Diese Körner sind so stabil, dass sie während ihrer langen Reise durch das Weltall nicht wieder aufgeschmolzen und mit anderem Material vermischt werden, sondern sie bewahren die Informationen aus den Schmelzöfen des Kosmos [Rol88] bis zu ihrer Ankunft auf der Erde. Die Analyse der Xenonisotopenverteilung in diesen Sternproben förderte deutliche Abweichungen von der solaren Verteilung zutage. Man unterscheidet zwei Gruppen von Isotopenmustern:

- Xenon-HL: Auffällig ist hier eine Erhöhung der Häufigkeiten der leichten und der schweren Isotope relativ zu ^{130}Xe . Die zugehörige astrophysikalische Umgebung ist vermutlich eine Supernova. Die Xenonisotopenverteilung wäre dann in erster Linie gegeben durch eine Überlagerung von r- und p-Prozess.
- Xenon-S: Der Verlauf der Häufigkeiten zeigt eine deutliche Zickzackstruktur für gerade und ungerade Isotope, gemäß dem Reziproken der Neutroneneinfangquerschnitte. Dies ist typisch für Isotopenmuster wie sie während des s-Prozesses in AGB-Sternen gebildet werden. Das hier beobachtete Verhältnis von $^{128, 130}\text{Xe}$ sollte durch die stellaren s-Prozessmodelle wiedergegeben werden.

In Abbildung 5-2 ist der Vergleich dieser beiden Komponenten mit der solaren Häufigkeitsverteilung gegeben. Anhand der Abbildung ist zu erkennen, dass die geraden Xenonisotope $^{128, 130, 132}\text{Xe}$ hauptsächlich während des s-Prozesses gebildet werden, während die s-Prozessbeiträge zu allen anderen Isotopen praktisch vernachlässigbar sind.

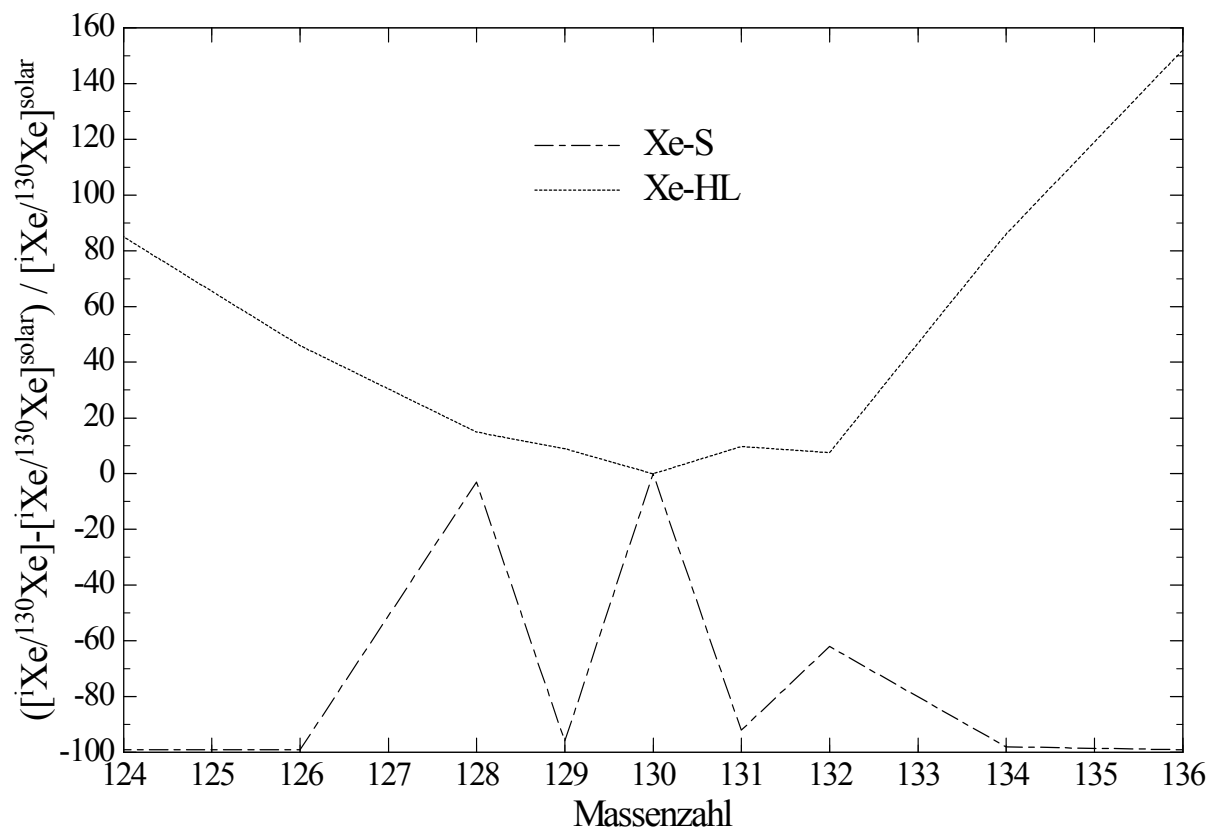


Abbildung 5-2: Die Xenonisotopenverteilung der Xe-S (s-Prozess-Xenon) [Lew94] und der Xe-HL (r-, p-Prozess-Xenon) [Hus94] Komponente. Aufgetragen ist die Abweichung der auf ^{130}Xe normierten Häufigkeiten von der solaren Verteilung.

Für die Analyse der Verzweigung am ^{128}I ist das Verhältnis ^{128}Xe zu ^{130}Xe von entscheidender Bedeutung. In Tabelle 36 sind deshalb die Ergebnisse aller oben angesprochenen Messungen zusammengefasst.

Tabelle 36: Zusammenstellung verschiedener gemessener Werte für das Isotopenverhältnis $^{128}\text{Xe} / ^{130}\text{Xe}$ sowie deren Quellenangaben.

Isotopenverhältnis $^{128}\text{Xe} / ^{130}\text{Xe}$	Fehler	Quelle	Bemerkung
0,466	0,014	[Lae91]	terrestrisch
0,503		[And89]	solar
0,510	0,005	[Pep95]	solar
0,447	0,003	[Lew94]	Xenon-S (SiC)
0,586	0,004	[Hus94]	Xenon-HL (Diamant)

Quantitative Vorhersagen der s-Prozesshäufigkeiten können bereits mit relativ einfachen phänomenologischen Beschreibungen gemacht werden, während realistischere Modelle der komplexen stellaren Szenarien dementsprechende Unsicherheiten enthalten und einen erheblichen Rechenaufwand erfordern. Deshalb stellt der Vergleich zwischen beiden Ansätzen einen wichtigen Test der Sternmodelle dar.

Die solare Häufigkeit eines Kerns setzt sich additiv aus den Beiträgen der verschiedenen Bildungsprozesse zusammen. Für die schweren Kerne sind dies hauptsächlich s- und r- Prozess. Die weiteren Beiträge aufgrund der p-, rp-, v-Prozesse sind in der Regel auf wenige Prozent beschränkt und zudem wegen der zugehörigen stellaren Szenarien relativ unsicher.

Der Beitrag des s-Prozesses besteht wiederum aus der Haupt-, der schwachen und der starken Komponente. Im folgenden werden zunächst die möglichen Bildungsprozesse der Xenonisotope 128 und 130 diskutiert. Die wichtigsten Beiträge kommen erwartungsgemäß von der sogenannten Hauptkomponente des s-Prozesses. Allerdings wird ^{128}Xe auch signifikant im p-Prozess gebildet. Im Anschluss daran werden die Auswirkungen auf die aktuellen Modelle angesprochen (Abschnitt 5.1.2).

Der s-Prozess

Die Hauptkomponente

In der Hauptkomponente des s-Prozesses werden bei Temperaturen von 2,8 bis $3,9 \cdot 10^8$ K und Neutronendichten von 2,3 bis $4,5 \cdot 10^8$ die Elemente mit Massenzahlen zwischen 90 und 204 synthetisiert. Pro Saatkern werden etwa 15 Neutronen eingefangen [Käp99, Käp90]. Die Hauptkomponente findet wahrscheinlich während des Heliumschalenbrennens in AGB-Sternen von 1-3 Sonnenmassen statt. AGB-Sterne sind Rote Riesen, die nach Erlöschen des zentralen Heliumbrennens infolge einer thermischen Instabilität ein *alternierendes* Wasserstoff- und Heliumbrennen zeigen. Sterne in dieser Phase weisen erhebliche Massenverluste durch Sternwinde auf und verfügen somit über einen effizienten Transportmechanismus für frisch synthetisiertes s-Material in das interstellare Medium.

Die Vorgänge im Inneren der Sterne sind sehr komplex und können innerhalb von Modellen nur stark vereinfacht parametrisiert werden. Die modellierten Abläufe sind folgende:

In einer dünnen He-Schale verläuft das Heliumbrennen pulsierend für eine kurze Zeitspanne von einigen hundert Jahren, gefolgt von etwa 50.000 Jahre dauernden Zwischenpulsphasen (Abbildung 5-3). Am Ende jeder He-Brennphase werden Protonen aus der äußeren konvektiven Hülle in die Heliumschale gemischt und bilden dort über die Sequenz $^{12}\text{C}(p,\gamma) ^{13}\text{N}(\beta^+)$ das sonst nur selten vorkommende Isotop ^{13}C . Nun dient bei niedrigen Temperaturen ($T_8 = 1$) die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ als Neutronenquelle für den s-Prozess. Anschließend erfolgt während der nächsten He-Brennphase bei höheren Temperaturen ($T_8 = 2,5 - 3,1$) über $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$ eine zweite kurze Neutronenbestrahlung [Gal98]. Insgesamt gibt es, abhängig von der Masse des Sterns, etwa 20 Pulse.

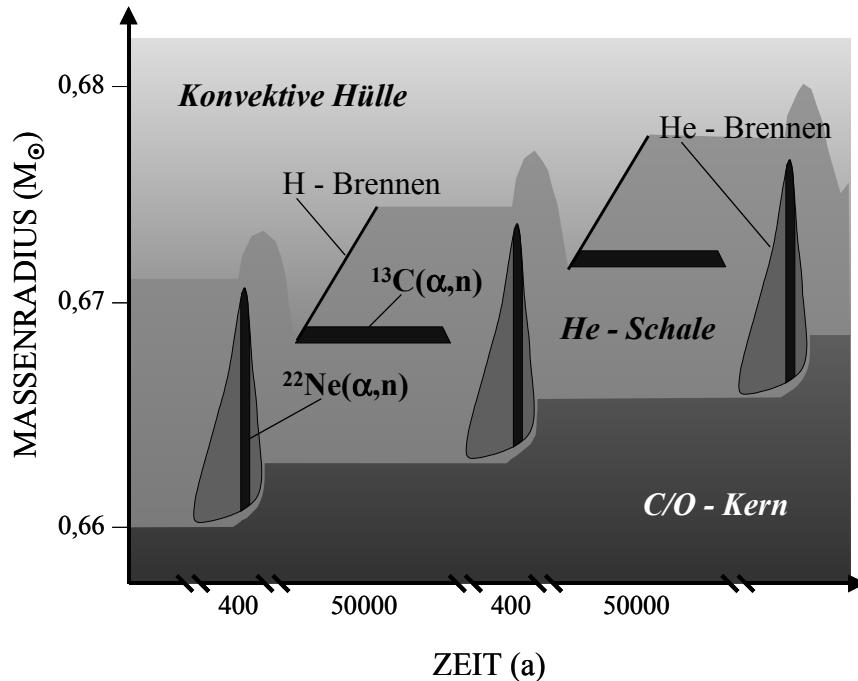


Abbildung 5-3: Der s-Prozess während der AGB-Phase in Roten Riesen. Die Zeitachse ist zur gleichzeitigen Darstellung der nur einige hundert Jahre dauernden Pulsphase wie auch der langen Zwischenpulsphase mehrfach unterbrochen. Auf der y-Achse ist der sehr kleine Massenausschnitt aufgetragen, in dem sich die dünne Heliumschale befindet in der der s-Prozess abläuft. Massenradius 0,66 bedeutet, dass sich 66 % der Sternmasse *innerhalb* dieses Radius befinden. Die gesamte Heliumschale macht also lediglich 2 % der Gesamtmasse des Sternes aus. Während des Wasserstoffbrennens in der Zwischenpulsphase ist $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ die wichtigste Neutronenquelle wohingegen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ das pulsartige Heliumbrennen dominiert [Gal98].

In Tabelle 38 sind in den Zeilen 1-2 die in diesem Modell produzierten Isotopenverhältnisse angegeben. Die Fehler ergeben sich in erster Linie aus den Unsicherheiten des Querschnittsverhältnisses $\sigma^{128\text{Xe}}/\sigma^{130\text{Xe}}$ sowie aus den Ungenauigkeiten des stellaren Verzweungsverhältnisses $\lambda_{\beta^-}/(\lambda_{\beta^-} + \lambda_{\beta\text{EC}}) = 1 - \lambda_{\beta\text{EC}}/(\lambda_{\beta^-} + \lambda_{\beta\text{EC}})$ am ^{128}I . Während die β^- -Rate nur sehr wenig von der Temperatur abhängt, variiert die Elektroneneinfangrate, als Folge der zunehmenden Ionisierung der Atome, stark mit der Temperatur. Bei hohen Temperaturen ist der Elektroneneinfang zudem auch von der Elektronendichte abhängig, da bei vollständiger Ionisierung der Einfang eines Elektrons aus dem stellaren Plasma dominiert (Tabelle 37).

Tabelle 37: Verzweungsverhältnis am ^{128}I (s. Text), in Abhängigkeit von Temperatur und Elektronendichte nach Takahashi et al. [Tak87].

Verzweungsverhältnis		Temperatur (10^8 K)					
		0	1	2	3	4	5
Elektronendichte (10^{26} cm $^{-3}$)	0	0,940	0,963	0,996	0,999	1,000	1,000
	3	0,940	0,952	0,991	0,997	0,999	0,999
	10	0,940	0,944	0,976	0,992	0,996	0,997
	30	0,940	0,938	0,956	0,980	0,989	0,995

Allerdings wird die Depopulation von ^{128}I durch den β^- -Zerfall so stark dominiert, dass selbst eine Variation der theoretischen Raten um einen Faktor zwei das Verzweungsverhältnis nur um

weniger als zwei Prozent ändert. Somit ist das im Rahmen des stellaren Modells vorhergesagte Verhältnis von $^{128, 130}\text{Xe}$ sehr robust gegenüber Änderungen der stellaren Bedingungen. Die Unsicherheiten betragen nicht mehr als 3 %.

Mit dem von S. Jaag entwickelten Programm zur Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen für die Häufigkeiten der Isotope während des s-Prozesses (NETZ [Jaa91]) ist es möglich, das oben beschriebene Modell vereinfacht und mit erheblich verkürzter Rechenzeit zu lösen. Innerhalb der Fehler stimmen beide Ergebnisse überein Tabelle 38, Zeile 3.

Zum Abschluss wurde ebenfalls mit dem Programm NETZ eine *klassische* Analyse des s-Prozesses durchgeführt. Hier wurde ein konstanter Temperaturverlauf angenommen. Entsprechend der in Kapitel 1 beschriebenen expliziten Lösung spiegelt das so gefundene Verhältnis von ^{128}Xe zu ^{130}Xe im Wesentlichen die in Tabelle 37 aufgeführten Verzweigungsverhältnisse am ^{128}I wider. In der Einführung wurde erläutert, dass anhand dieser Verzweigung unabhängig vom Neutronenfluss auf die Temperatur während des s-Prozesses geschlossen werden kann. Aus diesem Grunde wurde die Analyse für mehrere Temperaturen durchgeführt. In den Zeilen 4-5 der Tabelle 38 sind die Ergebnisse für 8 keV und 29 keV aufgeführt. Im folgenden Abschnitt wird darauf nochmals näher eingegangen.

Der Neutroneneinfang an ^{126}Te kann nicht nur in den Grundzustand von ^{127}Te erfolgen, sondern auch in ein lediglich 88 keV darüber liegendes Isomer (siehe Abbildung 5-4). Bei kleinen Temperaturen, wie sie zum Beispiel in der Zwischenpulsphase mit $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ als Neutronenquelle auftreten, sind Grundzustand und Isomer möglicherweise nicht thermalisiert. D.h. das Isomer hat eine Halbwertszeit von 109 Tagen und wird nicht, wie bei höheren Temperaturen, in sehr kurzer Zeit über die Anregung höher liegender Zustände zum Grundzustand depopuliert. Im Abschnitt 4.5.3 wurde der Anteil der Neutroneneinfänge an ^{126}Te , der das Isomer bevölkert, zu 34 % bestimmt. Nimmt man den extremen Fall an, dass das Isomer in der stellaren Umgebung *überhaupt* nicht thermisch depopuliert wird und nimmt man weiterhin für den Neutroneneinfangquerschnitt von $^{127}\text{Te}^m$ 250 mb an, wie sie die Isotopensystematik der ungeraden Tellurisotope nahe legt, ergibt sich eine zusätzliche Verzweigung von 10 % am ^{127}Te . Unter diesen Annahmen kann das Isotopenverhältnis ^{128}Xe zu ^{130}Xe also sehr kleine Werte erreichen. Sicher ist dieses Szenarium nicht für den gesamten s-Prozess realistisch, es ist jedoch möglich, dass zumindest vorübergehend solche Bedingungen herrschen.

Tabelle 38: Ergebnisse von Modellrechnungen zum s-Prozess. Im Text findet sich eine detaillierte Beschreibung.

Nr.	Isotopenverhältnis $^{128}\text{Xe} / ^{130}\text{Xe}$	Fehler	Quelle	Bemerkung
1	0,485	0,015	[Gal01], [Gal98]	stellares Modell, neue Querschnitte
2	0,559	0,1	[Gal01], [Gal98]	stellares Modell, alte Querschnitte [Bao00]
3	0,477	0,02	NETZ [Jaa91]	vereinfachtes stellares Modell
4	0,51	0,02	NETZ [Jaa91]	klassisch, neue Querschnitte, 29 keV
5	0,47	0,02	NETZ [Jaa91]	klassisch, neue Querschnitte, 8 keV
6	0,43	0,02	NETZ [Jaa91]	klassisch, neue Querschnitte, 8 keV, $^{127}\text{Te}^m$

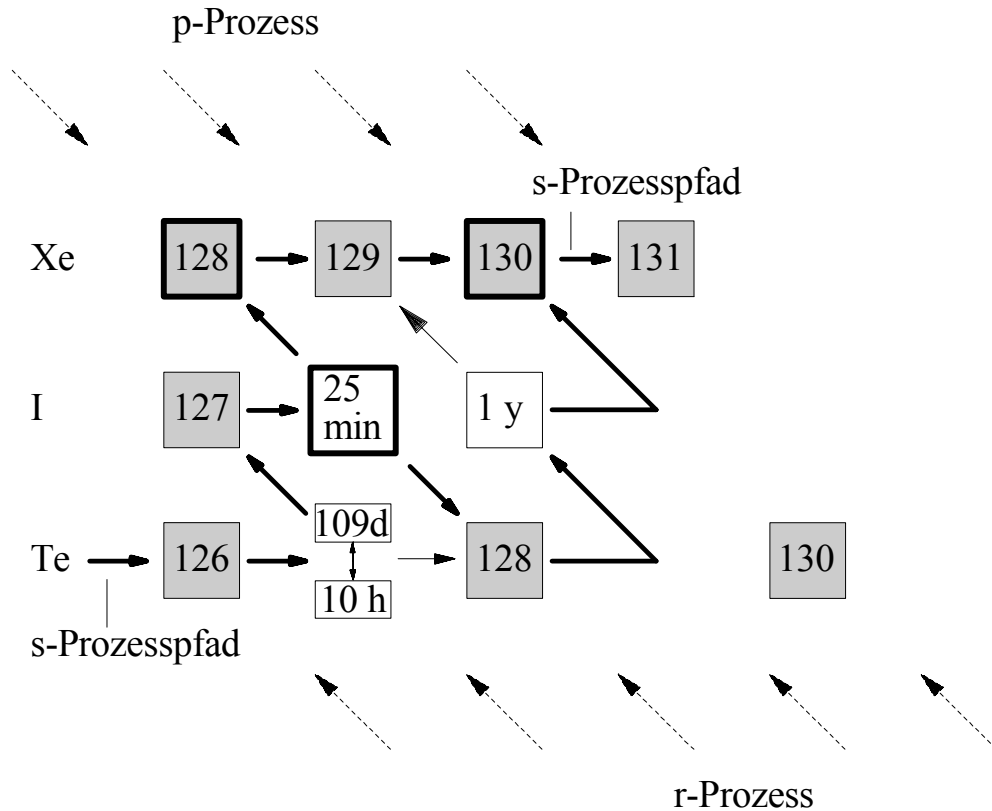


Abbildung 5-4: Ausführliche Darstellung des s-Prozesspfades in der Te-I-Xe-Region. Der s-Prozess verzweigt nicht nur an ^{128}I , sondern möglicherweise schon vorher an ^{127}Te . Die Verzweigung an ^{127}Te ist wenn überhaupt, dann nur bei sehr kleinen Temperaturen möglich. Die abschließende schwache Verzweigung am ^{129}I spielt für das Verhältnis von ^{128}Xe zu ^{130}Xe keine Rolle.

Die Schwache Komponente

Isotope mit Massenzahlen kleiner 90 werden von der Hauptkomponente nicht in ausreichendem Umfang produziert. Deshalb muss für diese leichten Isotope eine zusätzliche s-Prozess-Komponente postuliert werden [Wal97].

Die schwache Komponente ist mit dem Heliumbrennen in Sternen von 10- bis 25facher Sonnenmasse verknüpft [Pet68], [Rai91a]. Dort herrschen gegen Ende des Heliumbrennens ausreichend hohe Temperaturen ($>2,5 \cdot 10^8$ K), um über die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ Neutronendichten von etwa 10^7 cm^{-3} zu erzeugen. Ein Teil der so prozessierten Materie wird beim anschließenden Kohlenstoffbrennen bei Temperaturen von 10^9 K und Neutronendichten von bis zu 10^{11} cm^{-3} weiter modifiziert. Außerdem kommen auch sehr schwere Sterne mit mehr als 50 Sonnenmassen für die schwache Komponente in Frage [Pra87].

Mit dem Programm NETZ [Jaa91] wurde die Nukleosynthese während des Heliumkernbrennens und des anschließenden Kohlenstoffbrennens in einem Stern mit 25 Sonnenmassen simuliert. Nach Normierung an den Ausbeuten für die reinen s-Kerne ^{70}Ge und ^{76}Se [Rai91b], [Rai93] wurden lediglich 0,36 % der solaren ^{128}Xe - und ^{130}Xe -Häufigkeit in diesem Szenario produziert. Damit ist der Beitrag der schwachen Komponente zum solaren Vorkommen zu vernachlässigen.

Starke Komponente

Über den astrophysikalischen Ort der starken Komponente des s-Prozesses gibt es bisher nur vage Vorstellungen. Möglicherweise findet sie während des explosiven Heliumbrennens in leichten Sternen von etwa einer Sonnenmasse statt [Tru77], [Cla67]. In diesem Szenarium werden etwa 100 Neutronen von einer kleinen Anzahl von Saatkernen eingefangen. Diese Komponente wurde postuliert, um die Häufigkeiten in der Pb/Bi Region zu erklären und liefert praktisch keine Beiträge zu den leichteren Isotopen.

Der p-Prozess

Es gibt 35 schwere Kerne, die weder vom s- noch vom r-Prozess erzeugt werden. Typischerweise sind die Häufigkeiten dieser p-Kerne eine bis drei Größenordnungen kleiner als die der s- und r-Kerne. Aufgrund der Ähnlichkeit der p-Verteilung mit der s- und r-Verteilung liegt die Vermutung auf der Hand, dass die p-Kerne aus der s- und r-Saat prozessiert werden. Als Entstehungsort schlugen schon Burbidge et al. [B²FH] in ihrer historischen Arbeit die schockerhitzte, wasserstoffreiche äußere Schale einer Supernova vom Typ II vor. Hier sollte die Materie via (p, γ)-Reaktionen modifiziert werden.

Moderne Modelle gehen dagegen davon aus, dass (γ ,n)-Reaktionen gegenüber den (p, γ)-Reaktionen die größere Rolle spielen [Woo78]. Im Jahre 1987 konnte eine Supernova vom Typ II (SN87A) sehr gut beobachtet werden. Prantzos et al. [Pra90] passten daraufhin ihr SNII-Modell an diese Beobachtungen an und waren in der Lage, realistische Überproduktionen für die p-Kerne vorherzusagen. Eine Erweiterung dieser Arbeit findet sich in [Ray95], wo Supernovae für verschiedene Sternmassen simuliert wurden. Es stellte sich heraus, dass die Isotopenverteilung nur schwach von der Sternmasse abhängig ist.

Für die folgende Diskussion standen die Ergebnisse von Netzwerkrechnungen nach diesem Modell zur Verfügung, deren Reaktionsraten neueren Messungen Rechnung trugen [Ray01].

Eine Folge der Dominanz der (γ ,n)-Reaktionen ist eine starke Temperaturabhängigkeit der gebildeten Häufigkeiten. Sobald die Neutronenbindungsenergie eine gewisse temperaturabhängige Schwelle überschreitet, staut sich der Massenfluss an diesem Isotop. In extremen Fällen unterscheiden sich die Überproduktionsfaktoren benachbarter Isotope um mehrere Größenordnungen. In den Modellen wird aus diesem Grund ein Ensemble aus mehreren Schichten unterschiedlicher Temperatur angenommen, deren Produkte anschließend gemischt werden.

Dieser Effekt kommt insbesondere beim ^{128}Xe zum Tragen. Hier schwankt die Ausbeute des β^+ -instabilen ^{128}Ba bei Änderung der Temperatur zwischen $T_9 = 2,6$ und $T_9 = 3,3$ um drei Größenordnungen. Nach der Explosion zerfällt ^{128}Ba zu ^{128}Xe und trägt somit maßgeblich zu dessen Produktion bei (vergleiche Abbildung 5-1). Normiert man die in dem oben angesprochenen SNII-Modell produzierten Häufigkeiten [Ray01] der Xenonisotope an den Häufigkeiten der reinen p-Kerne $^{124}, ^{126}\text{Xe}$, erhält man 25 % p-Anteil für ^{128}Xe (Tabelle 39), mit den Daten von Prantzos et al. [Pra90] dagegen nur 12 %.

Howard et al. [How91] modellierten Supernovae vom Typ Ia im Hinblick auf die Produktion von p-Kernen. Im Gegensatz zu den beiden SNII Modellen führt dieses Modell zu Diskrepanzen bei der Vorhersage des Isotopenverhältnisses $^{124}\text{Xe} / ^{126}\text{Xe}$. Somit ist die Normierung am Mittelwert dieser beiden Isotope mit größeren systematischen Fehlern verbunden. Im Rahmen dieser Annahmen wäre der p-Anteil von ^{128}Xe 8 %.

Supernovae vom Typ II sind etwa vier mal häufiger als Supernovae Ia [Ber91]. Außerdem produziert eine SNIa [How91] 40 mal soviel p-Material wie eine SNII [Ray90]. Zusammengenommen bedeutet dies, dass sich 90 % der beobachteten p-Häufigkeiten auf SNIa und lediglich 10 % auf SNII zurückführen lassen. In diesem p-Prozess-Gemisch würden 10 % des solaren ^{128}Xe - und 2 % des solaren ^{130}Xe -Vorkommens gebildet werden. In Tabelle 39 sind die Ergebnisse für die Xenonisotope 124 – 130 zusammengefasst.

Tabelle 39: p-Prozessanteile der leichten Xenonisotope für die drei im Text angesprochenen Modelle. Die Häufigkeiten wurden jeweils an den reinen p-Kernen $^{124,126}\text{Xe}$ normiert.

Quelle, Modell	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe
[Pra90], SN87A	89,7	111,6	12,2	0,1	0,2
[Ray01], SNII	91,3	109,8	25,6	0,2	5,0
[How91], SNIa	51,8	154,0	7,9	0,0	1,7
0,1 SN II + 0,9 SNIa	55,8	149,6	9,7	0,0	2,0

Andere Prozesse

Der rp-Prozess

Die astrophysikalische Umgebung des rp-Prozesses (*rapid proton capture process*) ist derzeit noch äußerst spekulativ. Diskutiert werden neben Röntgenausbrüchen, bei denen ein akkretierender Neutronenstern in einem Doppelsternsystem an der Oberfläche instabiles Wasserstoff- und Heliumbrennen zeigt, und Novae auch exotischere Objekte wie akkretierende schwarze Löcher und Thorne-Żytkow-Objekte [Tho77], [Fry96], [Che96]. Analog zum r-Prozess auf der neutronenreichen Seite finden hier unter extremen Temperatur- und Protonendichtebedingungen (p, γ)-Reaktionen statt, bis diese, mit Annäherung an die Protonenbindungsgrenze, mit (γ ,p)-Reaktionen im Gleichgewicht stehen und auf eine β^+ - oder (2p, γ)-Reaktion gewartet werden muss. Eine ausführliche Diskussion, inklusive der Nukleosynthese, findet sich in [Scha98], wo gezeigt wird, dass im rp-Prozess praktisch keine Kerne mit Massenzahlen größer 100 generiert werden. Der rp-Prozess hat also keinen Einfluss auf die Isotopenverhältnisse des Xenon [Scha01].

Der ν -Prozess

Unter dem ν -Prozess versteht man durch Neutrinos induzierte Syntheseprozesse, insbesondere tiefinelastische Neutrinostreuung, in massereichen Schalen kollabierender Sterne. Hier herrschen hinreichend große Neutrinoströme, um trotz der geringen Querschnitte eine merkliche Reaktionsrate zu erreichen. In frühen Arbeiten wurde spekuliert, dass in diesem Szenarium die in Meteoriten gefundenen Xenon-Isotopenanomalien erklärt werden [Cla89]. Neuere Rechnungen zeigen allerdings, dass dabei die Neutrinodichten überschätzt wurden [Woo90]. Der ν -Prozess liefert somit ebenfalls keinen signifikanten Beitrag zu den Xenonhäufigkeiten.

5.1.2. Interpretation

Aufgrund der diskutierten Möglichkeiten tragen zur solaren Häufigkeit von ^{128}Xe und ^{130}Xe lediglich die Hauptkomponente des s-Prozesses und der p-Prozess bei. Je nach Modell betragen die Unterschiede der p-Anteile zwischen beiden Isotopen 6-20 % (Tabelle 39).

Nach dem klassischen Modell bei $kT = 29$ keV sind die s-Anteile von ^{128}Xe und ^{130}Xe gleich, da das mit diesem Modell berechnete Isotopenverhältnis gleich dem solaren Verhältnis ist. Das bedeutet, dass auch die p-Anteile gleich sein müssen, um im Rahmen dieses s-Prozessmodells die gemessenen Häufigkeiten erklären zu können. Dies steht jedoch in deutlichem Widerspruch zu allen beschriebenen p-Prozessmodellen. Die Untersuchungen bei kleinen Temperaturen zeigen jedoch, dass an ^{128}I bei Temperaturen von $kT = 8$ keV eine Verzweigung von 8 % auftritt. Zusammen mit den etwa 8 % höheren p-Anteil von ^{128}Xe gegenüber ^{130}Xe würden sich auf diese Weise die solaren Verhältnisse reproduzieren lassen. Die klassische Interpretation dieser Verzweigung als Thermometer sagt also klar *niedrigere Temperaturen* für den s-Prozess voraus. Wenn zusätzlich die Verzweigung am $^{127}\text{Te}^m$ wirkt, können sogar noch kleinere Isotopenverhältnisse $^{128}\text{Xe} / ^{130}\text{Xe}$ reproduziert werden. Insbesondere mit Blick auf die in vermutlich aus AGB-Sternen stammenden Körnchen ist dieser Aspekt von Bedeutung. Die dort gefundenen Isotopenverhältnisse geben möglicherweise nicht die Verhältnisse am *Ende* des s-Prozesses wieder, sondern lediglich eine Momentanverteilung unmittelbar nach der, bei niedrigen Temperaturen verlaufenden, Zwischenpulsphase.

Die Vorhersagekraft des stellaren s-Prozessmodells wurde an mehreren untersuchten Verzweigungen unter Beweis gestellt [Ar199]. Das dort gefundene Verhältnis von $0,485 \pm 0,015$ ist 5 ± 3 % kleiner als das solare Verhältnis $^{128}\text{Xe} / ^{130}\text{Xe}$. Die Differenz muss dem p-Prozess zugeschrieben werden. Während die Beschreibung der s-Häufigkeiten über den gesamten Massenbereich der Hauptkomponente sehr zuverlässig gelingt, sind p-Modelle mit Unsicherheiten von mindestens einem Faktor zwei behaftet, was in der Tat durch den Vergleich mit reinen p-Kernen bestätigt wird. Insgesamt liefern somit, innerhalb ihrer jeweiligen Fehler, beide Modelle konsistente Vorhersagen. Am Ende des letzten Pulses kann innerhalb der dünnen Heliumschale, in der der s-Prozess stattfindet, ein Isotopenverhältnis von $0,468 \pm 0,015$ reproduziert werden. Der genaue Entstehungsort der oben angesprochenen Körnchen in Meteoriten ist fraglich. Unter der Annahme, dass sie in unmittelbarer Nähe der Heliumschale produziert werden, ließe sich das dort gefundene sehr kleine Verhältnis von $0,447 \pm 0,003$ innerhalb der Fehler des stellaren Modells erklären.

5.2. Die solare Xenon-Häufigkeit

Mithilfe des stellaren Modells lassen sich relative Häufigkeiten mit einer Genauigkeit von bis zu 3 % berechnen. Da sich die solare Häufigkeit von ^{150}Sm vergleichsweise genau bestimmen lässt, und es außerdem nur durch die Hauptkomponente des s-Prozesses produziert wird, kann man die Ausbeuten von $^{128}, ^{130}\text{Xe}$ an der solaren Häufigkeit [And89] von ^{150}Sm normieren. Auf diese Weise findet man Unterschiede von 11 bzw. 15 %. Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, weist ^{130}Xe , im Gegensatz zu ^{128}Xe , praktisch keine p-Prozessanteile auf. Deshalb wurde die solare Xenonhäufigkeit schon früher an diesem Isotop normiert. Diese Normierung kann sich jetzt erstmals auf einen genauen (n, γ)-Querschnitt und damit auf eine zuverlässige s-Häufigkeitsbestimmung stützen. Dem beschriebenen Vorgehen kommt entgegen, dass sich im

Massenbereich zwischen magischen Neutronenzahlen ein Reaktionsgleichgewicht einstellt. Dies ist in Abbildung 5-5 daran zu erkennen, dass das Produkt aus Neutroneneinfangquerschnitt und Häufigkeit konstant ist (vergleiche auch Abschnitt 1.2).

Für die Normierung der Xe-Häufigkeit ergibt sich eine Unsicherheit von 4 %, die sich aus den Fehlern des ^{130}Xe -Querschnitts und des stellaren Modells zusammensetzt.

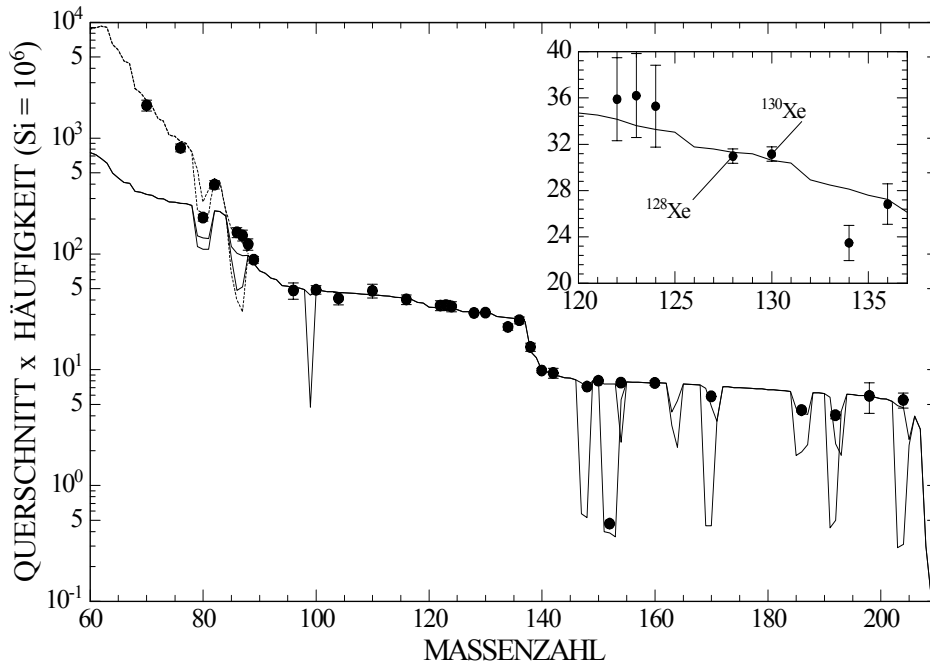


Abbildung 5-5: σN -Systematik des *klassischen* s-Prozesses. Die Kreise markieren das Produkt aus solarer Häufigkeit und stellarem (n,γ) -Querschnitt für die reinen s-Kerne. Die erwarteten Häufigkeiten durch die schwache (gestrichelt) und die Hauptkomponente (durchgezogen) des *klassischen* s-Prozesses sind durch Linien repräsentiert. Die Xenonhäufigkeiten wurden entsprechend den Vorhersagen des *stellaren* Modells für ^{130}Xe angepasst. Zur Verdeutlichung der Situation um die Xenonisotope wurde der Massenbereich 120-136 nochmals mit linearer y-Achse eingefügt.

Man erhält aus den Ergebnissen des stellaren Modells und den in Tabelle 40 enthaltenen Isotopenverteilungen pro 10^6 Siliziumatomen:

$$N_{\odot}(\text{Xe}) = 5,39 \pm 0,22$$

Dieser Wert liegt um 15 % höher als die früheren Abschätzungen aufgrund der theoretisch abgeleiteten Querschnitte von ^{130}Xe und unterscheidet sich nur um 1,5 % von dem Ergebnis, das man mit dem klassischen Modell erhalten würde (Abbildung 5-5, eingefügtes Diagramm).

Tabelle 40: Bisherige solare Häufigkeiten der Xenonisotope [And89] sowie die im Text vorgeschlagenen Korrekturen um 15 %.

Xe-Isotop	124	126	128	129	130	131	132	134	136
Isotopenhäufigkeit (%) [And89]	0,121	0,108	2,19	27,34	4,35	21,69	26,5	9,76	7,94
solare Häufigkeit ($\text{Si} \equiv 10^6$) [And89]	0,00571	0,00509	0,103	1,28	0,205	1,02	1,24	0,459	0,373
korrigierte solare Häufigkeit ($\text{Si} \equiv 10^6$)	0,00657	0,00585	0,118	1,47	0,236	1,17	1,43	0,528	0,429

5.3. Der s-Prozess in der Promethium-Region

Die Motivation zur Messung des Neutroneneinfangquerschnitts von ^{147}Pm war die genaue Analyse der Verzweigung am ^{148}Pm mit der Möglichkeit, den stellaren Neutronenfluss und damit die s-Prozessverzweigung am ^{127}Te festzulegen. Der Grundzustand von ^{148}Pm hat eine Halbwertszeit von 5,4 Tagen und ist daher mit den derzeit zur Verfügung stehenden experimentellen Möglichkeiten kaum zu messen. ^{148}Pm ist mit 88 Neutronen nur 6 Neutronen vom Schalenabschluss bei Neutronenzahl 82 entfernt. Die theoretisch vorhergesagten (n,γ) -Querschnitte in diesem Massenbereich sind mit großen Unsicherheiten behaftet. Deshalb liefern Messungen von Einfangquerschnitten an benachbarten Isotopen in der Nähe von Schalenabschlüssen wichtige Testfälle bzw. Normierungspunkte für die Modellrechnungen.

Der bisher empfohlene Querschnitt für ^{147}Pm (1290 ± 490 mb [Bao00]) ist zwar größer, stimmt aber innerhalb der Fehler mit dem in dieser Arbeit gefundenem Wert von 709 ± 100 mb gerade noch überein. Man kann davon ausgehen, dass der Unterschied durch die Unsicherheit der Niveaudichteabschätzung bedingt ist, die, üblicherweise in Form einer Systematik, aus den verfügbaren Informationen über Nachbarkerne festgelegt wird. Nimmt man für den Nachbarkern ^{148}Pm einen ähnlichen Unterschied an, kann der theoretische ^{148}Pm -Querschnitt von 2970 ± 500 mb am ^{147}Pm normiert werden. Dies führt auf einen stellaren Neutroneneinfangquerschnitt für ^{148}Pm von 1632 mb.

Von der Verzweigung am ^{148}Pm sind mit $^{148,150}\text{Sm}$ zwei reine s-Kerne betroffen (Abbildung 5-6). Mit dem Karlsruher BaF_2 -Detektor wurden die stellaren (n,γ) -Querschnitte dieser Kerne mit hoher Präzision vermessen [Wis93]. Für das „ σN -Verhältnis“ ergab sich daraus für $kT = 30$ keV:

$$\frac{\langle \sigma^{148\text{Sm}} \rangle \cdot N_{\text{s-Prozess}}^{148\text{Sm}}}{\langle \sigma^{150\text{Sm}} \rangle \cdot N_{\text{s-Prozess}}^{150\text{Sm}}} = \frac{\langle \sigma^{148\text{Sm}} \rangle \cdot N_{\text{solar}}^{148\text{Sm}}}{\langle \sigma^{150\text{Sm}} \rangle \cdot N_{\text{solar}}^{150\text{Sm}}} = 0,872 \pm 0,009$$

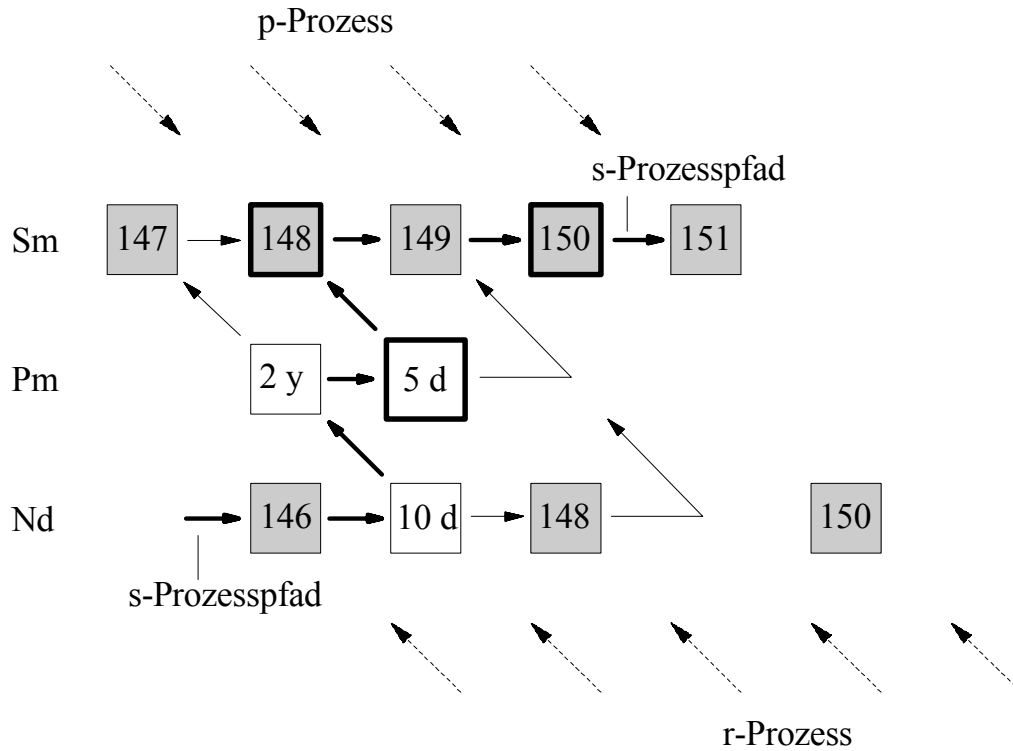


Abbildung 5-6: Ausführliche Darstellung des s-Prozesspfades in der Nd-Pm-Sm-Region. Der s-Prozess verzweigt nicht nur an ^{148}Pm , sondern schon vorher an ^{147}Nd und anschließend nochmals an ^{147}Pm .

Wie schon in Abschnitt 1.2 erläutert, ist σN selbst ohne Verzweigung nicht exakt konstant, sondern aufgrund endlicher Neutronenbestrahlung:

$$\frac{\langle \sigma^{150\text{Sm}} \rangle \cdot N_{\text{s-Prozess}}^{150\text{Sm}}}{\langle \sigma^{148\text{Sm}} \rangle \cdot N_{\text{s-Prozess}}^{148\text{Sm}}} = \prod_{i=149}^{150} \left(1 + \frac{1}{\langle \sigma(i) \rangle \cdot \tau_0} \right)^{-1} = 0,990$$

Damit gilt also für das effektive Verzweigungsverhältnis:

$$f_{\beta}^{\text{eff}} = 0,863$$

In Abbildung 5-6 ist gezeigt, dass der Synthesefluss nicht nur am ^{148}Pm verzweigt, sondern schon vorher an den beiden Kernen ^{147}Nd und ^{147}Pm . Mit dem Verzweigungsverhältnis für ein einzelnes Isotop:

$$f_{\beta} = \frac{\lambda_{\beta}}{\lambda_{\beta} + \langle \sigma \rangle \cdot v_T \cdot n_n} \quad \text{und der Betazerfallsrate} \quad \lambda_{\beta} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$$

setzt sich das *effektive* Verzweigungsverhältnis folgendermaßen zusammen:

$$f_{\beta}^{\text{eff}} = f_{\beta}^{^{147}\text{Nd}} \cdot \left(f_{\beta}^{^{147}\text{Pm}} + (1 - f_{\beta}^{^{147}\text{Pm}}) \cdot f_{\beta}^{^{148}\text{Pm}} \right)$$

Die analytische Auflösung dieser Gleichung nach der Neutronendichte würde die Lösung eines Polynoms dritten Grades erfordern. Dies ist hier allerdings nicht nötig, da unter Verwendung numerischen Verfahren mit relativ einfachen Mitteln die einzige physikalisch sinnvolle Lösung gefunden werden kann.

Die Betazerfallsraten der verzweigenden Isotope sind nur unwesentlich temperaturabhängig [Tak87], was die Behandlung der Temperatur als Konstante erlaubt.

Die Analyse der Verzweigung mit den von Bao et al. [Bao00] empfohlenen Querschnitten (^{147}Nd : 544 ± 90 mb; ^{147}Pm : 1290 ± 470 mb; ^{148}Pm : 2970 ± 500 mb) ergibt für die Neutronendichte:

$$n_n = 2,81_{-0,30}^{+0,38} \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

Normiert man dagegen beide theoretischen Promethium-Querschnitte am gemessenen (n, γ) -Querschnitt von ^{147}Pm (^{147}Nd : 544 ± 90 mb; ^{147}Pm : 709 ± 100 mb; ^{148}Pm : 1630 ± 230 mb) erhält man:

$$n_n = 4,12_{-0,38}^{+0,43} \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

Die Fehler sind im wesentlichen durch die Ungenauigkeiten des ^{148}Pm -Querschnitts bestimmt. Da, wie oben näher erläutert, die Unsicherheiten der theoretischen Abschätzungen für die Kerne $^{147}, ^{148}\text{Pm}$ gleiche Ursachen haben, wurde der relative Fehler der Querschnittsmessung an ^{147}Pm auf den theoretischen Querschnitt von ^{148}Pm übertragen. Die so gefundene Neutronendichte wurde in der Analyse der ^{129}I -Verzweigung verwendet.

Innerhalb der Fehler stimmt diese Abschätzung sehr gut mit der bisher gültigen $n_n = (4,1 \pm 0,6) 10^8 \text{ cm}^{-3}$ [Tou95] überein, die mit einem anderem Satz von Querschnitten durchgeführt wurde (^{147}Nd : 550 ± 150 mb; ^{147}Pm : 985 ± 250 mb; ^{148}Pm : 1410 ± 350 mb). Abschließend bleibt also zu bemerken, dass die resultierende Neutronendichte um einen Faktor 1,5 schwankt, obwohl der gemessene Querschnitt von ^{147}Pm mit beiden Datensätzen übereinstimmt. Deshalb bleibt eine direkte Messung der Neutroneneinfangquerschnitte der verzweigenden Isotope ^{147}Nd und ^{148}Pm eine Herausforderung für künftige Ansätze zur Verbesserung der stellaren Neutronendichte während des s-Prozesses.

5.4. Fazit

Die *klassische Analyse* der s-Prozessverzweigung am ^{128}I ergibt eine Temperatur von lediglich $kT = 8$ keV. Mit dieser geringen Temperatur können allerdings andere Verzweigungsverhältnisse nicht mehr befriedigend wiedergegeben werden. Insofern kann das klassische Modell die Häufigkeiten an den Verzweigungspunkten nicht mehr hinreichend beschreiben, sobald Querschnittsmessungen mit Genauigkeiten von wenigen Prozent zur Verfügung stehen. Allerdings ist die klassische Beschreibung des s-Prozess sehr gut geeignet, um die Ursachen für das Scheitern oder Bestehen stellarer Modelle zu verstehen.

Das *stellare Modell*, bei dem zu bestimmten Phasen niedrige Temperaturen von etwa $kT = 8$ keV herrschen, kann die Verzweigung beschreiben und sagt, konsistent mit den p-Prozessmodellen, einen p-Anteil des ^{128}Xe von 5 % voraus. Außerdem kann es innerhalb der Fehler die sehr kleinen Isotopenverhältnisse aus Siliziumkarbidkörnchen erklären, wenn man zusätzlich annimmt, dass sie *nicht* repräsentativ für den gesamten s-Prozess sind, sondern lediglich für die Zwischenpulsphase.

Für Xenon ergibt sich erstmals die Möglichkeit, die p-Häufigkeiten von insgesamt *drei* benachbarten Isotopen zur Überprüfung und Weiterentwicklung der p-Modelle zu benutzen. Dies ist hinsichtlich der zugrunde liegenden kernphysikalischen Modelle ein wesentlicher Aspekt.

Anhand des stellaren Modells kann die bisher nur sehr ungenau bekannte solare Häufigkeit von ^{130}Xe an den Häufigkeiten anderer s-Kerne normiert werden. Auf diese Weise lässt sich die *solare Xenonhäufigkeit* mit deutlich verbesserter Genauigkeit festlegen.

Die Analyse des s-Prozesses in der Region um Promethium ergab eine Abschätzung für die *Neutronendichte* während der Nukleosynthese, die mit vorangegangenen Abschätzungen übereinstimmt. Durch die Messung des stellaren Einfangquerschnitts von ^{147}Pm konnte nun zumindest für eines der verzweigenden Isotope auf die, mit großen Unsicherheiten behafteten, theoretischen Abschätzungen verzichtet werden. Es bleibt eine Herausforderung für zukünftige Experimente, durch die Messung der (n, γ)-Querschnitte auch der anderen beiden Verzweigungsotope, endgültige Klarheit in diesem Fall zu bringen.

Literaturverzeichnis

- [Ana79] ANAND R., JHINGAN M., BHATTACHARYA D., KONDAIAH E., *Nuovo Cim.* **50A** (1979) 247.
- [And89] ANDERS E., GREVESSE N., *Geochim. et Cosmochim. Acta* **53** (1989) 197.
- [Alp95] ALPATOV V.G., DAVYDOV A.V., KARTASHOV G.R., KOROTKOW M.M., KOSTINA G.V., POLOZOV P.A., SADOVSKII A.A., *Phys. Atom. Nucl.* **58/1** (1995) 13.
- [Apo99] APOSTOLAKIS J., *Technical Report*, CERN, GEANT-library (1999).
- [Arl99] ARLANDINI C., KÄPPELER F., WISSHAK K., GALLINO R., LUGARO M., BUSSO M., STRANIERO O., *Astrophys. J.* **525** (1999) 886.
- [Arl00] ARLANDINI C. *PhD Dissertation*, Ruprecht Karls Universität Heidelberg (2000).
- [Aud73] AUDOUZE J., TRURAN J.W., ZIMMERMAN B.A., *Astrophys. J.* **184** (1973) 493.
- [Bao00] BAO Z.Y., BEER H., KÄPPELER F., VOSS F., WISSHAK K., RAUSCHER T., *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **76** (2000) 70.
- [Beč99] BEČVÁŘ F., *Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related Topics*, ed. WENDLER S., *AIP conference proceedings* **529** (1999) 504.
- [Bee91] BEER H. *Astrophys. J.* **375** (1991) 823.
- [Bee97] BEER H., CORVI F., MUTTI P., *Astrophys. J.* **474** (1997) 843.
- [Ber91] VAN DEN BERGH S., ed. WOOSLEY S.E. *Supernovae*, Springer, Berlin (1991) 711.
- [B²FH] BURBIDGE E.M., BURBIDGE G.L., FOWLER W.A., HOYLE F., *Rev. Mod. Phys.* **29/4** (1957).
- [Böt89] BÖTTGER R., GULDBAKKE S., KLEIN H., SCHÖLERMANN H., SCHUHMACHER H., STRZELCZYK H., *Nucl. Instr. Meth.* **A282** (1989) 358.
- [Bro86] BROWNE E., FIRESTONE R., *Table of Radioactive Isotopes*, Wiley, New York (1986).
- [Che96] CHEVALIER R., *Astrophys. J.* **459** (1996) 322.
- [Cla61] CLAYTON D.D., FOWLER W.A., HULL T.E., ZIMMERMAN B.A., *Annals of Physics* **12** (1961) 331.

- [Cla67] CLAYTON D.D., RASSBACH M.E., *Astrophys. J.* **148** (1967) 69.
- [Cla89] CLAYTON D.D., *Astrophys. J.* **340** (1989) 613.
- [Fer33] FERMI E., *La Ricerca Scientifica* **2** (1933) No 12.
- [Fry96] FRYER C.L., BENZ W., HERANT M., *Astrophys. J.* **460** (1996) 801.
- [Frö77] FRÖHNER F.H., *Wissenschaftlicher Bericht*, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK-2145 (1977).
- [Gal98] GALLINO R., ARLANDINI C., BUSO M., LUGARO M., TRAVAGLIO C., STRANIERO O., CHIEFFI A., LIMONGI M., *Astrophys. J.* **497** (1998) 388.
- [Gal01] GALLINO R., *private Mitteilungen* (2001).
- [How91] HOWARD W.M., MEYER B.S., WOOSLEY S.E., *Astrophys. J.* **373** (1991) L5.
- [Hus94] HUSS G.R., LEWIS R.S., *Meteoritics* **29**(1994) 791.
- [Jaa91] JAAG S., *Unveröffentlichter Report*, Forschungszentrum Karlsruhe (1991).
- [Jaa95] JAAG S., *Wissenschaftlicher Bericht*, Forschungszentrum Karlsruhe, **FZKA 5738** (1995).
- [Jaa96] JAAG S., *private Mitteilungen* (1996).
- [Käp89] KÄPPELER F., BEER H., WISSHAK K., *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 945.
- [Käp90] KÄPPELER F., GALLINO R., BUSO M., PICCHIO G., RAITERI C.M., *Astrophys. J.* **354** (1990) 630.
- [Käp93] KÄPPELER F., SCHANZ W., WISSHAK K., REFFO G., *Astrophys. J.* **410** (1993) 370.
- [Käp99] KÄPPELER F., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43** (1999) 419.
- [Koe94] KOEHLER P.E., KÄPPELER F., *Nuclear Data for Science and Technology*, ed. DICKENS J.K., American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois (1994) 179.
- [Koe96] KOEHLER P.E., SPENCER R.R., WINTERS R.R., GUBER K.H., HARVEY J.A., HILL N.W., SMITH M.S., *Phys. Rev.* **C54** (1996) 1463.
- [Krt99] KRTIČKA M., *private Mitteilungen* (1999).
- [Kop97] KOPECKY J., SUBLET J.C., SIMPSON J.A., FORREST R.A., NIEROP D., *Report INDC(NDS) 362* International Atomic Energy Agency, Wien, Österreich (1997).
- [Lae91] DE LAETER J.R., BARNST I.L., *Pure & Appl. Chem.* **63** (1991) 991.

-
- [Lew94] LEWIS R.S., AMARI S., ANDERS E., *Geochim. et Cosmochim. Acta* **58** (1994) 471.
- [Mac67] MACKLIN R.L, GIBBONS J.H., *Phys. Rev.* **159** (1967) 1007.
- [Mac83] MACKLIN R.L, *Nucl. Sci. Eng.* **85** (1983) 350.
- [Mug81] MUGHABGHAB S.F., DAVIDEENAM M., HOLDEN N., Neutron Cross Sections 1/A, Academic Press (1981).
- [NNDC] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, File BNL325 (Mai 1997).
- [Nor92] NORDBORG C., GRUPPELAAR H., SALVATORES M., *Nuclear Data for Science and Technology*, ed. QAIM S., (Springer, Berlin, 1992) 782.
- [Ott93] OTT U., *Nature* **364** (1993) 25.
- [Ott01] OTT U., *private Mitteilungen* (2001).
- [Pep95] PEPIN R.O., BECKER R.H., RIDER P.E., *Geochim. et Cosmochim. Acta* **59** (1995) 4997.
- [Pet68] PETERS J.G., *Astrophys. J.* **154** (1968) 224.
- [Pra87] PRANTZOS N., ARNOULD M., ARCORAGI J.-P., *Astrophys. J.* **315** (1987) 209.
- [Pra90] PRANTZOS N., HASHIMOTO M., RAYET M., ARNOULD M., *Astronomy and Astrophysics* **238** (1990) 455.
- [Rai91a] RAITERI C.M., BUSSO M., GALLINO R., PICCHIO G., PULONE L., *Astrophys. J.* **367** (1991) 228.
- [Rai91b] RAITERI C.M., BUSSO M., GALLINO R., PICCHIO G., *Astrophys. J.* **371** (1991) 665.
- [Rai93] RAITERI C.M., GALLINO R., BUSSO M., NEUBERGER D., KÄPPELER F., *Astrophys. J.* **419** (1993) 207.
- [Rat88] RATYNSKI W., KÄPPELER F., *Phys. Rev.* **C37** (1988), 595.
- [Ray87] RAYET M., *Lecture Notes in Phys.* 287, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, (1987) 210.
- [Ray90] *Astronomy and Astrophysics* **227** (1990) 271.
- [Ray95] RAYET M., ARNOULD M., HASHIMOTO M., PRANTZOS N., NOMOTO K., *Astronomy and Astrophysics* **298** (1995) 517.
-

- [Ray01] RAYET M., *private Mitteilungen* (2001).
- [Rol88] ROLFS C.E., RODNEY W.S., *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago (1988).
- [Rub98] RUBBIA C. *Technical Report, CERN/LHC/98-02 (EET)*, CERN (1998).
- [Scha98] SCHATZ H., APRAHAMIAN A., GÖRRES J., WIESCHER M., RAUSCHER T., REMBGES J.F., THIELEMANN F.-K., PFEIFFER B., MÖLLER P., KRATZ K.-L., HERNDL H., BROWN B.A., REBEL H., *Phys. Rep.* **294** (1998) 167.
- [Scha01] SCHATZ H., *private Mitteilungen* (2001).
- [Scho66] SCHOPPER H., *Weak Interactions and Nuclear Beta Decay*, North Holland, Amsterdam (1966).
- [Schu98] SCHUMANN M., *private Mitteilungen* (1998).
- [Tak87] TAKAHASHI K., YOKOI K., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **36** (1987) 375.
- [Tho77] THORNE K.S., ŻYTKOW A.N., *Astrophys. J.* **212** (1977) 832.
- [Tou95] TOUKAN K.A., DEBUS K., KÄPPELER F., REFFO G., *Phys. Rev.* **C51** (1995) 1540.
- [Tru77] TRURAN J.W., IBEN I. Jr., *Astrophys. J.* **216** (1977) 797.
- [Uhl93a] UHL M., KOPECKY J., *Neutron capture cross section and gamma ray strength functions in Nuclei in the Cosmos*, (IOP, Bristol 1993) 259.
- [Uhl93b] UHL M., *private Mitteilungen* (1993).
- [Wal97] WALLERSTEIN G., IBEN I.Jr., PARKER P., BOESGAARD A.M., HALE G.M., CHAMPAGNE A.E., BARNES C.A., KÄPPELER F., SMITH V.V., HOFFMAN R.D., TIMMES F.X., SNEDEN C., BOYD R.N., MEYER B.S., LAMBERT D.L., *Rev. of Mod. Phys.* **69** (1997) 995.
- [Web93] WEBER N., *Diplomarbeit*, Universität Karlsruhe (1996).
- [Wis90a] WISSHAK K., GUBER K., KÄPPELER F., KRISCH J., MÜLLER H., RUPP G., VOSS F., *Nucl. Instr. Meth.* **A292** (1993) 595.
- [Wis90b] WISSHAK K., VOSS F., KÄPPELER F., REFFO G., *Phys. Rev.* **C42** (1990) 1731.
- [Wis92] WISSHAK K., VOSS F., KÄPPELER F., REFFO G., *Phys. Rev.* **C45** (1992) 2470.

- [Wis93] WISSHAK K., GUBER K., VOSS F., KÄPPELER F., REFFO G., *Phys. Rev.* **C48** (1993) 1401.
- [Woo78] WOOSLEY S.E., HOWARD W.M., *Astrophys. J. Suppl.* **36** (1978) 285.
- [Woo90] WOOSLEY S.E., HARTMANN D.H., HOFFMAN R.D., HAXTON W.C., *Astrophys. J.* **356** (1990) 272.
- [Zei94] ZEITNITZ C., GABRIEL T.A., *Nucl. Instr. Meth.* **A349** (1994) 106.
- [Zin98] ZINNER E., *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **26** (1998) 147.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. H Blümer, dem Leiter des Instituts für Kernphysik, und Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit im Forschungszentrum Karlsruhe durchführen zu können, Herrn Prof. Dr. H.J. Gils für die wissenschaftliche Betreuung als Doktorand sowie Herrn Prof. Dr. H. Mauder für die Übernahme des 2. Gutachtens.

Ein ganz besonders herzliches „Danke schön!“ gebührt Dr. F. Käppeler. Mit seiner jederzeit für Probleme und neue Ideen offenen Art war er ein Garant für die äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre in der gesamten Gruppe.

Dr. K. Wisshak und Dr. F. Voss, den „Herren der Kugel“, sei für die umfangreiche Hilfe bei der Durchführung der Xenonmessungen gedankt. Ihr Erfahrungsschatz und ihre Einsatzbereitschaft, auch außerhalb der offiziellen Dienstzeiten, trugen wesentlich zum Gelingen des Experimentes bei.

M. Heil und R. Plag gilt Dank für die unzähligen fruchtbaren Gespräche rund um die Physik. Geduldig ertrugen sie als Zimmergenossen als erste die alltäglichen Problemchen und waren immer bereit, alles stehen und liegen zu lassen, wenn Not am Mann war.

G. Rupp weihte mich in alle Geheimnisse der Probenherstellung ein und war bei sämtlichen technischen Problemen in wertvollster Art und Weise zur Hand – besten Dank!

Ein Dank geht an D. Roller, E.-P. Knaetsch, W. Seith sowie alle Werkstudenten. Sie sorgten mit Rat und Tat für genügend Protonen der richtigen Energie.

Herr und Frau Jünger vom DKFZ Heidelberg ermöglichten problemlos zwei Aktivierungen am TRIGA-Reaktor. Vielen Dank für die hervorragende Zusammenarbeit!

Diese Arbeit ist das Produkt anregender Diskussionen mit Freunden und Kollegen zu den verschiedensten Anlässen. Ihnen allen, auch wenn sie hier nicht namentlich erwähnt sind, ein „Thanks a lot!“.

Schließlich verdienen auch viele Menschen außerhalb der Physik dankende Worte für die herzliche Unterstützung, die ich während der Arbeit, in unterschiedlichster Art und Weise, erfahren habe. Insbesondere seien hier meine Familie, die jeder Zeit dafür Sorge trug, dass *ich* mir keine Sorgen machen musste, sowie Alex, die sich aufopferungsvoll durch den ersten Entwurf der Arbeit kämpfte, genannt.