

Messung von Wirkungsquerschnitten für die Streuung
von Neutronen im Energiebereich von 2 MeV bis 4 MeV
mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als Neutronenquelle

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Erik Pönitz

geboren am 08.04.1975 in Erfurt

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden
2010

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. K. Becker

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Freiesleben

2. Gutachter: Dir. und Prof. a. D. Dr. H. Klein

Datum des Einreichens der Arbeit: 09.02.2010

Datum der Verteidigung: 26.04.2010

“The outstanding issue in neutron physics is source intensity.”

Alexander Langsdorf jun.

⇒ Mühsam ernährt sich das E-Hörn ...



Kurzfassung:

In zukünftigen kerntechnischen Anlagen können die Materialien Blei und Bismut eine größere Rolle spielen als heute. Für die Planung dieser Anlagen werden verlässliche Wirkungsquerschnittsdaten benötigt. Insbesondere der Neutronentransport in einem Blei-Spallationstarget eines beschleunigergetriebenen unterkritischen Reaktors hängt stark von den inelastischen Streuquerschnitten im Energiebereich von 0,5 MeV bis 6 MeV ab.

In den vergangenen 20 Jahren wurden elastische und inelastische Neutronenstreuquerschnitte mit hoher Präzision für eine Vielzahl von Elementen am PTB-Flugzeitspektrometer gemessen. Zur Erzeugung der Neutronen wurde hauptsächlich die $D(d,n)$ -Reaktion genutzt. Aufgrund des Q -Wertes der Reaktion und der verfügbaren Deuteronenenergien können Neutronen im Energiebereich von 6 MeV bis 16 MeV erzeugt werden. Die Messung von Wirkungsquerschnitten bei niedrigeren Energien erfordert somit die Verwendung einer anderen neutronenerzeugenden Reaktion. Hierfür wurde die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion ausgewählt, da sie die Erzeugung monoenergetischer Neutronen bis zu einer Energie von 5,7 MeV erlaubt. In dieser Arbeit wird die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion auf ihre Eignung als Quelle monoenergetischer Neutronen in Streuexperimenten untersucht. Die Untersuchung der Reaktion beinhaltet die Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten für ausgewählte Energien und die Auswahl von optimalen Targetbedingungen.

Differentielle elastische und inelastische Neutronenstreuquerschnitte wurden unter Anwendung der Flugzeitmethode für Blei bei vier Energien zwischen 2 MeV und 4 MeV gemessen. Eine Bleiprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung wurde verwendet. Für den Nachweis der gestreuten Neutronen wurden NE213 Flüssigszintillatoren verwendet, deren Nachweiswahrscheinlichkeit gut bekannt ist. Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte wurden mit einem Legendre-Polynomfit unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Zusätzlich erfolgten Messungen für die isotonenreinen Streuproben ^{209}Bi und ^{181}Ta bei 4 MeV Neutronenenergie. Die Ergebnisse werden mit denen früherer Experimente und aktuellen Evaluationen verglichen.

Abstract:

In future nuclear facilities, the materials lead and bismuth can play a more important role than in today's nuclear reactors. Reliable cross section data are required for the design of those facilities. In particular the neutron transport in the lead spallation target of an Accelerator-Driven Subcritical Reactor strongly depends on the inelastic neutron scattering cross sections in the energy region from 0.5 MeV to 6 MeV.

In the recent 20 years, elastic and inelastic neutron scattering cross sections were measured with high precision for a variety of elements at the PTB time-of-flight spectrometer. The D(d,n) reaction was primarily used for the production of neutrons. Because of the Q value of the reaction and the available deuteron energies, neutrons in the energy range from 6 MeV to 16 MeV can be produced. For the cross section measurement at lower energies, however, another neutron producing reaction is required. The $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ reaction was chosen, as it allows the production of monoenergetic neutrons with up to 5.7 MeV energy. In this work, the $^{15}\text{N}(p,n)$ reaction was studied with focus on the suitability as a source for monoenergetic neutrons in scattering experiments. This includes the measurement of differential cross sections for the neutron producing reaction and the choice of optimum target conditions.

Differential elastic and inelastic neutron scattering cross sections were measured for lead at four energies in the region from 2 MeV to 4 MeV incident neutron energy using the time-of-flight technique. A lead sample with natural isotopic composition was used. NE213 liquid scintillation detectors with well-known detection efficiencies were used for the detection of the scattered neutrons. Angle-integrated cross sections were determined by a Legendre polynomial expansion using least-squares methods. Additionally, measurements were carried out for isotopically pure ^{209}Bi and ^{181}Ta samples at 4 MeV incident neutron energy. Results are compared with other measurements and recent evaluations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Grundlagen	13
2.1	Kernreaktionen	13
2.1.1	Klassifikation	13
2.1.2	Die inelastische Streuung	14
2.1.3	Definition des Wirkungsquerschnitts	16
2.2	Kinematik	17
3	Experimenteller Aufbau	20
3.1	Absolut- und Relativmessung	20
3.2	Das PTB Flugzeitspektrometer	22
3.3	Die Flugzeitmethode	23
3.4	Die Neutronenerzeugung	24
3.5	Streuproben	26
3.6	Detektoren	27
3.6.1	Allgemeine Eigenschaften	27
3.6.2	n- γ -Diskriminierung	29
3.6.3	Nachweiswahrscheinlichkeit	30
3.7	Elektronik und Datenerfassung	32
3.7.1	Elektronik	32
3.7.2	Datenerfassungssystem	35
3.8	Einstellung der Messelektronik	35
3.9	^{252}Cf -Spaltneutronenquelle	37
3.10	Fluenzmessung, Energiebestimmung	39
4	Die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$-Reaktion als Quelle monoenergetischer Neutronen	41
4.1	Motivation	41
4.2	Eigenschaften der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion	41
4.2.1	Allgemeine Eigenschaften, Kinematik	41
4.2.2	Lineares Bremsvermögen	44
4.2.3	Wirkungsquerschnitte	47
4.3	Einfluss der Resonanzstruktur auf die gerechneten Flugzeitspektren	50
4.4	Messung von Wirkungsquerschnitten für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion	52
4.4.1	Motivation der Messung der Wirkungsquerschnitte	52
4.4.2	Messplan	53
4.4.3	Auswertung	53
4.4.4	Unsicherheiten	61
4.4.5	Ergebnisse und Schlussfolgerungen	64
4.4.6	Zusammenfassung der Ergebnisse	78
5	Streuexperimente – Messplan und Auswertung	85
5.1	Allgemeines	85
5.2	Messplan	87
5.3	Auswertung	89
5.3.1	Auswertung der Fluenzmessungen	89

5.3.2	Auswertung der Streuexperimente	90
5.4	Einfluss der eingestreuten Neutronen	98
5.5	Analyse der Unsicherheiten	100
5.6	Optimierungen	102
6	Streuexperimente – Ergebnisse	106
6.1	Messungen bei 2,94 MeV Neutronenenergie – ^{nat} Pb	106
6.1.1	Fluenzmessungen	106
6.1.2	Streumessungen	107
6.2	Messungen bei 2,24 MeV Neutronenenergie – ^{nat} Pb	108
6.2.1	Fluenzmessungen	108
6.2.2	Streumessungen	109
6.3	Messungen bei 2,71 MeV Neutronenenergie – ^{nat} Pb, ²⁰⁹ Bi	110
6.3.1	Fluenzmessungen	110
6.3.2	Streumessungen	110
6.4	Messungen bei 4,02 MeV Neutronenenergie – ^{nat} Pb	111
6.4.1	Fluenzmessungen	111
6.4.2	Streumessungen	111
6.5	Messungen bei 3,99 MeV Neutronenenergie – ²⁰⁹ Bi, ¹⁸¹ Ta	112
6.5.1	Fluenzmessungen	112
6.5.2	Streumessungen	112
6.6	Ergebnisse der Streuexperimente	113
6.6.1	Daten früherer Experimente	113
6.6.2	Elastische Streuquerschnitte für ^{nat} Pb	115
6.6.3	Inelastische Streuquerschnitte für ^{206,207} Pb	120
6.6.4	Streuquerschnitte für ²⁰⁹ Bi	130
6.6.5	Streuquerschnitte für ¹⁸¹ Ta	136
7	Zusammenfassung und Ausblick	140
A	Niveauschemata	154
B	Wirkungsquerschnitte der ¹⁵N(p,n)-Reaktion	156
C	Wirkungsquerschnitte für Blei	167
D	Wirkungsquerschnitte für Bismut	181
E	Wirkungsquerschnitte für Tantal	184

1 Einleitung

Blei und Bismut in kerntechnischen Anlagen

In gegenwärtigen kerntechnischen Anlagen spielen die Elemente Blei und Bismut lediglich eine untergeordnete Rolle. Aufgrund der hohen Kernladungszahl $Z = 82$ bzw. $Z = 83$ eignen sich diese Materialien sehr gut für die Abschirmung von Gamma- und Röntgenstrahlung. Blei wird außerdem erfolgreich als Kühlmittel in reaktorbetriebenen U-Booten aus sowjetischer Produktion eingesetzt [1, 2]. Aufgrund der mit bleigekühlten U-Boot-Reaktoren gesammelten Erfahrungen können Blei und Bismut in zukünftigen kerntechnischen Anlagen eine deutlich größere Rolle spielen:

- Im Internationalen Thermonuklearen Experimentalreaktor ITER sollen in der Abschirmung Segmente (test blanket module) eingesetzt werden, um das Erbrüten des Fusionsbrennstoffes Tritium zu erproben. Hierfür wird in der Europäischen Union unter anderem das Helium-Cooled Lithium-Lead (HCLL) Blanket entwickelt, wobei Lithium als Brutmaterial für Tritium und Blei als Neutronenmultiplikator dient [3].
- Unter den Konzepten für Kernreaktoren der vierten Generation (Gen IV reactors) befinden sich auch solche für bleigekühlte schnelle Reaktoren (lead-cooled fast reactor, LFR). Als Brennstoffe für LFR kommen ^{232}Th oder ^{238}U in Frage, weshalb ein schnelles Neutronenspektrum erforderlich ist. Als Kühlmittel dient flüssiges Blei oder ein Blei-Bismut-Eutektikum (Lead Bismuth Eutectic, LBE) [1].
- Insbesondere in Hinblick auf die Entsorgung von langlebigen radioaktiven Substanzen (Spaltprodukte, Transurane) werden beschleunigergetriebene unterkritische Reaktoren (Accelerator Driven Subcritical Reactors oder Accelerator Driven Systems, ADS) entwickelt. In diesen Reaktoren kann Blei bzw. LBE als Kühlmittel dienen. Blei bzw. LBE sind neben Tantal und Wolfram Kandidaten für die Spallationsneutronenquelle [2, 4].

In einem ADS werden hochenergetische Protonen auf ein Target geschossen, in dem durch Spallationsreaktionen zahlreiche Nukleonen aus dem Targetkern herausgeschlagen werden. Die hierbei erzeugten Neutronen können in Transuranen Kernspaltungen auslösen, wobei durch die erzeugten Spaltneutronen weitere Kernspaltungen möglich sind. Die Anordnung des spaltbaren Materials selbst ist knapp unterkritisch, so dass die Kettenreaktion ohne Spallationsneutronenquelle sofort abbricht. Minato et al. [5] beschreiben ein Konzept für einen ADS mit 800 MWth Leistung, wobei mit einem supraleitenden Linearbeschleuniger Protonen mit einer Stromstärke von $I = 0,33\text{ mA}$ auf eine Energie von 600 MeV beschleunigt werden. Als Spallationstarget und Kühlmittel dient hier ein Blei-Bismut-Eutektikum.

Abbildung 1 zeigt eine Konzeptansicht. In anderen Konzepten, z.B. dem von Bowman et al. [6] wird von höheren Projektilenergien und Stromstärken ausgegangen. Die damit verbundene hohe Energiedeposition im Spallationstarget und die erforderliche Kühlung stellen eine große technische Herausforderung dar. Im Projekt MEGAPIE (Megawatt Pilot Experiment) wurde ein LBE-Spallationstarget entwickelt, gebaut und erfolgreich über einen Zeitraum von 4 Monaten mit einer Protonenstrahlleistung von 700 kW bestrahlt [7].

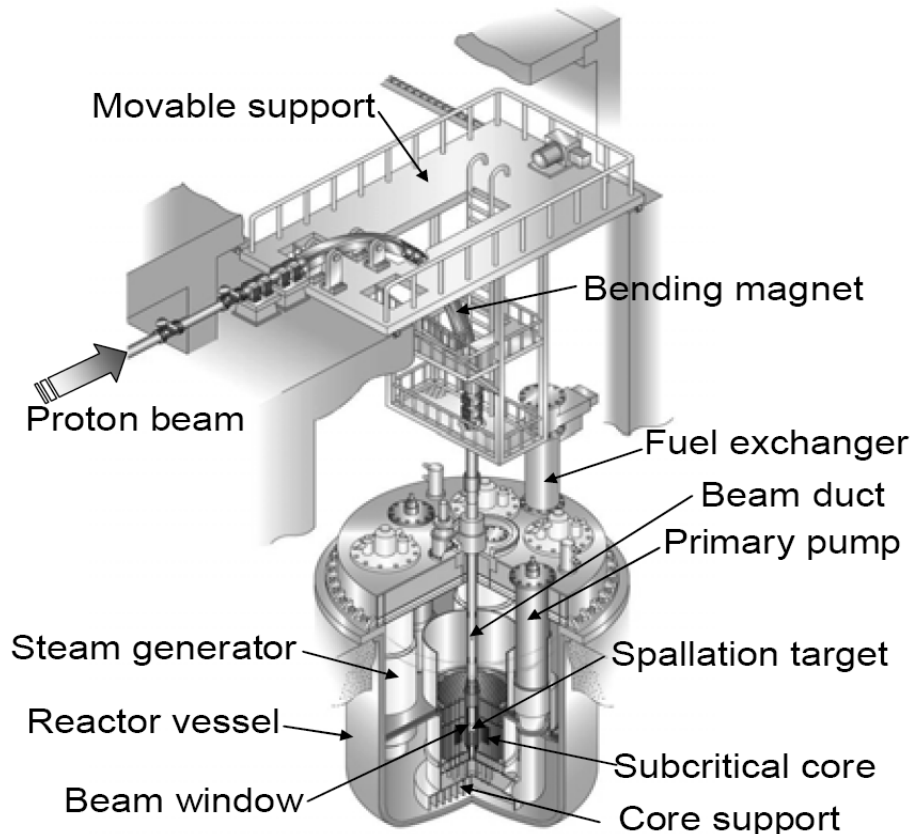


Abbildung 1: Konzeptansicht eines beschleunigergetriebenen unterkritischen Reaktors [5]

In konventionellen Kernreaktoren werden ^{235}U oder ^{239}Pu als Brennmaterial verwendet. Die Spaltquerschnitte dieser Brennstoffe sind für thermische Neutronen besonders groß. Deshalb müssen die Spaltneutronen durch geeignete Moderatoren zu thermischen Energien abgebremst werden. Im Gegensatz dazu ist das Energiespektrum in einem ADS deutlich härter, d.h. zu höheren Energien verschoben. Abbildung 2 zeigt ein mittleres Fluenzspektrum im Reaktorkern für ein ADS mit Transuranen als Brennstoff und LBE als Spallationstarget und Kühlmittel (hier als „Referenzsystem“ bezeichnet) und den schnellen Brutreaktor Phénix zum Vergleich [8]. Die Maxima beider Spektren liegen zwischen 100 keV und 1 MeV Neutronenenergie, beide Spektren zeigen einen erheblichen Anteil an Neutronen mit einer Energie im MeV-Bereich. Für die Planung und Entwicklung zukünftiger Kern-

reaktoren werden somit verlässliche Wirkungsquerschnittsdaten für andere Materialien als bei gegenwärtigen Reaktoren benötigt, wobei die Wirkungsquerschnitte für Neutronen mit Energien von wenigen MeV eine besondere Bedeutung haben.

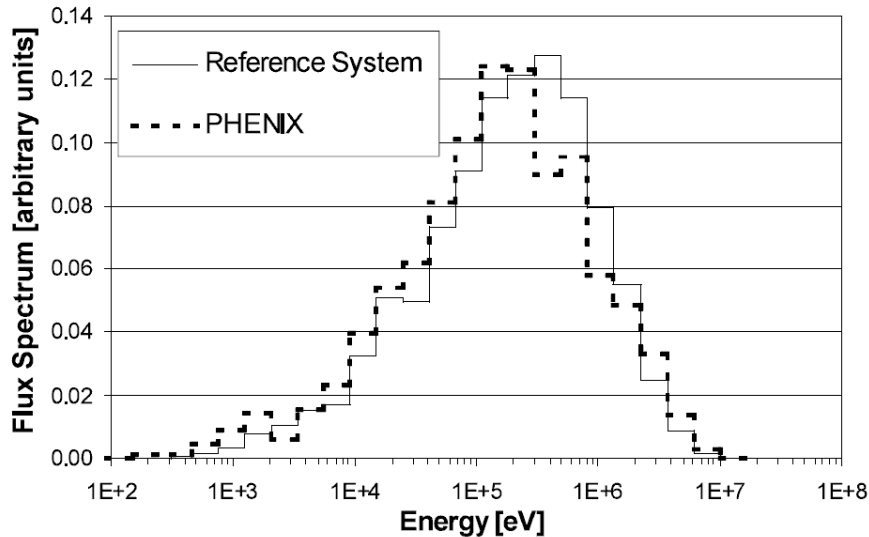


Abbildung 2: Mittleres Fluenzspektrum im Reaktorkern eines ADS für die Transmutation (hier als „Reference System“ bezeichnet) und den schnellen Brüter Phénix zum Vergleich [8]

Embid et al. [9] haben eine Sensitivitätsanalyse für einen bestimmten ADS-Entwurf mit Thorium und Transuranen als Brennstoff und Blei als Kühlmittel und Spallationsneutronenquelle durchgeführt. In einer Modellrechnung wurden die Wirkungsquerschnitte für alle Materialien aus der JENDL-3.2-Datenbibliothek [10] entnommen, in einer weiteren Rechnung wurden die Wirkungsquerschnitte für Blei durch die aus der ENDF/B-VI Datenbibliothek [11] ersetzt. Der effektive Neutronenmultiplikationsfaktor k_{eff} , der das Verhältnis der Anzahl der Neutronen in aufeinanderfolgenden Generationen angibt, betrug im ersten Fall $k_{\text{eff}} = 0,9444$ und im zweiten Fall $k_{\text{eff}} = 0,9677$. Diese Änderung von k_{eff} entspricht einer Änderung von mehr als 30 % der Stärke der erforderlichen Neutronenquelle bzw. einer entsprechenden Änderung der Transmutationsrate bei gegebener Quellstärke.

Vergleicht man die Neutronenwirkungsquerschnitte für Blei in den Datenbibliotheken ENDF [11] und JENDL [10], so stellt man fest, dass die totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} und die elastischen Streuquerschnitte σ_{el} gut übereinstimmen. Deutliche Diskrepanzen sind jedoch, insbesondere im Energiebereich von 0,5 MeV bis 6 MeV, in den Wirkungsquerschnitten für die inelastische Streuung zu erkennen. Abbildung 3 zeigt als Beispiel die Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{206}Pb mit Anregung des er-

sten Niveaus. Die Unterschiede in den inelastischen Wirkungsquerschnitten haben einen Einfluss auf das berechnete Energiespektrum der Neutronen im spaltbaren Material, das aufgrund der Energieabhängigkeit der Spaltquerschnitte k_{eff} beeinflusst.

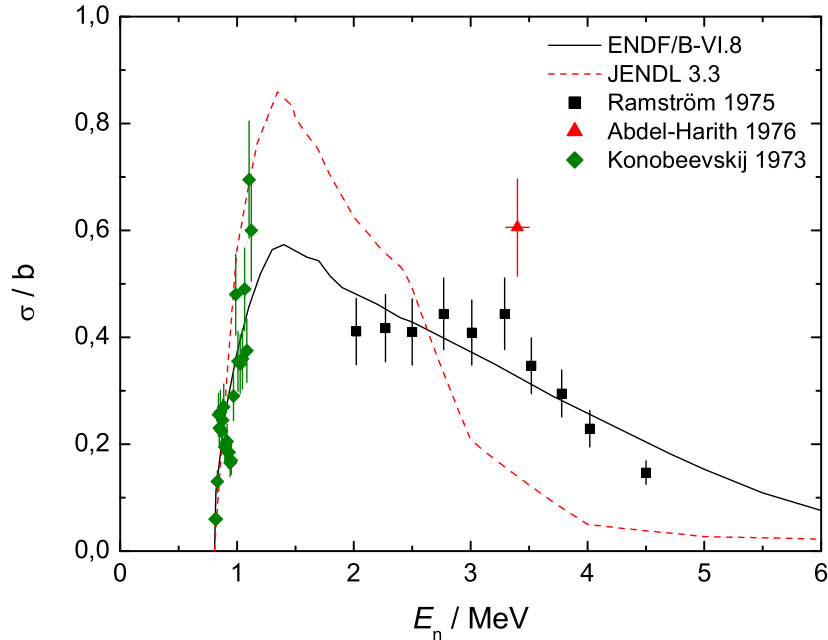


Abbildung 3: Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung von Neutronen an ^{206}Pb mit Anregung des ersten Niveaus

Für die inelastischen Streuquerschnitte existieren in diesem Energiebereich experimentelle Daten, die ebenfalls in Abbildung 3 dargestellt sind. Die Unsicherheiten der dargestellten Daten betragen in allen Fällen 15 % – 20 %. Die gute Übereinstimmung der Datenpunkte von Ramström [12] mit den ENDF-Wirkungsquerschnitten hat seine Ursache in der Anpassung der evaluierten Wirkungsquerschnitte an die Daten aus [12]. Einige Datenpunkte von Konobeevskij et al. [13] zeigen jedoch eine bessere Übereinstimmung mit den JENDL-Wirkungsquerschnitten. Innerhalb der experimentellen Daten bestehen Diskrepanzen, z.B. zwischen den Messungen von Ramström und Abdel-Harith et al. [14]. Es besteht ein Bedarf an zusätzlichen und präziseren experimentellen Daten.

In einer detaillierteren Sensitivitätsanalyse von Aliberti et al. [8] wurde ebenfalls festgestellt, dass die Unsicherheiten in den inelastischen Streuquerschnitten für Blei einen starken Einfluss auf k_{eff} in einem ADS haben. Zusätzlich wurde hier festgestellt, dass die inelastischen Streuquerschnitte in der Energiegruppe 0,498 MeV–1,35 MeV eine sehr große ($\Delta k_{\text{eff}} = 0,77\%$) und in den Energiegruppen 1,35 MeV–6,07 MeV ebenfalls eine große ($\Delta k_{\text{eff}} = 0,46\%$) Rolle spielen.

Von Salvatores et al. [15] stammt eine Sensitivitätsanalyse für einen bleigekühlten schnellen Reaktor. Hier wurde gezeigt, dass die Unsicherheit der Blei-Wirkungsquerschnitte lediglich einen kleinen Einfluss auf k_{eff} hat ($\Delta k_{\text{eff}} = 0,13\%$ für die Unsicherheit des elastischen Streuquerschnittes von ^{208}Pb sowie $0,18\%$ bzw. $0,16\%$ für die Unsicherheit der inelastischen Streuquerschnitte von ^{206}Pb bzw. ^{207}Pb).

Messung von Neutronen-Streuquerschnitten am Flugzeitspektrometer der PTB

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) betreibt in Braunschweig ein Flugzeitspektrometer für die Messung von elastischen und inelastischen Neutronen-Streuquerschnitten. In den letzten zwanzig Jahren wurde hier für eine Vielzahl von Elementen Streuquerschnitte mit hoher Präzision gemessen [16, 17]. Als neutronenerzeugende Reaktion fand hier die D(d,n)-Reaktion Verwendung. Aufgrund des Q-Wertes der Reaktion und den am Zyklotron verfügbaren Einschussenergien können quasi-monoenergetische Neutronen im Energiebereich von ca. $6\text{ MeV} - 16\text{ MeV}$ erzeugt werden. Als Beispiel für eine solche Messung sind in Abbildung 4 die integralen elastischen Streuquerschnitte für $^{\text{nat}}\text{Pb}$ dargestellt, die 1996 von Schmidt et al. im Energiebereich von $8\text{ MeV} - 14\text{ MeV}$ gemessen wurden [18]. Diese Messungen spielen eine besondere Rolle, da sie einen Energiebereich abdecken, in dem kaum experimentelle Daten vorliegen.

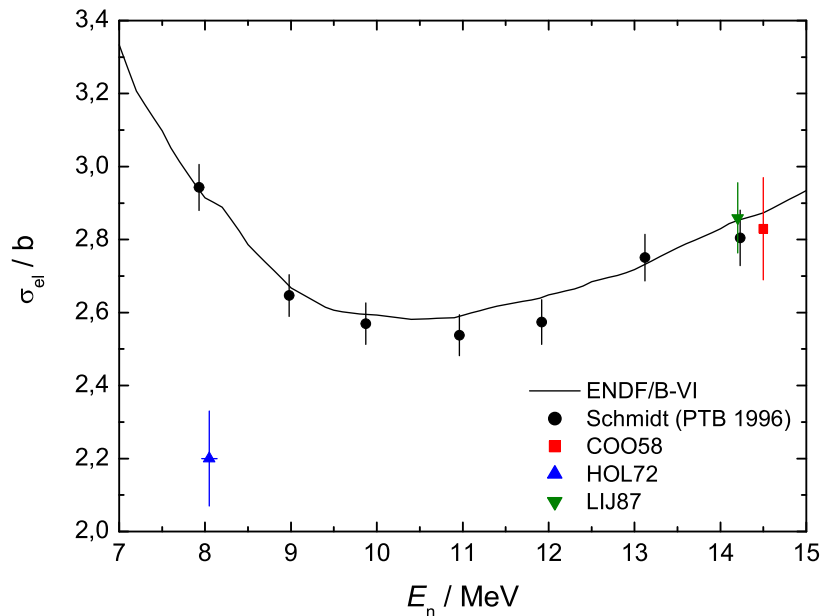


Abbildung 4: Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung an Blei mit natürlicher Isotopenzusammensetzung [11, 18]

Der Vergleich mit Messungen anderer Gruppen zeigt, dass sich die in der PTB bestimmten Wirkungsquerschnitte durch besonders kleine Unsicherheiten auszeichnen. Dies ist insbesondere auf die gut bekannten Detektoreigenschaften und auf die Datenanalyse, die eine realistische Beschreibung der Produktion, der Wechselwirkungen sowie des Nachweises der Neutronen beinhaltet, zurückzuführen.

Ziele und Aufbau dieser Arbeit

Mit dieser Arbeit wurden zwei Ziele verfolgt. Ein Ziel war die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die inelastische Streuung von Neutronen an ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{209}Bi und ^{181}Ta im Energiebereich ≤ 5 MeV. Die hier verwendete Methode des Nachweises der gestreuten Neutronen ermöglicht außerdem die Bestimmung der elastischen Streuquerschnitte für $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{209}Bi und ^{181}Ta . Da eine Messung in diesem Energiebereich mit der etablierten D(d,n)-Reaktion am PTB-Flugzeitspektrometer nicht möglich ist, war die Verwendung einer anderen neutronenerzeugenden Reaktion erforderlich. Für die Erzeugung von monoenergetischen Neutronen wurde im Rahmen dieser Arbeit die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion verwendet. Das zweite Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung dieser Reaktion hinsichtlich ihrer Eignung als Neutronenquelle in Streuexperimenten.

Kapitel 2 behandelt die experimentellen und theoretischen Grundlagen. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau sowie die Datenerfassung beschrieben. Kapitel 4 widmet sich der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion. Neben Überlegungen zu allgemeinen und kinematischen Eigenschaften der Reaktion beinhaltet das Kapitel auch die Durchführung und Auswertung von Messungen von Wirkungsquerschnitten für die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion sowie die Darstellung der Ergebnisse. Kapitel 5 behandelt die Durchführung und Auswertung der Streuexperimente. Die Darstellung der Ergebnisse der Streuexperimente sowie der Vergleich mit Evaluationen und früheren Experimenten erfolgen in Kapitel 6. Zusammenfassung und Ausblick in Kapitel 7 schließen die Arbeit ab.

2 Grundlagen

2.1 Kernreaktionen

2.1.1 Klassifikation

Klassifikation nach Reaktionsarten

Wenn ein Teilchen a , z.B. ein Neutron, auf einen Kern A trifft, können verschiedene Prozesse auftreten, u.a.

$$\begin{aligned} A(a,a)A & \quad - \text{elastische Streuung} \\ A(a,a')A^* & \quad - \text{inelastische Streuung} \\ A(a,b)B & \quad - \text{Kernreaktion im engeren Sinne.} \end{aligned}$$

Im Fall der elastischen Streuung überträgt das Projektil a kinetische Energie an das Target A , die Summe der kinetischen Energien im Eingangs- und Ausgangskanal ist jedoch gleich. Die elastische Streuung ist ein Prozess, der energetisch immer möglich ist. Im Fall der inelastischen Streuung sind a und a' von derselben Teilchenart, der Targetkern A^* wird jedoch angeregt. Die Energie zur Anregung des Targetkerns liefert das Projektil mit seiner kinetischen Energie, weshalb die inelastische Streuung erst oberhalb einer Schwellenenergie $E_{\text{thr}} = E_x \cdot (M_A + M_a)/M_A$ möglich ist, die von der Anregungsenergie E_x und den Massen des Targetkerns M_A und des Projektils M_a abhängt. Ein Beispiel ist mit den Wirkungsquerschnitten für die Streuung von Neutronen an ^{206}Pb mit Anregung des ersten Niveaus ($E_x = 803 \text{ keV}$) in Abbildung 3 gezeigt. Kernreaktionen im engeren Sinne haben im Ein- und Ausgangskanal unterschiedliche Nuklide. Hierzu zählen z.B. die $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion ($Q = +3,27 \text{ MeV}$) und die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion ($Q = -3,54 \text{ MeV}$), die zur Erzeugung von monoenergetischen Neutronen eingesetzt werden. Der Q -Wert der Reaktion bestimmt, ob die Reaktion im gesamten Energiebereich des Projektils oder erst oberhalb einer Schwellenenergie stattfinden kann.

Es können aber auch kompliziertere Prozesse auftreten. Beispiele sind Mehrteilchenreaktionen $A(a,bc)B$ und Spallationsreaktionen. Die Deuteron-Aufbruchreaktion $\text{D}(d,np)\text{D}$ ($Q = -2,23 \text{ MeV}$) ist ein Beispiel für eine Mehrteilchenreaktion. Hier sind drei Teilchen im Ausgangskanal, so dass im Gegensatz zur Zweiteilchenreaktion keine einfache Beziehung zwischen Energie und Emissionswinkel der emittierten Teilchen besteht. Bei hinreichend hohen Projektilenergien tritt diese Reaktion in Konkurrenz zur $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion auf. Durch die Aufbruchreaktion wird ein kontinuierliches Neutronenspektrum erzeugt, auch wenn die Projektile monoenergetisch sind. Bei hohen Einschussenergien des Projektils kann es auch zum Zerplatzen des Targetkerns in verschiedenen schwere Bruchstücke und einzelne Nukleonen kommen. Dies ist die in der Einleitung erwähnte Spallationsreaktion.

Klassifikation nach Reaktionsmechanismen

Das einlaufende Teilchen kann einen Teil seiner Energie auf ein Nukleon des Targetkerns übertragen und selbst mit verringerter Energie weiterlaufen (Einzelteilchenanregung). Reaktionen wie diese, die mit einem Minimum an Umordnungsprozessen im Targetkern verbunden sind, werden als direkte Reaktionen bezeichnet. Ihr Zeitverlauf entspricht etwa der Flugzeit des Nukleons durch den Kern und liegt in der Größenordnung von 10^{-22} s.

Es ist aber auch möglich, dass weder das Projektil noch das im primären Wechselwirkungsprozess angestoßene Nukleon den Kern verlässt, wenn keiner der Stoßpartner genügend Energie besitzt, um das Potential zu verlassen. In einem sehr komplizierten Prozess wird sich die Energie der Reihe nach auf viele Nukleonen verteilen und diese Verteilung wird sich so lange ändern, bis auf ein Teilchen so viel Energie übertragen wird, dass es den Kern verlassen kann. Dieser Prozess heißt Compoundkernreaktion. Die Reaktionsdauer ist deutlich größer als bei der direkten Reaktion und beträgt etwa 10^{-19} s – 10^{-16} s.

Verwendet man die Energie-Zeit-Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ mit $\hbar \approx 10^{-16}$ eVs und setzt ΔE mit der Energieunschärfe Γ und Δt mit der Lebensdauer des Systems gleich, erhält man $\Gamma \approx 1$ eV – 1 keV für Compoundkernreaktionen und $\Gamma \approx 1$ MeV für direkte Reaktionen. Es ist also zu erwarten, dass sich die Wirkungsquerschnitte bei direkten Reaktionen nur langsam mit der Energie ändern, bei Compoundkernreaktionen aber eine sehr starke Energieabhängigkeit (scharfe Resonanzen) haben. Direkte und Compoundkernreaktionen sind idealisierte Modellvorstellungen, die in der Realität als konkurrierende Prozesse auftreten. Compoundkernreaktionen dominieren bei niedrigen Energien, während direkte erst bei Einschussenergien oberhalb einigen MeV stärker in Erscheinung treten.

Ein weiterer Unterschied ist, dass die Winkelverteilungen der emittierten Reaktionsprodukte bei Compoundkernreaktionen im Allgemeinen symmetrisch um 90° sind. Die der direkten Reaktionen sind jedoch meist asymmetrisch mit starker Betonung der Vorwärtsrichtung [19, 20].

2.1.2 Die inelastische Streuung

Die inelastische Streuung $A(n,n')A^*$ kann beim Neutronentransport eine große Rolle spielen, da das Neutron hier mit einer einzigen Wechselwirkung einen großen Teil seiner Energie abgeben kann. Unter einigen stark vereinfachenden Annahmen (nur elastische Streuung, Isotropie des Streuquerschnitts) gibt ein Neutron bei einer Streuung an einem Bleikern im Mittel etwa 1 % seiner kinetischen Energie ab, d.h. ein Neutron mit einer kinetischen Energie von 2 MeV benötigt etwa 1900 Stöße, um auf thermische Energien abgebremst zu werden. Im Gegensatz hierzu gibt ein 2 MeV-Neutron bei z.B. der inelastischen Streuung

an ^{206}Pb mit Anregung des ersten Niveaus ($E_x = 803 \text{ keV}$) bei einer Wechselwirkung etwa 40 % seiner Energie ab.

Der angeregte Kern A^* regt sich meist durch Emission eines γ -Quants in den Grundzustand oder einen niedriger angeregten Zustand ab. Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die inelastische Streuung gibt es somit zwei experimentelle Methoden:

- durch den Nachweis der emittierten γ -Strahlung, die als $(n,n'\gamma)$ -Methode bezeichnet wird, und
- durch den Nachweis der gestreuten Neutronen, die (n,n') -Methode.

Bei Nachweis der emittierten γ -Strahlung sind die Größen Energie des γ -Quants, Übergangswahrscheinlichkeit und die Winkelverteilung (Multipolarität) der emittierten γ -Quanten zugänglich. Damit sind Aussagen möglich über die Lage der Energieniveaus, Quantenzahlen der angeregten Zustände und integrale Wirkungsquerschnitte. Zu beachten ist jedoch, dass beim Vorliegen von γ -Kaskaden die Analyse kompliziert wird. So erfolgt z.B. die Abregung des 3. angeregten Zustandes von ^{206}Pb ($J^\pi = 3^+$) durch eine γ -Kaskade über den 1. angeregten Zustand ($J^\pi = 2^+$) zum Grundzustand ($J^\pi = 0^+$). Durch eine geeignete Summation von Übergängen kann der totale inelastische Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Der Nachweis der γ -Strahlung erfolgt meist mit Germanium-Halbleiterdetektoren. Photonenspektrometrie ist aber auch mit Szintillationsdetektoren, z.B. NE213-Detektoren möglich [21]. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte über die $(n,n'\gamma)$ -Methode ist insbesondere bei Materialien mit hoher Kernladungszahl Z erschwert, da die zu untersuchende Probe γ -Strahlung gut absorbiert. Außerdem spielt die innere Konversion als konkurrierender Prozess bei hohem Z eine große Rolle.

Der Nachweis der gestreuten Neutronen erfolgt im Allgemeinen unter Verwendung der Flugzeitmethode, die in Kapitel 3.3 detaillierter beschrieben wird. Experimentell zugängliche Größen sind die Flugzeit und damit die Energie der gestreuten Neutronen, die Winkelverteilung, d.h. differentielle Wirkungsquerschnitte, sowie winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte. Die (n,n') -Methode ermöglicht gleichzeitig die Bestimmung von differentiellen und winkelintegrierten Wirkungsquerschnitten für die elastische Streuung, die für den Neutronentransport von großer Bedeutung ist. Für den Nachweis der gestreuten Neutronen werden wegen ihrer guten Zeitaufösung meist Szintillationsdetektoren eingesetzt. Mit den im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten NE213-Flüssigszintillationsdetektoren ist der Nachweis von Neutronen mit Energien oberhalb von etwa 1 MeV möglich. Daher ist die Messung von Wirkungsquerschnitten für die inelastische Streuung nicht für alle Niveaus, die angeregt werden, möglich.

2.1.3 Definition des Wirkungsquerschnitts

Die Größe, welche die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target beschreibt, ist der Wirkungsquerschnitt σ . Der (integrale) Wirkungsquerschnitt ist definiert als [19]

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{\text{Zahl der Reaktionen eines gegebenen Typs pro Streuzentrum und s}}{\text{Stromdichte } j \text{ der einfallenden Teilchen}} \\ &= \frac{\text{Zahl der Reaktionen in der Zeit } \Delta t}{\text{Stromdichte } j \cdot \text{Zahl der Streuzentren } N}.\end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche und die Einheit Barn, $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Zahl der in das Raumwinkelelement } d\Omega \text{ gestreuten Teilchen / s}}{\text{Stromdichte } j \text{ der einfallenden Teilchen}} \quad (1)$$

bezogen auf ein Streuzentrum. Der differentielle Wirkungsquerschnitt hat die Einheit b/sr. Den integralen Wirkungsquerschnitt erhält man aus dem differentiellen durch Integration über die volle Kugeloberfläche $\sigma = \int_{\Omega} d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$. Der Wirkungsquerschnitt σ und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ sind geeignete Größen für die Beschreibung der Zweikörperreaktionen elastische und inelastische Streuung. Eine allgemeinere Form ist die Beschreibung durch den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dEd\Omega$. Diese Beschreibung ist notwendig, wenn die Niveaus des Targetkerns so eng zusammenliegen, dass eine Trennung im Experiment nicht möglich ist. Diese Beschreibung ist außerdem notwendig, wenn mehr als zwei Teilchen im Ausgangskanal sind, z.B. bei der (n,2n)-Reaktion. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Isotopen ist die (n,2n)-Reaktion jedoch erst bei Energien oberhalb 6 MeV energetisch möglich.

Nomenklatur

Der elastische Streuquerschnitt wird mit dem Index „el“ gekennzeichnet, die inelastische Streuung mit Anregung des i-ten Niveaus mit dem Index „n,n_i“. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt, der mit dem Index „in“ gekennzeichnet wird, ist die Summe aller inelastischen Streuquerschnitte: $\sigma_{\text{in}} = \sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} \sigma_{\text{n,n}_i}$. Die Reaktionswirkungsquerschnitte werden durch die Teilchen im Ein- und Ausgangskanal gekennzeichnet, z.B. $\sigma_{\text{n},\gamma}$ für die (n,γ)-Reaktion, $\sigma_{\text{n},2\text{n}}$ für die (n,2n) Reaktion usw. Als nichtelastischen Wirkungsquerschnitt bezeichnet man die Summe des totalen inelastischen Streuquerschnitts und der Reaktionsquerschnitte, $\sigma_{\text{non}} = \sigma_{\text{in}} + \sigma_{\text{n},\gamma} + \sigma_{\text{n},2\text{n}} + \dots$. Der totale Wirkungsquerschnitt ist die Summe des elastischen und des nichtelastischen Wirkungsquerschnittes: $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{non}}$. Für ²⁰⁶Pb sind die Wirkungsquerschnitte im hier interessierenden Energiebereich in Abbildung 5 dargestellt, wobei die inelastischen Wirkungsquerschnitte aus Gründen der Übersichtlichkeit nur für die ersten Niveaus dargestellt sind. Die Daten stammen aus der Evaluation

ENDF/B-VI [11]. Man erkennt, dass die elastische und inelastische Streuung die dominierenden Wechselwirkungen in diesem Energiebereich sind.

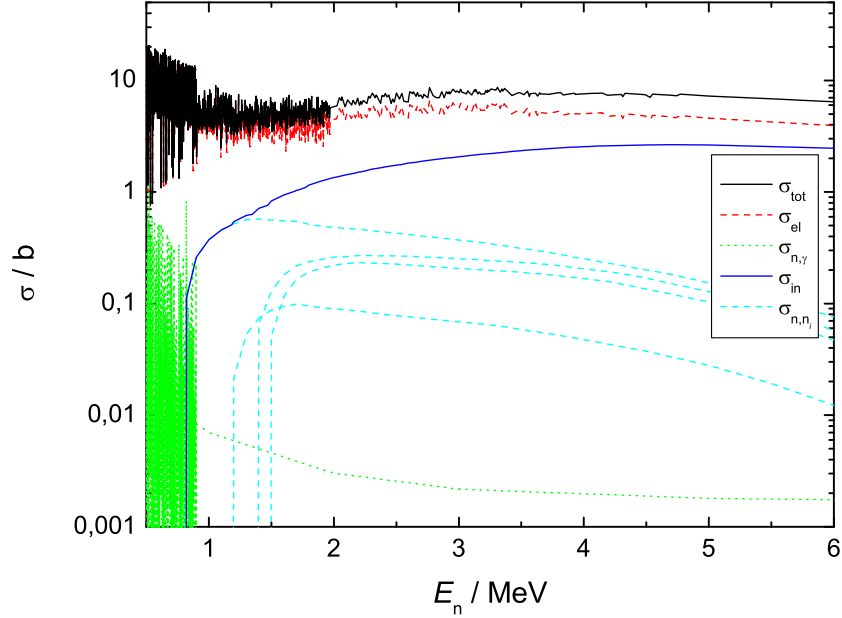


Abbildung 5: Neutronenwirkungsquerschnitte für ^{206}Pb im Energiebereich von 0,5 MeV bis 6 MeV. Die Wirkungsquerschnitte der energetisch ebenfalls möglichen (n,p) - und (n,α) -Reaktionen sind kleiner als 1 mb. Die Daten wurden aus [11] entnommen.

2.2 Kinematik

Für eine Reaktion der Form $A(a,b)B$ gilt die Q-Wert-Gleichung¹ [19]

$$Q = E_b \left(1 + \frac{M_b}{M_B}\right) - E_a \left(1 - \frac{M_a}{M_B}\right) - \frac{2\sqrt{M_a M_b E_a E_b}}{M_B} \cos \vartheta_b \quad (2)$$

- M Masse des jeweiligen Teilchens
- E Energie des jeweiligen Teilchens
- Q Q-Wert der Reaktion
- ϑ_b Streuwinkel von b im Laborsystem.

Für die elastische Streuung $A(n,n)A$ ist $M_a = M_b = M_n$, $M_A = M_B$, $Q = 0$. Hiermit folgt aus (2) die Energie-Winkel-Relation

¹Die angegebenen Gleichungen gelten in nichtrelativistischer Näherung, die bei den hier betrachteten Neutronenenergien gut erfüllt ist. Die Gleichungen werden relativistisch korrekt, wenn man die Masse M durch $M + (E/2c^2)$ ersetzt, wobei E die kinetische Energie des betreffenden Teilchens im Laborsystem ist [19].

$$E_{n'} = E_n \left(\frac{r \cos \vartheta_{n'} + \sqrt{1 - r^2 \sin^2 \vartheta_{n'}}}{1 + r} \right)^2 \quad \text{mit} \quad r = \frac{M_n}{M_A} \quad (3)$$

E_n	Energie des einfallenden Neutrons
$E_{n'}$	Energie des elastisch gestreuten Neutrons
$\vartheta_{n'}$	Winkel im Laborsystem des elastisch gestreuten Neutrons
$M_n = 939,565 \text{ MeV}/c^2$	Masse des Neutrons,

mit der die Energie des gestreuten Neutrons berechnet werden kann. Der Energieübertrag auf den Targetkern hängt somit vom Streuwinkel $\vartheta_{n'}$ und dem Massenverhältnis r ab. Für den Grenzfall $\vartheta_{n'} = 0^\circ$ wird keine Energie auf den Targetkern übertragen, der maximale Energieübertrag erfolgt beim Zentralstoß ($\vartheta_{n'} = 180^\circ$ für $r < 1$; für $r > 1$ beträgt der Winkel nur im Schwerpunktsystem 180°). Für den Zentralstoß gilt

$$\frac{E_{n'}}{E_n} = \left(\frac{1 - r}{1 + r} \right)^2.$$

Für schwere Kerne mit $A = 181$ bzw. $A = 204 - 209$ beträgt $E_{n'}/E_n(\vartheta_{n'} = 180^\circ) \approx 0,98$. Da im Rahmen dieser Arbeit Detektoren mit einer (praktischen) Nachweisschwelle von ca. $1,5 \text{ MeV}$ für Neutronen eingesetzt werden, bedeutet das, dass die Messung von kompletten Winkelverteilungen für alle Einschussenergien knapp oberhalb der Nachweisschwelle möglich ist.

Die Energie von inelastisch gestreuten Neutronen kann mit

$$E_{n'} = E_n \left(\frac{r \cos \vartheta_{n'} + \sqrt{1 - r^2 \sin^2 \vartheta_{n'} - (1 + r)E_x/E_n}}{1 + r} \right)^2 \quad (4)$$

$E_{n'}$	Energie des inelastisch gestreuten Neutrons
$E_x = -Q$	Anregungsenergie des jeweiligen Zustands

berechnet werden. (4) folgt ebenfalls aus (2), wobei zusätzlich $M_A \approx M_B$ verwendet wurde. Gleichung (3) ist als Spezialfall mit $E_x = 0$ in (4) enthalten.

Raumwinkeltransformation

Während der Wirkungsquerschnitt σ invariant gegenüber Lorentz-Transformationen ist, ändert sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ bei der Transformation zwischen Labor- (LS) und Schwerpunktsystem (CM). Die Transformation des Raumwinkels kann mit

$$\frac{d\sigma/d\Omega_{\text{LS}}}{d\sigma/d\Omega_{\text{CM}}} = \frac{\left(k \cos \vartheta_b + \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \vartheta_b} \right)^2}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \vartheta_b}} \quad (5)$$

mit

$$k = \sqrt{\frac{\frac{M_a M_b (M_B + M_b)}{M_A M_B (M_A + M_a)}}{1 + \frac{(M_A + M_a) Q}{M_A E_b}}}$$

berechnet werden, wobei die Bedeutung der Größen ϑ_b , M , E und Q dieselbe ist wie in (2) auf Seite 17 [22].

Neutronenausbeute

Die Neutronenausbeute Y für eine neutronenerzeugende Kernreaktion kann berechnet werden mit der Formel

$$Y = \int_{E_u}^{E_o} dE \frac{\Sigma(E)}{S(E)} = \frac{n}{\rho} \int_{E_u}^{E_o} dE \frac{\sigma(E)}{s(E)} \quad (6)$$

$\Sigma(E) = n\sigma(E)$ makroskopischer Wirkungsquerschnitt

$S(E) = \rho s(E) = -dE/dx$ lineares Bremsvermögen
 S in MeV/cm, s in MeV/(g cm⁻²)

n Teilchenzahldichte

ρ Massendichte des Targets

E_o Energie des Projektils beim Eintritt in das Target

E_u Energie des Projektils beim Verlassen des Targets.

Da die Wirkungsquerschnitte im Allgemeinen nur punktweise gegeben sind und ein analytischer Ausdruck für die Stammfunktion des linearen Bremsvermögens $S(E)$ nicht angegeben werden kann, muss das Integral numerisch berechnet werden.

Für Streuexperimente sind Neutronenquellen mit hoher Neutronenausbeute notwendig. Dies kann durch die Wahl einer Reaktion mit hohem Wirkungsquerschnitt und niedrigem linearem Bremsvermögen erfolgen. Die Neutronenausbeute kann auch erhöht werden durch Erhöhung der Massenbelegung des Targets, z.B. durch die Erhöhung des Druckes im Gas-target. In Gleichung (6) bedeutet dies die Verringerung von E_u bei gegebener Einschussenergie E_o . Gleichzeitig steigt damit die Energiebreite $\Delta E = E_o - E_u$, d.h. die Erhöhung der Neutronenausbeute geht zu Lasten der Energieauflösung. Die Erhöhung der Projektilstromstärke ist im Allgemeinen durch den Ionenbeschleuniger bzw. die Energiedeposition im Target beschränkt. Analog zum differentiellen Wirkungsquerschnitt kann man eine differentielle Neutronenausbeute

$$\frac{dY}{d\Omega} = \frac{n}{\rho} \int_{E_u}^{E_o} dE \frac{(d\sigma/d\Omega)_{LS}}{s(E)} \quad (7)$$

definieren. Die differentielle Neutronenausbeute für den Winkel, unter dem sich die Streuprobe befindet, ist von größerem Interesse als Y .

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Absolut- und Relativmessung

Der differentielle Streuquerschnitt kann analog zu der Definitionsgleichung (1) bestimmt werden mit einem Ausdruck der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_n, \vartheta_{n'}) = \frac{Y_n(E_{n'}, \vartheta_{n'})}{\varphi_n^{\text{Probe}} N_{\text{Probe}} \Omega \varepsilon(E_{n'})} \quad (8)$$

- Y_n Anzahl der unter dem Winkel $\vartheta_{n'}$ gestreuten Neutronen der Energie $E_{n'}$
- φ_n^{Probe} Fluenz der einfallenden Neutronen
- N_{Probe} Anzahl der Streuzentren in der Probe, z.B. Anzahl der Pb-Kerne
- Ω vom Detektor aufgespannter Raumwinkel
- $\varepsilon(E_{n'})$ Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors.

Dies gilt gleichermaßen für die elastisch und inelastisch gestreuten Neutronen, die durch ihre unterschiedlichen Flugzeiten voneinander getrennt werden.

Wird die Fluenz der einfallenden Neutronen direkt bestimmt, spricht man von einer Absolutmessung. Absolutmessungen erfordern neben der Bestimmung der Fluenz der einfallenden Neutronen eine genaue Kenntnis der Detektoreigenschaften wie dem Raumwinkel, der vom Detektor eingenommen wird, und der Nachweiswahrscheinlichkeit. Wenn, wie in diesen Experimenten, Detektor und Streuprobe einen unterschiedlichen Raumwinkel einnehmen, ist außerdem die Kenntnis zumindest der Winkelverteilung der neutronenerzeugenden Reaktion notwendig. Einfacher ist es, den Wirkungsquerschnitt relativ zu einem Referenzwirkungsquerschnitt zu messen. Die in Kapitel 5 beschriebene Messung von Streuquerschnitten ist eine Relativmessung. Als Referenzquerschnitt diente bei allen Messungen der Wirkungsquerschnitt für die Neutronenstreuung an Wasserstoff $\sigma_{n,p}$, der sehr gut bekannt ist und sich durch eine geringe Energie- und Winkelabhängigkeit auszeichnet. Wie in den Streuexperimenten mit der D(d,n)-Neutronenquelle wurde für die Referenzmessung eine Streuprobe aus Polyethylen (PE) verwendet. Als Wirkungsquerschnitt wurden die evaluierten Wirkungsquerschnitte aus der Datenbibliothek ENDF/B-V verwendet.

Analog zu (8) gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an Wasserstoff:

$$\frac{d\sigma_{n,p}}{d\Omega}(E_n, \vartheta_{n'}) = \frac{Y_n(E_{n'}, \vartheta_{n'})}{\varphi_n^{\text{H}} N_{\text{H}} \Omega \varepsilon(E_{n'})} \quad (9)$$

- φ_n^{H} Fluenz der einfallenden Neutronen
- N_{H} Anzahl der H-Kerne.

Mit (9) kann die Neutronenfluenz bei der Referenzmessung φ_n^{H} bestimmt werden. Die PE-Streuprobe hat dieselben Abmaße wie die Pb-, Bi- und Ta-Streuproben. Die Abstände

zwischen Neutronenquelle und Target sowie zwischen Target und den Detektoren bleiben unverändert. Die Energien der von Wasserstoff und von den zu untersuchenden Proben gestreuten Neutronen ist nach (3) bzw. (4) abhängig vom Streuwinkel ϑ_n und dem Verhältnis der Massen von Neutron und Targetkern $r = M_n/M_A$.

Hieraus ergeben sich folgende Schlussfolgerungen:

1. Die Fluenz φ_n der einfallenden Neutronen muss nicht bekannt sein. Es reicht aus, das Verhältnis der Fluenzen der Streu- und der Referenzmessung zu kennen. Ein Monitordetektor, dessen Zählrate proportional zur Flussdichte ist, ist somit ausreichend.
2. Geometrische Größen, wie z.B. der Raumwinkel Ω , kürzen sich weitestgehend heraus.
3. Es ist nicht notwendig, die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit ε der Detektoren zu kennen. Die genaue Kenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit ist ausreichend [16, 23].

Gleichungen (8) und (9) stellen Vereinfachungen dar. Zusätzlich müssen noch Korrekturen berücksichtigt werden, z.B. für die Mehrfachstreuung in der Probe, endliche Ausdehnung von Detektoren und der Streuprobe, Energie- und Richtungsverteilung der Neutronen sowie der Projektilen im Target usw. Die Berücksichtigung dieser Korrekturen erfolgt durch eine realistische Simulation der gemessenen Flugzeitspektren mit dem Monte-Carlo-Code STREUER [24].

Bei den Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die neutronenerzeugende Reaktion ist ebenfalls Gleichung (1) Ausgangspunkt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \vartheta_n) = \frac{Y_n}{\Omega \cdot N_{15N} \cdot \varphi_p}. \quad (10)$$

Für die Erzeugung der Neutronen wird ein Gastarget verwendet. Die Anzahl der Targetkerne kann über die Zustandsgleichung des idealen Gases $Vp = N_{15N_2}kT$ bestimmt werden, wobei zu berücksichtigen ist, dass Stickstoff zweiatomige Moleküle bildet, $N_{15N} = 2N_{15N_2}$. Druck und Temperatur können durch geeignete Sensoren gemessen werden. Das „aktive“ Volumen $V = Al$ kann bestimmt werden aus der Länge des Gastargets l und der von Protonen getroffenen Fläche A . Die Anzahl der einfallenden Projektilen n_p und damit $\varphi_p = n_p/A$ wird mit einem Stromintegrator (Faraday-Cup) über die integrierte Projektilestromstärke (Targetladung) $Q = \int dt I(t) = n_p \cdot e$ bestimmt. Somit gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \vartheta_n) = \frac{2 Y_n(\vartheta_n) k T e}{\Omega p l Q}.$$

Die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die neutronenerzeugende Reaktion erfordert eine Absolutmessung. Auch hier sind zusätzliche Korrekturen notwendig, wie

z.B. für die Abschwächung der Neutronenfluenz im Gastarget und in der umgebenden Luft. Außerdem können hier subtilere Effekte auftreten, wie z.B. die Verringerung der Teilchenzahldichte im Target durch lokale Gaserhitzung [25]. Die Datenanalyse ist detailliert in Kapitel 4 beschrieben.

3.2 Das PTB Flugzeitspektrometer

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt betreibt in Braunschweig ein Neutronen-Flugzeitspektrometer, an dem sowohl die Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen als auch die für die neutronenerzeugende Reaktion gemessen wurden. Abbildung 6 zeigt eine Übersicht über das Flugzeitspektrometer.

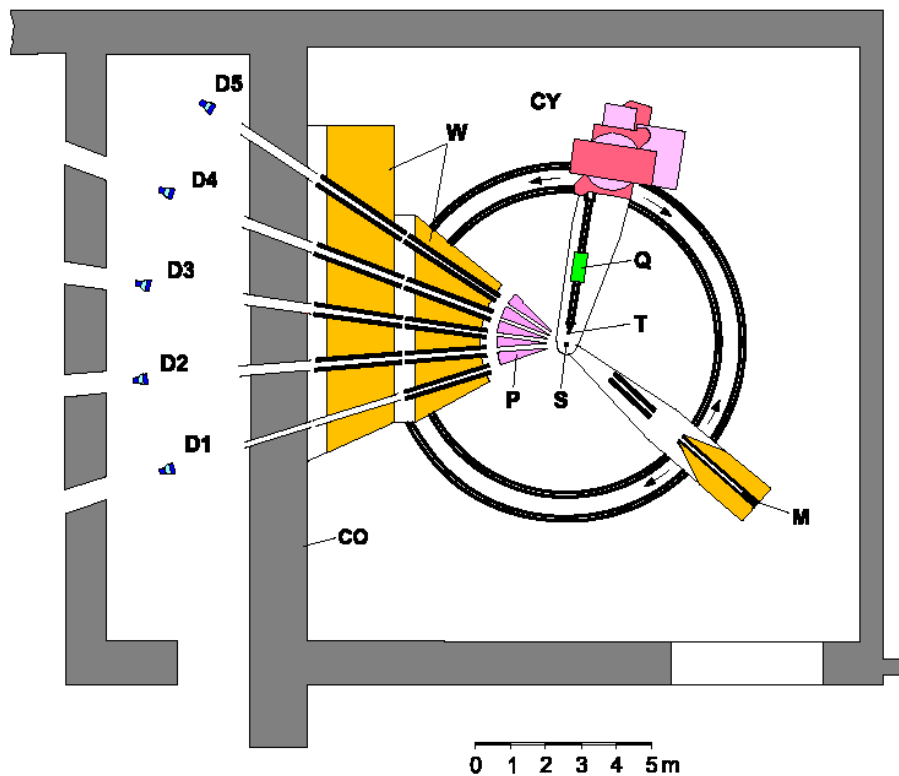


Abbildung 6: Das PTB-Flugzeitspektrometer

Die Erzeugung der monoenergetischen Neutronen erfolgte mit der $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion, wobei ein Gastarget verwendet wurde (T). Die Protonen wurden mit einem Zyklotron (CY) erzeugt. Eine Besonderheit ist, dass das Zyklotron um die Drehachse (S) in einem Winkelbereich von -20° bis $+110^\circ$ gegenüber Detektor D1 gedreht werden kann. Das erlaubt den Einsatz eines massiven Kollimatorsystems, der aus einem Polyethylen-Vorkollimator (P), Wassertanks (W) und einer Betonwand (CO) besteht [26]. Die Drehachse des Zyklotrons ist mit der Achse identisch, auf der die Streuprobe steht, so dass sich die Abstände bei der

Drehung des Zyklotrons nicht ändern. Der Abstand vom Mittelpunkt der Streuprobe zum Mittelpunkt des Gastargets beträgt 17,5 cm. D1 bis D5 sind NE213-Flüssigszintillationsdetektoren, die für den Nachweis von γ -Strahlung und schnellen Neutronen geeignet sind. Der Abstand aller Detektoren (bezogen auf die Mitte des Szintillators) zur Streuprobe beträgt 12 m. Der Winkelabstand beträgt jeweils $12,5^\circ$ zwischen benachbarten Detektoren, so dass Messungen im Winkelbereich von $0^\circ - 160^\circ$ möglich sind. Der Monitordetektor M, der ebenfalls ein NE213-Detektor ist, kann unabhängig vom Zyklotron bewegt werden [16, 27].

3.3 Die Flugzeitmethode

Die Bestimmung der Energie der Neutronen erfolgte mit der Flugzeitmethode. Die Flugzeit ergibt sich dabei als Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der Neutronen im Detektor (Neutronen-Peak im Flugzeitspektrum) und einem Referenzzeitpunkt. Es gilt

$$E_n = \frac{M_n}{2} v_n^2 = \frac{M_n}{2} \left(\frac{S}{t_n} \right)^2. \quad (11)$$

E_n Energie der Neutronen

v_n Geschwindigkeit der Neutronen

S Flugstrecke

t_n Flugzeit der Neutronen.

Bei den Streuexperimenten ist der Referenzzeitpunkt die Streuung der Neutronen in der Streuprobe. Zeitgleich wird von der Streuprobe γ -Strahlung emittiert, die aus der Abregung der bei der inelastischen Streuung angeregten Atomkerne stammt. Der Referenzzeitpunkt kann bestimmt werden aus dem Zeitpunkt, an dem die γ -Strahlung im Detektor eintrifft (γ -Peak im Flugzeitspektrum), und der Flugzeit der γ -Strahlung $t_\gamma = S/c$ mit der Lichtgeschwindigkeit c . Bei der Messung der Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion und den Fluenzmessungen (vergleiche Kapitel 3.10) ist der Referenzzeitpunkt die Erzeugung der Neutronen im Gastarget. Da zeitgleich mit der Neutronenproduktion im Gastarget durch die $^{15}\text{N}(p,p')$ - und $^{15}\text{N}(p,\gamma)$ -Reaktionen γ -Strahlung produziert wird, ist hier ebenfalls die Bestimmung des Referenzzeitpunktes über den γ -Peak möglich.

Aus den Positionen des γ - und Neutronenpeaks im Flugzeitspektrum und der bekannten Kalibrierung des Flugzeit-Zeitamplitudenkonverters kann die Flugzeitdifferenz $\Delta t = t_n - t_\gamma$ bestimmt werden. Aus (11) folgt somit

$$E_n = \frac{M_n}{2} \left(\frac{S}{\Delta t + S/c} \right)^2. \quad (12)$$

Für $E_n = 2 \text{ MeV} - 4 \text{ MeV}$ und eine Flugstrecke $S = 12 \text{ m}$ beträgt die Flugzeit t_n etwa $400 \text{ ns} - 600 \text{ ns}$. Nimmt man für die zeitliche Ausdehnung der Projektilpulse $\Delta t_{\text{Cycl}} \approx 1 \text{ ns}$

und für die Zeitaufösung der Detektoren Δt_{Det} die Durchflugzeit der Projektile durch den Detektor, die ca. 2 ns betragt², an, kann die (energieabhängige) Unsicherheit der Flugzeit abgeschätzt werden:

$$\frac{\Delta t_n}{t_n} = \frac{((\Delta t_{\text{Cycl}})^2 + (\Delta t_{\text{Det}})^2)^{1/2}}{t_n} \approx 0,45\% \quad \text{mit} \quad t_n \approx 500 \text{ ns.}$$

Hierbei wurde angenommen, dass die Unsicherheit der Flugstrecke S vernachlässigbar klein ist. Die Unsicherheit der Flugzeitbestimmung beeinflusst die Energieauflösung ΔE_n in einer Flugzeitmessung [16],

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \frac{\Delta t_n}{t_n} \approx 0,9\%. \quad (13)$$

Die Wahl der Flugstrecke ist immer ein Kompromiss zwischen Energieauflösung und Neutronenausbeute. Eine Vergrößerung der Flugstrecke führt nach (12) und (13) zu einer Verbesserung der Energieauflösung und einer Verringerung der Zählrate in den Detektoren. Die Flugstrecke und damit die Flugzeit hat aber auch einen Einfluss auf die maximal mögliche Wiederholfrequenz der Neutronenpulse (vergleiche Kapitel 3.4) und damit auf die Neutronenausbeute. Das Flugzeitspektrometer wurde so konzipiert, dass bei Streuexperimenten im Energiebereich 6 MeV bis 15 MeV eine Energieauflösung von ca. 1% – 2% erreicht wird [29]. In (13) ist jedoch nicht berücksichtigt, dass die Energieauflösung durch die Energieverteilung der einfallenden Neutronen beeinflusst wird [30]. Im Kapitel 4.1.2 wird gezeigt, dass bei Streuexperimenten im Energiebereich von 2 MeV – 4 MeV mit der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion als Neutronenquelle die Energiebreite etwa 2% – 5% beträgt, wobei der Energieverlust der Projektile im Gastarget den dominierenden Beitrag liefert.

3.4 Die Neutronenerzeugung

Das Zyklotron

Als Ionenbeschleuniger dient ein Kompaktzyklotron vom Typ CV-28 des Herstellers The Cyclotron Corporation. Das Zyklotron ermöglicht die Beschleunigung von Protonen, Deuteronen und α -Teilchen. Die Energie der beschleunigten Teilchen kann kontinuierlich innerhalb eines bestimmten Bereiches variiert werden. Das Zyklotron verfügt über eine Nanosekunden-Pulsung. Die wichtigsten Parameter des Beschleunigers sind in Tabelle 1 zusammengefasst [16, 31].

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten betrug die Zyklotronfrequenz 13,6 MHz bis 17,0 MHz. Die Nachweisschwelle der Detektoren betrug in den Streuexperimenten 0,8 MeV bis 0,9 MeV, was nach Gleichung (11) einer Flugzeit von 900 ns bis

²Das ist eine grobe Abschätzung. Die Energieauflösung kann durch Berücksichtigung der zeitlichen Antwortfunktion [28] verbessert werden.

1000 ns entspricht. Die Wiederholfrequenz der Projektilpulse (Selektorfrequenz f_{Sel}) darf also 1 MHz nicht überschreiten, damit die Neutronen dem jeweiligen Puls eindeutig zugeordnet werden können. Das Zyklotron verfügt hierfür über eine Untersetzung für die Pulsung, wobei die Zyklotronfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Selektorfrequenz ist. Bei den Experimenten zeigt sich jedoch, dass die Zwischenpulse nicht immer vollständig unterdrückt werden, so dass in den Flugzeitspektren sogenannte Satelliten-Pulse auftreten können, deren Intensitäten einige Prozent der Intensität des Hauptpulses betragen können.

Zyklotronfrequenz f_{Cycl}		6,5 – 26 MHz
Selektorfrequenz f_{Sel}		$f_{\text{Sel}} = f_{\text{Cycl}}/n$ $n = 2, 3, 4, \dots, 79$
Pulsbreite		0,8 – 2,0 ns
Protonen:	Energie	2 – 19 MeV
	Stromstärke	0,5 – 1,2 μA
Deuteronen:	Energie	3 – 13 MeV
	Stromstärke	0,5 – 1,2 μA
Alpha-Teilchen:	Energie	6 – 26 MeV
	Stromstärke	0,2 – 0,4 μA

Tabelle 1: *Parameter des Zyklotrons [16, 31]. Die angegebenen Stromstärken sind Erfahrungswerte aus früheren Streuexperimenten und beziehen sich auf Messungen mit einer Wiederholfrequenz der Projektilpulse (Selektorfrequenz) von ca. 1 MHz.*

Die Projektilstromstärke ist u.a. von der Untersetzung n abhängig. Bei den in Tabelle 1 angegebenen Stromstärken handelt es sich um Erfahrungswerte aus früheren Streuexperimenten, bei denen die Selektorfrequenz $f_{\text{Sel}} \approx 1$ MHz betrug.

Das Gastarget

Für die Streuexperimente wurde ein dünnwandiges, luftgekühltes Gastarget eingesetzt. Ein Gastarget hat den Vorteil, dass die Targetdicke und damit die Energieauflösung leicht durch die Änderung des Gasdruckes variiert werden kann. Außerdem ermöglicht es eine leichte Bestimmung des Neutronenuntergrundes durch Messung mit gefüllten und leeren Gastarget. Das Gastarget ist in Abbildung 7 dargestellt.

Der gepulste Projektilstrahl tritt in Abbildung 7 von links ein und passiert zunächst eine Beam-Pick-Up-Sonde (BPU). Hier wird in einer in das Strahlrohr eingebauten Spule ein

Spannungspuls induziert, der als Zeitmarke für die Flugzeitelektronik dient. Der Projektilstrahl durchläuft ein Blendensystem (A1 – A3) und trifft dann auf eine $5\ \mu\text{m}$ dicke Eintrittsfolie aus Molybdän (EF), die die eigentliche Gas-Zelle (G) vom Vakuum des Strahlrohrs trennt. Die mit dem Targetgas gefüllte Zelle ist 30 mm lang und wird von einem 0,5 mm dicken Goldplättchen (beam stop, BS) abgeschlossen, in der die Projektile vollständig abgebremst werden. Das Target ist identisch mit dem bei den früheren Streuexperimenten verwendeten, lediglich das Targetgas Deuterium wurde durch ^{15}N ersetzt. Die Isotopenreinheit des ^{15}N beträgt laut Angaben des Herstellers 98 %, die chemische Reinheit 99,75 %. Bei den Streuexperimenten betrug der Abstand von der Mitte des Gastargets zur Mitte der Streuprobe (S) 17,5 cm. Bei diesem Abstand ist die Messung von differentiellen Streuquerschnitten ab einem Winkel von $12,5^\circ$ möglich, da ab diesem Winkel die Neutronenquelle gegenüber Detektor D1 durch den Kollimator abgeschirmt wird. Das Target kann aber auch so verschoben werden, dass es sich auf der Drehachse befindet, wodurch die Messung von Winkelverteilungen für die neutronenerzeugende Reaktion ermöglicht wird.

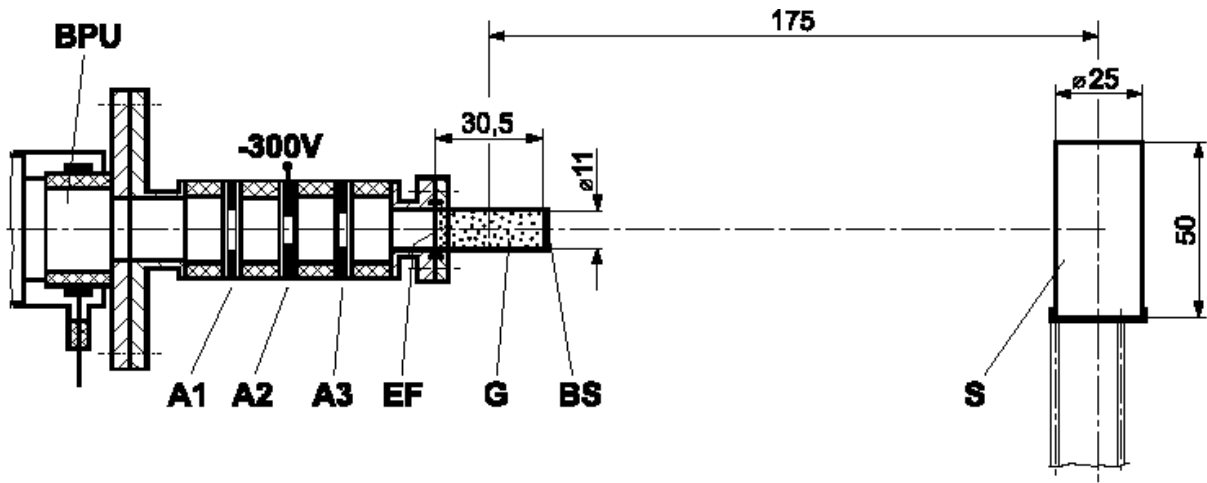


Abbildung 7: Skizze des Gastargets, Maßangaben in mm [27]

3.5 Streuproben

Alle in dieser Arbeit verwendeten Streuproben sind Vollzylinder mit nahezu identischen Abmaßen. Die Zylinderachse steht senkrecht auf der von Strahlachse und Detektoren aufgespannten Ebene. Bei früheren Untersuchungen [32, 33] hat sich ein Durchmesser von 25 mm und eine Höhe von 50 mm als guter Kompromiss zwischen Winkelauflösung, Zählrate der gestreuten Neutronen in den Detektoren und Anteil von Fluenzschwächung und Mehrfachstreuung in der Probe herausgestellt. Die Streuprobe steht auf einem massarmen Streuprobenhalter aus Aluminium. Als Streuproben wurden eine ^{nat}Pb -, eine

^{209}Bi - und eine $^{\text{nat}}\text{Ta}$ -Probe eingesetzt. Die chemische Reinheit beträgt jeweils 99,9%. Da die Bleisotope die Endglieder verschiedener primordialer Zerfallsketten sind, kann die Isotopenzusammensetzung abhängig vom Herkunftsort des Bleis stark variieren. Deshalb wurde die Isotopenzusammensetzung der Blei-Probe in der Arbeitsgruppe „Anorganische Analytik“ der PTB mit einem Massenspektrometer durch Vergleich mit einem Isotopen-Standard SRM-981 des NIST bestimmt [34]. Bismut kommt in der Natur isotopenrein vor. Die PE-Streuprobe ist dieselbe, die bei allen bisherigen Streuexperimenten am PTB-Flugzeitspektrometer [17, 27] verwendet wurde. Die Bleiprobe ist identisch mit der in [18, 35] verwendeten. In Tabelle 2 sind die Daten der Streuproben zusammengefasst.

Probe	Masse m / g	Durchmesser / mm \times Höhe / mm	Teilchenzahldichte $n / 10^{22} \text{cm}^{-3}$	Bemerkungen
PE	22,455(1)	24,56(1) \times 49,74(1)	8,14(1) (H) 4,094(6) (C)	Massenanteil Wasserstoff: (14,30 \pm 0,07) % [27]
Pb	278,26(1)	25,02(1) \times 50,02(1)	0,04353(6) (^{204}Pb) 0,861(1) (^{206}Pb) 0,685(1) (^{207}Pb) 1,698(3) (^{208}Pb)	chem. Reinheit: 99,9 % [18]
Bi	240,16(1)	25,00(1) \times 50,00(1)	2,820(4)	chem. Reinheit: 99,9 %
Ta	405,66(1)	25,30(1) \times 48,50(1)	5,537(8)	chem. Reinheit: 99,9 %

Tabelle 2: Daten der Streuproben. Die Teilchenzahldichte der Bleisotope bezieht sich auf die Isotopenzusammensetzung, die in der Arbeitsgruppe „Anorganische Analytik“ der PTB bestimmt wurde (vergleiche Tabelle 3). Chemische Reinheit der Blei-, Bismut- und Tantal-Streuproben entstammen Herstellerangaben.

Tabelle 3 enthält Angaben zu der Isotopenzusammensetzung der Proben. Der ^{180}Ta -Anteil in der Tantal-Streuprobe ist vernachlässigbar klein, so dass sie als isotopenreine ^{181}Ta -Probe betrachtet werden kann. Ebenso kann der ^2H -Anteil in der PE-Probe vernachlässigt werden.

3.6 Detektoren

3.6.1 Allgemeine Eigenschaften

Bei allen im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Detektoren handelt es sich um NE213-Szintillationsdetektoren. Mit ihnen ist der Nachweis von γ -Strahlung und schnellen Neutronen möglich, die durch verschiedene Wechselwirkungen im Detektor geladene Teilchen

Probe	Isotop	Stoffmengenanteil des Isotops / %
PE	^1H	99,9885(70)
	^2H	0,0115(70)
	^{12}C	98,93(8)
	^{13}C	1,07(8) [36]
Bi	^{209}Bi	100 [36]
Ta	^{181}Ta	99,988(2)
	^{180}Ta	0,012(2) [36]
Pb	^{204}Pb	1,3237(22)
	^{206}Pb	26,203(10)
	^{207}Pb	20,836(6)
	^{208}Pb	51,637(11)

Tabelle 3: *Isotopenzusammensetzung der Streuproben*

erzeugen, die wiederum ihre Energie im Detektor deponieren. Ein Teil dieser Energie dient der Anregung von Lichtemissionen (Szintillationen). Das Szintillationslicht wird auf der Stirnseite der zylindrischen Szintillatorzellen durch ein eingeklebtes Glasfenster ausgekoppelt und mit einem Lichtleiter auf die Kathode eines Photomultipliers geführt.

Bei NE213 handelt es sich um einen organischen Flüssigszintillator, der aus Xylen, Naphthalen, einem Aktivator und einem Wellenlängenschieber besteht [37]. Für die γ -Strahlung sind die vorherrschenden Wechselwirkungen Compton-Streuung und Elektron-Positron-Paarbildung. Letztere spielt jedoch erst für Photonenenergien oberhalb von etwa 3 MeV eine nennenswerte Rolle. Die Lichtausbeute L ist für Elektronenenergien $E_e = 40$ keV bis 1,6 MeV eine lineare Funktion der Elektronenenergie [38, 39] und kann approximiert werden durch

$$L = c(E_e - E_0). \quad (14)$$

Der Nichtlinearität bei niedrigeren Energien wird durch $E_0 = 5$ keV Rechnung getragen, wobei dieser Wert in früheren experimentellen Untersuchungen bestimmt wurde und ein Mittelwert für verschiedene Detektoren ist [40]. Der Skalierungsfaktor c kann beliebig gewählt werden, wobei meist $c = 1$ MeV $^{-1}$ gewählt wird.

Neutronen wechselwirken im Szintillator mit den Atomkernen des Szintillatormaterials, insbesondere durch elastische Streuung an Wasserstoff und Kohlenstoff, aber auch durch Wechselwirkungen im Detektorgehäuse, das aus Aluminium besteht. Bei höheren Neutronenenergien sind eine zunehmende Anzahl von anderen Reaktionen, z.B. inelastische

Streuung an Kohlenstoff ($E_1 = 4,439 \text{ MeV}$) oder $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ ($Q = -5,701 \text{ MeV}$), möglich. Für Ionen ist die Lichtausbeute L eine nichtlineare Funktion der Ionenenergie, die für jeden Detektor individuell bestimmt werden muss [41]. Die Lichtausbeute für ein Ion einer bestimmten Energie ist kleiner als die für ein Elektron derselben Energie. Die Pulshöhenverteilung der Szintillationen für einfallende monoenergetische Photonen bzw. Neutronen wird als Antwort- bzw. Responsefunktion bezeichnet und kann z.B. mit den Monte-Carlo-Simulationen PHRESP für Photonen [21] und NRESP für Neutronen [42] berechnet werden. Die berechneten Pulshöhenspektren müssen mit der pulshöhenabhängigen Auflösung des jeweiligen Detektors gefaltet werden. Die Auflösung ΔL (Halbwertsbreite) der Lichtausbeute L ist gegeben durch

$$\frac{\Delta L}{L} = \sqrt{A^2 + \frac{B^2}{L} + \frac{C^2}{L^2}}, \quad (15)$$

wobei der Parameter A die Ortsabhängigkeit der Lichtübertragung zum Photomultiplier, B den Einfluss der statistischen Schwankungen der erzeugten Photoelektronen und C den Einfluss des elektronischen Rauschens beschreibt [40]. Die identisch gebauten Detektoren D2 bis D5 sind auf eine geringe Abhängigkeit der übertragenen Lichtmenge vom Entstehungsort der Szintillationen optimiert. Das wurde durch eine geeignete Anordnung polierter und diffus reflektierender Zonen des Lichtleiters erreicht [28, 43]. Bei D1 wird hingegen ein kurzer Lichtleiter verwendet, um eine möglichst große Lichtmenge auf die Photokathode zu übertragen. Dafür ist die Lichtausbeute stark ortsabhängig, was sich im großen Wert von A widerspiegelt. In Tabelle 4 sind die wichtigsten Daten der Detektoren aufgelistet.

	Durchmesser / cm	Dicke / cm	A / %	B / %	C / %
D1	10,16	2,54	8,5	8,5	0,5
D2 – D5	25,40	5,08	5,6	15,0	0,5
M	3,81	3,81	1,5	9,0	0,5

Tabelle 4: *Daten der NE213-Szintillationsdetektoren [27]*

NE213-Detektoren sind sehr gut für Flugzeitexperimente geeignet, da sie über eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit, gute Zeitauflösung und die Möglichkeit der Trennung zwischen γ - und Neutronenereignissen verfügen.

3.6.2 n- γ -Diskriminierung

Trägt man die Zeitabhängigkeit der Szintillationen auf, erkennt man, dass die Szintillationen aus mehreren Komponenten mit unterschiedlicher Abklingzeit bestehen. Die schnelle Komponente hat eine Abklingzeit von ca. 3 ns, die langsamen Abklingzeiten von einigen

10 ns bis zu einigen 100 ns. Der Anteil der langsamen Komponenten ist bei durch Ionen verursachten Szintillationen größer als bei den durch Elektronen verursachten [44]. Dieser Effekt ermöglicht eine Unterscheidung von γ - und Neutronenereignissen. Insbesondere ist durch eine geeignete Elektronik eine Unterdrückung des γ -Untergrundes möglich [45]. In Abbildung 8 ist die Zeitabhängigkeit der Szintillationen für γ - und Neutronenstrahlung (links) und die integrierte Lichtintensität (rechts) für NE213 dargestellt [46].

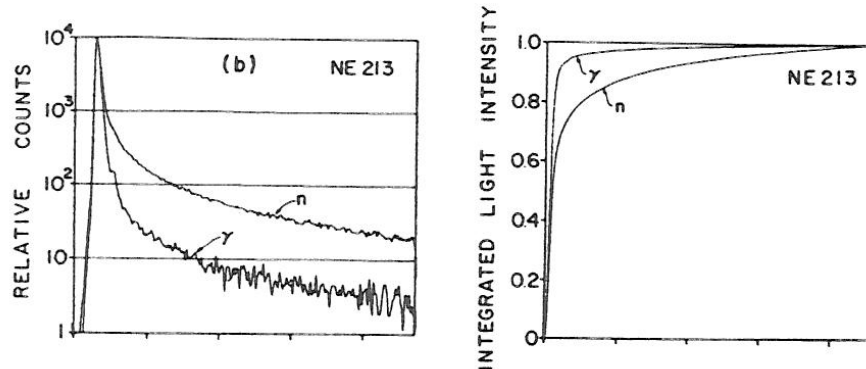


Abbildung 8: Zeitabhängigkeit der Szintillationen für γ - und Neutronenstrahlung (links) und integrierte Lichtintensität (rechts) für den Flüssigszintillator NE213 [46].

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Pulse-Shape-Discriminator (PSD) verwendet, der auf der von Sperr et al. entwickelten Nulldurchgangsmethode basiert und eine exzellente n- γ -Diskriminierung über einen weiten dynamischen Bereich ermöglicht [47]. In Abbildung 9 ist ein Flugzeitspektrum aus einem Streuexperiment gezeigt, das mit dem kleinvolumigen Detektor D1 gemessen wurde. Das schwarze Histogramm enthält Neutronen- und γ -Ereignisse. Der konstante Untergrund entsteht durch radioaktive Zerfälle in den Wänden der Experimentierhalle (^{40}K , ^{232}Th -Zerfallsreihe). Das rote Histogramm zeigt dasselbe Flugzeitspektrum mit Unterdrückung der γ -Ereignisse, so dass neben dem Neutronenpeak aus der elastischen Streuung bei Kanal 460 auch Peaks von inelastisch gestreuten Neutronen bei niedrigeren Kanalnummern sichtbar sind.

3.6.3 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors ist eng mit seiner Antwortfunktion verknüpft. Aufgrund der Energieabhängigkeit der Neutronen-Wirkungsquerschnitte ist die Nachweiswahrscheinlichkeit ebenfalls energieabhängig. Außerdem hängt sie von der Pulshöhenschwelle ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren wurde durch eine Kombination aus Experiment und Simulationsrechnung bestimmt. Für die Rechnung wurde der

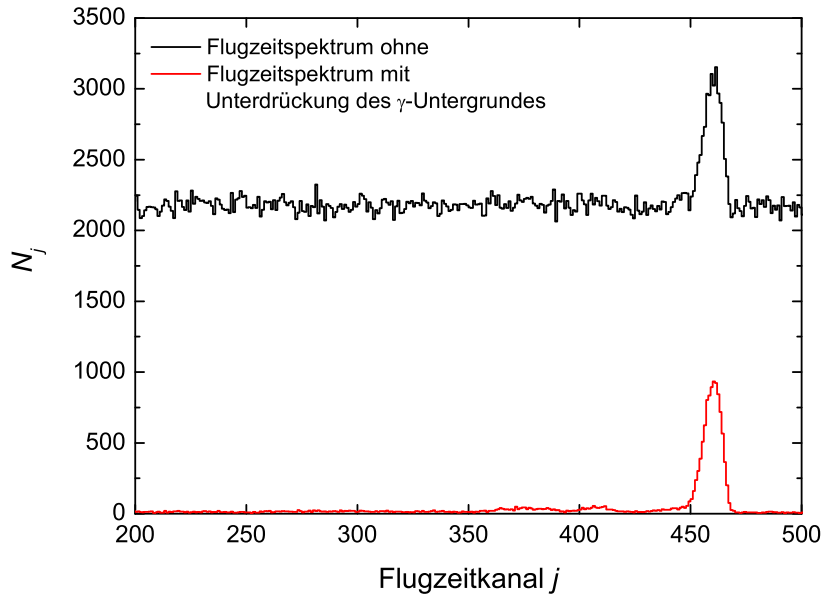


Abbildung 9: *Flugzeitspektrum ohne (schwarz) und mit (rot) n - γ -Diskriminierung.*

Monte-Carlo-Code NEFF [42] verwendet, der eng mit NRESP verknüpft ist. Der Unterschied zu NRESP besteht darin, dass nicht die PH-Verteilung der Lichtausbeute berechnet wird, sondern der Anteil der Ereignisse, bei denen das produzierte Szintillationslicht eine bestimmte Schwelle überschreitet. Experimentell wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors D1 bei ausgewählten Neutronenenergien durch Vergleichsmessungen mit dem Protonen-Rückstoßteleskop (PRT) überprüft, das als Primärnormal dient [27, 48] und erfolgreich bei internationalen Vergleichsmessungen (z.B. [49]) eingesetzt wurde. Die Verifizierung diente der Anpassung der gerechneten Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeit an die experimentellen Ergebnisse, da die Dicke der Szintillatorzelle und der Wasserstoffgehalt des Szintillatormaterials nicht beliebig genau bekannt ist. Aufgrund der niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeit des PRT ($\varepsilon \approx 10^{-5}$) und der damit verbundenen großen Unterschiede in der Zählrate der Detektoren erfolgte die experimentelle Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der großvolumigen Detektoren D2 – D5 durch Vergleichsmessungen mit D1 [16, 27].

Die Vergleichsmessung zwischen PRT und D1 wurde in den letzten Jahrzehnten mehrfach durchgeführt, womit nicht nur die Nachweiswahrscheinlichkeit verifiziert, sondern auch die Langzeitstabilität der Detektoren gezeigt wurde [50]. In Abbildung 10 sind als Beispiel Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren D2 – D5 dargestellt. Die schwarze Kurve für eine Schwelle von 170 keV für Elektronen und die rote Kurve für eine Schwelle von 500 keV für Elektronen zeigen die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von

der gewählten Nachweisschwelle. Die beiden grauen Kurven für Schwellen von 160 keV bzw. 180 keV für Elektronen verdeutlichen die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Unsicherheit der Schwellenbestimmung (vergleiche Kapitel 3.9 und 5.1).

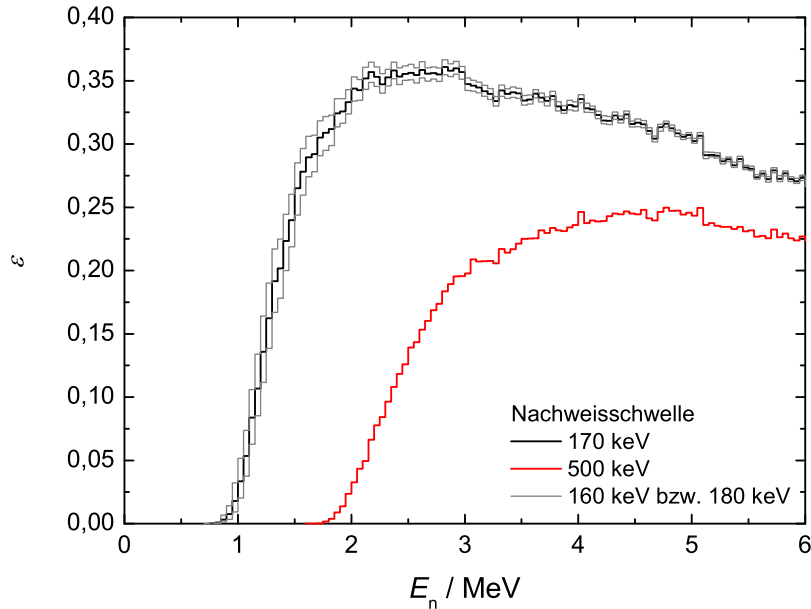


Abbildung 10: Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeit der großvolumigen Detektoren D2 – D5. Bei den Streuexperimenten mit der $D(d,n)$ -Neutronenquelle kam meist eine Nachweisschwelle von 500 keV für Elektronen (rote Kurve), bei den Experimenten dieser Arbeit meist eine Schwelle von etwa 170 keV für Elektronen zum Einsatz. Die grauen Kurven für Schwellen von 160 keV bzw. 180 keV für Elektronen verdeutlichen die Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund einer Unsicherheit der Schwellenbestimmung von ± 10 keV für Elektronen.

3.7 Elektronik und Datenerfassung

3.7.1 Elektronik

Die den Detektoren nachgeschaltete Elektronik entspricht weitestgehend der in [16, 27] beschriebenen. Die Elektronik dient der Registrierung aller Ereignisse im Detektor, die eine bestimmte Schwelle in der Pulshöhe/Lichtausbeute überschreiten. Für diese Ereignisse wird die Pulshöhe (PH), die Pulsform (Pulse Shape, PS) und die Flugzeit (Time of Flight, TOF) gegenüber einer Zeitmarke registriert, wobei Signale aus der 10. Dynode (D) und der Anode (A) ausgekoppelt werden. Das Dynodensignal läuft über einen schnellen Vorverstärker (Preamplifier, PA) zum Hauptverstärker (Delay-Line Amplifier, DLA). Das

bipolare Ausgangssignal des DLA wird an einen Einkanal-Diskriminator (Timing Single-Channel-Analyser, TSCA) geleitet. Übersteigt die Höhe des Signals die eingangs erwähnte Schwelle, wird ein Ausgangssignal erzeugt, das an eine Koinzidenz (Universal Coincidence, COI) weitergeleitet wird. Das unipolare Ausgangssignal des DLA wird verzögert und an den PH-Eingangskanal des Analog-Multiplexers geleitet.

Das Anodensignal wird verzweigt und an einen Pulsform-Diskriminator (PSD) zur Trennung der Neutronen- und γ -Ereignisse sowie an einen Constant-Fraction-Trigger (CFT) weitergeleitet. Das Ausgangssignal des CFT dient zum einen als Startsignal für den Zeitamplitudenkonverter für die Pulsformanalyse (Time-to-Amplitude-Converter, PS TAC) und zum zweiten als Startsignal für den Zeitamplitudenkonverter für den Flugzeitweig (TOF TAC). Der PS TAC wird vom Ausgangssignal des PSD gestoppt, wobei das Ausgangssignal des PS TAC an den PS-Eingangskanal des Multiplexers geleitet wird. Der TOF TAC wird durch einen von der Beam Pick-Up-Sonde (BPU) abgenommenen verzögerten Zeitimpuls gestoppt. Der inverse Betrieb (Start des TAC durch ein Ereignis im Detektor, Stop durch die Zeitmarke) dient der Verringerung der Totzeit des TOF TAC. Das Analog-Ausgangssignal wird an den TOF-Eingangskanal des Multiplexers geleitet.

Die Einkanalausgänge der beiden TACs werden auf eine Koinzidenzstufe gegeben und erzeugen am Ausgang der Stufe genau dann ein Trigger-Signal, wenn gleichzeitig im PH-, PS- und TOF-Zweig Signale vorliegen. Dieses Signal meldet die Analogsignale zur Digitalisierung und Übernahme an den Rechner an.

Um nicht für jeden Detektor jeweils 3 Analog-Digital-Konverter (ADC) einsetzen zu müssen, ist ein Analog-Multiplexer vorgeschaltet. Eine Kontroll-Logik sorgt dafür, dass die Eingänge der Multiplexer-Stufen so gegeneinander verriegelt sind, dass nur Signale mit eindeutiger Zuordnung zu einem bestimmten Detektor auf die ADC gegeben werden [51]. Der Analog-Multiplexer ersetzt den in [52] beschriebenen Router-Mixer.

Da die Verstärkung der Detektoren von der Zählrate [53] und vom Magnetfeld des Zyklotrons [27] beeinflusst werden kann, sind die Detektoren mit Verstärkungsstabilisatoren (STAB) ausgestattet. Die Verstärkung der Photomultiplier-Röhre wird durch Variation der Hochspannung auf die Lichtamplitude einer LED stabilisiert. Deren Lichtamplitude wird in einem zweiten Regelkreis mittels einer auf Temperaturschwankungen unempfindlichen PIN-Diode stabilisiert. Ein Gate-Ausgangssignal wird auf die Koinzidenzstufe COI auf Anti-Koinzidenz geschaltet, wodurch die Registrierung von LED-Ereignissen im Datenerfassungssystem fast komplett unterdrückt wird. Abbildung 11 zeigt eine schematische Darstellung der Detektorelektronik. Die Elektronik ist für alle Detektoren identisch, aber unabhängig.

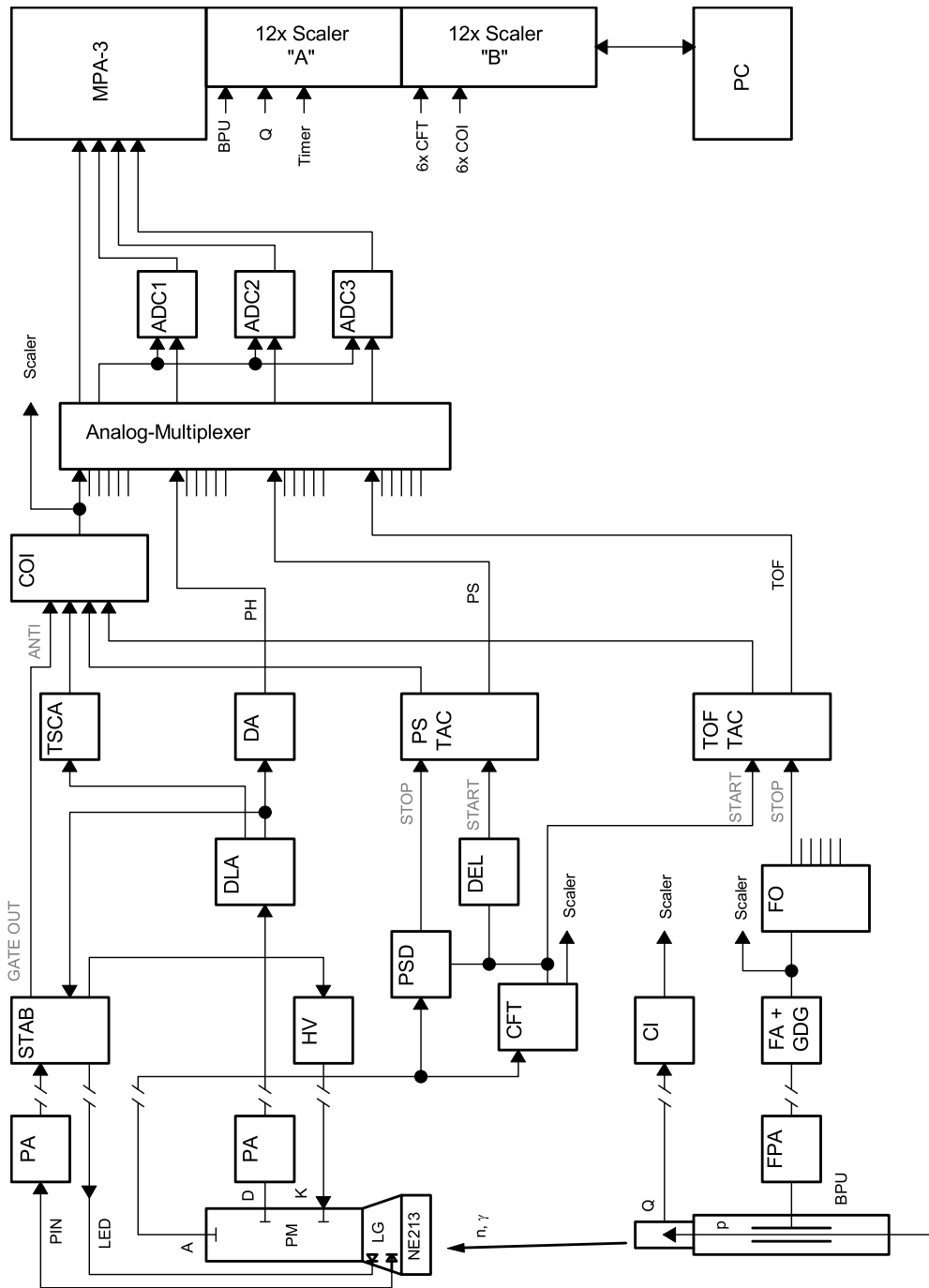


Abbildung 11: Schematische Darstellung der Detektorelektronik, nach [16, 27]

3.7.2 Datenerfassungssystem

Als Datenerfassungssystem dient das MPA-3 Multi-Parameter Data Acquisition System der Firma FAST Comtec GmbH, das mit einem handelsüblichen PC verbunden ist. Das MPA-3 ersetzt das in [52] beschriebene System aus CAMAC/DMA-Schnittstellen und einem PDP11-Rechner. Es zeichnet sich durch eine niedrigere Totzeit ($12\ \mu\text{s}$ anstelle von $69\ \mu\text{s}$ [54]) aus. Die maximale Ereignisrate, die mit dem alten Datenerfassungssystem verarbeitet werden konnte, betrug etwa $700\ \text{s}^{-1}$ [52]. Das MPA-3 erlaubt deutlich höhere Zählraten, die nur durch die Totzeit begrenzt sind. Das ist insbesondere bei den Experimenten in dieser Arbeit von großer Bedeutung, da die Detektoren aufgrund der niedrigeren Neutronenenergien mit sehr niedrigen Nachweisschwellen betrieben werden und bereits durch den γ -Untergrund aus den Wänden der Experimentierhalle eine Koinzidenz-Zählrate von $700\ \text{s}^{-1} - 800\ \text{s}^{-1}$ erreicht wird. Das MPA-3 ermöglicht eine Vereinfachung der Messelektronik, da der Betrieb des in [27] beschriebenen Untersetzers zur Verringerung der γ -Zählrate nicht mehr notwendig ist.

Mit dem neuen Datenerfassungssystem ist es außerdem möglich, Listmode-Daten aufzunehmen, d.h. neben Spektren wird jedes Ereignis mit den Parametern Zeit, Detektornummer, PH, PS und TOF gespeichert. Das erlaubt das Wiedereinlesen der gemessenen Daten, wodurch z.B. nachträglich eine Verbesserung der n- γ -Diskriminierung oder die Verwendung einer anderen (höheren) Nachweisschwelle möglich ist.

3.8 Einstellung der Messelektronik

Lichtausbeute/Pulshöhenzweig PH:

Da die Ausbeute an Szintillationslicht für γ -Strahlung eine lineare Funktion der Photonenenergie ist, erfolgte die Kalibrierung des Pulshöhenzweiges mit mehreren γ -Quellen durch Messung der Compton-Spektren. Verwendet wurden die γ -Quellen ^{137}Cs ($E_\gamma = 0,662\ \text{MeV}$), ^{22}Na ($E_\gamma = 0,511\ \text{MeV}, 1,275\ \text{MeV}$) und ^{207}Bi ($E_\gamma = 0,570\ \text{MeV}, 1,064\ \text{MeV}, 1,774\ \text{MeV}$). Da die Lage der Compton-Kante durch Mehrfachstreuung und Auflösungseffekte nicht direkt abgelesen werden kann, erfolgte die Auswertung durch Fits mit gerechneten Pulshöhenspektren, die durch Dehnung/Kompression und Verschiebung an die gemessenen PH-Spektren angepasst wurden [40]. Die Berechnung der PH-Spektren für γ -Strahlung der entsprechenden Energien erfolgte mit dem Monte-Carlo-Code PHRESP [21]. Die Verstärkung der Detektoren wurde auf ca. $10\ \text{keV/Kanal}$ eingestellt. Mit einem 1024 Kanal-PH-Spektrum kann somit der Energiebereich für Photonen bis hin zu $10\ \text{MeV}$ Energie abgedeckt werden. Für Protonen entspricht das einer maximalen Energie von ca. $15\ \text{MeV}$. Beim maximalen Energieübertrag (Zentralstoß) ist die Protonenenergie gleich der

Neutronenenergie. Da die Detektoren, insbesondere D1, auch weiterhin für Messungen mit Neutronen bis 14 MeV Energie verwendet wurden, wurde die Verstärkung analog zu [27] eingestellt.

Bei den bisherigen Experimenten wurde die Nachweisschwelle im PH-Zweig auf 500 keV für Elektronen, entsprechend ca. 1,8 MeV für Protonen, gesetzt, da bis zu dieser Schwelle eine exzellente n- γ -Diskriminierung möglich ist. Um den Nachweis von Neutronen mit möglichst niedriger Energie zu ermöglichen, wurde die Schwelle auf einen möglichst kleinen Wert knapp oberhalb des elektronischen Rauschens eingestellt. Zu beachten ist jedoch hierbei, dass die Schwelle des CFT für den PS- und TOF-Zweig etwas niedriger eingestellt werden muss, da hier nur die schnelle Komponente des Szintillationslichts abgefragt wird, die bei γ -Strahlung einen größeren Anteil ausmacht als bei Neutronen. Die kleinstmögliche Schwelle in PH-Zweig ist für die baugleichen großvolumigen Detektoren geringfügig unterschiedlich und entspricht einer Elektronenenergie von ca. 170 keV bzw. einer Protonenenergie von ca. 0,9 MeV (vergleiche Abbildung 10). Der kleinere Detektor D1 kann mit einer noch niedrigeren Schwelle betrieben werden (50 keV für Elektronen, das entspricht 0,45 MeV für Protonen). Ebenso wie die großvolumigen Detektoren wurde D1 in allen Experimenten mit einer Schwelle von etwa 0,9 MeV für Protonen betrieben. Eine niedrigere Schwelle hätte nach den Überlegungen in Kapitel 3.3 und 3.4 wegen der längeren Flugzeiten eine Verringerung der Selektorfrequenz erfordert. Das hätte eine Verringerung der Zählrate in allen Detektoren zur Folge gehabt.

PH-PS-Matrix:

In den zweidimensionalen Spektren Pulshöhe gegen Pulsform kann eine polygonförmige zweidimensionale Bedingung (Tabellenschnitt) gesetzt werden, um Neutronen- von γ -Ereignissen zu trennen. Die Festlegung der Bedingung kann durch eine Messung mit einer Neutronenquelle, z.B. einer ^{241}Am -Be-Quelle durchgeführt werden. Da bei den Streuexperimenten Listmode-Daten aufgezeichnet wurden, kann der Tabellenschnitt nachträglich verändert werden, um die n- γ -Diskriminierung zu optimieren. Abbildung 12 zeigt ein Beispiel einer zweidimensionalen Matrix, bei der die Pulsform PS gegen die Pulshöhe PH für Detektor D1 aufgetragen ist.

An Abbildungen 9 und 12 ist die exzellente n- γ -Diskriminierung erkennbar, die mit den NE213-Detektoren erreichbar ist. Bei den großvolumigen Detektoren D2 – D5 überlappen jedoch der Neutronen- und γ -Zweig in der PS-PH-Matrix bei niedrigen Pulshöhen. Bei diesen Detektoren wurde der Tabellenschnitt so gewählt, dass ein möglichst großer Teil der γ -Ereignisse, aber praktisch keine Neutronenereignisse unterdrückt werden. Durch Varia-

tion von Tabellenschnitten und Vergleichsmessungen mit D1 wurde festgestellt, dass der Anteil der unterdrückten Neutronen in allen Fällen $\ll 1\%$ ist.

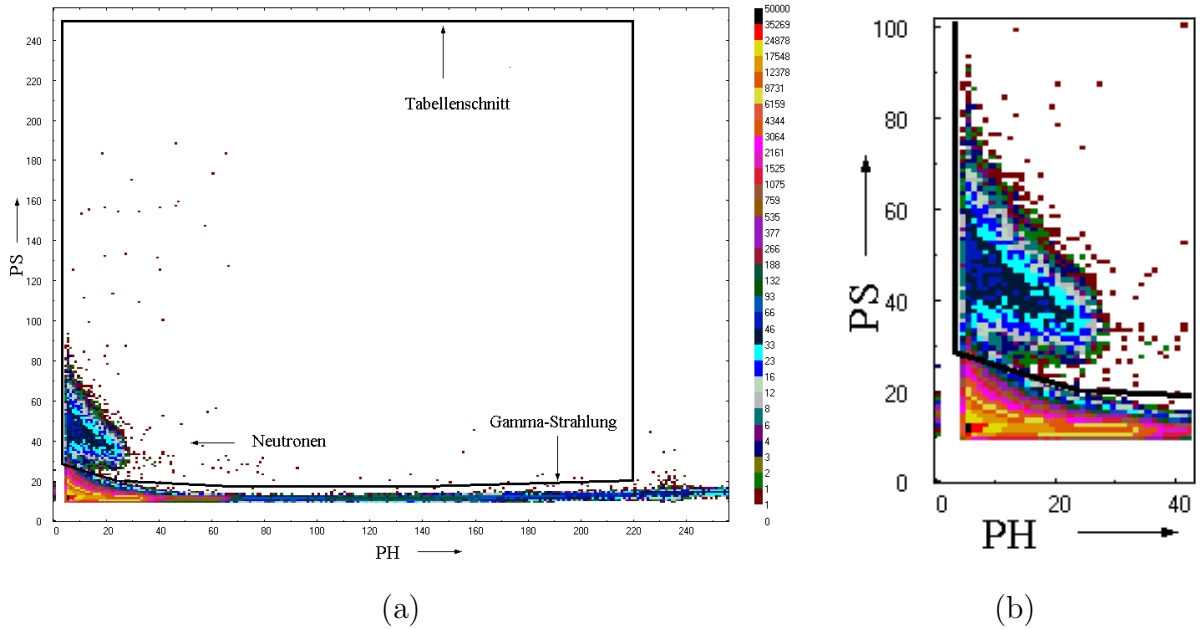


Abbildung 12: Pulsform PS gegen Pulshöhe PH Matrix für Detektor $D1$ mit Darstellung des Tabellenschnittes zur n - γ -Diskriminierung (a). Die Daten stammen aus einem Streuexperiment mit der PE-Streuprobe mit einer Neutronenenergie von $2,94\text{ MeV}$, wobei $D1$ unter einem Winkel von $12,5^\circ$ stand. In (b) ist der Bereich der kleinen Pulshöhen vergrößert dargestellt. Der Tabellenschnitt ist so gelegt, dass fast alle γ -, aber praktisch keine Neutronenereignisse unterdrückt werden.

TOF-Zweig:

Der Messbereich der TOF TACs wurde auf 1 ns/Kanal eingestellt, so dass mit einem 1024 Kanal-TOF-Spektrum die maximalen Flugzeiten von ca. 1000 ns abgedeckt werden. Die Kalibrierung erfolgte mit einem Zeitkalibrator (Time Calibrator, TC), dessen interne Frequenz mit dem PTB-Frequenznormal überprüft wurde. Die Messung der Nichtlinearität der TACs erfolgte wie in [16] beschrieben.

3.9 ^{252}Cf -Spaltneutronenquelle

Die PTB verfügt über eine ^{252}Cf -Spaltneutronenquelle, die in eine massearme, kleine Ionisationskammer eingebaut ist. ^{252}Cf zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2,645\text{ a}$ durch α -Zerfall (Verzweigungsverhältnis 97%) oder spontane Spaltung (Verzweigungsverhältnis

3%). Bei jeder spontanen Spaltung werden im Mittel $\bar{\nu} = 3,76$ prompte Neutronen emittiert. Für den Energiebereich $E_n = 0 \text{ MeV} - 20 \text{ MeV}$ existiert eine Evaluation für das Energiespektrum der Spaltneutronen, die auf mehreren präzisen Flugzeitmessungen beruht [11, 55]. Die Unsicherheit des Spektrums im hier interessanten Energiebereich ist kleiner als 2%.

Stellt man die Diskriminatorschwelle des schnellen CFT der Ionisationskammer so hoch ein, dass keine α -Ereignisse registriert werden, sondern nur Spaltfragmente, kann die ^{252}Cf -Neutronenquelle für Flugzeitexperimente eingesetzt werden. Vor und nach jeder Zyklotron-Strahlzeit wird eine Flugzeitmessung mit der ^{252}Cf -Neutronenquelle durchgeführt, um die Einstellung und die Stabilität der Nachweisschwelle für Neutronen zu überprüfen. Die Neutronenquelle wird dazu an die Position der Streuprobe gestellt. Das Ausgangssignal des CFT der Ionisationskammer ersetzt dabei das BPU-Signal des Zyklotrons. Ein Beispiel für ein gemessenes Flugzeitspektrum zeigt Abbildung 13 (schwarzes Histogramm).

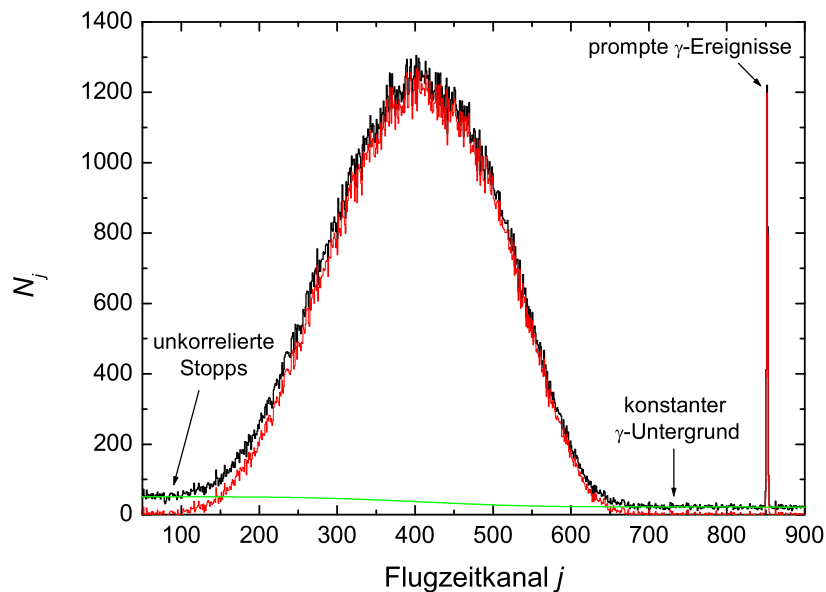


Abbildung 13: *Flugzeitspektrum einer ^{252}Cf -Neutronenquelle; die schwarze Kurve zeigt die Messung, die rote das Spektrum nach der Korrektur für zeitlich unkorrelierte Ereignisse und konstanten Untergrund (grün).*

Das Spektrum muss noch für unkorrelierte Stopp-Ereignisse und den zeitlich konstanten γ -Untergrund korrigiert werden [56, 57]. Die korrigierten Flugzeitspektren (rotes Histogramm in Abbildung 13) werden in Energiespektren transformiert und mit dem evaluierten ^{252}Cf -Spektrum verglichen, das mit gerechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten multipliziert wird. Durch einen Fit wird bestimmt, für welche Schwelle die beste Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment erzielt wird. Abbildung 14 zeigt einen Vergleich eines experi-

mentellen (schwarzes Histogramm) mit einem gerechneten Spektrum (rotes Histogramm) sowie zusätzliche ^{252}Cf -Spektren, die mit Nachweiswahrscheinlichkeiten für eine um 10 keV erhöhte bzw. 10 keV verringerten Schwelle multipliziert wurden (graue Histogramme). Aus dem Vergleich der Spektren kann geschlossen werden, dass die Nachweisschwelle auf 10 keV für Elektronen genau bestimmt werden kann. Die Nachweisschwelle, die mit der ^{252}Cf -Quelle bestimmt wurde, stimmt im Allgemeinen auf ± 10 keV mit der Schwelle, die bei der Kalibrierung des Pulshöhenzweigs mit den γ -Quellen eingestellt wurde, überein.

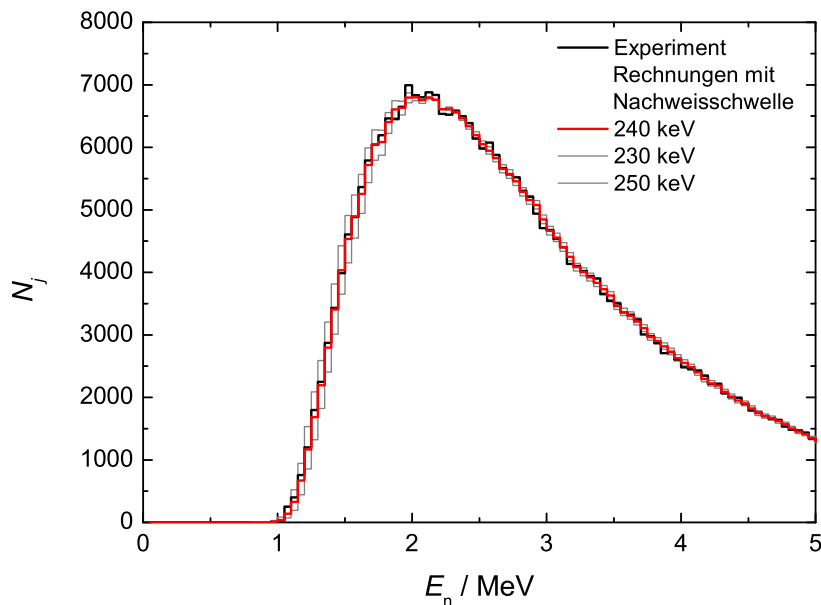


Abbildung 14: ^{252}Cf -Spektrum nach der Transformation in ein Energiespektrum (schwarz). Das rote Histogramm zeigt das evaluierte ^{252}Cf -Spektrum, das mit der gerechneten Nachweiswahrscheinlichkeit multipliziert und an das experimentell bestimmte Spektrum gefittet wurde. Die grauen Histogramme zeigen gerechnete Spektren für um 10 keV erhöhte bzw. verringerte Nachweisschwellen.

3.10 Fluenzmessung, Energiebestimmung

Aufgrund des kompakten Aufbaus der Strahlführung des Zyklotrons existiert kein Analysiermagnet zur Bestimmung der Projektilenergie. Eine hinreichend genaue Bestimmung aus den Zyklotron-Betriebsparametern (Zyklotronfrequenz, Stärke des Magnetfeldes, Beschleunigerspannung, Position des Deflektors zur Extraktion der Projektile usw.) ist ebenfalls nicht möglich.

Deshalb wird am Anfang und am Ende jeder Zyklotron-Strahlzeit die Neutronenenergie

durch eine Flugzeitmessung mit Detektor D1 bestimmt. Dazu wird das Zyklotron so gedreht, dass D1 direkt auf die Strahlachse ausgerichtet ist ($\vartheta_{\text{Cycl}} = 0^\circ$), so dass das Gastarget nicht durch den Kollimator abgeschirmt wird. Außerdem wird der Streuprobenhalter entfernt. Aus der Flugzeit der Neutronen kann mit (12) die Neutronenenergie und damit die Energie der Protonen in der Mitte des Gastargets bestimmt werden. Mit dem Druck im Gastarget und den bekannten linearen Bremsvermögen $s(E)$ für Protonen in Stickstoff und Molybdän kann die fiktive Energie der Protonen vor der Eintrittsfolie des Gastargets berechnet werden.

Neben der Einschussenergie ermöglicht die Fluenzmessung bei bekannter Nachweiswahrscheinlichkeit auch die Bestimmung der Neutronenfluenz am Ort des Detektors. Auch wenn die Streuexperimente Relativmessungen sind, ist die Bestimmung der Neutronenfluenz wichtig, da der Wirkungsquerschnitt der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion eine starke Resonanzstruktur besitzt. Die Fluenzmessung erlaubt somit auch die Aussage, ob eine Projektilenergie gewählt wurde, die zu einer hohen Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung $\frac{dY}{d\Omega}(\vartheta = 0^\circ)$ führt. Die mehrfache Messung am Anfang und am Ende der Zyklotron-Strahlzeit ermöglicht die Überprüfung der Stabilität der Strahlparameter und der Einschussenergie.

Bei den Fluenzmessungen war zusätzlich der Monitor-detektor in Betrieb, der unter demselben Winkel zum Gastarget stand wie bei den Streumessungen. Der Monitorwinkel wurde so gewählt, dass sich der differentielle Wirkungsquerschnitt an diesem Punkt kaum ändert, d.h. dass $\frac{d\sigma}{d\vartheta}$ sehr klein ist. Damit ist die Monitorzählrate kaum empfindlich gegenüber Änderungen der Strahl-lage.

4 Die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als Quelle monoenergetischer Neutronen

4.1 Motivation

Bei den bisher am PTB-Flugzeitspektrometer durchgeführten Streuexperimenten wurde überwiegend die $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion eingesetzt. Mit dieser Reaktion ($Q = +3,27 \text{ MeV}$) können monoenergetische Neutronen in Vorwärtsrichtung im Energiebereich von $E_{\text{n}}(\vartheta = 0^\circ) = 2,45 \text{ MeV} - 7,71 \text{ MeV}$ erzeugt werden. Bei höheren Energien erfolgt zusätzlich eine Neutronenproduktion durch die Deuteron-Aufbruchreaktionen $\text{D}(\text{d},\text{pn})\text{D}$ und $\text{D}(\text{d},\text{pn})\text{pn}$, weshalb das Neutronenspektrum nicht mehr monoenergetisch ist. Der Anteil der Aufbruchneutronen steigt mit steigender Projektilenergie, wodurch der Einsatz in Streuexperimenten erschwert wird.

Aufgrund des am Zyklotron zur Verfügung stehenden Energiebereichs von 3 MeV bis 13 MeV für Deuteronen können mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion Neutronen im Energiebereich von $E_{\text{n}}(0^\circ) \approx 6 \text{ MeV} - 16 \text{ MeV}$ erzeugt werden. Die Messung von Neutronen-Wirkungsquerschnitten im Energiebereich von 2 MeV bis 4 MeV erfordert somit die Verwendung einer anderen Reaktion für die Erzeugung monoenergetischer Neutronen.

Eine Auflistung von Kernreaktionen, die für die Erzeugung von Neutronen eingesetzt werden können, findet sich im Code `DROSG-2000`³ [58]. Unter den aufgeführten (p,n) - und (d,n) -Reaktionen erscheint die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als vielversprechender Kandidat für die Erzeugung monoenergetischer Neutronen im Energiebereich unterhalb 6 MeV . Die in [58] enthaltenen (α,n) -Reaktionen werden hier nicht weiter betrachtet, da die am Zyklotron erreichbare Projektilstromstärke für α -Teilchen deutlich unter der von Protonen und Deuteronen liegt. Das führt zu einer niedrigen Neutronenausbeute pro Zeiteinheit bei vergleichbarer Neutronenausbeute pro Ladung.

4.2 Eigenschaften der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion

4.2.1 Allgemeine Eigenschaften, Kinematik

Verwendung des Gastargets:

Bei den Streuexperimenten mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion wurde ein Gastarget eingesetzt. Beim

³Mit dem Code `DROSG-2000` können kinematische Größen sowie Neutronenausbeuten für eine große Zahl an neutronenerzeugenden Reaktionen berechnet werden. Die berechnete Neutronenausbeute ist jedoch von den im Code enthaltenen Wirkungsquerschnitts-Daten abhängig, deren Qualität für die verschiedenen Reaktionen sehr unterschiedlich ist.

Einsatz von ^{15}N als N_2 -Gas zur Neutronenerzeugung können weiterhin die Vorteile eines Gastargets (vergleiche Kapitel 3.4) genutzt werden. N_2 -Gas mit einem ^{15}N -Isotopenanteil von über 98 % ist kommerziell erhältlich.

Nichtverfügbarkeit eines Tritium-Targets:

Ein weiterer wichtiger Vorteil von ^{15}N ist, dass es ein stabiles Isotop ist. Die produzierte ^{15}O -Aktivität stellt aufgrund der geringen Halbwertszeit $T_{1/2} = 122\text{ s}$ kein Problem dar. Im Gegensatz hierzu ist der Einsatz der $\text{T}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion, die meist für die Produktion monoenergetischer Neutronen im niedrigen MeV-Bereich genutzt wird, am Zyklotron für Streumessungen aus Strahlenschutzgründen nicht möglich.

Energiebereich:

Der Q-Wert der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion beträgt $Q = -3,54\text{ MeV}$, die Schwellenenergie $E_{\text{thr}} = 3,77\text{ MeV}$. Mit den am Zyklotron verfügbaren Protonenenergien $E_{\text{p}} = 2\text{ MeV} - 19\text{ MeV}$ ist die Erzeugung von Neutronen im Energiebereich von $E_{\text{n}} \approx 0,01\text{ MeV} - 15,5\text{ MeV}$ möglich. Monoenergetische Neutronen können für $E_{\text{p}} \leq 9,31\text{ MeV}$ ($E_{\text{n}}(0^\circ) \leq 5,74\text{ MeV}$) erzeugt werden. Bei höheren Energien erfolgt eine zusätzliche Neutronenproduktion über angeregte Zustände von ^{15}O , dessen niedrigster eine Anregungsenergie von $5,18\text{ MeV}$ hat. Verwendet man, wie im Rahmen dieser Arbeit, Detektoren, mit denen Neutronen erst oberhalb einer bestimmten Energie nachgewiesen werden können, ist der Einsatz als praktisch monoenergetische Neutronenquelle auch bei höheren Energien möglich. Damit besteht praktisch keine Lücke zu dem Energiebereich, in dem die $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion am PTB-Flugzeitspektrometer zur Neutronenerzeugung eingesetzt werden kann.

Energie-Winkel-Relation:

Aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung wird die Streuprobe mit Neutronen bestrahlt, die unter einem Winkel von 0° bis etwa 8° zur Strahlachse emittiert werden. Da die Energie der emittierten Neutronen winkelabhängig ist, resultiert daraus eine Energieverbreiterung, die mit der Q-Wert-Gleichung (2) abgeschätzt werden kann. Tabelle 5 zeigt die Ergebnisse für die $\text{D}(\text{d},\text{n})$ - und $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion für ausgewählte Energien. Für die $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion ist die Energie der unter einem Winkel von 8° im Laborsystem emittierten Neutronen für $E_{\text{n}}(0^\circ) = 6\text{ MeV}$ um 0,6 % und für $E_{\text{n}}(0^\circ) = 14\text{ MeV}$ um 0,9 % niedriger als die der unter 0° emittierten. Die Energiedifferenz der Neutronen, die unter 0° und unter 8° emittiert werden, beträgt 40 keV bis 125 keV. Für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion sind die Energien der unter 8° emittierten Neutronen 0,3 % bis 0,2 % niedriger als die der unter 0° emittierten. Die Energiedifferenz der unter 0° und unter 8° emittierten Neutronen beträgt 5 keV bis 7 keV.

4 DIE $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -REAKTION ALS QUELLE MONOENERGETISCHER NEUTRONEN

Die Energieverbreiterung aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Probe spielt daher bei der Nutzung der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion in Streuexperimenten eine vergleichsweise kleine Rolle.

Projektilenergie E_p / MeV	D(d,n) ^3He			$^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$		
	2,736	6,823	11,029	5,598	6,584	7,575
ϑ_{LS}	$E_n(\vartheta_{\text{LS}})$ / MeV					
0°	6,000	10,000	14,000	2,000	3,000	4,000
4°	5,991	9,980	13,969	1,999	2,998	3,998
8°	5,963	9,919	13,875	1,995	2,994	3,993
$E_n(0^\circ)/E_n(8^\circ)$	1,006	1,008	1,009	1,003	1,002	1,002
$E_n(0^\circ) - E_n(8^\circ)$ / MeV	0,037	0,081	0,125	0,005	0,006	0,007
Maximum $ dE_n/d\vartheta_{\text{LS}} $ / (MeV/°)	0,043	0,087	0,131	0,007	0,009	0,011
für ϑ_{LS}	62°	56°	55°	77°	78°	79°
$\frac{d\sigma/d\Omega_{\text{LS}}}{d\sigma/d\Omega_{\text{CM}}}$ (0°)	1,730	2,005	2,138	1,250	1,217	1,200

Tabelle 5: Wichtige kinematische Parameter für die D(d,n)- und die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion zum Vergleich. Die Daten sind für ausgewählte 0° -Neutronenenergien gerechnet. Eine Streuprobe mit Radius 1,25 cm und halber Höhe 2,5 cm und einem Abstand von 17,5 cm zwischen Neutronenquelle und Zentrum der Streuprobe wird in horizontaler Richtung von unter 0° bis 4° und in vertikaler Richtung von unter 0° bis 8° emittierten Neutronen getroffen. Bei den angegebenen Projektilenergien ist der Energieverlust in der Eingangsfolie (energieabhängig) und in der Gaszelle (energie- und druckabhängig) nicht berücksichtigt. Erläuterung der anderen Größen im Text.

Bei den Streuexperimenten mit der D(d,n)-Reaktion als Neutronenquelle befand sich der Monitordetektor meist unter einem Winkel von 60° zur Strahlachse. Unter diesem Winkel ist $|dE_n/d\vartheta_{\text{LS}}|$ besonders groß, so dass der Monitor besonders empfindlich ist gegenüber Abweichungen der Strahlachse von der geometrischen Achse und/oder einem divergierenden Strahl. Außerdem hat der differentielle Wirkungsquerschnitt der D(d,n)-Reaktion bei diesem Winkel in einem weiten Energiebereich ein Nebenmaximum, d.h. $d\sigma/d\vartheta_{\text{LS}}$ ist nahezu konstant. Damit ist die Neutronenausbeute im Monitor kaum abhängig vom mittleren Winkel zur Strahlachse [16]. In Tabelle 5 sind für die D(d,n)- und die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion die Winkel angegeben, bei denen $|dE_n/d\vartheta_{\text{LS}}|$ maximal wird. Für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion beträgt der Winkel etwa 80° und ist kaum energieabhängig. Die Winkelabhängigkeit der Neutronenenergie ist deutlich kleiner als bei der D(d,n)-Reaktion und beträgt lediglich

-7 keV/° bis -11 keV/°. Damit ist der Monitordetektor auch an diesem Winkel kaum empfindlich gegenüber Abweichungen der Strahlage. Das Maximum von $|dE_n/d\vartheta_{\text{LS}}|$ ist somit kein geeignetes Kriterium für die Wahl des Detektorwinkels. Bei den Streuexperimenten mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion wurde stattdessen ein Winkel für den Monitordetektor gewählt, bei der sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\vartheta_{\text{LS}}$ kaum ändert.

Raumwinkeltransformation:

Bei der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion haben Projektil und Target die gleiche Masse. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist im Schwerpunktsystem symmetrisch um $\vartheta_{\text{CM}} = 90^\circ$. Die Transformation in das Laborsystem nach Gleichung (5) bewirkt, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem stark vorwärtsbetont ist. In Tabelle 5 sind Zahlenbeispiele für das Verhältnis des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Labor- und Schwerpunktsystem in Vorwärtsrichtung $\frac{d\sigma/d\Omega_{\text{LS}}}{d\sigma/d\Omega_{\text{CM}}}(0^\circ)$ angegeben. Das Verhältnis beträgt für Neutronen aus der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion mit 6 MeV Energie 1,73 und steigt mit steigender Neutronenenergie. Im Falle der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion hat der Targetkern die 15-fache Masse des Projektils. Dadurch bewirkt die Transformation in das Laborsystem lediglich eine geringe Vergrößerung des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung. Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte im Laborsystem und Schwerpunktsystem für 0° beträgt 1,25 für Neutronen mit einer Energie von 2 MeV und sinkt langsam mit steigender Neutronenenergie.

4.2.2 Lineares Bremsvermögen

Die Projektile geben durch Wechselwirkungen mit dem Targetgas Energie ab, wobei in dem hier betrachteten Energiebereich die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der dominierende Prozess ist (electron stopping power). Das lineare Bremsvermögen kann mit der Bethe-Bloch-Gleichung berechnet werden [59]. Für die Berechnung wurde der Code SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) verwendet, wobei die freien Parameter der Bethe-Bloch-Gleichung an experimentelle Daten angepasst sind. Die Unsicherheiten sind mit 2,8 % für Deuteronen in Deuterium und mit 2,9 % für Protonen in Stickstoff angegeben. Abbildung 15 zeigt das lineare Bremsvermögen für Deuteronen in Deuterium und Protonen in ^{15}N im hier interessierenden Energiebereich. Das lineare Bremsvermögen ist für Protonen in $^{15}\text{N}_2$ etwa drei mal so groß wie für Deuteronen in D_2 . Ein hohes lineares Bremsvermögen führt zu einer Verringerung der Neutronenausbeute, da es in den Gleichungen (6) und (7) für die Berechnung der Neutronenausbeute im Nenner steht.

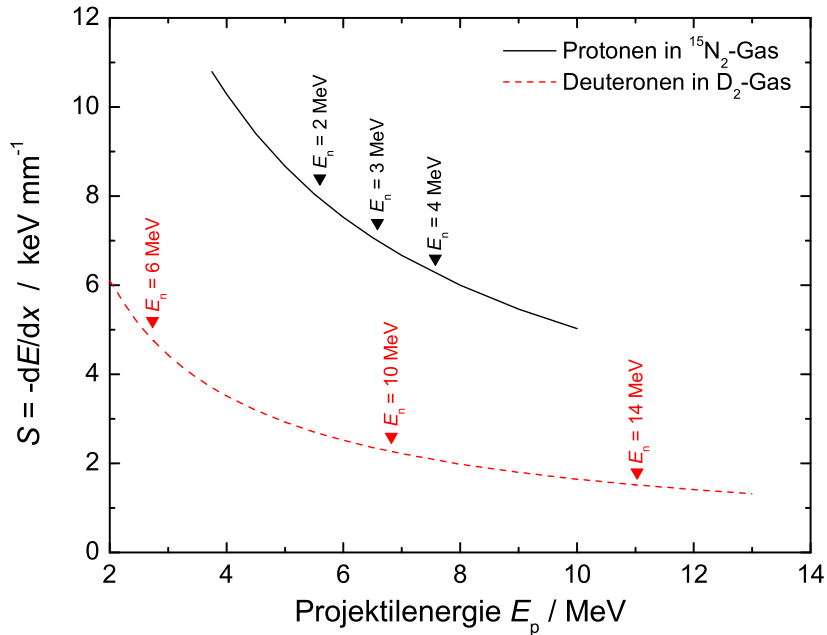


Abbildung 15: Lineares Bremsvermögen von Protonen in $^{15}\text{N}_2$ (schwarze Kurve) und Deuteronen in D_2 (rote gestrichelte Kurve). Beide Kurven sind für einen Gasdruck von 1000 hPa gerechnet. Zum besseren Vergleich sind bei beiden Kurven 0° -Neutronenenergien angegeben.

Bei den Streuexperimenten mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Neutronenquelle wurde meist ein Gasdruck $p = 2000$ hPa verwendet [16, 27]. Das entspricht einem Energieverlust von 120 keV für $E_n(0^\circ) = 6$ MeV bis 40 keV für $E_n(0^\circ) = 14$ MeV im Gastarget. Neben dem Energieverlust im Gastarget beeinflussen weitere Energiebeiträge (Energiebreite der Projektile, uneinheitlicher Energieverlust der Projektile in der Eingangsfolie des Gastargets), die in Kapitel 3.3 erläuterten zeitlichen Beiträge sowie die in Kapitel 4.2.1 beschriebene Energieverbreiterung durch die räumliche Ausdehnung der Streuprobe die Energiebreite [30]. Die Energiebreite beträgt etwa 110 keV bis 140 keV [18, 27]. Bei niedrigen Energien dominiert der Energieverlust im Gastarget die Energiebreite, bei hohen die Energieverbreiterung durch die räumliche Ausdehnung der Streuprobe und, aufgrund der kurzen Flugzeiten, die zeitliche Komponente.

Bei den Streuexperimenten mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Neutronenquelle soll versucht werden, die inelastisch gestreuten Neutronen vom ersten Niveau von ^{206}Pb ($E_x = 803$ keV) und vom zweiten Niveau von ^{207}Pb ($E_x = 898$ keV) zu trennen, weshalb die Energiebreite $\Delta E \approx 90$ keV betragen sollte. Das erfordert eine Verringerung des Gasdrucks auf 400 hPa, bei höheren Energien ist ggf. auch 500 hPa möglich. Abbildung 16 zeigt Flugzeitspektren für eine Blei-Streuprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung, die mit dem Monte-Carlo-Code

STREUER [24] für verschiedene Gasdrücke gerechnet wurden. Das schwarze Histogramm zeigt ein Spektrum, das für einen Gasdruck von 1000 hPa gerechnet wurde, das rote eines für 400 hPa. Beide Spektren sind auf dieselbe Targetladung normiert. Man erkennt, dass die Flugzeitpeaks bei höheren Gasdruck deutlich größer sind, allerdings sind die Flugzeitpeaks für das erste Niveau von ^{206}Pb und das zweite von ^{207}Pb nicht getrennt. Ein verringerter Gasdruck erlaubt die Trennung der beiden Niveaus. Das geht jedoch zu Lasten der Neutronenausbeute.

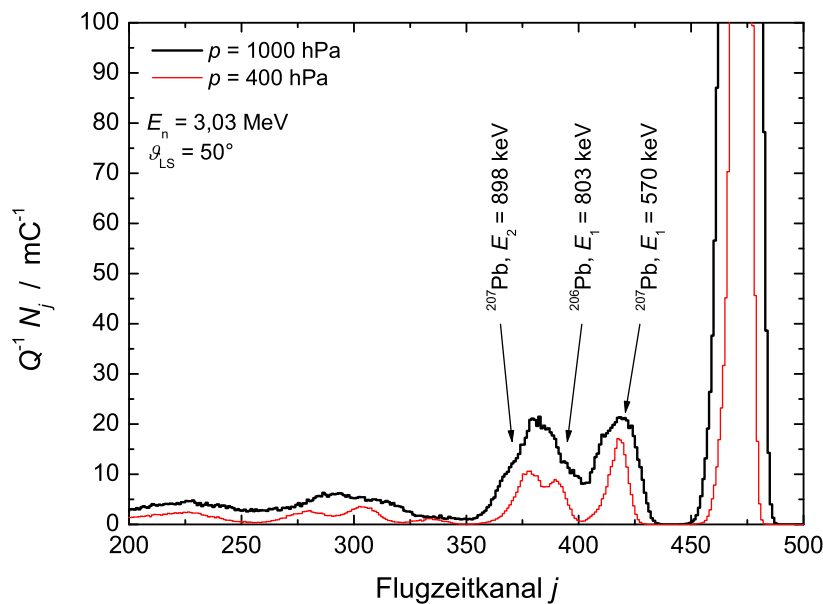


Abbildung 16: Gerechnete Flugzeitspektren für eine Bleiprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung für einen Gasdruck von 1000 hPa (schwarzes Histogramm) und 400 hPa (rotes Histogramm).

Der Einfluss des Gasdrucks auf die Energiebreite wurde zusätzlich experimentell untersucht, wobei hier der Detektor wie bei den in Kapitel 3.10 beschriebenen Fluenzmessungen direkt auf das Gastarget ausgerichtet war. Abbildung 17 zeigt Flugzeitspektren für eine Protonenenergie von 7,77 MeV mit drei verschiedenen Gasdrücken. Die Flugzeitspektren sind auf dieselbe Targetladung normiert. Diese Experimente bestätigen, dass eine Energiebreite von ca. 90 keV eine Verringerung des Gasdrucks auf 400 hPa bis 500 hPa erfordert. Die Energiebreite für das Flugzeitspektrum mit einem Gasdruck von 1000 hPa (schwarzes Histogramm) ist fast doppelt so groß wie die für 500 hPa (rotes Histogramm). Das bedeutet, dass hier der Energieverlust im Gastarget den dominierenden Beitrag zur Energiebreite darstellt. Die Messung mit einem Gasdruck von 170 hPa (blaues Histogramm) zeigt, dass

eine weitere Verringerung des Gasdrucks keine deutliche Verringerung der Halbwertsbreite der Neutronenpeaks bewirkt.

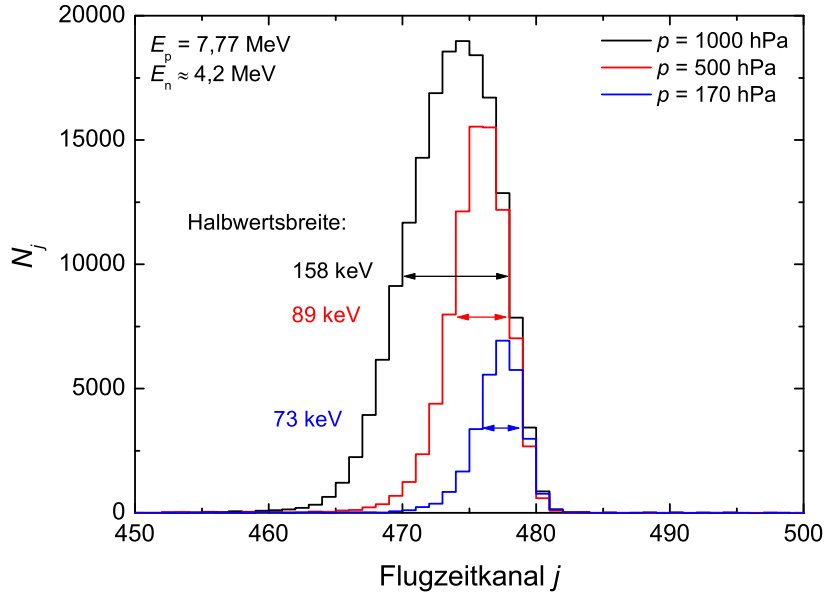


Abbildung 17: Gemessene Neutronen-Flugzeitspektren für Gasdrücke 1000 hPa (schwarz), 500 hPa (rot) und 170 hPa (blau). Die Messung erfolgte mit Detektor D1 unter einem Winkel von 0° zur Strahlachse.

Beim Einsatz der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion ist der Energieverlust im Gastarget trotz der Verringerung des Gasdrucks der dominierende Beitrag der Energiebreite ($\Delta E_n/E_n \approx 2\% - 4,5\%$ für $\Delta E_n \approx 90 \text{ keV}$ und $E_n = 2 \text{ MeV} - 4 \text{ MeV}$). Die zeitliche Komponente der Energieauflösung spielt lediglich eine kleine Rolle. Das bedeutet, dass eine Verlängerung bzw. Verkürzung der Flugstrecke hier keine nennenswerte Verbesserung bzw. Verschlechterung der Energieauflösung bewirkt. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der Zählrate von der Flugstrecke führt eine Verringerung der Flugstrecke jedoch zu einer Erhöhung der Zählrate und damit Verringerung der statistischen Unsicherheiten. Die bisherigen Flugstrecken von 12 m wurden jedoch beibehalten, da ein Umbau des massiven Kollimators wegen der Beeinträchtigung anderer Experimente nicht möglich war.

4.2.3 Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion ist glatt, d.h. nur schwach energieabhängig. Im Laborsystem zeigt die Winkelverteilung im gesamten Energiebereich eine starke Vorwärtsbetonung. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung $d\sigma/d\Omega_{\text{LS}}(0^\circ)$

beträgt 52 mb/sr für $E_n(0^\circ) = 6 \text{ MeV}$ und steigt auf 98 mb/sr für $E_n(0^\circ) = 14 \text{ MeV}$ [58]. Streuexperimente mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Neutronenquelle sind somit bei allen Projektilenergien sinnvoll, da immer eine hohe Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung erzielt wird. Für die differentiellen und winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion existieren umfangreiche experimentelle Daten sowie Evaluationen.

Im Gegensatz hierzu zeigt der Wirkungsquerschnitt der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion eine ausgeprägte Resonanzstruktur. Die Winkelverteilungen zeigen nicht für alle Energien eine Betonung der Vorwärtsrichtung. Für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion existieren ebenfalls experimentelle Daten [60 – 67], wobei das Ziel dieser Experimente nicht die Untersuchung der Reaktion als Neutronenquelle war. Mit den Messungen von Jones et al. [60], Chew et al. [61], Murphy et al. [62] und Barnett [63] wurden hochangeregte Zustände des Compound-Zwischenkerns ^{16}O untersucht. Die Messungen von Hansen et al. [64], Wong et al. [65] und Byrd et al. [66] dienten der Untersuchung der Spiegelkerne $^{15}_7\text{N}$ und $^{15}_8\text{O}$ und der Beschreibung der (p,n) -Reaktion als „quasielastische“ Streuung [68]. Ziel der Arbeit von Sajjad et al. [67] war die Bestimmung der ^{15}O -Produktionsquerschnitte. Bei den Messungen von Jones et al., Chew et al., Sajjad et al. und Barnett wurden dünne Targets ($\Delta E \approx 10 \text{ keV} - 40 \text{ keV}$) verwendet, während bei den anderen Messungen dickere Targets mit $\Delta E \approx 130 \text{ keV} - 480 \text{ keV}$ eingesetzt wurden. Da die Verwendung dicker Targets einer Mittelung über die Resonanzen entspricht, sind die Messungen nur bedingt miteinander vergleichbar.

Auch die verwendeten experimentellen Methoden unterscheiden sich. Barnett und Sajjad et al. haben die 511 keV Annihilations- γ -Quanten gemessen, die durch den β^+ -Zerfall von ^{15}O entstehen. Diese Messungen erlauben somit keine Aussagen über die Winkelverteilung der emittierten Neutronen und sind deshalb nicht im Datensatz des Codes DROSG-2000 enthalten. In den anderen Experimenten wurden Neutronen detektiert, mit Ausnahme von [60, 64] unter Verwendung der Flugzeitmethode. In dem für diese Arbeit interessanten Energiebereich sind die Wirkungsquerschnitte der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}_{\text{GZ}}$ -Reaktion (GZ steht für Grundzustand) für die Neutronen- und ^{15}O -Produktion identisch. Oberhalb von $E_p = 9,31 \text{ MeV}$ ist auch eine Neutronenproduktion über angeregte Zustände von ^{15}O möglich, $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n}')^{15}\text{O}^*$. Die angeregten Zustände von ^{15}O sind allesamt kurzlebig (Halbwertszeiten in der Größenordnung von 10^{-12} s oder kleiner) und zerfallen in den Grundzustand. Das bedeutet, dass der ^{15}O -Produktionsquerschnitt größer ist als der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Neutronen über die Grundzustandsreaktion, wodurch die Vergleichbarkeit der Experimente zusätzlich erschwert wird. Die angegebenen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte reichen von 50 % für die Messungen von Jones et al. aus dem Jahr 1958 bis hin zu 3 % – 6 % für die von Byrd et al. aus dem Jahr 1981. In Abbildung 18 werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° aus dem

Code DROSG-2000 (schwarze Punkte) und der Arbeit von Jones et al. (blaue Kreise) zum Vergleich gezeigt.

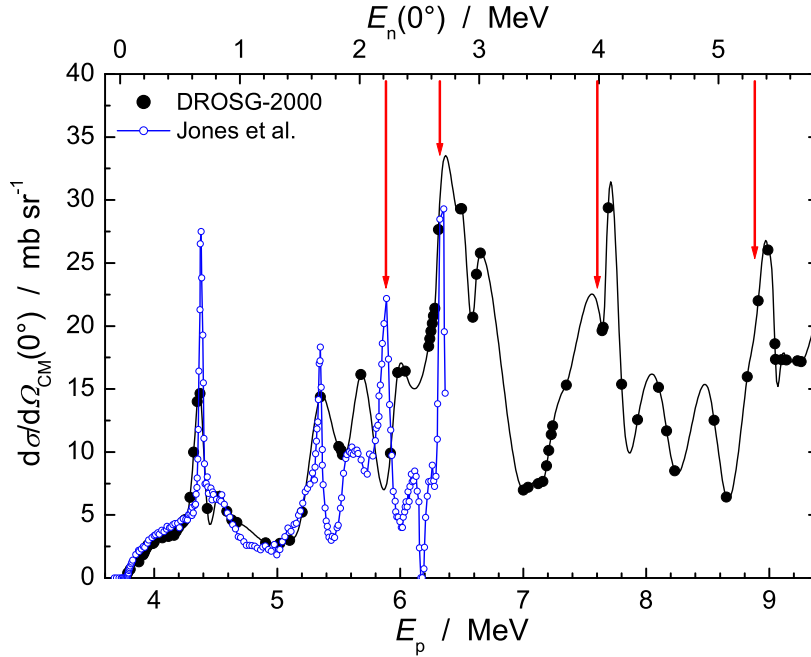


Abbildung 18: Differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° für die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion aus dem Datensatz des Codes DROSG-2000 (schwarze Punkte) und aus der Messung von Jones et al. [60] (blaue Kreise). Die roten Pfeile kennzeichnen die Energien mit hoher differentieller Neutronenausbeute für 0° , die deshalb besonders gut für Streuexperimente geeignet sind.

Die 0° -Anregungsfunktion von Jones et al. [60] umfasst 215 Datenpunkte im Energiebereich von $E_p = 3,7 \text{ MeV} - 6,4 \text{ MeV}$ ($E_n(0^\circ) = 0 \text{ MeV} - 2,78 \text{ MeV}$). In dieser Messung ist die Resonanzstruktur des Wirkungsquerschnittes deutlich erkennbar. Die Daten aus DROSG-2000 umfassen im dargestellten Energiebereich 85 Datenpunkte, die überwiegend aus [60 – 62, 64 – 66] stammen. Die Interpolation erfolgte mit einem Spline-Fit. Einige der Datenpunkte waren in der Literatur nicht auffindbar und sind möglicherweise fiktive Messwerte zur Stützung des Spline-Fits. Auch in den Daten aus DROSG-2000 ist die Resonanzstruktur des Wirkungsquerschnittes erkennbar, allerdings entstehen einige Maxima und Minima im Wirkungsquerschnitt durch die Interpolation, wie z.B. bei $E_p = 6,4 \text{ MeV}$ und $E_p = 7,5 \text{ MeV}$. In der Abbildung ist außerdem erkennbar, dass teilweise Diskrepanzen in den verfügbaren Daten bestehen, wie z.B. bei $E_p = 5,8 \text{ MeV}$ ($E_n(0^\circ) = 2,2 \text{ MeV}$). Da der Wirkungsquerschnitt nach den Gleichungen (6) und (7) die Neutronenausbeute beeinflusst,

sind die Energien mit einem lokalen Maximum im differentiellen Wirkungsquerschnitt für 0° besonders interessant für Streuexperimente. Die betreffenden Energien sind in Abbildung 18 mit roten Pfeilen gekennzeichnet.

4.3 Einfluss der Resonanzstruktur auf die gerechneten Flugzeitspektren

Wegen der Resonanzstruktur des Wirkungsquerschnittes der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ -Reaktion kann die Neutronenproduktion im Gastarget die Form und Position der Peaks im Flugzeitspektrum beeinflussen. Der Einfluss der Resonanzen auf die Flugzeitspektren wurde mit der Monte-Carlo-Simulation STREUER [24] untersucht. Für diesen Zweck wurden die in der Monte-Carlo-Simulation enthaltenen Wirkungsquerschnitte modifiziert. Flugzeitspektren wurden für fünf Fälle gerechnet: (α) konstanter 0° -Wirkungsquerschnitt, (β) Resonanz (Maximum im 0° -Wirkungsquerschnitt), (γ) Minimum zwischen zwei Resonanzen, (δ) linke und (ε) rechte Flanke der Resonanz. Alle Rechnungen wurden mit einer Protonenenergie von 6,7 MeV vor der Eingangsfolie durchgeführt. Mit dem Energieverlust in Molybdän-Folie und Gastarget führt das zu einer Protonenenergie von 6,5 MeV in der Mitte der Gaszelle. Die hypothetischen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 19 dargestellt.

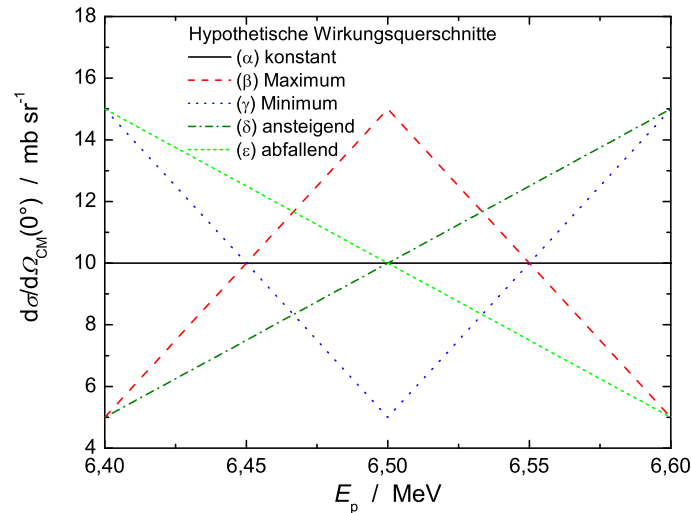


Abbildung 19: *Hypothetische Wirkungsquerschnitte für die Untersuchung des Einflusses der Resonanzstruktur des Wirkungsquerschnittes auf die Form der Flugzeitspektren in Streuexperimenten: (α) konstanter Wirkungsquerschnitt, (β) Resonanz (Maximum), (γ) Minimum, (δ) aufsteigender und (ε) abfallender Wirkungsquerschnitt.*

Abbildung 20 zeigt die simulierten Flugzeitspektren. Alle Spektren sind auf dieselbe Targetladung Q normiert. Die unterschiedliche Größe der Peakflächen sind auf die unter-

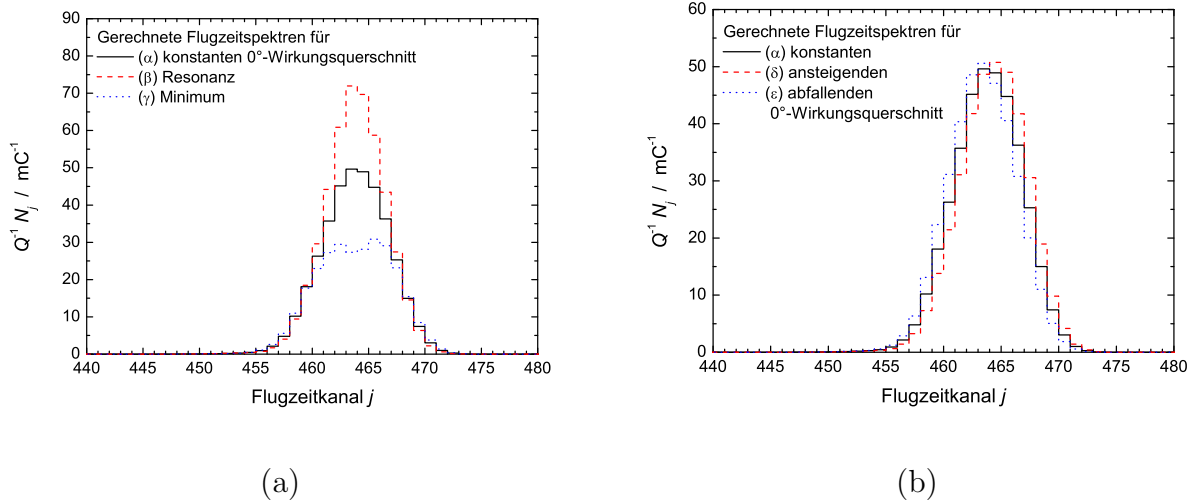


Abbildung 20: *Flugzeitspektren für eine Streuprobe aus Blei, die mit den in Abbildung 19 dargestellten Wirkungsquerschnitten gerechnet wurden. Es ist lediglich der Peak der elastisch gestreuten Neutronen dargestellt. Die linke Abbildung zeigt die Flugzeitpeaks für Maximum und Minimum im Wirkungsquerschnitt, die rechte die Rechnungen mit den ansteigenden und abfallenden Wirkungsquerschnitt sowie jeweils die Rechnung mit konstanten Wirkungsquerschnitt zum Vergleich. Die Kanalbreite beträgt 1 ns.*

schiedliche Größe der Wirkungsquerschnitte zurückzuführen, die in der jeweiligen Simulation verwendet wurden. Die Rechnung (β) für die Resonanz zeigt einen schmaleren Peak (Halbwertsbreite 6,0 ns) gegenüber der Rechnung (α) für einen konstanten Wirkungsquerschnitt (Halbwertsbreite 7,2 ns). Im Fall (γ) „Minimum“ ist der Flugzeitpeak deutlich breiter (Halbwertsbreite 9,3 ns), es ist statt einem einzelnen ein Doppelpack sichtbar. Bei (δ) und (ε) „Flanke der Resonanz“ sind die Peakformen und die Halbwertsbreiten (7,0 ns bzw. 7,2 ns) nahezu unverändert, die Position der Peaks ist aber um 0,5 Kanäle nach rechts bzw. links verschoben. Das entspricht einer Erhöhung bzw. Verringerung der Neutronenenergie von 6 keV. Die Verschiebung ist darauf zurückzuführen, dass der Schwerpunkt der Neutronenproduktion im Gastarget verschoben ist und sich damit der mittlere Energieverlust der Projektile verändert. Auf die Energiebestimmung bei den Streuexperimenten hat das keinen unmittelbaren Einfluss, da die Neutronenenergie durch eine Flugzeitmessung und nicht aus der Protonenenergie bestimmt wird. Eine Verschiebung des Schwerpunkts der Neutronenproduktion im Gastarget führt jedoch zu einer Änderung des effektiven Abstandes zwischen Target und Streuprobe.

Eine Verschiebung um z.B. 2 mm führt bei einem Abstand zwischen Detektor und Gastarget von 12 m zu einer Änderung der Fluenz um 0,03 % bei gleicher differentieller Neutronenaus-

beute, d.h. der Einfluss ist vernachlässigbar klein. Bei einem Abstand zwischen Gastarget und Streuprobe von 17,5 cm beträgt die Fluenzänderung aber ca. 2% und ist damit etwa so groß wie die Unsicherheiten, die bei der Bestimmung von elastischen Streuquerschnitten am PTB-Flugzeitspektrometer erreicht werden. Bei der Normierung der Streuquerschnitte auf den $\sigma_{\text{n,p}}$ -Wirkungsquerschnitt tritt eine Verschiebung des Schwerpunkts der Neutronenproduktion sowohl bei der Referenzmessung als auch bei der zu untersuchenden Probe auf, d.h. dieser Effekt wird bei Relativmessungen kompensiert. Die Resonanzstruktur der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion ist somit ein weiterer Grund, Relativmessungen gegenüber Absolutmessungen den Vorzug zu geben.

Wird ein Streuexperiment bei einer Energie mit einem Maximum im $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Wirkungsquerschnitt durchgeführt, sind schmalere Flugzeitpeaks zu erwarten. Das ermöglicht insbesondere bei den inelastisch gestreuten Neutronen eine bessere Trennung der Flugzeitpeaks. Es ist jedoch anzumerken, dass die hier gerechneten Beispiele Extremfälle darstellen; lediglich in einem Streuexperiment (vergleiche Kapitel 6.3) wurde eine Peakform wie in (β) beobachtet, in den anderen Streuexperimenten waren die Flugzeitpeaks nahezu gauß-förmig.

4.4 Messung von Wirkungsquerschnitten für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion

4.4.1 Motivation der Messung der Wirkungsquerschnitte

Das PTB-Flugzeitspektrometer wurde genutzt, um Wirkungsquerschnitte für die neutronenerzeugende Reaktion zu messen. Mit den Messungen wurden mehrere Ziele verfolgt:

- Sammeln von Erfahrungen mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als neutronenerzeugende Reaktion und mit dem Nachweis von Neutronen im Energiebereich von 1,5 MeV bis 4 MeV.
- Aufdecken und Untersuchen von potentiellen Problemen bei der Nutzung der Reaktion
- Klärung der Diskrepanzen in den bestehenden Wirkungsquerschnitts-Daten sowie Verbesserung der Datenlage
- Wahl einer geeigneten Position für den Monitordetektor, d.h. Bestimmung eines Winkels, bei dem sich $d\sigma/d\vartheta_{\text{LS}}$ kaum ändert.

4.4.2 Messplan

Die Messung von Wirkungsquerschnitten für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion erfolgte in zwei Messkampagnen mit je einer Woche Strahlzeit. Es wurden jeweils Messungen für 5 Energien durchgeführt. Die Messungen für jede Energie waren in zwei Teile unterteilt:

1. Untersuchung der lokalen Gaserhitzung
2. Messung der Winkelverteilung.

Untersuchung der lokalen Gaserhitzung im Target/Stromvariation:

Die Energiedeposition der Projektile in der Gaszelle führt zu einer lokalen Erhitzung und Ausdehnung des Gases und damit zu einer Verringerung des Gasdruckes in dem Teil der Gaszelle, der von Projektilen durchdrungen wird [25, 27]. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurden unter dem Zyklotronwinkel 0° mehrere Messungen mit unterschiedlichen Projektilstromstärken durchgeführt. Die Stromstärke wurde durch Veränderung des Teilers der Zyklotronfrequenz variiert.

Winkelverteilungen:

Durch Drehen des Zyklotrons wurden Messungen unter verschiedenen Winkeln mit Bezug zur Strahlachse durchgeführt. Bei der ersten Messkampagne erfolgten Messungen unter den Zyklotronwinkeln 6° , 60° und 110° . Zusammen mit der 0° -Messung der Stromvariation wird damit ein Winkelbereich von 0° bis 160° abgedeckt. Bei der zweiten Messkampagne wurde unter Zyklotronwinkeln 6° , $12,5^\circ$, 25° , 60° und $97,5^\circ$ sowie bei der Messung mit der niedrigsten Projektilenergie zusätzlich unter 90° gemessen. In beiden Messkampagnen wurde abschließend die Messung unter 0° als Stabilitätstest wiederholt. Für jeden Zyklotronwinkel wurden Messungen mit gefüllter (Gas-In) und leerer (Gas-Out) Gaszelle durchgeführt.

4.4.3 Auswertung

Die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erfordert die Bestimmung der Neutronenfluenzen an den Detektorpositionen. Dies kann auf zwei Wegen erfolgen, über die Anzahl der Ereignisse im Flugzeitpeak (TOF) und durch Vergleich der gemessenen Pulshöhenspektren (PH) mit Rechnungen, die mit dem Monte-Carlo-Code NRESP durchgeführt wurden. Neutronenfluenzen wurden für alle Datenpunkte sowohl über Flugzeit- als auch über Pulshöhenspektren bestimmt.

Abbildung 21 zeigt als Beispiel Flugzeitspektren mit γ -Unterdrückung. Das schwarze Histogramm ist eine Messung mit $^{15}\text{N}_2$ im Gastarget (Gas-In), das rote eine mit leerem

Gastarget (Gas-Out). Beide Spektren sind auf dieselbe Targetladung normiert. Der nicht-konstante Untergrund von Kanal 0 bis 580, der sowohl bei der Gas-In- als auch bei der Gas-Out-Messung erkennbar ist, wird durch die Neutronenproduktion im Goldplättchen und der Molybdän-Eingangsfolie durch (p,n)-Reaktionen verursacht. Der Peak bei Kanal 865 entsteht durch die γ -Produktion im Gastarget durch (p, γ)- und (p,p')-Reaktionen und erscheint durch unvollständige n- γ -Diskriminierung in den Neutronen-Flugzeitspektren. Man erkennt, dass der konstante Untergrund in den Kanälen größer 600 bei der Gas-In-Messung trotz gleicher Projektilladung und nahezu gleicher Messzeit deutlich größer ist als bei der Gas-Out-Messung. Der Untergrund entsteht ebenfalls durch unvollständige n- γ -Diskriminierung und hat seine Ursache in den γ -Zerfällen in den Betonwänden (^{40}K , ^{232}Th ium-Zerfallsreihe) und im Falle der Gas-In-Messung zusätzlich durch e^+e^- -Annihilation (β^+ -Zerfall von ^{15}O). Außerdem sind im Flugzeitspektrum bei Kanal 150, 760 und 825 Peaks erkennbar. Hierbei handelt es sich um die in Kapitel 3.4 erwähnten Satelliten. Die Korrektur wird auf S. 56 beschrieben.

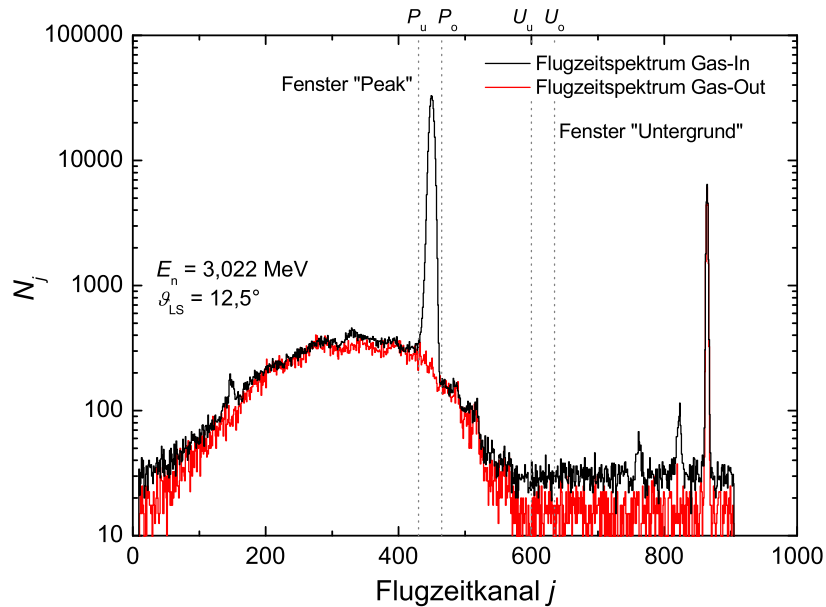


Abbildung 21: *Flugzeitspektren mit Gamma-Unterdrückung für den großvolumigen Detektor D2 mit ^{15}N in der Gaszelle (schwarzes Histogramm) und leerer Gaszelle (rotes Histogramm). Das Fenster „Peak“ mit den Grenzen P_u und P_o sowie das Fenster „Untergrund“ mit den Grenzen U_u und U_o sind Flugzeitbedingungen für die Pulshöhenspektren „Peak“ und „Untergrund“. Die Peaks bei Kanal 150, 760 und 825 sind die in Kapitel 3.4 erwähnten Satelliten, deren Korrektur auf Seite 56 beschrieben wird.*

Die gestrichelten Linien bei Kanal 430 und 465 kennzeichnen den Bereich im Flugzeitpektrum, für den ein Neutronen-Pulshöhenspektrum erstellt wird (Fenster „Peak“). Bei der Auswertung über die Flugzeitpeaks sind diese Kanäle die Unter- und Obergrenze für die Bestimmung der Peakflächen. Die gestrichelten Linien bei Kanal 600 und 635 kennzeichnen das Fenster für den konstanten Untergrund („Untergrund“), für das ebenfalls ein Neutronen-Pulshöhenspektrum erstellt wird.

Abzug des konstanten Untergrundes (PH):

Bei der Auswertung über die Pulshöhenspektren wurde das Spektrum mit der Flugzeit-Bedingung „Untergrund“ kanalweise vom Spektrum mit der Flugzeit-Bedingung „Peak“ abgezogen,

$$N_i = N_{i,\text{Peak}} - N_{i,\text{Untergrund}},$$

wobei i als Index für den jeweiligen Kanal des Pulshöhenspektrums steht. Diese Korrektur wurde für alle Gas-In- und Gas-Out-Pulshöhenspektren durchgeführt. Die Unsicherheiten wurden kanalweise quadratisch addiert

$$\begin{aligned} \Delta N_i &= \sqrt{(\Delta N_{i,\text{Peak}})^2 + (\Delta N_{i,\text{Untergrund}})^2} \\ &= \sqrt{N_{i,\text{Peak}} + N_{i,\text{Untergrund}}} \end{aligned}$$

mit $\Delta N_{i,\text{Peak}} = \sqrt{N_{i,\text{Peak}}}$, $\Delta N_{i,\text{Untergrund}} = \sqrt{N_{i,\text{Untergrund}}}$.

Die Fenster „Peak“ und „Untergrund“ waren jeweils gleich breit, so dass keine zusätzlichen Normierungsfaktoren notwendig waren.

Abzug des konstanten Untergrundes (TOF):

Für das Fenster „Untergrund“ mit der Untergrenze U_u und der Obergrenze U_o wurde der Mittelwert der Ereignisse pro Kanal berechnet

$$\langle N \rangle = \frac{\sum_{j=U_u}^{U_o} N_j}{U_o - U_u}, \tag{16}$$

wobei j als Index für den jeweiligen Kanal des Flugzeitspektrums steht. Dieser Mittelwert wurde von jedem Kanal des Spektrums subtrahiert,

$$N_{j,\text{null}} = N_j - \langle N \rangle, \tag{17}$$

wobei der zusätzliche Index „null“ lediglich der Unterscheidung der Spektren vor und nach der Korrektur dient. Die Korrektur wurde für alle Gas-In- und Gas-Out-Messungen durchgeführt. Die Unsicherheiten wurden berechnet, indem die Ereignisse pro Kanal mit $\Delta \langle N \rangle$

quadratisch addiert wurden

$$\begin{aligned}\Delta N_j &= \sqrt{(\Delta N_j)^2 + (\Delta \langle N \rangle)^2} \\ &= \sqrt{N_j + (\Delta \langle N \rangle)^2}\end{aligned}$$

mit $\Delta N_j = \sqrt{N_j}$ und $\Delta \langle N \rangle = \sqrt{\sum_{i=U_u}^{U_o} N_i} / (U_o - U_u)$.

Totzeitkorrektur (PH + TOF):

Die dominierende Komponente ist die Totzeit des Datenerfassungssystems ($\tau_{\text{ADC}} = 12 \mu\text{s}$). Sie ist nichtpropagierend. Wenn das Datenerfassungssystem ein Ereignis eines Detektors registriert, ist es auch für die anderen Detektoren blockiert, d.h. die Detektoren beeinflussen sich in bezug auf die Totzeit gegenseitig. Zusätzlich hat jeder Detektor i eine individuelle Totzeit $\tau_{\text{COI},i}$, die etwa $6 \mu\text{s} - 9 \mu\text{s}$ beträgt. Da die Detektoren bei dieser Messung direkt auf das Gastarget ausgerichtet sind, werden in einigen Teilmessungen hohe Zählraten erreicht, bei denen die individuellen Totzeiten der Detektoren eine größere Rolle spielen.

Die Berechnung der Totzeitkorrekturen erfolgte mit der in [54] für das Multi-Detektorsystem hergeleiteten Formel

$$f_{\text{Corr},i} = \left(\sum_j \dot{n}_{\text{COI},j} \right) \tau_{\text{ADC}} + \dot{n}_{\text{CFT},i} \tau_{\text{COI},i},$$

- $f_{\text{Corr},i}$ Totzeitkorrektur für den Detektor i
- $\dot{n}_{\text{COI},j}$ Koinzidenz-Zählrate des Detektors j
- $\dot{n}_{\text{CFT},i}$ Constant-Fraction-Trigger-Zählrate des Detektors i .

Die Totzeitkorrekturen betragen im Allgemeinen weniger als 4 %, in einigen Fällen, insbesondere bei hohen Projektilenergien, bis zu 7 %.

Korrektur für Satelliten-Pulse (PH + TOF):

Für jede Teilmessung wurden Flugzeitspektren mit Neutronen- und γ -Ereignissen sowie Flugzeitspektren mit γ -Unterdrückung erstellt. In diesen Spektren wurde nach γ - und Neutronenpeaks gesucht, die zeitlich um das Vielfache des Reziproken der Zyklotronfrequenz verschoben waren („Satelliten“). Beispiele hierfür sind im Gas-In-Flugzeitspektrum in Abbildung 21 die Peaks bei Kanal 150, 760 und 825. Für diese Peaks wurden die Intensitäten in bezug auf den Hauptpeak bestimmt und daraus das Verhältnis der Summe der Peakflächen aller Peaks zur Peakfläche des Hauptpeaks. Die Kanalinhalte sowie die zugehörigen Unsicherheiten wurden mit diesem Verhältnis multipliziert.

Differenzspektren Gas-In - Gas-Out (PH + TOF):

Im nächsten Schritt wurden Differenzspektren für die Messung mit gefüllten und leeren Gas-target erstellt. Dabei wurden die Gas-Out-Spektren kanalweise von den Gas-In-Spektren abgezogen, wobei das Verhältnis der Targetladungen $Q_{\text{Gas-In}}/Q_{\text{Gas-Out}}$ als Normierungsfaktor diente

$$N_{i,\text{Differenz}} = N_{i,\text{Gas-In}} - \frac{Q_{\text{Gas-In}}}{Q_{\text{Gas-Out}}} N_{i,\text{Gas-Out}}. \quad (18)$$

Die Unsicherheiten wurden quadratisch addiert

$$\Delta N_{i,\text{Differenz}} = \sqrt{(\Delta N_{i,\text{Gas-In}})^2 + \left(\frac{Q_{\text{Gas-In}}}{Q_{\text{Gas-Out}}}\right)^2 (\Delta N_{i,\text{Gas-Out}})^2}. \quad (19)$$

Bestimmung der Neutronenenergie und der Energiebreite:

Anschließend wurde die Position und Halbwertsbreite der γ - sowie der Neutronenpeaks bestimmt. Mit den Peakpositionen, der Flugstrecke sowie der Kalibrierung der Flugzeit-TACs kann die Neutronenenergie bestimmt werden. Die Position und Halbwertsbreite der γ -Peaks wurden für alle Flugzeitspektren, die zu der jeweiligen Projektilenergie gehören, verglichen, um eventuelle Instabilitäten zu erkennen. Die Position der γ -Peaks blieb praktisch unverändert, die Abweichungen betragen maximal $\pm 0,2$ ns. Die Halbwertsbreiten betragen im Allgemeinen zwischen 1,5 ns und 3 ns, lediglich bei der Messung mit der Projektilenergie 6,32 MeV hatten die γ -Peaks eine Halbwertsbreite von bis zu 4 ns. Mit Ausnahme der Messung mit $E_p = 7,59$ MeV änderten sich die Halbwertsbreiten bei den zu einer Projektilenergie gehörenden Teilmessungen kaum. Die experimentell bestimmten winkelabhängigen Neutronenenergien wurden mit gerechneten verglichen und stimmten mit Ausnahme von einer Messung ($E_p = 7,59$ MeV, vergleiche Kapitel 4.4.5) innerhalb von 10 keV überein. Die Flugzeitspektren mit γ -Unterdrückung wurden in Energiespektren transformiert, um die Energie-Halbwertsbreite der Neutronenpeaks zu bestimmen.

Berechnung der Antwortfunktion mit NRESP und Fit der Pulshöhenspektren (PH):

Mit dem Monte-Carlo-Code NRESP7 [42] wurden unter Verwendung der experimentell bestimmten Neutronenenergien und Halbwertsbreiten Antwortfunktionen berechnet, die durch einen Fit an die experimentellen Pulshöhenspektren angepasst wurden. Da die gerechneten Antwortfunktionen auf eine Fluenz von 1 cm^{-2} in der Mitte des Detektors normiert sind, gibt der Fitfaktor für die Ordinate die Neutronenfluenz an der Position des Detektors an. Die mit der Gamma-Kalibrierung bestimmte Verstärkung wird ebenfalls als Eingangsgröße für die Berechnung der Neutronen-Antwortfunktion genutzt. Damit wird

erreicht, dass die gerechneten Antwortfunktionen beim Fit nur geringfügig in Richtung der Abszisse gestaucht oder gedehnt werden müssen. Eine starke Abweichung des Fitfaktors für die Abszisse von 1 wäre ein Hinweis auf Instabilitäten in der Verstärkung.

Bestimmung der Fluenz über die Flugzeitspektren (TOF):

Mit dem Monte-Carlo-Code NEFF7 [42] wurden Kurven für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren für die mit der ^{252}Cf -Messung bestimmten Nachweisschwellen berechnet. Diese (Energie)-Kurven $\varepsilon(E)$ wurden mit der Kalibrierung des Flugzeit-TACs und der Position der γ -Peaks in Flugzeitkurven $\varepsilon(t)$ transformiert. Die gemessenen Flugzeitspektren wurden durch die Flugzeitkurven $\varepsilon(t)$ kanalweise dividiert und anschließend die Peakflächen bestimmt. Dividiert man diese durch die Detektoroberfläche, erhält man ebenfalls die Neutronenfluenz an der Position des Detektors.

Lokale Gaserhitzung im Target/Stromvariation:

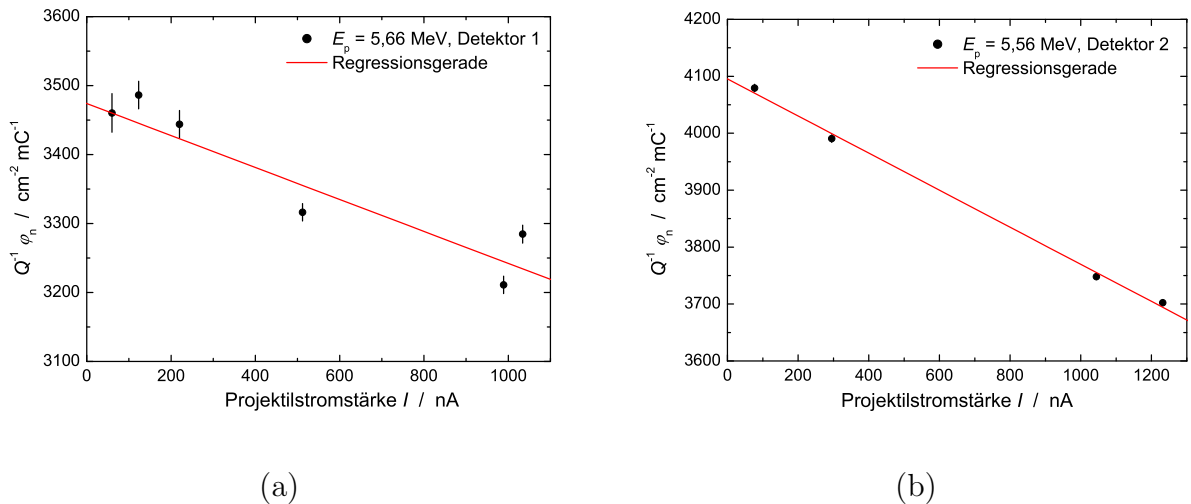


Abbildung 22: Neutronenfluenz pro Ladung in Abhängigkeit von der Projektilstromstärke. Bei der ersten Messung wurden zweimal Fluenzen für die volle Stromstärke und einmal für $1/2$, $1/4$, $1/8$ und $1/16$ der vollen Stromstärke bestimmt (linke Abbildung). Bei den anderen Projektilenergien wurden die Messungen mit $1/2$ und $1/8$ der vollen Stromstärke weggelassen, um Messzeit zu sparen (rechte Abbildung). Es sind lediglich die statistischen Unsicherheiten dargestellt. Insbesondere in (b) ist an den beiden Datenpunkten für die volle Stromstärke ($I = 1040 \text{ nA}$ bzw. $I = 1230 \text{ nA}$) erkennbar, dass die Projektilstromstärke während der Experimente schwanken kann.

Normiert man die bei der Stromvariation bestimmten Fluenzen auf ein und dieselbe Projektilladung und trägt diese über der Stromstärke auf, erkennt man, dass die Änderung der Stromstärke einen Einfluss auf die Neutronenfluenz pro Ladung hat. Dies ist in Abbildung 22 dargestellt. Durch die Datenpunkte wurde eine Regressionsgerade gelegt, um auf die Fluenz pro Ladung für die Stromstärke 0 zu extrapolieren.

Für jede Energie wurden sechs Extrapolationen (D1 – D5, Monitor) durchgeführt. Nach der Normierung wurde für jede Projektilenergie separat ein Mittelwert für den Anstieg der Regressionsgeraden gebildet. Dieser Mittelwert, der zwischen $-5 \times 10^{-5} \text{ nA}^{-1}$ und $-14 \times 10^{-5} \text{ nA}^{-1}$ lag, sowie die Stromstärke der Teilmessungen wurden zur Korrektur der Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne verwendet.

Abschwächung der Neutronenfluenz in der Luft (PH + TOF):

In der 12 m dicken Luftschicht zwischen Gastarget und Detektor werden Neutronen aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung herausgestreut bzw. absorbiert, was zu einer Verringerung der Fluenz im Detektor führt. Die Korrektur für die Fluenschwächung in der Luft ist in Abbildung 23 dargestellt (schwarzes Histogramm).

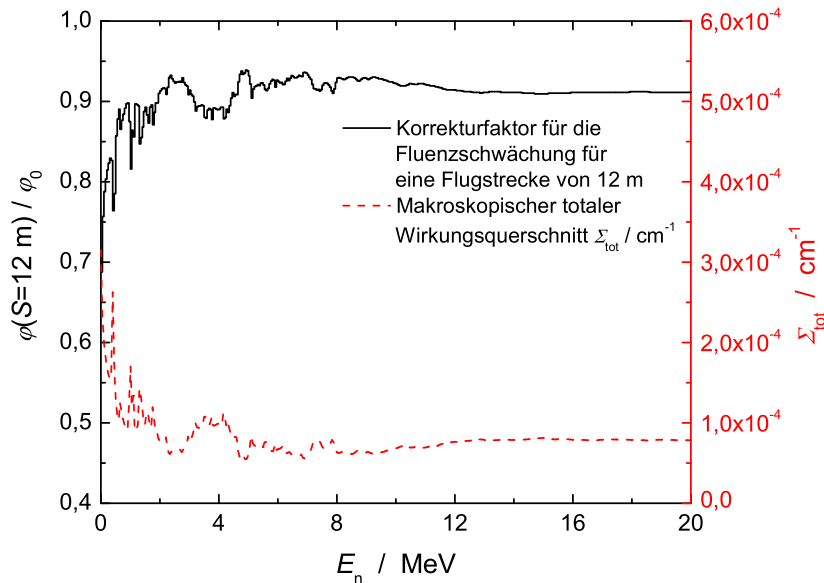


Abbildung 23: Korrekturfaktor für die Fluenschwächung in Luft für eine Flugstrecke von 12 m (schwarzes Histogramm). Das rote Histogramm zeigt den makroskopischen totalen Wirkungsquerschnitt für Luft (78 % N_2 , 21 % O_2 , 1 % Ar , Temperatur $\vartheta = 20^\circ\text{C}$). Die Wirkungsquerschnitte stammen aus der ENDF/B-VI-Datenbibliothek [11].

Die Fluenschwächung ist oberhalb einer Neutronenenergie von 8 MeV nahezu konstant und beträgt etwa 10 % für eine Flugstrecke von 12 m. Bei niedrigeren Energien ist sie aufgrund

der stärkeren Energieabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte von Stickstoff und Sauerstoff energieabhängig. Der makroskopische totale Wirkungsquerschnitt Σ_{tot} ist ebenfalls in Abbildung 23 dargestellt (rotes Histogramm). In [26] wurde durch Monte-Carlo-Simulationen gezeigt, dass die Hineinstreuung von Neutronen aus anderen Richtungen aufgrund des massiven Kollimators vernachlässigbar ist. Damit kann die Fluenzschwächung gut durch das exponentielle Abschwächungsgesetz $\frac{\varphi(S)}{\varphi(0)} = \exp(-\Sigma_{\text{tot}}S)$ beschrieben werden.

Korrektur für Fluenzabschwächung im Gastarget (PH + TOF):

Das Gastarget ist so gebaut, dass die in Vorwärtsrichtung emittierten Neutronen nur eine geringe Schichtdicke durchlaufen müssen. Neutronen, die unter großen Winkeln mit Bezug zur Strahlachse emittiert werden, durchlaufen jedoch massive Flansche, die Beam-Pickup-Unit usw. Um die Fluenzabschwächung im Gastarget zu berücksichtigen, wurden Simulationen mit dem Monte-Carlo-Code MCNP 5 [69] durchgeführt. Dazu wurden das Gastarget, Flansche, die Beam-Pickup-Unit sowie Teile des Strahlrohres modelliert. Für die Neutronenproduktion wurde eine zylinderförmige Volumenquelle mit einem Durchmesser von 1 mm angenommen. Die Abhängigkeit der Neutronenenergie vom Emissionswinkel sowie vom Produktionsort durch den Energieverlust der Projektilen im Gastarget wurden berücksichtigt. Die Größe der Korrektur kann bei den Datenpunkten für den Winkel 160° 100 % übersteigen, ist jedoch für die meisten Datenpunkte in der Größenordnung von 1 %.

Korrektur für Isotopenreinheit und chemische Reinheit (PH + TOF):

Bei der Berechnung der Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne in (10) wurden die Isotopen- und chemische Reinheit berücksichtigt. Laut Herstellerangaben beträgt die Isotopenreinheit mindestens 98 % und die chemische Reinheit mindestens 99,75 %. Der Anteil an ^4He , ^{12}C , ^{15}O und ^{16}O , der durch die Reaktionen $^{15}\text{N}(\text{p},\alpha)^{12}\text{C}$, $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ und $^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$ produziert wird, ist vernachlässigbar klein.

Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte:

Für die erste Messung mit dem Zyklotronwinkel 0° wurde nach Anbringen der obigen Korrekturen mit (10) differentielle Wirkungsquerschnitte berechnet. Da das Drehen des Zyklotrons ein Nachregeln an der Ionenoptik erfordert und sich dadurch die Fokussierung des Protonenstrahls und die lokale Targeterhitzung ändern kann, wurden die unter den anderen Zyklotronwinkeln bestimmten Neutronenfluenzen mit dem Verhältnis der Monitorfluenzen der ersten 0° -Messung zur jeweiligen Messung multipliziert und anschließend mit (10) differentielle Wirkungsquerschnitte berechnet.

Bestimmung der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte:

Die Bestimmung der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte erfolgte durch einen Legendre-Polynomfit nach der Methode der kleinsten Quadrate [70]. Zuerst wurde eine Reihe von Fits durchgeführt, in denen die maximale Ordnung ℓ_{\max} der Legendre-Polynome schrittweise erhöht wurde. Dabei wurde ℓ_{\max} so gewählt, dass das χ^2 pro Freiheitsgrad etwa 1 ist und die maximale Abweichung zwischen Fit und Datenpunkten in der Größenordnung der Unsicherheiten liegt.

4.4.4 Unsicherheiten

Alle in dieser Arbeit angegebenen Unsicherheiten beziehen sich auf $k = 1$, d.h. die einfache Standardabweichung.

Statistische Unsicherheiten:

Die statistischen Unsicherheiten der Fluenzen, die mit den Detektoren D1 bis D5 bestimmt wurden, sind sehr klein und betragen 0,1 % bis 1,8 %, im Allgemeinen aber weniger als 1 %. Sie sind unkorreliert. Die statistischen Unsicherheiten des Monitordetektors betragen 0,5 % bis 1,6 %. Da das Verhältnis der Monitorfluenzen als Korrekturfaktor in die Messungen eingeht, sind die Unsicherheiten innerhalb der Datenpunkte des jeweiligen Zyklotronwinkels zu 100 % korreliert.

Satellitenkorrektur:

Die Intensität der Satelliten betrug im Allgemeinen 1 % – 3 % bezogen auf den Hauptpeak. Satelliten mit Intensitäten in Prozentgröße waren in den Flugzeitspektren gut erkennbar, so dass die Peakflächen mit kleinen Unsicherheiten bestimmt werden konnten. Die Peakflächen von Satelliten in Promillegröße waren schwieriger zu bestimmen, spielen aber auch nur eine kleine Rolle bei der Bestimmung des Korrekturfaktors. Die Unsicherheit für die Satellitenkorrektur beträgt 0,2 % – 0,4 %. Es wird angenommen, dass die Unsicherheit der Satellitenkorrektur für alle Datenpunkte zu 100 % korreliert ist.

Stromintegrator:

Die Unsicherheit der Bestimmung der Targetladung mit dem Stromintegrator beträgt 0,3 % [71]. Es wird angenommen, dass die Unsicherheit für die Bestimmung der Targetladung für alle Datenpunkte zu 100 % korreliert ist.

Raumwinkel:

Der Abstand S zwischen Gastarget und Detektormitte kann auf 2 mm genau bestimmt werden, d.h. $\Delta S/S = 0,017\%$. Die Unsicherheit des Durchmessers der Detektoren beträgt 0,127 mm, d.h. $\frac{\Delta\varnothing}{\varnothing}(\text{D1}) = 0,125\%$ und $\frac{\Delta\varnothing}{\varnothing}(\text{D2} - \text{D5}) = 0,05\%$. Damit beträgt die Unsicherheit für den Raumwinkel $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \sqrt{(2\frac{\Delta\varnothing}{\varnothing})^2 + (2\frac{\Delta S}{S})^2} = 0,25\%$ für D1 und 0,1% für D2 – D5.

Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne:

Die Unsicherheit der Druckmessung wird durch die Ablesegenauigkeit (1 hPa) und die Schwankungen der Anzeige des Drucksensors bestimmt und beträgt $\Delta p/p = 0,5\% - 1,2\%$. Die Unsicherheit der Temperaturmessung wird von der Ablesegenauigkeit (0,1 K) der Anzeige des Temperatursensors bestimmt, beträgt $\Delta T/T < 0,1\%$ und ist damit vernachlässigbar klein. Für die Isotopen- und chemische Reinheit sind keine Unsicherheiten angegeben, es wird 1% angenommen. Es wird angenommen, dass die Unsicherheit der Bestimmung der Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne für alle Datenpunkte zu 100% korreliert ist.

Da sich die Sensoren für die Druck- und Temperaturmessung am Rand der Gaszelle befinden, muss zusätzlich eine Unsicherheit für den Einfluss der lokalen Gaserhitzung im Target berücksichtigt werden. In Abbildung 21 ist erkennbar, dass die Datenpunkte für die Neutronenfluenz pro Ladung stark um die Regressionsgeraden streuen. Diese Streuung der Datenpunkte ist meist noch größer als in den dargestellten Beispielen. Es wird deshalb eine Unsicherheit von 3% für die Korrektur der lokalen Gaserhitzung angenommen. Diese Unsicherheit ist für Datenpunkte, die zu einem Zyklotronwinkel gehören, zu 100% korreliert, für alle anderen Datenpunkte unkorreliert. Ausnahmen sind die beiden Messungen für Protonenenergien von 7,57 MeV und 8,70 MeV. Hier sind Probleme bei der Variation der Projektilstromstärke aufgetreten, weshalb für die Korrektur der lokalen Gaserhitzung im Target eine Unsicherheit von 7% angenommen wird.

Länge des Gastargets:

Die Länge des Gastargets ist sehr genau bekannt ($\Delta l \ll 0,1\text{ mm}$). Allerdings führt die Druckdifferenz zwischen Gaszelle und dem Vakuum im Strahlrohr zu einer Wölbung der Molybdän-Eingangsfolie, die hier nicht genau bestimmt wurde. Deshalb wird für die Länge des Gastargets nicht der geometrische Wert von 30 mm verwendet, sondern $l = (30,5 \pm 0,5)\text{ mm}$, $\Delta l/l = 1,6\%$. Diese Unsicherheit ist für alle Datenpunkte zu 100% korreliert.

Nachweiswahrscheinlichkeit:

In [16, 27] wird die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit (für Absolutmessungen) mit 3% angegeben und die Unsicherheit der Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit (für Relativmessungen) mit 2%. Diese Unsicherheit setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen: Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts für die Streuung von Neutronen an Wasserstoff $\text{H}(\text{n},\text{p})\text{n}$, der im Folgenden als $\sigma_{\text{n,p}}$ -Querschnitt bezeichnet wird, (0,9%), Stabilität der Detektorelektronik, Unsicherheit der Fluenzschwächung in der Luft (0,7% – 1,1%), die in [27] in die Nachweiswahrscheinlichkeit mit einbezogen wurde, sowie der Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweisschwelle (stark energieabhängig).

Da die Auswertung über die Pulshöhenspektren unabhängig von der Nachweisschwelle ist, wird hier eine Unsicherheit von 2% für die Nachweiswahrscheinlichkeit angenommen sowie zusätzlich eine Unsicherheit für den Fit der Pulshöhenspektren quadratisch addiert. Hiermit wird die Unsicherheit der Bestimmung des Nullpunktes der experimentellen Pulshöhenspektren ($\pm 0,5$ Kanäle) berücksichtigt. Die Unsicherheit für den Fit der Pulshöhenspektren steigt mit sinkender Neutronenenergie und ist meist kleiner als 1%. Bei der Auswertung über die Flugzeitspektren wurde zusätzlich eine Unsicherheit für die Bestimmung der Nachweisschwelle von ± 10 keV für Elektronenenergien berücksichtigt. Es wird angenommen, dass die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Datenpunkte, die mit demselben Detektor gemessen wurden, zu 80%, für alle anderen Datenpunkte zu 50% korreliert sind.

Unsicherheit Winkel:

Wie in [27] wird für die Unsicherheit des Winkels, unter dem der Detektor in Bezug zur Strahlachse steht, mit $0,2^\circ$ angenommen. Die Unsicherheit ist für alle Messpunkte, die zu einem Zyklotronwinkel gehören, zu 100% korreliert.

Unsicherheit der Fluenzschwächung in Luft und Targetgehäuse:

Die Unsicherheit der Fluenzschwächung in der Luft ist bereits in der Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit enthalten und muss deshalb nicht mehr berücksichtigt werden. Die Unsicherheit der Fluenzschwächung im Targetgehäuse setzt sich aus mehreren Größen zusammen (Vereinfachung der Geometrie in der Monte-Carlo-Simulation, Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte). Für die Korrektur wird eine Unsicherheit von 10% angenommen. Die Korrektur liegt für die meisten Datenpunkte in der Größenordnung von 1%, so dass die Unsicherheit für die Fluenzschwächung meist in der Größenordnung von 1 Promille ist. Lediglich unter großen Winkeln, insbesondere bei den Messpunkten für einen Winkel von 160° , kann die Korrektur 100% und damit die Unsicherheit der Korrektur 10% übersteigen.

4.4.5 Ergebnisse und Schlussfolgerungen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen der Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Reihenfolge richtet sich nach steigenden Projektilenergien, die nicht der Reihenfolge der Messungen entspricht. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden mit einigen ausgewählten Messungen anderer Arbeiten verglichen. Ein Vergleich der winkelintegrierten und differentiellen 0° -Wirkungsquerschnitte mit allen verfügbaren Daten erfolgt in Kapitel 4.4.6. Ziel der Messungen war jedoch nicht nur die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, sondern auch das Identifizieren von potentiellen Problemen in Streuexperimenten. Tatsächlich sind bei einigen Messungen Schwierigkeiten aufgetreten, die Einfluss auf die Streuexperimente haben können, und deshalb ausführlicher diskutiert werden.

$$E_p = 5,56 \text{ MeV } (E_n(0^\circ) = 1,96 \text{ MeV}),$$

$$E_p = 5,62 \text{ MeV } (E_n(0^\circ) = 2,03 \text{ MeV}),$$

$$E_p = 5,66 \text{ MeV } (E_n(0^\circ) = 2,06 \text{ MeV})$$

Für alle Energien erfolgte die Auswertung sowohl über die Pulshöhen- als auch über die Flugzeitspektren. Da die Auswertung der Pulshöhenspektren nicht von der Bestimmung der Nachweisschwelle abhängt, wird grundsätzlich dieser Auswertung der Vorzug gegeben. Bei sehr niedrigen Energien kann diese Auswertung jedoch zu falschen Ergebnissen führen. Abbildung 24 veranschaulicht dies. Die schwarzen Histogramme zeigen Pulshöhenspektren für $E_n = 4,00 \text{ MeV}$ und $1,43 \text{ MeV}$, die mit einem der großvolumigen Detektoren gemessen wurden. Die roten Histogramme zeigen NRESP7-Rechnungen, die an die Messungen gefittet wurden. Das hier verwendete Fit-Verfahren basiert auf einer χ^2 -Minimierung. Solange das Pulshöhenspektrum eine „Schulter“ hat, wie im Fall des 4-MeV-Spektrums von Kanal 30 bis 150, ist eine zuverlässige Anpassung möglich. Testweise wurde ein zweites Fit-Verfahren verwendet, bei dem die Kanalinhalt N_i mit $N_i^{1/2}$ gewichtet werden (blaue Histogramme). Im Fall des Pulshöhenspektrums für 4-MeV-Neutronen liefern beide Fit-Verfahren praktisch identische Ergebnisse, d.h. die gefitteten Kurven liegen übereinander. Das dargestellte Pulshöhenspektrum für 1,43-MeV-Neutronen ist so schmal, dass nur ein Fit an der Kante des Spektrums möglich ist. Die Ergebnisse der beiden Fit-Verfahren weichen deutlich voneinander ab. Das ist ein Zeichen dafür, dass eine zuverlässige Fluenzbestimmung über Pulshöhenspektren bei sehr niedrigen Energien nicht möglich ist. Wenn solche Abweichungen auftreten, wird der Auswertung über Flugzeit-Peaks der Vorrang gegeben. Diese Datenpunkte haben jedoch große Unsicherheiten, die auf die Unsicherheit der Schwellenbestimmung zurückzuführen ist, die für Neutronenenergien nahe der Nachweisschwelle sehr groß ist (vergleiche Kapitel 3.6.3).

Abbildung 25 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_p = 5,56 \text{ MeV}$ (Ener-

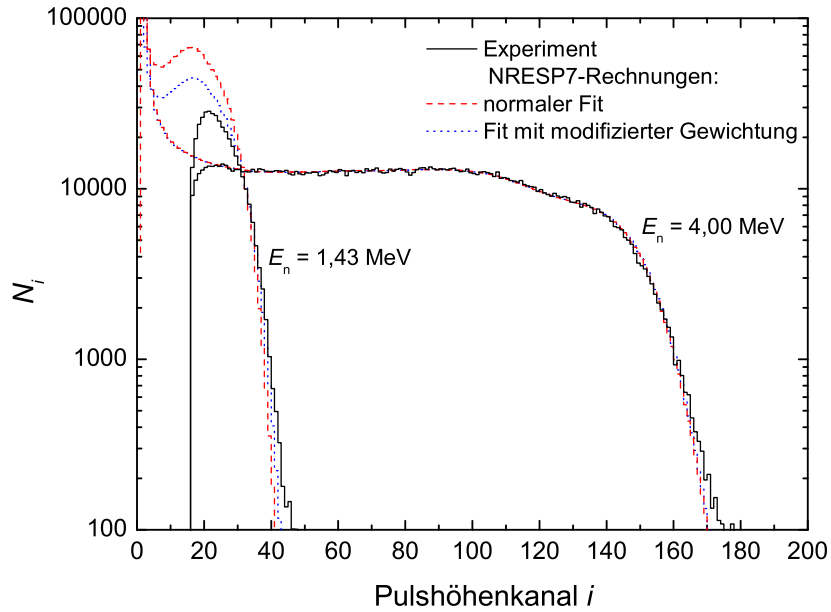


Abbildung 24: Experimentell bestimmte Pulshöhenspektren für Neutronen mit Energien von 4 MeV bzw. 1,43 MeV (schwarze Histogramme). Die gerechneten PH-Spektren wurden zum einen mit einem Fit-Verfahren ohne Wichtung der Kanalinhalt (rote Histogramme), zum anderen mit einem Wichtungsfaktor $N_i^{1/2}$ (blaue Histogramme) an die experimentellen Spektren angepasst. Wegen der unscharfen Schwelle, die auf eine zu hoch eingestellte Constant-Fraction-Trigger-Schwelle zurückzuführen ist, wurde Kanal 22 als Untergrenze des Fitbereiches gewählt.

giebreite $\Delta E_n = 0,08 \text{ MeV}$), die für den Legendre-Polynomfit und die Bestimmung des winkelintegrierten Wirkungsquerschnittes verwendet wurden. Die Datenpunkte bei $\vartheta_{\text{CM}} = 91,8^\circ$ und $\geq 120^\circ$ stammen aus der Auswertung der Flugzeitspektren, die anderen aus der Auswertung der Pulshöhenspektren. In Abbildung 25 ist außerdem die Winkelverteilung dargestellt, die von Murphy et al. [62] bei $E_p = 5,53 \text{ MeV}$ mit einer Energiebreite von $0,26 \text{ MeV}$ gemessen wurde. Die Winkelverteilung hat eine ähnliche Form, allerdings ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° um etwa 30 % kleiner. Wegen der unterschiedlichen Projektilenergien und Targetdicken sind die beiden Messungen jedoch nur bedingt miteinander vergleichbar – die in Abbildung 18 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° von Jones et al. [60] zeigen bei $E_p \approx 5,5 \text{ MeV}$ eine starke Energieabhängigkeit.

Abbildung 26 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_p = 5,62 \text{ MeV}$, Abbildung 27 die für $E_p = 5,66 \text{ MeV}$. Auch hier stammen mehrere der Datenpunkte für große Winkel aus der Auswertung der Flugzeitspektren. Bei diesen Messungen haben die Da-

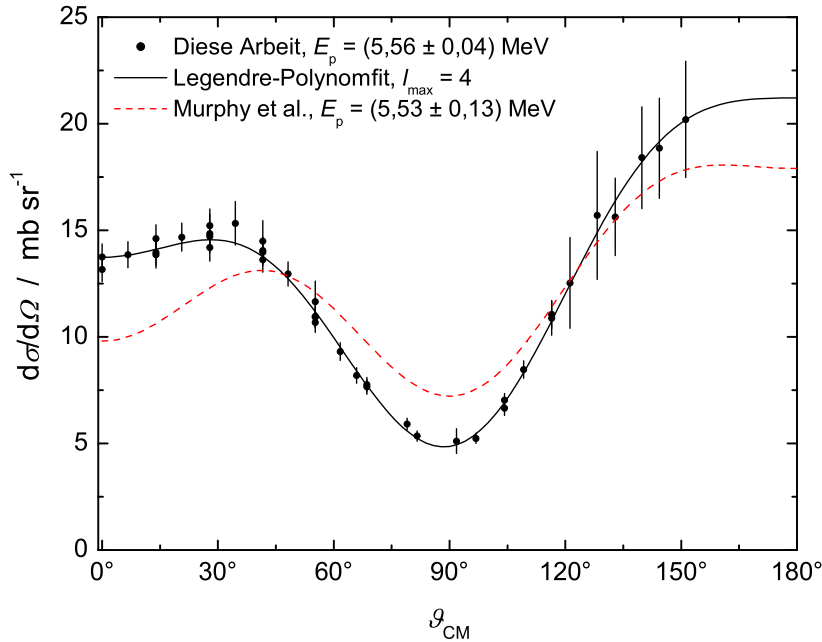


Abbildung 25: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von $5,56\text{ MeV}$ (schwarze Punkte). Neben der Protonenenergie ist $1/2$ der Energie-Halbwertsbreite der Neutronenpeaks angegeben. Die schwarze Kurve zeigt den Legendre-Polynomfit an die Datenpunkte. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Murphy et al. [62] bei einer Protonenenergie von $5,53\text{ MeV}$ mit einer Energiebreite von $0,26\text{ MeV}$ gemessene Winkelverteilung.

tenpunkte bei großen Winkeln ebenfalls deutlich größere Unsicherheiten als die bei kleinen Winkeln. In Abbildung 26 ist eine Winkelverteilung dargestellt, die von Jones et al. [60] bei $E_p = 5,614\text{ MeV}$ gemessen wurde. Diese zeigt eine schwächere Winkelabhängigkeit. Das ist möglicherweise auf die Messanordnung von Jones et al. [60] zurückzuführen, bei der der Detektor einen Winkelbereich von 20° abdeckt. Das führt zu einer Glättung der Winkelverteilung. In Abbildung 27 ist zusätzlich die Winkelverteilung dargestellt, die von Murphy et al. [62] für $E_p = 5,68\text{ MeV}$ mit einer Energiebreite von $0,26\text{ MeV}$ gemessen wurde. Die Winkelverteilung hat eine ähnliche Form, allerdings sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte etwa $20\% - 25\%$ größer.

Diese drei Messungen bei den niedrigsten Projektilenergien zeigen, dass die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten bei niedrigen Energien zunehmend schwieriger wird. Die Untergrenze für einen zuverlässigen Nachweis von Neutronen beträgt etwa $1,5\text{ MeV}$ Neutronenenergie. Für die Bestimmung von Streuquerschnitten hat das folgende Konsequenzen:

- Das erste Niveau von ^{206}Pb hat eine Anregungsenergie von $E_x = 0,570\text{ MeV}$, das

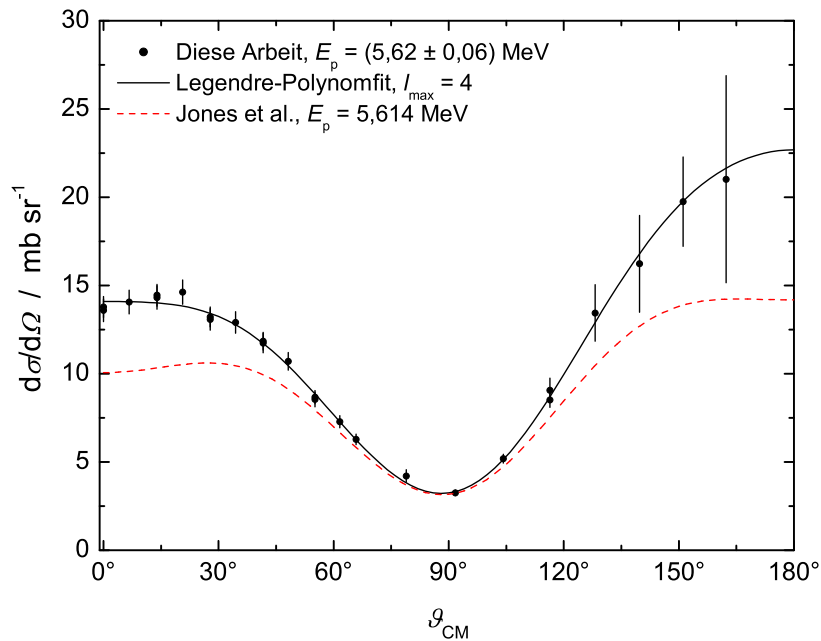


Abbildung 26: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von 5,62 MeV. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Jones et al. [60] bei einer Protonenenergie von 5,614 MeV gemessene Winkelverteilung.

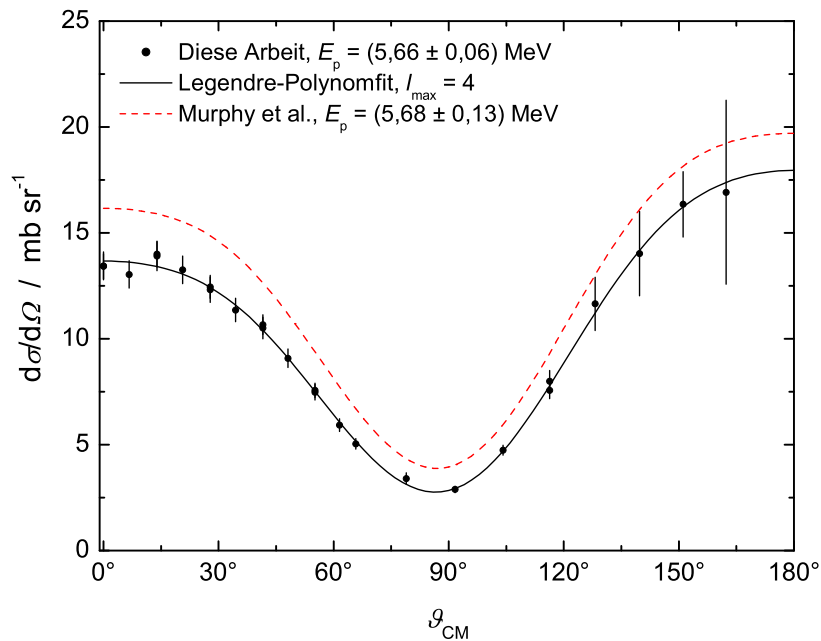


Abbildung 27: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von 5,66 MeV. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Murphy et al. [62] bei einer Protonenenergie von 5,68 MeV gemessene Winkelverteilung.

erste von ^{207}Pb eine von $E_x = 0,803\text{ MeV}$. Das bedeutet, dass Streuexperimente bei $E_n \approx 2\text{ MeV}$ für Blei am PTB-Flugzeitspektrometer mit den hier verwendeten Detektoren nicht sinnvoll sind, da die inelastisch gestreuten Neutronen eine Energie unterhalb von $1,5\text{ MeV}$ haben.

- Das erste angeregte Niveau von ^{208}Pb hat eine Anregungsenergie von $E_x = 2,615\text{ MeV}$, d.h die Bestimmung von inelastischen Streuquerschnitten für dieses Isotop ist erst oberhalb von 4 MeV Neutronenenergie möglich.
- Alle drei Winkelverteilungen haben kleine differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° . Damit sind diese Energien für Streuexperimente generell uninteressant.

$$E_p = 5,82\text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 2,23\text{ MeV})$$

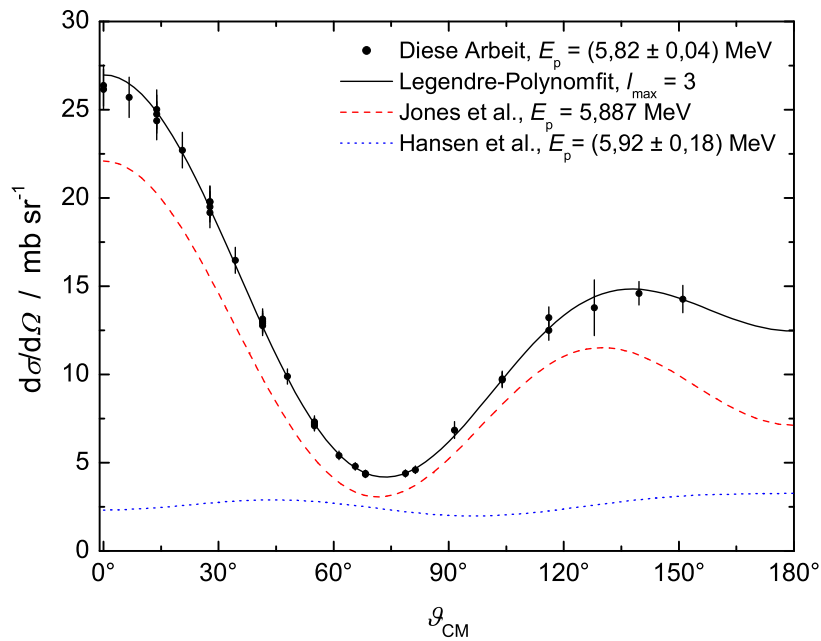


Abbildung 28: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von $5,82\text{ MeV}$. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Jones et al. [60] bei einer Protonenenergie von $5,89\text{ MeV}$ gemessene Winkelverteilung, die blaue gepunktete Kurve eine von Hansen et al. [64] gemessene für $5,92\text{ MeV}$.

Abbildung 28 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die für eine Protonenenergie $E_p = 5,82\text{ MeV}$ bestimmt wurden. Die Winkelverteilung zeigt eine deutliche Betonung der Vorwärtsrichtung. Damit unterscheidet sie sich deutlich von denen in Abbildungen 25 bis 27, obwohl die Projektilenergie lediglich 200 keV höher ist. Diese Messung bestätigt, dass die Energien für Streuexperimente sorgfältig ausgewählt werden müssen, um eine hohe

Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung zu erzielen.

In Abbildung 28 sind zusätzlich Winkelverteilungen dargestellt, die von Jones et al. [60] (rote gestrichelte Kurve) für $E_p = 5,887 \text{ MeV}$ (Energiebreite rund $0,01 \text{ MeV}$) und von Hansen et al. [64] (blaue gepunktete Kurve) für $E_p = 5,92 \text{ MeV}$ (Energiebreite $0,36 \text{ MeV}$) gemessen wurden. Die Winkelverteilung von Jones et al. [60], für die Unsicherheiten von 50% angegeben sind, zeigt ebenfalls eine starke Vorwärtsbetonung, während die von Hansen et al. [64] (Unsicherheit 10%) sowohl von der Form der Winkelverteilung als auch in der Absolutgröße drastisch abweicht. Die Abweichung kann durch die unterschiedlichen Projektilenergien und Energiebreiten nicht begründet werden. Die in der Abbildung dargestellte Winkelverteilung von Jones et al. [60] ist im Datensatz von DROSG-2000 nicht enthalten, während die von Hansen et al. [64] (mit einem Faktor von $4,25$ multipliziert) enthalten ist und zu dem niedrigen differentiellen Wirkungsquerschnitt für 0° in Abbildung 18 führt.

Aufgrund des großen differentiellen Wirkungsquerschnittes für 0° ist diese Energie für Streuexperimente geeignet. Die Winkelverteilung zeigt ein Minimum bei 70° , so dass dieser Winkel als Position für den Monitor optimal ist.

$$E_p = 6,32 \text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 2,74 \text{ MeV})$$

Abbildung 29 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte für eine mittlere Protonenenergie $< E_p > = 6,32 \text{ MeV}$. Auch diese Winkelverteilung zeigt eine starke Betonung der Vorwärtsrichtung. Bei dieser Messung zeigte sich jedoch eine Auffälligkeit in den Flugzeitpeaks, die in Abbildung 30 dargestellt ist.

Das schwarze Histogramm in Abbildung 30 (a) und (b) zeigt einen experimentell bestimmten Flugzeitpeak für Detektor D1, dessen Form deutlich von der üblichen gauß-ähnlichen Peakform abweicht. Das rote Histogramm in (a) zeigt einen Flugzeitpeak, der mit dem Monte-Carlo-Code SINENA [24] für einen Gasdruck von 400 hPa gerechnet wurde. Der gerechnete Flugzeitpeak hat die Form einer Gaußkurve und ist deutlich schmaler. Um die experimentelle Peakbreite zu reproduzieren, muss ein Gasdruck von 900 hPa angenommen werden. Ein Defekt des Drucksensors kann ausgeschlossen werden. Der γ -Peak in den Flugzeitspektren ist zwar mit einer Halbwertsbreite von $3 \text{ ns} - 4 \text{ ns}$ etwas breiter als bei den anderen Projektilenergien. Der Effekt ist aber zu klein, um die große Breite der Neutronenpeaks mit einer außergewöhnlich großen zeitlichen Ausdehnung der Protonenpulse erklären zu können.

Es wird vermutet, dass aus dem Zyklotron Projektile mit zwei verschiedenen Energien extrahiert wurden, wobei die Energiedifferenz ($\Delta E \approx 110 \text{ keV}$) zwei Umläufen im Zyklotron entspricht. In Abbildung 30 (b) sind neben dem experimentellen Flugzeitpeak SINENA-Rechnungen mit zwei um 110 keV verschiedenen Projektilenergien dargestellt. Man er-

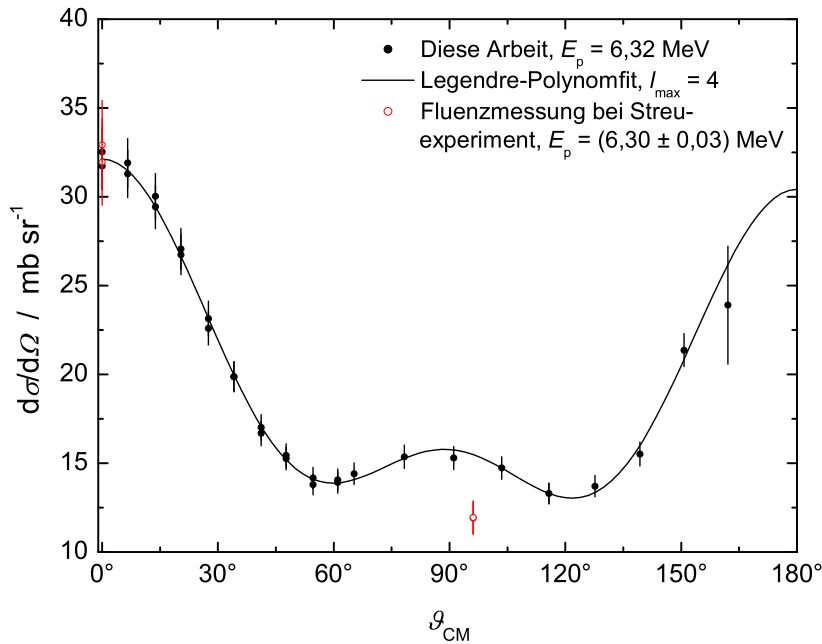


Abbildung 29: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von $6,32\text{ MeV}$ (schwarze Punkte). Zusätzlich sind Wirkungsquerschnitte dargestellt, die am PTB-Flugzeitspektrometer aus den Fluenzmessungen eines Streuexperimentes bei $E_p = 6,30\text{ MeV}$ bestimmt wurden (rote Kreise).

kennt, dass der experimentelle Peak durch die Kombination der beiden Rechnungen recht gut reproduziert werden kann. Da, wie in Abbildung 18 erkennbar, der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° bei $E_p \approx 6,3\text{ MeV}$ stark energieabhängig ist, ist die Qualität der Winkelverteilung sehr fragwürdig. Trotzdem bestätigt die Messung, dass bei dieser Energie eine hohe Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung erzielt werden kann. Bei dieser Energie wurde ein Streuexperiment durchgeführt (vergleiche Kapitel 6.3). Die Fluenzmessungen am Anfang und Ende des Streuexperimentes zeigen im Flugzeitspektrum eine Peakform, wie sie in Abbildung 20 (a), Fall (β) für eine Resonanz im Wirkungsquerschnitt berechnet wurde. Die Fluenzmessungen ermöglichen die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° und den Monitorwinkel $\vartheta_{\text{LS}} = 90^\circ$ für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion. Diese differentiellen Wirkungsquerschnitte sind ebenfalls in Abbildung 29 dargestellt (rote Kreise). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° aus den Fluenzmessungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, die für den Monitorwinkel weichen jedoch um 30 % ab. Aufgrund dieser Abweichungen wird die Winkelverteilung verworfen.

Eine wichtige Konsequenz für Streuexperimente ist, dass bereits bei den Fluenzmessungen die Flugzeitspektren kritisch geprüft werden (Vergleich der Peak-Breiten mit SINENA-

Rechnungen, ggf. Vergleich der Peakflächen mit Ergebnissen aus den $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Messungen).

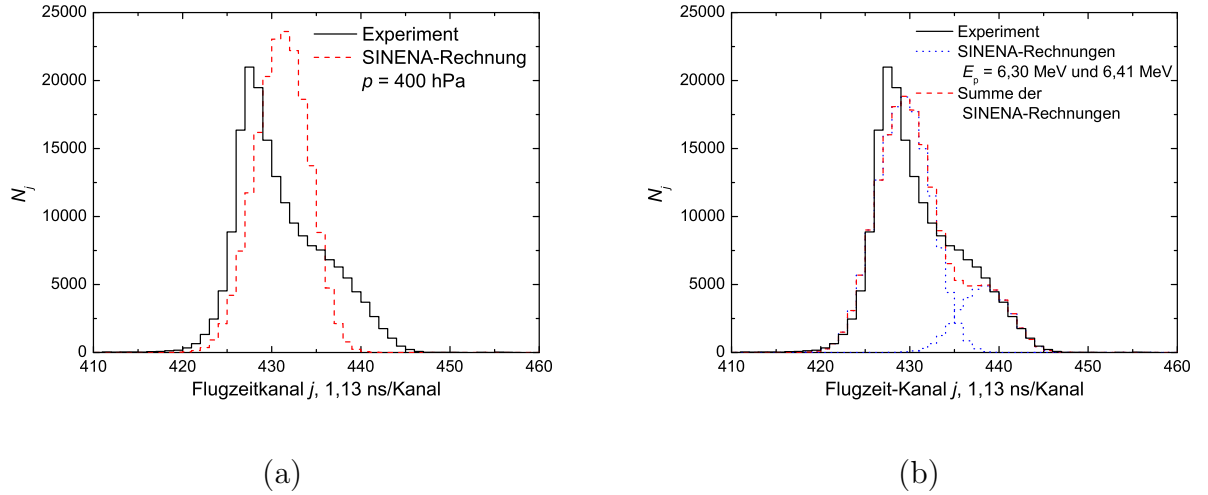


Abbildung 30: Flugzeitspektren für Detektor D1 bei der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für eine mittlere Projektilenergie von $6,32\text{ MeV}$. Die linke Abbildung zeigt den experimentell bestimmten (schwarzes Histogramm) sowie einen mit der Monte-Carlo-Simulation SINENA gerechneten (rotes Histogramm) Flugzeitpeak. Die im Experiment bestimmte Peakform wird durch die Simulation schlecht reproduziert. Die rechte Abbildung zeigt dasselbe experimentelle Spektrum, aber Monte-Carlo Simulationen (blaue Histogramme) mit zwei verschiedenen Projektilenergien. Mit der Summe der Rechnungen (rotes Histogramm) kann der experimentelle Flugzeitpeak besser beschrieben werden.

$$E_p = 6,62\text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 3,03\text{ MeV}),$$

$$E_p = 6,69\text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 3,10\text{ MeV})$$

Abbildung 31 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_p = 6,62\text{ MeV}$ (schwarze Punkte). Die Winkelverteilung zeigt ebenfalls eine Vorwärtsbetonung, allerdings ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° mit $21,7\text{ mb/sr}$ deutlich kleiner als bei der Messung bei $E_p = 6,32\text{ MeV}$.

Die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte betragen mit Ausnahme des 160° -Datenpunktes 4% bis 5%. Das sind typische Unsicherheiten, die bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion erreicht wurden. Aufgrund der großen Unsicherheit des Datenpunktes für 160° , die durch die Unsicherheit der Korrektur für die Fluenzschwächung im Gastarget verursacht wird, ist dieser Datenpunkt bei der Bestimmung des integralen Wirkungsquerschnittes durch den Legendre-Polynomfit nur sehr schwach gewichtet. Deshalb wurde bei den Messungen in der zweiten Messkampagne auf eine Messung unter 160° verzichtet.

In Abbildung 31 ist zusätzlich die Winkelverteilung gezeigt, die von Murphy et al. [62] für $E_p = 6,62 \text{ MeV}$ gemessen wurde. Wie bei $E_p = 5,66 \text{ MeV}$ (Abbildung 27) hat die Winkelverteilung eine ähnliche Form, die Wirkungsquerschnitte sind aber ca. 15 % größer.

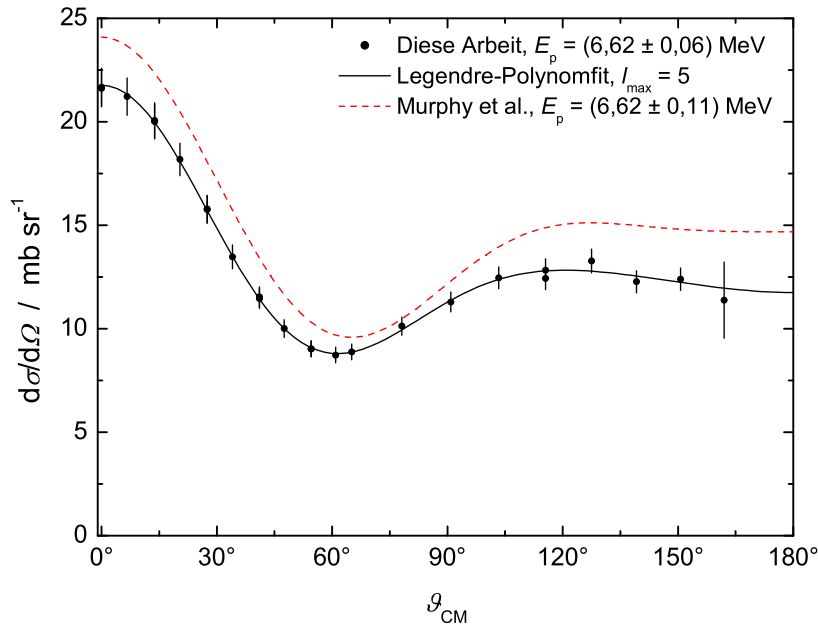


Abbildung 31: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von $6,62 \text{ MeV}$ (schwarze Punkte). Die rote gestrichelte Kurve zeigt die Winkelverteilung, die von Murphy et al. [62] bei einer Protonenenergie von $6,62 \text{ MeV}$ gemessen wurde.

In Abbildung 32 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_p = 6,69 \text{ MeV}$ gezeigt. Wie bei $E_p = 6,62 \text{ MeV}$ ist die Vorwärtsbetonung der Winkelverteilung nicht sonderlich ausgeprägt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° ist mit $20,7 \text{ mb/sr}$ etwas kleiner als bei der Messung mit $E_p = 6,62 \text{ MeV}$. Das steht nicht in Einklang mit den in Abbildung 18 enthaltenen Daten aus DROSG-2000, die bei $E_p = 6,58 \text{ MeV}$ ein Minimum und bei $E_p = 6,65 \text{ MeV}$ ein Maximum zeigen. In der Abbildung 32 ist zusätzlich die Winkelverteilung dargestellt, die von Hansen et al. [64] für $E_p = 6,65 \text{ MeV}$ (Energiebreite $0,34 \text{ MeV}$) gemessen wurde. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° ist um 25 % größer. Diese sowie die in Abbildung 31 dargestellte Winkelverteilung von Murphy et al. [62] bestimmen den Verlauf der 0° -Anregungsfunktion aus dem Code DROSG-2000 in Abbildung 18 in diesem Energiebereich.

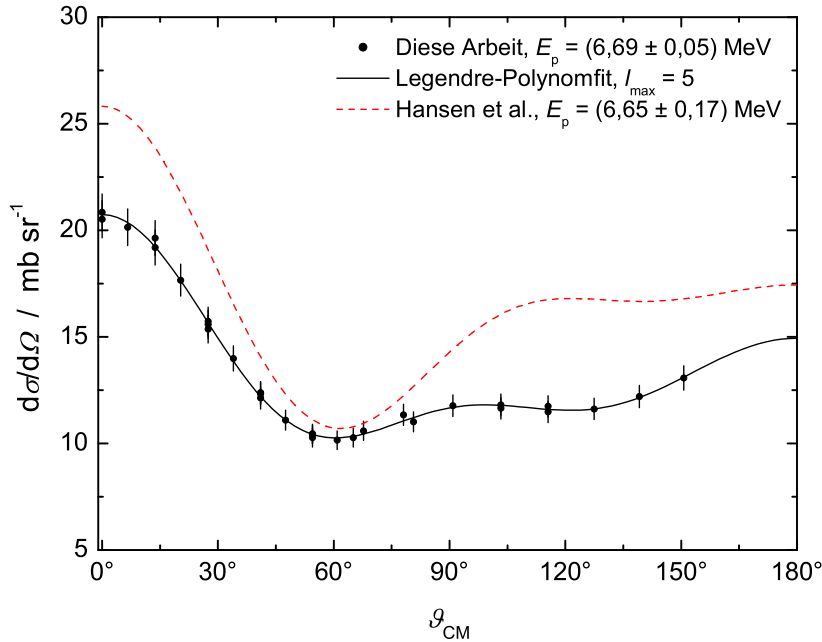


Abbildung 32: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von 6,69 MeV. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Hansen et al. [64] bei einer Protonenenergie von 6,65 MeV gemessene Winkelverteilung.

$$E_p = 7,59 \text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 4,02 \text{ MeV}),$$

$$E_p = 7,57 \text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 3,99 \text{ MeV})$$

In Abbildung 33 ist die Winkelverteilung für $E_p = 7,59 \text{ MeV}$ dargestellt. Bei der Rückrechnung aus der Energie der Neutronen auf die Projektilenergie wurde eine Energieinstabilität festgestellt. Bei der ersten 0° -Messung mit voller Stromstärke, der Stromvariation sowie den Messungen unter den Zyklotronwinkeln 6° und 60° betrug die Projektilenergie 7,594 MeV, bei der 110° - und der abschließenden 0° -Messung jedoch 7,610 MeV. Zur Unterscheidung sind die Messungen mit der niedrigeren Projektilenergie in Abbildung 33 mit schwarzen Punkten und die mit der höheren Projektilenergie mit roten Kreisen dargestellt. Man erkennt, dass die Datenpunkte der ersten und abschließenden Messung mit dem Zyklotronwinkel 0° stark voneinander abweichen, im Fall der differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° um 21 %.

In Abbildung 34 (a) sind die Flugzeitpeaks des Monitordetektors bei der ersten (schwarzes Histogramm) und der abschließenden (rotes Histogramm) 0° -Messung gezeigt. Man erkennt, dass der Flugzeitpeak der abschließenden 0° -Messung einen „Ausläufer“ bzw. Nebenpeak an der rechten Seite, d.h. hin zu kleineren Flugzeiten, hat. Die Ursache für die Änderung der Peakform konnte nicht ermittelt werden. Es kann nicht ausgeschlossen

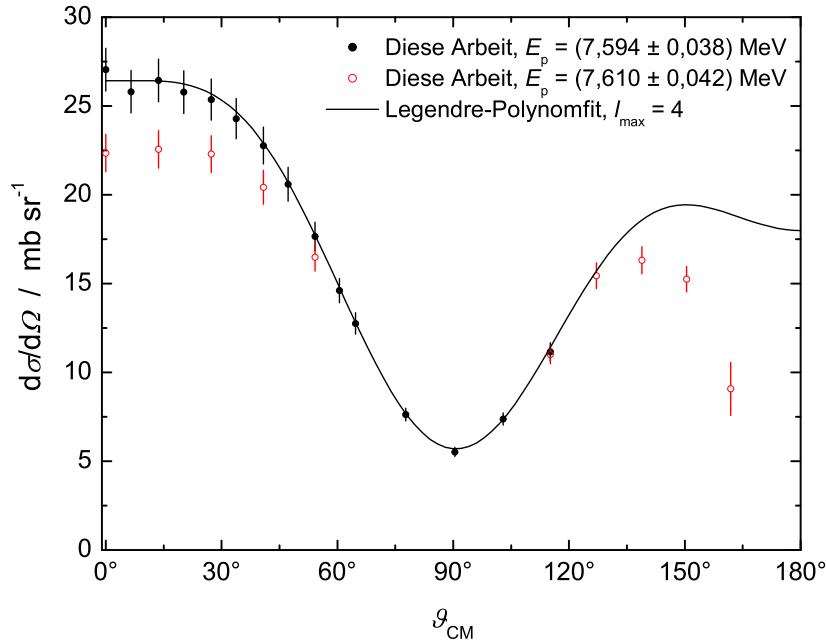


Abbildung 33: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von 7,59 MeV. Bei der Messung änderte sich die Protonenenergie um ca. 15 keV. Die Datenpunkte von den Teilmessungen mit der niedrigeren Projektilenergie sind mit schwarzen Punkten, die von den Teilmessungen mit der höheren Projektilenergie mit roten Kreisen dargestellt.

werden, dass, ähnlich wie bei der Messung mit $E_p = 6,32$ MeV, Protonen mit zwei verschiedenen Energien aus dem Zyklotron extrahiert wurden. Der Flugzeitpeak des Monitor-detektors bei der 110° -Messung zeigt ebenfalls einen rechtsseitigen Ausläufer, die anderen Messungen nicht. Der Vergleich der Monitorfluenzen bezogen auf dieselbe Targetladung in Abbildung 34 (b) zeigt, dass sie bei den Messungen mit Ausläufer niedriger sind (10 % bei der 2. 0° -Messung bzw. 17 % bei der 110° -Messung, jeweils bezogen auf die 1. Messung unter 0°). Alle differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abbildung 33 sind auf die jeweils gemessene Ladung normiert und nicht auf das Verhältnis der Monitorfluenzen. Durch die Normierung über das Verhältnis der Monitorfluenzen wird die Abweichung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° teilweise kompensiert, allerdings bleibt noch immer eine Diskrepanz zwischen den hochgradig korrelierten Datenpunkten bestehen. Gleichzeitig weichen dann die beiden Datenpunkte bei 110° (Detektor 5 der Messung mit dem Zyklotronwinkel 60° , Detektor 1 der Messung mit dem Zyklotronwinkel 110°), die in Abbildung 33 sehr gut übereinstimmen, voneinander ab.

Für die Bestimmung der Legendre-Koeffizienten und des winkelintegrierten Wirkungs-

querschnittes wurden die Messungen mit dem Zyklotronwinkel 110° und die abschließende 0° -Messung aus der Fit-Prozedur ausgeschlossen. Das hat größere Unsicherheiten der Legendre-Koeffizienten zur Folge.

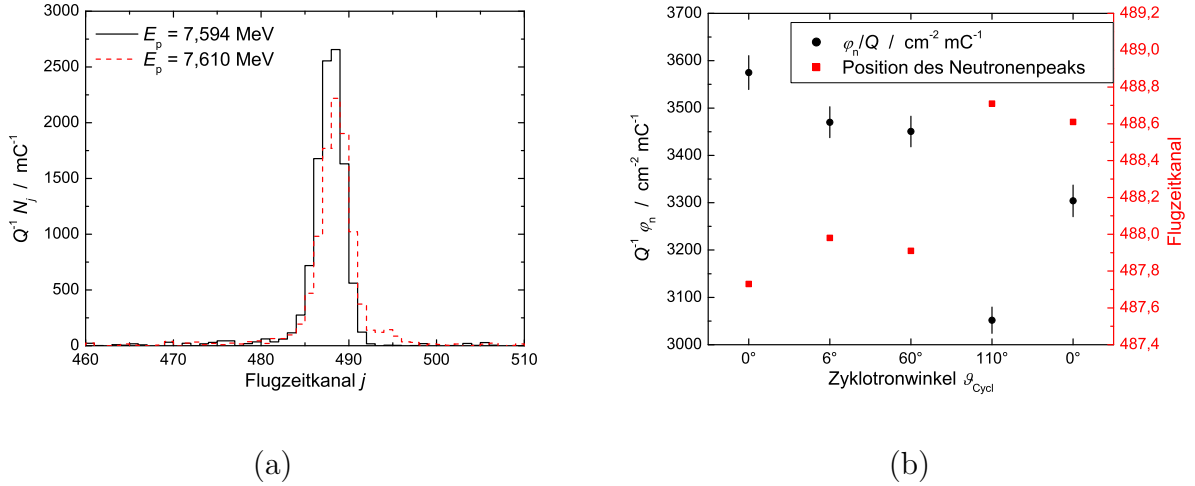


Abbildung 34: Links: Flugzeitspektren des Monitordetektors bei der ersten (schwarzes Histogramm) und abschließenden (rotes Histogramm) Messung, bei der das Zyklotron auf 0° ausgerichtet war. Der Flugzeitpeak bei der abschließenden Messung zeigt einen Ausläufer an der rechten Seite. Rechts: Fluenzen pro Ladung des Monitordetektors (schwarze Punkte) sowie Positionen des Neutronenpeaks (rote Quadrate) bei den Teilmessungen mit voller Projektilestromstärke. Die Messungen sind nach der Reihenfolge der Durchführung geordnet. Bei der 110° - und abschließenden 0° -Teilmessung weichen Peakpositionen und Fluenzen pro Ladung von den anderen Messungen ab.

Trotz der Schwierigkeiten bei dieser Messung ist erkennbar, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° sehr groß ist, d.h. diese Energie ist für Streuexperimente geeignet. Aus der Energieinstabilität wurde außerdem die Konsequenz gezogen, dass die Fluenzen, Peakpositionen und Peakformen des Monitors bei Streuexperimenten sorgfältig verglichen werden müssen.

Wegen der Energieinstabilität wurde die Messung in der zweiten Messkampagne wiederholt. Da die Zyklotroneinstellungen nicht genau reproduzierbar sind, wurde nicht exakt dieselbe Projektilenergie getroffen. In Abbildung 35 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_p = 7,57 \text{ MeV}$ dargestellt. Bei dieser Messung war die Projektilenergie stabil, allerdings trat ein Problem bei der Untersuchung der lokalen Gaserhitzung im Target auf. Beim Herunterteilen der vollen Stromstärke ($I \approx 960 \text{ nA}$) auf $1/4$ bzw. $1/16$ wurden nicht die erwarteten Stromstärken von $I_{1/4} \approx 240 \text{ nA}$ und $I_{1/16} \approx 60 \text{ nA}$, sondern ca. 280 nA bzw. 100 nA gemessen. Die Variation der Projektilestromstärke ergab, dass die lokale Gaserhit-

zung im Target nicht zu einer Verringerung der Fluenz, sondern zu einer Erhöhung führt (positiver Anstieg der Regressionsgeraden). Aus diesem Grund wurde die Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne um 7% korrigiert (Mittelwert der Korrekturen der lokalen Gaserhitzung bei den anderen Messungen). Als Unsicherheit der Korrektur wurde hier 7% angenommen (100% Korrelation für alle Datenpunkte). Dies führt zu den großen Fehlerbalken in Abbildung 35 und gleichzeitig zu hohen Korrelationen zwischen den Datenpunkten.

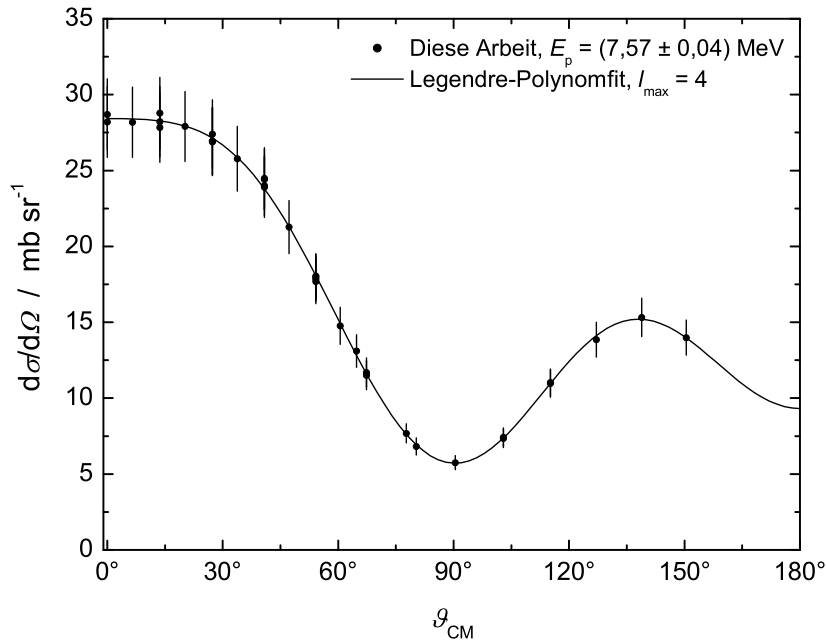


Abbildung 35: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von $7,57\text{ MeV}$.

$$E_p = 8,70\text{ MeV} \quad (E_n(0^\circ) = 5,13\text{ MeV})$$

In Abbildung 36 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_p = 8,70\text{ MeV}$ dargestellt. Für diese Energie wurde ein ausgesprochen niedriger differentieller Wirkungsquerschnitt für 0° bestimmt. In Abbildung 18 ist bei $E_p \approx 9\text{ MeV}$ eine Resonanz erkennbar, ebenso in den Messungen von Chew et al. [61] und Barnett [63]. Aus den Fluenzmessungen eines Streuexperimentes sowie mehreren Testmessungen für $E_p = 8,8\text{ MeV} - 9,1\text{ MeV}$ wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° zwischen 18 mb/sr und 22 mb/sr bestimmt. Offensichtlich wurde die Projektilenergie für diese Messung zu niedrig gewählt. In Abbildung 36 ist außerdem die Winkelverteilung gezeigt, die von Wong et al. [65] bei $E_p = 8,65\text{ MeV}$ mit einer Energiebreite von $0,28\text{ MeV}$ gemessen wurde. Diese Winkelverteilung weicht von der dieser Arbeit ab, der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° ist mit etwa 6 mb/sr deutlich größer. Eine bei $E_p = 8,51\text{ MeV}$ durchgeführte Testmessung ergab

einen differentiellen Wirkungsquerschnitt für 0° von $(9,1 \pm 0,8)$ mb/sr. Vermutlich ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° im Energiebereich von $E_p = 8,5 - 9,0$ MeV stark energieabhängig, sinkt bis $E_p \approx 8,65$ MeV und steigt dann stark an.

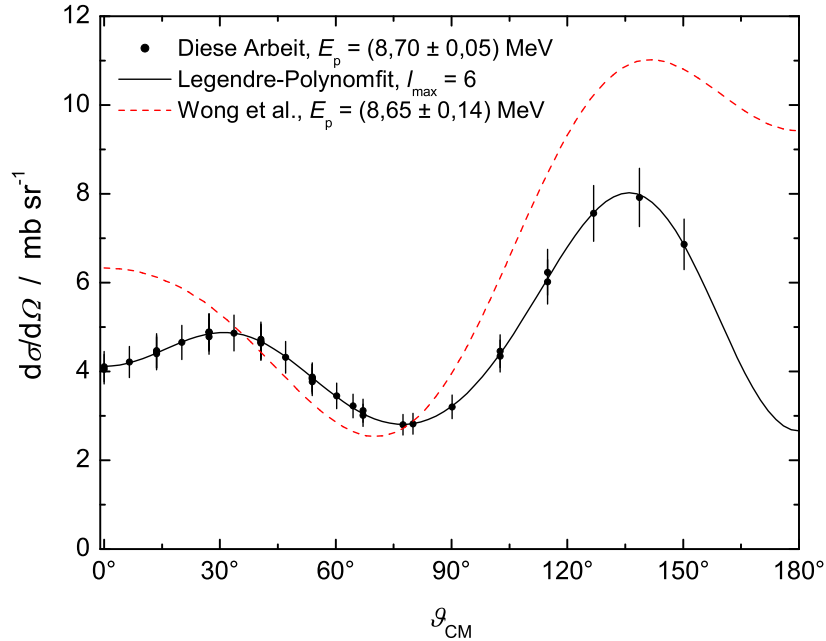


Abbildung 36: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von $8,70$ MeV. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Wong et al. [65] bei einer Protonenenergie von $8,65$ MeV gemessene Winkelverteilung.

Ähnlich wie bei der Messung mit $E_p = 7,57$ MeV traten bei der Variation der Projektilestromstärken Probleme auf. Auch hier wurde wegen der lokalen Gaserhitzung des Targets die Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne um 7% korrigiert und eine Unsicherheit für diese Korrektur von 7% mit 100% Korrelation für alle Datenpunkte angenommen.

Weitere Messungen:

Aufgrund der Schwierigkeiten bei den Messungen mit $E_p = 7,59$ MeV und $7,57$ MeV wurden in diesem Energiebereich weitere Winkelverteilungen gemessen [72]. Die Messungen $E_p = 7,53$ MeV ($E_n(0^\circ) = 3,95$ MeV), $E_p = 7,55$ MeV ($E_n(0^\circ) = 3,98$ MeV) und $E_p = 7,62$ MeV ($E_n = 4,04$ MeV) decken die Resonanz bei $E_p = 7,59$ MeV ab. Zusätzlich erfolgte eine Messung bei $E_p = 7,69$ MeV ($E_n(0^\circ) = 4,11$ MeV), die in Abbildung 37 dargestellt ist. Es wurde mit $10,2$ mb/sr ein differentieller Wirkungsquerschnitt für 0° bestimmt, der relativ klein ist. Das steht im Widerspruch zu den im Code DROSG-2000 enthaltenen Daten für $E_p = 7,69$ MeV von Murphy et al. [62]. Diese Winkelverteilung ist ebenfalls in Abbildung 37 dargestellt (rote gestrichelte Kurve). Die Diskrepanz ist überraschend, da

sich die Messungen von Murphy et al. [62] durch besonders kleine Unsicherheiten (5 % bis 7 % für winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte, 4 % für die Form der Winkelverteilung) auszeichnen.

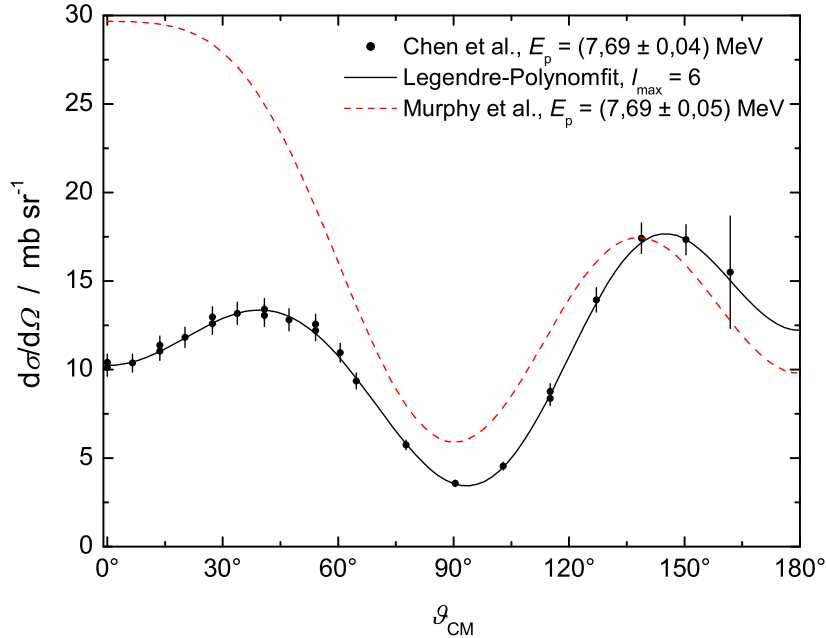


Abbildung 37: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ -Reaktion für eine Protonenenergie von 7,69 MeV. Die rote gestrichelte Kurve zeigt die von Murphy et al. [62] bei einer Protonenenergie von 7,69 MeV gemessene Winkelverteilung.

Zusätzlich wurden auch Testmessungen sowie die Fluenzmessungen aus den Streuexperimenten herangezogen, um differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° zu bestimmen. Die Datenpunkte haben etwas größere Unsicherheiten (7 % – 9 %). Trotzdem erlauben sie Aussagen, ob an der jeweiligen Energie eine hohe differentielle Neutronenausbeute für 0° erzielt werden kann oder nicht.

4.4.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

In Abbildung 38 sind Gas-In-Flugzeitspektren für $E_n = 2,03\text{ MeV}$, $3,03\text{ MeV}$ und $4,02\text{ MeV}$ dargestellt, die mit Detektor D1 jeweils unter einem Winkel von 0° zur Strahlachse gemessen wurden.

Der Vergleich der Flugzeitspektren für verschiedene Energien erlaubt folgende Schlussfolgerungen:

- Die Halbwertsbreite der Neutronen-Flugzeitpeaks sinkt bei konstantem Gasdruck mit steigender Neutronenenergie. Das ist neben der Energieabhängigkeit des linearen

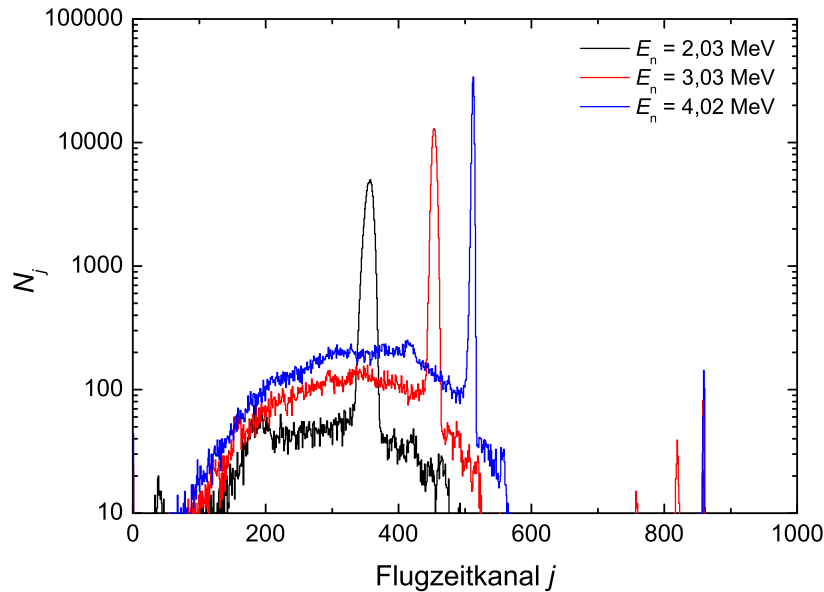


Abbildung 38: Gas-In-Flugzeitspektren für Neutronenenergien 2,03 MeV (schwarz), 3,03 MeV (rot) und 4,02 MeV (blau). Die Neutronen-Flugzeitpeaks werden mit steigender Energie schmaler. Der Anteil der Neutronen, die im Gold-Beamstop erzeugt werden, nimmt mit steigender Protonenenergie stark zu.

Bremsvermögens auch auf die nichtlineare Transformation zwischen Energie und Zeit nach Gleichung (11) zurückzuführen.

- Der Anteil der Neutronen, der im Gold-Beamstop durch die $^{197}\text{Au}(\text{p},\text{n})^{197}\text{Hg}$ -Reaktion ($Q = -1,38 \text{ MeV}$ für ^{197}Hg im Grundzustand, bei höheren Protonenenergien ist auch die Neutronenproduktion über angeregte Zustände möglich) erzeugt wird, steigt mit ansteigender Protonenenergie. Bei den Messungen, bei denen die Detektoren direkt auf die Neutronenquelle ausgerichtet sind, heben sich die Neutronenpeaks sehr deutlich vom Untergrund ab. Der Neutronen-Untergrund kann sehr gut experimentell durch Gas-Out-Messungen abgezogen werden. Bei Streuexperimenten sind die Neutronenpeaks jedoch deutlich kleiner, so dass unter Umständen bei hohen Projektilenergien längere Messzeiten notwendig sind, um den Untergrund zuverlässig abziehen zu können.

In Abbildung 39 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° aus den oben beschriebenen Messungen zusammen mit den Daten aus der Literatur dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 18 sind nur die Daten dargestellt, die in Veröffentlichungen auffindbar waren. Die Fehlerbalken für die Abszisse geben nicht die Unsicherheit in der Energiebestimmung an (über die im Allgemeinen keine Angabe gemacht wird), sondern die Energiebreite der

Protonen aufgrund der Targetdicke. Die Ergebnisse der Messungen von kompletten Winkelverteilungen am PTB-Flugzeitspektrometer sind mit roten Punkten dargestellt. Die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° beziehen sich auf die, die mit dem Legendre-Polynomfit bestimmt wurden. Sie betragen $2,8\% - 7,7\%$. Die Ergebnisse aus den Fluenzmessungen der Streuexperimente sowie der Testmessungen sind mit roten Kreisen dargestellt. Die am PTB-Flugzeitspektrometer durchgeführten Messungen bestätigen den hohen Wirkungsquerschnitt bei $E_p = 5,89 \text{ MeV}$ ($E_n(0^\circ) = 2,24 \text{ MeV}$) und $E_p = 6,33 \text{ MeV}$ ($E_n(0^\circ) = 2,74 \text{ MeV}$) in der von Jones et al. [60] gemessenen Anregungsfunktion sowie bei $E_p = 7,59 \text{ MeV}$ ($E_n(0^\circ) = 4,00 \text{ MeV}$) und $E_p = 8,9 \text{ MeV}$ ($E_n(0^\circ) = 5,3 \text{ MeV}$), die durch die roten Pfeile in Abbildung 18 gekennzeichnet sind. Die hohen differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° bei $E_p = 6,65 \text{ MeV}$ und $E_p = 7,7 \text{ MeV}$ konnten nicht bestätigt werden.

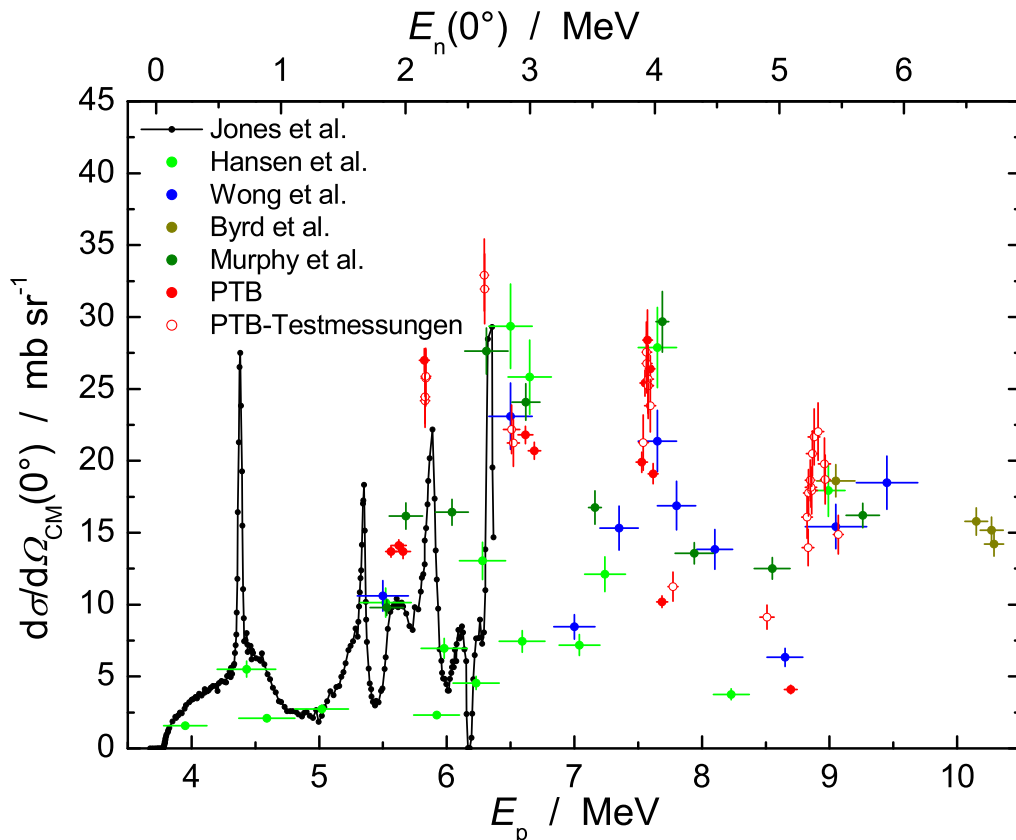


Abbildung 39: Differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° aus dieser Arbeit und Daten aus der Literatur zum Vergleich. Die Wirkungsquerschnitte aus den Messungen von Winkelverteilungen sind als rote Punkte dargestellt, die aus Fluenz- und Testmessungen als rote Kreise.

In Abbildung 40 sind für den gleichen Energiebereich die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte gezeigt, wobei alle verfügbaren Daten aus [60 – 67] dargestellt sind und nicht nur die aus DROSG-2000. Die Wirkungsquerschnitte, die am PTB-Flugzeitspektrometer bestimmt wurden, sind mit roten Punkten dargestellt. Die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte aus dem Legendre-Polynomfit unterscheiden sich im Allgemeinen kaum von denen der differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° und betragen $2,7\% - 7,7\%$. Man erkennt in Abbildung 40 eine starke Streuung der Daten aus den verschiedenen Arbeiten. Eine besondere Rolle spielt die Messung von Barnett [63]. Mit mehr als 300 Datenpunkten für $E_p = 3,746 \text{ MeV} - 11,94 \text{ MeV}$ stellt diese Messung den umfangreichsten Datensatz dar. Aufgrund der Verwendung von sehr dünnen Targets und der damit verbundenen hohen Energieauflösung sind die Resonanzen im Wirkungsquerschnitt der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion sehr gut erkennbar. Es ist allerdings auch erkennbar, dass diese Wirkungsquerschnitte deutlich größer sind als die der meisten anderen Messungen. Bereits in früheren Arbeiten [61, 62] wurde festgestellt, dass die von Barnett [63] gemessenen Wirkungsquerschnitte (Unsicherheit 15%) etwa 50% bis 60% größer sind als bei den anderen Messungen.

Wegen der starken Streuung der dargestellten Wirkungsquerschnitte wurde der Versuch einer „Datenadjustierung“ durchgeführt, d.h. es wurde ein Korrekturfaktor gesucht, um die Daten von Barnett [63] an die Ergebnisse dieser Arbeit anzupassen. Dazu wurden die Wirkungsquerschnitte aus [63] mit der Energiebreite der Messungen dieser Arbeit gemittelt und für jeden Datenpunkt das Verhältnis $\sigma(\text{Barnett})/\sigma(\text{PTB})$ gebildet. Eine lineare Regression liefert den benötigten energieabhängigen Korrekturfaktor $\frac{\sigma(\text{Barnett})}{\sigma(\text{PTB})} = 1,21 + 0,06E_p/\text{MeV}$. Für Protonenenergien von 5 MeV bis 8 MeV entspricht das einem Faktor von $1,5$ bis $1,7$ in guter Übereinstimmung mit [61, 62]. Der adjustierte Barnett-Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 40 als graue Kurve dargestellt. In [62] wurde festgestellt, dass eine einfache Renormierung der Barnett-Daten zu einer guten Übereinstimmung der meisten Daten führt. Diese Aussage kann mit der hier durchgeführten Datenadjustierung bestätigt werden. Lediglich ein Teil der von Hansen et al. [64] bestimmten Wirkungsquerschnitte sind weiterhin diskrepant. Außerdem ist bei den Daten von Jones et al. [60] oberhalb einer Protonenenergie von $5,5 \text{ MeV}$ sowohl in Abbildung 39 als auch 40 eine Abweichung gegenüber den anderen Daten erkennbar, die mit steigender Protonenenergie größer wird.

Betrachtet man die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte von Chew et al. [61] und Barnett [63] bei Protonenenergien von $8,9 \text{ MeV}$ und $9,4 \text{ MeV}$, erkennt man in beiden Anregungsfunktionen Resonanzen mit ähnlicher Breite, allerdings sind die Positionen um etwa 100 keV verschoben. Möglicherweise sind einige Diskrepanzen in den Daten nicht auf Unsicherheiten in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, sondern in der Bestimmung der Projektilenergien zurückzuführen.

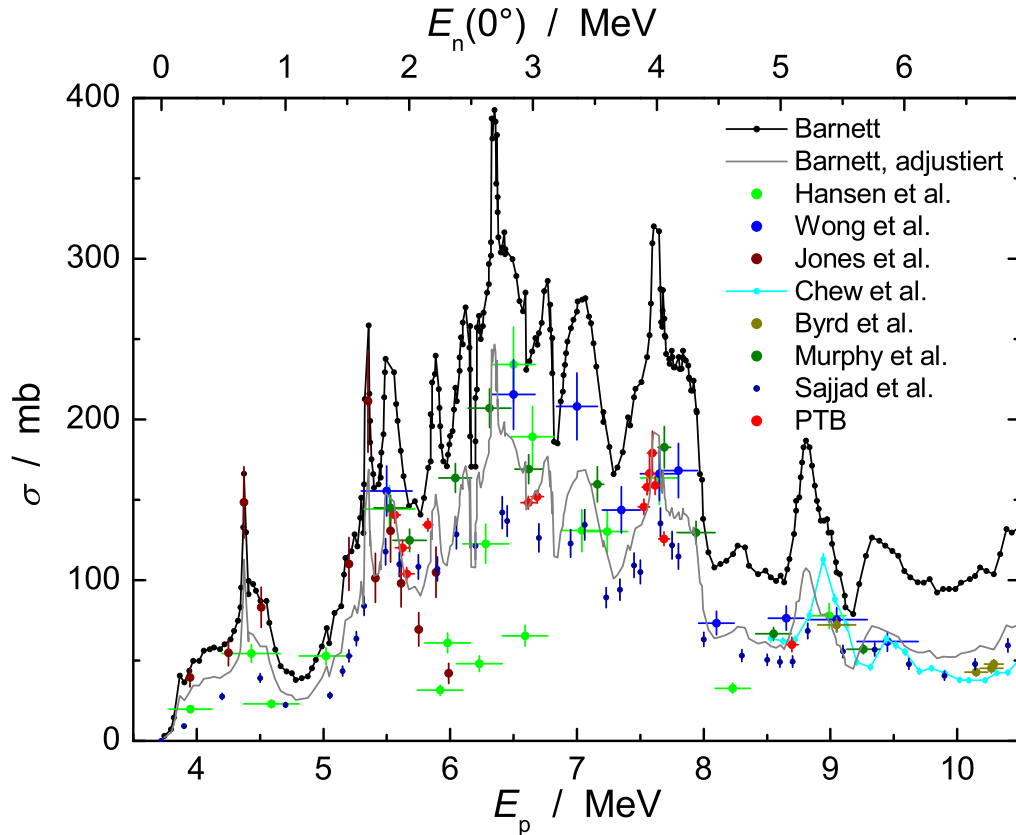


Abbildung 40: Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion aus dieser Arbeit mit Daten aus der Literatur [60 – 67] zum Vergleich.

Vergleich mit der Evaluation von Takács sowie Ausbeuten für dicke Targets

Zum Abschluss des Kapitels sollen die am PTB-Flugzeitspektrometer bestimmten Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ -Reaktion mit denen aus der Evaluation von Takács et al. [73] verglichen werden. Die anhand der Daten aus dieser Arbeit adjustierten Wirkungsquerschnitte von Barnett [63] werden zur Berechnung von Ausbeuten für dicke Targets verwendet, wodurch ein Vergleich mit evaluierten sowie experimentellen Ausbeuten [73] möglich wird.

Das Radioisotop ^{15}O spielt als β^+ -Strahler eine zunehmende Bedeutung in der Positronen-Emissions-Tomographie (PET). Die Reaktion $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ wird neben $^{14}\text{N}(\text{d},\text{n})^{15}\text{O}$ zur Produktion von ^{15}O eingesetzt. Takács et al. [73] haben Evaluationen für verschiedene Reaktionen zur Erzeugung von PET-Isotopen durchgeführt. In Abbildung 41 (a) sind die in der PTB bestimmten $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Wirkungsquerschnitte, die anhand dieser Messungen adjustier-

ten Wirkungsquerschnitte von Barnett [63] sowie die evaluierten Wirkungsquerschnitte aus [73] dargestellt.

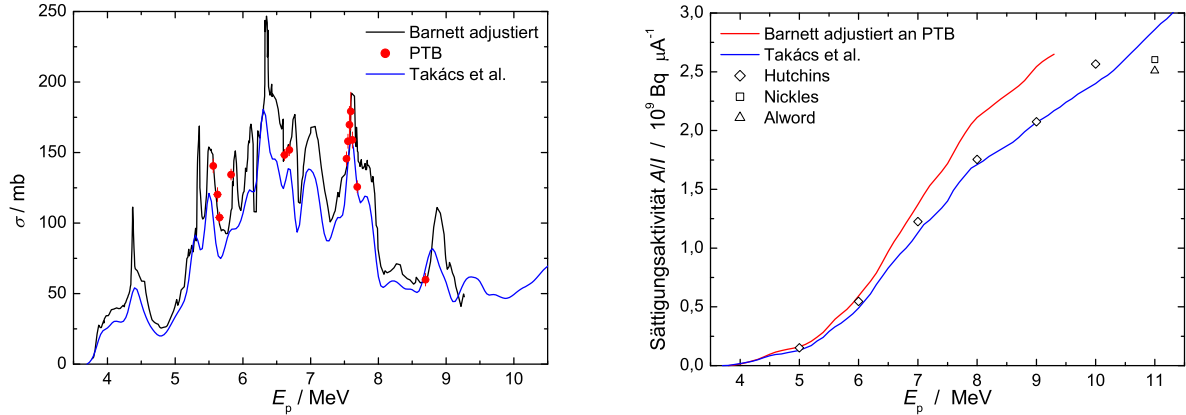


Abbildung 41: Links: Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ -Reaktion, die in der PTB bestimmt wurden (rote Punkte), die anhand dieser Daten adjustierten Wirkungsquerschnitte von Barnett (schwarze Kurve) und aus der Evaluation von Takács et al. (blaue Kurve). Rechts: Sättigungsaktivität A/I , die mit den adjustierten Barnett-Wirkungsquerschnitten berechnet wurde (rote Kurve) und aus der Evaluation von Takács et al. (blaue Kurve). Es sind ebenfalls die experimentell bestimmten ^{15}O -Ausbeuten von Hutchins et al., Nickles et al. und Alword et al. dargestellt, die aus [73] entnommen wurden. Experimentelle Ausbeuten für dicke Targets stellen eine Untergrenze für die berechneten dar.

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion und damit auch der adjustierte Barnett-Datensatz liegen etwa 20 % über denen der Evaluation von Takács. Es ist jedoch anzumerken, dass lediglich ein Teil der verfügbaren experimentellen Daten in die Evaluation eingeflossen sind, nämlich die Messungen von Sajjad et al. [67], Chew et al. [61] und Barnett [63] (nach einer Renormierung mit dem Faktor 0,5 [74])⁴. Die Messungen von Wong et al. [65] und Hansen et al. [64] wurden wegen Diskrepanzen zu den anderen Datensätzen nicht berücksichtigt. Die Messungen von Jones et al. [60], Murphy et al. [62] und Byrd et al. [66] werden nicht kommentiert. In Abbildung 41 (b) ist die Sättigungsaktivität A/I , die gleich der Ausbeute für dicke Targets $Y(E) = \int_0^E dE' (\Sigma(E')/S(E'))$ ist, dargestellt. Die Ausbeute für dicke Targets, die mit dem adjustierten Barnett-Datensatz berechnet wurde, ist ebenfalls etwa 20 % größer als die der

⁴Zusätzlich wurden die Messungen von Kitwanga et al. [75] für Protonenenergien von 15 MeV bis 28 MeV in der Evaluation berücksichtigt; wegen des Energiebereiches werden diese Messungen im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Takács-Evaluation. In [73] wird die mit den evaluierten Wirkungsquerschnitten berechnete ^{15}O -Ausbeute mit Messungen von Hutchins et al., Nickles et al. und Alword et al. (alle Daten entnommen aus [73]) verglichen. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und der Takács-Evaluation erkennbar, d.h. die experimentell bestimmten Ausbeuten für dicke Targets sind niedriger als die mit den adjustierten Wirkungsquerschnitten von Barnett berechneten. In [73] wird allerdings auch festgestellt, dass zu erwarten ist, dass die experimentell bestimmte Ausbeute für dicke Targets wegen Temperatureffekten und unvollständiger Rückgewinnung der Radioisotope während der chemischen Behandlung immer kleiner ist als die mit Wirkungsquerschnitten berechnete.

5 Streuexperimente – Messplan und Auswertung

5.1 Allgemeines

In diesem Kapitel wird der Messplan und die Auswertung der Streuexperimente beschrieben, die unter Verwendung der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als Quelle monoenergetischer Neutronen durchgeführt wurden. Die Darstellung der Ergebnisse erfolgt in Kapitel 6. Der Übersicht wegen sollen hier einige wichtige Eigenschaften zusammengefasst werden, die sich aus den allgemeinen Eigenschaften in Kapitel 3 und der Untersuchung der neutronenerzeugenden Reaktion in Kapitel 4 ergeben.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $\vartheta = 0^\circ$ sind für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion kleiner als bei der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion. Aufgrund von scharfen Resonanzen in der 0° -Anregungsfunktion sind Streuexperimente nur bei ausgewählten Energien sinnvoll. Das lineare Bremsvermögen $S = -dE/dx$ für Protonen in Stickstoff ist deutlich größer als das für Deutronen in Deuterium. Die Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung ist für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion um etwa eine Größenordnung kleiner als bei der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion und erfordert deshalb eine deutliche Verlängerung der Messzeiten.

Bei der Verwendung eines Gastargets kann die Massenbelegung durch Änderung des Gasdruckes verändert werden. Eine Druckerhöhung führt zu einer höheren Neutronenausbeute, aber auch zu einer Verbreiterung der primären Energieverteilung. Die Wahl des Gasdruckes ist somit ein Kompromiss zwischen Neutronenausbeute und Energieauflösung. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Streuexperimente wurde ein Gasdruck von 400 hPa bis 500 hPa gewählt. Das entspricht einer Energiebreite von etwa 90 keV bis 100 keV. Damit ist die Auflösung der inelastisch gestreuten Neutronen vom ersten Niveau von ^{206}Pb ($E_x = 803$ keV) und dem zweiten Niveau von ^{207}Pb ($E_x = 898$ keV) möglich.

Die Energie der nachzuweisenden Neutronen ist nach unten durch die Nachweisschwelle begrenzt. Unterhalb einer Neutronenenergie von etwa 1,5 MeV ist ein zuverlässiger Nachweis nicht mehr möglich. Das hat zur Konsequenz, dass bei den niedrigen Einschussenergien inelastische Wirkungsquerschnitte nur für Niveaus mit kleinen Anregungsenergien bestimmt werden können.

Eine zusätzliche Herausforderung ergibt sich durch die Normierung auf den Wasserstoff-Streuquerschnitt. Aufgrund der Kinematik sinkt die Energie der am Wasserstoff gestreuten Neutronen schnell mit steigendem Streuwinkel unter die Nachweisschwelle der Detektoren. Damit ist der maximale Streuwinkel für die Referenzmessung begrenzt. Er beträgt 52° für eine Einschussenergie $E_n = 4$ MeV (das ist die höchste Neutronenenergie, bei der unter Verwendung der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion erfolgreich Streuexperimente durchgeführt wurden) und sinkt auf 35° bei $E_n = 2,24$ MeV. Der minimale Streuwinkel ist auf $12,5^\circ$ begrenzt,

da bei kleineren Winkeln die vom Gastarget direkt in Richtung des Detektors emittierten Neutronen nicht mehr vollständig vom Kollimator abgeschirmt werden. Eine Alternative wäre die Normierung auf den elastischen Streuquerschnitt für Kohlenstoff, der in dem hier interessanten Energiebereich gleich dem totalen Wirkungsquerschnitt ist. Da der Streuquerschnitt für Kohlenstoff in diesem Energiebereich mehrere scharfe Resonanzen hat und kleine Änderungen von Energie bzw. Streuwinkel einen großen Einfluss auf die Normierung haben könnten, wurde die Normierung auf den Wasserstoff-Streuquerschnitt bevorzugt.

Um Neutronen mit niedrigen Energien bis hinab zu 1,5 MeV nachweisen zu können, ist der Betrieb der Detektoren mit möglichst niedrigen Nachweisschwellen notwendig. Bei den großvolumigen Detektoren D2 – D5 hat das die Konsequenz, dass die an sich exzellente n- γ -Diskriminierung dann nicht mehr so gut funktioniert, d.h. der γ -Untergrund kann nur teilweise unterdrückt werden. Die Konsequenzen werden in Kapitel 5.6 detaillierter diskutiert.

Durch die niedrigeren Neutronenenergien ergeben sich aber auch einige Vorteile. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren ist abhängig von der Neutronenenergie und der Nachweisschwelle. Für Neutronen mit Energien von 1,5 MeV bis 4 MeV ist sie größer als für die Energien, bei denen bisher Streuexperimente durchgeführt wurden. Zusammen mit der Verringerung der Nachweisschwelle bewirkt das eine Vergrößerung der Nachweiswahrscheinlichkeit etwa um den Faktor 2 (vergleiche Abbildung 10).

Die Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung steigen mit steigender Einschussenergie erst an, erreichen ein Maximum und werden dann aufgrund der zunehmenden Zahl von konkurrierenden Reaktionskanälen wieder kleiner. Die inelastischen Streuquerschnitte für die ersten angeregten Niveaus sind, wie in Abbildung 5 erkennbar, im Energiebereich von 2 MeV bis 4 MeV größer als in dem Energiebereich, in dem Streuexperimente mit der D(d,n)-Reaktion als Neutronenquelle durchgeführt wurden. Dadurch wird die geringere Neutronenausbeute der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion teilweise kompensiert.

Aufgrund der niedrigeren Einschussenergien kann das Neutron lediglich einen geringeren Drehimpuls übertragen. Es ist zu erwarten, dass die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung eine weniger starke Winkelabhängigkeit haben als bei höheren Energien. Bei den Experimenten mit der D(d,n)-Neutronenquelle im Energiebereich von 6 MeV bis 15 MeV wurden pro Energie Messungen für 7 bis 10 Zyklotronwinkel durchgeführt, so dass (mit den vier großen Detektoren D2 – D5) bis zu 40 Datenpunkte für eine Winkelverteilung gemessen wurden. Im Fall der Messung der elastischen Streuquerschnitte für Blei im Energiebereich von 8 MeV bis 14 MeV [18] war bei der Einschussenergie $E_n = 7,93 \text{ MeV}$ ein Legendre-Polynomfit mit $\ell_{\max} = 13$ notwendig, bei $E_n = 14,23 \text{ MeV}$ sogar $\ell_{\max} = 18$. Die große Zahl an Datenpunkten war also notwendig

für den Fit mit Legendre-Polynomen hoher Ordnung. Bei niedrigeren Einschussenergien reichen gegebenenfalls Messungen unter zwei bis drei Zyklotronwinkeln aus, um die Winkelverteilung zuverlässig zu beschreiben.

5.2 Messplan

Das erste Streuexperiment mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als Neutronenquelle wurde bei $E_n = 2,94$ MeV durchgeführt. Die Energie von ca. 3 MeV wurde gewählt, da sie etwa in der Mitte des geplanten Energiebereiches für Streuexperimente liegt, auch wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° in Abbildung 18 nicht besonders groß ist.

In jeder Messkampagne standen ca. 100 Stunden Strahlzeit zur Verfügung, wodurch die maximale Zeit für ein Streuexperiment bei einer Projektilenergie beschränkt ist. Eine Aufteilung eines Streuexperimentes auf mehrere Messkampagnen ist nicht möglich, da die Beschleunigereinstellungen nicht exakt reproduzierbar sind.

^{252}Cf -Messung:

Neben der Kalibrierung der Flugzeit-TACs und der Gamma-Kalibrierung wurde am Wochenende vor und nach dem Streuexperiment eine Messung mit der ^{252}Cf -Spaltneutronenquelle zur Bestimmung der Nachweisschwellen durchgeführt. Die Auswertung dieser Messung ist in Kapitel 3.9 beschrieben. Die doppelte Durchführung der ^{252}Cf -Messung ermöglichte die Überprüfung der Stabilität der Nachweisschwellen und der Detektorelektronik während der Messkampagne.

Während der Messkampagne selbst wurden folgende Messungen durchgeführt:

Fluenzmessung:

Am Beginn und Ende jeder Strahlzeit wurden Fluenzmessungen (vergleiche Kapitel 3.10) durchgeführt. Das Zyklotron wurde dabei so gedreht, dass die Strahlachse auf Detektor D1 ausgerichtet ist. Der Streuprobenhalter wurde für diese Messung entfernt. Das Gastarget blieb gegenüber der Drehachse um 17,5 cm verschoben, so dass die Flugstrecke S hier 12,175 m betrug. Die Detektoren D2 – D5 sind bei dieser Messung durch den Kollimator abgeschirmt, weshalb nur D1 und der Monitor-detektor verwendet wurden. Der Monitor-detektor stand unter dem gleichen Winkel zur Strahlachse wie bei den Streumessungen.

Die Fluenzmessung dient der Bestimmung der Neutronenenergie und damit der Projektilenergie. Durch Vergleich mit Rechnungen mit dem Monte-Carlo-Code SINENA [24] können Aussagen über Strahleigenschaften getroffen werden, d.h. es werden Eingangsparameter für die Simulation der Streuexperimente mit dem Monte-Carlo-Code STREUER [24] bestimmt.

Nicht zuletzt erlaubt die gemessene Neutronenfluenz die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für 0° , d.h. es ist eine Aussage möglich, ob eine Resonanz getroffen wurde (vergleiche Abbildung 39). Die Fluenzmessung wurde am Anfang und am Ende einer Strahlzeit durchgeführt, wodurch die Überprüfung der Stabilität des Projektilstrahls möglich war.

Messung mit PE-Streuprobe:

Die Streuexperimente sind Relativmessungen. Als Referenzquerschnitt dient der Streuquerschnitt für Wasserstoff aus der ENDF/B-V-Datenbibliothek, als Streuprobe ein Polyethylen-Zylinder mit sehr gut bekanntem Wasserstoffanteil (vergleiche Kapitel 3.5). Die Messung besteht aus mehreren Teilmessungen: Neben Messungen mit Streuprobe (Sample-In) und gefüllten (Gas-In) sowie leeren (Gas-Out) Gastarget erfolgen außerdem Messungen ohne Streuprobe (Sample-Out) mit gefüllten und leeren Gastarget. Die Sample-Out-Messungen dienen der experimentellen Korrektur der Streuung von Neutronen an der umgebenden Luft. Die Messungen erfolgten meist unter einem Zyklotronwinkel von $12,5^\circ$ mit allen Detektoren, d.h. es wurden fünf Flugzeitspektren im Winkelbereich von $12,5^\circ$ bis $62,5^\circ$ gemessen.

Messungen mit der PE-Streuprobe wurden zweimal, nach der ersten und vor der zweiten Fluenzmessung, durchgeführt. Die Messungen erlauben somit ebenfalls eine Überprüfung der Stabilität und die Bestimmung von Parametern für die STREUER-Rechnungen (vergleiche Kapitel 5.3.2). Bei dem Streuexperiment mit der niedrigsten Einschussenergie ($E_n = 2,24 \text{ MeV}$) wurde eine weitere Messung unter dem Zyklotronwinkel $7,5^\circ$ durchgeführt. Durch die zusätzliche Messung wurde der kleinere Winkelbereich von $12,5^\circ$ bis 35° für $E_n = 2,24 \text{ MeV}$, in dem Wasserstoff-Streupeaks ausgewertet werden können, kompensiert.

Messung mit Streuprobe:

Für die zu untersuchende Streuprobe, z.B. ^{nat}Pb , werden ebenfalls vier Teilmessungen durchgeführt (Gas-In und Gas-Out mit Streuprobe, Gas-In und Gas-Out ohne Streuprobe). Bei dem Streuexperiment mit $E_n = 2,94 \text{ MeV}$ erfolgten Messungen unter zwei Zyklotronwinkeln, $25,0^\circ$ und $80,0^\circ$. Es wurde festgestellt, dass differentielle Wirkungsquerschnitte nicht nur für die vier großvolumigen Detektoren D2 – D5, sondern auch mit dem „Hilfsdetektor“ D1 bestimmt werden konnten, so dass Datenpunkte für 10 Winkel vorliegen. Für den Legendre-Polynomfit der elastischen Streuung war $\ell_{\max} = 6$ notwendig, d.h. es werden für den Fit Datenpunkte für mindestens 7 Winkel benötigt. Bei allen weiteren Experimenten wurden Messungen unter 3 Zyklotronwinkeln durchgeführt. Das hat den Vorteil,

dass durch eine geeignete Wahl der Zyklotronwinkel, z.B. $12,5^\circ$, 60° und 110° , der gesamte mögliche Winkelbereich von $12,5^\circ$ bis 160° abgedeckt werden kann. Zudem stehen damit bis zu 15 Datenpunkte für den Legendre-Polynomfit zur Verfügung. Das ist bei höheren Projektilenergien wegen der notwendigen höheren Ordnung der Polynome vorteilhaft. Ein Nachteil ist jedoch die geringere pro Zyklotronwinkel zur Verfügung stehende Messzeit.

5.3 Auswertung

5.3.1 Auswertung der Fluenzmessungen

Die Auswertung der Fluenzmessungen ähnelt der in Kapitel 4.4.3 beschriebenen Auswertung der Messungen zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion. Deshalb werden an dieser Stelle nur die Schritte detailliert erläutert, die von den dort beschriebenen abweichen.

Sowohl für Detektor D1 als auch den Monitordetektor wurden Flugzeitspektren mit Neutronen- und γ -Ereignissen, Flugzeitspektren mit γ -Unterdrückung sowie Pulshöhenspektren mit γ -Unterdrückung und der Flugzeitbedingung „Peak“ (vergleiche Abbildung 21) erstellt. Pulshöhenspektren mit der Flugzeitbedingung „Untergrund“ werden nicht benötigt, da eine Korrektur für den konstanten Untergrund aufgrund der exzellenten n- γ -Diskriminierung bei D1 und Monitor nicht notwendig ist.

Totzeitkorrektur

Die Korrektur erfolgte wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben. Da bei den Fluenzmessungen nur Detektor D1 und der Monitor verwendet wurden, nicht jedoch die großvolumigen Detektoren D2 – D5, sind die Zählraten deutlich kleiner. Die Totzeitkorrekturen liegen in der Größenordnung von 0,5 % bis 1 %.

Differenzbildung Gas-In - Gas-Out, Bestimmung der Position und Halbwertsbreite von γ - und Neutronenpeak, Bestimmung der Neutronenenergie, Transformation in Energiespektren, Bestimmung der Energiebreite, Satellitenkorrektur

Die Auswertung dieser Teilschritte erfolgte wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben.

Simulation der Flugzeitspektren mit dem Monte-Carlo-Code SINENA

Mit dem Monte-Carlo-Code SINENA wurden Neutronen-Flugzeitspektren berechnet, mit der bekannten Position des γ -Peaks, der TAC-Kalibrierung sowie unter Berücksichtigung der Nichtlinearität der Flugzeit-TACs an die experimentellen Bedingungen angepasst und

anschließend mit der Zeitresponse, die mit NRESP7 berechnet wurde, gefaltet. Die Parameter der Monte-Carlo-Simulation (Energiebreite und zeitliche Ausdehnung der Projektilpulse, ggf. Projektilenergie) wurden so angepasst, dass Position und Halbwertsbreite der gerechneten und experimentellen Flugzeitpeaks gut übereinstimmen.

Bestimmung der Neutronenfluenz

Analog zu der Vorgehensweise in Kapitel 4.4.3 kann die Neutronenfluenz pro Targetladung bestimmt werden. Damit ist auch die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion für 0° und den Winkel, unter dem sich der Monitordetektor befindet, möglich. Bei den Fluenzmessungen der Streuexperimente wurde der Einfluss der lokalen Gaserhitzung im Target nicht untersucht. Analog zu den in Kapitel 4.4.5 auf Seite 76 beschriebenen Messungen wurde die Teilchenzahldichte der ^{15}N -Kerne bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte um 7 % korrigiert (Mittelwert der Korrekturen der in Kapitel 4.4.3 beschriebenen Messungen). Als Unsicherheit der Korrektur wurde 7 % angenommen. Diese Komponente der Unsicherheit dominiert die Gesamtunsicherheit der aus den Fluenzmessungen bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion.

5.3.2 Auswertung der Streuexperimente

Für die Detektoren D1 – D5 und den Monitor wurden Flugzeitspektren mit Neutronen- und γ -Ereignissen sowie Flugzeitspektren mit γ -Unterdrückung erstellt, für den Monitordetektor zusätzlich Pulshöhenspektren mit γ -Unterdrückung und der Flugzeitbedingung „Peak“.

Totzeitkorrektur

Verglichen mit den in Kapitel 4 beschriebenen Experimenten sind die Zählraten deutlich kleiner und werden durch den γ -Untergrund dominiert. Die Berechnung der Totzeitkorrekturen erfolgte wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben. Die Korrekturen lagen im Allgemeinen in der Größenordnung von 1 % bis 1,5 %.

In den früheren Streuexperimenten wurden keine Totzeitkorrekturen durchgeführt, da die Korrekturen für die Referenzmessung und die Messung für die zu untersuchende Streuprobe praktisch gleich sind, so dass sich Totzeiteffekte kompensieren. Die Totzeitkorrekturen für die Gas-In-Messungen sind etwas größer als für die Gas-Out-Messungen. Mit der Korrektur für die Totzeit wird also in erster Linie sichergestellt, dass die Differenz Gas-In - Gas-Out korrekt gebildet wird.

Differenzbildung Gas-In - Gas-Out

Die Differenzbildung erfolgt wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben mit den Gleichungen (18) und (19) für die Teilmessungen mit (Sample-In) und ohne Streuprobe (Sample-Out) sowohl bei den Messungen mit der PE- als auch der Pb-, Bi- bzw. Ta-Probe.

Monitordetektor: Bestimmung der Positionen und Halbwertsbreiten für γ - und Neutronenpeak, Bestimmung der Neutronenfluenzen

Die Vorgehensweise entspricht der in Kapitel 5.3.1. Der Vergleich der Positionen und Halbwertsbreiten der Peaks sowie der Neutronenenergien bei den Streumessungen sowie den Fluenzmessungen erlaubt eine Prüfung der Stabilität der zeitlichen und energetischen Ausdehnung der Projektilpulse sowie der Projektilenergie. Aus dem gleichen Grund werden die Neutronenfluenzen des Monitordetektors bestimmt und ihre Verhältnisse mit den Verhältnissen der Targetladungen verglichen.

Satellitenkorrektur

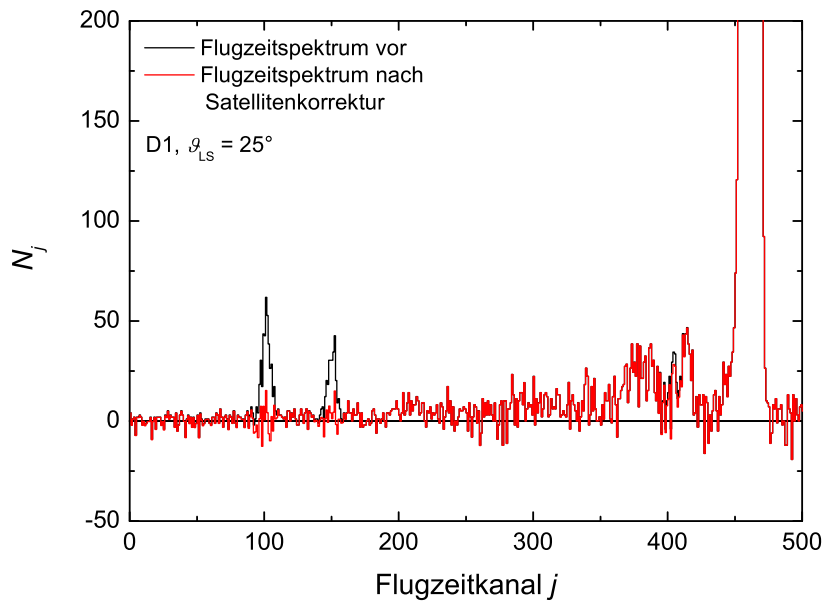


Abbildung 42: *Flugzeitspektren vor (schwarz) und nach (rot) der Satellitenkorrektur. An den Satelliten bei Kanal 100 und 150 ist die Qualität der Korrektur erkennbar. Der Satellit bei Kanal 400 hat nur eine kleine Intensität, überlappt jedoch mit einem Flugzeitpeak der inelastisch gestreuten Neutronen.*

Bei den Streuexperimenten besteht die Satellitenkorrektur aus zwei Schritten. Zuerst werden wie in Kapitel 4.4.3 die Verhältnisse der Intensitäten von Hauptpeak und Satel-

litenpeaks bestimmt. Dafür wurden die Flugzeitspektren des Monitordetektors bei den Streumessungen sowie von D1 und Monitor bei den Fluenzmessungen verwendet. Bei den Streuexperimenten kann jedoch das Problem auftreten, dass sich Satellitenpeaks für die elastische Streuung mit inelastischen Streupeaks überlagern. Im zweiten Schritt wird deshalb das Flugzeitspektrum um die Zeitdifferenz zwischen Hauptpeak und dem jeweiligen Satelliten verschoben, mit dem Verhältnis der Peakintensitäten multipliziert und vom ursprünglichen Spektrum abgezogen. Abbildung 42 zeigt ein Flugzeitspektrum vor (schwarz) und nach (rot) der Satellitenkorrektur. Bei Kanal 100 und 160 sind zwei Satelliten (5. und 6. Satellit nach dem Hauptpeak) sichtbar. Der Vergleich der Spektren vor und nach der Satellitenkorrektur zeigt, dass die Satelliten sehr gut korrigiert werden können. Bei Kanal 400 ist noch ein weiterer Satellit vorhanden. Dieser hat nur eine kleine Intensität, befindet sich aber an der gleichen Position wie der Peak der inelastisch gestreuten Neutronen vom ersten Niveau von ^{207}Pb . Die anderen Zwischenpulse sind vollständig unterdrückt.

Differenzbildung Sample-In - Sample-Out (Korrektur für Luftstreuung)

Das Gastarget und die Streuprobe sind von Luft umgeben. Damit werden Neutronen nicht nur in der Streuprobe, sondern auch in der umgebenden Luft (elastisch) gestreut. Dieser Effekt wird experimentell korrigiert, indem Streumessungen ohne Streuprobe, aber mit Streuprobenhalter (Sample-Out), durchgeführt werden. Die Sample-Out-Messung wird von der Sample-In-Messung abgezogen. Die Kanalinhalt und die zugehörigen Unsicherheiten werden wie bei der Differenzbildung Gas-In - Gas-Out mit den Gleichungen (18) und (19) berechnet, allerdings wird hier das Verhältnis der Monitorfluenzen als Normierungsfaktor verwendet.

Durch die Bildung der Differenz der experimentellen Spektren wird die Streuung an Luft etwas überkompensiert, da bei der Sample-Out-Messung das Volumen der Streuprobe selbst ebenfalls mit Luft gefüllt ist. Aus diesem Grund wird vorher eine STREUER-Rechnung durchgeführt, bei der das Volumen der Streuprobe mit Luft gefüllt ist. Das gerechnete Flugzeitspektrum wird vor der Differenzbildung von der Sample-Out-Messung abgezogen. Der Einfluss der Korrektur für das Volumen der Streuprobe ist jedoch sehr klein und verändert die Inhalte der Flugzeitpeaks der an Luft gestreuten Neutronen im Allgemeinen um weniger als 1%. Abbildung 43 zeigt ein Flugzeitspektrum für die Streuung von Neutronen an der Blei-Streuprobe für D5 unter einem Winkel $\vartheta_{\text{LS}} = 130^\circ$ vor (schwarz) und nach (rot) dem Abzug der Sample-Out-Messung. Unter kleinen Winkeln überlagern sich die elastisch an Luft und elastisch an Blei gestreuten Neutronen im Flugzeitspektrum. Bei der Streuung unter großen Winkeln ist der Energieübertrag an die im Vergleich zu den Bleikernen relativ leichten Stickstoff- und Sauerstoffkerne der Luft deutlich größer. Dadurch überlagern sich

die elastisch an Luft mit den inelastisch an Blei gestreuten Neutronen. Das führt, wie in Abbildung 43 erkennbar, zu teilweise erheblichen Korrekturen der Peakflächen.

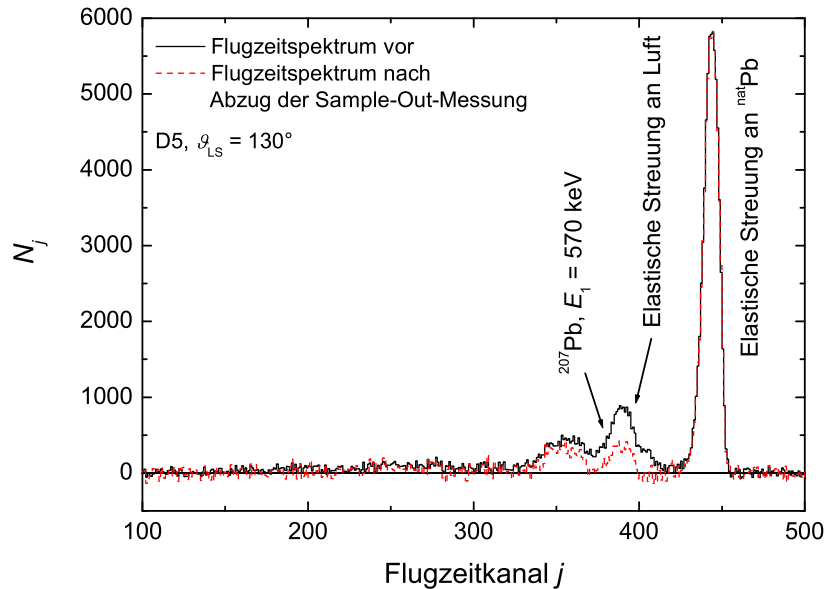


Abbildung 43: *Flugzeitspektrum vor (schwarz) und nach (rot) Abzug der Sample-Out-Messung zur Korrektur der an der umgebenden Luft elastisch gestreuten Neutronen. Aufgrund der Kinematik überlappen die an Luft gestreuten Neutronen unter großen Winkeln mit den inelastisch an Blei gestreuten.*

Nulllinienkorrektur – Abzug des konstanten Untergrundes

Wie in Kapitel 4.4.3 wurde eine Korrektur für den konstanten γ -Untergrund durchgeführt. In [27] war dieser Schritt notwendig, da aus Gründen der Zeitersparnis keine Messungen ohne Streuprobe mit leeren Gastarget durchgeführt wurden. Im Rahmen dieser Arbeit sollten sich die Beiträge des konstanten Untergrundes aufgrund der doppelten Differenzbildung aufheben. Das ist jedoch wegen der nicht perfekten γ -Unterdrückung und der nicht konstanten Stromstärken und damit verbundenen unterschiedlichen Messzeiten nicht der Fall.

Wie in Kapitel 4.4.3 erfolgte die Bestimmung des Mittelwertes für den konstanten Untergrund mit der Formel (16), allerdings wurde das Fenster für den konstanten Untergrund so breit wie möglich gewählt (meist der gesamte Bereich im Flugzeitspektrum zwischen γ -Peak und Peak der elastisch gestreuten Neutronen). Die Subtraktion des konstanten Untergrundes erfolgte mit Gleichung (17). Die Unsicherheiten für die Ereignisse im Flugzeitpeak werden mit

$$\Delta N = \sqrt{(\Delta N_{\text{Peak}})^2 + \left(\frac{U_o - U_u}{P_o - P_u}\right)^2 (\Delta N_{\text{Untergrund}})^2}$$

mit $\Delta N_{\text{Peak}} = \sqrt{\sum_{j=P_u}^{P_o} (\Delta N_j)^2}$ und $\Delta N_{\text{Untergrund}} = \sqrt{\sum_{j=U_u}^{U_o} (\Delta N_j)^2}$ berechnet. Die große Breite der Fenster für den konstanten Untergrund bewirkt, dass die Unsicherheiten für die Flugzeitpeaks mit kleinen Peakflächen nicht so drastisch größer werden. Die hier verwendete Art der Untergrundsubtraktion führt zu einem vollständig korrelierten Beitrag zur Unsicherheit der Kanalinhalt, die durch eine Korrelationsmatrix beschrieben werden müsste. Durch den Bezug der Unsicherheiten auf die Peakflächen wird das vermieden.

STREUER-Rechnungen für PE-Messung

Im nächsten Schritt wurden mit dem Monte-Carlo-Code STREUER Flugzeitspektren für die Polyethylen-Streuprobe berechnet. Die Angaben für die räumliche Ausdehnung der Streuprobe, Teilchenzahldichte der Kerne usw. stammen aus den Tabellen 2 und 3. Die STREUER-Rechnungen sind auf eine Projektilladung vom 1 mC normiert. Die gerechneten Spektren werden analog zu den SINENA-Rechnungen an die experimentellen Flugzeitspektren angepasst.

Der Vergleich der experimentellen und gerechneten Flugzeitspektren dient der Überprüfung der Einschussenergie sowie der Bestimmung des effektiven Streuwinkels [16]. Falls der Projekttilstrahl von der (geometrischen) Strahlachse abweicht, weicht auch der effektive vom geometrischen Streuwinkel, der durch Strahlachse, Streuprobe und Detektor gegeben ist, ab. Eine Verschiebung des Projekttilstrahls um 2 mm gegenüber der geometrischen Strahlachse ist bei einem Blendendurchmesser von 8 mm der Blende A2 in Abbildung 7 nicht auszuschließen und führt z.B. zu einer Änderung des Streuwinkels um $0,6^\circ$. Bei der Bestimmung des effektiven Streuwinkels wird ausgenutzt, dass das in Gleichung (3) definierte Massenverhältnis $r = M_n/M_A$ für ^1H und ^{12}C sehr unterschiedlich ist, d.h. die Energie der an Wasserstoff gestreuten Neutronen ist stark, die der elastisch an ^{12}C gestreuten Neutronen nur schwach winkelabhängig. Die Projekttilenergie und ggf. der Streuwinkel werden so variiert, dass eine möglichst gute Übereinstimmung der gerechneten und gemessenen Flugzeitspektren für alle Detektoren erreicht wird. Abbildung 44 zeigt ein Flugzeitspektrum, dass mit der Polyethylen-Streuprobe mit Detektor D2 unter einem geometrischen Winkel von $25,0^\circ$ gemessen wurde (rot). Die STREUER-Rechnung, die für einen Winkel von $25,0^\circ$ durchgeführt wurde (blau), zeigt eine gute Übereinstimmung der Peaks für die elastische Streuung an Kohlenstoff, nicht jedoch für die Streuung an Wasserstoff. Ändert man den Winkel in der STREUER-Rechnung um $+0,6^\circ$, erhält man ein Flugzeitspektrum mit guter Übereinstimmung der Peakpositionen sowohl beim Kohlenstoff- als auch beim Wasserstoff-

Peak.

Nach erfolgter Anpassung wird ein Normierungsfaktor für die Ordinate bestimmt. Dazu wird für alle Flugzeitspektren, bei denen der Wasserstoff-Streupeak klar vom Kohlenstoff-Streupeak separiert ist, ein Verhältnis der experimentellen zu den gerechneten Peakflächen der Wasserstoff-Streupeaks bestimmt. Diese Verhältnisse stimmen im Allgemeinen für alle Detektoren im Rahmen der statistischen Unsicherheiten, die wenige Prozent betragen, gut überein. Für diese Verhältnisse wurde ein gewichteter Mittelwert gebildet, wobei die statistischen Unsicherheiten der experimentell bestimmten Peakflächen als Wichtungsfaktoren dienten. Der hier bestimmte Mittelwert weicht häufig vom Verhältnis der Projektilladung im Experiment zu dem der Rechnung ab, was auf Abweichungen der im Code STREUER enthaltenen Wirkungsquerschnittsdaten für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion von den tatsächlichen Wirkungsquerschnitten sowie den Effekt der lokalen Erhitzung des Gases im Target zurückgeführt werden kann.

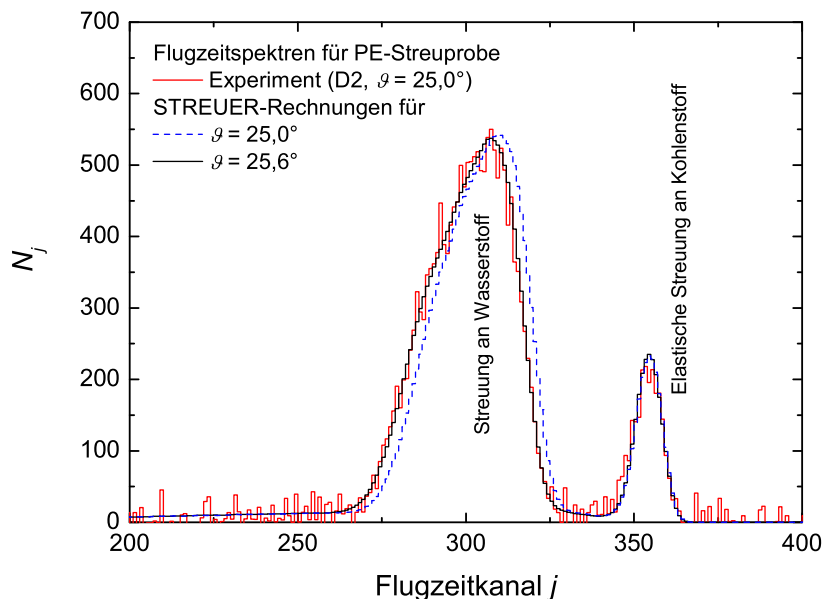


Abbildung 44: *Flugzeitspektrum für die Streuung von Neutronen an Polyethylen. Das experimentelle Spektrum (rot) wurde mit Detektor D2 unter einem geometrischen Winkel von $25,0^\circ$ gemessen. Die STREUER-Rechnung für diesen Winkel (blau) zeigt eine gute Übereinstimmung des Streupeaks für Kohlenstoff, nicht jedoch für Wasserstoff. Ändert man den Streuwinkel in der STREUER-Rechnung auf $25,6^\circ$ (schwarz), zeigt sich eine gute Übereinstimmung sowohl für den Kohlenstoff- als auch den Wasserstoff-Peak.*

STREUER-Rechnungen für Blei, Bismut bzw. Tantal

Im nächsten Schritt wurden Flugzeitspektren für die Streuung von Neutronen an Blei,

Bismut bzw. Tantal berechnet. Die Parameter für die Rechnungen wurden aus den STREUER-Rechnungen für die PE-Streuprobe entnommen. Als Eingangsdaten für die Neutronen-Wirkungsquerschnitte von $^{206,207,208}\text{Pb}$, ^{209}Bi und ^{181}Ta dienten die aus der ENDF/B-VI.8-Datenbibliothek. Da in dieser Datenbibliothek keine Evaluation für ^{204}Pb existiert, wurden die Wirkungsquerschnitte für dieses Isotop aus der JENDL-3.3-Bibliothek entnommen.

Die STREUER-Rechnungen für diese Isotope sind, ebenso wie die für PE, auf eine Targetladung von 1 mC normiert. Für die Anpassung an die tatsächlichen Targetladungen im Experiment wird ein Normierungsfaktor benötigt. Dieser ist das Produkt aus dem Normierungsfaktor für die PE-Rechnungen und dem Verhältnis der Monitorfluenzen $\frac{\varphi_n(\text{Pb-,Bi-,Ta-Messung})}{\varphi_n(\text{PE-Messung})}$ für die jeweiligen Messungen. Die Größen lineares Bremsvermögen $S = -dE/dx$, $^{15}\text{N}(p,n)$ -Wirkungsquerschnitte und Gasdruck p sind in den STREUER-Rechnungen für PE und das zu untersuchende Material identisch, so dass die zugehörigen Unsicherheiten vollständig korreliert sind.

Die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erfolgte durch einen Vergleich der Peakflächen der experimentellen und gerechneten Flugzeitpeaks. Zusätzlich zu den realistischen Flugzeitspektren (einschließlich Mehrfachstreuung) wurden mit STREUER Flugzeitspektren berechnet, in denen die Neutronen nur eine Wechselwirkung in der Probe haben. Das Verhältnis der Peakflächen in beiden Rechnungen $R_{\text{einfach/mehrfach}}$ ist ein Maß für die Mehrfachstreuung und spielt eine Rolle bei der Berechnung der Unsicherheiten. Die neuen differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden aus den eingangs verwendeten berechnet:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{neu}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{alt}} \cdot \frac{I_{\text{exp}}}{I_{\text{calc}}} \quad \text{mit}$$

I_{exp} - Peakfläche des Flugzeitpeaks im Experiment

I_{calc} - Peakfläche des Flugzeitpeaks in der STREUER-Rechnung.

In Abbildung 45 ist als Beispiel ein $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Flugzeitspektrum ($E_n = 2,71 \text{ MeV}$) für den Zyklotronwinkel $60,0^\circ$ für D5 gezeigt. Das rote Histogramm zeigt das experimentelle Spektrum, das schwarze die STREUER-Rechnung nach Durchführung der Iterationen. Das experimentelle Spektrum kann durch die Rechnung gut reproduziert werden. Neben dem kompletten Flugzeitspektrum können mit STREUER auch Spektren für die einzelnen Isotope und Niveaus mit nur einer Wechselwirkung in der Streuprobe berechnet werden. Dadurch ist die Bestimmung der $^{206}\text{Pb}(n,n_1)$ - und $^{207}\text{Pb}(n,n_2)$ -Wirkungsquerschnitte auch bei nicht vollständig getrennten Flugzeitpeaks möglich. In Abbildung 45 sind diese Spektren für die ersten beiden Niveaus von ^{207}Pb und das erste von ^{206}Pb (blaue Histogramme) dargestellt.

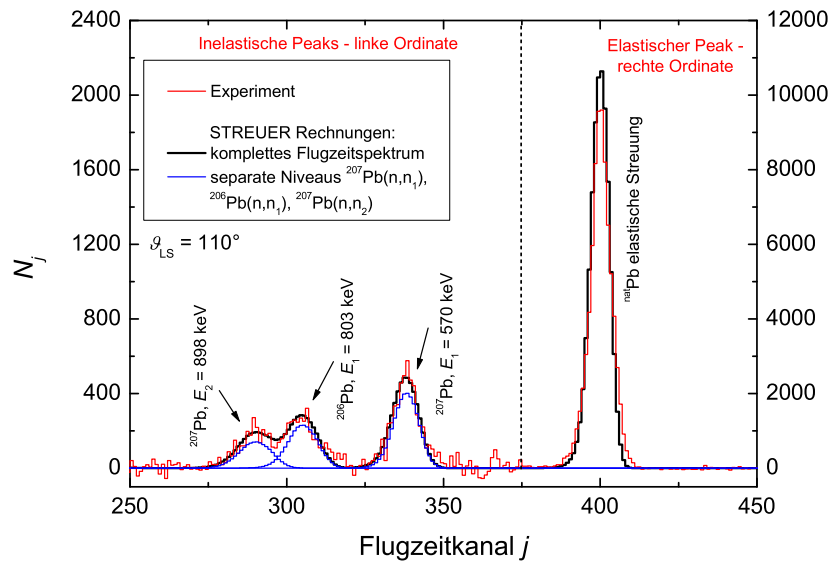


Abbildung 45: Flugzeitspektrum für die Streuung von Neutronen an einer Blei-Streuprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung. Das experimentelle Spektrum (rot) kann mit der STREUER-Rechnung (schwarz) gut reproduziert werden. Es sind außerdem Rechnungen für die einzelnen Isotope und Niveaus dargestellt (blau). Dadurch ist die Bestimmung der $^{206}\text{Pb}(n,n_1)$ - und $^{207}\text{Pb}(n,n_2)$ -Wirkungsquerschnitte auch bei nicht vollständig getrennten Flugzeitpeaks möglich.

Legendre-Polynomfit

Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde ein Legendre-Polynomfit durchgeführt, um winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte und Legendre-Koeffizienten zu bestimmen. Die Vorgehensweise entspricht der in Kapitel 4.4.3. Für die inelastischen Streuquerschnitte war im Allgemeinen ein Fit mit $\ell_{\max} = 2$ ausreichend. Für die Winkelverteilung der elastischen Streuung war jedoch eine größere Zahl von Legendre-Polynomen notwendig ($\ell_{\max} \leq 9$). Mit den im Fit-Verfahren bestimmten Legendre-Koeffizienten werden winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte berechnet.

Iterationen

Die mit dem Legendre-Polynomfit bestimmten integralen Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen wurden verwendet, um den Eingangsdatensatz für STREUER zu verbessern. Mit dem neuen, verbesserten Datensatz wurden neue STREUER-Rechnungen für das zu untersuchende Material durchgeführt. Im Allgemeinen verändert sich das Verhältnis der Einfach- zu Mehrfachstreuung. Das erfordert die Wiederholung der obigen Schritte (iterative Verbesserung der Wirkungsquerschnitte). Dieses Verfahren führt immer zu einer

Konvergenz. Die Iterationen werden abgebrochen, wenn sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte in aufeinanderfolgenden Schritten praktisch nicht mehr ändern, d.h. in der Größenordnung von 0,1 % sind.

5.4 Einfluss der eingestreuten Neutronen

Bereits bei der Auswertung der Flugzeitspektren für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion war in vielen Spektren ein zweiter Neutronenpeak erkennbar (vergleiche Abbildung 21, Kanal 320), wobei die Intensität meist 0,5 % – 2 % des Hauptpeaks betrug. Dieser Nebenpeak kann keinem Satelliten zugeordnet werden, da kein zugehöriger γ -Peak im Flugzeitspektrum für Neutronen- und γ -Ereignisse erkennbar ist. Unter der Annahme, dass die Neutronen im Nebenpeak die gleiche Flugstrecke und die gleiche Startzeit wie die Neutronen im Hauptpeak haben, kann die Energie nach Gleichung (12) berechnet werden. Die Energien der Neutronen der beiden Peaks haben keine feste Differenz, das Verhältnis der Energien für einen Winkel von 0° beträgt in allen Fällen $\frac{E_n(\text{Nebenpeak})}{E_n(\text{Hauptpeak})} \approx 0,60 - 0,65$. Der zweite Neutronenpeak ist auch bei niedrigen Projektilenergien, z.B. bei $E_p = 5,6 \text{ MeV}$ sichtbar, so dass die $^{14}\text{N}(\text{p},\text{n})^{14}\text{O}$ -Reaktion ($Q = -5,82 \text{ MeV}$, $E_{\text{thr}} = 6,35 \text{ MeV}$) als Ursache ausgeschlossen werden kann⁵. Aufgrund des nahezu konstanten Energieverhältnisses wurde die Streuung von Neutronen an Flanschen des Gastargets als Ursache vermutet.

Der Neutronentransport wurde mit der Monte-Carlo-Simulation MCNP 5 untersucht, wobei das Modell des Gastargets, das in Kapitel 4.4.3 zur Untersuchung der Fluenschwächung im Gastarget verwendet wurde, zum Einsatz kam. Abbildung 46 zeigt ein experimentelles Flugzeitspektrum nach Abzug der Gas-Out-Messung (a) sowie ein mit MCNP berechnetes (b). Das schwarze Histogramm in (b) zeigt das komplette Flugzeitspektrum, das anhand von γ -Peak und TAC-Kalibrierung so transformiert wurde, dass es an die experimentellen Bedingungen angepasst ist. Neben dem Hauptpeak bei Kanal 460 ist in der MCNP-Rechnung ein zweiter Neutronenpeak erkennbar, dessen Position mit dem im experimentellen Spektrum gut übereinstimmt. Zusätzlich wurde ein Teilspektrum gerechnet, das lediglich die Neutronen enthält, die den ersten Flansch hinter dem Gastarget passiert haben⁶. Der Flansch ist in der Skizze des Gastargets (c) rot dargestellt. Dieses Teil-

⁵Bei einer Isotopenreinheit des ^{15}N -Gases von größer als 98 % kann der Isotopenanteil von ^{14}N maximal 2 % betragen. Der Wirkungsquerschnitt der $^{14}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion ist nach [76] etwa eine Größenordnung kleiner als der der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion. Auch bei den Fluenzmessungen mit Protonenenergien oberhalb der Schwellenenergie der $^{14}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion war kein zugehöriger Neutronenpeak erkennbar.

⁶MCNP bietet hierfür die „Cell Flagging“-Karte CFn. Simulierte Teilchen werden beim Verlassen einer vorgegebenen Zelle n markiert und zusätzlich zum kompletten in einem separaten Spektrum registriert.

spektrum ist ebenfalls in (b) dargestellt (rotes Histogramm). Man erkennt, dass das rote Histogramm tatsächlich mit dem zweiten Neutronenpeak übereinstimmt. Das unterstützt die Vermutung, dass der zweite Neutronenpeak im Experiment durch in Rückwärtsrichtung emittierte und am Targetaufbau in die Vorwärtsrichtung hineingestrene Neutronen verursacht wird. Es soll jedoch angemerkt werden, dass zwar eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung der Peakpositionen erreicht wurde, quantitativ wird die Intensität des zweiten Neutronenpeaks jedoch etwas überschätzt. Die Ursache liegt möglicherweise in den Vereinfachungen des MCNP-Modells des Targets und in den differentiellen Wirkungsquerschnitten der beteiligten Materialien.

Der zweite Neutronenpeak spielt bei der Bestimmung der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Wirkungsquerschnitte keine Rolle, da er durch die unterschiedlichen Flugzeiten von den Neutronen des Hauptpeaks getrennt ist. Da der Neutronentransport in den Flanschen des Gastargets in den Monte-Carlo-Codes SINENA und STREUER nicht berücksichtigt wird, ist bei den Streuexperimenten eine Korrektur für die eingestreuten Neutronen erforderlich. Im Flugzeitspektrum können die in der Streuprobe elastisch gestreuten Neutronen des zweiten Peaks mit den inelastisch gestreuten des Hauptpeaks überlappen. Im Falle der Streumessung mit $E_n = 2,94\text{ MeV}$ beträgt die Energiedifferenz etwa $1,14\text{ MeV}$, d.h. der zweite Neutronenpeak überlappt mit den Neutronen vom zweiten Niveau von ^{206}Pb , das einen vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitt hat.

Die Korrektur wurde folgendermaßen durchgeführt:

Für die Fluenzmessungen wurde neben der SINENA-Rechnung für den Hauptpeak eine weitere für den zweiten Neutronenpeak durchgeführt. Hier werden die Einschussenergie, die zeitliche Verteilung der Neutronen und der Normierungsfaktor so angepasst, dass Position und Form des Nebenpeaks gut reproduziert werden. Mit den hier bestimmten Parametern und Normierungsfaktoren wurden STREUER-Rechnungen für den zweiten Peak durchgeführt. Diese Rechnungen wurden von den experimentellen Flugzeitspektren abgezogen. Abbildung 46 (d) zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das zweite Niveau von ^{206}Pb . Zusätzlich sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für dieses Niveau dargestellt, die man ohne die Korrektur für den zweiten Neutronenpeak erhalten würde (blaue Kreise). Man erkennt, dass die differentiellen Wirkungsquerschnitte ohne die Korrektur erheblich größer sind. Die Winkelverteilung ohne Korrektur zeigt eine starke Vorwärtsbetonung, wie sie für die elastische Streuung typisch ist. Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt ist ohne Korrektur doppelt so groß wie mit Korrektur (197 mb statt 93 mb). Das heißt, dass der zweite Neutronenpeak trotz seiner geringen Intensität von ca. 1% des eigentlichen Neutronenpeaks einen großen Einfluss auf die Bestimmung der inelastischen Streuquerschnitte haben kann.

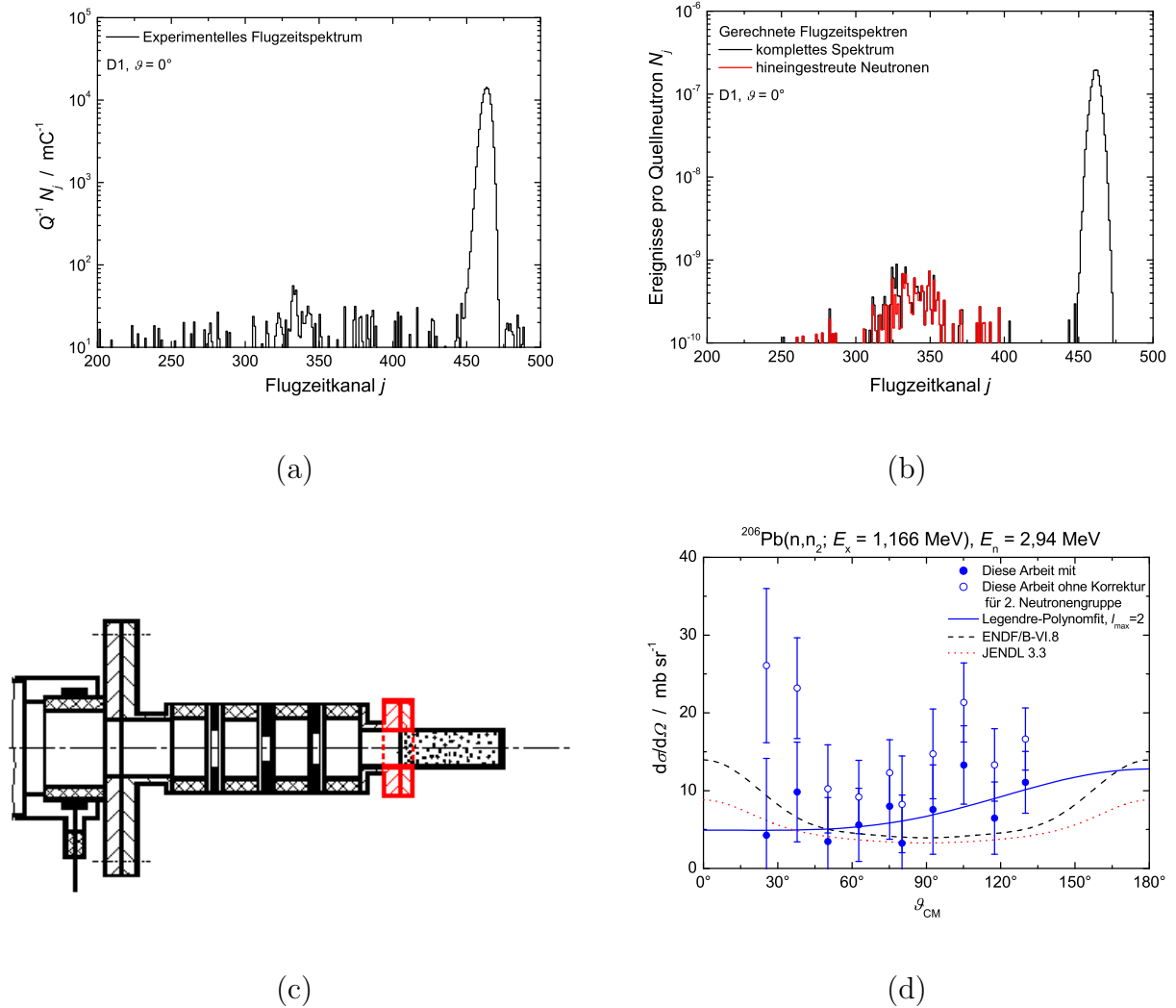


Abbildung 46: Experimentelles Flugzeitspektrum für die erste Fluenzmessung bei dem Streuexperiment mit 2,94 MeV Neutronenenergie (a). Neben dem Flugzeitpeak bei Kanal 460, der von monoenergetischen Neutronen aus der $^{15}\text{N}(p, n)$ -Reaktion stammt, ist bei Kanal 340 ein zweiter Neutronenpeak sichtbar. Sowohl der Haupt- als auch der Nebenspeak werden durch eine Simulation des Flugzeitspektrums mit dem Monte-Carlo-Code MCNP reproduziert, das in (b) dargestellt ist (schwarzes Histogramm). Das rote Histogramm in (b) zeigt die Neutronen, die den in der Skizze des Gastargets (c) rot gekennzeichneten Flansch passiert haben. In (d) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das zweite Niveau von ^{206}Pb dargestellt, die mit (Punkte) und ohne (Kreise) Korrektur für die zweite Neutronengruppe bestimmt wurden.

5.5 Analyse der Unsicherheiten

Die Bestimmung der Unsicherheiten folgt im wesentlichen der in [27]. Wie in Kapitel 4.4.4 wird bei allen Unsicherheiten die einfache Standardabweichung angegeben. Die Unsicher-

heiten setzen sich aus folgenden Komponenten zusammen:

Statistische Unsicherheiten

Die statistischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-Simulationen sind aufgrund der großen Zahl der simulierten Neutronen (im Allgemeinen $5 \cdot 10^6 - 10^7$ Neutronen pro Rechnung) und der varianzreduzierenden Maßnahmen meist in der Größenordnung von 1 Promille und damit vernachlässigbar. Die Bestimmung der statistischen Unsicherheiten der experimentellen Spektren wurde in Kapitel 5.3.2 beschrieben. Die Unsicherheiten sind stark von der Größe der Flugzeitpeaks und des Untergrundes abhängig.

Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren

Die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen: Unsicherheit des $\sigma_{n,p}$ -Querschnittes (0,9%), Unsicherheit der Fluenzschwächung in der Luft (0,7% – 1,1%), Unsicherheit der Bestimmung der Nachweischwelle (stark energieabhängig). Für die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren wird im Allgemeinen wie in [27] eine Unsicherheit von 2% angenommen. Ist die Energie der detektierten Neutronen jedoch nahe der Nachweischwelle, dominiert die Unsicherheit der Bestimmung der Nachweischwelle (vergleiche Abbildung 10). Hier wird die Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren bei einer Änderung der Nachweischwelle um eine elektronenäquivalente Energie von 10 keV als Unsicherheit angenommen. Wie in [27] wird angenommen, dass die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Messwerte des gleichen Detektors zu 80% und für Messwerte unterschiedlicher Detektoren zu 50% korreliert ist.

Normierung

Die Unsicherheit für die Normierung setzt sich zusammen aus der Unsicherheit für den Wasserstoff-Anteil in der PE-Streuprobe (0,5%) [27], für den $\sigma_{n,p}$ -Querschnitt (0,9%) und der Unsicherheit des Normierungsfaktors für die STREUER-Rechnungen für PE. Die statistischen Unsicherheiten der Monitorfluenzen sind aufgrund der langen Messzeiten vernachlässigbar klein. Die einzelnen Komponenten der Unsicherheit der Normierung werden quadratisch addiert. Die Unsicherheit für die Normierung beträgt bei den Streuexperimenten 1,2% – 2,2% und ist für alle Datenpunkte zu 100% korreliert.

Streuwinkel

Der effektive Streuwinkel kann durch die Messungen mit der PE-Streuprobe und den Vergleich mit den STREUER-Rechnungen auf $0,2^\circ$ genau bestimmt werden [16, 27]. Die

Unsicherheit des Streuwinkels wird im Rahmen des Legendre-Polynomfits in eine Unsicherheit des differentiellen Wirkungsquerschnittes umgewandelt, die vom Anstieg von $d\sigma/d\vartheta$ abhängt. Die Unsicherheiten werden für die zu einem Zyklotronwinkel gehörenden Messpunkte als zu 100 % korreliert angenommen, wenn der Anstieg von $d\sigma/d\vartheta$ für beide Datenpunkte das gleiche Vorzeichen hat, bzw. zu 100 % antikorreliert, wenn das Vorzeichen unterschiedlich ist. Messpunkte von unterschiedlichen Zyklotronwinkeln werden als unkorreliert betrachtet.

Simulationsrechnung

Die Unsicherheit der Beschreibung des Neutronentransportes in STREUER ist schwierig abzuschätzen. Es wird angenommen, dass die Größe $\frac{1-R_{\text{einfach/mehrfach}}}{R_{\text{einfach/mehrfach}}}$, die ein Maß für die Größe der Mehrfachstreuokorrektur ist [77], auf 5 % genau bestimmt werden kann [27]. Wie in [77] wird angenommen, dass diese Komponente der Unsicherheit unkorreliert ist.

Korrektur für eingestreute Neutronen

Bei den Peaks der inelastisch gestreuten Neutronen, die mit den elastisch gestreuten des zweiten Neutronenpeaks überlappen, werden die Peakflächen mit STREUER-Rechnungen korrigiert. Die statistischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-Simulationen sind vernachlässigbar klein. Um die Unsicherheiten der in den STREUER-Rechnungen verwendeten Wirkungsquerschnitte zu berücksichtigen, wird für die berechneten Peakflächen eine Unsicherheit von 5 % angenommen.

Zusätzliche Unsicherheit beim Auftreten einer Energieinstabilität

Bei mehreren Streuexperimenten wurde eine Veränderung der Einschussenergie während des Streuexperimentes beobachtet, die teilweise wegen der starken Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion zu einer Veränderung der Fluenz pro Targetladung führte. Bei diesen Messungen wurde eine zusätzliche Unsicherheit für die Energiestabilität berücksichtigt, die bei der Beschreibung der jeweiligen Experimente in den Kapiteln 6.2 – 6.4 angegeben ist.

5.6 Optimierungen

Variation der Nachweisschwelle zur Verbesserung der n- γ -Diskriminierung

Das Volumen der großen Detektoren D2 – D5 ist etwa 12,5 mal so groß wie das von D1. Damit ist die Anzahl der detektierten Neutronen in D2 – D5 bei gleicher Neutronenfluenz etwa eine Größenordnung größer als in D1, so dass die statistischen Unsicherheiten

der mit diesen Detektoren gemessenen Wirkungsquerschnitte deutlich kleiner sein sollten. Betrachtet man jedoch die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die in Kapitel 6 dargestellt sind, erkennt man, dass sich die Unsicherheiten der mit D1 bestimmten Datenpunkte nicht deutlich von den Unsicherheiten der mit D2 – D5 bestimmten unterscheiden. Wie in Kapitel 5.1 diskutiert, ist die n- γ -Diskriminierung der großen Detektoren nicht so gut wie die von D1, wenn sie mit sehr niedrigen Nachweisschwellen betrieben werden. Deshalb ist sowohl in den Gas-In- als auch Gas-Out-Messungen ein großer konstanter Untergrund erkennbar. Die vergleichsweise großen Unsicherheiten bei D2 – D5 sind auf die Differenzbildungen bei der Erstellung der Nettospektren und die damit verbundene quadratische Addition der Unsicherheiten zurückzuführen.

Bereits bei früheren Streuexperimenten mit der D(d,n)-Neutronenquelle wurden Detektoren mit unterschiedlichen Nachweisschwellen betrieben. Dabei wurde festgestellt, dass eine niedrige Hardwareschwelle zwar zu mehr Ereignissen in den Flugzeitpeaks führt, aber die statistischen Unsicherheiten gleichzeitig anstiegen. Deshalb wurde bei allen Streuexperimenten mit der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Neutronenquelle die Nachweisschwelle der Detektoren variiert, um die Unsicherheiten zu minimieren. Dazu wurden die Listmode-Daten der ^{252}Cf - und Streumessungen mit schrittweise erhöhten Software-Schwellen im PH-Zweig neu eingelesen und erneut ausgewertet.

Abbildung 47 (a) – (c) zeigt Netto-Flugzeitspektren, die mit ein und demselben Detektor aufgenommen wurden. Es handelt sich jeweils um dieselbe Teilmessung, jedoch unterscheidet sich die Nachweisschwelle des Detektors. Die experimentellen Spektren sind in rot, die STREUER-Rechnungen in schwarz dargestellt. Aus Gründen der Übersicht wurde auf die Darstellung der Unsicherheiten verzichtet, die Schwankungen der Kanalhalte zwischen benachbarten Kanälen ist jedoch ein gutes Maß hierfür. Man erkennt, dass die Kanalhalte mit steigender Schwelle abnehmen, die Schwankungen jedoch kleiner werden. Die Flugzeitpeaks für die höheren Niveaus, z.B. $^{206}\text{Pb}(n,n_4)$ bei Kanal 270 sind jedoch in (c) kaum noch erkennbar, d.h. für einige Niveaus ist die Auswertung mit höheren Nachweisschwellen nicht möglich. Die Verbesserung der n- γ -Diskriminierung bringt somit insbesondere für hohe Einschussenergien und Niveaus mit niedrigen Anregungsenergien Vorteile. In Abbildung 47 (d) sind die relativen Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau von ^{207}Pb für $E_n = 4,02\text{ MeV}$ dargestellt, die man bei der Auswertung mit unterschiedlichen Nachweisschwellen erhält. Es ist erkennbar, dass eine Auswertung mit höheren Nachweisschwellen bei den großen Detektoren D2 – D5 zu einer deutlichen Verkleinerung der Unsicherheiten führt. Der Effekt der Verringerung der Unsicherheiten tritt bei dem kleinen Detektor D1 nur in geringem Maße oder gar nicht auf; hier zeigt sich die Eigenschaft von D1, dass die n- γ -Diskriminierung auch bei niedrigen Nachweis-

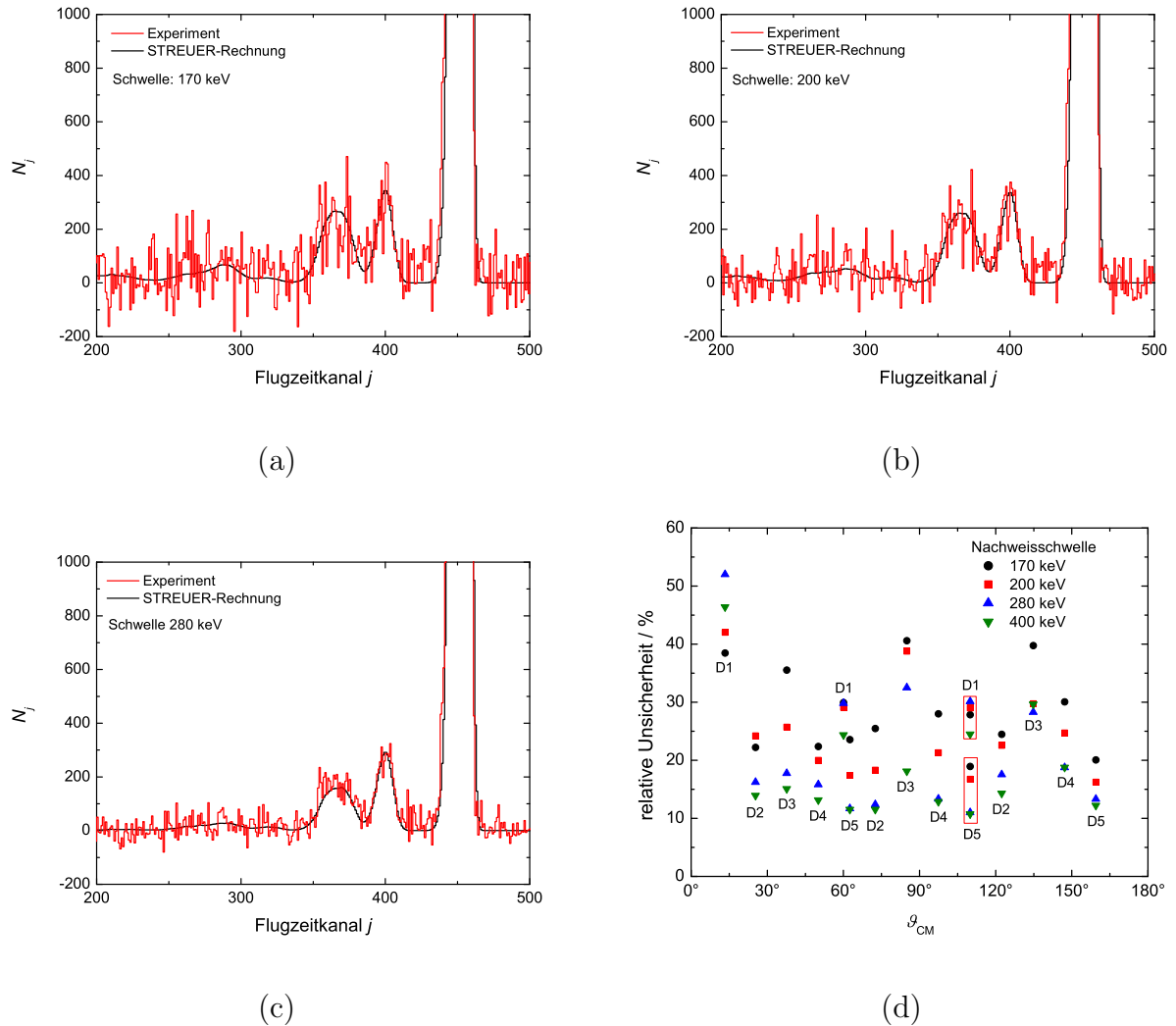


Abbildung 47: Experimentelle Flugzeitspektren (rot) und STREUER-Rechnungen (schwarz) für die Blei-Streuprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung mit Nachweisschwellen von 170 keV (a), 200 keV (b) und 280 keV (c). Mit steigender Nachweisschwelle verkleinern sich die Peakflächen. Gleichzeitig werden die statistischen Unsicherheiten, für die die Schwankungen der Kanalinhalt von benachbarten Flugzeitkanälen ein gutes Maß sind, kleiner. In (d) sind die relativen Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau von ^{207}Pb für eine Neutronenenergie von 4,02 MeV dargestellt.

schwelen sehr gut ist. Bei den integralen Wirkungsquerschnitten ist eine Verringerung der Unsicherheiten ebenfalls erkennbar, fällt aber nicht so deutlich aus wie bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten. Ursache ist, dass die statistischen Unsicherheiten zwischen den Datenpunkten unkorreliert sind und der Legendre-Polynomfit die Schwankungen der Datenpunkte „wegmittelt“.

Kriterium für die Wahl der idealen Nachweisschwelle war die Minimierung der Unsicherheiten

ten des integralen Wirkungsquerschnittes für das jeweilige Niveau. Eine weitere Erhöhung der Nachweisschwelle führte zu einer kleinen Verbesserung der n- γ -Diskriminierung, allerdings stieg die Unsicherheit für die Nachweiswahrscheinlichkeit an, da die Energie der gestreuten Neutronen nahe der Nachweisschwelle lag.

Die Erhöhung der Nachweisschwelle führt zu kleineren Peakflächen. Gleichzeitig sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die mit verschiedenen Nachweisschwellen bestimmt wurden, stimmen nicht exakt überein. Die Schwankungen liegen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten für den jeweiligen Datenpunkt. In den Abbildungen in Kapitel 6 ist immer nur der Datensatz für die ideale Nachweisschwelle dargestellt. Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau von ^{207}Pb für $E_n = 4,02 \text{ MeV}$, die in Abbildung 53 (d) dargestellt sind, beträgt diese Nachweisschwelle 400 keV für Elektronen.

Wahl der Streuproben:

In der Blei-Streuprobe, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurde, sind die „interessanten“ Isotope ^{206}Pb und ^{207}Pb lediglich mit einem Anteil von etwa 21 % bzw. 26 % vorhanden. Isotopenangereicherte Streuproben standen nicht zur Verfügung. Um die Vorteile eines höheren Isotopenanteils zu untersuchen, wurden Streuexperimente mit einer ^{209}Bi - und einer ^{181}Ta -Streuprobe durchgeführt. ^{209}Bi ist als Bestandteil des Blei-Bismut-Eutektikums ein Kandidat für eine Spallationsneutronenquelle. Tantal ist ebenfalls ein Kandidat für eine Spallationsneutronenquelle [4] sowie ein wichtiger Legierungsbestandteil für Strukturmaterialien eines zukünftigen Fusionsreaktors [78]. Bismut kommt in der Natur isotopenrein vor, Tantal kann mit einem Isotopenanteil von ^{181}Ta von 99,988 % als praktisch monoisotop betrachtet werden. ^{209}Bi ist ein halbmagischer Kern und kann im Schalenmodell als doppeltmagischer Kern ^{208}Pb mit einem zusätzlichen Proton in der $1h_{9/2}$ -Schale betrachtet werden. Die ersten angeregten Niveaus sind Einzelteilchenanregungen. Das erste Niveau von ^{209}Bi hat nahezu dieselbe Anregungsenergie wie das zweite von ^{207}Pb (dieser Kern kann als ^{208}Pb -Kern mit einem Neutronenloch in der $3p_{1/2}$ -Schale angesehen werden). Im Gegensatz dazu ist ^{181}Ta ein stark deformierter Kern, bei dem kollektive Anregungen (Rotationen) überwiegen. Vereinfachte Niveauschemata für ^{209}Bi und ^{181}Ta sind in Abbildung 69 im Anhang A dargestellt.

Die Massendichte von Bi ist niedriger als die von Pb, so dass die Teilchenzahldichte der Bi-Kerne etwas kleiner ist als die der Pb-Kerne ($n_{\text{Pb}} = 3,29 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $n_{\text{Bi}} = 2,82 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). Durch die Isotopenreinheit von ^{209}Bi ist die Teilchenzahldichte jedoch größer als die der Isotope ^{206}Pb bzw. ^{207}Pb in der Blei-Probe (vergleiche Tabelle 2). Die Teilchenzahldichte von Tantal ist mit $n_{\text{Ta}} = 5,54 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ deutlich größer als die von Blei.

6 Streuexperimente – Ergebnisse

6.1 Messungen bei 2,94 MeV Neutronenenergie – $^{\text{nat}}\text{Pb}$

6.1.1 Fluenzmessungen

Bei der ersten und zweiten Fluenzmessung wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° von $(21,2 \pm 1,6)$ mb/sr bzw. $(22,2 \pm 1,7)$ mb/sr bestimmt. Damit ist die differentielle Neutronenausbeute für 0° pro Targetladung nicht besonders groß. Die Projektilstromstärke war mit 1500 nA – 1700 nA überaus groß, wodurch die niedrigen differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° teilweise kompensiert werden.

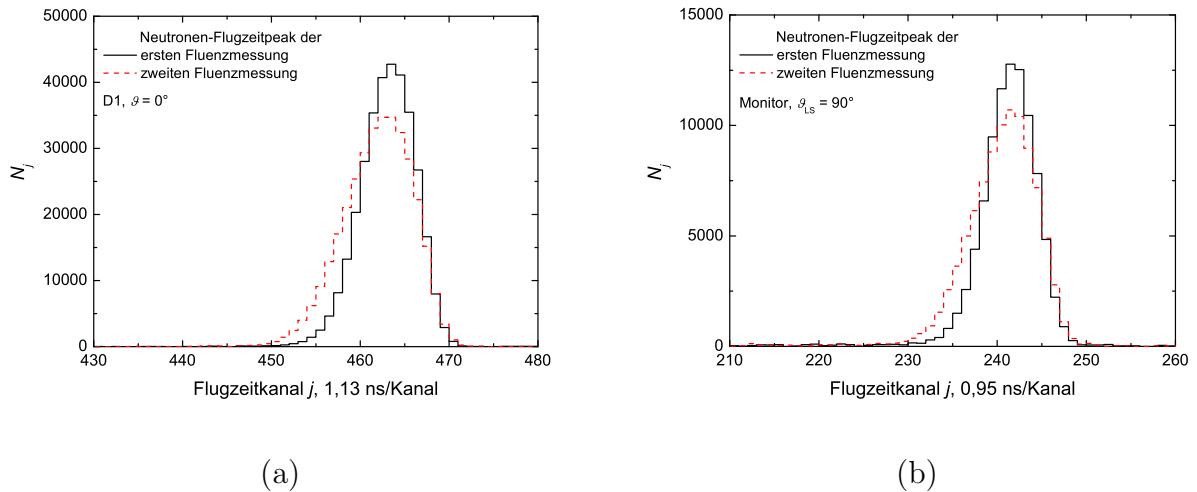


Abbildung 48: Neutronen-Flugzeitpektren der Fluenzmessungen am Beginn (schwarz) und am Ende (rot) des Streuexperimentes für Detektor D1 (links) und den Monitor-Detektor (rechts). Sowohl bei D1 als auch beim Monitor zeigen sich Abweichungen der Position und Form der Flugzeitpeaks bei den beiden Fluenzmessungen.

In Abbildung 48 (a) sind die Neutronen-Flugzeitpeaks von Detektor D1 bei der ersten (schwarz) und zweiten (rot) Fluenzmessung dargestellt. Man erkennt, dass sich die Form der Peaks verändert hat. Die Position ist bei der zweiten Messung um 1 Kanal hin zu größeren Flugzeiten verschoben. Das entspricht einer Verringerung der Neutronenenergie um 13 keV. Die Halbwertsbreite hat sich ebenfalls geändert von 7,4 Kanälen bei der ersten Fluenzmessung zu 9,6 Kanälen bei der zweiten. Bezogen auf Neutronenenergien entspricht das einer Halbwertsbreite von 95 keV bzw. 125 keV, d.h. eine Auflösung des Flugzeitpeaks vom ersten angeregten Zustand von ^{206}Pb und dem zweiten von ^{207}Pb ist erschwert. Eine entsprechende Veränderung der Peakposition und -form wurde auch beim Monitordetektor beobachtet (Abbildung 48 (b)). Damit kann eine Instabilität der Detektorelektronik als

Ursache ausgeschlossen werden.

Die mit Detektor D1 bestimmten Fluenzen pro Ladung betragen bei der ersten Fluenzmessung $(6\,878 \pm 12) \text{ cm}^{-2}\text{mC}^{-1}$ und bei der zweiten $(7\,155 \pm 13) \text{ cm}^{-2}\text{mC}^{-1}$, d.h. sind um 4,0 % größer (es sind nur statistische Unsicherheiten angegeben). Die Fluenz pro Ladung des Monitordetektors, der unter einem Winkel von 90° zur Strahlachse stand, war bei der zweiten Messung um 4,1 % größer. Die Ursache für die Änderung der Neutronenenergie konnte nicht ermittelt werden. Projektilstromstärke und Gasdichte, d.h. Anzeige des Drucks und der Temperatur, blieben während der Messungen unverändert.

6.1.2 Streumessungen

Bei den Streumessungen befindet sich kein Detektor unter einem Winkel von 0° zur Strahlachse, so dass nur der Monitordetektor für einen Vergleich der Neutronenfluenzen herangezogen werden kann. Bei den Neutronen-Flugzeitpeaks wurde ebenfalls eine Veränderung der Position und Vergrößerung der Halbwertsbreite festgestellt. Die Neutronenfluenz pro Ladung war bei der zweiten Messung mit der PE-Streuprobe um 4 % größer als bei der ersten. Peakposition, -breite und Neutronenfluenz pro Ladung stimmen bei der ersten Messung mit PE-Streuprobe und der Messung mit der Pb-Streuprobe unter einem Zyklotronwinkel von 25° gut mit denen der ersten Fluenzmessung überein. Ebenso gibt es eine gute Übereinstimmung dieser Größen bei der Messung mit der Pb-Streuprobe unter 80° , der zweiten Messung mit der PE-Streuprobe und der zweiten Fluenzmessung.

Messungen mit der Polyethylen-Streuprobe

Die erste PE-Streumessung erfolgte mit einer integrierten Projektilstromstärke von 6 mC. Bei der zweiten wurde länger gemessen, um die statistischen Unsicherheiten der Peaks in den Flugzeitspektren zu verkleinern ($Q = 12 \text{ mC}$). Das Verhältnis der Normierungsfaktoren der zweiten zur ersten PE-Messung, die bei separater Auswertung der PE-Messungen bestimmt wurden, beträgt $2,027 \pm 0,011$, ist also unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Ladungen etwas kleiner als das Verhältnis der Neutronenfluenzen pro Ladung des Monitors. Aufgrund der Energieänderung während des Streuexperimentes wurde die erste Messung mit der PE-Streuprobe für die Normierung der Messung mit der Pb-Streuprobe unter 25° verwendet. Entsprechend diente die zweite PE-Messung der Normierung der Messung mit der Pb-Streuprobe unter 80° .

Messungen mit der Blei-Streuprobe

Wirkungsquerschnitte konnten bestimmt werden für die elastische Streuung sowie für die inelastische Streuung für folgende Niveaus:

- 1. Niveau von ^{207}Pb ($E_x = 570 \text{ keV}$)
- 1. Niveau von ^{206}Pb ($E_x = 803 \text{ keV}$)
- 2. Niveau von ^{207}Pb ($E_x = 898 \text{ keV}$), Überlapp mit 1. Niveau von ^{204}Pb ($E_x = 899 \text{ keV}$)
- 2. Niveau von ^{206}Pb ($E_x = 1166 \text{ keV}$)
- 3. Niveau von ^{206}Pb ($E_x = 1340 \text{ keV}$) Überlapp mit 3. Niveau von ^{204}Pb ($E_x = 1351 \text{ keV}$)
- 4. Niveau von ^{206}Pb ($E_x = 1467 \text{ keV}$).

Eine Auswertung für das dritte Niveau von ^{207}Pb ($E_x = 1633 \text{ keV}$) und höhere Niveaus war aufgrund der zu niedrigen Energie der inelastisch gestreuten Neutronen nicht möglich. Niveauschemata für die Bleisotope sind in Abbildung 68 im Anhang A dargestellt.

Wegen der geringen Massenunterschiede der Bleisotope sind die elastischen Streupeaks auch unter großen Streuwinkeln nicht getrennt. Es ist somit lediglich die Bestimmung eines Element-Wirkungsquerschnittes möglich, der nur bedingt mit den Wirkungsquerschnitten aus den Evaluationen, die für jedes Isotop separat erfolgen, vergleichbar ist. Der Element-Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung ist jedoch ein wichtiges Zwischenergebnis, da er für die Bestimmung der Mehrfachstreukorrekturen benötigt wird.

Das Isotop ^{204}Pb hat nur einen Isotopenanteil von reichlich 1 % und spielt somit für die Bestimmung des elastischen Streuquerschnittes eine vernachlässigbare Rolle. Das erste angeregte Niveau hat jedoch nahezu die gleiche Anregungsenergie wie das zweite Niveau von ^{207}Pb . Hier ist der ^{204}Pb -Anteil nicht mehr vernachlässigbar, da ^{207}Pb nur einen Isotopenanteil von 20,8 % hat, d.h. $n_{204}/n_{207} = 0,064$. Dasselbe gilt für das dritte Niveau von ^{204}Pb , das nicht vom dritten von ^{206}Pb getrennt werden kann ($n_{204}/n_{206} = 0,051$).

6.2 Messungen bei 2,24 MeV Neutronenenergie – $^{\text{nat}}\text{Pb}$

6.2.1 Fluenzmessungen

Zusätzlich zu den beiden Fluenzmessungen am Anfang und am Ende des Experiments wurden im Laufe des Streuexperiments zwei weitere durchgeführt. Als Monitorwinkel wurde 70° gewählt, da die in Abbildung 28 dargestellte Winkelverteilung hier ein lokales Minimum zeigt. Bei der Auswertung der Fluenzmessungen wurde festgestellt, dass die Peakpositionen und -breiten der γ -Peaks nahezu unverändert blieben, sich die Position der Neutronenpeaks der dritten und vierten Fluenzmessung sowohl bei D1 als auch beim Monitordetektor um etwa einen Kanal verschoben haben. Das entspricht einer Verringerung der Neutronenenergie

um ca. 10 keV. Gleichzeitig stieg die Intensität der Satelliten an, d.h. die Strahleigenschaften haben sich während des Experimentes geändert. Die Fluenz pro Ladung des Detektors D1 verringerte sich bei der 3. und 4. Messung gegenüber der 1. und 2. um ca. 6%, die des Monitors um ca. 9%, d.h. die Verringerung von φ_n/Q in Vorwärtsrichtung wird durch die des Monitors etwas überkompensiert. Hier zeigt sich vermutlich die Resonanzstruktur der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion und die stark energieabhängige Form der Winkelverteilung. Die aus den Fluenzmessungen bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° betragen $(24,2 \pm 1,8)$ mb/sr bis $(25,9 \pm 2,0)$ mb/sr. Sie stimmen recht gut mit dem Wert $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) = (27,0 \pm 0,8)$ mb/sr überein, der bei der Messung der kompletten Winkelverteilung bestimmt wurde (vergleiche Abbildung 28).

6.2.2 Streumessungen

Zusätzlich zu den zwei Messungen unter $\vartheta_{\text{Cycl}} = 12,5^\circ$ am Anfang und am Ende des Streuexperimentes wurde eine weitere Messung mit der PE-Streuprobe unter $\vartheta_{\text{Cycl}} = 7,5^\circ$ durchgeführt. Durch die zusätzliche Messung wurde der in Kapitel 5.1 diskutierte kleinere Winkelbereich, in dem bei niedrigen Einschussenergien Wasserstoff-Streupeaks ausgewertet werden können, kompensiert. Messungen mit der Pb-Streuprobe erfolgten für drei Zyklotronwinkel ($12,5^\circ$, 55° und 110°). Wirkungsquerschnitte wurden für die elastische Streuung sowie für die inelastische Streuung mit Anregung des ersten Niveaus von ^{207}Pb und des ersten von ^{206}Pb bestimmt.

Die Streumessungen, insbesondere die Teilmessungen mit langen Messzeiten, wurden in mehrere Teile mit jeweils einigen Stunden Messzeit zerlegt, um den Verlust einer großen Datenmenge bei einem eventuellen PC-Ausfall zu vermeiden. Betrachtet man die Position, Halbwertsbreite und Fluenz/Ladung des Neutronenpeaks des Monitors, erkennt man eine graduelle Abnahme der Neutronenenergie, eine geringe Vergrößerung der Halbwertsbreite sowie eine Abnahme der Fluenz pro Ladung im Laufe des Experimentes. Diese Änderungen sind nicht an Änderungen des Zyklotronwinkels gekoppelt. Die Projektilstromstärke sowie Druck und Temperatur im Gastarget haben sich während des Streuexperimentes nicht geändert. Die Ursache für die Energieänderung konnte nicht geklärt werden.

Um die Energieänderung während des Streuexperimentes zu berücksichtigen, wurde wie bei dem in Kapitel 6.1 beschriebenen Streuexperiment für $E_n = 2,94$ MeV die Messung mit der PE-Streuprobe am Anfang des Experimentes ($\vartheta_{\text{Cycl}} = 12,5^\circ$) und die beiden am Ende des Experimentes ($\vartheta_{\text{Cycl}} = 12,5^\circ$ und $7,5^\circ$) separat ausgewertet. Der Normierungsfaktor der ersten Messung mit der PE-Streuprobe wurde bei der Messung mit der Pb-Streuprobe unter $12,5^\circ$ verwendet, der Normierungsfaktor der anderen beiden PE-Messungen bei den Messungen mit der Pb-Streuprobe unter 55° und 110° . Das Kriterium war die bessere

Übereinstimmung der Neutronen-Flugzeitpeaks des Monitors.

Die Normierungsfaktoren zeigen eine ähnliche Tendenz wie die Fluenzmessungen, d.h. der zweite Normierungsfaktor ist um 6 % kleiner als der erste. Die Fluenz/Ladung des Monitors war bei den Messungen mit der PE-Streuprobe am Ende des Experiments um ca. 9 % kleiner. Die Unsicherheit der Normierung, die wie in Kapitel 5.3.2 beschrieben bestimmt wurde, wurde durch eine quadratische Addition mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 3 % (Differenz der Änderung von φ_n/Q des Monitors und der Änderung des Normierungsfaktors) vergrößert.

6.3 Messungen bei 2,71 MeV Neutronenenergie – ^{nat}Pb , ^{209}Bi

6.3.1 Fluenzmessungen

Bei diesem Streuexperiment war die Projektilstromstärke mit 2000 nA sehr hoch. Mit dem ebenfalls sehr großen differentiellen Wirkungsquerschnitt für 0° von $(32,0 \pm 2,4)$ mb/sr bzw. $(32,9 \pm 2,5)$ mb/sr führt das zu einer sehr großen differentiellen Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung.

Eine Besonderheit stellte die Form der Flugzeitpeaks dar. Im Gegensatz zu den etwa gaußförmigen Flugzeitpeaks bei den anderen Messungen ähnelte die Form derjenigen, die in Kapitel 4.3 für den Fall einer scharfen Resonanz gerechnet wurde und in Abbildung 20 (a) dargestellt ist. Dadurch wird die Trennung der überlappenden Flugzeitpeaks vom ersten Niveau von ^{206}Pb und dem zweiten von ^{207}Pb erleichtert.

Die Positionen und Halbwertsbreiten von γ - und Neutronenpeaks waren bei den Fluenzmessungen nahezu unverändert (Verringerung bei der zweiten Fluenzmessung um 3 keV gegenüber der ersten sowohl bei D1 als auch Monitor). Die Fluenz pro Ladung war jedoch bei der zweiten Fluenzmessung um 1,6 % (D1) bzw. 4,1 % (Monitor) geringer, wobei die statistischen Unsicherheiten der Fluenzen jeweils wenige Promille betragen.

6.3.2 Streumessungen

Messungen mit der Pb-Streuprobe erfolgten unter den 3 Zyklotronwinkeln $12,5^\circ$, 60° und 110° . Wirkungsquerschnitte wurden für die elastische Streuung und für die inelastische Streuung mit Anregung des ersten Niveaus von ^{206}Pb sowie des ersten und zweiten von ^{207}Pb bestimmt. Unter denselben Zyklotronwinkeln erfolgen Messungen mit einer ^{209}Bi -Streuprobe. Für ^{209}Bi wurden Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung und die inelastische Streuung mit Anregung des ersten Niveaus bestimmt.

Im Gegensatz zu den Fluenzmessungen schwankte die Position des Neutronenpeaks des Monitordetektors um bis zu 1,4 Kanäle. Die Fluenz/Ladung war ebenfalls nicht konstant und

änderte sich um bis zu 7%. Besonders groß waren die Schwankungen bei den Messungen mit der Bi-Streuprobe (vergleiche Kapitel 6.6.4). Die beiden PE-Messungen wurden deshalb separat ausgewertet. Der Normierungsfaktor der ersten wurde für die Pb-Messungen für Zyklotronwinkel $12,5^\circ$ und 60° sowie die Bi-Messungen für 60° und 110° verwendet, der Normierungsfaktor der zweiten für die anderen Messungen mit Pb- bzw. Bi-Streuprobe (Kriterium war die bessere Übereinstimmung der Positionen der Monitor-Neutronenpeaks). Wie bei der in Kapitel 6.2.2 beschriebenen Streumessung für $E_n = 2,24$ MeV wurde hier die Unsicherheit der Normierung mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 2,5% (Differenz der Änderung der Fluenz/Ladung von D1 und Monitor bei den Fluenzmessungen) quadratisch addiert.

6.4 Messungen bei 4,02 MeV Neutronenenergie – ^{nat}Pb

6.4.1 Fluenzmessungen

Die Projektilstromstärke während des Streuexperimentes war mit 1000 nA recht hoch. Mit den Fluenzmessungen wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° von $(25,2 \pm 1,9)$ mb/sr bzw. $(23,8 \pm 1,8)$ mb/sr bestimmt. Diese Werte sind etwas kleiner als die differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° in den Abbildungen 33 und 35, die $(26,4 \pm 0,9)$ mb/sr bzw. $(28,4 \pm 2,1)$ mb/sr betragen, allerdings war der Gasdruck beim Streuexperiment mit ca. 500 hPa etwas größer als bei den in Kapitel 4 beschriebenen Messungen. Die Unterschiede sind möglicherweise auf die Resonanzen im Wirkungsquerschnitt der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion zurückzuführen, auch wenn die Form der Flugzeitpeaks der in Abbildung 20 (a) dargestellten für einen konstanten Wirkungsquerschnitt gerechneten ähnelt.

Es wurde wieder eine Veränderung der Positionen der Neutronenpeaks festgestellt, die einer Energieänderung um etwa 10 keV entspricht. Die Fluenz pro Ladung hat sich bei D1 um 8,7% und beim Monitor um 7,0% geändert.

6.4.2 Streumessungen

Messungen mit der Pb-Streuprobe erfolgten unter den 3 Zyklotronwinkeln $12,5^\circ$, 60° und 110° . Wirkungsquerschnitte wurden für die elastische Streuung und für die inelastische Streuung mit Anregung des ersten bis vierten Niveaus von ^{206}Pb sowie des ersten bis dritten von ^{207}Pb bestimmt.

Bei den Streuexperimenten wurde ebenfalls eine Änderung der Peakpositionen beim Monitor beobachtet, die einer Energieänderung von ca. 10 keV entspricht. Dabei stimmen die Peakpositionen bei den beiden PE-Messungen und der Messung der Pb-Streuprobe unter dem Zyklotronwinkel von $12,5^\circ$ überein. Die Neutronenpeaks bei den Pb-Messungen für

$\vartheta_{\text{Cycl}} = 60^\circ$ und 110° stimmen untereinander ebenfalls gut überein, sind aber um 0,4 Flugzeitkanäle zu höheren Energien verschoben. Analog zu Kapitel 6.2.2 und 6.3.2 wird die Unsicherheit der Normierung mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 1,7% (Differenz der Änderungen der Fluenz/Ladung bei D1 und Monitor bei den Fluenzmessungen) quadratisch addiert, wodurch die Gesamtunsicherheiten geringfügig größer werden.

6.5 Messungen bei 3,99 MeV Neutronenenergie – ^{209}Bi , ^{181}Ta

6.5.1 Fluenzmessungen

Es wurde ein differentieller Wirkungsquerschnitt für 0° für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion von $(26,8 \pm 2,0)$ mb/sr bestimmt. Dieses Ergebnis stimmt sehr gut mit denen überein, die in den Abbildungen 33 und 35 dargestellt sind. Die Projektilstromstärke während des Experimentes war mit ca. 1200 nA sehr hoch. Die Peakpositionen und -breiten der Flugzeitpeaks sowie die Fluenzen pro Ladung stimmen bei den beiden Fluenzmessungen sowohl für D1 als auch für den Monitor im Rahmen der statistischen Unsicherheiten sehr gut überein.

6.5.2 Streumessungen

Messungen mit der ^{209}Bi - und der ^{181}Ta -Streuprobe erfolgten unter den 3 Zyklotronwinkeln $12,5^\circ$, 60° und 110° . Bei den Streumessungen wurde eine Änderung der Peakposition beim Monitor beobachtet, die einer Energieänderung von ca. 10 keV entspricht. Die Fluenzen/Ladung änderten sich jedoch nur um maximal 1%.

Abbildung 49 zeigt Flugzeitspektren für die ^{209}Bi - (a) und die ^{181}Ta -Streuprobe (b). Die roten Histogramme zeigen gemessene Spektren mit γ -Unterdrückung, die schwarzen Histogramme die zugehörigen STREUER-Rechnungen nach Durchführung der Iterationen. Der Vergleich der Abbildungen verdeutlicht die Unterschiede in den Niveauschemata von ^{209}Bi und ^{181}Ta . Für ^{209}Bi gibt es nur wenige Zustände mit niedrigen Anregungsenergien. Der Flugzeitpeak des ersten angeregten Zustands ($E_1 = 896$ keV) ist gut vom elastischen Streupeak getrennt. ^{181}Ta hat eine hohe Zahl von angeregten Niveaus. Die Anregungsenergien der ersten Niveaus ($E_1 = 6$ keV, $E_2 = 136$ keV, $E_3 = 159$ keV) sind so niedrig, dass die Flugzeitpeaks der inelastisch gestreuten Neutronen mit dem Peak der elastisch gestreuten Neutronen überlappen. Die Peakflächen für die einzelnen Niveaus sind deutlich kleiner, so dass eine Bestimmung von Wirkungsquerschnitten nur für die ersten Niveaus möglich ist. Aufgrund der großen Niveaudichte ist lediglich die Angabe von Summen-Wirkungsquerschnitten über bestimmte Niveaus möglich.

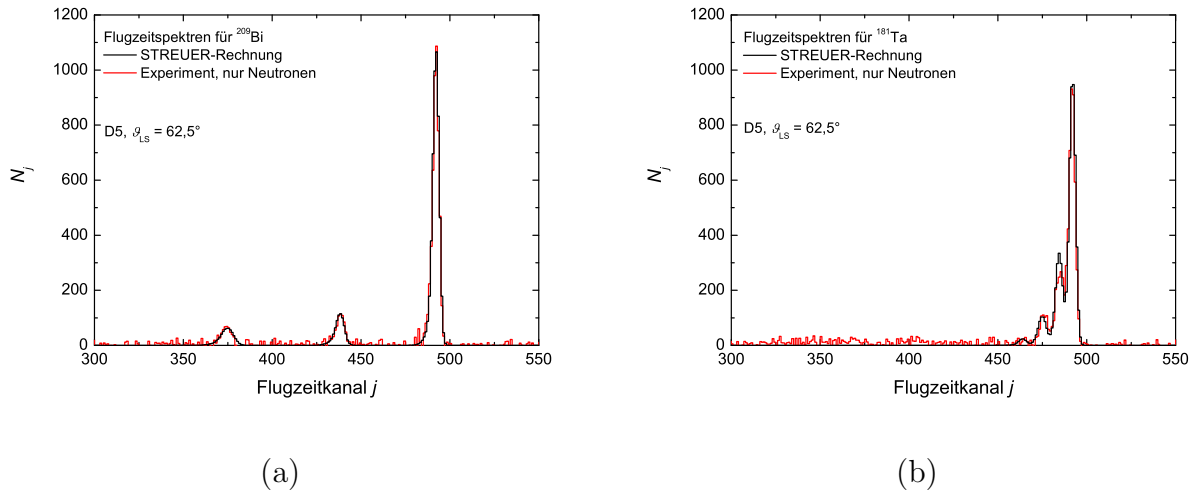


Abbildung 49: Flugzeitspektren für die ^{209}Bi -Streuprobe (a) und die ^{181}Ta -Streuprobe (b). Es sind sowohl experimentelle Flugzeitspektren mit γ -Unterdrückung (rote Histogramme) als auch STREUER-Rechnungen (schwarze Histogramme) dargestellt.

6.6 Ergebnisse der Streuexperimente

6.6.1 Daten früherer Experimente

Pb:

Bei dem Großteil der hier genannten früheren Experimente wurde die (n,n')-Methode verwendet, wobei die Flugzeitmethode eingesetzt wurde. Ramström [12] hat Messungen bei 10 Energien von $E_n = 2 \text{ MeV} - 4,5 \text{ MeV}$ für einen Winkel von 125° für $^{206,207}\text{Pb}$ und ^{209}Bi durchgeführt (Nullstelle des Legendre-Polynoms P_2). Unter den Annahmen, dass die Winkelverteilung symmetrisch um 90° ist und durch Legendre-Polynome P_ℓ mit $\ell \leq 2$ beschrieben wird, kann der Wirkungsquerschnitt durch Multiplikation des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit 4π bestimmt werden. In der EXFOR-Datenbank [79] sind zwei Datensätze für ^{206}Pb enthalten, wobei eine Messung mit einer Bleiprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung und eine mit radiogenem Blei mit einem ^{206}Pb -Anteil von 88,2% erfolgte. Die Ergebnisse dieser Messungen stimmen mit Ausnahme von denen für $^{206}\text{Pb}(n,n_4)$ gut überein, weshalb nur für dieses Niveau die Wirkungsquerschnitte beider Messungen dargestellt sind. Abdel-Harith et al. [14] haben Messungen bei einer Energie von 3,4 MeV und 10 Winkeln durchgeführt. Wirkungsquerschnitte wurden für die ersten beiden Niveaus von ^{206}Pb und ^{207}Pb bestimmt.

Cranberg et al. [80] haben Messungen bei einer Energie von 2,5 MeV unter 10 – 12 Winkeln für $^{206,207}\text{Pb}$ und ^{209}Bi durchgeführt, Hicks et al. [81] bei $E_n = 2,53 \text{ MeV}$ und 4,6 MeV unter 15 – 17 Winkeln für $^{204,206}\text{Pb}$ und Landon et al. [82] bei $E_n = 2,2 \text{ MeV}$ unter 14

Winkeln für ^{206}Pb , wobei isotonenangereicherte Streuproben eingesetzt wurden. In [80, 81] sind nur differentielle Wirkungsquerschnitte angegeben, weshalb mit Legendre-Polynomfits winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte bestimmt wurden. In den drei Arbeiten werden nur unvollständige Angaben zu den Unsicherheiten gemacht.

Es existieren auch Messungen mit der $(n,n'\gamma)$ -Methode, allerdings sind die hier angegebenen γ -Produktionsquerschnitte aufgrund von γ -Kaskaden meist nicht mit denen vergleichbar, die mit der (n,n') -Methode gemessen wurden. Eine Ausnahme bildet die Messung von Konobeevskij et al. [13]. Hier wurde der Wirkungsquerschnitt für $^{206}\text{Pb}(n,n_1)$ unterhalb der Schwellenenergie der $^{206}\text{Pb}(n,n_2)$ -Reaktion gemessen.

Bi:

Neben den oben erwähnten Messungen von Ramström [12] und Cranberg et al. [80] existieren weitere Messungen von Streuquerschnitten für ^{209}Bi . Guenther et al. [83] haben Messungen im Energiebereich von 1,75 MeV – 4 MeV, Degtjarev et al. [84] im Energiebereich von 1,37 MeV – 3,76 MeV und Korzh et al. [85] im Energiebereich von 2 MeV – 4 MeV durchgeführt. Die Messung von Schweitzer et al. [86] erfolgte bei $E_n = 3,4$ MeV mit der gleichen Methode wie die in [14].

Außerdem wurden elastische Streuquerschnitte bei 4,21 MeV von Bostrom et al. [87] und bei 3,7 MeV von Snowdon et al. [88] gemessen. Walt et al. [89] haben elastische Streuquerschnitte bei $E_n = 4,1$ MeV für ^{209}Bi und ^{181}Ta bestimmt. Diese Messung erfolgte nicht mit der Flugzeitmethode. Elastisch gestreute Neutronen wurden von den inelastisch gestreuten durch eine geeignete Wahl der Nachweisschwelle des Detektors getrennt („biased detector“-Methode). Weitere Messungen von Streuquerschnitten im Energiebereich von 1,5 MeV bis 4 MeV erfolgten durch Olsson et al. [90] und Tanaka et al. [91].

Eine besondere Rolle spielt die Messung von Mihailescu et al. [92]. Mit der $(n,n'\gamma)$ -Methode wurden im Energiebereich von 900 keV bis 20 MeV γ -Produktionsquerschnitte gemessen und daraus für Energien bis ca. 3,5 MeV Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung bestimmt. Dadurch ist ein Vergleich mit den Ergebnissen von Messungen mit der (n,n') -Methode möglich. Die von Mihailescu et al. im gleichen Energiebereich bestimmten Wirkungsquerschnitte für $^{206,207}\text{Pb}$ sind noch nicht veröffentlicht.

Ta:

Für ^{181}Ta liegen deutlich weniger experimentelle Daten vor. Neben den Daten aus [89] werden die differentiellen elastischen Streuquerschnitte dargestellt, die von Holmqvist et al. [93] bei $E_n = 4,56$ MeV gemessen wurden. Die Messungen von elastischen und inelastischen Streuquerschnitten durch Smith et al. [94] und elastischen Streuquerschnitten durch Kazakova et al. [95] erfolgten bei deutlich niedrigeren Energien.

6.6.2 Elastische Streuquerschnitte für $^{\text{nat}}\text{Pb}$

In Abbildung 50 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung an $^{\text{nat}}\text{Pb}$ für $E_n = 2,24 \text{ MeV}$ (a), $2,71 \text{ MeV}$ (b), $2,94 \text{ MeV}$ (c) und $4,02 \text{ MeV}$ (d) sowie Legendre-Polynomfits an die Datenpunkte dargestellt. Zusätzlich sind zum Vergleich Winkelverteilungen aus den Datenbanken ENDF/B-VI.8, JENDL 3.3, BROND 2.2 [96] und JEFF 3.1 [97] dargestellt. Mit Ausnahme der Messung für $E_n = 2,24 \text{ MeV}$ zeigen die Datenpunkte eine sehr gute Übereinstimmung mit den Winkelverteilungen aus JENDL, BROND und JEFF. Die Abweichungen zu den Winkelverteilungen aus ENDF sind größer und betragen bis zu 70 %. Das erste Diffraktionsminimum im Legendre-Polynomfit bei $\vartheta_{\text{CM}} \approx 60^\circ$ stimmt, mit Ausnahme von der Messung bei $E_n = 2,24 \text{ MeV}$, gut mit denen der Winkelverteilungen aus allen Evaluationen überein. Die experimentellen winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte, die in Abbildung 51 dargestellt sind, zeigen eine gute Übereinstimmung mit denen aus allen Evaluationen. Allgemein ist bei den Winkelverteilungen für die elastische Streuung an $^{\text{nat}}\text{Pb}$ erkennbar, dass mit steigender Neutronenenergie der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° ansteigt, der Winkel des ersten Diffraktionsminimums kleiner wird und die Winkelabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte zunimmt, d.h. beim Legendre-Polynomfit steigt ℓ_{max} an.

Aus dem optischen Theorem [19] folgt die Wicksche Ungleichung, die eine allgemeingültige Beziehung zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und dem differentiellen elastischen Streuquerschnitt für $\vartheta = 0^\circ$ darstellt,

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega}(0^\circ) \geq \left(\frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} \right)^2, \quad (20)$$

σ_{tot}	totaler Wirkungsquerschnitt
$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega}(0^\circ)$	differentieller elastischer Streuquerschnitt für 0°
k	Wellenzahl des Neutrons im Schwerpunktsystem.

Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt (gemittelt über die Isotopenzusammensetzung der Blei-Probe) aus ENDF⁷ kann eine Untergrenze für den differentiellen elastischen Streuquerschnitt für 0° berechnet werden. Dieser Wert ist in Abbildung 50 (a) – (d) am linken Rand markiert (dunkelrote gepunktete Linie). Man erkennt, dass sowohl die Legendre-Polynomfits an die Datenpunkte dieser Arbeit als auch die Wirkungsquerschnitte aus JENDL, BROND und JEFF die Wicksche Ungleichung erfüllen. Bei der Messung für $E_n = 4,02 \text{ MeV}$ stimmt der differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° , der mit dem Legendre-

⁷Für die totalen Wirkungsquerschnitte aus ENDF sind Unsicherheiten von 3 % angegeben. Die totalen Wirkungsquerschnitte aus den anderen Evaluationen stimmen gut mit denen aus ENDF überein, so dass eine Rechnung mit diesen Wirkungsquerschnitten zu den gleichen Schlussfolgerungen führt.

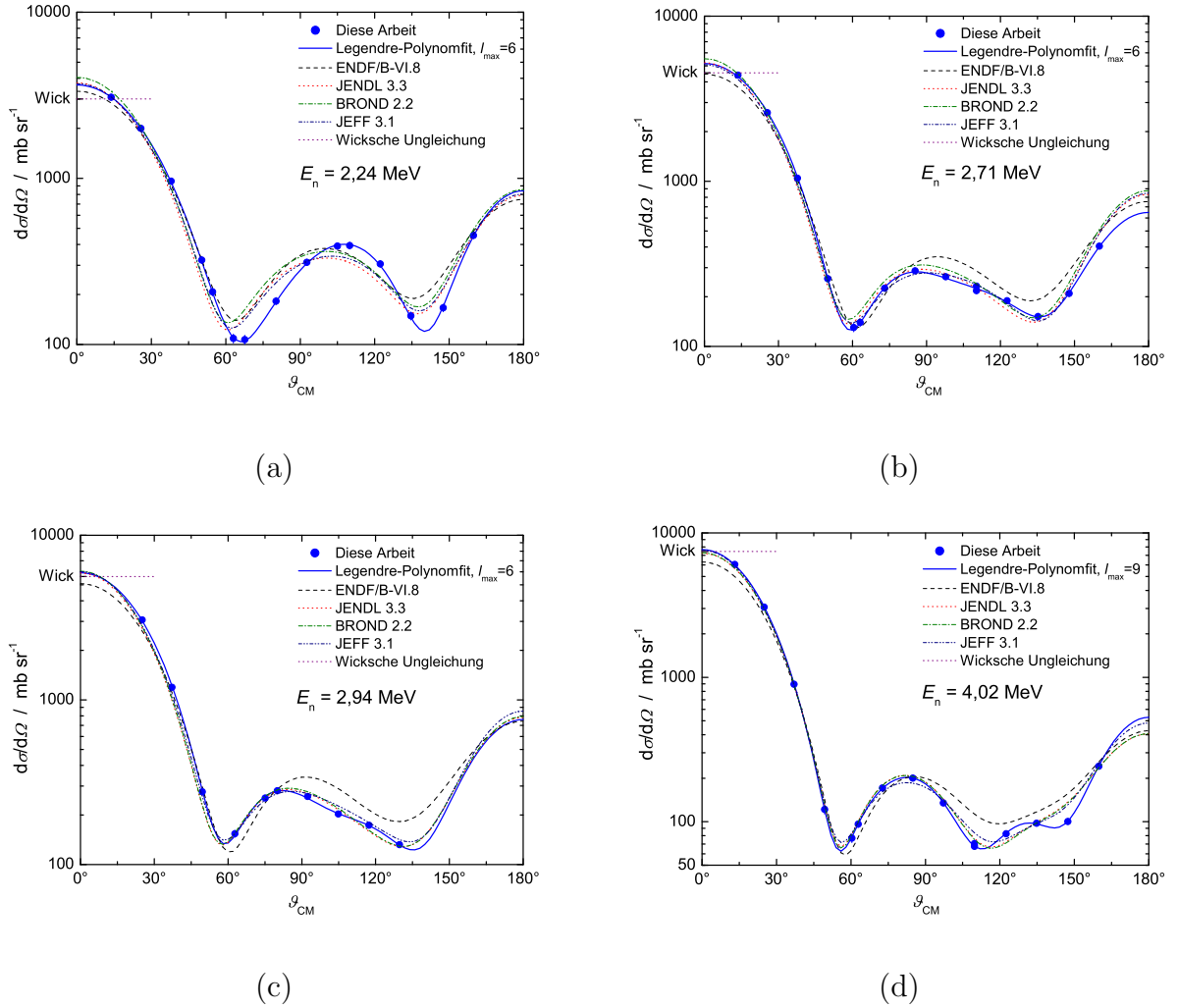


Abbildung 50: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung von Neutronen an ^{nat}Pb für eine Neutronenenergie von 2,24 MeV (a), 2,71 MeV (b), 2,94 MeV (c) und 4,02 MeV (d). Neben den experimentellen Daten (blaue Punkte) und dem Legendre-Polynomfit (blaue Kurve) sind die Winkelverteilungen aus ENDF/B-VI.8 (schwarz), JENDL 3.3 (rot), BROND 2.2 (grün) und JEFF 3.1 (dunkelblau) dargestellt. Zusätzlich ist jeweils am linken Rand die untere Grenze für den differentiellen elastischen Streuquerschnitt für 0° aus der Wickschen Ungleichung angegeben (dunkelrote gepunktete Linie).*

Polynomfit an die experimentellen Datenpunkte bestimmt wurde, (Experiment: $\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega}(0^\circ) = (7670 \pm 230) \text{ mb/sr}$) im Rahmen der Unsicherheiten mit dem Limit aus der Wickschen Ungleichung überein (Wick: $\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega}(0^\circ) = 7440 \text{ mb/sr}$). Das ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Dietrich et al. [98], dass im niedrigen MeV-Bereich die Abweichung zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für 0° und dem Wickschen Limit mit steigender Energie abnimmt und die Wicksche Ungleichung im Energiebereich von etwa

$E_n \approx 5 \text{ MeV} - 10 \text{ MeV}$ nahezu als Gleichung erfüllt ist.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus ENDF erfüllen die Wicksche Ungleichung meist nicht. Das ist überraschend, da die Wirkungsquerschnitte in der ENDF-Bibliothek auf einer Rechnung unter Zugrundelegung eines Optisches-Modell-Potentials beruhen. Ursache für die Abweichung ist die Vorgehensweise bei der Evaluation: im ersten Schritt wurden die Parameter für das Optische-Modell-Potential durch Anpassung der gerechneten an experimentelle totale Wirkungsquerschnitte bestimmt. Mit den Parametern wurden anschließend Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionskanäle berechnet und diese mit experimentellen Daten verglichen. Wegen Abweichungen zwischen Rechnung und Experiment wurden die berechneten Wirkungsquerschnitte für mehrere Reaktionskanäle um einen konstanten Faktor vergrößert. Anschließend wurde der elastische Streuquerschnitt σ_{el} so verringert, dass wieder $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{non}}$ gilt, wobei die Form der Winkelverteilung beibehalten wurde [99].

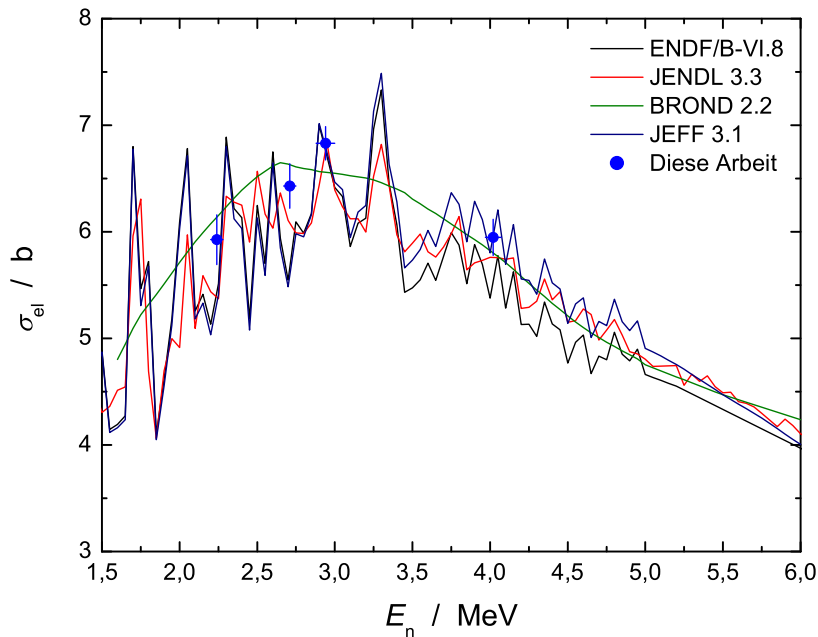


Abbildung 51: *Integrale Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung von Neutronen an ^{nat}Pb . Neben den Ergebnissen dieser Arbeit sind die Wirkungsquerschnitte aus den Evaluationen ENDF/B-VI.8, JENDL 3.3, BROND 2.2 und JEFF 3.1 dargestellt. Die Daten aus ENDF, JENDL und JEFF zeigen in diesem Energiebereich zahlreiche schmale Resonanzen und sind deshalb geglättet dargestellt.*

Die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung betragen bei den Messungen mit der ^{nat}Pb -Streuprobe 3% – 7%. Unter Vorwärtswinkeln wird die Gesamtunsicherheit durch die Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit domi-

niert. In den Diffraktionsminima dominiert die Unsicherheit für die Mehrfachstreu korrek tur. Aufgrund der langen Messzeiten sind die statistischen Unsicherheiten nur bei einzelnen Datenpunkten die dominierende Komponente der Gesamtunsicherheit.

Die Unsicherheiten der integralen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung betragen 2,3 % – 3,9 %. Ohne die Korrektur für die Energieinstabilität, die bei einigen Messungen notwendig war, hätten die Unsicherheiten bei allen vier Messungen 2,1 % – 2,5 % betragen. Trotz der vergleichsweise niedrigen Neutronenausbeute der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion ist somit die Messung von elastischen Streuquerschnitten mit hoher Präzision möglich.

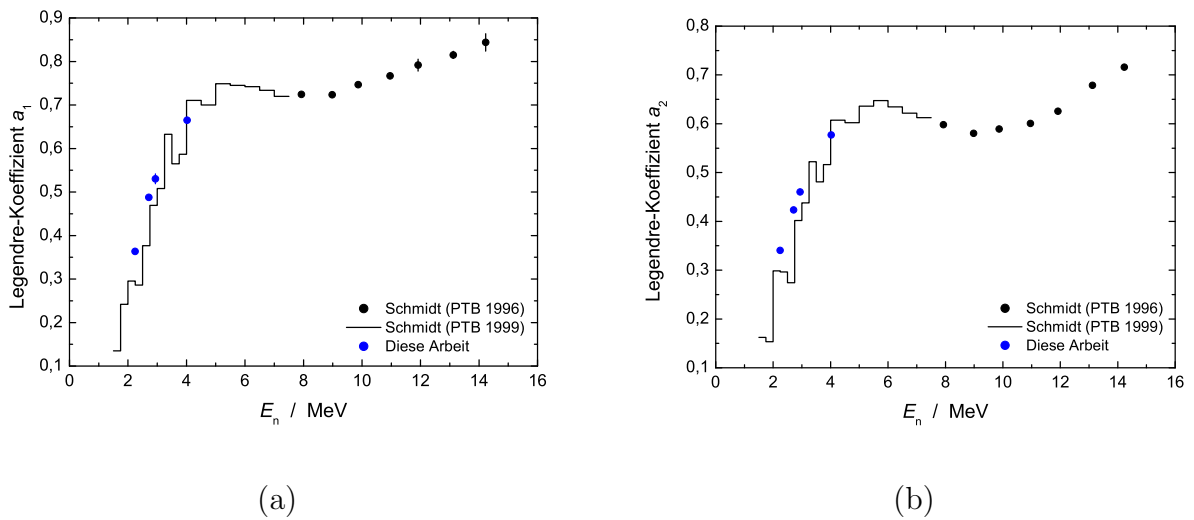
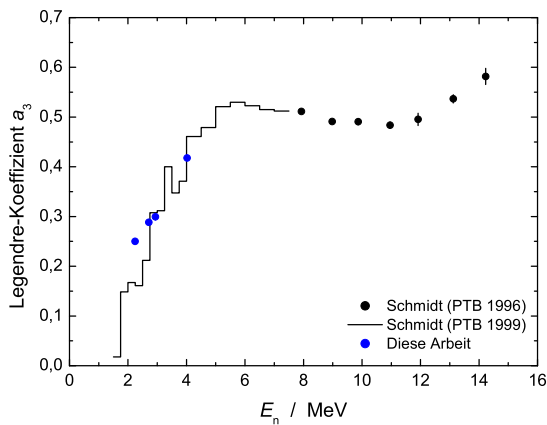


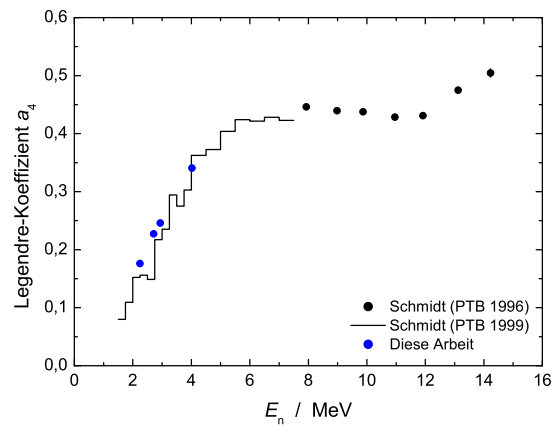
Abbildung 52: Legendre-Koeffizienten $a_1 - a_6$ für die elastische Streuung von Neutronen an ^{nat}Pb , die mit monoenergetischen Neutronen aus der $D(d,n)$ -Reaktion im Energiebereich von 8 MeV – 14 MeV (schwarze Punkte), mit kontinuierlichen Neutronen aus der $^4\text{He}(d,np)$ -Reaktion im Energiebereich von 1,5 MeV – 7,5 MeV (Histogramm) und monoenergetischen Neutronen aus der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion im Energiebereich von 2 MeV – 4 MeV (blaue Punkte) bestimmt wurden. Bei Verwendung eines kontinuierlichen Neutronenspektrums ist eine Überlagerung von elastisch und inelastisch gestreuten Neutronen im Flugzeitspektrum möglich.

In 1996 erfolgten am PTB-Flugzeitspektrometer Messungen mit der ^{nat}Pb -Streuprobe mit der $D(d,n)$ -Neutronenquelle im Energiebereich von 8 MeV bis 14 MeV (vergleiche Abbildung 4) [18]. Die Neutronenproduktion über die $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion wird in diesem Energiebereich begleitet durch eine Neutronenproduktion über die Aufbruchreaktionen $D(d,np)D$ und $D(d,np)np$, wobei die maximale Energie der Neutronen aus der Aufbruchreaktion 6,5 MeV unterhalb der aus der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion liegt [27]. Bei der Messung für die ^{nat}Pb -Streuprobe wurde erstmals eine Korrektur für die Aufbruchneutronen durch-

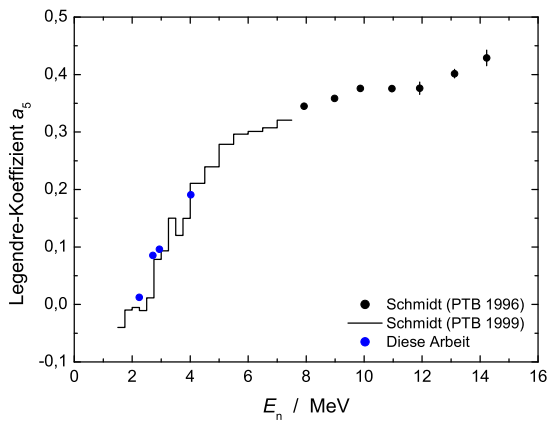
geführt, indem Messungen mit der reinen Aufbruchneutronenquelle ${}^4\text{He}(d,np){}^4\text{He}$ durchgeführt wurden [35]. In Abbildung 52 sind die Legendre-Koeffizienten $a_1 - a_6$ dargestellt, die mit monoenergetischen Neutronen aus der $\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ -Reaktion im Energiebereich von 8 MeV bis 14 MeV, unter Verwendung des Aufbruchspektrums der ${}^4\text{He}(d,np)$ -Reaktion im Energiebereich von 1,5 MeV – 7,5 MeV und mit monoenergetischen Neutronen aus der ${}^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion für $E_n = 2,2 \text{ MeV} - 4 \text{ MeV}$ bestimmt wurden. Im Allgemeinen ist eine sehr gute Übereinstimmung der Legendre-Koeffizienten für die Energien $E_n = 2,71 \text{ MeV}$, $2,94 \text{ MeV}$ und $4,02 \text{ MeV}$ erkennbar. Die Koeffizienten, die mit der ${}^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion für $E_n = 2,24 \text{ MeV}$ bestimmt wurden, sind etwas größer als die mit dem Aufbruchspektrum bestimmten. Das ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass in der Messung mit dem kontinuierlichen Neutronenspektrum bei niedrigen Neutronenenergien eine zunehmende Überlagerung der elastisch gestreuten mit inelastisch gestreuten Neutronen stattfindet.



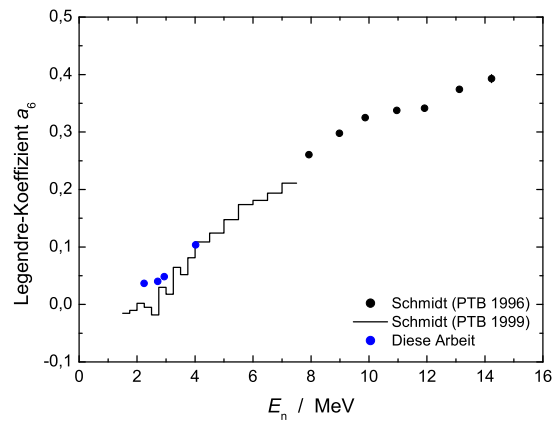
(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 52 (Fortsetzung)

6.6.3 Inelastische Streuquerschnitte für $^{206,207}\text{Pb}$

In den Abbildungen 53 – 58 sind die differentiellen inelastischen Streuquerschnitte dargestellt, die für die Isotope ^{206}Pb und ^{207}Pb gemessen wurden. Es sind außerdem die Legendre-Polynomfits (blaue Kurven), die Winkelverteilungen aus den Evaluationen ENDF/B-VI.8 (schwarze gestrichelte Kurve) und JENDL 3.3 (rote gepunktete Kurve) und, falls vorhanden, differentielle Wirkungsquerschnitte aus früheren Experimenten dargestellt. Die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung sind größer als bei der elastischen Streuung, da meist nur ein Isotop beiträgt und die differentiellen Wirkungsquerschnitte selbst kleiner sind. Die Gesamtunsicherheiten werden von den statistischen Unsicherheiten dominiert. Da die statistischen Unsicherheiten unkorreliert sind, sind die Unsicherheiten der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung deutlich kleiner. Die winkelintegrierten inelastischen Streuquerschnitte sind in den Abbildungen 59 – 60 dargestellt.

$$E_n = 2,24 \text{ MeV}$$

In Abbildung 53 (a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{207}Pb mit Anregung des ersten Niveaus dargestellt. Die Datenpunkte streuen sehr stark, die Unsicherheiten werden von den statistischen Unsicherheiten dominiert und liegen zwischen 14 % und 60 %. Der Legendre-Polynomfit ist nahezu symmetrisch um 90° . Sowohl die Datenpunkte als auch der Legendre-Polynomfit zeigen eine gute Übereinstimmung zu ENDF und JENDL. Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt zeigt jedoch eine bessere Übereinstimmung mit dem aus ENDF.

In Abbildung 55 (a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{206}Pb mit Anregung des ersten Niveaus dargestellt. Bei einer Einschussenergie $E_n = 2,24 \text{ MeV}$ und einer Anregungsenergie $E_x = 803 \text{ keV}$ beträgt die Energie der gestreuten Neutronen etwa $1,4 \text{ MeV}$. Man erkennt die starke Streuung der Datenpunkte und die großen Unsicherheiten, die teilweise 100 % übersteigen. Diese Daten verdeutlichen sehr gut die Untergrenze für den Neutronennachweis bei den hier eingesetzten Detektoren von etwa $1,5 \text{ MeV}$. Die mit dem Legendre-Polynomfit bestimmte Winkelverteilung zeigt eine Betonung der Vorwärtsrichtung. Angesichts der starken Streuung sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte jedoch auch mit einer um 90° symmetrischen Winkelverteilung verträglich. In der Abbildung sind zusätzlich die differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt, die von Landon et al. [82] bei $E_n = 2,2 \text{ MeV}$ gemessen wurden (rote Punkte). Die Daten aus [82] zeigen eine gute Übereinstimmung mit denen dieser Arbeit, liegen aber über dem Legendre-Polynomfit, so dass der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt von Landon et al. [82] etwas größer ist als der dieser Arbeit.

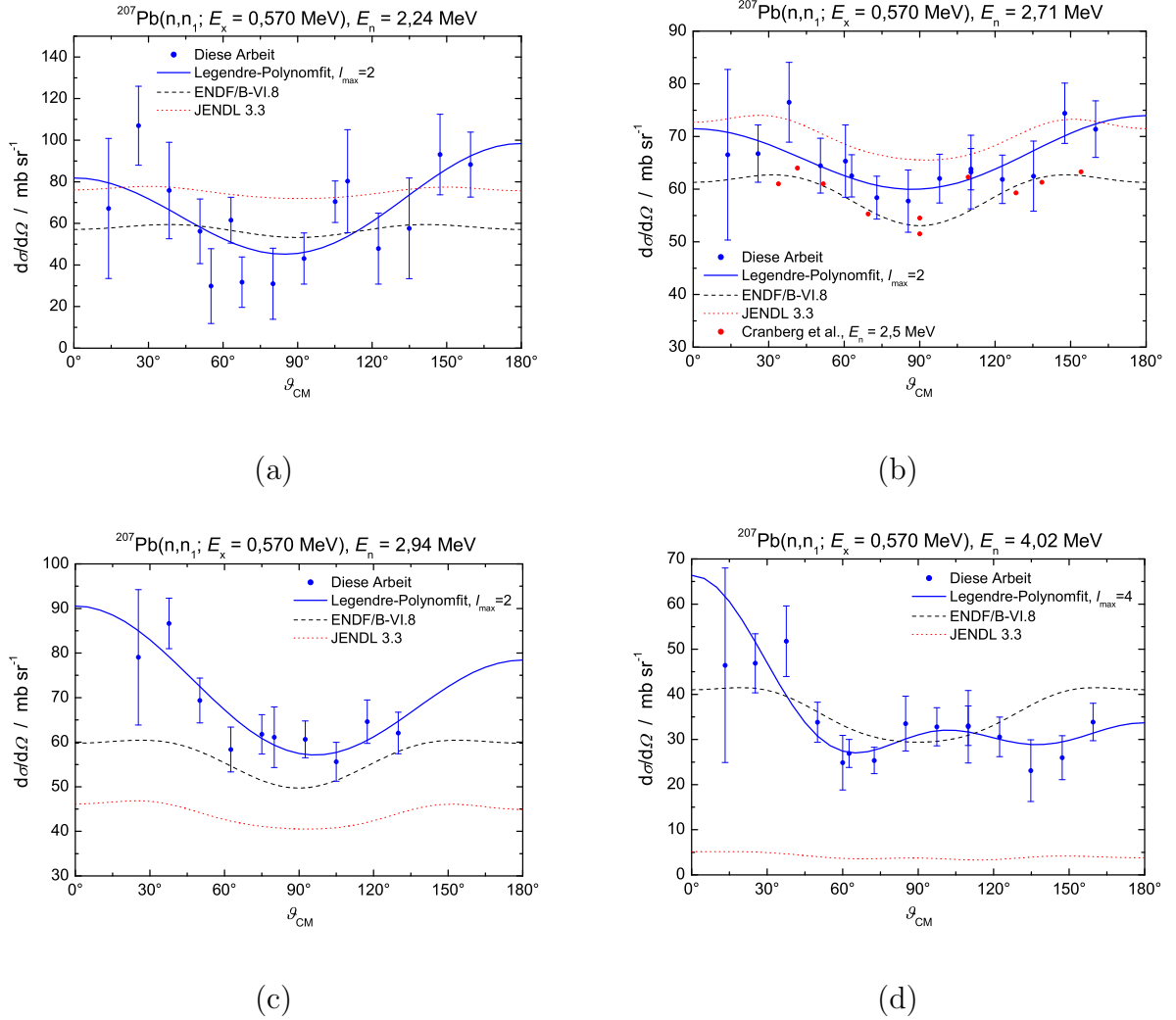


Abbildung 53: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{207}Pb mit Anregung des ersten Niveaus für eine Neutronenenergie von 2,24 MeV (a), 2,71 MeV (b), 2,94 MeV (c) und 4,02 MeV (d).

Eine Bestimmung von inelastischen Streuquerschnitten für höhere Niveaus war wegen der niedrigen Energie der gestreuten Neutronen nicht möglich. Zudem war bei den Fluenzmessungen in den Flugzeitspektren ein zweiter Neutronenpeak erkennbar. Die Energie der Neutronen des Nebenpeaks war etwa 890 keV kleiner als die der Neutronen des Hauptpeaks, d.h. der zweite Neutronenpeak überlappt in den Streumessungen mit den Flugzeitpeaks für $^{207}\text{Pb}(n, n_2)$.

$E_n = 2,71$ MeV

In den Abbildungen 55 (b), 53 (b) und 54 (a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung mit Anregung des ersten Niveaus von ^{206}Pb , des ersten von

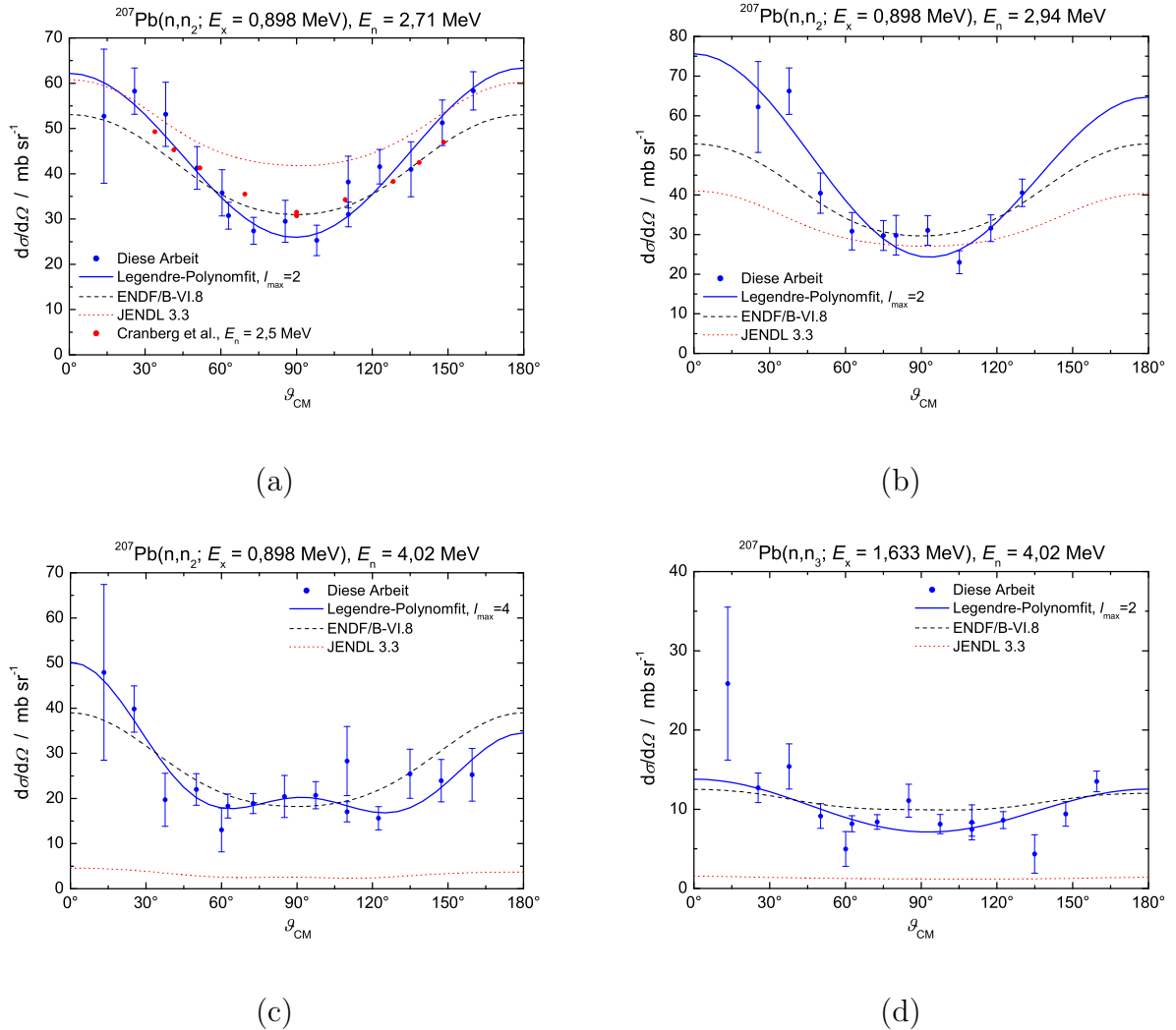


Abbildung 54: Wie Abbildung 53, aber für das zweite (a - c) bzw. das dritte Niveau (d) von ^{207}Pb .

^{207}Pb und des zweiten von ^{207}Pb dargestellt. Man erkennt, dass die Unsicherheiten, insbesondere bei den mit den großen Detektoren gemessenen Datenpunkten, besonders klein sind. Das ist auf die hohe Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung (hohe Stromstärke, hoher differentieller Wirkungsquerschnitt der $^{15}\text{N}(p, n)$ -Reaktion für 0°) zurückzuführen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $^{207}\text{Pb}(n, n_1)$ und $^{207}\text{Pb}(n, n_2)$ liegen zwischen denen aus ENDF und JENDL, wobei die Winkelverteilung für $^{207}\text{Pb}(n, n_2)$ eine stärkere Winkelabhängigkeit zeigt als die aus ENDF und JENDL. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $^{206}\text{Pb}(n, n_1)$ sind deutlich größer als die aus ENDF und JENDL.

In allen Fällen sind die mit Legendre-Polynomfits bestimmten Winkelverteilungen symmetrisch um 90° . Das deutet darauf hin, dass die Compoundkern-Reaktion der dominante Wechselwirkungsprozess ist. In allen drei Abbildungen sind die differentiellen Wirkungs-

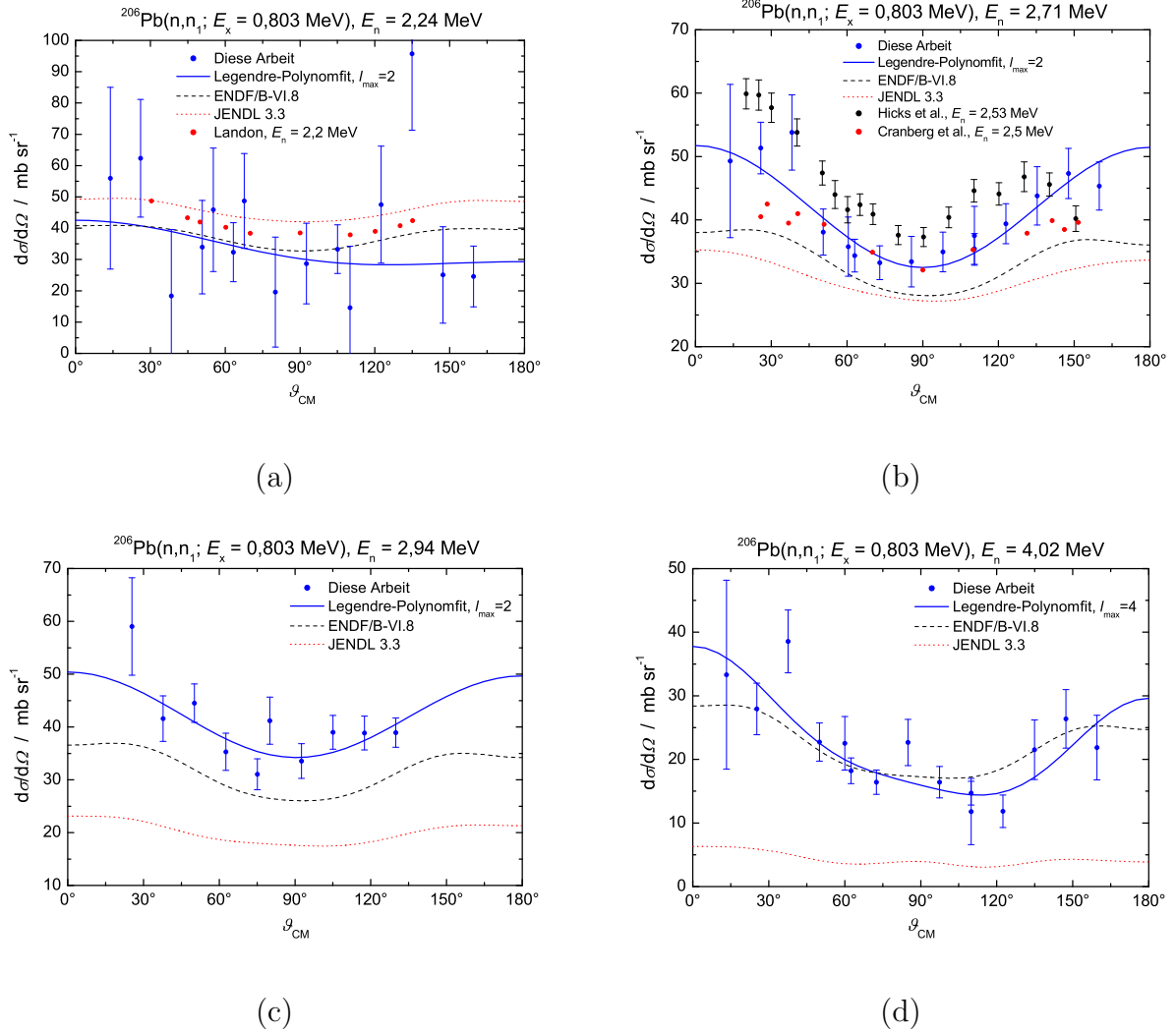


Abbildung 55: Wie Abbildung 53, aber für das erste Niveau von ^{206}Pb für eine Neutronenenergie von 2,24 MeV (a), 2,71 MeV (b), 2,94 MeV (c) und 4,02 MeV (d).

querschnitte dargestellt, die von Cranberg et al. [80] bei $E_n = 2,5 \text{ MeV}$ gemessen wurden (rote Punkte). Die Datenpunkte aus [80] sind für $^{206}\text{Pb}(n,n_1)$ und $^{207}\text{Pb}(n,n_2)$ etwas kleiner als die dieser Arbeit, stimmen aber im Rahmen der Unsicherheiten gut überein. In Abbildung 55 (b) sind zusätzlich die von Hicks et al. [81] bei $E_n = 2,53 \text{ MeV}$ gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Datenpunkte zeigen mit Ausnahme der Winkel größer 140° die gleiche Form der Winkelverteilung, allerdings sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte etwa 20% größer. Die Unsicherheiten sind kleiner als die dieser Arbeit, allerdings sind nur die statistischen Unsicherheiten dargestellt. Über die Gesamtunsicherheiten wird in [81] keine Aussage gemacht.

Eine Auswertung für höhere Niveaus war nicht möglich. Bei dem Streuexperiment bei

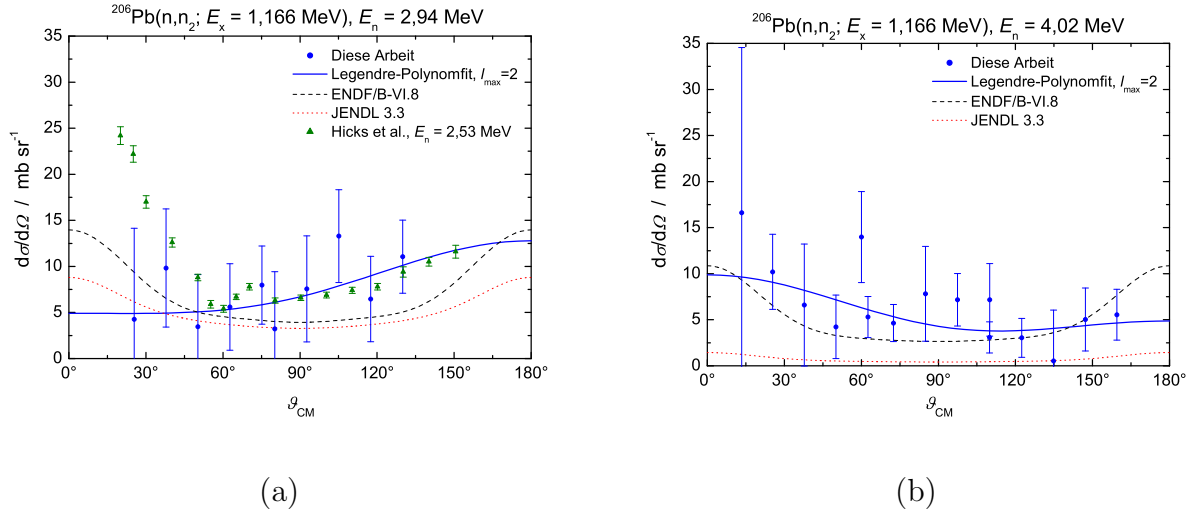


Abbildung 56: Wie Abbildung 55, aber für das zweite Niveau von ^{206}Pb für eine Neutronenenergie von 2,94 MeV (a) und 4,02 MeV (b).

$E_n = 2,71\text{ MeV}$ wurde ein zweiter Neutronenpeak mit einer Energiedifferenz von etwa 1,1 MeV zum Hauptpeak beobachtet. Die Intensität der zweiten Neutronengruppe war so groß, dass eine Auswertung der Wirkungsquerschnitte für $^{206}\text{Pb}(n,n_2)$ nicht möglich war. Bei allen höheren Niveaus liegt die Energie der gestreuten Neutronen unterhalb der Nachweisschwelle der Detektoren. Der Vergleich der in [81] gemessenen inelastischen Streuquerschnitte für die höheren Niveaus von ^{206}Pb erfolgt deshalb mit den Ergebnissen dieser Arbeit für $E_n = 2,94\text{ MeV}$.

$E_n = 2,94\text{ MeV}$

In Abbildung 53 (c) und 54 (b) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{207}Pb mit Anregung des ersten und zweiten Niveaus dargestellt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau sind größer als die in ENDF und JENDL, wobei die Abweichung zu JENDL deutlich größer ist als die zu ENDF. Bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten für das zweite Niveau besteht eine recht gute Übereinstimmung der Datenpunkte zu beiden Evaluationen. Bei dieser Winkelverteilung ist zu berücksichtigen, dass das zweite Niveau von ^{207}Pb ($E_x = 898\text{ keV}$) und das erste von ^{204}Pb ($E_x = 899\text{ keV}$) nicht aufgelöst werden können, d.h. die hier dargestellten Wirkungsquerschnitte sind ein gewichtetes Mittel für die beiden Niveaus mit den Isotopenanteilen als Wichtungsfaktoren. Die Legendre-Polynomfits führen sowohl beim ersten als auch beim zweiten Niveau von ^{207}Pb zu Winkelverteilungen mit einer leichten Betonung der Vorwärtsrichtung, während die Winkelverteilungen aus den Evaluationen symmetrisch um 90° sind.

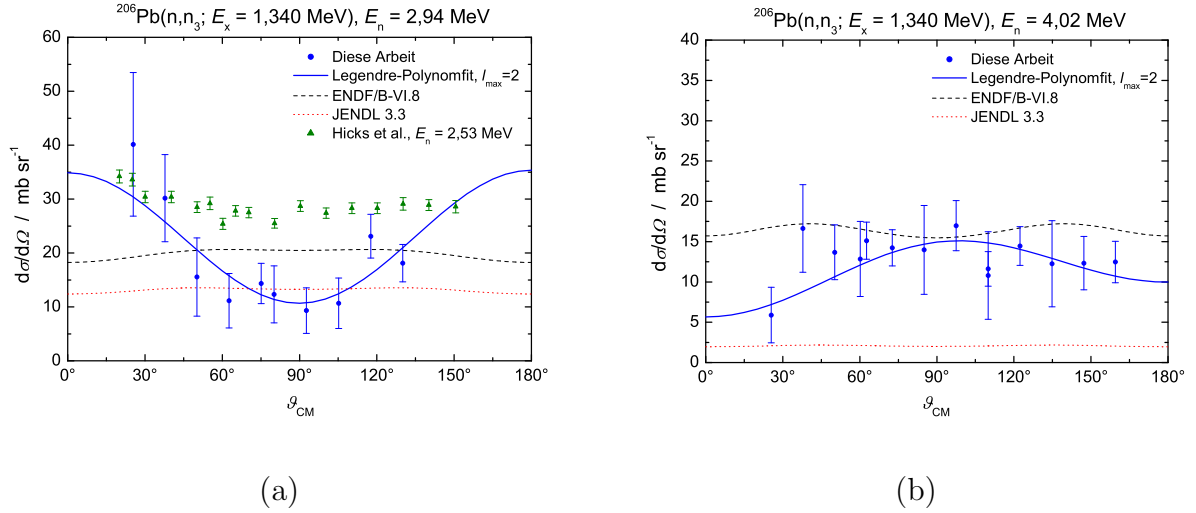


Abbildung 57: Wie Abbildung 55, aber für das dritte Niveau von ^{206}Pb für eine Neutronenenergie von $2,94\text{ MeV}$ (a) und $4,02\text{ MeV}$ (b).

In Anbetracht der Unsicherheiten sind die Datenpunkte jedoch auch mit um 90° symmetrischen Winkelverteilungen verträglich. Es kann also keine Aussage getroffen werden, ob die leichte Vorwärtsbetonung durch einen kleinen Beitrag von direkten Reaktionen verursacht wird.

In Abbildung 55 (c) und 56 (a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{206}Pb mit Anregung des ersten und zweiten Niveaus dargestellt. In beiden Fällen sind die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte größer als die der ENDF und JENDL-Evaluationen, die Abweichung zu JENDL ist aber deutlich größer. Für das erste Niveau ist die experimentelle Winkelverteilung ebenso wie die der Evaluationen nahezu symmetrisch um 90° . Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das zweite Niveau von ^{206}Pb sind, verglichen mit dem ersten Niveau, deutlich kleiner. Dadurch sind die statistischen Unsicherheiten größer. Die Winkelverteilungen der Evaluationen sind symmetrisch um 90° . Der Legendre-Polynomfit zeigt keine 90° -Symmetrie, angesichts der großen Unsicherheiten sind die Datenpunkte aber auch mit einer symmetrischen Winkelverteilung verträglich. Die in Abbildung 56 (a) dargestellten Datenpunkte aus [81] stimmen für Winkel größer 60° gut mit denen dieser Arbeit überein, allerdings zeigt die Winkelverteilung eine starke Betonung der Vorwärtsrichtung, wie sie bei der elastischen Streuung beobachtet wird. Die Winkelverteilung ähnelt der in Abbildung 46 (d) dargestellten ohne Korrektur für die eingestreuerten Neutronen.

In Abbildung 57 (a) und 58 (a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{206}Pb mit Anregung des dritten und vierten Niveaus dargestellt.

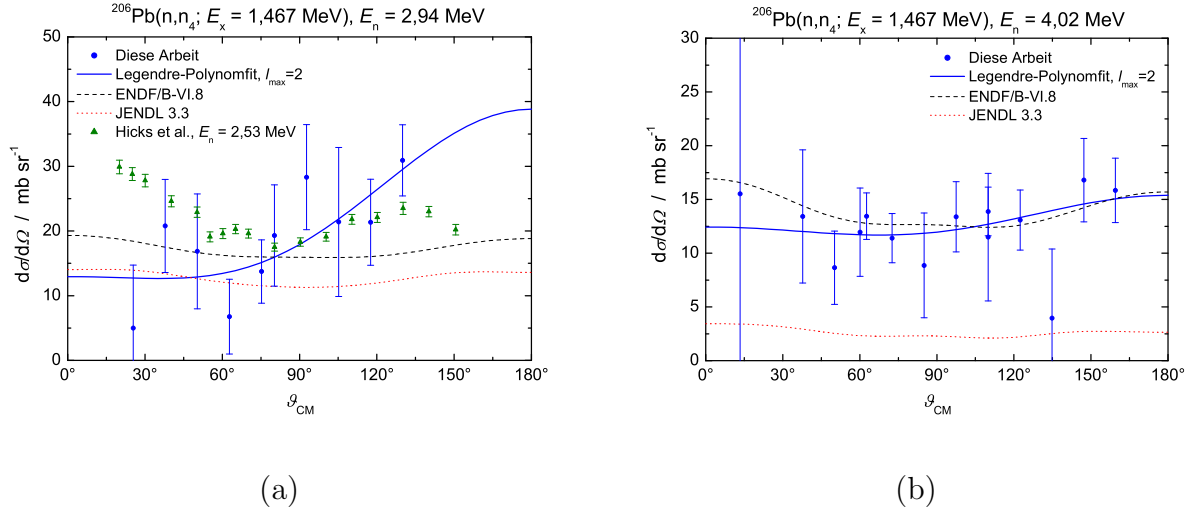


Abbildung 58: Wie Abbildung 55, aber für das vierte Niveau von ^{206}Pb für eine Neutronenenergie von 2,94 MeV (a) und 4,02 MeV (b).

Verglichen mit den in Abbildung 55 (c) dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitten für das erste Niveau sind die Unsicherheiten deutlich größer. Das ist zum einen darauf zurückzuführen, dass die differentiellen Wirkungsquerschnitte etwas kleiner sind, aber auch darauf, dass die Energie der detektierten Neutronen sehr nahe an der Nachweisschwelle ist. Bei steigenden Anregungsenergien liegen die Niveaus zunehmend dichter. Es gibt einen zunehmenden Überlapp von Niveaus verschiedener Isotope, z.B. ^{206}Pb , $E_x = 1340$ keV, mit ^{204}Pb , $E_x = 1351$ keV. Wie beim 2. Niveau von ^{207}Pb stellen die Wirkungsquerschnitte für das dritte Niveau von ^{206}Pb das gewichtete Mittel der Wirkungsquerschnitte für die jeweiligen Niveaus und Isotope dar. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $E_x = 1340$ keV stimmen recht gut mit den Winkelverteilungen aus ENDF und JENDL überein. Die Winkelverteilung ist symmetrisch um 90° . Die Form der Winkelverteilung (Minimum bei 90°) weicht jedoch von der aus beiden Evaluationen ab, die Minima bei 0° und 180° zeigen. In Abbildung 57 (a) sind außerdem die differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt, die von Hicks et al. [81] bei $E_n = 2,53$ MeV gemessen wurden. Diese Wirkungsquerschnitte sind größer als die dieser Arbeit und die der Evaluationen. Die Winkelverteilung ist im Gegensatz zu der dieser Arbeit nahezu isotrop. Die statistischen Unsicherheiten der Datenpunkte sind deutlich kleiner als die dieser Arbeit. Die kleineren Unsicherheiten sind auf die Verwendung der T(p,n)-Reaktion als Neutronenquelle, die eine höhere differentielle Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung als die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion ermöglicht, auf die Verwendung kürzerer Flugstrecken von 3 m bis 4 m und die Verwendung einer isotonenangereicherten Streuprobe mit einem ^{206}Pb -Anteil von 88,6 % zurückzuführen.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das vierte Niveau von ^{206}Pb zeigen ebenfalls eine recht gute Übereinstimmung mit den Winkelverteilungen aus ENDF und JENDL. Die Winkelverteilung zeigt eine starke Betonung der Rückwärtswinkel. Allerdings sind die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte so groß, dass ein Legendre-Polynomfit mit $\ell_{\text{max}} = 0$ (isotroper differentieller Wirkungsquerschnitt) 6 von 10 Fehlerbalken schneidet, so dass aus der Abweichung von der Symmetrie um 90° keine Schlussfolgerungen gezogen werden können. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Hicks et al. [81] stimmen recht gut mit denen dieser Arbeit überein, zeigen aber eine leichte Betonung der Vorwärtsrichtung. Die statistischen Unsicherheiten aus [81] sind auch für dieses Niveau deutlich kleiner als die dieser Arbeit.

$$E_n = 4,02 \text{ MeV}$$

In den Abbildungen 53 (d) und 54 (c) – (d) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{207}Pb mit Anregung des ersten bis dritten Niveaus dargestellt. Für alle Niveaus ist eine gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den Winkelverteilungen aus ENDF erkennbar. Die Winkelverteilungen aus JENDL sind klar diskrepant. Die Winkelverteilungen für das erste und zweite Niveau zeigen eine Betonung der Vorwärtsrichtung. Das kann ein Hinweis auf einen zunehmenden Beitrag von direkten Reaktionsmechanismen sein. Die Winkelverteilung für das dritte Niveau von ^{207}Pb ist nahezu symmetrisch um 90° . Der Datenpunkt bei $\vartheta_{\text{CM}} = 13,4^\circ$ ist aufgrund seiner großen Unsicherheit im Legendre-Polynomfit nur schwach gewichtet. Zu dem in Abbildung 54 (d) dargestellten Wirkungsquerschnitt ist noch anzumerken, dass aufgrund der mit steigenden Anregungsenergien ansteigenden Niveaudichten die Flugzeitpeaks vom dritten Niveau von ^{207}Pb , dem fünften und sechsten von ^{206}Pb sowie dem fünften bis achten von ^{204}Pb nicht aufgelöst werden können. Die dargestellten Wirkungsquerschnitte sind somit ein gewichtetes Mittel über diese Niveaus mit den jeweiligen Isotopenanteilen als Wichtungsfaktoren. In den Abbildungen 55 (d), 56 (b), 57 (b) und 58 (b) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{206}Pb mit Anregung des ersten bis vierten Niveaus dargestellt. Wie bei den differentiellen inelastischen Wirkungsquerschnitten für ^{207}Pb stimmen auch hier die experimentellen Datenpunkte gut mit den Winkelverteilungen aus ENDF überein, während die Winkelverteilungen aus JENDL in allen Fällen stark abweichen. Die mit den Legendre-Polynomfits bestimmten Winkelverteilungen zeigen in allen Fällen eine Abweichung von der Symmetrie um 90° , allerdings sind aufgrund der großen Unsicherheiten alle differentiellen Wirkungsquerschnitte auch mit um 90° symmetrischen Winkelverteilungen verträglich. Die Winkelverteilungen aus ENDF und JENDL zeigen teilweise eine geringfügige Betonung der Vorwärtsrichtung, meist aber eine Symmetrie um 90° . Eine Auswertung für höhere Niveaus war nicht möglich, da in den experimentellen

Spektren keine zugehörigen Flugzeitpeaks erkennbar waren.

Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte

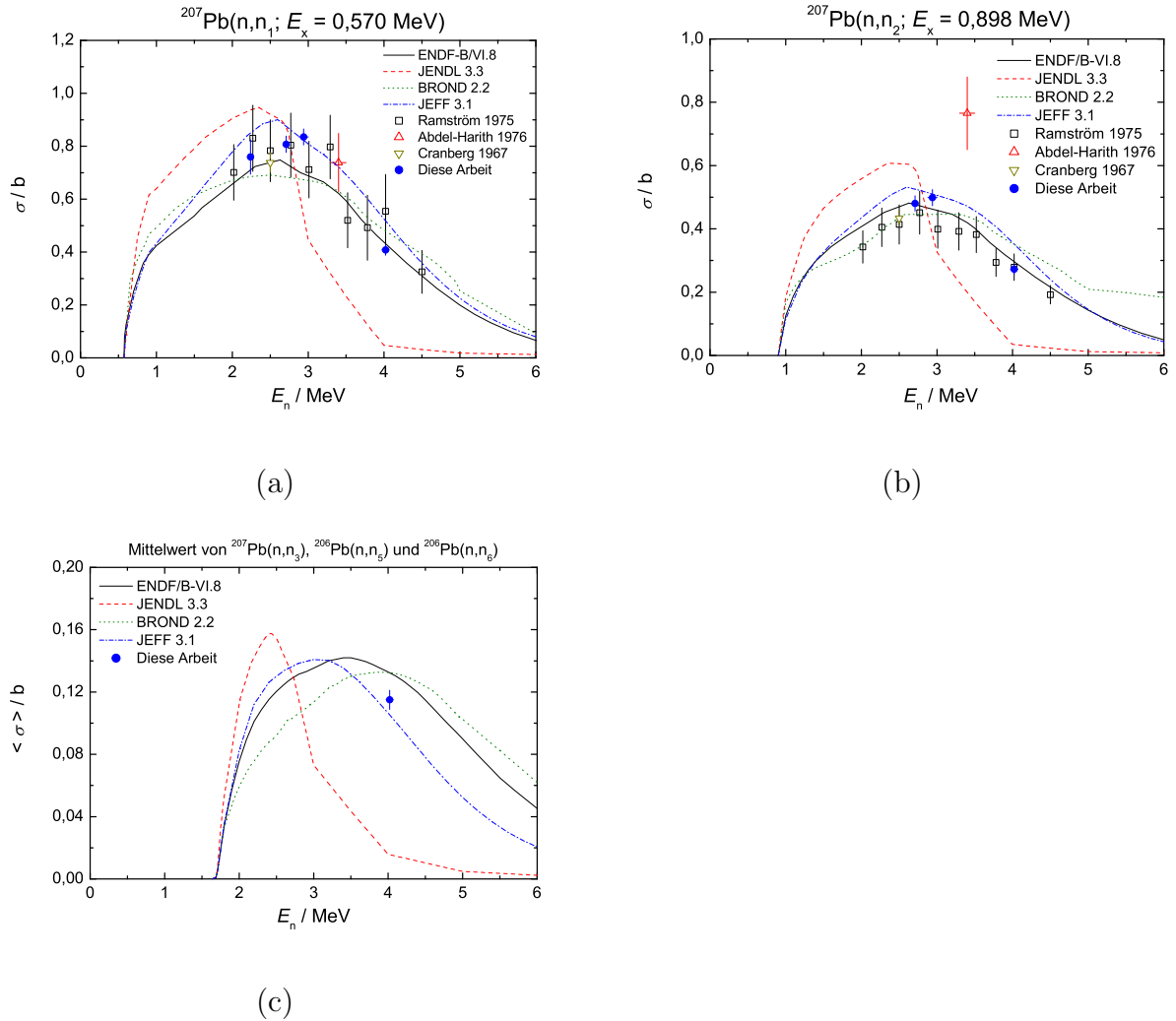


Abbildung 59: Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{207}Pb mit Anregung des ersten (a), zweiten (b) und dritten (c) Niveaus.

In Abbildung 59 sind die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{207}Pb mit Anregung des ersten (a), zweiten (b) und dritten (c) Niveaus dargestellt, in Abbildung 60 die für die inelastische Streuung an ^{206}Pb mit Anregung des ersten (a), zweiten (b), dritten (c) und vierten (d) Niveaus. Die Unsicherheiten für die Abszisse zeigen nicht die Unsicherheiten in der Energiebestimmung, die $\approx 10\text{ keV}$ beträgt, sondern $\frac{1}{2}$ der Halbwertsbreite der Energieverteilung der Neutronen. Zusätzlich sind Wirkungsquerschnitte aus den Evaluationen ENDF/B-VI.8 (schwarze Linie), JENDL 3.3 (rote gestrichelte Li-

nie), BROND 2.2 (grüne gepunktete Linie) und JEFF 3.1 (blaue Strich-Punkt-Linie) sowie, falls verfügbar, experimentelle Daten aus der Literatur dargestellt. Die Ergebnisse dieser Arbeit stimmen in allen Fällen gut mit den Wirkungsquerschnitten aus ENDF, BROND und JEFF überein. Die Wirkungsquerschnitte aus JENDL zeigen im Allgemeinen starke Abweichungen zu den Ergebnissen dieser Arbeit, wobei sie bei niedrigeren Energien zu groß und bei hohen Energien zu klein sind.

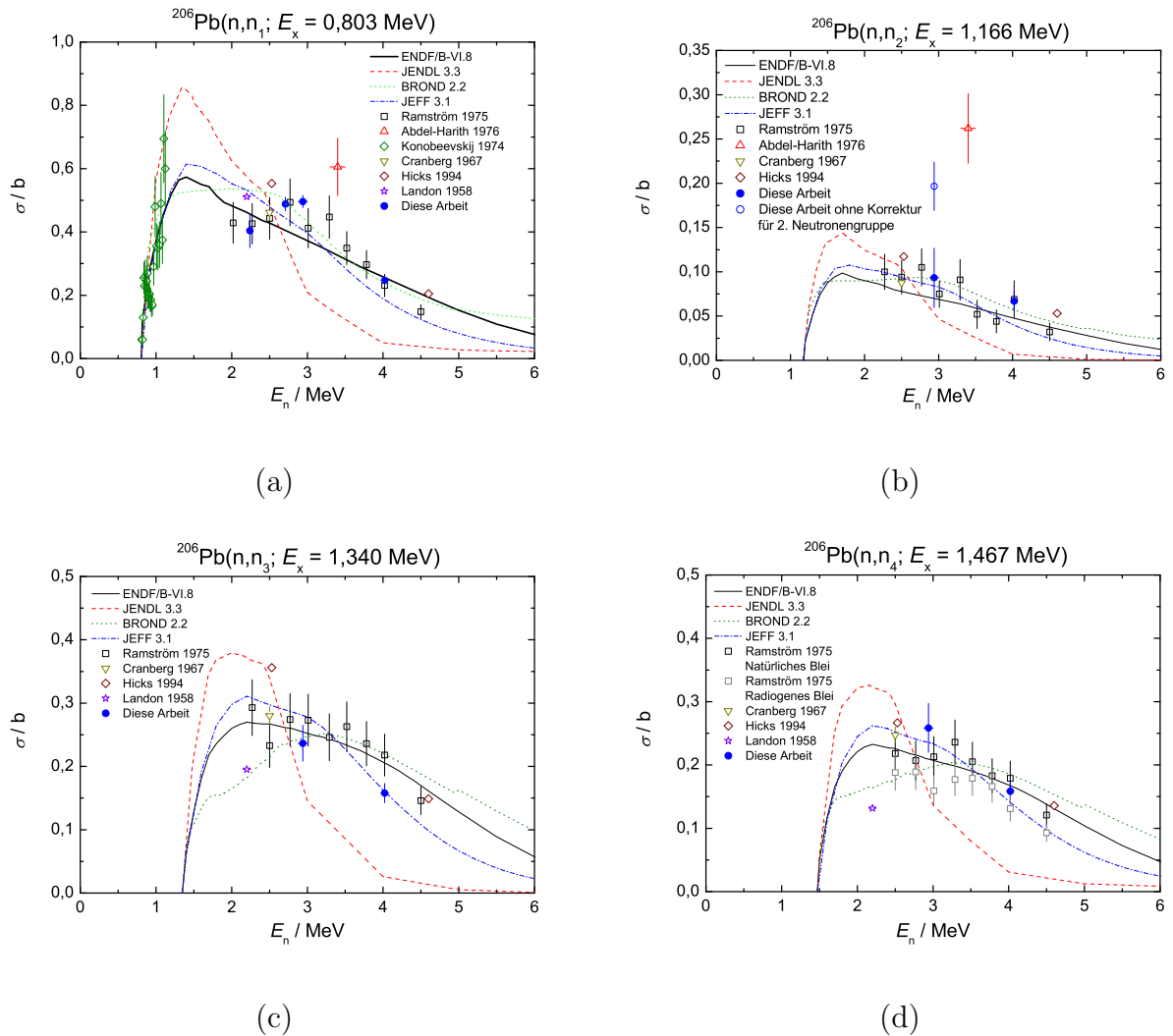


Abbildung 60: Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung an ^{206}Pb mit Anregung des ersten (a), zweiten (b), dritten (c) und vierten (d) Niveaus.

Die Wirkungsquerschnitte von Ramström [12] für die Bleiprobe mit natürlicher Isotopenzusammensetzung sind mit schwarzen Quadraten dargestellt. In Abbildung 60 (d) sind zusätzlich die mit dem radiogenen Blei bestimmten Wirkungsquerschnitte mit grauen Quadraten dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit zeigen mit Ausnahme der Mes-

sung für $^{206}\text{Pb}(n,n_4)$ für radiogenes Blei eine sehr gute Übereinstimmung zu den Daten aus [12]. Die Datenpunkte dieser Arbeit haben in vielen Fällen kleinere Unsicherheiten.

Der von Abdel-Harith et al. [14] gemessene Wirkungsquerschnitt für $^{207}\text{Pb}(n,n_1)$ stimmt gut mit denen von Ramström und dieser Arbeit überein, bei den anderen Niveaus weichen die Ergebnisse ab, wobei die Abweichung mit steigender Anregungsenergie immer größer wird. Allerdings haben diese Wirkungsquerschnitte recht große Unsicherheiten von 15 % – 20 %.

Die Wirkungsquerschnitte von Cranberg et al. [80] stimmen in allen Fällen sehr gut mit denen dieser Arbeit überein. Die von Hicks et al. [81] stimmen für $^{206}\text{Pb}(n,n_4)$ gut überein, die für die ersten drei Niveaus von ^{206}Pb sind jedoch etwa 20 % größer als die Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit. Die von Landon et al. [82] gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen für $^{206}\text{Pb}(n,n_1)$ recht gut mit denen der anderen Arbeiten überein, bei den höheren Niveaus sind sie jedoch etwas niedriger. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau von ^{206}Pb von Konobeevskij et al. [13] scheinen die JENDL-Evaluation zu bestätigen, haben aber große statistische Unsicherheiten.

6.6.4 Streuquerschnitte für ^{209}Bi

$$E_n = 2,71 \text{ MeV}$$

Im Rahmen des Streuexperimentes bei $E_n = 2,71 \text{ MeV}$ erfolgten auch Messungen differentieller Wirkungsquerschnitte mit einer ^{209}Bi -Streuprobe. Die Messzeiten für die Sample-In-Messungen mit der ^{209}Bi -Streuprobe waren deutlich kürzer und betragen etwa 1/10 der Messzeit für die entsprechenden Messungen mit der $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe. In Abbildung 61 (a) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung von Neutronen an ^{209}Bi mit Anregung des ersten Niveaus dargestellt. Die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte sind etwa so groß wie die der differentiellen inelastischen Streuquerschnitte, die bei $E_n = 2,71 \text{ MeV}$ unter Verwendung der $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe gemessen wurden. Die gleiche Aussage gilt für die Unsicherheiten der winkelintegrierten inelastischen Streuquerschnitte. Es ist also erkennbar, dass die Verwendung isotonenreiner Streuproben überaus vorteilhaft ist. Außerdem sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt, die von Cranberg et al. [80] für $E_n = 2,5 \text{ MeV}$ gemessen wurden. Die Datenpunkte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit denen dieser Arbeit, allerdings ist die Winkelabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus [80] etwas geringer. In Abbildung 61 (b) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung an ^{209}Bi dargestellt. Hier sind die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte etwas größer als bei der in Abbildung 50 (b) dargestellten Messung für die $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe.

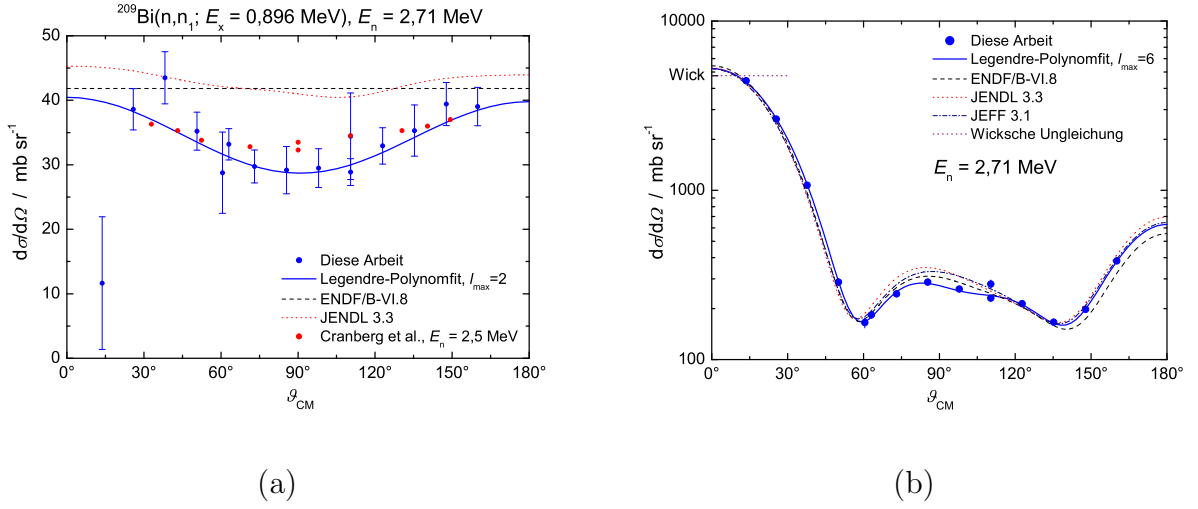


Abbildung 61: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{209}Bi für eine Neutronenenergie von $2,71 \text{ MeV}$, (a) inelastische Streuung an ^{209}Bi mit Anregung des ersten Niveaus, (b) elastische Streuung an ^{209}Bi .

Bereits in Kapitel 6.3.2 wurde erwähnt, dass eine Veränderung der Positionen der Neutronenpeaks im Monitor beobachtet wurde. Die Peakposition bei der Messung für $\vartheta_{\text{Cycl}} = 60^\circ$ war um 1,4 Kanäle, die für $\vartheta_{\text{Cycl}} = 110^\circ$ um 0,6 Kanäle zu höheren Flugzeitkanälen verschoben. Das entspricht einer Energieänderung von ca. 20 keV bzw. 10 keV hin zu höheren Energien. Gleichzeitig stieg die Fluenz/Ladung des Monitordetektors um $4,2\%$ für $\vartheta_{\text{Cycl}} = 60^\circ$ bzw. $7,0\%$ für $\vartheta_{\text{Cycl}} = 110^\circ$ gegenüber der Messung unter dem Zyklotronwinkel von $12,5^\circ$. Bei den in Abbildung 61 (b) dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitten für die elastische Streuung ist eine Abweichung der beiden Datenpunkte für $\vartheta = 110^\circ$ erkennbar. Die Abweichung beträgt über 20% bzw. mehr als zwei Standardabweichungen der teilweise korrelierten Datenpunkte (Korrelationskoeffizient: $0,24$). Es wird deshalb vermutet, dass die Abweichung nicht auf eine Streuung der Datenpunkte, sondern auf ein Normierungsproblem aufgrund der Energieänderung zurückzuführen ist, d.h. die 5 Datenpunkte der zum Zyklotronwinkel 60° gehörenden Messung sind wahrscheinlich zu niedrig. Eine willkürliche Vergrößerung der differentiellen Wirkungsquerschnitte um 20% führt jedoch beim Legendre-Polynomfit zu einer schlechten Übereinstimmung von Datenpunkten und Fit im Bereich des ersten Diffraktionsminimums. Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt, der mit den adjustierten Datenpunkten bestimmt wurde, ist 3% größer als der ohne die willkürliche Adjustierung ($\sigma_{\text{el,adjustiert}} = 6,84 \text{ b}$ gegenüber $\sigma_{\text{el}} = 6,62 \text{ b}$). Beide Werte stimmen gut mit denen aus den Evaluationen (ENDF: $\sigma_{\text{el}} = 6,52 \text{ b}$, JENDL: $\sigma_{\text{el}} = 6,60 \text{ b}$, BROND: $\sigma_{\text{el}} = 6,57 \text{ b}$, JEFF: $\sigma_{\text{el}} = 6,55 \text{ b}$) überein. Die Energieänderung führt zu keiner

drastischen Verfälschung des Ergebnisses für den elastischen Streuquerschnitt, hat aber einen großen Einfluss auf die Berechnung des totalen inelastischen Streuquerschnittes (vergleiche Seite 135). Es ist geplant, die Messung von Wirkungsquerschnitten für ^{209}Bi bei $E_n \approx 2,7 \text{ MeV}$ zu wiederholen.

$$E_n = 3,99 \text{ MeV}$$

In Abbildung 62 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung (a) sowie die inelastische Streuung mit Anregung des ersten (b), zweiten (c) und dritten bis neunten (d) Niveaus für ^{209}Bi für $E_n = 3,99 \text{ MeV}$ dargestellt. Die Winkelverteilung für die elastische Streuung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit denen aus ENDF und JEFF. Die Winkelverteilung aus der JENDL-Evaluation zeigt eine gute Übereinstimmung der Position der Diffraktionsminima, allerdings sind die Minima stärker ausgeprägt. Die Winkelverteilung aus der BROND-Evaluation zeigt eine weniger starke Betonung der Minima. Der Vergleich mit anderen Messungen zeigt eine gute Übereinstimmung mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten von Walt et al. [89], die bei $E_n = 4,1 \text{ MeV}$ gemessen wurden, und denen von Bostrom et al. [87] für $E_n = 4,21 \text{ MeV}$. Die Abweichungen zu der Messung von Snowdon et al. [88] für $E_n = 3,7 \text{ MeV}$ kann möglicherweise auf die geringere Einschussenergie bei dieser Messung sowie die schlechtere Winkelauflösung von $\pm 10^\circ$ bei diesem Experiment zurückgeführt werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Guenther et al. [83] zeigen eine recht gute Übereinstimmung, allerdings scheint die Winkelverteilung im Vergleich zu der dieser Arbeit um ca. 2 Grad verschoben zu sein. Solche Winkelverschiebungen wurde bereits früher beim Vergleich von Messungen im Argonne National Laboratory mit denen am PTB-Flugzeitspektrometer beobachtet [17].

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau sind nahezu isotrop und stimmen recht gut mit den Winkelverteilungen aus ENDF und JENDL überein. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das zweite Niveau sind mit einer isotropen Winkelverteilung verträglich. Die nächsthöheren angeregten Niveaus haben nahezu dieselbe Anregungsenergie und erscheinen in den Flugzeitspektren als ein breiter Peak. Deshalb wird in Abbildung 62 (d) die Summe der inelastischen Streuquerschnitte für das dritte bis neunte Niveau angegeben (vergleiche Abbildung 69 im Anhang A). Die Datenpunkte sind mit einer isotropen Winkelverteilung verträglich. Die Datenpunkte in Abbildung 62 (c) und (d) sind etwas kleiner als die der Evaluationen ENDF und JENDL.

Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 63 sind die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung (a) sowie die inelastische Streuung mit Anregung des ersten (b), zweiten (c) und dritten

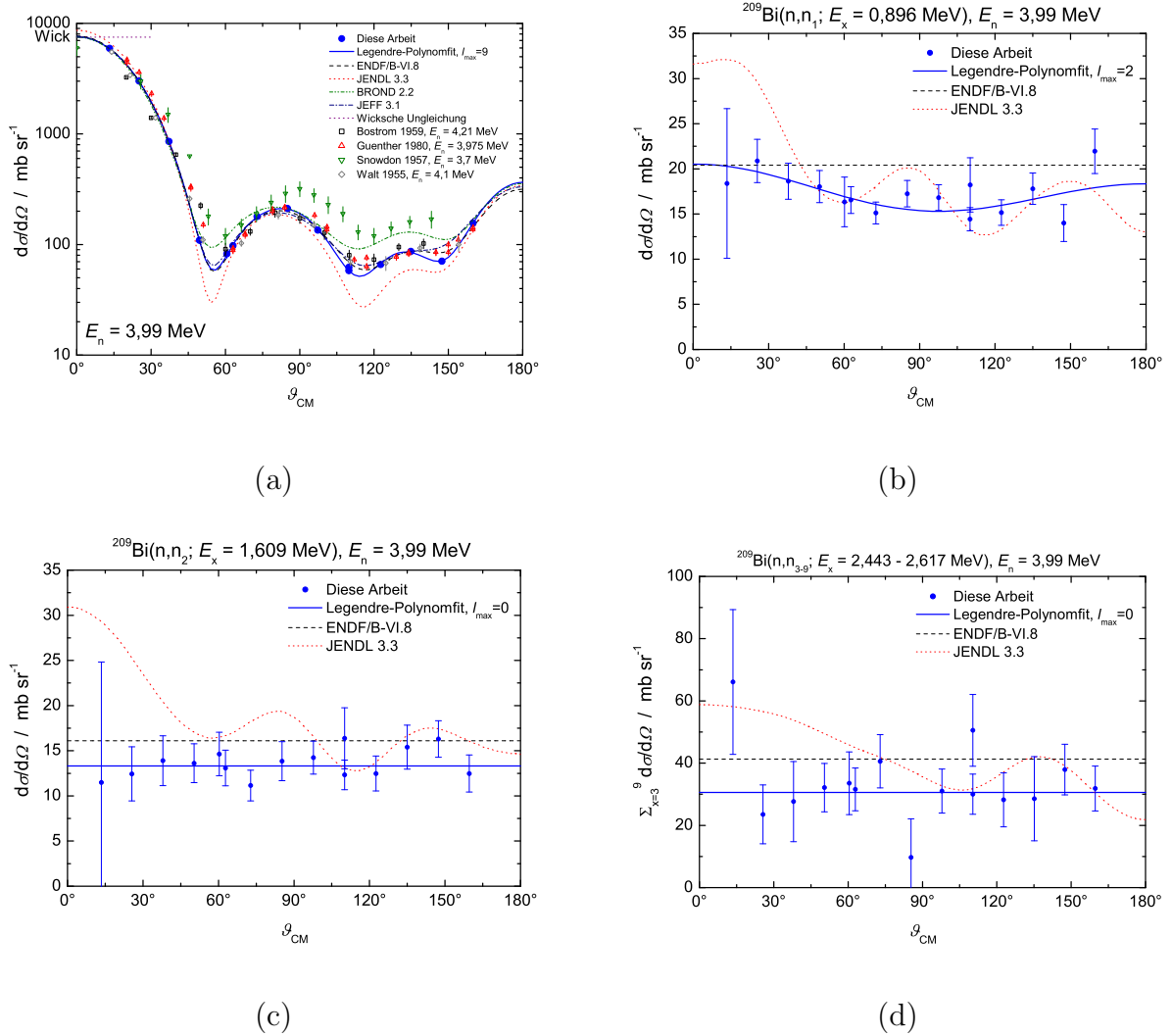


Abbildung 62: Wirkungsquerschnitte für die elastische (a) und inelastische Streuung an ^{209}Bi mit Anregung des ersten (b), zweiten (c) und dritten bis neunten (d) Niveaus für eine Neutronenenergie von $3,99 \text{ MeV}$.

bis neunten (d) Niveaus an ^{209}Bi dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung bei $E_n = 2,71 \text{ MeV}$ und $3,99 \text{ MeV}$ stimmen gut mit denen aus allen Evaluationen überein. Die Wirkungsquerschnitte anderer Experimente streuen sehr stark. Die Ergebnisse von Korzh et al. [85] und Walt et al. [89] stimmen gut mit denen dieser Arbeit überein, die meisten anderen Wirkungsquerschnitte, z.B. die von Olsson et al. [90] und Tanaka et al. [91] sind deutlich kleiner. Im umfangreichen Datensatz von Guenther et al. [83] sind keine winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte angegeben.

In Abbildung 63 (b) sind die Wirkungsquerschnitte für das erste Niveau dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Datenpunkte der anderen Experimente stark streuen. Für den Daten-

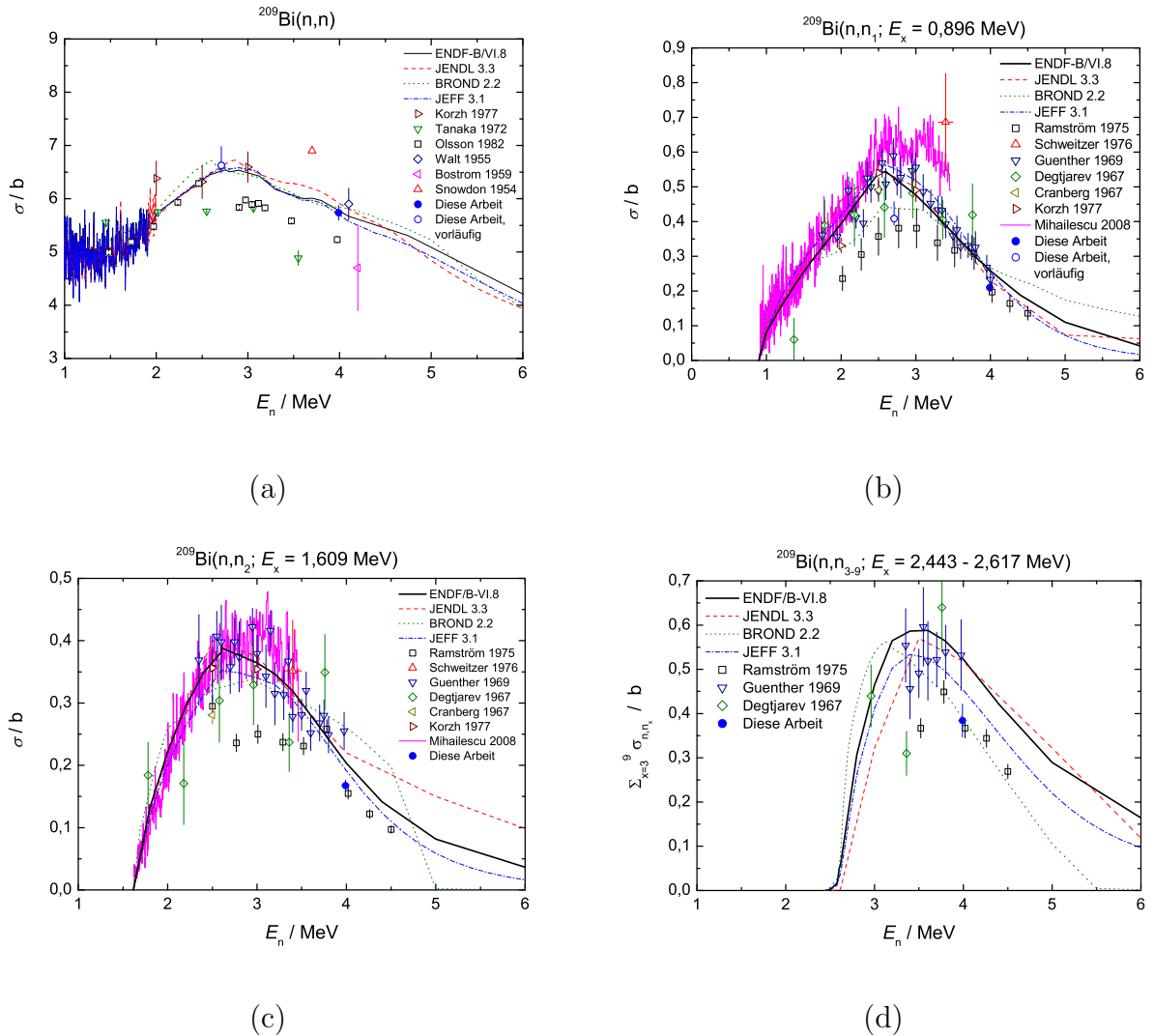


Abbildung 63: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte für die elastische (a) und inelastische Streuung an ^{209}Bi mit Anregung des ersten (b), zweiten (c) und dritten bis neunten (d) Niveaus.

punkt bei $E_n = 3,99 \text{ MeV}$ ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Wirkungsquerschnitten von Ramström [12] und Guenther et al. [83] und eine recht gute Übereinstimmung mit den Wirkungsquerschnitten aus allen Evaluationen erkennbar.

Der Datenpunkt bei $E_n = 2,71 \text{ MeV}$ stimmt gut mit den Wirkungsquerschnitten der BROND-Evaluation sowie der Messung von Ramström [12] überein. Alle anderen Daten, einschließlich der Präzisionsmessung von Mihailescu et al. [92], sind signifikant größer. Dieser Datenpunkt stammt allerdings aus der auf Seite 131 beschriebenen Messung, bei der eine Energieinstabilität aufgetreten ist, d.h. der tatsächliche Wirkungsquerschnitt kann bis zu 10 % größer sein. Dies ist durch die asymmetrischen Fehlerbalken berücksichtigt, d.h.

die Energieinstabilität kann die Abweichung zu den Wirkungsquerschnitten aus [92] nicht begründen.

In Abbildung 63 (c) sind die Wirkungsquerschnitte für das zweite Niveau dargestellt. Der Datenpunkt dieser Arbeit stimmt gut mit dem von Ramström [12] überein, ist aber kleiner als der der Evaluationen und anderer Experimente. Der Datenpunkt für das dritte bis neunte Niveau in Abbildung 63 (d) stimmt gut mit den Wirkungsquerschnitten aus der BROND-Evaluation und der Messung von Ramström [12] überein. Die Daten der anderen Evaluationen und der Messung von Guenther et al. [83] sind größer. Die Unsicherheiten für diesen Datenpunkt sind vergleichsweise groß und größer als die von Ramström [12]. Ursache ist die niedrige Energie der inelastisch gestreuten Neutronen von ca. 1,5 MeV und die damit verbundene große Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren. Im Gegensatz hierzu wurden bei den Wirkungsquerschnitten für das erste und zweite Niveau etwas kleinere Unsicherheiten als in [12] erreicht.

In der Arbeit von Mihailescu et al. [92] sind neben γ -Produktionsquerschnitten und inelastischen Streuquerschnitten auch der totale inelastische Streuquerschnitt σ_{inl} angegeben. Da im Rahmen dieser Arbeit inelastische Streuquerschnitte nur für die ersten Niveaus bestimmt werden konnten, ist die Bestimmung des totalen inelastischen Streuquerschnittes durch Aufsummieren der Querschnitte für die einzelnen Niveaus nicht möglich.

Die Bestimmung ist jedoch aus dem gemessenen elastischen Streuquerschnitt und dem totalen Wirkungsquerschnitt aus einer der Evaluationen, z.B. ENDF/B-VI.8, möglich. Der nichtelastische Wirkungsquerschnitt ist die Differenz des totalen und des elastischen Streuquerschnittes, $\sigma_{\text{non}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Da die (n, γ)-, (n,p)- und (n, α)-Querschnitte in diesem Energiebereich sehr klein (≈ 1 mb) und andere Reaktionskanäle noch nicht offen sind, gilt $\sigma_{\text{non}} \approx \sigma_{\text{inl}}$. Damit gilt in sehr guter Näherung $\sigma_{\text{inl}} \approx \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Der totale Wirkungsquerschnitt ist in der ENDF-Evaluation mit Unsicherheiten $< 1\%$ angegeben, die elastischen Streuquerschnitte dieser Arbeit haben Unsicherheiten von ca. 2%. Da der totale inelastische Streuquerschnitt die Differenz zweier sehr großer Zahlen ist, sind die Unsicherheiten hier sehr viel größer und betragen $\pm 7\%$ für $E_n = 3,99$ MeV bzw. ${}^{+15}_{-36}\%$ für $E_n = 2,71$ MeV. In Abbildung 64 sind die auf diese Weise bestimmten totalen inelastischen Wirkungsquerschnitte für ${}^{209}\text{Bi}$ sowie die aus verschiedenen Evaluationen und der Messung von Mihailescu et al. [92] dargestellt. Es besteht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und den Evaluationen. Die Wirkungsquerschnitte aus [92] sind etwas größer, allerdings ist die Abweichung nicht so drastisch wie bei den in Abbildung 63 (b) und (c) dargestellten Wirkungsquerschnitten. Die Ursachen für die Abweichungen der experimentellen Ergebnisse konnten nicht geklärt werden.

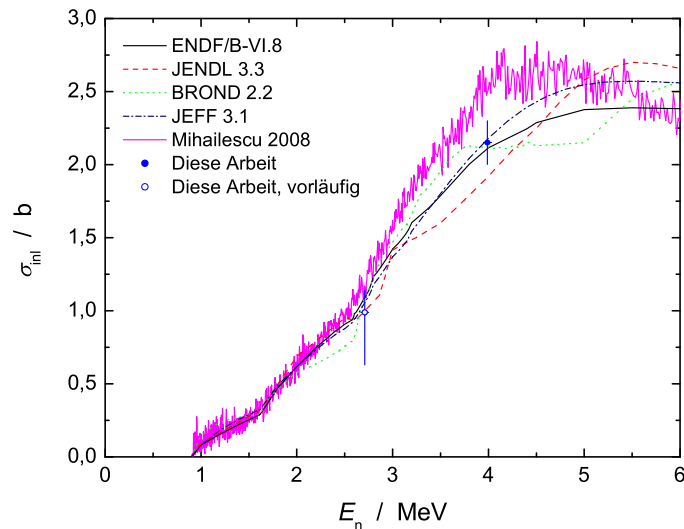


Abbildung 64: Totale inelastische Wirkungsquerschnitte für die Streuung an ^{209}Bi aus dieser Arbeit (blaue Punkte), der Messung von Mihailescu et al. [92] (magenta) sowie den Evaluationen ENDF (schwarze Kurve), JENDL 3.3 (rote Kurve), BROND 2.2 (grüne Kurve) und JEFF 3.1 (blaue Kurve). Die Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit wurden aus den gemessenen elastischen Streuquerschnitten (vergleiche Abbildung 62) und den totalen Wirkungsquerschnitten aus der ENDF-Evaluation berechnet. Bei der Messung von Mihailescu et al. [92] erfolgte die Berechnung durch Aufsummieren der γ -Produktionsquerschnitte, die in den Grundzustand von ^{209}Bi führen.

6.6.5 Streuquerschnitte für ^{181}Ta

$$E_n = 3,99 \text{ MeV}$$

In Abbildung 65 sind die Winkelverteilungen für die Streuung von Neutronen an ^{181}Ta bei einer Einschussenergie $E_n = 3,99 \text{ MeV}$ dargestellt. Das erste Niveau von ^{181}Ta hat eine Anregungsenergie $E_1 = 6 \text{ keV}$, d.h. die elastische Streuung und die inelastische Streuung mit Anregung des ersten Niveaus können nicht getrennt werden. Das zweite und dritte Niveau haben Anregungsenergien von $E_2 = 136 \text{ keV}$ bzw. $E_3 = 159 \text{ keV}$. Im Gegensatz zu den in Abbildung 49 (b) dargestellten Flugzeitspektren für den Winkel des ersten Diffraktionsminimums ist eine Trennung der Flugzeitpeaks dieser Niveaus von dem der elastischen Streuung insbesondere unter Vorwärtswinkeln nicht möglich. Deshalb ist in Abbildung 65 (a) die Summe der differentiellen Wirkungsquerschnitte von der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung mit Anregung der ersten drei Niveaus dargestellt. Neben den experimentellen Daten sind die Winkelverteilungen der Evaluationen ENDF/B-VI.8, JENDL 3.3

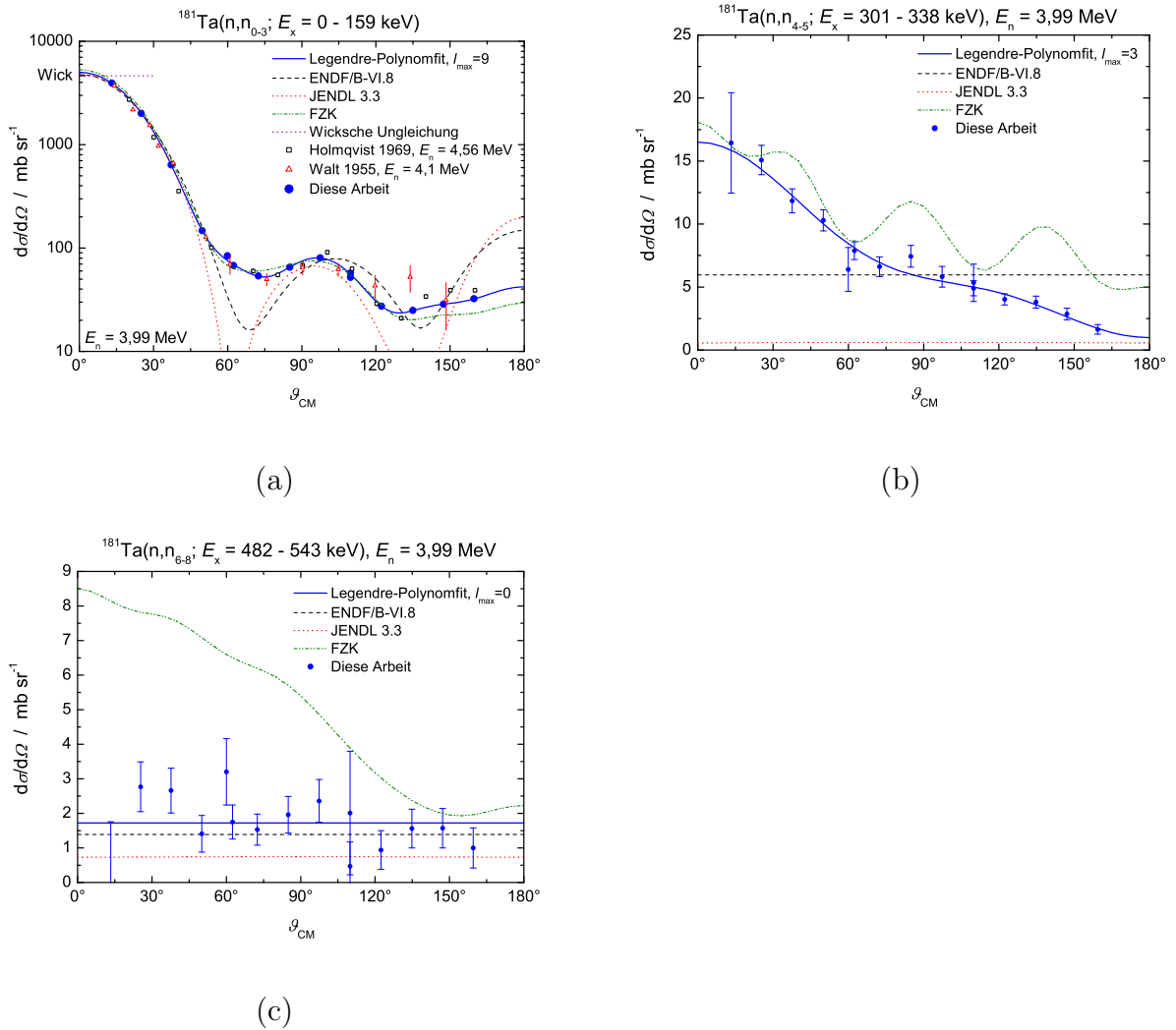


Abbildung 65: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{181}Ta für eine Neutronenenergie von 3,99 MeV. In (a) ist die Summe der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung und die inelastische Streuung mit Anregung der ersten drei Niveaus, in (b) die für die inelastische Streuung mit Anregung des 4. – 5. Niveaus und in (c) die mit Anregung des 6. – 8. Niveaus dargestellt. Zusätzlich sind Winkelverteilungen aus den Evaluationen ENDF/B-VI.8 (schwarze Kurve), JENDL 3.3 (rote Kurve) und der von Pereslavytsev et al. [4] (FZK, grüne Kurve) sowie, falls vorhanden, aus Experimenten dargestellt.

und der kürzlich von Pereslavytsev et al. [4] am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) durchgeführten Evaluation dargestellt.

Sowohl der Legendre-Polynomfit an die Datenpunkte dieser Arbeit als auch die Winkelverteilungen aus allen Evaluationen erfüllen die Wicksche Ungleichung. Die Form der

Winkelverteilungen aus den Evaluationen ENDF/B-VI.8 und JENDL 3.3 weichen jedoch insbesondere im Bereich der Diffraktionsminima und unter Rückwärtswinkeln stark ab. Die Winkelverteilung der Evaluation aus dem Forschungszentrum Karlsruhe zeigt eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die von Holmqvist et al. [93] bei $E_n = 4,56$ MeV gemessene Winkelverteilung zeigt trotz der unterschiedlichen Energien eine recht gute Übereinstimmung. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die von Walt et al. [89] bei $E_n = 4,1$ MeV gemessen wurden, stimmen im Allgemeinen gut mit denen dieser Arbeit überein. Die Abweichungen bei großen Winkeln sind vermutlich auf die schwierige Trennung der inelastisch gestreuten von den elastisch gestreuten Neutronen bei der „biased-detector“-Methode zurückzuführen.

In Abbildung 65 (b) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung von Neutronen mit Anregung des vierten und fünften Niveaus dargestellt. Die Winkelverteilungen dieser Arbeit und der FZK-Evaluation zeigen eine starke Betonung der Vorwärtsrichtung, während in den Evaluationen ENDF und JENDL isotrope Winkelverteilungen angenommen wurden. Die Winkelverteilung aus JENDL liegt deutlich unter und die der FZK-Evaluation über der dieser Arbeit. Die in Abbildung 65 (c) dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung mit Anregung des sechsten bis achten Niveaus haben größere Unsicherheiten und streuen sehr stark. Die Wirkungsquerschnitte sind etwas größer als die aus ENDF und deutlich größer als die aus JENDL. Aufgrund der großen Unsicherheiten der Datenpunkte wurde für den Legendre-Polynomfit $\ell_{\max} = 0$, d.h. eine isotrope Winkelverteilung, angenommen. Ignoriert man den Datenpunkt für den Winkel $12,5^\circ$, sind die experimentellen Daten auch mit einer vorwärtsbetonten Winkelverteilung verträglich, auch wenn die Vorwärtsbetonung nicht so stark ist wie in der FZK-Evaluation.

Offensichtlich liegt die Untergrenze für die Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten bei Verwendung einer monoisotopen Streuprobe bei etwa 2 mb/sr. Trotz der kürzeren Messzeiten ist diese Untergrenze deutlich kleiner als die für die Isotope $^{206,207}\text{Pb}$ bei Verwendung der $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe. Eine Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für höhere Niveaus von ^{181}Ta war aufgrund der geringen Größe der Wirkungsquerschnitte nicht möglich.

Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 66 sind die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte dargestellt. Trotz der starken Abweichung der Winkelverteilungen stimmt der in (a) dargestellte Datenpunkt für die Summe der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung mit Anregung des ersten bis dritten Niveaus gut mit dem der ENDF-Evaluation überein. Der Wirkungsquer-

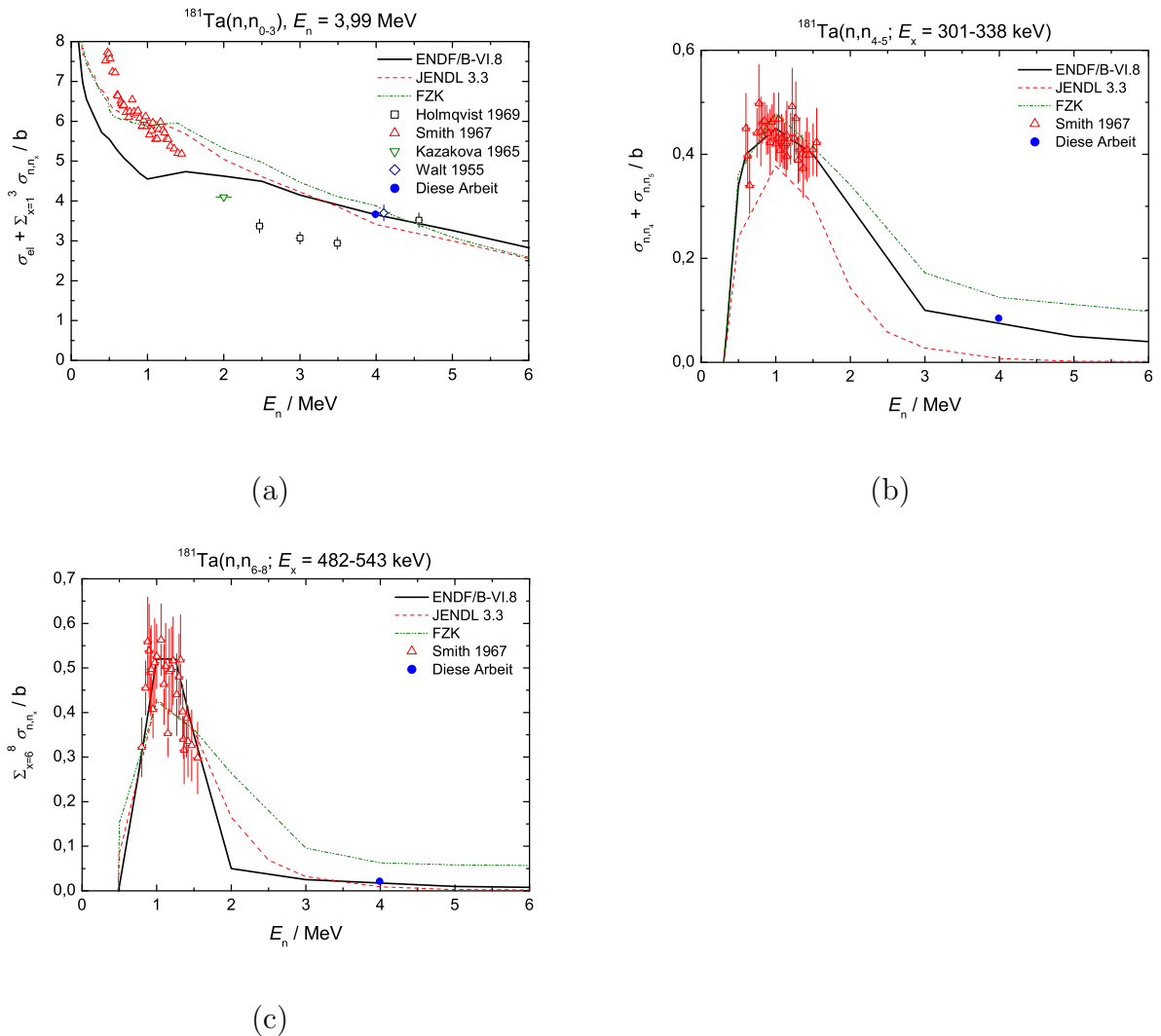


Abbildung 66: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutronen an ^{181}Ta für eine Neutronenenergie von 3,99 MeV. In (a) ist die Summe der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung und die inelastische Streuung mit Anregung der ersten drei Niveaus, in (b) die für die inelastische Streuung mit Anregung des 4. – 5. Niveaus und in (c) die mit Anregung des 6. – 8. Niveaus dargestellt.

schnitt aus JENDL ist etwas kleiner und der der FZK-Evaluation etwas größer. Für die in Abbildung 66 (b) und (c) dargestellten Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung mit Anregung des vierten bis fünften bzw. sechsten bis achten Niveaus besteht eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse dieser Arbeit mit denen aus ENDF. Insbesondere mit Hinblick auf den geringen Umfang an experimentellen Daten ist diese Übereinstimmung überraschend. Auch für die inelastische Streuung sind die Wirkungsquerschnitte aus der JENDL-Evaluation kleiner und die aus der FZK-Evaluation größer als die dieser Arbeit.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Am Neutronen-Flugzeitspektrometer der PTB Braunschweig wurden in den letzten 20 Jahren Neutronen-Wirkungsquerschnitte mit hoher Präzision für eine Vielzahl von Elementen gemessen. Als Neutronenquelle diente überwiegend die D(d,n)-Reaktion. Die Messungen erfolgten im Energiebereich von 6 MeV bis 15 MeV, in dem kaum experimentelle Daten für elastische und inelastische Streuquerschnitte vorhanden sind.

Ein Ziel dieser Arbeit war die Messung von elastischen und inelastischen Streuquerschnitten von Blei im Energiebereich von 2 MeV bis 4 MeV. Neutronen-Wirkungsquerschnitte für Blei sind insbesondere für beschleunigergetriebene unterkritische Reaktoren von Interesse, in denen Blei oder ein Blei-Bismut-Eutektikum als Spallationsneutronenquelle und Kühlmittel zum Einsatz kommen soll. Aufgrund des Q-Wertes der D(d,n)-Reaktion und der am Zyklotron verfügbaren Deuteronenenergien ist die Erzeugung von monoenergetischen Neutronen mit $E_n < 6$ MeV mit dieser Reaktion am PTB-Flugzeitspektrometer nicht möglich. Als Quelle monoenergetischer Neutronen wurde die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion mit $Q = -3,54$ MeV verwendet, die im Rahmen dieser Arbeit erstmals als Neutronenquelle am PTB-Flugzeitspektrometer zum Einsatz kam. Damit ergibt sich mit der Untersuchung dieser Reaktion hinsichtlich ihrer Eignung als Neutronenquelle in Streuexperimenten ein weiteres Ziel dieser Arbeit.

Die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion hat mehrere Vorteile: Mit dieser Reaktion ist die Erzeugung monoenergetischer Neutronen für $E_n \leq 5,7$ MeV möglich. ^{15}N ist ein stabiles Isotop und die produzierte ^{15}O -Aktivität stellt aufgrund der geringen Halbwertszeit von etwa 2 Minuten kein Problem dar. Im Gegensatz hierzu ist der Einsatz der T(p,n)-Reaktion, die häufig für die Erzeugung von monoenergetischen Neutronen mit Energien von wenigen MeV verwendet wird, am PTB-Flugzeitspektrometer aus Strahlenschutzgründen weder mit einem Tritium-Gastarget noch mit einem Ti(T)-Feststofftarget möglich. Mit der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion können weiterhin die Vorteile des Gastargets genutzt werden, z.B. einfache Variation der Targetdicke durch Veränderung des Gasdrucks und Abzug des Untergrunds durch Messung mit gefüllten und leeren Gastarget. ^{15}N ist mit einem Isotopenanteil von $\geq 98\%$ kommerziell erhältlich.

Die Reaktion hat jedoch auch einige Nachteile: aufgrund der (verglichen mit der D(d,n)-Reaktion) kleineren differentiellen Wirkungsquerschnitte für 0° und des höheren linearen Bremsvermögens ist die Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung um etwa eine Größenordnung kleiner. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion zeigt viele schmale Resonanzen. Streuexperimente sind somit nur bei ausgewählten Energien, bei denen die differentielle

Neutronenausbeute in Vorwärtsrichtung groß ist, sinnvoll. Ein weiteres Problem sind die unzureichenden Informationen über die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Wirkungsquerschnitte. Es existieren eine Vielzahl von Messungen, die Daten sind jedoch in vielen Fällen diskrepanz und haben häufig große Unsicherheiten. Nicht zuletzt um Diskrepanzen in den Wirkungsquerschnittsdaten zu klären, wurde das PTB-Flugzeitspektrometer genutzt, um differentielle Wirkungsquerschnitte für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion zu messen. Komplette Winkelverteilungen und integrale Wirkungsquerschnitte wurden für 13 Energien im Bereich von $E_p = 5,56 \text{ MeV}$ bis $8,70 \text{ MeV}$ bestimmt. Die Unsicherheiten dieser Messungen liegen zwischen 3 % und 8 %. Zusätzlich wurden Fluenzmessungen bei Streuexperimenten und weitere Testmessungen genutzt, um bei weiteren 29 Energien im Bereich von $E_p = 5,83 \text{ MeV}$ bis $9,07 \text{ MeV}$ differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° mit Unsicherheiten von 7 % bis 9 % zu bestimmen.

Die Messungen reichen in ihrer Anzahl nicht aus, um die komplette Resonanzstruktur wiederzugeben, tragen aber deutlich zur Verbesserung der Datenlage bei. Zudem konnten einige Diskrepanzen geklärt werden, z.B. wird der hohe differentielle Wirkungsquerschnitt für 0° aus der Messung von Jones et al. [60] bei $E_p \approx 5,8 \text{ MeV}$ bestätigt.

Bei den Messungen wurden auch einige Probleme identifiziert, die Einfluss auf die Streuexperimente haben können. Bei einer Messung wurde eine Veränderung der Protonenenergie beobachtet, die mit einer deutlichen Änderung der Fluenz pro Targetladung einherging. Die Streuexperimente sind Relativmessungen und stabile Strahlbedingungen sind deshalb eine wichtige Voraussetzung für die präzise Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Eine Konsequenz ist, dass bei Streuexperimenten sorgfältig auf eine Stabilität der Protonenenergie geachtet werden muss.

Die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion wurde erfolgreich eingesetzt, um Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung von Neutronen für verschiedene Elemente zu messen. Messungen für Blei erfolgten bei vier Energien im Energiebereich $E_n = 2,2 \text{ MeV}$ bis 4 MeV . Die untere Grenze des Energiebereiches ist durch die verwendeten Detektoren gegeben, mit denen ein zuverlässiger Neutronennachweis für $E_n < 1,5 \text{ MeV}$ nicht möglich ist. Die obere Grenze ergibt sich durch die inelastischen Streuquerschnitte, die mit steigender Energie kleiner werden.

Bei den vier Streuexperimenten mit der ^{208}Pb -Streuprobe wurden für die elastische Streuung Winkelverteilungen bestimmt, die meist eine sehr gute Übereinstimmung mit denen aus den Evaluationen JENDL 3.3 [10], BROND 2.2 [96] und JEFF 3.1 [97] zeigen. Die Unsicherheiten der differentiellen elastischen Streuquerschnitte sind sehr klein. Sie werden unter Vorwärtswinkeln von der Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit und in den Diffraktionsminima von der Unsicherheit der Mehrfachstreu Korrektur dominiert. Trotz der vergleichsweise niedrigen Neutronenausbeute können mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion als Neu-

tronenquelle elastische Streuquerschnitte mit hoher Präzision bestimmt werden.

Beim ersten Streuexperiment wurden Messungen unter zwei Zyklotronwinkeln durchgeführt, so dass für den Legendre-Polynomfit zur Bestimmung des integralen elastischen Streuquerschnittes 10 Datenpunkte zur Verfügung standen. Bei den nachfolgenden Streuexperimenten wurden Messungen unter drei Zyklotronwinkeln durchgeführt. Das hat sich als vorteilhaft erwiesen, da so der komplette verfügbare Winkelbereich von $12,5^\circ$ bis 160° abgedeckt werden kann.

Da die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung kleiner sind und die interessanten Isotope ^{206}Pb und ^{207}Pb lediglich mit einem Isotopenanteil von 21 % bzw. 26 % in der Streuprobe enthalten sind, ist die Messung dieser Wirkungsquerschnitte deutlich schwieriger und erfordert vergleichsweise lange Messzeiten. Die Unsicherheiten der differentiellen inelastischen Streuquerschnitte sind deutlich größer als die der differentiellen elastischen Streuquerschnitte und werden von den statistischen Unsicherheiten dominiert. Die Größe der Unsicherheiten hängt nicht nur von der Größe der Wirkungsquerschnitte, sondern auch von den experimentellen Bedingungen (Stromstärke, differentieller Wirkungsquerschnitt der $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion in Vorwärtsrichtung) ab. Aus den Ergebnissen kann jedoch abgeschätzt werden, dass eine verlässliche Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten bei Verwendung der $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe oberhalb von $d\sigma/d\Omega \approx 10 \text{ mb/sr}$ möglich ist.

Da die Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung kaum korreliert sind, haben die integralen Wirkungsquerschnitte überraschend kleine Unsicherheiten. Insbesondere für die Wirkungsquerschnitte für die Streuung an ^{206}Pb mit Anregung des ersten und an ^{207}Pb mit Anregung des ersten und zweiten Niveaus wurden bei vielen Energien Unsicherheiten von 3,5 % bis 6 % erreicht. Die Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung zeigen generell eine gute Übereinstimmung mit den Evaluationen ENDF/B-VI.8 [11], BROND und JEFF und eine sehr gute Übereinstimmung mit den Experimenten von Ramström [12] und Cranberg et al. [80]. Die Wirkungsquerschnitte aus der JENDL-Evaluation sind insbesondere für höhere Energien klar diskrepant.

Zusätzlich wurden elastische und inelastische Streuquerschnitte für ^{209}Bi und ^{181}Ta bestimmt. Diese Messungen dienen in erster Linie der Untersuchung der Vorteile der Verwendung von isotonenreinen Streuproben. Die Untergrenze für die Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten betrug etwa 2 mb/sr und lag damit trotz der kürzeren Messzeiten deutlich niedriger als bei Verwendung der $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe. Die elastischen Streuquerschnitte für ^{209}Bi zeigen eine gute Übereinstimmung zu denen aus den Evaluationen ENDF und JEFF und den Messungen von Walt et al. [89], Bostrom et al. [87] und Guenther et al. [83]. Die inelastischen Streuquerschnitte zeigen für $E_n = 3,99 \text{ MeV}$ eine

gute Übereinstimmung mit allen Evaluationen und Experimenten, für $E_n = 2,71$ MeV sind alle außer der Messung von Ramström [12] und der BROND-Evaluation deutlich größer. Die elastischen Streuquerschnitte für ^{181}Ta stimmen gut mit denen von Walt et al. [89] und Holmqvist et al. [93] überein. Die Winkelverteilungen aus den Evaluationen ENDF und JENDL weichen stark von der dieser Arbeit ab. Die Winkelverteilung aus der kürzlich im Forschungszentrum Karlsruhe durchgeführten Evaluation [4] stimmt gut mit der dieser Arbeit überein. Die integralen elastischen und inelastischen Streuquerschnitte aus dieser Arbeit stimmen sehr gut mit denen aus ENDF überein.

Die Messungen zeigen, dass der Einsatz der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion in Streuexperimenten möglich ist. Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die elastische Streuung erfolgte zumindest bei den Messungen, bei denen keine Energieinstabilität auftrat, mit Unsicherheiten, die auch in Streuexperimenten mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Neutronenquelle erreicht wurden. Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die inelastische Streuung war zumindest für die ersten Niveaus mit hoher Präzision möglich. Aufgrund der niedrigeren Neutronenausbeute erforderten diese Messungen jedoch deutlich längere Messzeiten als bei Streuexperimenten mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ -Reaktion notwendig war.

Ausblick

Mit der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion steht erstmals am Neutronen-Flugzeitspektrometer der PTB eine Quelle für monoenergetische Neutronen im Energiebereich $E_n \leq 6$ MeV zur Verfügung. Auch wenn die Neutronenausbeute kleiner ist als bei der $\text{T}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion, bietet diese Reaktion verschiedene Anwendungsmöglichkeiten. Neben den Streuexperimenten wurde die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion auch für Vergleichsmessungen zwischen verschiedenen Detektoren erfolgreich eingesetzt. In Abbildung 67 sind Vergleichsmessungen zwischen dem Protonen-Rückstoßteleskop, das bei den Vergleichsmessungen in [49] verwendet wurde, und Detektor D1 dargestellt [16, 100].

Zusätzlich ist die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion eine der Reaktionen, mit der der β^+ -Strahler ^{15}O hergestellt werden kann. ^{15}O hat eine zunehmende Bedeutung in der Positronen-Emissions-Tomographie. Mit den Messungen von Wirkungsquerschnitten für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion für Protonenenergien $E_p \leq 9,3$ MeV erfolgt gleichzeitig die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die ^{15}O -Produktion. Mit den in der Arbeitsgruppe 6.11 vorhandenen Möglichkeiten der 4π -Flüssigszintillationszählung bieten sich zudem Vergleichsmöglichkeiten von sehr verschiedenen Messverfahren.

Sowohl bei der Neutronenerzeugung mit der $\text{D}(\text{d},\text{n})$ - als auch der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion wurde ein 0,5 mm dickes Goldplättchen verwendet, um die Projektile am Ende der Gaszelle vollständig abzubremesen. Gold wurde wegen seines hohen linearen Bremsvermögens und

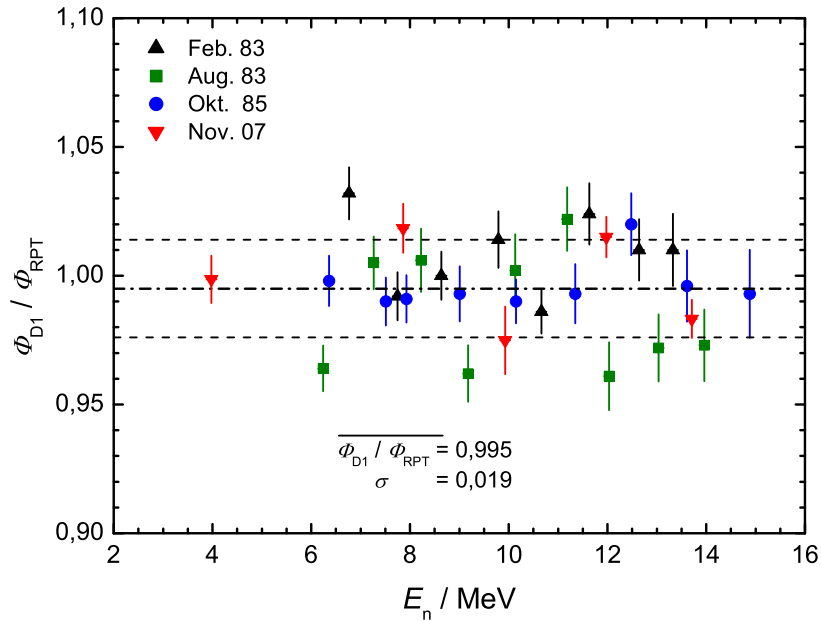


Abbildung 67: Ergebnisse der Vergleichsmessungen zwischen dem als Primärnormal eingesetzten Protonen-Rückstoßteleskop (PRT) und dem Detektor D1 [16, 100]. Für die Messung bei einer Neutronenenergie von 4 MeV wurde die $^{15}\text{N}(p,n)$ -Reaktion für die Erzeugung monoenergetischer Neutronen eingesetzt.

der damit verbundenen geringen Neutronenausbeute gewählt. In [101] wird anstelle von Au die Verwendung von ^{58}Ni empfohlen. Der Vorteil ist der Q-Wert der $^{58}\text{Ni}(p,n)$ -Reaktion von $Q = -9,345$ MeV, d.h. durch Ersetzen des Au- durch ein ^{58}Ni -Plättchen ließe sich die Neutronenproduktion in den Materialien des Gastargets erheblich reduzieren.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Streuexperimente zeigen, dass die Bestimmung von elastischen Streuquerschnitten und mit Einschränkungen auch die Bestimmung von inelastischen Streuquerschnitten möglich ist. Aufgrund der Erfahrungen mit der $^{\text{nat}}\text{Pb}$ -Streuprobe einerseits und den ^{209}Bi - und ^{181}Ta -Streuproben andererseits empfiehlt sich jedoch der Einsatz von isotonenangereicherten Streuproben oder von Streuproben, die von Natur aus monoisotop sind (z.B. ^{209}Bi) oder in denen das interessante Isotop dominiert (z.B. ^{181}Ta , ^{12}C).

Literatur

- [1] A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems, Issued by the U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, Dezember 2002
- [2] H. Nifenecker et al., Basics of Accelerator Driven Subcritical Reactors, *Nuclear Instruments and Methods A* 463 (2001), S. 428 – 467
- [3] G. Rampal et al., HCLL TBM for ITER Design Studies, *Fusion Engineering and Design* 75–79 (2005), S. 917 – 922
- [4] P. Pereslavitsev, U. Fischer, Neutron cross-section data evaluation for ^{181}Ta up to 150 MeV, *Nuclear Instruments and Methods B* 248 (2006), S. 225 – 241
- [5] K. Minato et al., Recent Research and Development Activities on Partitioning and Transmutation of Radioactive Nuclides in Japan, Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation, Eighth Information Exchange Meeting, Las Vegas, Nevada, USA, 9-11 November 2004
- [6] C.D. Bowman et al., Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source, *Nuclear Instruments and Methods A* 320 (1992), S. 336 – 367
- [7] S. Panebianco et al., Neutronics performances of the MEGAPIE target, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22 - 27, 2007, Nice, France, editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacquemin and S. Leray, EDP Sciences, 2008, S. 1217 – 1220, DOI:10.1051/ndata:07613
- [8] G. Aliberti et al., Impact of Nuclear Data Uncertainties on Transmutation of Actinides in Accelerator-Driven Assemblies, *Nuclear Science and Engineering* 146 (2004), S. 13 – 50
- [9] M. Embid et al., Systematic Uncertainties on Monte Carlo Simulation of Lead Based ADS, Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation, Proceedings of the Fifth Information Exchange Meeting, Mol, Belgium, 25-27 November 1998
- [10] K. Shibata et al., Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision 3: JENDL-3.3, *J. Nucl. Sci. Technol.* 39, S. 1125ff (2002), Daten entnommen von der JANIS 2.1 DVD-ROM, NEA 2004

- [11] V. MacLane, ENDF-201: ENDF/B-VI Summary Documentation Supplement 1, BNL-NCS-17541 4th Edition, Suppl. 1, www.nndc.bnl.gov/csewg/reports.html, Daten entnommen von der JANIS 2.1 DVD-ROM, NEA 2004
- [12] E. Ramström, A Systematic Study of Neutron Inelastic Scattering in the Energy Range from 2.0 MeV to 4.5 MeV, EXFOR 20788, www.nea.fr/exfor
- [13] E.S. Konobeevskij et al., Neutron Inelastic Scattering on Nuclei of Hg-198,200,202, Pb-206 in Energy Range near Threshold, EXFOR 40215, www.nea.fr/exfor
- [14] M. Abdel-Harith et al., Elastic and Inelastic Scattering of 3.4 MeV Neutrons by V-51, Co-59 and Pb-206,207, EXFOR 30464, www.nea.fr/exfor
- [15] M. Salvatores et al., Nuclear Data Needs for Advanced Reactor Systems: a NEA Nuclear Science Committee Initiative, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22 - 27, 2007, Nice, France, editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin and S. Leray, EDP Sciences 2008, S. 879 – 882, DOI:10.1051/ndata:07298
- [16] D. Schmidt et al., Precise Time-of-Flight Spectrometry of Fast Neutrons - Principles, Methods and Results, Bericht PTB-N-35, Braunschweig 1998, ISBN 3-89701-237-5
- [17] D. Schmidt, Determination of Neutron Scattering Cross Sections with High Precision at PTB in the Energy Range 8 to 14 MeV, Nuclear Science and Engineering 160, S. 349 – 362 (2008)
- [18] D. Schmidt et al., Differential Cross Sections of Neutron Scattering on Elemental Lead at Energies between 8 MeV and 14 MeV, Bericht PTB-N-27, Braunschweig 1996, ISBN 3-89429-802-2
- [19] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik: Eine Einführung, 6. Auflage, 1994
- [20] C. Weißmantel, Kleine Enzyklopädie Atom- und Kernphysik, 1. Auflage, VEB Bibliographisches Institut Leipzig, 1982
- [21] T. Novotný, Photon Spectrometry in Mixed Neutron-Photon Fields using NE 213 Liquid Scintillation Detectors, Braunschweig 1997, ISBN 3-89429-853-7
- [22] G. Musiol et al., Kern- und Elementarteilchenphysik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1988

- [23] C. Goddio, Inelastic neutron scattering studies of ^{235}U for incident energies between 2.0 and 3.5 MeV, Doktorarbeit, Universität Gent (1998/1999)
- [24] D. Schmidt, B.R.L. Siebert, Fast Neutron Spectrometry and Monte Carlo Simulation - the Codes SINENA and STREUER, Bericht PTB-N-40, Braunschweig 2000, ISBN 3-89701-531-5
- [25] L.P. Robertson et al., Beam Heating Effects in Gas Targets, Review of Scientific Instruments, Vol 32, S. 1405 (1961)
- [26] D. Schlegel-Bickmann et al., A Collimator System for Fast Neutron Scattering Experiments, Nuclear Instruments and Methods 169 (1980), S. 517 – 526
- [27] G. Börker, Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der elastischen Streuung von Neutronen an Sauerstoff im Energiebereich von 6 MeV bis 15 MeV, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 1987
- [28] H. Klein, F.D. Brooks, Scintillation Detectors for Fast Neutrons, in Proceedings of the International Workshop Fast Neutrons – Detectors and Applications, University of Cape Town, April 3 - 6 2006, <http://pos.sissa.it>
- [29] D. Schmidt et al., Application of non-monoenergetic sources in fast neutron scattering measurements, Nuclear Instruments and Methods A545 (2005), S. 658 – 682
- [30] H. Klein et al., Energy and Angle Straggling Effects in a $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ Neutron Source Using a Gas Target, Nuclear Instruments and Methods 193 (1982), S. 635 – 644
- [31] H.J. Brede et al., The Braunschweig Accelerator Facility for Fast Neutron Research, I: Building, Design and Accelerators, Nuclear Instruments and Methods 169 (1980), S. 349 – 358
- [32] B.R.L. Siebert et al., Optimierung der Streuprobenwahl bei Neutronenflugzeitexperimenten, Bericht PTB-ND-20, Braunschweig 1981, ISSN 0572-7170
- [33] H. Klein et al., Sample Size Corrections for Neutron Scattering Data and the Analysis of Angular Distributions, Nuclear Data for Science and Technology, Proceedings of the International Conference 6-10 September 1982, Antwerp, S. 891 – 894
- [34] Webseite des NIST, https://www-s.nist.gov/srmors/view_cert.cfm?srm=981
- [35] D. Schmidt et al., Determination of Double-differential Neutron Cross Sections of Elemental Lead in the Energy Range from 8 MeV to 14 MeV Using a DD Neutron Source, Bericht PTB-N-38, Braunschweig 1999, ISBN 3-89701-369-X

- [36] K.J.R. Rosman, P.D.P. Taylor, Isotopic Composition of the Elements 1997, International Union of Pure and Applied Chemistry, www.iupac.org
- [37] V.V. Verbinski et al., Calibration of an Organic Scintillator for Neutron Spectrometry, Nuclear Instruments and Methods 65 (1968), S. 8 – 25
- [38] L. Büermann et al., Response of NE213 liquid scintillation detectors to high-energy photons ($E_\gamma > 3 \text{ MeV}$), Nuclear Instruments and Methods A 322 (1993), S. 483 – 492
- [39] T. Novotný et al., Response of NE213 liquid scintillation detectors to high-energy photons ($7 \text{ MeV} < E_\gamma < 20 \text{ MeV}$), Nuclear Instruments and Methods A 400 (1997) S. 356 – 366
- [40] G. Dietze, H. Klein, Gamma-Calibration of NE 213 Scintillation Counters, Nuclear Instruments and Methods 193 (1982), S. 549 – 556
- [41] H. Klein, S. Neumann, Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields, Nuclear Instruments and Methods A 476 (2002), S. 132 – 142
- [42] G. Dietze, H. Klein, NRESP4 and NEFF4 – Monte Carlo Codes for the Calculation of Neutron Response Functions and Detection Efficiencies for NE 213 Scintillation Detectors, Bericht PTB-ND-22, Braunschweig 1982, ISSN 0572-7170
- [43] H. Schölermann, H. Klein, Optimizing the Energy Resolution of Scintillation Counters at High Energies, Nuclear Instruments and Methods 169 (1980), S. 25 – 31
- [44] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3rd edition 2000, John Wiley, New York
- [45] F.D. Brooks, A Scintillation Counter with Neutron and Gamma-Ray-Discriminators, Nuclear Instruments and Methods 4 (1959), S. 151 – 163
- [46] F.T. Kuchnir, F.J. Lynch, Time Dependence of Scintillations and the Effect on Pulse-Shape Discrimination, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, No. 3 (1968) S. 107 – 113
- [47] P. Sperr et al., A Simple Pulse-Shape Discrimination Circuit, Nuclear Instruments and Methods 116 (1974), S. 55 – 59
- [48] Chen G., private Mitteilung

- [49] J. Chen et al., International Key Comparison of Neutron Fluence Measurements in Mono-energetic Neutron Fields: CCRI(III)-K10, *Metrologica* 44 (2007), Technical Supplement 06005
- [50] D. Schmidt, Zhou C., Long-term Stability of a Neutron Detector, Laborbericht PTB-6.42-97-1, Braunschweig 1997
- [51] Private Mitteilung F. Langner, R.Nolte
- [52] H. Klein et al., The Braunschweig Accelerator Facility for Fast Neutron Research, II: Data Acquisition and Analysis, *Nuclear Instruments and Methods* 169 (1980), S. 359 – 367
- [53] Y. Holler et al., A Stabilized NE213 Scintillator for Neutron Time of Flight Spectroscopy, *Nuclear Instruments and Methods* 204 (1983), S. 485 – 490
- [54] D. Schmidt et al., Time Interval Measurements and Deadtime Corrections in Coincidence Experiments, Bericht PTB-N-33, Braunschweig 1998, ISBN 3-89701-151-4
- [55] W. Mannhart, Evaluation of the Cf-252 Fission Neutron Spectrum between 0 MeV and 20 MeV, in Properties of Neutron Sources, Proceedings of an Advisory Group Meeting on Properties of Neutron Sources Organized by the International Atomic Energy Agency and Held in Leningrad, USSR, 9 – 13 June 1986, IAEA-TECDOC 410 (1987), S. 158 – 171
- [56] D. Schmidt, R. Böttger, Absolute Determination of Neutron Detection Efficiencies of NE213 Detectors Using a ^{252}Cf Source in Time-of-Flight Measurements, Bericht PTB-N-42, Braunschweig 2001, ISBN 3-89701-751-2
- [57] R. Böttger et al., Investigation of the Spectral Fluence of Neutrons from Spontaneous Fission of ^{252}Cf by Means of Time-of-Flight Spectrometry, *Nuclear Science and Engineering* 106 (1990), S. 377 – 398
- [58] M. Drogg, DROSG-2000, codes and databases for 59 neutron source reactions, documented in the IAEA report IAEA-NDS-87 Rev. 8 (January 2003), retrieved online from the IAEA Nuclear Data Section
- [59] J. Ziegler et al., SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2003.26, retrieved online from www.srim.org
- [60] K.W. Jones et al., $\text{N}^{15}(\text{p},\text{n})\text{O}^{15}$ Reaction Study, *Physical Review* 112 Nr.4 (1958), S. 1252 – 1256

- [61] S.H. Chew et al., Resonance Structure in $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ in the Region $E_p = 8.5 - 19.0$ MeV, Nuclear Physics A298 (1978), S. 19 – 30
- [62] K. Murphy et al., The $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ Reaction below 9.3 MeV, Nuclear Physics A355 (1981), S. 1 – 12
- [63] A.R. Barnett, ^{16}O Analogue States in the $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ Reaction, Nuclear Physics A120 (1968), S. 342 – 368
- [64] L.F. Hansen, M.L. Stelts, $\text{N}^{15}(\text{p},\text{n})\text{O}^{15}$ Ground-State Reactions and the Quasielastic Model of (p,n) Reactions, Physical Review, 132 Nr. 3 (1963), S. 1123 – 1130
- [65] C. Wong et al., Angular Distribution of the Ground-State Neutrons from the $\text{C}^{13}(\text{p},\text{n})\text{N}^{13}$ and $\text{N}^{15}(\text{p},\text{n})\text{O}^{15}$ Reactions, Physical Review 123, Nr. 2 (1961), S. 598 – 605
- [66] R.C. Byrd et al., Measurement and Lane-Model Analysis of Cross Sections for the $^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$ and $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ Reactions, Nuclear Physics A351 (1981), S. 189 – 218
- [67] M. Sajjad et al., Excitation Function for the $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$ Reaction, Journal of Labelled Compounds and Radiopharmaceuticals 21 (1984), S. 1260 (Symposium Abstract), Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank der OECD Nuclear Energy Agency, EXFOR A0313, www.nea.fr/cinda
- [68] G.R. Satchler et al., Optical-Model Analysis of "Quasielastic" (p,n) Reactions, Physical Review 136, Nr. 3B (1964), S. B637 – B647
- [69] J.E. Sweezy et al., MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, LA-UR-03-1987 (2003)
- [70] W. Mannhart, A Small Guide to Generating Covariances of Experimental Data, Bericht PTB-FMRB-84, Braunschweig 1981, ISSN 0341-6666
- [71] D. Schmidt et al., Investigation of the $^9\text{Be}(\alpha,\text{n})^{12}\text{C}$ Reaction, I: Experimental Procedure and Uncertainties, Bericht PTB-N-7, Braunschweig 1992, ISBN 3-89429-176-1
- [72] Chen G., private Mitteilung
- [73] S. Takács et al., Validation and upgrading of the recommended cross section data of charged particle reactions used for production of PET radioisotopes, Nuclear Instruments and Methods B211 (2003), S. 169 – 189

- [74] Charged particle cross-section database for medical radioisotope production: diagnostic radioisotopes and monitor reactions, IAEA Vienna 2001, IAEA-TECDOC-1211, ISSN 1011-4289
- [75] S.W. Kitwanga et al., Production of $^{14,15}\text{O}$, ^{18}F and ^{19}Ne radioactive nuclei from (p,n) reactions up to 30 MeV, *Physical Review C* 42 (1990) S. 748 – 752
- [76] B. Scholten et al., Cross Section Measurements on Gas Targets Relevant to the Production of the Positron Emitting Radionuclides ^{14}O , ^{18}F and ^{76}Br , *Journal of Nuclear Science and Technology*, Supp. 2, S. 1278 – 1281 (2002)
- [77] D. Schmidt et al., Neutron Scattering on Natural Iron at Incident Energies between 9.4 and 15.2 MeV, Bericht PTB-N-20, Braunschweig 1994, ISBN 3-89429-552-X
- [78] U. Fischer et al., Development Needs of Nuclear Data for Fusion Technology, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, April 22 - 27, 2007, Nice, France, editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin and S. Leray, EDP Sciences 2008, S. 973 – 978, DOI:10.1051/ndata:07494
- [79] H. Henriksson et al., The Art of Collecting Experimental Data Internationally: EXFOR, CINDA and the NRDC Network, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, April 22 - 27, 2007, Nice, France, editors O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin and S. Leray, EDP Sciences 2008, S. 737 – 740, DOI:10.1051/ndata:07290
- [80] L. Cranberg et al., Fast-Neutron Scattering from Nuclides in the Lead Region, *Physical Review* 159 (1967), S. 969 – 979
- [81] S.F. Hicks et al., Neutron scattering cross sections for $^{204,206}\text{Pb}$ and neutron and proton amplitudes of $E2$ and $E3$ excitations, *Physical Review C* 49 Nr. 1 (1994), S. 103 – 115
- [82] H.H. Landon et al., Neutron Scattering at 2.2 Mev by Time of Flight, *Physical Review* 112 Nr. 4 (1958), S. 1192 – 1200
- [83] P.T. Guenther et al., Fast Neutron Cross Sections of Elemental Bismuth, *NSE* 75, 69, 8007, Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 10846, www.nea.fr/cinda
- [84] Ju.G. Degtjarev, V.N. Protopopov, Excitation of Al-27, Cr-52, Fe-56 and Bi-209 low levels at inelastic scattering of 1 - 4 MeV neutrons, Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 40047, www.nea.fr/cinda

- [85] I.A. Korzh et al., Differential Scattering Cross Sections of 1.5 – 3.0 MeV Neutrons for Ti, Fe and Bi, Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 40532, www.nea.fr/cinda
- [86] Th. Schweitzer et al., Elastic and Inelastic Scattering of 3.4 MeV Neutrons by Na-23, Mg-24, Al-27, Si-28, P-31, Mn-55, Fe-56 and Bi-209, Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 30463, www.nea.fr/cinda
- [87] N.A. Bostrom et al., Neutron Interactions in Lithium, Carbon, Nitrogen, Aluminium, Argon, Manganese, Yttrium, Zirconium, Radiolead and Bismuth, Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 11130, www.nea.fr/cinda
- [88] S.C. Snowdon et al. Angular Distribution of Neutrons Scattered from Cadmium, Tin and Bismuth, *Physical Review* 94 (1954), S. 1267 – 1272
- [89] M. Walt, J.R. Beyster, Interaction of 4.1-MeV Neutrons with Nuclei, *Physical Review* 98 (1955), S. 677 – 684
- [90] N. Olsson et al., Neutron Elastic Scattering in the Energy Region 1.5 to 4.0 MeV for Radiogenic Lead and Bismuth, *Nuclear Physics A* 385 (1982), S. 285 – 300
- [91] S. Tanaka et al., Fast-Neutron Scattering from ^{139}La , ^{141}Pr , Er and ^{209}Bi , *Nuclear Physics A* 179 (1972), S. 513 – 523
- [92] L.C. Mihailescu et al., High Resolution Measurement of Neutron Inelastic Scattering and (n,2n) Cross Sections for ^{209}Bi , Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 22741, www.nea.fr/cinda
- [93] B. Holmqvist et al., Neutron Elastic Scattering Cross Sections Experimental Data and Optical Model Cross Section Calculations, *Nuclear Physics A* 150 (1970), S. 105 – 113
- [94] A.B. Smith et al., Fast-Neutron Scattering from Ta, Re and Pt, *Physical Review* 168 (1968), S. 1344 – 1355
- [95] L.Ya. Kazakova, Elastic Scattering of Neutrons with Initial Energy 2 MeV, Daten entnommen aus der EXFOR-Datenbank, EXFOR 40706, www.nea.fr/cinda
- [96] V.N. Manokhin et al., BROND-2.2 – Russian Evaluated Neutron Reaction Data Library, IAEA-NDS-90, Rev. 8 (January 1994)

LITERATUR

- [97] The JEFF-3.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 21, NEA/OECD Nr. 6190 (2006), ISBN 92-64-02314, http://www.nea.fr/html/dbdata/projects/nds_jef.html
- [98] F.S. Dietrich et al., Wick's limit and a new method for estimating neutron reaction cross sections, *Physical Review C* 68, 064608 (2003)
- [99] F.S. Dietrich, private Mitteilung
- [100] Chen G., R. Nolte, private Mitteilung
- [101] D.K. McDaniels et al., Beam Heating Effects in Gas Targets, *Nuclear Instruments and Methods* 99 (1972), S. 77 – 80

A Niveauschemata

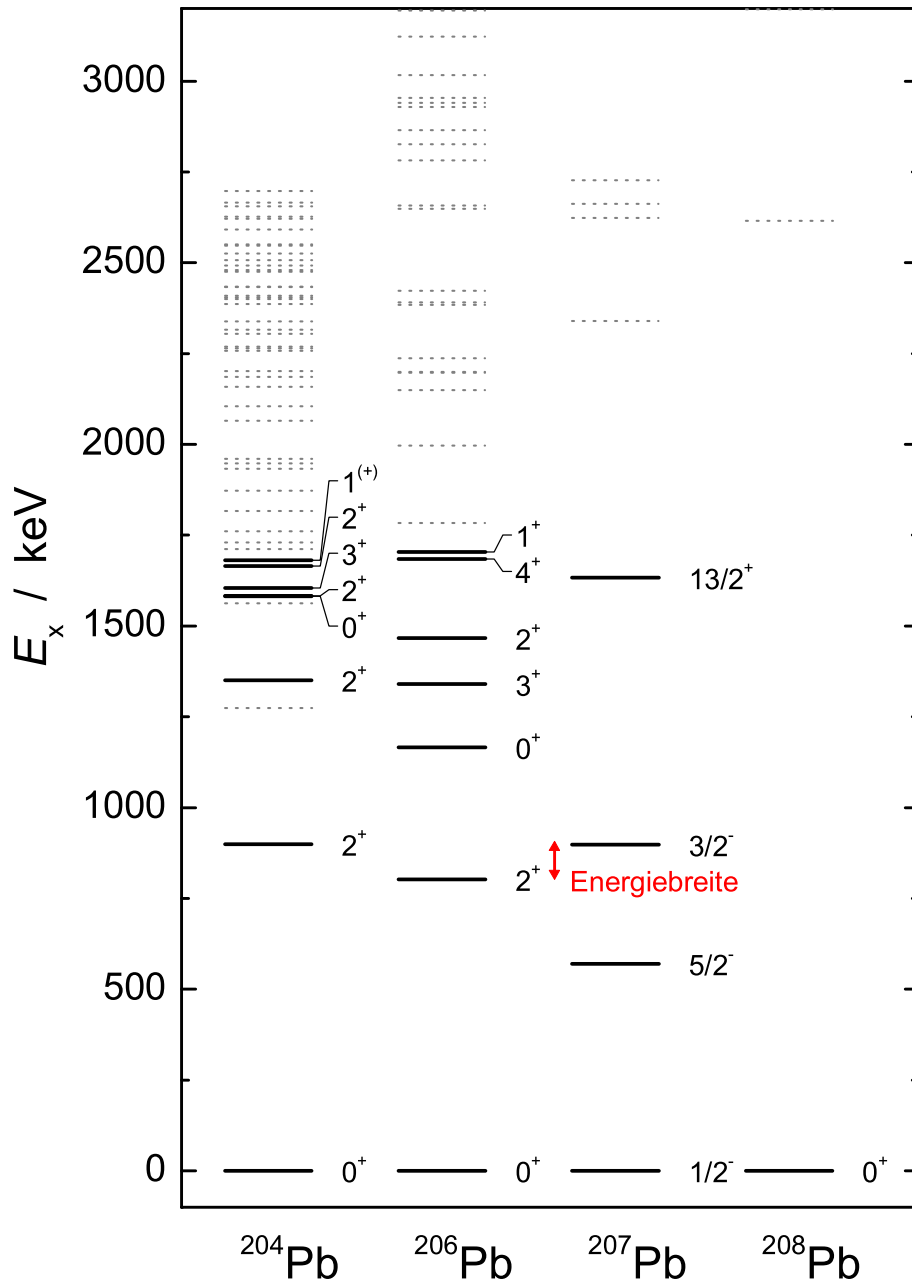


Abbildung 68: Niveauschemata für die Bleisotope. Die Niveaus, für die eine Bestimmung von Wirkungsquerschnitten möglich war, sind mit schwarzen durchgezogenen, die anderen Niveaus mit grauen gestrichelten Linien dargestellt. Die roten Pfeile zwischen dem ersten Niveau von ^{206}Pb und dem zweiten von ^{207}Pb deuten die Energiebreite von ca. 95 keV an. Für ausgewählte Niveaus sind Drehimpuls und Parität in der Form J^π angegeben.

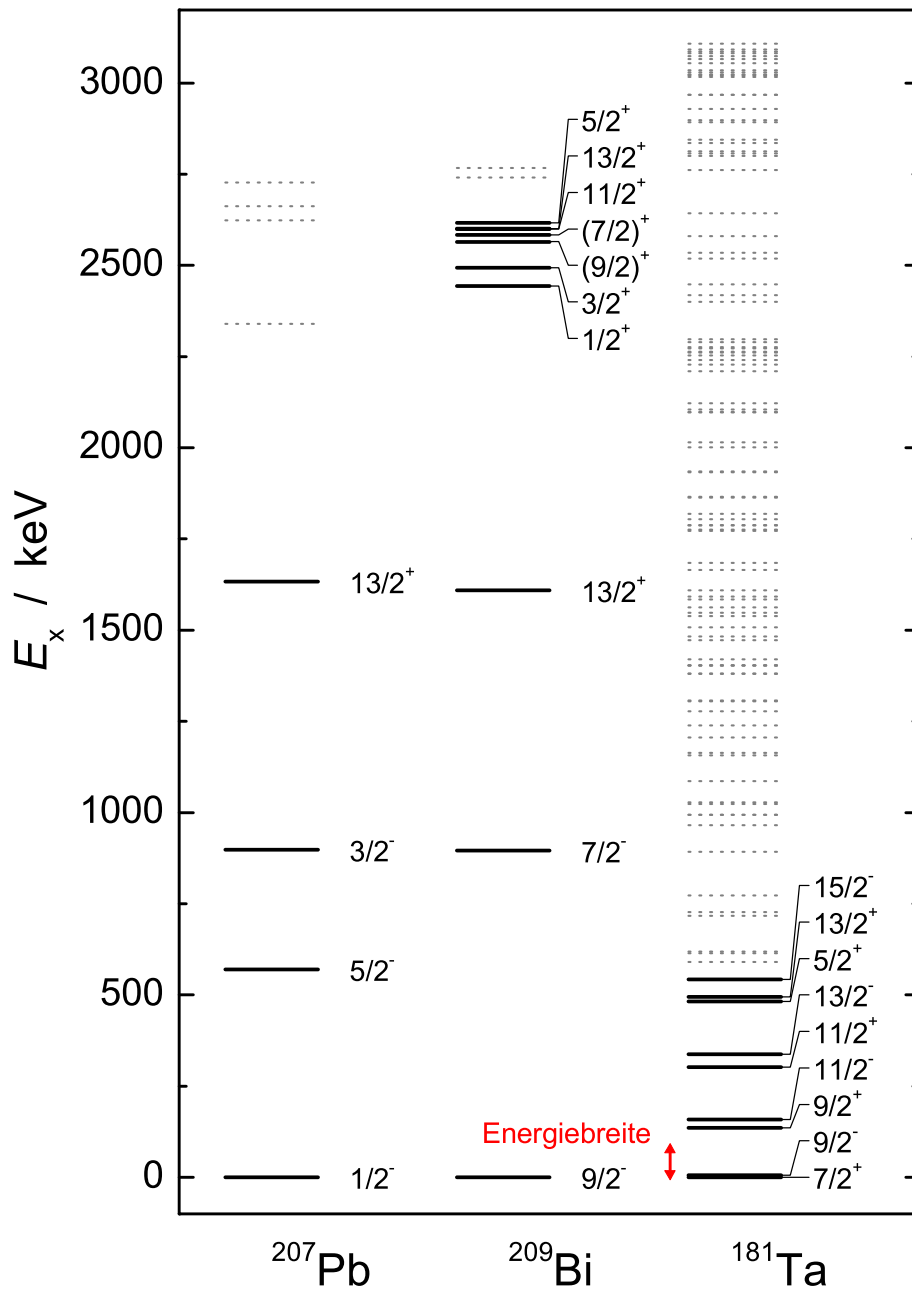


Abbildung 69: Niveauschemata für ^{209}Bi und ^{181}Ta . Zusätzlich ist das Niveauschema von ^{207}Pb dargestellt, um die Ähnlichkeit zu dem von ^{209}Bi zu verdeutlichen. Trotz der Energiebreite von etwa 82keV , die durch rote Pfeile dargestellt ist, war eine Trennung des zweiten und dritten Niveaus unter Vorwärtswinkeln nicht möglich, da die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung hier um mehrere Größenordnungen größer ist.

B Wirkungsquerschnitte der $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion

Die in den Tabellen angegebene Detektornummer bezieht sich auf die in Abbildung 6. Die unter Zyklotron aufgeführte Nummer dient der Zuordnung der Datenpunkte, die unter demselben Zyklotronwinkel gemessen wurden. Im Falle der Messung für $E_p = 5,62 \text{ MeV}$ bezieht sich z.B. 1 auf die erste Messung unter einem Zyklotronwinkel von 0° , 2 auf $\vartheta_{\text{Cycl}} = 6,5^\circ$, 3 auf $\vartheta_{\text{Cycl}} = 60^\circ$, 4 auf $\vartheta_{\text{Cycl}} = 110^\circ$ und 5 auf die abschließende Messung mit $\vartheta_{\text{Cycl}} = 0^\circ$. Die angegebenen Unsicherheiten beziehen sich auf die einfache Standardabweichung. Die Berechnung der Korrelationsmatrizen erfolgte mit den in Kapitel 4.4.4 angegebenen Korrelationen.

$$E_p = (5,62 \pm 0,06) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$13,78 \pm 0,59$
2	2	1	13,96	$14,45 \pm 0,62$
3	3	1	27,85	$13,22 \pm 0,56$
4	4	1	41,61	$11,85 \pm 0,50$
5	5	1	55,17	$8,67 \pm 0,38$
6	1	2	6,70	$14,06 \pm 0,67$
7	2	2	20,64	$14,63 \pm 0,69$
8	3	2	34,47	$12,91 \pm 0,61$
9	4	2	48,15	$10,71 \pm 0,50$
10	5	2	61,60	$7,28 \pm 0,35$
11	1	3	65,85	$6,28 \pm 0,30$
12	2	3	78,94	$4,21 \pm 0,35$
13	3	3	91,73	$3,25 \pm 0,16$
14	4	3	104,20	$5,18 \pm 0,25$
15	5	3	116,35	$9,07 \pm 0,68$
16	1	4	116,35	$8,52 \pm 0,42$
17	2	4	128,19	$13,44 \pm 1,60$
18	3	4	139,77	$16,23 \pm 2,74$
19	4	4	151,12	$19,75 \pm 2,53$
20	5	4	162,31	$21,02 \pm 5,87$
21	1	5	0,00	$13,59 \pm 0,64$
22	2	5	13,96	$14,32 \pm 0,67$
23	3	5	27,85	$13,08 \pm 0,61$
24	4	5	41,61	$11,74 \pm 0,55$
25	5	5	55,17	$8,54 \pm 0,41$

Korrelationsmatrix / %

```

100
83 100
84 83 100
84 83 84 100
81 81 82 82 100
41 31 31 31 30 100
31 42 31 31 30 86 100
31 31 41 31 30 86 86 100
31 31 31 40 30 86 86 87 100
30 30 30 30 39 84 84 84 84 100
41 30 30 30 30 45 36 36 36 35 100
17 24 17 17 17 20 27 20 21 20 47 100
30 30 41 30 29 36 36 47 36 35 83 47 100
31 30 31 41 30 36 36 36 46 35 84 48 84 100
19 19 19 19 26 23 23 23 23 29 53 30 53 54 100
41 30 30 30 29 46 35 35 35 34 46 20 35 35 22 100
12 15 12 12 12 14 17 15 15 14 14 9 14 14 9 32 100
9 9 12 9 8 10 10 14 10 10 10 6 14 10 6 23 9 100
11 11 11 16 11 13 13 13 17 13 13 8 13 18 8 30 12 9 100
5 5 5 5 7 6 6 6 6 8 6 3 6 6 5 14 6 4 5 100
40 31 31 31 30 45 37 37 37 36 45 21 36 36 23 46 15 10 14 6 100
31 42 31 31 30 37 47 37 37 36 36 27 36 36 23 36 17 10 14 6 86 100
31 31 41 31 30 37 46 37 36 36 21 46 37 23 36 15 14 14 6 86 86 100
31 31 31 41 30 37 37 37 46 36 36 21 36 46 23 36 15 10 18 6 86 86 87 100
30 30 30 30 39 36 36 36 36 44 35 20 35 36 29 35 14 10 13 8 84 84 85 84 100

```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$E_p = (5,56 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$13,16 \pm 0,57$
2	2	1	13,98	$13,96 \pm 0,60$
3	3	1	27,88	$14,85 \pm 0,91$
4	4	1	41,65	$13,62 \pm 0,58$
5	5	1	55,23	$10,68 \pm 0,47$
6	1	2	6,71	$13,85 \pm 0,61$
7	2	2	20,66	$14,68 \pm 0,66$
8	3	2	34,51	$15,33 \pm 1,02$
9	4	2	48,20	$12,95 \pm 0,57$
10	5	2	61,66	$9,31 \pm 0,42$
11	1	3	65,91	$8,19 \pm 0,37$
12	2	3	79,01	$5,91 \pm 0,27$
13	3	3	91,81	$5,11 \pm 0,58$
14	4	3	104,27	$7,03 \pm 0,32$
15	5	3	116,42	$10,87 \pm 0,79$
16	1	4	13,98	$13,85 \pm 0,62$
17	2	4	27,88	$14,71 \pm 0,66$
18	3	4	41,65	$14,49 \pm 0,96$
19	4	4	55,23	$10,92 \pm 0,48$
20	5	4	68,56	$7,65 \pm 0,35$
21	1	5	27,88	$14,19 \pm 0,63$
22	2	5	41,65	$13,97 \pm 0,63$
23	3	5	55,23	$11,66 \pm 0,96$
24	4	5	68,56	$7,76 \pm 0,34$
25	5	5	81,60	$5,35 \pm 0,24$
26	1	6	104,27	$6,66 \pm 0,34$
27	2	6	116,42	$11,06 \pm 0,65$
28	3	6	128,26	$15,70 \pm 3,00$
29	4	6	139,82	$18,41 \pm 2,39$
30	5	6	151,16	$20,20 \pm 2,73$
31	1	7	96,83	$5,24 \pm 0,24$
32	2	7	109,17	$8,47 \pm 0,41$
33	3	7	121,19	$12,53 \pm 2,13$
34	4	7	132,91	$15,63 \pm 1,82$
35	5	7	144,38	$18,85 \pm 2,35$
36	1	8	0,00	$13,75 \pm 0,61$
37	2	8	13,98	$14,61 \pm 0,65$
38	3	8	27,88	$15,22 \pm 0,78$
39	4	8	41,65	$14,05 \pm 0,62$
40	5	8	55,23	$10,96 \pm 0,50$

Korrelationsmatrix / %

```

100
83 100
58 58 100
84 83 59 100
81 80 57 81 100
44 34 24 34 33 100
33 45 23 34 32 83 100
22 22 21 23 22 56 55 100
34 34 24 45 33 85 84 56 100
33 33 23 33 44 82 82 55 83 100
45 33 23 33 32 46 35 23 35 34 100
33 46 23 33 32 34 48 23 35 34 80 100
13 13 11 13 13 14 14 11 14 14 32 32 100
33 33 23 46 32 35 35 23 47 34 82 80 32 100
20 20 14 21 29 22 21 14 22 30 50 49 20 50 100
44 33 24 34 33 46 35 24 36 35 46 34 14 35 22 100
33 45 23 33 32 35 47 23 35 34 35 48 14 35 21 83 100
23 22 21 23 22 24 24 20 24 23 23 23 11 23 14 56 56 100
34 33 24 45 33 36 35 24 47 35 35 34 14 47 22 84 83 56 100
33 32 23 33 44 35 34 23 35 46 34 33 13 34 31 81 81 55 82 100
45 33 24 34 33 46 35 24 36 35 46 34 14 35 22 46 35 24 35 34 100
33 45 23 33 32 35 47 23 35 34 35 48 14 35 21 35 47 24 35 34 83 100
18 18 17 18 18 19 19 17 19 19 19 19 9 19 12 19 19 17 19 19 45 45 100
34 33 24 45 33 36 35 24 47 35 35 34 14 47 22 36 35 24 47 35 84 83 45 100
33 33 23 33 45 35 34 23 35 47 34 34 14 34 31 35 34 23 35 47 82 81 44 82 100
41 29 21 30 29 42 31 21 31 31 43 30 12 31 19 42 31 21 31 30 43 31 17 31 31 100
26 37 18 26 25 27 38 18 27 26 39 10 27 16 27 38 18 27 26 27 38 15 27 26 56 100
8 8 7 8 8 8 8 6 8 8 8 8 4 8 5 8 8 6 8 8 8 8 5 8 8 17 15 100
12 11 8 14 11 12 12 8 14 12 12 12 5 14 7 12 12 8 14 12 12 12 7 14 12 25 22 7 100
11 11 8 11 13 12 12 8 12 13 11 11 5 12 8 12 12 8 12 13 12 12 6 12 13 24 21 6 9 100
46 33 23 33 32 44 32 21 32 31 45 31 12 32 19 44 32 21 32 31 45 32 17 32 31 42 24 7 11 10 100
31 45 22 31 30 30 44 20 30 30 30 46 12 30 18 30 44 20 30 29 30 44 16 30 30 27 37 7 10 10 71 100
9 9 7 9 9 9 8 7 9 8 8 8 4 8 5 9 8 7 9 8 9 8 5 9 8 7 6 2 3 3 20 19 100
13 13 9 15 12 12 12 8 15 12 12 12 5 15 8 12 12 8 15 12 12 12 7 15 12 11 9 3 5 4 29 28 8 100
12 12 8 12 14 12 12 8 12 13 11 11 5 11 8 12 11 8 12 13 12 11 6 12 13 10 9 3 4 5 27 26 7 11 100
44 33 24 34 33 46 35 24 36 35 46 34 14 35 22 46 35 24 36 35 46 35 19 36 35 42 27 8 12 12 44 30 9 12 12 100
34 45 24 34 33 36 47 24 36 35 35 47 14 35 22 35 47 24 35 34 35 47 19 35 35 31 38 8 12 12 32 44 8 12 12 84 100
29 29 27 29 28 31 31 27 31 30 30 30 14 31 19 31 31 27 31 30 31 31 22 31 30 27 23 8 11 10 28 26 9 11 10 73 73 100
34 34 24 45 33 36 35 24 46 35 35 35 14 47 22 36 35 24 47 35 36 35 19 47 35 31 27 8 14 12 32 30 9 15 12 85 84 74 100
33 33 23 33 44 35 34 23 35 46 34 33 13 34 30 35 34 23 35 46 35 34 19 35 46 30 26 8 12 13 31 29 8 12 13 82 82 71 82 100

```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (5,66 \pm 0,06) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$13,42 \pm 0,59$
2	2	1	13,95	$14,00 \pm 0,61$
3	3	1	27,83	$12,45 \pm 0,54$
4	4	1	41,58	$10,67 \pm 0,46$
5	5	1	55,14	$7,57 \pm 0,34$
6	1	2	6,70	$13,04 \pm 0,64$
7	2	2	20,63	$13,26 \pm 0,65$
8	3	2	34,45	$11,36 \pm 0,55$
9	4	2	48,11	$9,08 \pm 0,44$
10	5	2	61,56	$5,92 \pm 0,30$
11	1	3	65,81	$5,04 \pm 0,25$
12	2	3	78,90	$3,40 \pm 0,27$
13	3	3	91,69	$2,89 \pm 0,15$
14	4	3	104,15	$4,74 \pm 0,23$
15	5	3	116,30	$7,99 \pm 0,51$
16	1	4	116,30	$7,56 \pm 0,39$
17	2	4	128,16	$11,65 \pm 1,26$
18	3	4	139,74	$14,02 \pm 1,99$
19	4	4	151,10	$16,35 \pm 1,54$
20	5	4	162,29	$16,92 \pm 4,34$
21	1	5	0,00	$13,44 \pm 0,66$
22	2	5	13,95	$13,90 \pm 0,68$
23	3	5	27,83	$12,32 \pm 0,60$
24	4	5	41,58	$10,51 \pm 0,51$
25	5	5	55,14	$7,48 \pm 0,37$

Korrelationsmatrix / %

```

100
84 100
84 84 100
84 84 85 100
81 81 82 82 100
41 33 33 33 32 100
33 43 33 33 32 87 100
33 33 42 33 32 87 87 100
33 33 33 42 32 87 88 88 100
32 32 32 32 40 85 85 85 85 100
41 32 32 32 31 46 38 38 38 37 100
20 27 20 20 19 23 29 23 23 23 51 100
32 32 42 32 31 37 37 46 38 36 83 51 100
33 33 33 42 32 38 38 38 47 37 85 52 84 100
25 25 25 25 32 29 29 29 29 36 65 40 64 66 100
42 31 31 31 30 46 37 37 37 36 46 22 35 37 28 100
15 17 15 15 14 17 20 17 18 17 17 12 17 17 13 38 100
11 11 15 11 11 13 13 17 13 13 13 8 16 13 10 29 14 100
17 17 17 23 16 20 20 20 25 19 20 12 19 25 15 43 21 16 100
6 6 6 6 8 7 7 7 7 9 7 4 7 7 7 16 8 6 9 100
42 33 33 33 32 46 39 39 39 38 46 23 37 38 29 46 17 13 20 7 100
33 43 33 33 32 38 48 38 39 37 38 29 37 38 29 36 20 13 20 7 87 100
33 33 42 33 32 39 39 47 39 38 38 23 46 39 29 37 17 17 20 7 88 87 100
33 33 33 42 32 38 39 39 47 38 38 23 37 47 29 37 17 13 25 7 88 87 88 100
32 32 32 32 40 38 38 38 38 45 37 23 37 38 36 36 17 13 20 9 86 85 86 86 100

```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (5,82 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$26,15 \pm 1,14$
2	2	1	13,91	$24,75 \pm 1,08$
3	3	1	27,75	$19,50 \pm 0,86$
4	4	1	41,46	$12,76 \pm 0,55$
5	5	1	54,99	$7,10 \pm 0,31$
6	1	2	6,68	$25,70 \pm 1,14$
7	2	2	20,57	$22,71 \pm 1,01$
8	3	2	34,35	$16,47 \pm 0,73$
9	4	2	47,98	$9,89 \pm 0,43$
10	5	2	61,40	$5,41 \pm 0,24$
11	1	3	65,64	$4,79 \pm 0,21$
12	2	3	78,72	$4,39 \pm 0,20$
13	3	3	91,50	$6,85 \pm 0,48$
14	4	3	103,96	$9,75 \pm 0,44$
15	5	3	116,12	$12,50 \pm 0,57$
16	1	4	13,91	$24,38 \pm 1,08$
17	2	4	27,75	$19,76 \pm 0,88$
18	3	4	41,46	$13,14 \pm 0,58$
19	4	4	54,99	$7,25 \pm 0,32$
20	5	4	68,28	$4,35 \pm 0,19$
21	1	5	27,75	$19,17 \pm 0,85$
22	2	5	41,46	$13,01 \pm 0,58$
23	3	5	54,99	$7,32 \pm 0,33$
24	4	5	68,28	$4,39 \pm 0,19$
25	5	5	81,30	$4,60 \pm 0,21$
26	1	6	103,96	$9,69 \pm 0,44$
27	2	6	116,12	$13,22 \pm 0,61$
28	3	6	127,99	$13,78 \pm 1,58$
29	4	6	139,60	$14,60 \pm 0,66$
30	5	6	151,00	$14,27 \pm 0,77$
31	1	7	0,00	$26,37 \pm 1,16$
32	2	7	13,91	$25,01 \pm 1,11$
33	3	7	27,75	$19,80 \pm 0,88$
34	4	7	41,46	$12,90 \pm 0,57$
35	5	7	54,99	$7,17 \pm 0,32$

Korrelationsmatrix / %

```

100
86 100
85 85 100
86 86 85 100
85 85 84 86 100
47 37 37 38 37 100
37 47 37 37 37 86 100
37 37 46 37 37 86 85 100
38 37 37 47 37 87 86 86 100
37 37 36 37 47 85 85 85 85 100
47 37 37 37 37 48 38 38 38 38 100
37 47 36 37 36 38 48 37 38 37 83 100
23 23 29 24 23 24 24 30 24 24 53 53 100
37 37 37 47 37 38 38 38 48 38 84 83 53 100
36 36 36 36 47 37 37 37 48 83 82 52 83 100
47 37 37 38 37 48 38 38 39 38 48 38 24 38 37 100
37 47 37 37 37 38 48 38 38 38 48 24 38 37 86 100
37 37 46 38 37 38 38 47 38 38 38 37 30 38 37 86 86 100
38 37 37 47 37 39 38 38 48 38 38 38 24 48 37 86 86 86 100
37 37 36 37 47 38 38 38 38 48 37 37 24 37 48 85 85 85 85 100
47 37 37 38 37 48 38 38 39 38 48 38 24 38 37 48 38 38 38 38 100
37 47 37 37 37 38 49 38 38 38 38 49 24 38 37 38 49 38 38 37 85 100
37 36 45 37 36 38 37 46 38 37 37 37 30 37 36 38 37 47 38 37 84 83 100
37 37 37 47 37 38 38 38 48 38 38 37 24 48 37 38 38 38 48 38 86 85 84 100
37 37 36 37 47 38 38 38 38 48 37 37 24 37 49 38 38 38 38 48 85 84 83 85 100
47 36 36 36 36 48 37 37 37 48 36 23 37 36 48 37 37 37 48 37 36 37 37 100
36 48 35 36 36 37 49 37 37 36 37 50 23 36 36 37 49 37 37 36 37 49 36 37 36 80 100
14 14 17 14 14 15 15 17 15 15 14 11 15 14 15 15 17 15 15 15 15 32 32 100
37 36 36 47 36 38 37 37 48 37 37 37 23 49 36 38 37 37 48 37 37 37 49 37 81 81 32 100
31 31 30 31 41 32 31 31 32 42 31 31 20 31 43 32 31 32 32 42 32 31 31 32 42 69 68 27 69 100
47 37 37 38 37 48 38 38 39 38 48 38 24 38 37 48 38 38 39 38 48 38 38 38 48 37 15 38 32 100
37 47 37 38 37 38 48 38 38 38 48 24 38 37 38 48 38 38 38 38 48 37 38 38 37 49 15 37 32 86 100
37 37 46 37 37 38 38 47 38 38 38 37 30 38 37 38 38 47 38 38 38 38 46 38 38 37 17 37 31 86 86 100
38 38 37 47 37 39 38 38 47 38 38 38 24 48 37 39 38 39 48 38 39 38 38 48 38 37 15 48 32 87 87 86 100
37 37 37 37 47 38 38 38 38 48 38 37 24 38 48 38 38 38 38 47 38 38 37 38 48 37 15 37 41 86 85 85 86 100

```


B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (6,62 \pm 0,06) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$21,62 \pm 0,90$
2	2	1	13,78	$20,01 \pm 0,84$
3	3	1	27,49	$15,79 \pm 0,66$
4	4	1	41,09	$11,54 \pm 0,48$
5	5	1	54,52	$9,02 \pm 0,38$
6	1	2	6,62	$21,22 \pm 0,90$
7	2	2	20,37	$18,18 \pm 0,78$
8	3	2	34,04	$13,47 \pm 0,58$
9	4	2	47,56	$10,01 \pm 0,43$
10	5	2	60,90	$8,73 \pm 0,37$
11	1	3	65,12	$8,88 \pm 0,38$
12	2	3	78,13	$10,13 \pm 0,44$
13	3	3	90,89	$11,29 \pm 0,48$
14	4	3	103,36	$12,46 \pm 0,53$
15	5	3	115,55	$12,43 \pm 0,54$
16	1	4	115,55	$12,83 \pm 0,55$
17	2	4	127,48	$13,27 \pm 0,57$
18	3	4	139,17	$12,27 \pm 0,53$
19	4	4	150,67	$12,39 \pm 0,54$
20	5	4	162,02	$11,38 \pm 1,84$
21	1	5	0,00	$21,67 \pm 0,92$
22	2	5	13,78	$20,06 \pm 0,86$
23	3	5	27,49	$15,76 \pm 0,67$
24	4	5	41,09	$11,46 \pm 0,49$
25	5	5	54,52	$9,03 \pm 0,39$

Korrelationsmatrix / %

```

100
86 100
86 86 100
86 86 86 100
86 86 86 86 100
42 34 34 34 34 100
34 42 33 33 33 87 100
34 33 41 34 33 87 86 100
34 33 34 41 33 87 86 86 100
34 33 33 33 41 87 86 86 86 100
42 33 33 33 33 43 35 35 35 35 100
33 42 33 33 33 35 43 35 35 35 85 100
34 33 42 33 33 35 35 43 35 35 86 86 100
34 33 34 42 33 35 35 35 43 35 86 86 86 100
33 33 33 33 42 35 35 35 35 43 85 85 85 86 100
42 33 33 33 33 43 34 35 35 34 43 34 34 35 34 100
33 42 33 33 33 35 43 34 34 34 44 34 34 34 84 100
33 33 42 33 33 35 34 43 35 34 34 44 35 34 85 85 100
33 33 33 41 33 35 34 34 43 34 34 34 34 43 34 85 84 85 100
9 9 9 9 11 9 9 9 9 12 9 9 9 9 12 23 23 23 23 100
42 34 34 34 34 43 35 35 35 35 43 35 35 35 43 35 35 35 9 100
34 42 33 34 33 35 43 35 35 35 43 35 35 35 35 43 34 34 9 87 100
34 33 41 34 33 35 35 43 35 35 35 43 35 35 35 34 43 34 9 87 86 100
34 34 34 41 33 35 35 35 42 35 35 35 35 43 35 35 34 35 43 9 87 87 87 100
34 33 33 33 41 35 35 35 35 43 35 35 35 43 34 34 34 12 87 86 86 86 100

```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (6,69 \pm 0,05) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$20,84 \pm 0,87$
2	2	1	13,77	$19,64 \pm 0,82$
3	3	1	27,48	$15,73 \pm 0,66$
4	4	1	41,07	$12,38 \pm 0,52$
5	5	1	54,49	$10,46 \pm 0,44$
6	1	2	6,61	$20,14 \pm 0,86$
7	2	2	20,36	$17,66 \pm 0,75$
8	3	2	34,02	$13,99 \pm 0,59$
9	4	2	47,53	$11,09 \pm 0,47$
10	5	2	60,86	$10,15 \pm 0,43$
11	1	3	65,08	$10,27 \pm 0,44$
12	2	3	78,09	$11,34 \pm 0,49$
13	3	3	90,84	$11,77 \pm 0,51$
14	4	3	103,31	$11,81 \pm 0,51$
15	5	3	115,51	$11,48 \pm 0,50$
16	1	4	27,48	$15,59 \pm 0,66$
17	2	4	41,07	$12,33 \pm 0,52$
18	3	4	54,49	$10,42 \pm 0,44$
19	4	4	67,70	$10,59 \pm 0,45$
20	5	4	80,67	$11,02 \pm 0,47$
21	1	5	103,31	$11,65 \pm 0,50$
22	2	5	115,51	$11,74 \pm 0,50$
23	3	5	127,44	$11,62 \pm 0,50$
24	4	5	139,14	$12,20 \pm 0,52$
25	5	5	150,65	$13,07 \pm 0,57$
26	1	6	0,00	$20,52 \pm 0,87$
27	2	6	13,77	$19,19 \pm 0,82$
28	3	6	27,48	$15,36 \pm 0,65$
29	4	6	41,07	$12,13 \pm 0,51$
30	5	6	54,49	$10,27 \pm 0,44$

Korrelationsmatrix / %

```

100
87 100
87 87 100
87 87 87 100
87 87 87 87 100
42 34 34 35 34 100
34 43 34 34 34 87 100
34 34 42 34 34 87 87 100
34 34 34 42 34 87 87 87 100
34 34 34 34 43 87 87 87 87 100
42 34 34 34 34 44 36 36 36 36 100
34 42 34 34 34 36 44 36 36 36 86 100
34 34 42 34 34 36 36 44 36 36 86 86 100
34 34 34 42 34 36 36 36 44 36 86 86 86 100
34 34 34 34 42 35 35 35 35 44 86 86 86 86 100
42 34 34 35 34 44 36 36 36 36 44 36 36 35 100
34 43 34 34 34 36 44 36 36 36 36 44 36 36 87 100
34 34 42 34 34 36 36 44 36 36 36 36 44 35 87 87 100
34 34 34 42 34 36 36 36 44 36 36 36 36 44 35 87 87 87 100
34 34 34 34 43 36 36 36 36 44 36 36 36 36 44 87 87 87 87 100
43 34 34 34 34 44 36 36 36 36 44 35 35 35 35 44 36 36 36 36 100
34 43 34 34 34 36 44 36 36 36 35 44 35 35 36 44 35 36 36 85 100
34 34 42 34 34 36 36 44 36 36 35 35 44 35 36 36 44 36 36 85 85 100
34 34 34 43 34 36 36 36 44 36 35 35 35 44 35 36 36 36 44 36 86 86 86 100
33 33 33 33 42 35 35 35 35 44 35 35 35 35 44 35 35 35 35 44 84 84 84 84 100
42 34 34 35 34 44 36 36 36 36 44 36 36 36 35 44 36 36 36 36 44 36 36 35 100
34 43 34 34 34 36 44 36 36 36 36 44 36 36 35 36 44 36 36 36 36 44 36 36 35 87 100
34 34 42 34 34 36 36 44 36 36 36 36 44 36 35 36 36 44 36 36 36 36 44 36 36 35 87 87 100
35 34 34 42 34 36 36 36 44 36 36 36 36 44 36 36 36 44 36 36 36 36 44 35 87 87 87 100
34 34 34 34 43 36 36 36 36 44 36 36 36 36 44 36 36 36 36 44 36 36 36 36 44 87 87 87 87 100

```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (7,57 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$28,70 \pm 2,35$
2	2	1	13,68	$28,78 \pm 2,36$
3	3	1	27,31	$27,40 \pm 2,25$
4	4	1	40,83	$24,41 \pm 2,00$
5	5	1	54,19	$18,05 \pm 1,48$
6	1	2	6,57	$28,18 \pm 2,32$
7	2	2	20,23	$27,90 \pm 2,30$
8	3	2	33,81	$25,78 \pm 2,13$
9	4	2	47,26	$21,27 \pm 1,75$
10	5	2	60,53	$14,76 \pm 1,22$
11	1	3	64,74	$13,11 \pm 1,08$
12	2	3	77,72	$7,68 \pm 0,63$
13	3	3	90,45	$5,75 \pm 0,47$
14	4	3	102,92	$7,42 \pm 0,61$
15	5	3	115,14	$10,97 \pm 0,91$
16	1	4	13,68	$27,84 \pm 2,30$
17	2	4	27,31	$26,89 \pm 2,22$
18	3	4	40,83	$24,00 \pm 1,98$
19	4	4	54,19	$17,84 \pm 1,47$
20	5	4	67,35	$11,51 \pm 0,95$
21	1	5	27,31	$26,94 \pm 2,22$
22	2	5	40,83	$24,48 \pm 2,02$
23	3	5	54,19	$17,98 \pm 1,48$
24	4	5	67,35	$11,69 \pm 0,96$
25	5	5	80,28	$6,82 \pm 0,56$
26	1	6	102,92	$7,35 \pm 0,61$
27	2	6	115,14	$11,02 \pm 0,91$
28	3	6	127,11	$13,86 \pm 1,15$
29	4	6	138,86	$15,32 \pm 1,27$
30	5	6	150,44	$13,99 \pm 1,16$
31	1	7	0,00	$28,20 \pm 2,33$
32	2	7	13,68	$28,22 \pm 2,33$
33	3	7	27,31	$26,92 \pm 2,22$
34	4	7	40,83	$23,89 \pm 1,97$
35	5	7	54,19	$17,68 \pm 1,46$

Korrelationsmatrix / %

```

100
97 100
97 97 100
97 97 97 100
97 97 97 97 100
85 83 83 83 83 100
83 85 83 83 83 97 100
83 83 85 83 83 97 97 100
83 83 83 85 83 97 97 97 100
83 83 83 83 85 97 97 97 97 100
85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 100
83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 97 100
83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 97 97 100
83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 97 97 97 100
83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 97 97 97 97 100
85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 100
83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 97 100
83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 97 100
83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 97 97 100
83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 100
83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 85 83 83 83 96 100
83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 97 97 100
83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 96 96 96 96 100
85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 100
83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 97 100
83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 83 85 83 83 83 83 83 83 83 85 83 83 97 97 100
83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 83 83 83 85 83 83 83 85 83 97 97 97 100
83 83 83 83 85 83 83 83 83 85 83 83 83 85 83 83 83 83 83 83 85 83 83 83 85 83 83 85 97 97 97 100
    
```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (7,59 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$27,04 \pm 1,21$
2	2	1	13,68	$26,44 \pm 1,21$
3	3	1	27,31	$25,35 \pm 1,16$
4	4	1	40,82	$22,77 \pm 1,04$
5	5	1	54,18	$17,65 \pm 0,80$
6	1	2	6,57	$26,14 \pm 1,22$
7	2	2	20,23	$26,12 \pm 1,22$
8	3	2	33,81	$24,60 \pm 1,15$
9	4	2	47,26	$20,86 \pm 0,97$
10	5	2	60,53	$14,79 \pm 0,69$
11	1	3	64,73	$12,94 \pm 0,61$
12	2	3	77,71	$7,74 \pm 0,36$
13	3	3	90,44	$5,60 \pm 0,26$
14	4	3	102,92	$7,49 \pm 0,35$
15	5	3	115,13	$11,32 \pm 0,53$
16	1	4	115,13	$12,54 \pm 0,59$
17	2	4	127,11	$17,61 \pm 0,82$
18	3	4	138,86	$18,60 \pm 0,87$
19	4	4	150,43	$17,39 \pm 0,81$
20	5	4	161,87	$10,34 \pm 1,71$
21	1	5	0,00	$24,44 \pm 1,15$
22	2	5	13,68	$24,66 \pm 1,15$
23	3	5	27,31	$24,37 \pm 1,14$
24	4	5	40,82	$22,32 \pm 1,04$
25	5	5	54,18	$18,02 \pm 0,84$

Korrelationsmatrix / %

```

100
87 100
87 85 100
87 85 85 100
87 85 85 85 100
48 41 41 41 41 100
42 47 41 41 41 90 100
42 41 47 41 41 90 90 100
42 41 41 47 41 90 90 90 100
48 41 41 41 41 50 44 44 44 44 100
42 47 41 41 41 44 50 44 44 44 89 100
41 40 47 41 40 44 44 50 44 44 89 89 100
42 40 41 47 40 44 44 44 50 44 89 89 89 100
41 40 40 41 47 44 44 44 44 50 89 89 89 89 100
48 40 41 41 41 50 44 44 44 44 50 44 44 44 44 100
41 47 40 40 40 44 51 44 44 44 44 51 44 44 44 89 100
42 41 47 41 41 44 44 51 44 44 44 44 50 44 44 89 89 100
41 40 40 47 40 44 44 44 50 44 44 44 44 50 44 89 89 89 100
12 11 11 11 13 13 13 13 13 14 13 12 12 12 14 25 25 25 25 100
48 40 41 41 40 50 44 44 44 44 50 44 44 44 44 50 44 44 44 12 100
41 47 40 41 40 44 50 44 44 44 50 44 44 44 44 50 44 44 12 90 100
42 40 47 41 41 44 44 50 44 44 44 44 50 44 44 44 50 44 12 90 90 100
42 41 41 47 41 44 44 44 50 44 44 44 44 50 44 44 44 50 12 90 90 90 100
42 40 41 41 47 44 44 44 44 50 44 44 44 44 50 44 44 44 14 90 90 90 100
    
```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$E_p = (8,70 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	0,00	$4,05 \pm 0,33$
2	2	1	13,61	$4,44 \pm 0,36$
3	3	1	27,18	$4,89 \pm 0,40$
4	4	1	40,64	$4,68 \pm 0,38$
5	5	1	53,95	$3,85 \pm 0,31$
6	1	2	6,54	$4,21 \pm 0,35$
7	2	2	20,13	$4,65 \pm 0,39$
8	3	2	33,65	$4,86 \pm 0,40$
9	4	2	47,05	$4,32 \pm 0,36$
10	5	2	60,27	$3,45 \pm 0,29$
11	1	3	64,46	$3,22 \pm 0,27$
12	2	3	77,42	$2,80 \pm 0,23$
13	3	3	90,13	$3,20 \pm 0,27$
14	4	3	102,61	$4,35 \pm 0,36$
15	5	3	114,84	$6,02 \pm 0,50$
16	1	4	13,61	$4,40 \pm 0,36$
17	2	4	27,18	$4,78 \pm 0,40$
18	3	4	40,64	$4,64 \pm 0,38$
19	4	4	53,95	$3,77 \pm 0,31$
20	5	4	67,07	$3,01 \pm 0,25$
21	1	5	27,18	$4,89 \pm 0,40$
22	2	5	40,64	$4,72 \pm 0,39$
23	3	5	53,95	$3,87 \pm 0,32$
24	4	5	67,07	$3,12 \pm 0,26$
25	5	5	79,98	$2,82 \pm 0,23$
26	1	6	102,61	$4,46 \pm 0,37$
27	2	6	114,84	$6,23 \pm 0,52$
28	3	6	126,84	$7,56 \pm 0,63$
29	4	6	138,64	$7,92 \pm 0,66$
30	5	6	150,27	$6,86 \pm 0,57$
31	1	7	0,00	$4,11 \pm 0,34$
32	2	7	13,61	$4,47 \pm 0,39$
33	3	7	27,18	$4,88 \pm 0,42$
34	4	7	40,64	$4,66 \pm 0,40$
35	5	7	53,95	$3,83 \pm 0,33$

Korrelationsmatrix / %

```

100
97 100
97 97 100
97 97 97 100
96 97 97 97 100
84 82 82 82 82 100
82 84 82 82 82 82 97 100
82 82 84 82 82 97 97 100
82 82 82 84 82 97 97 97 100
82 82 82 82 84 97 97 97 97 100
84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 100
82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 96 100
82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 96 96 100
82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 96 96 97 100
82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 96 96 97 97 100
84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 100
82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 82 82 82 82 97 100
82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 97 97 100
82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 82 97 97 97 100
82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 96 97 97 96 100
84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 100
82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 82 82 84 82 82 82 82 97 100
82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 82 97 97 100
82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 97 97 97 96 100
84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 100
82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 96 100
82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 82 82 82 97 100
82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 84 82 82 82 84 82 82 82 96 96 100
84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 84 82 82 82 82 82 100
79 80 79 79 79 81 79 79 79 79 81 79 79 79 79 81 79 79 79 79 82 100
79 79 80 79 79 79 81 79 79 79 79 81 79 79 79 81 79 79 79 79 82 89 100
79 79 79 80 79 79 79 81 79 79 79 79 81 79 79 79 79 79 79 79 81 79 92 89 89 100
79 79 79 79 80 79 79 79 79 81 79 79 79 79 81 79 79 79 79 79 81 79 79 89 89 100

```

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

Die Angabe der Legendre-Koeffizienten erfolgt in der Darstellung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{\sigma}{4\pi} \left(1 + \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} a_{\ell}(2\ell + 1)P_{\ell}(\cos \vartheta) \right),$$

d.h. der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt σ ist der „nullte“ Legendre-Koeffizient. Die Koeffizienten a_{ℓ} haben die Dimension 1. Da die Korrelationsmatrizen symmetrisch sind, werden nur die Hauptdiagonale und die Matrixelemente unterhalb angegeben.

$E_{\text{p}} = (5,56 \pm 0,04) \text{ MeV}$

σ / mb	140,5	$\pm 4,9$
a_1	-0,08455	$\pm 0,01744$
a_2	0,17738	$\pm 0,00920$
a_3	-0,01152	$\pm 0,00705$
a_4	-0,03602	$\pm 0,00415$

Korrelationsmatrix / %

100
-63 100
58 -94 100
-55 88 -92 100
46 -77 79 -89 100

$E_{\text{p}} = (5,62 \pm 0,06) \text{ MeV}$

σ / mb	120,2	$\pm 4,9$
a_1	-0,11247	$\pm 0,02175$
a_2	0,23008	$\pm 0,01047$
a_3	-0,01601	$\pm 0,01042$
a_4	-0,02523	$\pm 0,00526$

Korrelationsmatrix / %

100
-69 100
63 -93 100
-62 88 -92 100
54 -79 83 -91 100

$E_{\text{p}} = (5,66 \pm 0,06) \text{ MeV}$

σ / mb	103,9	$\pm 3,9$
a_1	-0,09285	$\pm 0,01767$
a_2	0,22841	$\pm 0,00862$
a_3	0,00281	$\pm 0,00671$
a_4	-0,02547	$\pm 0,00458$

Korrelationsmatrix / %

100
-57 100
49 -88 100
-49 84 -88 100
38 -70 76 -87 100

$E_{\text{p}} = (5,82 \pm 0,04) \text{ MeV}$

σ / mb	134,4	$\pm 3,9$
a_1	-0,02009	$\pm 0,00691$
a_2	0,16871	$\pm 0,00409$
a_3	0,10552	$\pm 0,00337$

Korrelationsmatrix / %

100
-25 100
8 -47 100
-13 69 -73 100

$E_{\text{p}} = (6,62 \pm 0,06) \text{ MeV}$

σ / mb	148,3	$\pm 4,0$
a_1	-0,00265	$\pm 0,00471$
a_2	0,04609	$\pm 0,00457$
a_3	0,05557	$\pm 0,00405$
a_4	0,02105	$\pm 0,00373$
a_5	0,00394	$\pm 0,00287$

Korrelationsmatrix / %

100
-16 100
-2 -39 100
-10 34 -45 100
11 -26 19 -67 100
-10 26 -25 35 -64 100

$E_{\text{p}} = (6,69 \pm 0,05) \text{ MeV}$

σ / mb	151,9	$\pm 4,1$
a_1	0,01192	$\pm 0,00533$
a_2	0,04877	$\pm 0,00447$
a_3	0,02429	$\pm 0,00403$
a_4	0,02574	$\pm 0,00360$
a_5	0,00309	$\pm 0,00256$

Korrelationsmatrix / %

100
-18 100
5 -57 100
-12 50 -62 100
11 -40 40 -72 100
-10 36 -40 47 -69 100

$E_{\text{p}} = (7,57 \pm 0,04) \text{ MeV}$

σ / mb	169,7	$\pm 13,0$
a_1	0,14641	$\pm 0,00584$
a_2	0,16580	$\pm 0,00336$
a_3	0,03829	$\pm 0,00321$
a_4	-0,04799	$\pm 0,00258$

Korrelationsmatrix / %

100
-5 100
2 -46 100
-3 47 -52 100
1 -37 47 -54 100

B WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER $^{15}\text{N}(\text{P},\text{N})$ -REAKTION

$$E_p = (7,59 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

Korrelationsmatrix / %

σ / mb	179,2	\pm 13,6	100
a ₁	0,06831	\pm 0,06379	-90 100
a ₂	0,18495	\pm 0,02738	89 -98 100
a ₃	0,01291	\pm 0,02325	-89 98 -98 100
a ₄	-0,04090	\pm 0,01188	86 -95 96 -97 100

$$E_p = (8,70 \pm 0,05) \text{ MeV}$$

Korrelationsmatrix / %

σ / mb	59,9	\pm 4,5	100
a ₁	-0,12241	\pm 0,00678	-9 100
a ₂	0,06610	\pm 0,00644	6 -77 100
a ₃	0,05832	\pm 0,00698	-5 66 -88 100
a ₄	-0,05740	\pm 0,00622	5 -57 74 -91 100
a ₅	0,01014	\pm 0,00463	-4 49 -64 78 -90 100
a ₆	-0,00796	\pm 0,00239	4 -48 51 -63 67 -84 100

Differentielle Wirkungsquerschnitte für 0° für die $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ -Reaktion, die mit den Fluenzmessungen der Streuexperimente und bei Testmessungen bestimmt wurden. Die Messungen erfolgten mit Detektor D1, der einen Radius von 5,08 cm hat und bei einer Flugstrecke von 1200 cm einen Winkel von $0,24^\circ$ aufspannt.

Projektilenergie E_p / MeV	$d\sigma/d\Omega$ / mb sr ⁻¹
5,830 \pm 0,036	24,17 \pm 1,84
5,831 \pm 0,036	24,45 \pm 1,86
5,836 \pm 0,036	25,76 \pm 1,96
5,836 \pm 0,037	25,87 \pm 1,97
6,294 \pm 0,028	32,92 \pm 2,50
6,297 \pm 0,028	31,96 \pm 2,43
6,508 \pm 0,063	22,19 \pm 1,69
6,522 \pm 0,048	21,24 \pm 1,62
7,538 \pm 0,034	21,26 \pm 1,93
7,565 \pm 0,034	27,56 \pm 2,10
7,566 \pm 0,035	26,77 \pm 2,04
7,578 \pm 0,034	25,24 \pm 2,29
7,578 \pm 0,034	25,69 \pm 2,34
7,578 \pm 0,039	25,22 \pm 1,92
7,594 \pm 0,044	23,83 \pm 1,82
7,774 \pm 0,039	11,25 \pm 1,02
8,509 \pm 0,056	9,13 \pm 0,83
8,823 \pm 0,042	16,08 \pm 1,47
8,831 \pm 0,045	13,97 \pm 1,27
8,834 \pm 0,037	17,77 \pm 1,62
8,848 \pm 0,037	18,64 \pm 1,42
8,855 \pm 0,044	18,15 \pm 1,38
8,860 \pm 0,044	17,93 \pm 1,63
8,864 \pm 0,047	20,51 \pm 1,56
8,878 \pm 0,045	21,66 \pm 1,96
8,909 \pm 0,046	22,03 \pm 2,00
8,959 \pm 0,047	19,79 \pm 1,80
8,966 \pm 0,038	18,70 \pm 1,70
9,068 \pm 0,038	14,87 \pm 1,35

C Wirkungsquerschnitte für Blei

Der Aufbau der Tabellen entspricht dem in Anhang B. Bei den Unsicherheiten ist die einfache Standardabweichung angegeben. Die Berechnung der Korrelationsmatrizen erfolgte mit den Korrelationen, die in Kapitel 5.5 angegeben sind.

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (2,24 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,81	$3079,2 \pm 127,0$
2	2	1	25,76	$2002,0 \pm 83,9$
3	3	1	37,97	$961,2 \pm 42,4$
4	4	1	50,28	$322,3 \pm 16,0$
6	1	2	54,69	$207,4 \pm 11,3$
5	5	1	63,02	$108,8 \pm 6,9$
7	2	2	67,63	$107,1 \pm 6,5$
8	3	2	80,26	$182,5 \pm 9,2$
9	4	2	92,64	$312,1 \pm 13,9$
10	5	2	104,98	$391,8 \pm 16,7$
11	1	3	109,91	$394,2 \pm 18,4$
12	2	3	122,20	$305,3 \pm 13,8$
13	3	3	134,58	$148,7 \pm 8,3$
14	4	3	147,56	$166,3 \pm 8,8$
15	5	3	159,79	$453,7 \pm 20,1$

Korrelationsmatrix / %

```

100
66 100
63 69 100
59 66 72 100
53 57 59 63 100
43 43 42 43 50 100
49 50 50 53 65 46 100
51 51 50 50 58 33 60 100
57 57 54 52 58 37 60 64 100
60 59 56 53 57 44 58 59 65 100
50 50 47 44 48 39 48 49 53 56 100
55 54 51 48 53 43 53 54 59 62 53 100
45 45 43 42 48 37 48 48 52 54 47 61 100
46 46 44 42 47 37 47 48 52 54 45 43 40 100
54 53 49 45 47 39 47 49 55 58 48 45 38 68 100
    
```

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,60	$4397,5 \pm 156,1$
2	2	1	25,51	$2606,5 \pm 95,7$
3	3	1	37,66	$1045,5 \pm 42,8$
4	4	1	49,95	$257,6 \pm 13,5$
6	1	2	60,53	$130,4 \pm 7,7$
5	5	1	63,15	$139,6 \pm 7,4$
7	2	2	73,08	$225,5 \pm 9,4$
8	3	2	85,37	$287,1 \pm 11,1$
9	4	2	97,79	$264,5 \pm 10,4$
10	5	2	110,24	$217,9 \pm 8,7$
11	1	3	110,24	$231,6 \pm 9,8$
12	2	3	122,67	$189,1 \pm 7,9$
13	3	3	135,18	$151,9 \pm 6,8$
14	4	3	147,81	$209,6 \pm 8,9$
15	5	3	160,08	$405,0 \pm 15,4$

Korrelationsmatrix / %

```

100
64 100
61 71 100
56 69 78 100
45 34 20 10 100
43 41 35 30 40 100
56 52 45 39 51 46 100
58 55 47 40 54 44 57 100
59 55 47 41 54 43 54 59 100
59 55 47 41 54 43 54 59 61 100
49 46 40 34 45 37 48 50 50 50 100
57 54 46 40 53 43 56 58 58 50 100
55 52 44 38 51 41 53 56 56 56 47 55 100
54 50 43 37 49 40 52 54 54 55 42 47 51 100
55 52 44 38 51 41 54 56 56 56 44 49 52 65 100
    
```


C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,11	$3064,9 \pm 83,4$
2	2	1	37,23	$1194,8 \pm 38,9$
3	3	1	49,51	$276,9 \pm 13,4$
4	4	1	62,74	$153,9 \pm 7,7$
5	5	1	75,09	$253,7 \pm 8,2$
6	1	2	80,00	$280,7 \pm 9,2$
7	2	2	92,36	$259,1 \pm 8,1$
8	3	2	104,84	$202,9 \pm 6,8$
9	4	2	117,30	$173,3 \pm 6,1$
10	5	2	129,73	$132,1 \pm 5,4$

Korrelationsmatrix / %

```

100
70 100
67 78 100
32 18 8 100
44 33 24 59 100
48 42 35 47 52 100
54 47 40 52 58 52 100
53 46 39 52 58 52 61 100
53 46 39 51 57 51 60 60 100
52 46 39 51 57 51 60 59 59 100
12 11 9 12 13 12 13 13 13 13 100
    
```

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,17	$6061,7 \pm 187,5$
2	2	1	25,01	$3066,7 \pm 102,9$
3	3	1	37,08	$897,1 \pm 37,6$
4	4	1	49,37	$121,6 \pm 8,7$
6	1	2	60,37	$77,0 \pm 5,3$
5	5	1	62,89	$96,4 \pm 5,1$
7	2	2	72,67	$171,6 \pm 6,2$
8	3	2	84,92	$200,4 \pm 6,8$
9	4	2	97,19	$135,1 \pm 5,1$
10	5	2	109,77	$67,5 \pm 3,0$
11	1	3	109,77	$70,6 \pm 3,9$
12	2	3	122,50	$82,7 \pm 3,3$
13	3	3	134,76	$97,6 \pm 3,9$
14	4	3	147,38	$100,4 \pm 4,2$
15	5	3	159,82	$242,5 \pm 8,8$

Korrelationsmatrix / %

```

100
66 100
62 75 100
54 69 78 100
29 13 -3 -11 100
27 24 19 15 20 100
54 48 38 30 42 33 100
56 50 40 31 43 24 52 100
51 46 36 28 39 13 38 53 100
52 46 37 29 40 19 44 53 55 100
30 27 22 17 23 14 29 30 28 28 100
52 46 37 29 40 24 50 51 47 48 25 100
49 43 34 27 37 23 47 48 44 45 27 43 100
51 45 36 28 39 24 49 50 46 47 24 54 42 100
50 44 35 28 38 23 48 49 45 46 21 58 40 60 100
    
```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,24 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,95	$56,0 \pm 29,0$
2	2	1	26,04	$62,3 \pm 18,8$
3	3	1	38,40	$18,3 \pm 21,2$
4	4	1	50,82	$33,9 \pm 14,9$
6	1	2	55,21	$45,9 \pm 19,7$
5	5	1	63,28	$32,3 \pm 9,4$
7	2	2	67,66	$48,7 \pm 15,2$
8	3	2	80,13	$19,6 \pm 17,6$
9	4	2	92,60	$28,7 \pm 12,9$
10	5	2	105,06	$33,3 \pm 7,8$
11	1	3	110,05	$14,6 \pm 19,6$
12	2	3	122,50	$47,5 \pm 18,7$
13	3	3	134,91	$95,7 \pm 24,4$
14	4	3	147,29	$25,1 \pm 15,4$
15	5	3	159,54	$24,6 \pm 9,7$

Korrelationsmatrix / %

```

100
3 100
0 1 100
2 3 0 100
3 4 1 3 100
2 3 0 2 3 100
2 4 1 2 4 2 100
1 1 0 1 1 1 1 100
2 3 0 2 3 2 2 1 100
3 6 1 4 6 4 5 2 4 100
0 1 0 0 1 0 1 0 0 1 100
2 3 1 2 3 2 3 1 2 4 0 100
3 5 1 3 5 3 4 1 3 6 1 3 100
1 2 0 1 2 1 2 0 1 3 0 1 2 100
2 3 1 2 3 2 3 1 2 4 0 2 4 1 100
    
```

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,75	$49,3 \pm 12,1$
2	2	1	25,83	$51,3 \pm 4,1$
3	3	1	38,16	$53,8 \pm 5,9$
4	4	1	50,58	$38,1 \pm 3,6$
6	1	2	60,54	$35,8 \pm 4,7$
5	5	1	63,04	$34,4 \pm 2,6$
7	2	2	73,02	$33,3 \pm 2,7$
8	3	2	85,50	$33,4 \pm 4,0$
9	4	2	97,98	$35,0 \pm 3,1$
10	5	2	110,46	$35,4 \pm 2,4$
11	1	3	110,47	$37,5 \pm 4,7$
12	2	3	122,91	$39,4 \pm 3,2$
13	3	3	135,33	$43,8 \pm 4,6$
14	4	3	147,70	$47,3 \pm 4,0$
15	5	3	159,94	$45,4 \pm 3,8$

Korrelationsmatrix / %

```

100
3 100
2 8 100
3 10 7 100
4 13 9 11 100
2 7 4 5 7 100
3 12 8 10 13 7 100
2 7 5 6 8 4 7 100
3 10 7 8 11 6 10 6 100
4 15 10 12 16 8 15 9 13 100
2 7 5 5 8 4 7 4 6 9 100
3 12 8 10 13 7 12 7 10 15 7 100
2 9 6 7 9 5 8 5 7 11 5 8 100
3 12 8 9 12 6 11 7 10 14 6 11 8 100
3 12 8 9 12 6 11 7 10 14 6 11 8 11 100
    
```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,41	$59,0 \pm 9,2$
2	2	1	37,74	$41,6 \pm 4,3$
3	3	1	50,15	$44,5 \pm 3,6$
4	4	1	62,60	$35,3 \pm 3,5$
5	5	1	75,07	$31,1 \pm 2,9$
6	1	2	80,06	$41,2 \pm 4,5$
7	2	2	92,54	$33,6 \pm 3,3$
8	3	2	105,02	$39,0 \pm 3,2$
9	4	2	117,48	$38,9 \pm 3,2$
10	5	2	129,92	$38,9 \pm 2,8$

Korrelationsmatrix / %

```

100
2 100
3 4 100
2 3 4 100
2 3 5 3 100
2 3 4 3 3 100
2 3 4 3 3 3 100
2 4 5 4 4 4 4 100
2 4 5 4 4 4 4 5 100
3 5 6 5 5 4 5 6 6 100
    
```

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,31	$33,3 \pm 14,9$
2	2	1	25,32	$27,9 \pm 4,1$
3	3	1	37,63	$38,6 \pm 5,0$
4	4	1	50,04	$22,7 \pm 3,0$
6	1	2	60,02	$22,5 \pm 4,2$
5	5	1	62,51	$18,2 \pm 2,0$
7	2	2	72,49	$16,4 \pm 1,9$
8	3	2	84,96	$22,7 \pm 3,6$
9	4	2	97,43	$16,4 \pm 2,5$
10	5	2	109,92	$14,7 \pm 1,9$
11	1	3	109,92	$11,8 \pm 5,2$
12	2	3	122,42	$11,8 \pm 2,6$
13	3	3	134,88	$21,5 \pm 4,7$
14	4	3	147,29	$26,4 \pm 4,6$
15	5	3	159,55	$21,9 \pm 5,1$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 1 100
0 1 2 100
0 2 2 2 100
0 1 1 1 1 100
0 1 2 2 2 1 100
0 1 1 1 1 1 1 100
0 1 1 1 1 1 1 1 100
0 1 2 1 2 1 2 1 1 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 1 1 1 1 0 1 0 0 1 0 100
0 1 1 1 1 0 1 0 0 1 0 0 100
0 1 1 1 1 0 1 1 1 1 0 0 0 100
0 0 1 1 1 0 1 0 0 1 0 0 0 100
    
```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{206}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,45	$4,3 \pm 9,9$
2	2	1	37,81	$9,8 \pm 6,4$
3	3	1	50,24	$3,5 \pm 5,7$
4	4	1	62,70	$5,6 \pm 4,7$
5	5	1	75,18	$8,0 \pm 4,2$
6	1	2	80,15	$3,2 \pm 6,2$
7	2	2	92,62	$7,6 \pm 5,8$
8	3	2	105,08	$13,3 \pm 5,0$
9	4	2	117,53	$6,5 \pm 4,6$
10	5	2	129,95	$11,1 \pm 4,0$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 0 100
0 0 0 100
0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 100

```

$^{206}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,41	$16,6 \pm 17,9$
2	2	1	25,42	$10,2 \pm 4,1$
3	3	1	37,73	$6,6 \pm 6,6$
4	4	1	50,12	$4,2 \pm 3,5$
6	1	2	60,04	$14,0 \pm 4,9$
5	5	1	62,57	$5,3 \pm 2,2$
7	2	2	72,49	$4,6 \pm 2,0$
8	3	2	84,97	$7,8 \pm 5,1$
9	4	2	97,45	$7,2 \pm 2,9$
10	5	2	109,93	$3,1 \pm 1,7$
11	1	3	109,94	$7,2 \pm 3,9$
12	2	3	122,41	$3,0 \pm 2,1$
13	3	3	134,86	$0,5 \pm 5,5$
14	4	3	147,25	$5,0 \pm 3,4$
15	5	3	159,52	$5,5 \pm 2,8$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 0 100
0 0 0 100
0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100

```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{206}\text{Pb}(n,n_3)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,42	$40,2 \pm 13,3$
2	2	1	37,75	$30,2 \pm 8,1$
3	3	1	50,17	$15,5 \pm 7,3$
4	4	1	62,62	$11,1 \pm 5,1$
5	5	1	75,11	$14,4 \pm 3,7$
6	1	2	80,11	$12,3 \pm 5,3$
7	2	2	92,65	$9,3 \pm 4,2$
8	3	2	105,17	$10,7 \pm 4,7$
9	4	2	117,63	$23,1 \pm 4,1$
10	5	2	130,04	$18,1 \pm 3,5$

Korrelationsmatrix / %

```

100
1 100
0 1 100
0 1 0 100
1 1 0 0 100
0 1 0 0 0 100
0 1 0 0 0 0 100
0 1 0 0 0 0 0 100
2 2 1 1 2 1 1 1 100
2 2 1 1 2 1 1 1 3 100

```

$^{206}\text{Pb}(n,n_3)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	2	1	25,50	$5,9 \pm 3,5$
2	3	1	37,83	$16,6 \pm 5,4$
3	4	1	50,22	$13,7 \pm 3,4$
5	1	2	60,18	$12,9 \pm 4,7$
4	5	1	62,65	$15,1 \pm 2,3$
6	2	2	72,61	$14,2 \pm 2,2$
7	3	2	85,06	$14,0 \pm 5,5$
8	4	2	97,50	$17,0 \pm 3,1$
9	5	2	109,95	$11,6 \pm 2,2$
10	1	3	109,95	$10,8 \pm 5,4$
11	2	3	122,39	$14,5 \pm 2,4$
12	3	3	134,81	$12,3 \pm 5,3$
13	4	3	147,21	$12,3 \pm 3,3$
14	5	3	159,48	$12,5 \pm 2,6$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 0 100
0 1 0 100
0 1 1 1 100
0 0 0 0 0 100
0 1 1 1 2 0 100
0 0 0 0 0 0 0 100
0 1 1 1 2 0 2 0 100
0 1 1 1 2 0 2 0 1 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 1 1 1 2 0 2 0 1 2 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 1 0 1 0 1 1 0 1 0 100
0 1 1 1 1 0 1 0 1 1 0 1 0 1 100

```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{206}\text{Pb}(n,n_4)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,46	$5,0 \pm 9,7$
2	2	1	37,82	$20,8 \pm 7,2$
3	3	1	50,27	$16,9 \pm 8,9$
4	4	1	62,74	$6,8 \pm 5,8$
5	5	1	75,23	$13,7 \pm 4,9$
6	1	2	80,23	$19,3 \pm 7,8$
7	2	2	92,70	$28,3 \pm 8,1$
8	3	2	105,16	$21,4 \pm 11,5$
9	4	2	117,60	$21,3 \pm 6,7$
10	5	2	130,01	$30,9 \pm 5,5$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 0 100
0 0 0 100
0 1 0 0 100
0 0 0 0 0 100
0 1 0 0 1 1 100
0 0 0 0 0 0 1 100
0 1 0 0 1 1 1 1 100
0 2 1 0 2 2 3 1 3 100
    
```

$^{206}\text{Pb}(n,n_4)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,38	$15,5 \pm 21,0$
2	3	1	37,76	$13,4 \pm 6,2$
3	4	1	50,18	$8,7 \pm 3,4$
5	1	2	60,12	$12,0 \pm 4,1$
4	5	1	62,63	$13,4 \pm 2,2$
6	2	2	72,58	$11,4 \pm 2,3$
7	3	2	85,05	$8,9 \pm 4,9$
8	4	2	97,53	$13,4 \pm 3,3$
9	5	2	109,99	$13,9 \pm 2,3$
10	1	3	109,99	$11,5 \pm 5,9$
11	2	3	122,44	$13,1 \pm 2,8$
12	3	3	134,87	$4,0 \pm 6,4$
13	4	3	147,24	$16,8 \pm 3,9$
14	5	3	159,51	$15,8 \pm 3,0$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 0 100
0 0 0 100
0 0 0 0 100
0 0 0 1 0 100
0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 1 0 1 0 100
0 0 0 1 0 1 0 1 100
0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 1 0 1 0 0 1 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 1 0 1 0 0 1 0 1 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 1 0 1 0 0 1 0 1 0 100
0 0 0 1 0 1 0 1 1 0 1 0 1 100
    
```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,24 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,94	$67,2 \pm 33,7$
2	2	1	26,00	$107,0 \pm 19,0$
3	3	1	38,34	$75,8 \pm 23,2$
4	4	1	50,75	$56,2 \pm 15,5$
6	1	2	55,14	$29,9 \pm 18,0$
5	5	1	63,22	$61,5 \pm 11,1$
7	2	2	67,61	$31,8 \pm 12,1$
8	3	2	80,10	$31,0 \pm 17,1$
9	4	2	92,59	$43,1 \pm 12,3$
10	5	2	105,08	$70,4 \pm 10,0$
11	1	3	110,08	$80,3 \pm 24,7$
12	2	3	122,52	$47,9 \pm 17,0$
13	3	3	134,94	$57,6 \pm 24,2$
14	4	3	147,31	$93,1 \pm 19,3$
15	5	3	159,55	$88,3 \pm 15,6$

Korrelationsmatrix / %

```

100
2 100
1 4 100
1 4 2 100
2 7 4 4 100
0 2 1 1 2 100
1 3 1 2 3 0 100
0 2 1 1 2 0 1 100
1 4 2 2 4 1 2 1 100
3 8 5 5 9 2 4 3 5 100
1 3 2 2 4 1 1 1 2 5 100
1 3 1 2 3 0 1 1 2 4 2 100
0 2 1 1 2 0 1 0 1 3 1 1 100
1 5 3 3 5 1 2 1 3 7 3 2 2 100
2 6 3 4 6 1 3 2 4 8 3 3 2 5 100

```

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,73	$66,5 \pm 16,2$
2	2	1	25,81	$66,8 \pm 5,5$
3	3	1	38,13	$76,5 \pm 7,6$
4	4	1	50,55	$64,5 \pm 5,2$
6	1	2	60,51	$65,3 \pm 6,9$
5	5	1	63,00	$62,5 \pm 4,0$
7	2	2	72,98	$58,4 \pm 4,1$
8	3	2	85,45	$57,7 \pm 5,9$
9	4	2	97,92	$62,0 \pm 4,6$
10	5	2	110,39	$63,8 \pm 3,9$
11	1	3	110,39	$63,2 \pm 7,0$
12	2	3	122,84	$61,9 \pm 4,6$
13	3	3	135,26	$62,5 \pm 6,6$
14	4	3	147,64	$74,4 \pm 5,7$
15	5	3	159,90	$71,4 \pm 5,4$

Korrelationsmatrix / %

```

100
2 100
1 5 100
2 7 5 100
3 10 8 10 100
1 5 4 5 7 100
2 9 7 9 13 6 100
1 5 4 5 7 3 6 100
2 8 6 8 11 5 10 6 100
3 11 8 11 16 8 14 8 12 100
1 4 3 5 7 3 6 3 5 7 100
2 8 6 8 11 6 10 6 9 12 5 100
1 5 4 5 7 3 6 3 5 8 3 6 100
2 7 6 7 11 5 9 5 8 12 5 9 5 100
2 8 6 8 11 5 10 6 9 12 5 9 5 8 100

```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,38	$79,1 \pm 15,2$
2	2	1	37,70	$86,6 \pm 5,7$
3	3	1	50,10	$69,4 \pm 5,0$
4	4	1	62,55	$58,4 \pm 5,0$
5	5	1	75,01	$61,8 \pm 4,4$
6	1	2	80,01	$61,1 \pm 6,8$
7	2	2	92,48	$60,6 \pm 4,1$
8	3	2	104,97	$55,6 \pm 4,4$
9	4	2	117,44	$64,6 \pm 4,9$
10	5	2	129,88	$62,1 \pm 4,7$

Korrelationsmatrix / %

```

100
 3 100
 2 9 100
 2 7 6 100
 2 9 8 6 100
 1 5 4 3 4 100
 3 10 8 7 8 5 100
 2 8 7 5 7 4 7 100
 2 8 7 6 7 4 8 6 100
 2 8 7 6 7 4 8 6 7 100
    
```

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,32	$46,5 \pm 21,6$
2	2	1	25,32	$46,9 \pm 6,5$
3	3	1	37,62	$51,8 \pm 7,8$
4	4	1	50,05	$33,8 \pm 4,5$
6	1	2	60,04	$24,9 \pm 6,1$
5	5	1	62,56	$26,9 \pm 3,1$
7	2	2	72,55	$25,4 \pm 2,9$
8	3	2	85,01	$33,5 \pm 6,1$
9	4	2	97,46	$32,8 \pm 4,2$
10	5	2	109,90	$32,8 \pm 8,0$
11	1	3	109,91	$33,0 \pm 4,4$
12	2	3	122,35	$30,6 \pm 4,4$
13	3	3	134,80	$23,1 \pm 6,9$
14	4	3	147,22	$26,0 \pm 4,9$
15	5	3	159,51	$33,9 \pm 4,1$

Korrelationsmatrix / %

```

100
 0 100
 0 1 100
 0 1 1 100
 0 1 1 2 100
 0 0 0 0 1 100
 0 2 1 2 2 1 100
 0 1 1 1 1 0 1 100
 0 1 1 1 2 0 2 1 100
 0 2 1 2 2 1 2 1 2 100
 0 0 0 0 1 0 1 0 0 1 100
 0 1 1 1 1 0 1 1 1 2 0 100
 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
 0 1 1 1 1 0 1 0 1 1 0 1 0 100
 0 1 1 1 2 1 2 1 2 2 1 1 0 1 100
    
```


C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{207}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,76	$52,7 \pm 14,8$
2	2	1	25,83	$58,2 \pm 5,1$
3	3	1	38,16	$53,1 \pm 7,1$
4	4	1	50,57	$41,3 \pm 4,7$
6	1	2	60,54	$35,8 \pm 5,1$
5	5	1	63,02	$30,7 \pm 3,0$
7	2	2	73,02	$27,4 \pm 3,0$
8	3	2	85,51	$29,5 \pm 4,6$
9	4	2	98,02	$25,3 \pm 3,4$
11	1	3	110,50	$38,2 \pm 5,7$
10	5	2	110,51	$31,0 \pm 2,8$
12	2	3	122,95	$41,6 \pm 3,8$
13	3	3	135,36	$41,0 \pm 6,1$
14	4	3	147,71	$51,3 \pm 5,0$
15	5	3	159,96	$58,3 \pm 4,2$

Korrelationsmatrix / %

```

100
3 100
2 8 100
2 9 5 100
3 11 6 7 100
1 6 4 4 5 100
2 9 5 6 7 4 100
1 5 3 4 4 3 4 100
2 7 4 5 6 3 5 3 100
3 13 7 8 10 6 9 5 7 100
1 6 3 4 5 3 4 2 3 6 100
3 12 7 8 10 6 8 5 6 11 6 100
2 7 4 4 6 3 5 3 3 6 3 6 100
3 11 7 7 9 5 8 5 6 11 5 10 6 100
4 16 10 11 14 8 12 7 9 16 8 15 9 14 100
    
```

$^{207}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	25,40	$62,2 \pm 11,5$
2	2	1	37,71	$66,2 \pm 5,9$
3	3	1	50,12	$40,4 \pm 5,1$
4	4	1	62,56	$30,9 \pm 4,7$
5	5	1	75,03	$29,8 \pm 3,8$
6	1	2	80,05	$29,8 \pm 5,0$
7	2	2	92,58	$31,1 \pm 3,8$
8	3	2	105,09	$23,0 \pm 2,9$
9	4	2	117,57	$31,6 \pm 3,4$
10	5	2	130,01	$40,5 \pm 3,5$

Korrelationsmatrix / %

```

100
3 100
2 4 100
1 3 2 100
1 4 2 2 100
1 2 1 1 1 100
2 4 2 2 2 1 100
1 4 2 2 2 1 2 100
2 5 3 2 3 2 3 3 100
3 7 4 3 4 3 4 4 5 100
    
```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{207}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,30	$47,9 \pm 19,5$
2	2	1	25,30	$39,8 \pm 5,1$
3	3	1	37,59	$19,7 \pm 5,9$
4	4	1	50,04	$22,0 \pm 3,5$
6	1	2	60,05	$13,1 \pm 4,9$
5	5	1	62,56	$18,3 \pm 2,6$
7	2	2	72,56	$18,9 \pm 2,2$
8	3	2	85,02	$20,4 \pm 4,7$
9	4	2	97,45	$20,7 \pm 3,0$
10	5	2	109,88	$17,0 \pm 2,2$
11	1	3	109,89	$28,3 \pm 7,7$
12	2	3	122,37	$15,6 \pm 2,6$
13	3	3	134,88	$25,5 \pm 5,4$
14	4	3	147,31	$23,9 \pm 4,7$
15	5	3	159,57	$25,2 \pm 5,8$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 0 100
0 1 0 100
0 1 0 1 100
0 0 0 0 0 100
0 1 0 1 1 0 100
0 0 0 0 0 0 1 100
0 1 0 1 1 0 1 0 100
0 1 0 1 1 0 1 0 1 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 1 0 0 1 0 1 0 1 1 0 100
0 1 0 0 0 0 1 0 0 0 0 0 100
0 1 0 0 0 0 1 0 1 1 0 0 0 100
0 1 0 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0 100

```

$^{207}\text{Pb}(n,n_3)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,36	$25,9 \pm 9,7$
2	2	1	25,41	$12,7 \pm 1,9$
3	3	1	37,72	$15,4 \pm 2,9$
4	4	1	50,13	$9,1 \pm 1,6$
6	1	2	60,08	$5,0 \pm 2,2$
5	5	1	62,57	$8,2 \pm 1,0$
7	2	2	72,56	$8,4 \pm 0,9$
8	3	2	85,04	$11,1 \pm 2,1$
9	4	2	97,53	$8,1 \pm 1,2$
10	5	2	110,01	$7,5 \pm 0,8$
11	1	3	110,01	$8,3 \pm 2,2$
12	2	3	122,47	$8,6 \pm 1,1$
13	3	3	134,89	$4,4 \pm 2,4$
14	4	3	147,27	$9,4 \pm 1,6$
15	5	3	159,53	$13,5 \pm 1,3$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 1 100
0 1 1 100
1 2 2 2 100
0 0 0 0 0 100
1 3 2 2 3 0 100
0 1 1 1 1 0 2 100
0 2 1 1 2 0 2 1 100
1 2 2 2 3 0 3 2 2 100
0 1 0 0 1 0 1 0 1 1 100
1 2 2 2 3 0 3 1 2 3 1 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 2 1 1 2 0 2 1 1 2 1 2 0 100
1 3 2 3 4 1 4 2 3 4 1 4 0 3 100

```

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (2,24 \pm 0,04)$ MeV

σ / mb	$5926,5 \pm 232,7$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,36342 \pm 0,00525$	100
a_2	$0,34056 \pm 0,00397$	8 100
a_3	$0,25004 \pm 0,00271$	0 71 100
a_4	$0,17608 \pm 0,00218$	-2 64 54 100
a_5	$0,01238 \pm 0,00170$	-9 22 55 37 100
a_6	$0,03661 \pm 0,00138$	1 47 46 72 52 100
		-9 -9 33 38 54 35 100

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04)$ MeV

σ / mb	$6430,1 \pm 208,0$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,48772 \pm 0,00377$	100
a_2	$0,42345 \pm 0,00272$	33 100
a_3	$0,28843 \pm 0,00198$	30 79 100
a_4	$0,22744 \pm 0,00135$	26 84 72 100
a_5	$0,08540 \pm 0,00124$	3 9 35 33 100
a_6	$0,04026 \pm 0,00106$	-1 15 20 46 68 100
		-11 -20 11 12 69 60 100

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV

σ / mb	$6830,7 \pm 157,2$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,53029 \pm 0,01120$	100
a_2	$0,46021 \pm 0,00406$	-10 100
a_3	$0,29951 \pm 0,00654$	51 -19 100
a_4	$0,24595 \pm 0,00209$	-12 98 -20 100
a_5	$0,09608 \pm 0,00236$	24 -38 62 -30 100
a_6	$0,04829 \pm 0,00145$	-22 82 -30 87 -10 100
		1 -27 28 -19 79 5 100

$^{nat}\text{Pb}(n,n)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05)$ MeV

σ / mb	$5946,8 \pm 169,4$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,66507 \pm 0,00341$	100
a_2	$0,57705 \pm 0,00246$	42 100
a_3	$0,41779 \pm 0,00267$	36 76 100
a_4	$0,34071 \pm 0,00256$	20 69 75 100
a_5	$0,19074 \pm 0,00287$	-8 2 36 68 100
a_6	$0,10358 \pm 0,00248$	-11 8 27 72 92 100
a_7	$0,03191 \pm 0,00207$	-16 -10 24 57 95 93 100
a_8	$0,02152 \pm 0,00125$	-10 6 26 69 90 95 92 100
a_9	$0,00267 \pm 0,00082$	-13 -14 13 50 87 83 90 90 100
		-4 11 15 52 64 75 67 79 70 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,24 \pm 0,04)$ MeV

σ / mb	$404,0 \pm 54,1$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,06868 \pm 0,05845$	100
a_2	$0,02347 \pm 0,04261$	-1 100
		-5 25 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04)$ MeV

σ / mb	$488,2 \pm 21,2$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,00121 \pm 0,01361$	100
a_2	$0,06556 \pm 0,01075$	4 100
		1 11 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV

σ / mb	$496,3 \pm 19,4$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,00306 \pm 0,02067$	100
a_2	$0,05342 \pm 0,01936$	-9 100
		33 -18 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05)$ MeV

σ / mb	$247,0 \pm 13,3$	Korrelationsmatrix / %
a_1	$0,08070 \pm 0,03300$	100
a_2	$0,10439 \pm 0,02346$	-17 100
a_3	$-0,00487 \pm 0,01783$	20 -4 100
a_4	$0,02126 \pm 0,01914$	3 42 -2 100
		14 6 14 -7 100

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{206}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		93,2	±	33,5	100
a_1		-0,17675	±	0,08703	-25 100
a_2		0,03858	±	0,07136	16 -63 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		66,8	±	11,6	100
a_1		0,15697	±	0,09061	-8 100
a_2		0,07733	±	0,07209	-3 14 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_3)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		236,6	±	28,2	100
a_1		-0,00413	±	0,06415	13 100
a_2		0,17293	±	0,05459	24 -2 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_3)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		157,9	±	15,2	100
a_1		-0,05729	±	0,02767	-2 100
a_2		-0,07554	±	0,02148	-8 -30 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_4)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		258,5	±	38,5	100
a_1		-0,20973	±	0,08975	21 100
a_2		0,05166	±	0,08078	22 -7 100

$^{206}\text{Pb}(n,n_4)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		158,5	±	14,9	100
a_1		-0,03888	±	0,04600	25 100
a_2		0,02053	±	0,03600	14 42 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,24 \pm 0,04)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		759,3	±	64,9	100
a_1		-0,04566	±	0,04019	0 100
a_2		0,09831	±	0,03019	-5 10 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		807,2	±	31,1	100
a_1		-0,00642	±	0,01187	4 100
a_2		0,02642	±	0,00943	4 12 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		835,3	±	30,3	100
a_1		0,03041	±	0,01891	-27 100
a_2		0,05419	±	0,01601	37 -34 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_1)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		408,1	±	20,2	100
a_1		0,06209	±	0,02689	4 100
a_2		0,05639	±	0,02043	6 31 100
a_3		0,04522	±	0,01509	18 22 22 100
a_4		0,02878	±	0,01708	3 28 -1 8 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (2,71 \pm 0,04)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		480,3	±	20,9	100
a_1		-0,00517	±	0,01707	9 100
a_2		0,12844	±	0,01331	-12 17 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (2,94 \pm 0,06)$ MeV **Korrelationsmatrix / %**

σ / mb		498,7	±	25,4	100
a_1		0,04596	±	0,02733	-2 100
a_2		0,15362	±	0,02364	21 -22 100

C WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BLEI

$^{207}\text{Pb}(n,n_2)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

σ / mb	$272,6 \pm 15,5$
a_1	$0,06339 \pm 0,03600$
a_2	$0,09704 \pm 0,02675$
a_3	$0,02447 \pm 0,02030$
a_4	$0,05188 \pm 0,02153$

Korrelationsmatrix / %

100
-3 100
16 5 100
0 41 6 100
9 5 11 2 100

$^{207}\text{Pb}(n,n_3)$, $E_n = (4,02 \pm 0,05) \text{ MeV}$

σ / mb	$115,0 \pm 5,8$
a_1	$0,02297 \pm 0,02709$
a_2	$0,08806 \pm 0,02092$

Korrelationsmatrix / %

100
14 100
0 25 100

D Wirkungsquerschnitte für Bismut

$^{209}\text{Bi}(n,n)$, $E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,27	$5941,4 \pm 158,5$
2	2	1	25,13	$3017,4 \pm 89,2$
3	3	1	37,20	$857,3 \pm 33,2$
4	4	1	49,50	$109,3 \pm 7,3$
6	1	2	60,56	$82,2 \pm 7,3$
5	5	1	63,06	$97,8 \pm 4,7$
7	2	2	72,80	$179,1 \pm 5,6$
8	3	2	85,06	$211,7 \pm 6,0$
9	4	2	97,31	$134,9 \pm 4,5$
10	5	2	109,82	$58,0 \pm 2,5$
11	1	3	109,82	$62,3 \pm 4,4$
12	2	3	122,66	$65,9 \pm 2,6$
13	3	3	134,87	$86,6 \pm 3,1$
14	4	3	147,38	$70,7 \pm 2,8$
15	5	3	159,95	$156,0 \pm 5,4$

Korrelationsmatrix / %

```

100
65 100
60 75 100
51 67 77 100
27 15 5 9 100
26 25 23 26 30 100
50 47 40 38 46 39 100
53 50 41 37 46 30 55 100
46 43 36 33 41 18 41 55 100
41 39 34 33 41 21 41 52 58 100
22 21 18 18 22 15 26 27 26 28 100
40 38 32 30 37 26 45 47 44 46 21 100
42 40 33 29 36 25 45 48 44 45 25 42 100
40 37 31 28 35 24 44 46 43 44 23 45 44 100
42 39 31 26 33 22 43 46 41 40 15 51 39 47 100
    
```

$^{209}\text{Bi}(n,n_1)$, $E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,45	$18,4 \pm 8,3$
2	2	1	25,51	$20,9 \pm 2,4$
3	3	1	37,83	$18,6 \pm 2,0$
4	4	1	50,24	$18,0 \pm 1,8$
6	1	2	60,19	$16,4 \pm 2,8$
5	5	1	62,69	$16,6 \pm 1,5$
7	2	2	72,65	$15,1 \pm 1,2$
8	3	2	85,12	$17,3 \pm 1,5$
9	4	2	97,59	$16,8 \pm 1,4$
10	5	2	110,07	$14,4 \pm 1,3$
11	1	3	110,08	$18,2 \pm 3,0$
12	2	3	122,53	$15,2 \pm 1,4$
13	3	3	134,96	$17,8 \pm 1,7$
14	4	3	147,34	$14,0 \pm 2,0$
15	5	3	159,61	$22,0 \pm 2,5$

Korrelationsmatrix / %

```

100
1 100
1 4 100
1 5 5 100
1 5 6 6 100
0 2 3 3 4 100
1 6 6 7 8 4 100
1 5 6 6 7 4 9 100
1 5 5 6 7 3 8 8 100
1 4 5 6 6 3 8 7 8 100
0 2 2 3 3 1 4 4 4 4 100
1 4 5 5 6 3 7 7 7 7 3 100
1 4 4 5 5 3 6 6 6 6 3 6 100
0 2 2 3 3 1 4 4 4 4 2 4 4 100
0 3 3 4 4 2 5 5 5 5 2 5 5 3 100
    
```

D WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BISMUT

$^{209}\text{Bi}(n,n_2)$, $E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,49	$11,5 \pm 13,3$
2	2	1	25,56	$12,4 \pm 3,0$
3	3	1	37,91	$13,9 \pm 2,8$
4	4	1	50,33	$13,6 \pm 2,2$
6	5	2	60,29	$14,6 \pm 2,4$
5	1	1	62,78	$13,1 \pm 2,0$
7	2	2	72,75	$11,2 \pm 1,7$
8	3	2	85,22	$13,8 \pm 2,2$
9	4	2	97,69	$14,2 \pm 1,8$
10	5	2	110,14	$12,3 \pm 1,6$
11	1	3	110,14	$16,4 \pm 3,4$
12	2	3	122,58	$12,5 \pm 1,9$
13	3	3	135,00	$15,4 \pm 2,4$
14	4	3	147,37	$16,3 \pm 2,0$
15	5	3	159,63	$12,5 \pm 2,1$

Korrelationsmatrix / %

```

100
0 100
0 3 100
0 3 3 100
0 3 3 4 100
0 3 3 3 4 100
0 3 3 4 4 3 100
0 3 3 3 4 3 4 100
0 3 4 4 4 4 5 5 100
0 3 3 4 4 4 4 4 5 100
0 2 2 2 2 2 3 3 3 3 100
0 3 3 3 3 3 4 4 4 4 3 100
0 2 3 3 3 3 3 3 4 4 2 3 100
0 3 3 4 4 4 4 4 5 5 3 4 4 100
0 2 2 3 3 3 3 3 4 4 2 3 3 4 100

```

$\sum_{i=3}^9 {}^{209}\text{Bi}(n,n_i)$, $E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{CM} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,51	$66,1 \pm 23,2$
2	2	1	25,61	$23,5 \pm 9,5$
3	3	1	37,98	$27,7 \pm 12,9$
4	4	1	50,43	$32,1 \pm 7,8$
6	1	2	60,44	$33,5 \pm 10,1$
5	5	1	62,91	$31,6 \pm 6,9$
7	2	2	72,91	$40,6 \pm 8,5$
8	3	2	85,37	$9,7 \pm 12,4$
9	4	2	97,84	$31,0 \pm 7,1$
10	5	2	110,29	$30,0 \pm 6,4$
11	1	3	110,29	$50,5 \pm 11,6$
12	2	3	122,71	$28,2 \pm 8,7$
13	3	3	135,10	$28,6 \pm 13,5$
14	4	3	147,45	$37,9 \pm 8,1$
15	5	3	159,68	$31,9 \pm 7,2$

Korrelationsmatrix / %

```

100
3 100
2 2 100
5 4 3 100
5 4 4 8 100
4 3 3 6 6 100
5 5 4 8 9 6 100
0 0 0 1 1 1 1 100
5 4 4 7 8 6 9 1 100
5 4 4 8 9 6 9 1 8 100
5 4 4 7 8 6 8 1 8 8 100
3 3 2 5 6 4 6 1 6 6 6 100
2 2 1 3 4 3 4 0 4 4 4 3 100
5 4 4 8 9 6 9 1 8 9 8 6 4 100
5 4 3 7 8 6 8 1 8 8 8 6 4 9 100

```

D WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR BISMUT

$^{209}\text{Bi}(n,n), E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

Korrelationsmatrix / %

σ / mb	5738,9	\pm	138,0		100														
a ₁	0,69266	\pm	0,00361		31	100													
a ₂	0,57229	\pm	0,00319		21	83	100												
a ₃	0,43179	\pm	0,00313		8	70	81	100											
a ₄	0,34475	\pm	0,00300		-16	20	48	78	100										
a ₅	0,20098	\pm	0,00322		-17	17	35	74	93	100									
a ₆	0,10255	\pm	0,00275		-18	4	33	66	93	94	100								
a ₇	0,03415	\pm	0,00226		-12	13	31	71	89	94	93	100							
a ₈	0,02182	\pm	0,00138		-15	-5	19	55	85	85	90	91	100						
a ₉	0,00238	\pm	0,00088		-5	16	18	53	63	75	67	77	71	100					

$^{209}\text{Bi}(n,n_1), E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

Korrelationsmatrix / %

σ / mb	210,3	\pm	7,4		100				
a ₁	0,02182	\pm	0,01686		1	100			
a ₂	0,03235	\pm	0,01336		12	7	100		

$^{209}\text{Bi}(n,n_2), E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

σ / mb	167,4	\pm	8,8						
----------------------	-------	-------	-----	--	--	--	--	--	--

$\sum_{i=3}^9 {}^{209}\text{Bi}(n,n_i), E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$

σ / mb	54,9	\pm	5,3						
----------------------	------	-------	-----	--	--	--	--	--	--

E Wirkungsquerschnitte für Tantal

$$^{181}\text{Ta}(n,n) + \sum_{i=1}^3 ^{181}\text{Ta}(n,n_i), \quad E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,18	$3942,8 \pm 106,2$
2	2	1	25,02	$2012,8 \pm 59,5$
3	3	1	37,15	$637,0 \pm 23,7$
4	4	1	49,64	$147,4 \pm 7,0$
6	1	2	59,87	$84,3 \pm 5,5$
5	5	1	62,37	$67,9 \pm 3,3$
7	2	2	72,45	$53,8 \pm 2,4$
8	3	2	85,10	$65,2 \pm 2,4$
9	4	2	97,42	$80,4 \pm 2,7$
10	5	2	109,68	$57,5 \pm 2,2$
11	1	3	109,69	$52,1 \pm 3,5$
12	2	3	122,21	$27,4 \pm 1,3$
13	3	3	134,92	$25,0 \pm 1,2$
14	4	3	147,30	$28,7 \pm 1,3$
15	5	3	159,65	$32,3 \pm 1,4$

Korrelationsmatrix / %

```

100
66 100
62 75 100
57 69 75 100
49 53 54 60 100
29 29 28 34 37 100
44 43 42 49 54 36 100
45 44 41 46 50 30 50 100
47 45 41 44 47 31 49 49 100
42 40 37 40 43 32 46 40 47 100
23 22 20 21 23 15 24 24 25 24 100
37 36 33 37 41 27 42 43 44 42 26 100
34 32 30 32 35 23 37 38 39 37 19 37 100
35 33 29 31 34 22 35 36 38 36 19 36 34 100
35 33 29 30 33 21 34 36 38 36 18 34 34 34 100
    
```

$$\sum_{i=4}^5 ^{181}\text{Ta}(n,n_i), \quad E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	1	1	13,33	$16,4 \pm 4,0$
2	2	1	25,33	$15,1 \pm 1,2$
3	3	1	37,62	$11,8 \pm 1,0$
4	4	1	50,01	$10,3 \pm 0,8$
6	1	2	59,95	$6,4 \pm 1,7$
5	5	1	62,44	$7,9 \pm 0,7$
7	2	2	72,42	$6,6 \pm 0,8$
8	3	2	84,90	$7,4 \pm 0,9$
9	4	2	97,39	$5,8 \pm 0,8$
10	5	2	109,87	$4,9 \pm 0,6$
11	1	3	109,88	$5,3 \pm 1,5$
12	2	3	122,32	$4,0 \pm 0,4$
13	3	3	134,74	$3,8 \pm 0,5$
14	4	3	147,11	$2,9 \pm 0,5$
15	5	3	159,39	$1,6 \pm 0,4$

Korrelationsmatrix / %

```

100
3 100
3 10 100
3 10 10 100
2 9 9 9 100
0 3 3 3 2 100
2 6 6 7 6 2 100
2 6 6 7 6 2 5 100
1 5 5 5 5 1 4 4 100
1 5 5 6 5 1 4 4 4 100
0 2 2 2 2 0 2 2 1 2 100
1 6 6 6 6 1 4 5 4 4 2 100
1 5 5 5 5 1 4 4 3 4 1 4 100
1 3 4 4 4 1 3 3 2 3 1 4 3 100
0 2 2 2 2 0 2 2 2 2 1 2 2 2 100
    
```

E WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR TANTAL

$$\sum_{i=6}^8 {}^{181}\text{Ta}(n,n_i), \quad E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

lfd. Nr.	Detektor	Zyklotron	$\vartheta_{\text{CM}} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega / \text{mb sr}^{-1}$
1	2	1	25,40	$2,8 \pm 0,7$
2	3	1	37,70	$2,7 \pm 0,7$
3	4	1	50,09	$1,4 \pm 0,5$
5	5	2	60,03	$3,2 \pm 1,0$
4	1	1	62,52	$1,8 \pm 0,5$
6	2	2	72,48	$1,5 \pm 0,5$
7	3	2	84,95	$2,0 \pm 0,5$
8	4	2	97,42	$2,4 \pm 0,6$
10	1	3	109,90	$0,5 \pm 0,7$
9	5	2	109,91	$2,0 \pm 1,8$
11	2	3	122,38	$0,9 \pm 0,6$
12	3	3	134,83	$1,6 \pm 0,6$
13	4	3	147,26	$1,6 \pm 0,6$
14	5	3	159,57	$1,0 \pm 0,6$

Korrelationsmatrix / %

100
0 100
0 1 100
0 0 0 100
0 0 1 0 100
0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 100

$${}^{181}\text{Ta}(n,n) + \sum_{i=1}^3 {}^{181}\text{Ta}(n,n_i), \quad E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

Korrelationsmatrix / %

σ / mb	3665,6	\pm	91,5	100
a ₁	0,76751	\pm	0,00263	25 100
a ₂	0,60722	\pm	0,00292	11 87 100
a ₃	0,46660	\pm	0,00309	-7 62 83 100
a ₄	0,32625	\pm	0,00324	-17 38 66 92 100
a ₅	0,18982	\pm	0,00327	-17 34 58 88 95 100
a ₆	0,10354	\pm	0,00263	-18 24 50 82 93 96 100
a ₇	0,05399	\pm	0,00213	-18 18 38 74 85 92 95 100
a ₈	0,02020	\pm	0,00130	-15 13 32 63 77 84 88 92 100
a ₉	0,00268	\pm	0,00077	-8 24 26 53 57 71 68 79 79 100

$$\sum_{i=4}^5 {}^{181}\text{Ta}(n,n_i), \quad E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

Korrelationsmatrix / %

σ / mb	84,8	\pm	3,2	100
a ₁	0,28129	\pm	0,01538	-7 100
a ₂	0,05938	\pm	0,01495	-16 57 100
a ₃	0,04386	\pm	0,01035	-8 14 53 100

$$\sum_{i=6}^8 {}^{181}\text{Ta}(n,n_i), \quad E_n = (3,99 \pm 0,04) \text{ MeV}$$

σ / mb	21,7	\pm	2,1
----------------------	------	-------	-----

Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die Unterstützung, die ich von einer Vielzahl von Personen in den letzten Jahren erfahren habe.

- Ich möchte Dr. Horst Klein, Dr. Dankwart Schmidt und Dr. Hein Brede von der PTB Braunschweig sowie Prof. Dr. Hartwig Freiesleben von der TU Dresden, die mit ihrem Erfahrungsschatz, vielen Hinweisen und Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich danken.
- Desweiteren möchte ich den Kollegen vom Fachbereich Ionenbeschleuniger und Referenzstrahlungsfelder der PTB, insbesondere Herrn Frank Langner und den Operateuren des Zyklotrons, für all ihre Unterstützung bei der Durchführung der Experimente danken.
- I wish to thank Mr. Chen Guochang for the measurement of additional cross section data for the $^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})$ reaction and many helpful discussions during the data analysis.
- Ein besonderer Dank geht an Dr. Olaf Rienitz und Dr. Detlef Schiel von der Arbeitsgruppe Anorganische Analytik der PTB für die Bestimmung der Isotopenzusammensetzung der Blei-Probe („vom Hartblei zum Weichblei“).
- Ein weiterer Dank geht an Frau Kerstin Schäler – nicht zuletzt für die graphische Darstellung des E-Hörns.
- Last but not least ... danke ich Dr. Ralf Nolte für die Betreuung der Doktorarbeit, viele hilfreiche und kontroverse Diskussionen und nicht zuletzt dafür, dass er bei der Messung von Neutronen-Wirkungsquerschnitten am PTB-Flugzeitspektrometer weiterhin tapfer die Fahne hochhält (“I recommend this paper to be presented by an Oral.”).

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Braunschweig unter der wissenschaftlichen Betreuung von Dr. Ralf Nolte erstellt.

Dresden, den 09.02.2010

Erik Pönitz