

Messung des Wirkungsquerschnitts astrophysikalisch relevanter Kernreaktionen

Erik Trompler

September 2009

Wissenschaftlich-Technische Berichte
FZD-523
September 2009

Erik Trompler

**Messung des Wirkungsquerschnitts
astrophysikalisch relevanter Kernreaktionen**

Bibliothek D 120



100242601



**Forschungszentrum
Dresden** Rossendorf

Messung des Wirkungsquerschnitts astrophysikalisch relevanter Kernreaktionen

Diplomarbeit
Zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von
Erik Trompler
geboren in Radebeul

Forschungszentrum Dresden-Rossendorf
Institut für Strahlenphysik
und
Institut für Kern- und Teilchenphysik
Technische Universität Dresden
2009

1. Gutachter
Prof. Dr. Thomas Cowan

2. Gutachter
Prof. Dr. Kai Zuber

Datum des Einreichens der Arbeit: 01.07.2009

Zusammenfassung

Die $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ -Reaktion ist die langsamste im Bethe-Weizsäcker-Zyklus des Wasserstoffbrennens und bestimmt dessen Rate. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wurde in der Vergangenheit über einen weiten Energiebereich gemessen. Erneute, genauere Messungen im niederenergetischen Bereich hatten gezeigt, dass der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor zwei niedriger ist als erwartet. Im Rahmen dieser Arbeit soll überprüft werden, ob sich das auch für höhere Energien bestätigt.

Hierzu wurden Messungen am Protonenstrahl des 3 MV Tandetron-Beschleunigers, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, durchgeführt. Zunächst wird eine experimentelle Kalibrierung der γ -Nachweiswahrscheinlichkeit dreier Comptonunterdrückter Reinstgermanium-Detektoren im Energiebereich von 0,7 bis 12 MeV durchgeführt. Das Ergebnis wird mit der bisher simulierten Effizienzkurve verglichen. Dann wird im Energiebereich von 0,5 bis 1,5 MeV der Wirkungsquerschnitt für $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}^*(6.792)$, das heißt für den Einfang in den vierten angeregten von ^{15}O bei 6.792 keV, bestimmt. Der Einfang in diesen Zustand trägt mehr als die Hälfte zum extrapolierten Wirkungsquerschnitt bei Energien wie im Inneren der Sonne bei.

Abstract

The reaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ is the slowest process in the Bethe-Weizsäcker-cycle for hydrogen burning and define therefore its rate. The cross section was measured over a wide energy range. More precisely measurements at low energy showed that the cross section is by a factor of two lower than expected. This diploma thesis wants to investigate the cross sections at high energy.

The experiment take place with the proton beam from the Tandetron accelerator in Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. The first step is an experimental efficiency calibration of three high-purity-germanium detectors with a proton energy from 0,7 to 12 MeV. The results will compared with an simulated curve. After that, the cross section of the $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ reaction will be measured in an energy range from 0,5 to 1,5 MeV. This cross section is important for the extrapolated cross section to energies in the sun.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Einführung | 6 |
| 2 | Motivation | 8 |
| 3 | Begriffe und Zusammenhänge | 9 |
| 3.1 | Die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ | 10 |
| 3.2 | Effizienzkalibrierung | 10 |
| 3.3 | Experimentelle Grundlagen | 10 |
| 3.3.1 | Ursache und Wirkung von γ -Strahlung | 11 |
| 3.3.2 | Spektroskopie von γ -Strahlung | 15 |
| 3.4 | Wasserstoffbrennen in Sternen | 17 |
| 3.4.1 | pp-Kette | 18 |
| 3.4.2 | CNO-Zyklus | 21 |
| 3.5 | Theoretische Grundlagen | 24 |
| 3.5.1 | Thermonukleare Reaktionsrate | 24 |
| 3.5.2 | S-Faktor $S(E_{\text{CM}})$ | 26 |
| 3.5.3 | Gamow-Peak $G(E_{\text{CM}})$ | 27 |
| 4 | Experiment | 29 |
| 4.1 | Das Tandetron | 31 |
| 4.2 | Versuchsaufbau und Messung | 34 |
| 4.3 | Target | 36 |
| 4.3.1 | Resonanzscan | 37 |
| 4.3.2 | Sekundärelektronenunterdrückung | 41 |
| 4.4 | Detektoren und Elektronik | 42 |
| 4.4.1 | HPGe-Detektor | 42 |
| 4.4.2 | Escape-suppression Schild | 44 |
| 4.4.3 | Elektronik | 44 |
| 4.4.4 | Datenaufnahme | 46 |
| 5 | γ -Nachweiswahrscheinlichkeit | 49 |
| 5.1 | Absolute Effizienz | 50 |
| 5.1.1 | Ereignisse N | 50 |

| | | |
|-------|---|----|
| 5.1.2 | Radioaktive Quellen | 51 |
| 5.1.3 | summing-out von ^{60}Co | 52 |
| 5.2 | Relative Effizienz | 53 |
| 5.2.1 | Die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ | 56 |
| 5.2.2 | Die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ | 57 |
| 5.2.3 | Die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ | 58 |
| 5.3 | Effizienz Kurve am Tandetron | 58 |
| 5.4 | Effizienzkurve an ELBE | 61 |
| 5.5 | Reproduzierbarkeit der Effizienz an ELBE | 63 |
| 6 | Wirkungsquerschnitt | 67 |
| 6.1 | Experimenteller nichtresonanter Yield | 67 |
| 6.2 | Theoretischer nichtresonanter Yield | 68 |
| 6.2.1 | Energieverlust der Protonen im Targetmaterial | 68 |
| 6.2.2 | Herleitung der Formel für den theoretischen Yield | 71 |
| 6.3 | Berechnung von $Y_{\text{Theo}}(E_0)$ | 71 |
| 6.3.1 | Berechnung von $\epsilon(E)$ | 72 |
| 6.3.2 | Berechnung von ΔE | 72 |
| 6.4 | Berechnung von S-Faktor und Wirkungsquerschnitt | 73 |
| 6.5 | Untergrund | 74 |
| 6.5.1 | Intrinsischer γ -Untergrund | 74 |
| 6.5.2 | Strahl induzierter γ -Untergrund | 76 |
| 7 | Diskussion | 78 |
| 7.1 | Wirkungsquerschnitt | 78 |
| 7.2 | Effizienzkurve | 78 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 3.1 | ^{15}O -Niveauschema | 10 |
| 3.2 | Abschwächungskoeffizient für Photonen | 13 |
| 3.3 | in-beam- γ -Spektrum | 16 |
| 3.4 | Der Orionnebel (Foto) | 17 |
| 3.5 | pp(I)-Kette | 19 |
| 3.6 | pp(II)-Kette | 19 |
| 3.7 | pp(III)-Kette | 20 |
| 3.8 | CN-Zyklus | 22 |
| 3.9 | Gamow-Peak | 28 |
| 4.1 | Experimenteller Aufbau am Tandetron (Foto) | 30 |
| 4.2 | Experimenteller Aufbau an ELBE (Foto) | 30 |
| 4.3 | Das Tandetron (Foto) | 31 |
| 4.4 | Das Tandetron (Schema) | 31 |
| 4.5 | Energiekalibrierung des Tandetron | 34 |
| 4.6 | Schema des Versuchsaufbau | 35 |
| 4.7 | Spektrum mit Pile Up | 36 |
| 4.8 | Targetkammer | 37 |
| 4.9 | TiN Target (Bild) | 38 |
| 4.10 | Target Scan (linke Flanke) | 39 |
| 4.11 | Target Scan (komplett) | 40 |
| 4.12 | Sekundär-Elektronen-Unterdrückung | 41 |
| 4.13 | Elektronik Setup | 45 |
| 4.14 | Wirkung des routing | 47 |
| 5.1 | $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ -Spektrum | 56 |
| 5.2 | $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ -Spektrum | 58 |
| 5.3 | ^{12}C -Niveauschema | 58 |
| 5.4 | $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ -Spektrum | 58 |
| 5.5 | ^{28}Si -Niveauschema | 60 |
| 5.6 | Vergleich exp. und sim. Effizienzkurve | 62 |
| 5.7 | Unterschied exp. und sim. Effizienzkurve | 62 |

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

| | | |
|------|---|----|
| 5.8 | Quellenpositionierung x-y-z | 64 |
| 5.9 | Effizienzkurve Detektor 1 | 64 |
| 5.10 | Residuum Detektor 1 | 65 |
| 5.11 | Residuum Detektor 1 (ohne Al-Linien) | 65 |
| 5.12 | Effizienzkurve Detektor 2 | 65 |
| 5.13 | Residuum Detektor 2 | 65 |
| 5.14 | Effizienzkurve Detektor 3 | 65 |
| 5.15 | Residuum Detektor 3 | 66 |
| 5.16 | Effizienzkurve Detektor 4 | 66 |
| 5.17 | Residuum Detektor 4 | 66 |
| 6.1 | Energieverlust von Protonen im Targetmaterial | 70 |
| 6.2 | Berechneter S-Faktor | 74 |
| 6.3 | Spektrum ohne Strahl | 74 |
| 6.4 | Spektrum ohne Strahl (detailliert) | 75 |
| 6.5 | ^{19}F -Kontamination | 76 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | Verwendete Detektoren ELBE/Tandetron | 29 |
| 4.2 | Energiekalibrierung des Tandetron | 33 |
| 4.3 | Kenngrößen während des Experiments | 35 |
| 4.4 | Parameter des Resonanzscan | 40 |
| 4.5 | FWHM der Detektoren | 43 |
| 4.6 | Kenngrößen der HPGe-Detektoren | 43 |
| 4.7 | Peak-to-Compton Verhältnis | 44 |
| 4.8 | Vergleich Maestro-Giesen | 46 |
| 5.1 | Radioaktive Quellen | 49 |
| 5.2 | Korrektur der Quellendicke | 52 |
| 5.3 | Benutzte Quellen in ELBE/Tandetron | 54 |
| 5.4 | ^{14}N -Literatur Daten | 56 |
| 5.5 | ^{12}C -Literatur Daten | 59 |
| 5.6 | ^{28}Si -Literatur Daten | 60 |
| 5.7 | Fit Parameter der Effizienzkurve am Tandetron | 61 |
| 5.8 | Tandetron Targetkammer | 62 |
| 5.9 | Reproduzierbarkeit der Effizienz an ELBE | 63 |
| 6.1 | Totaler Yield | 68 |
| 6.2 | Energetische Targetdicke | 73 |
| 6.3 | WQS und S-Faktor | 73 |
| 6.4 | Spektrum ohne Strahl (Peaks) | 75 |
| 6.5 | Vergleich der ^{222}Rn Konzentration | 75 |

Kapitel 1

Einführung

Schaut man nachts mit bloßen Auge in den Himmel, so erkennt man je nach Luftgüte 2.000 bis 6.000 Sterne. So sehen es die Menschen seit tausenden von Jahren. Die Geschichte der Himmelsbeobachtungen und Astronomie umfasst zeitlich die gesamte Kulturgeschichte der Menschheit. Von nahezu jeder Kultur gibt es Quellen oder Hinweise, aus denen sich Himmelsbeobachtungen schließen lassen. Hatten die Sterne in der Frühzeit eine eher mythologische Bedeutung, so ändert sich das mit der Entwicklung der modernen Naturwissenschaft. Das Bedürfnis nach einem tieferen Verständnis der Natur macht die Sterne selbst zum Objekt, welches untersucht und verstanden werden kann. Im Zuge dieser Untersuchungen stellte sich heraus, dass Sterne selbstleuchtende Gaskugeln sind. Aus heutiger Sicht stellen die Sterne eine der wichtigsten Quellen von elektromagnetischer Strahlung im Universum dar.

Spricht man heute von Galaxien, so hat man leuchtende Sterne in einer großen, gemeinsamen Struktur vor Augen. Unter Galaxienentwicklung versteht man die Zusammenballung von dunkler und leuchtender Materie und die Entstehung und Entwicklung von Sternen aus dieser Materie. Es ist daher nötig, die Eigenschaften von Sternen genau zu verstehen, um Rückschlüsse auf Galaxien, Galaxienhaufen und die Geschichte des gesamten Universums ziehen zu können.

Im Laufe der Zeit konnten durch verbesserte Beobachtungsmethoden und ein tieferes, theoretisches Verständnis immer genauere Information zur Entstehung und Entwicklung von Sternen gewonnen werden. Ein Beispiel ist die Entdeckung des CNO¹-Zyklus zwischen 1937 und

¹CNO steht für die beteiligten Elemente: Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. In den Zyklus wird durch Protoneneinfangreaktionen Kohlenstoff in Stickstoff und Stickstoff in Sauerstoff umgewandelt.

1939 durch Hans Bethe² und Carl Friedrich von Weizsäcker³. Damit verbunden ist die Erkenntnis, dass die Energieerzeugung in Sternen durch Fusionsreaktionen stattfindet. Ziel ist es nun, den Ablauf dieser Fusionsreaktionen zu verstehen. Das Wissen über die Prozesse im Inneren von Sternen hilft dabei, Antworten auf folgende fundamentale Fragen wie: Wie sind unsere Elemente entstanden? Wie lange wird die Sonne noch scheinen? Wie alt ist sie? Aus welchen Elementen besteht sie? zu finden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird der Wirkungsquerschnitt von einer Reaktion des CNO Zyklus, $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, gemessen und berechnet.

²Hans Bethe (†2005) war ein deutsch-US-amerikanischer Physiker. Für die Entdeckung der Energieerzeugung in Sternen erhielt er 1967 des Nobelpreis für Physik.

³Carl Friedrich von Weizsäcker (†2007) war ein deutscher Physiker, Philosoph und Friedensforscher

Kapitel 2

Motivation

Genauere astronomische Beobachtungen haben die Tür zu einer Ära der Präzision in der Astrophysik aufgestoßen. Modelle des Urknalls und von Sternen können mit Genauigkeiten besser als 10 % überprüft werden. Voraussetzung hierfür sind kernphysikalische Daten vergleichbarer Genauigkeit, was in vielen Fällen neue experimentelle und theoretische Untersuchungen notwendig macht.

Ein Beispiel ist die $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ -Reaktion, die als langsamste im CNO-Zyklus dessen Rate bestimmt. Die Messung des Wirkungsquerschnittes (WQS) wurde über einen weiten Energiebereich von $E_p = 0,2$ bis $3,6$ MeV im Jahr 1987 von U. Schröder et al. [Sch87] an Beschleunigern in Münster, Bochum und Toronto durchgeführt. Der totale WQS ist mittels dieser Daten bis hin zu astrophysikalisch relevanten Energien von $0,03$ MeV dem Gamow-Peak der Sonne extrapoliert worden.

Bei erneuten Messungen im Bereich von $0,07$ bis $0,4$ MeV mit dem LUNA¹ Beschleuniger [For04, Bem06, Mar08] wurde gezeigt, dass die von Schröder gewählte Extrapolation um einen Faktor zwei zu hoch ist. Unabhängig davon wurde dieses Ergebnis durch eine andere Gruppe [Run05] bei Energien von $0,1$ bis $0,5$ MeV bestätigt. Diese neuen Messungen wurden bis jetzt nur in einem Energiebereich bis $0,5$ MeV durchgeführt. In der R-Matrix Theorie haben auch Daten von höheren Energien einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Extrapolation zu für die Sonne relevanten Energien. Diese neuen Messungen im Bereich $E_p = 0,5$ bis $1,5$ MeV sollen Thema dieser Arbeit sein.

In einem ersten Schritt wird die Effizienzkalibrierung der verwendeten Reinstgermanium²-Detektoren bis zu Energien $E_\gamma = 12$ MeV experimentell durchgeführt. In einem zweiten Schritt wird der WQS der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ gemessen und berechnet.

¹LUNA - Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics, ist ein 400 kV Beschleuniger im Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Italien).

²im folgenden HPGe genannt

Kapitel 3

Begriffe und Zusammenhänge

Die nukleare Astrophysik zeichnet aus, dass sie ihren Forschungsgegenstand - kernphysikalische Prozesse im Inneren von Sternen und im Universum - nicht ins irdische Labor holen kann. Insbesondere herrschen in Sternen gänzlich andere Bedingungen als auf der Erde. Die Sonne ist ein typischer Stern in unserer unmittelbaren Nähe, dadurch sind astrophysikalische Beobachtungen mit größter Genauigkeit möglich. Die theoretische Beschreibung der Sonne ist mit einem Standard Sonnen Modell (SSM) möglich. Ein SSM beschreibt die Struktur der Sonne zum jetzigen Zeitpunkt und wie sie erhalten wird, wenn man die Entwicklung in der Hauptreihe verfolgt. Zum einen gilt es, die globalen Parameter wie Masse, Radius, Leuchtkraft, Effektivtemperatur, Metallizität und Alter mit bestmöglicher Genauigkeit zu reproduzieren, zum anderen liefert es Aussagen über die Temperatur, Dichte und Druck im Sonneninneren. Nach dem SSM BSB(AGS05)[Bah06] gelten folgende Werte im Sonneninneren, die Temperatur $T_6 = 15,48$ ($=15,48 \cdot 10^6$ K), die Dichte $\rho=150,4 \text{ g/cm}^{-3}$ und der Druck $P=233,8 \cdot 10^{15} \text{ erg/cm}^3=233,8 \cdot 10^{14} \text{ Pa}$. Bei diesen Verhältnissen ist die gesamte Materie vollständig ionisiert und liegt als Plasma vor. Die Temperatur T_6 wird im folgenden für alle Berechnungen verwendet. Welche Konsequenzen die Bedingungen für die thermonukleare Reaktionsrate hat wird etwas weiter unten erläutert. Wichtige Input Parameter sind beispielsweise Alter, Leuchtkraft und die Wirkungsquerschnitte der p-p Kette, sowie der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, im folgenden nur noch $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ genannt.

Die Untersuchung der $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ Reaktion erfolgt eine experimentelle Überprüfung der Energieerzeugungsprozesse in der Sonne. Die Sonne steht dabei stellvertretend für alle Hauptreihensterne.

3.1 Die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$

Die $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ Reaktion ist eine Protoneneinfang Reaktion, charakteristisch für die Kernreaktionen mit den beteiligten Elementen des CNO Zyklus, also ^{12}C , ^{14}N und ^{15}N , ist das sie alle einen positiven Q-Wert besitzen und somit konstruktiv zur Energieerzeugung in Sternen beitragen. Bei dem Einfang eines Protons durch einen ^{14}N Kern entsteht ein radioaktiver ^{15}O Kern, dieser hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 122,24 \text{ s}^1$ bevor er zu 100 % über β^+ in den stabilen ^{15}N Kern zerfällt. Eine Einordnung dieser Reaktion in den CNO Zyklus ist in Kapitel 3.4.2 dargestellt. Das Energie Niveau Schema von ^{15}O ist in folgender Abbildung zu sehen.

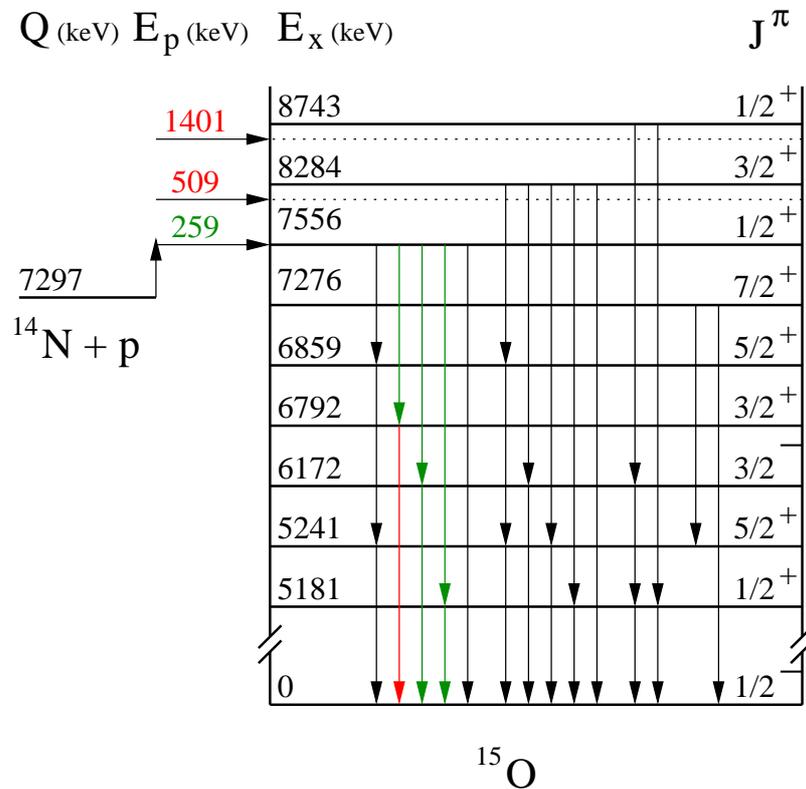


Abbildung 3.1: ^{15}O -Niveauschema. Rot hervorgehoben ist die Gammalinie und der nichtresonante Energiebereich für die WQS-Berechnung. Grün hervorgehoben sind die Gammalinien für die Effizienzkalibrierung.

¹<http://www.nndc.bnl.gov/chart/chartNuc.jsp>

3.2 Effizienzkalibrierung

Ein zweiter wichtiger Teil dieser Diplomarbeit ist die Effizienzkalibrierung der ELBE² NRF³ Detektoren. Die Effizienzkalibrierung für diese Detektoren wird erstmalig experimentell mit den Reaktionen $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$, im folgenden $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ genannt, $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, im folgenden $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ genannt sowie $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ durchgeführt. Die bestimmte Effizienzkurve wird mit einer bereits existierenden simulierten Kurve verglichen [Rus06].

3.3 Experimentelle Grundlagen

Aus dem SSM folgt, dass die Bedingungen im Inneren von Sternen und im Labor gänzlich verschieden sind. Deswegen müssen nach den Messungen im Labor die berechneten Wirkungsquerschnitte hin zu astrophysikalisch relevanten Energie extrapoliert werden. Die Ergebnisse für die Effizienzkalibrierung und die Wirkungsquerschnitt Berechnung beruhen auf der Analyse von γ -Strahlung, der γ -Spektroskopie. Im Kapitel 3.3.2 wird Grundlegendes über γ -Strahlung erklärt insbesondere die Wirkung von γ -Strahlung in einem HPGe⁴-Detektor besprochen. Diese Detektoren sind in unserem Experiment zum Einsatz gekommen. Außerdem wird der schon verwendete Begriff Q-Wert definiert. Kapitel 3.3.2 zeigt und erklärt ein typisches γ -Spektrum.

3.3.1 Ursache und Wirkung von γ -Strahlung

Für die Erzeugung von Photonen muss ein geladenes Teilchen beschleunigt werden. Sobald dies geschieht, emittiert dieses Teilchen elektromagnetische Wellen. In Abhängigkeit der Stärke der Kraft für die Beschleunigung ist eine Charakterisierung der abgestrahlten Wellen über die Energie möglich. Das Spektrum reicht dabei von niederenergetischen Langwellen, wie sie in der Rundfunktechnik zum Einsatz kommen, bis hin zu hochenergetischen γ -Strahlen. Es ist Konvention, die Strahlung, die aus dem Atomkern emittiert wird, als γ -Strahlung zu bezeichnen. Findet nun eine Kernreaktion zwischen einem Proton und einem ^{14}N Stickstoff Kern statt, so wird die Energie des Proton auf den ^{14}N -Kern übertragen, und die Protonen und Neutronen im Kern ordnen sich neu. Die Energie, die bei dieser Einfangreaktion freigesetzt wird, tritt als kinetische Energie und innere Anregungsenergie des ^{15}O -Kern auf.

²Elektron Linearbeschleuniger mit hoher Brillanz und niedriger Emittanz ist eine große Strahlungsquelle am FZD

³Nukleare Resonanz Fluoreszenz

⁴High Purity Germanium, ist ein Halbleiter Detektor, der zur γ Spektroskopie eingesetzt wird.

3.3. EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN

Über den Q-Wert wird sie als Differenz der kinetischen Energien E_{Kin} nach und vor der Reaktion definiert.

$$Q := E_{\text{Kin}}(^{15}\text{O}) - E_{\text{Kin}}(^{14}\text{N}) - E_{\text{Kin}}(\text{p}) \quad (3.1)$$

Eine alternative Berechnung des Q-Wertes kann durchgeführt werden, wenn man den Massenüberschuss betrachtet. Der Massenüberschuss ist die Differenz zwischen Massenzahl und Masse des Kerns.

$$\Delta M = M \cdot u - A \cdot u \quad (3.2)$$

$$Q = \Delta M(^{14}\text{N})c^2 + \Delta M(\text{p})c^2 - \Delta M(^{15}\text{O})c^2 \quad (3.3)$$

Mit folgenden Werten für den Massenüberschuss [Wap03], $\Delta M(^{14}\text{N})c^2 = 2863,42 \text{ keV}$, $\Delta M(\text{p})c^2 = 7288,97 \text{ keV}$ und $\Delta M(^{15}\text{O})c^2 = 2855,4 \text{ keV}$ ergibt sich ein Q-Wert $Q = 7296,99 \text{ keV}$ für die Reaktion $^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)$. Prozesse, bei denen ein Kern angeregt werden kann sind zum Beispiel Alphazerfall und Betazerfall. Auch bei Kernreaktionen verbleibt der Kern oft in einem angeregten Zustand. Ein angeregter Atomkern kann seine Energie durch einen elektromagnetischen Prozess abgeben. Die Energieabgabe geschieht entweder durch die Abgabe eines γ -Quant oder, wenn ein elektronmagnetischer Übergang nach den Auswahlregeln verboten ist, durch innere Konversion. Dabei wird die Energie des angeregten Kern auf ein Hüllenelektron übertragen, welches anstatt des γ -Quanten emittiert wird.

Die Wirkung der γ -Quanten zeigt sich bei der Anwesenheit von Materie, die eine Schwächung der Intensität erzeugt. Photonen können in Materie durch Absorption und Streuung abgeschwächt werden. Dabei können in Abhängigkeit der Energie der γ -Quanten verschiedene Prozesse eintreten. Dazu zählen die kohärente und inkohärente Streuung, der photoelektrischer Effekt und die Paarerzeugung. Diese Effekte lassen sich jeweils mit einem Absorptionskoeffizienten parametrisieren. Die Abschwächung der Strahlungsintensität wird beim Durchgang durch Materie mit dem Lambert-Beer Gesetz beschrieben.

Dieses Gesetz lautet:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\{-\mu_{\text{Total}} \cdot x\} \quad (3.4)$$

I_0 ist die Anfangsintensität des monoenergetischer γ -Strahl, x die homogene Materiedicke und μ der lineare Abschwächungskoeffizient. Der totale Abschwächungskoeffizient ist die Summe der in Abbildung 3.2 dargestellten Abschwächungskoeffizienten.

$$\mu_{\text{Total}} = \mu_{\text{Koh}} + \mu_{\text{Inkoh}} + \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{PKern}} + \mu_{\text{PElektron}} \quad (3.5)$$

3.3. EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN

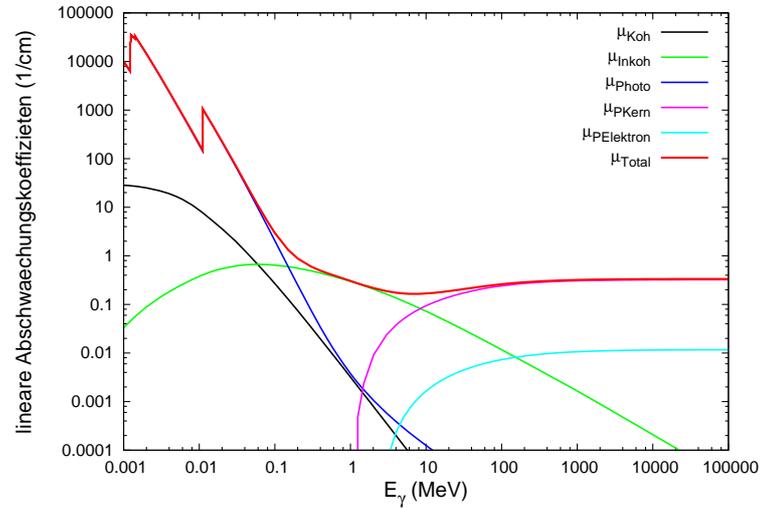


Abbildung 3.2: Linearer Abschwächungskoeffizient für Photonen in Germanium [Ber98].

Dabei steht μ_{Koh} für kohärente Streuung, die Rayleigh-Streuung⁵ am gesamten Atom. Dazu wird das Atom zu einer Dipolschwingung angeregt. Infolge dessen wird eine Welle kohärent abgestrahlt. Der Beitrag von μ_{Koh} in μ_{Total} ist für unser Experiment vernachlässigbar, weil für $E_\gamma > 1$ MeV μ_{Koh} mindestens 2 Größenordnungen unter μ_{Total} liegt. μ_{Inkoh} steht für die inkohärente Streuung, die Compton-Streuung. Das ist die relativistische Streuung an einem „quasifreien“ Elektron mit Energieaustausch. Die Streuung ist im Energiebereich $E_\gamma \in [1, 7]$ MeV der bestimmte Anteil im totalen Absorptionskoeffizienten. Die Änderung der Wellenlänge der Photonen nach dem Streuvorgang wird mit der Compton-Formel in Gleichung 3.6 beschrieben:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos \vartheta) \quad (3.6)$$

- ϑ Winkel zwischen einfliegenden und gestreuten Photon
- h Plancksches Wirkungsquantum
- m_e Ruhemasse des Elektron

⁵Die Rayleigh-Streuung ist für die blaue Farbe des Himmels verantwortlich. In der Atmosphäre regt das Sonnenlicht die Moleküle (insbesondere N_2, O_2) zum Schwingen an. Bevorzugt schwingen diese Moleküle wenn sie durch Photon mit hoher Energie angeregt werden, für den Wirkungsquerschnitt gilt $\sigma \propto 1/\lambda^4$. Im Spektrum des Sonnenlichtes sind das eben die Photonen, die wir als blau wahrnehmen.

Unter Beachtung von Energie- und Impulserhaltung lässt sich daraus die kinetische Energie der gestreuten Elektronen E'_{Kin} , in Gleichung 3.7 und die Energie der Photonen E'_γ , in Gleichung 3.8 berechnen

$$E'_{\text{Kin}}(\vartheta) = \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2} \cdot \frac{(1 - \cos \vartheta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos \vartheta)} \quad (3.7)$$

$$E'_\gamma(\vartheta) = E_\gamma \cdot \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos \vartheta)} \quad (3.8)$$

μ_{Photo} steht für den Photoeffekt. In diesem Fall überträgt das Photon seine gesamte Energie E_γ auf das Elektron. Nach dem Prozess besitzen die Photoelektronen die Energie E_e

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (3.9)$$

dabei ist E_b der Bindungsenergie der Elektronen im Atom. In einem Atom hat die K-Schale gefolgt von den L-Schalen die höchste Bindungsenergie. Diese Energien kann man im Bild 3.1 ablesen: $E_K = 11,10$ keV, $E_{L1} = 1,41$ keV, $E_{L2} = 1,25$ keV und $E_{L3} = 1,22$ keV. In diesem Energiebereich wird μ_{Total} quasi nur von μ_{Photo} bestimmt. μ_{PKern} steht für die Paarerzeugung eines e^+e^- -Paares in Coulombfeld eines Kernes. Der Kern hat dabei die Aufgabe eines „Katalysators“, der die Impulserhaltung gewährleistet. Das Photon verschwindet dabei vollständig. Es entsteht ein e^+e^- -Paar. Die minimale Energie E_γ für die Paarbildung ist

$$E_\gamma = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{m_k}\right) \quad (3.10)$$

dabei ist m_k die Masse des Kern, der selbst auch einen Teil der kinetischen Energie aufnimmt.

Für Germanium beträgt $m_k \approx 67636$ MeV/ c^2 und damit ist $m_e/m_k \approx 7,55 \cdot 10^{-6}$. Dieser Prozess ist bei Energien $E_\gamma > 10$ MeV dominierend. $\mu_{\text{PElektron}}$ steht für die Paarerzeugung eines e^+e^- -Paar in Coulombfeld eines Elektrons. Aufgrund der geringen Masse des Elektrons ist für diesen Prozess die Schwellenergie

$$E_\gamma = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{m_e}\right) = 4m_e c^2 \quad (3.11)$$

notwendig.

3.3.2 Spektroskopie von γ -Strahlung

Unter γ -Spektroskopie versteht man die Messung und Analyse von γ -Strahlen. Gemessen werden die γ -Strahlen in einem HPGe-Detektor,

analysiert und in einem Spektrum auf dem Bildschirm dargestellt mit einem Vielkanalanalysator und geeigneten Programmen. In dem HPGe-Detektor werden die Sekundärteilchen, das heisst Elektronen, nachgewiesen. Eine Beschreibung der Funktionsweise der Detektoren ist im Kapitel 4.4.1 zu finden. Die Spektren enthalten verschiedene Eigenschaften der γ -Strahlung, je nach dem welche Reaktionen man untersucht können Energie, Häufigkeit und Winkelverteilung γ -Strahlung beobachtet werden. In Abbildung 3.3 ist ein typisches γ -Spektrum dargestellt. Zu sehen ist die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ bei $E_p = 675$ keV.

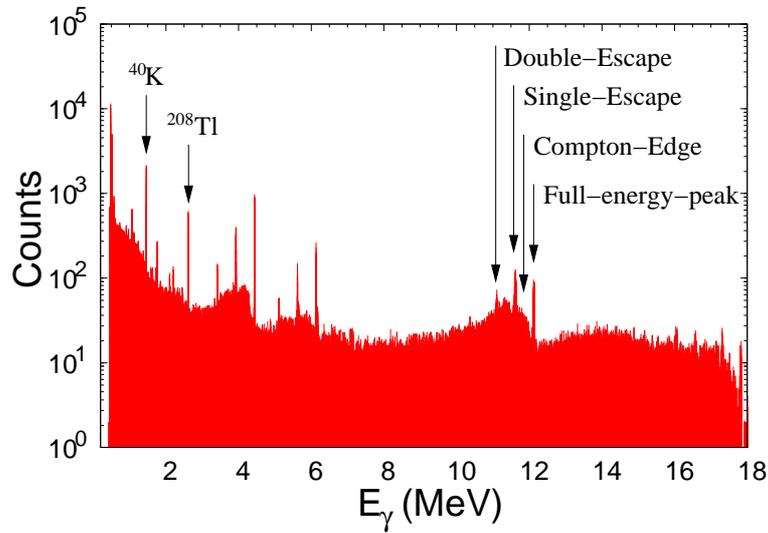


Abbildung 3.3: Typisches in-beam- γ -Spektrum, hier aus der $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ - Reaktion bei $E_p=675$ keV

Der Full-energy-peak entsteht als Folge des Photoeffekts. Aber auch γ -Quanten von der Paarerzeugung und der Comptonstreuung tragen dazu bei. Die Single-Escape und Double-Escape Peaks sind jeweils 511 keV und 1022 keV niedriger als der Full-energy-peak. Sie können nach einer Paarbildung im Germanium Kristall entstehen, indem ein oder zwei γ -Quanten mit jeweils 511 keV den Kristall verlassen. Die Comptonkante beschreibt die maximale Energie der Elektronen, die durch Comptoneffekt entsteht. Bei $\vartheta = 180^\circ$ übertragen die γ -Quanten die maximale Energie auf die Elektronen. Mit Formel 3.12 lässt sich diese Energie berechnen.

$$E'_{\text{Kin}}(180) = \frac{2 \cdot E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2 \cdot E_\gamma} \quad (3.12)$$

In Abbildung 3.3 sind außerdem noch zwei Untergrundlinien gekennzeichnet. Das sind Kalium (^{40}K) und Thallium (^{208}Tl). Diese Linien

sind in jedem Spektrum sichtbar, weil sie Teil der natürlichen Untergrundstrahlung sind. Nähere Informationen zur Untergrundstrahlung ist in Kapitel 6.5 erläutert.

In diesem Abschnitt wurde die Ursache, Wirkung und Spektroskopie von γ -Strahlung besprochen. γ -Quanten sind wichtige Informationsträger. Aus den gemessenen γ -Quanten lassen sich Rückschlüsse auf die Kernreaktion ziehen, zum Beispiel ist ihre Häufigkeit proportional zum WQS. Die folgenden beiden Abschnitte behandeln das Wasserstoffbrennen in Sternen und die Bedingungen in Sternen.

3.4 Wasserstoffbrennen in Sternen

Der Beginn des Wasserstoffbrennen markiert gewissermaßen die Geburt eines Sterns.

Die Entstehung von Sternen wird hier nur sehr kurz skizziert und soll zum Verständnis der folgenden Erklärungen beitragen. Ein Stern entsteht innerhalb einer kollabierenden interstellaren Wolke. Diese Wolke ist eine Anhäufung der verschiedensten Elementen, zum Beispiel Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff und vor allem Wasserstoff. Aufgrund von lokalen Dichteschwankungen gibt es Regionen, in denen die Gravitation stärker ist als anderswo in der Gaswolke. Diese Regionen sind durch einen stetigen Massezuwachs ausgezeichnet. Man spricht von einem Protostern, wenn der Massezuwachs schon sehr weit fortgeschritten ist. Dieser Zustand zeichnet sich durch hohe Teilchendichten und hohe Temperaturen aus. Durch weitere Akkretion von Materie steigt die Temperatur im Inneren des Protostern weiter an, bis bei ca. drei Millionen Kelvin das Wasserstoffbrennen beginnt. Der Stern beginnt zu leuchten. Das folgende Bild gibt einen Eindruck einer interstellaren Wolke, hier der Orionnebel.

Der Orion Nebel ist eine Gaswolke in unserer Galaxy, der Milchstraße. Zu erkennen ist das rot leuchtende Gas des Orionnebel. Desweiteren sind die im Orionnebel entstanden Sterne als weisse Punkte zu sehen. Er ist ein Beispiel für ein aktives Sternentstehungsgebiet. Die auf den Bild sichtbaren Sterne sind relativ jung und konnten sich noch nicht weit genug von ihrem Entstehungsgebiet entfernen. Aus diesem Grund die Gaswolke selbst leuchten indem sie die Elektronen der vorhandenen Elemente anregen. In den folgenden zwei Anschnitten wird das Wasserstoffbrennen näher erläutert.



Abbildung 3.4: Ein Teil des Orionnebels, als Beispiel für ein aktives Sternentstehungsgebiet

3.4.1 pp-Kette

Nachdem das Wasserstoffbrennen einsetzt befindet sich der Stern in einem stabilen Gleichgewicht. Dieses sogenannte hydrostatische Gleichgewicht entsteht, wenn die Gravitationskraft nach innen und der Strahlungsdruck nach außen sich gegenseitig kompensieren. Soweit die Prozesse heute verstanden sind beginnt die Energieerzeugung mit der Proton-Proton-Kette (pp-Kette). In dem Anfangsstadium eines Sterns stellt die pp-Kette die Hauptenergieerzeugung dar. Unabhängig davon wie groß und welche Masse der Stern hat. Die pp-Kette besteht aus drei verschiedenen Reaktionszweigen die im folgenden erläutert werden. Bei jeder Reaktion wird der Q -Wert angegeben, der mit den Q -Wert Rechner⁶ berechnet wurde. Die angegebene Neutrino Energie ist die Neutrino-Durchschnittsenergie⁷. In Falle eine β^+ -Zerfalls berechnet sich der effektive Energiegewinn mit Gleichung 3.13

$$E_{\text{eff}} = Q + 1022 \text{ keV} - E_{\nu_e} \quad (3.13)$$

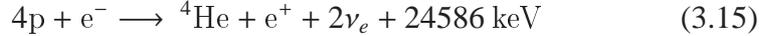
Die Gründe dafür sind: das Positron annihiliert unmittelbar mit einem Elektron und die Neutrinos die Energie davon tragen.

⁶Der Q -Wert Rechner ist online erhältlich unter <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.

⁷Die Neutrino Energie wurde wurde aus den Daten des National Nuclear Data Center, Brookhaven entnommen. Diese sind online unter <http://www.nndc.bnl.gov/chart/chartNuc.jsp> verfügbar.

3.4. WASSERSTOFFBRENNEN IN STERNEN

Die Reaktionen lassen sich Zusammenfassen zu.



Der effektive Energiegewinn beträgt $E_{\text{eff}}=25608 \text{ keV}$. Die pp(II)-Kette hat bei T_6 eine Wahrscheinlichkeit von 11 %. Die Energie der Neutrinos im vierten Prozess hängt davon ab, ob der entstandene ${}^7\text{Li}$ -Kern im Grundzustand $J^\pi = 3/2^-$ vorliegt ($\approx 90\%$ aller Fälle). Dann haben die Neutrinos eine Energie von 862 keV. Wenn er aber im ersten angeregten Zustand $J^\pi = 1/2^-$ ($\approx 10\%$ aller Fälle) vorliegt, dann haben die Neutrinos eine Energie von 384 keV.

pp(III)-Kette

Insgesamt besteht die pp(III)-Kette aus sechs Reaktionen. Für die Energieerzeugung in der Sonne ist die pp(III)-Kette praktisch bedeutungslos.

1. $p + p \longrightarrow d + e^+ + \nu_e + 420 \text{ keV}$
($E_{\nu_e} = 260 \text{ keV}$)
2. $d + p \longrightarrow {}^3\text{He} + \gamma + 5493 \text{ keV}$
3. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^7\text{Be} + \gamma + 1586 \text{ keV}$
4. ${}^7\text{Be} + p \longrightarrow {}^8\text{B} + \gamma + 138 \text{ keV}$
5. ${}^8\text{B} \longrightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e + 16958 \text{ keV}$
($E_{\nu_e}^{\text{max}} \approx 14000 \text{ keV}$)
6. ${}^8\text{Be} \longrightarrow 2 {}^4\text{He} + 92 \text{ keV}$

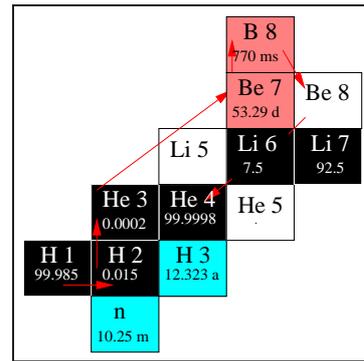


Abbildung 3.7: Die pp(III)-Kette in der Nuklidkarte.

Die Reaktionen lassen sich Zusammenfassen zu.



Der effektive Energiegewinn beträgt $E_{\text{eff}}=12472 \text{ keV}$. Dieser Prozess hat bei T_6 eine Wahrscheinlichkeit von 0.9 %.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass in den Reaktionen der pp(I) bis pp(III)-Kette Protonen zu Helium fusionieren. Der Beitrag der pp-Ketten zur Gesamtenergieerzeugung ist temperaturabhängig. Die pp(III)-Kette trägt bei höheren Temperaturen mehr zur Energieerzeugung bei als bei niedrigeren. In einem späteren Entwicklungsstadium

des Sterns kann es zur Fusion von drei Heliumkernen zu einem Kohlenstoffkern kommen. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess steigt mit steigender Temperatur und steigender Anzahl an Heliumkernen. Diese sogenannte 3α Reaktion stellt die Schlüsselreaktion für die Erzeugung schwerer stabiler Elemente als Helium dar. Soweit die 3α Reaktion heute verstanden ist, entsteht in einem ersten Schritt aus zwei ^4He -Kernen ein instabiler ^8Be -Kern. Dieser zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} \approx 6,7 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ wieder in zwei ^4He -Kerne. Bevor dieser Zerfall stattfindet, muss ein dritter ^4He -Kern mit ^8Be fusionieren. Begünstigt wird dieser Prozess durch eine Resonanz zwischen ^4He und ^8Be .

Als Resonanz bezeichnet man, in der Kernphysik, einen Zustand zwischen zwei Atomkernen, bei der sich die Kernwellenfunktion am Kernrand und die Wellenfunktion des einfallenden Teilchens so überlagern, dass der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ansteigt. Die Wahrscheinlichkeit für das Eindringen des Teilchens in den Kern ist in diesem Zustand am größten. Eine Resonanz entspricht einem Zustand im Compoundkern. Dieser metastabile Zustand hat eine Lebensdauer von der Größenordnung \hbar/Γ . Γ ist die Breite der Resonanz. Eine resonanter Zustand bildet sich wenn der Q-Wert der Reaktion und die kinetische Energie der Einschussteilchen einem Energieniveau im erzeugten Kern entspricht. Der Wirkungsquerschnitt für Resonanzstreuung hat im Bereich der Resonanz den Verlauf einer Lorentz-Kurve, diese läßt sich durch die Breit-Wigner-Formeln ausdrücken.

Das durch die 3α Reaktion entstandene Kohlenstoff ^{12}C ist der Ausgangspunkt für den CNO-Zyklus. Die Zyklus zählt ebenso wie die pp-Kette zum Wasserstoffbrennen, denn letztlich werden vier Protonen zu einem Heliumkern fusioniert. Der Kohlenstoff dient als Katalysator und wird während des Prozesses nicht verbraucht. Die CNO-Zyklus beteiligten Kerne ^{13}C , ^{14}N und werden ebenfalls nicht verbraucht, sondern nur ihre relativen Häufigkeiten.

3.4.2 CNO-Zyklus

Nachdem durch die 3α Reaktion Kohlenstoff in einem Stern vorhanden ist kann der Bethe-Weizsäcker-Zyklus oder CNO-Zyklus beginnen. Die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ ist ein Teil des Zyklus und bestimmt, durch den geringen Wirkungsquerschnitt, dessen Rate. Mit der Messung des Wirkungsquerschnitt wird unser Wissen über die $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ Reaktion und allgemein über den CNO Zyklus verbessert. In der Sonne trägt der CNO-Zyklus mit 0.8 % zur Gesamtenergieerzeugung bei [Bah06]. Das liegt an der Temperaturabhängigkeit der Energieerzeugungsraten. Ab

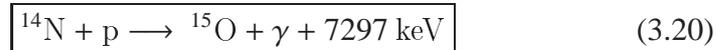
3.4. WASSERSTOFFBRENNEN IN STERNEN

etwa 30 Millionen Kelvin ist der CNO-Zyklus die größte Energiequelle, deswegen hat er eine größere Bedeutung in schwereren Sternen wie die Sonne. In Abbildung 3.8 ist der erste Teil des CNO-Zyklus dargestellt, dieser wird auch als CN-Zyklus bezeichnet.

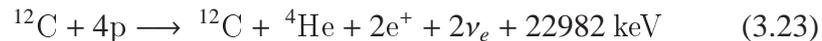
| | | | | | | | |
|------------------------|-----------------------|-------------------------|------------------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|
| | | | | | F 17 64.8 s | F 18 109.7 m | F 19 100 |
| | | O 13 8.58 ms | O 14 70.59 s | O 15 2.03 m | O 16 99.762 | O 17 0.038 | O 18 0.200 |
| | N 11 | N 12 11.0 ms | N 13 9.96 m | N 14 99.634 | N 15 0.366 | N 16 7.13 s | N 17 4.17 s |
| C 9 126.5 ms | C 10 19.3 s | C 11 20.38 m | C 12 98.9 | C 13 1.1 | C 14 5730 a | C 15 2.45 s | C 16 0.747 s |
| B 8 770 ms | B 9 | B 10 19.9 | B 11 80.1 | B 12 20.20 ms | B 13 17.33 ms | B 14 13.8 ms | B 15 10.4 ms |
| Be 7 53.29 d | Be 8 | Be 9 100 | Be 10 $1.6 \cdot 10^6$ a | Be 11 13.8 ms | Be 12 23.6 ms | | Be 13 4.35 ms |
| Li 6 7.5 | Li 7 92.5 | Li 8 840.2 ms | Li 9 178.3 ms | Li 10 | Li 11 8.5 ms | | |

Abbildung 3.8: CN-Zyklus in der Nuklidkarte

Die Reaktionen, die dem CN-Zyklus zugrundeliegen werden im folgenden dargestellt. Von der eingerahmte Reaktion, $^{14}\text{N}(p, \gamma)$, wird der Wirkungsquerschnitt berechnet.



Die Energiebilanz lässt sich zusammenfassen:



Der effektive Energiegewinn beträgt $E_{\text{eff}} = 25026 \text{ keV}$. $25026 \text{ keV} = 22982 \text{ keV} + 2 \cdot 1022 \text{ keV}$, siehe Formel 3.13. Ein zweiter Teil des CNO-Zyklus eröffnet sich wenn statt der Reaktion $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ die Reaktion

$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ stattfindet. Das Verzweigungsverhältnis dafür ist $1/2000$ [Bem09].

Thermonukleare Fusionen können zum hin zu Eisen (^{56}Fe) exotherm stattfinden, dem Element mit der höchsten Bindungsenergie. Schwere Elemente können in einer Supernova-Explosion gebildet werden. Durch die hohen Neutronendichten und Temperaturen während einer Supernova-Explosion ist eine Elemententstehung durch den r-Prozess (rapid neutron capture) möglich. Es handelt sich dabei um Neutroneneinfangreaktionen mit anschließendem β -Zerfall. Ein weiterer Prozess zur Nukleosynthese ist der s-Prozess (slow neutron capture), der vorwiegend bei niedrigen Neutronendichten und Temperaturen abläuft.

3.5 Theoretische Grundlagen

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten schon einiges über die Bedingungen im Inneren der Sonne und Sternen allgemein gesagt wurde soll jetzt eine quantitative Betrachtung folgen. Aus dem SSM BSB(AGS05)[Bah06] kennt man unter anderem die Temperatur im Inneren der Sonne, diese ist $T_6 = 15,48$ K. Nun ist nicht zu erwarten, dass die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ 1:1 auch für die Sonne gelten. Denn die Bedingungen in der Sonne und auf der Erde sind völlig verschieden. Was das für die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ bedeutet soll durch die Berechnung der Relativgeschwindigkeit zwischen Proton und Stickstoff (^{14}N) und der wahrscheinlichste Reaktionsrate geklärt werden. Beide Werte werden im Schwerpunktsystem angegeben.

3.5.1 Thermonukleare Reaktionsrate

In der Regel sind Wirkungsquerschnitte in der Kernphysik energiebeziehungsweise geschwindigkeitsabhängig. Dabei ist nicht die Geschwindigkeit der einzelnen Teilchen wichtig, sondern die Relativgeschwindigkeit v der Reaktionspartner. Diese geht in den Wirkungsquerschnitt ein. Die thermonukleare Reaktionsrate für zwei Teilchen ist definiert durch die Gleichung: [Rol88]

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \varrho(v) \cdot v \cdot \sigma(v) dv \quad (3.24)$$

- $\varrho(v)$ Maxwell-Boltzmann-Verteilung
- v Relativgeschwindigkeit
- $\sigma(v)$ totaler Wirkungsquerschnitt

Maxwell-Boltzmann-Verteilung $\varrho(v)$

Die Relativgeschwindigkeit, der Teilchen, in einem stellaren Plasma, das sich im Gleichgewicht befindet, kann klassisch durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden. beschrieben werden. Danach ist die Wahrscheinlichkeit,

$$dP(v) = \varrho(v) dv \quad (3.25)$$

dass der Relativ-Geschwindigkeitsbetrag von zwei Teilchen im Intervall $[v, v + dv]$ liegt gegeben durch die Formel 3.26.

$$\varrho(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \cdot \exp \left\{ -\frac{\mu v^2}{2k_B T} \right\} \quad (3.26)$$

- $\mu = \frac{m \cdot M}{m+M}$ reduzierte Masse von Projektil m und Targetkern M
- T absolute Temperatur
- $k_B = 8,62 \cdot 10^{-8}$ keV/K Boltzmann Konstante
- v Relativgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeitsverteilung ist dabei statistisch unabhängig von den Wechselwirkungen der Teilchen. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung kann äquivalent als Energieverteilung geschrieben werden. Dazu ist in Gleichung 3.26 die Relativgeschwindigkeit v durch die Schwerpunktsenergie $E_{CM} = (\mu v^2)/2$ substituiert worden ($dE_{CM}/dv = m \cdot v$).

$$\varrho(E_{CM}) = n \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \cdot \sqrt{E_{CM}} \cdot \exp\left\{-\frac{E_{CM}}{k_B T}\right\} \quad (3.27)$$

Mit der Normierungsbedingung

$$\int_0^{\infty} dP(E_{CM}) = \int_0^{\infty} \varrho(E_{CM}) dE_{CM} \stackrel{!}{=} 1 \quad (3.28)$$

ergibt sich der Charakter einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Als Normierungskonstante wurde $n = \sqrt{\pi}$ berechnet, diese wird in Gleichung 3.27 eingesetzt. Es ergibt sich eine zu Gleichung 3.26 äquivalente Gleichung.

$$\varrho(E_{CM}) = \frac{2}{(k_B T)^{3/2}} \cdot \sqrt{E_{CM}} \cdot \exp\left\{-\frac{E_{CM}}{k_B T}\right\} \quad (3.29)$$

Das Maximum der Energieverteilung, also die wahrscheinlichste Schwerpunktsenergie von zwei Teilchen, folgt aus der Bedingung $d\varrho(E_{CM})/dE_{CM} = 0$. Die Schwerpunktsenergie ist $E_{CM}^{\max} = (k_B T)/2 \approx 0,67$ keV.

Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma(v)$

Der Wirkungsquerschnitt ist ein quantitatives Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass, zwischen zwei Teilchen, eine Wechselwirkung stattfindet. Er lässt sich über folgende Gleichung definieren [Ili07].

$$\sigma(v) = \frac{N_R}{N'_P \cdot v \cdot N_T} = \frac{N_R \cdot A}{N_P \cdot N_T} \quad (3.30)$$

- N_R Anzahl an Reaktionen pro Zeit
- N'_P Anzahl an Projektilen pro Volumen
- N_P Anzahl an Projektilen pro Zeit

- N_T Anzahl an Targetkernen
- A Fläche des Strahls, welcher das Target trifft

Diese Formel wird als Ausgangspunkt für die Wirkungsquerschnittsberechnung benutzt. Diese Berechnung ist im Abschnitt 6.2 dargestellt. Allgemein hängen die möglichen Wechselwirkungen von der Art der beteiligten Teilchen und ihren Eigenschaften ab. In dieser Arbeit wird der Wirkungsquerschnitt für Protoneinfang Reaktionen berechnet.

3.5.2 S-Faktor $S(E_{CM})$

Der S-Faktor ist eine zweckmäßige Größe in der nuklearen Astrophysik, die den kernphysikalischen Anteil im Wirkungsquerschnitt angibt und experimentell bestimmt werden muss. Er kompensiert den um viele Größenordnungen abfallenden Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Energien. Der Grund dafür ist die sinkende Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Coulombbarriere. Der S-Faktor $S(E_{CM})$ ist definiert durch:

$$\sigma(E_{CM}) \equiv \frac{1}{E_{CM}} \cdot \exp\{-2\pi\eta\} \cdot S(E_{CM}) \quad (3.31)$$

- E_{CM} Schwerpunktenergie
- $\exp\{-2\pi\eta\}$ Gamow-Faktor
- $S(E_{CM})$ S-Faktor

Diese Formel wird in der Auswertung benutzt.

Gamow-Faktor $g(E_{CM})$

Der Gamow-Faktor beschreibt die Tunnelwahrscheinlichkeit eines Teilchens durch die Coulombbarriere. Streng genommen gilt er nur für s-Wellen ($l=0$) bei Energien, die viel kleiner sind als die Höhe der Coulombbarriere. Nach Formel 3.29 ist die wahrscheinlichste kinetische Energie E_{CM} für Teilchen in einem stellaren Plasma $E_{CM} \approx 0,67$ keV. Die Höhe der Coulombbarriere liegt bei einigen MeV. Diese Energie ist für die Teilchen laut der Maxwell-Boltzmann-Verteilung extrem unwahrscheinlich. Praktisch gibt es kein Teilchen, das die erforderliche Energie zur Überwindung der Coulombbarriere hat. Trotzdem können Kernreaktionen durch den Tunneleffekt stattfinden. Die damit verbundene Wahrscheinlichkeit eines Eindringens des Projektils in den Targetkern steigt mit steigender Energie. Ein Großteil der Kernreaktionen findet durch eben diesen Effekt statt. Der Gamow-Faktor lässt sich ausdrücken als

$$g(E_{\text{CM}}) = \exp\{-2\pi\eta\} \quad (3.32)$$

- η Sommerfeld Parameter

$$\eta = z \cdot Z \cdot \alpha \cdot \sqrt{\frac{\mu c^2}{2E_{\text{CM}}}} \approx \frac{33,798}{\sqrt{E_{\text{CM}}}} \quad (3.33)$$

- z Ladung des Projektils = 1
- Z Ladung des Targets = 7
- α Feinstrukturkonstante
- μ reduzierte Masse $\approx 875101 \text{ keV}/c^2$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (3.34)$$

- e Elementarladung
- \hbar reduziertes Plancksches Wirkungsquantum

Die Werte gelten für die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$. Die Einheit von E_{CM} in Formel 3.33 ist keV.

3.5.3 Gamow-Peak $G(E_{\text{CM}})$

Der Gamow-Peak ist das Produkt zweier Wahrscheinlichkeiten. Zum einen der klassischen Maxwell-Boltzmann-Verteilung und zum anderen der quantenmechanischen Tunnelwahrscheinlichkeit. Diese haben einen entscheidenden Einfluss auf die thermonukleare Reaktionsrate. Der Gamow-Peak sagt aus, bei welcher Energie eine Kernreaktion am wahrscheinlichsten ist.

$$G(E_{\text{CM}}) = \varrho(E_{\text{CM}}) \cdot g(E_{\text{CM}}) \quad (3.35)$$

- $\varrho(E_{\text{CM}})$ Maxwell-Boltzmann-Verteilung
- $g(E_{\text{CM}})$ Gamow-Faktor

$$G(E_{\text{CM}}) = \frac{2}{(k_{\text{B}}T)^{3/2}} \cdot \sqrt{E_{\text{CM}}} \cdot \exp\left\{-\frac{E_{\text{CM}}}{k_{\text{B}}T}\right\} \cdot \exp\left\{-\frac{212,36}{\sqrt{E_{\text{CM}}}}\right\} \quad (3.36)$$

- $k_{\text{B}}T \approx 1,34 \text{ keV}$

$$G(E_{CM}) \approx \sqrt{E_{CM}} \cdot \exp\{-0,75 \cdot E_{CM}\} \cdot \exp\left\{-\frac{284,56}{\sqrt{E_{CM}}}\right\} \quad (3.37)$$

Aus der Bedingung $dG(E_{CM})/dE_{CM} = 0$ folgt das Maximum des Gamow-Peak. $G_{\max}(E_{CM}) = 28,07$ keV. Es folgt eine Abbildung zur Verdeutlichung der berechneten Werte.

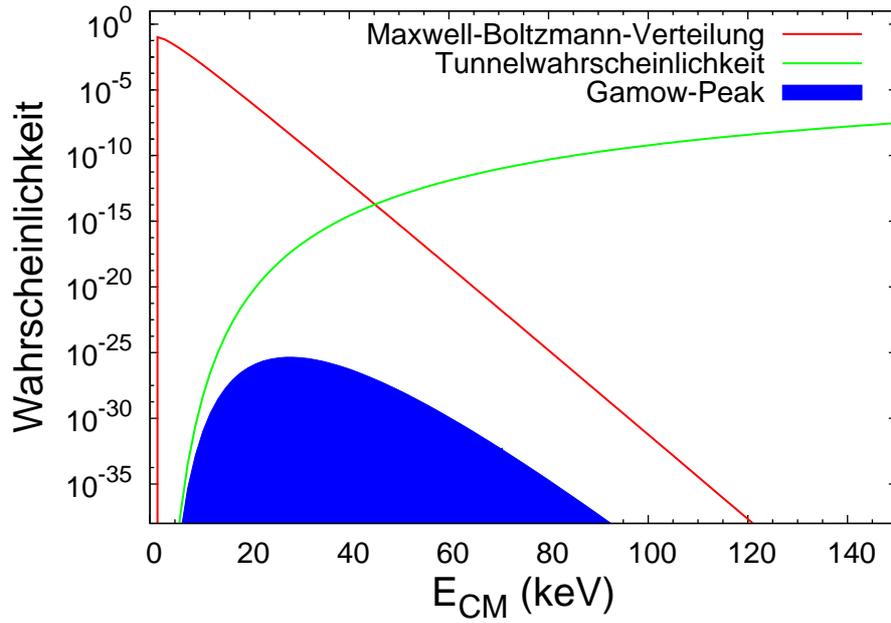


Abbildung 3.9: Maxwell-Boltzmann-Verteilung (Gleichung 3.29), Tunnelwahrscheinlichkeit (Gleichung 3.32) und Gamow-Peak (Gleichung 3.37)

Ein wichtiges Ergebnis dieses Abschnitts ist Tatsache, dass die wahrscheinlichste Reaktionsrate bei $G(E_{CM}) \approx 28$ keV zu erwarten ist.

Kapitel 4

Experiment

In diesem Kapitel wird die Durchführung und der Aufbau des Experiments beschrieben. Der ELBE NRF Aufbau besteht aus vier 100 % HPGe Detektoren, die mit einem aktiven Schild (escape-suppressing shield) aus Wismutgermanat (BGO) umgeben sind. Zwei Detektoren stehen in einem Winkel von 127° zur Strahlachse, die anderen beiden sind mit einem Winkel von 90° über und unter der Strahlachse angeordnet. Ihre Aufgabe ist die Messung von γ -Quanten aus Bremsstrahlungsexperimenten, wie der Nuklearen Resonanz Fluoreszenz (NRF). Für die experimentelle Effizienzkalibrierung war es notwendig, die Detektoren am ELBE Beschleuniger abzubauen und in einem Labor, am Tandetron, wieder aufzubauen. Der Aufbau am Tandetron erfolgte in der gleichen Geometrie wie in ELBE. Zusätzlich wurde ein 60 % HPGe Detektor ohne aktivem Schild in das Setup integriert. Dieser war unter einem Winkel von 55° nah am Target ausgerichtet und diente für die Messung des WQS der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$.

| Detektor | rel. Effizienz (%) | ELBE NRF Aufbau | Tandetron Aufbau |
|----------|--------------------|-----------------|------------------|
| 1 | 100 | X | X |
| 2 | 100 | X | X |
| 3 | 100 | X | X |
| 4 | 100 | X | — |
| 4 | 60 | — | X |

Tabelle 4.1: Die im ELBE und Tandetron Aufbau verwendeten Detektoren. Aufgrund der Tatsache, dass das Strahlrohr am Tandetron eine Höhe von 118 Zentimeter hat war es nicht möglich unter der Strahlachse einen Detektor zu installieren. Deshalb konnte Detektor vier nicht am Tandetron installiert werden. Das Strahlrohr an ELBE hat eine Höhe von 140 Zentimeter.

Um einen Eindruck des experimentellen Aufbau zu erlangen, folgt jeweils ein Bild in der Tandetron und ELBE Halle.

Tandetron Setup

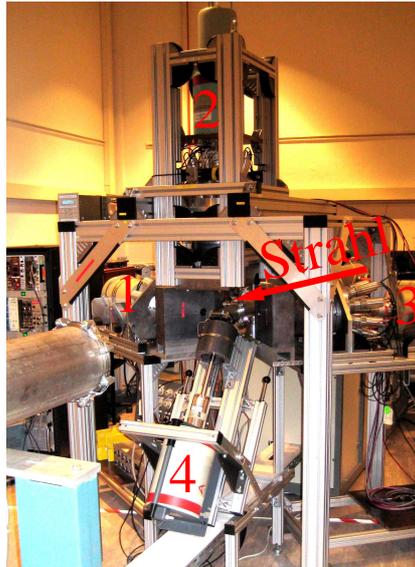


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau am Tandetron.

ELBE Setup



Abbildung 4.2: Experimenteller Aufbau an ELBE.

4.1 Das Tandetron

Das Tandetron ist ein elektrostatischer 3-MV-Beschleuniger. Er befindet sich im Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung¹ des Forschungszentrums Dresden-Rossendorf.

Das Aufgabengebiet dieses Beschleunigers ist die Modifikation und Analyse von Festkörperoberflächen mittels der Rutherford-Rückstreuung-Methode, der Kernreaktionsanalyse und ERDA² sowie die Implantation von Ionen im Festkörper. Für diese Aufgaben können mittels der Sputter-Ionenquelle 860-C sowie einem Helium Injektor eine Fülle von negativen Ionen bereitgestellt werden[Fri96].

Im Wesentlichen besteht das Tandetron aus vier Komponenten:

1. Injektor, enthält die Ionenquelle mit Analyse magnet
2. Beschleunigungsrohr und Gas-Zelle mit Strippergas
3. Magnet zur Strahlaufteilung
4. Experimentierstationen



Abbildung 4.3: Das Tandetron am FZD

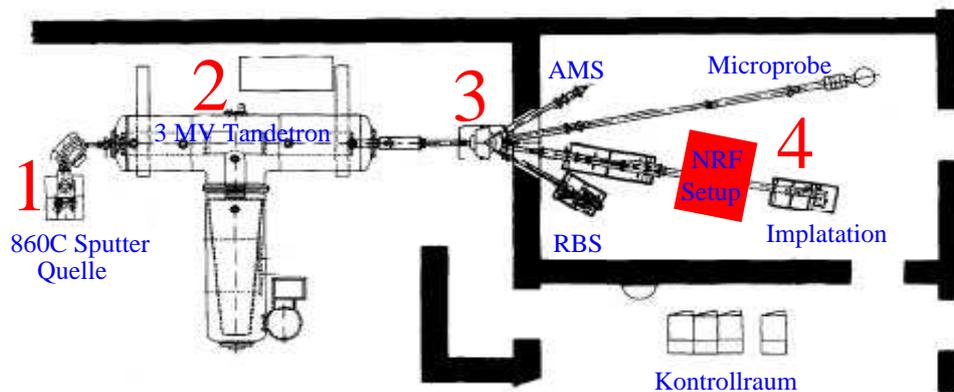


Abbildung 4.4: Das Schema des Tandetron-Beschleunigers [Fri96]. Der Versuchsaufbau wurde in den Strahlgang für Ionenimplantation eingefügt.

¹<http://www.fzd.de/db/Cms?pNid=141>

²Elastic Recoil Detection Analysis

Die Erzeugung der Protonen im Tandetron wird im folgenden beschrieben. Wenn der Druck im Injektor kleiner als $2 \cdot 10^{-6}$ Millibar ist, wird die Injektorspannung, in unserem Fall 25 bzw. 26 keV, eingeschaltet [Fri96]. Anschließend wird in der Cs-Sputterquelle 860-C das Cäsium auf ca. 390 Kelvin erhitzt. Die Cäsiumatome treffen auf einen Ionisierer, der eine 1300 Kelvin heiße Wolfram Oberfläche ist. Dadurch wird ein Teil der Cäsiumatome ionisiert. Cäsium ist ein Atom mit niedriger Ionisationsenergie (3,959 eV). Beim Kontakt mit einer heißen Oberfläche werden die am wenigsten gebundenen Elektronen herausgeschlagen. Es bleibt ein einfach positives geladenes Cäsium Ion zurück. Dieses wird durch die Apparatur fokussiert und auf die Kathode hin beschleunigt. Für die Erzeugung von Protonen enthält die Kathode das Sputtermaterial Titanhydrid TiH_2 . Die positiv geladenen Cäsiumionen treffen nun auf das Titanhydrid und schlagen Hydrid-Ionen (H^-) heraus. Dieses Herausschlagen ist der eigentliche Sputterprozess. Nach dem Extraktor werden die Hydrid-Ionen mittels einer Einzellinse fokussiert. Sie haben jetzt eine Energie, welche der Injektorspannung entspricht. Ein erster Analyse magnet hat dabei die Aufgabe, nur Ionen mit einer bestimmten Masse auszuwählen. Im Tandetron-Beschleuniger werden die negativen Ionen in einem ersten Stritt mit $\text{TV} = \text{Terminal Voltage}$ beschleunigt. Um Überschläge zu vermeiden, befindet sich das Beschleunigungsrohr in einem Drucktank mit acht bar Schwefelhexafluorid SF_6 als Isolationsgas. Die Hydrid-Ionen Ionen passieren danach einen Bereich welcher mit sogenannten Strippergas gefüllt ist. Es handelt sich dabei um Stickstoff. Der Stickstoff hat die Aufgabe zwei Elektronen von einem Hydrid-Ion abzustreifen. Stickstoff ist dafür geeignet, weil es über eine besonders hohe Elektronegativität (3,04 Pauling-Skala) verfügt. Bei Stickstoff ist die Fähigkeit bei einer chemischen Bindung Elektronen an sich zu ziehen besonders stark ausgeprägt. Am Ende dieses Prozesses bleibt ein H^+ -Ion=Proton zurück, welches nocheinmal mit TV beschleunigt wird, bis es die erforderliche Endenergie erreicht. Die Protonen erreichen dann einen Magneten zur Strahlaufteilung und werden in das für unser Experiment bestimmte Vacuumrohr geleitet.

Um die Energiekalibrierung des Tandetron zu bestimmen, haben wir Resonanzenergien verschiedener Reaktionen mit der von den Operatoren eingestellten Nenn-Spannung verglichen. Die Nenn-Spannung am Tandetron berechnet sich aus 4.1:

$$U_{\text{Nenn}} = U_{\text{Inj}} + 2 \cdot \text{TV} \quad (\text{kV}) \quad (4.1)$$

Ein Proton, das durch die Nenn-Spannung beschleunigt wurde, hat die Nenn-Energie.

$$E_{\text{Nenn}} = (U_{\text{Inj}} + 2 \cdot \text{TV}) \cdot e \quad (\text{keV}) \quad (4.2)$$

4.1. DAS TANDETRON

- U_{Inj} die Spannung am Injektor (kV)
- TV die Terminal Voltage (kV)
- e Elementarladung (C)

Die Tabelle 4.1 zeigt die verwendeten Werte für die Energiekalibrierung. Die Berechnung von E_{Nenn} ist in Kapitel 4.3.1 beschrieben.

| E_{Nenn} (keV) | $E_{\text{Phy}}^{\text{Lab}}$ (keV) | E_{Fit} (keV) |
|-------------------------|-------------------------------------|------------------------|
| 272,0 (7) | 278,1 (4) | 271,4 (1) |
| 427,7 (1) | 429,6 (1) | 429,7 (1) |
| 885,6 (7) | 897,4 (3) | 895,5 (2) |
| 979,2 (2) | 992,7 (2) | 990,6 (2) |
| 1045,7 (4) | 1058,0 (5) | 1058,3 (2) |
| 1302,5 (5) | 1316,3 (2) | 1319,5 (2) |
| 1366,5 (5) | 1380,6 (3) | 1383,6 (3) |
| 2015,5 (10) | 2047,3 (7) | 2044,6 (4) |

Tabelle 4.2: Energiekalibrierung des Tandetron Beschleunigers. E_{Nenn} ist die am Tandetron eingestellte Energie, E_{Phy} die Energie der Resonanz. E_{Fit} ist die Energie, die sich aus dem linearen Fit ergibt (Formel 4.3).

Ein linearer Fit liefert den gewünschten Zusammenhang zwischen der realen Protonenenergie E_{Phy} und der am Tandetron eingestellten Nennspannung, besser gesagt der Nennenergie E_{Nenn} . Die Energiekalibrierung steht in Formel 4.3. Abbildung 4.5 zeigt den linearen Fit (a) durch die Messpunkte. Außerdem ist das Residuum (b) der Fitkurve abgebildet. Das Residuum ist die Abweichung von E_{Fit} zu E_{Phy} . Für niedrige Energien ergibt sich eine Abweichung von etwa 2,5 %. Bei höheren Energien ist die Abweichung kleiner als 0,5 %.

$$E_{\text{Fit}} = 1,017(2) \cdot E_{\text{Nenn}} - 5,2(10) \quad (4.3)$$

Die Kalibrierung versagt bei sehr niedrigen Energien unter 400 keV, siehe Abbildung 4.5b. Das überrascht nicht, da das Tandetron nur für Energien größer als 600 keV entwickelt wurde.

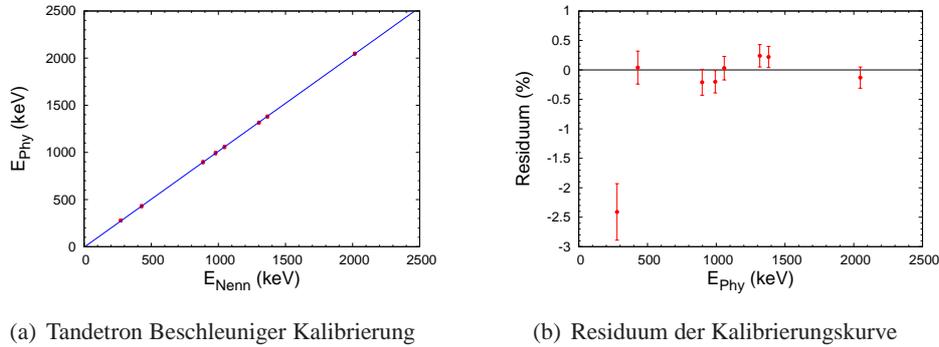


Abbildung 4.5: Energiekalibrierung des Tandatron

4.2 Versuchsaufbau und Messung

Dieses Kapitel dient der Übersicht, mehrere Punkte werden später detaillierter beschrieben. In dem Experiment sind vier Gammadetektoren zum Einsatz gekommen. Drei 100 % relative Effizienz³ HPGe-Detektoren, die normalerweise ein Teil des ELBE NRF Setup sind und ein 60 % relative Effizienz HPGe-Detektor. Die drei HPGe-Detektoren sind seitlich und von hinten mit einem aktiven escape-suppression Schild von Wismutgermanat (BGO) umgeben. Das Schild hat die Aufgabe, γ -Quanten aus der Comptonstreuung und der Paarerzeugung, die den Germaniumkristall verlassen, zu registrieren. Dazu wird, wenn immer ein γ -Quant den Germanium Kristall verlässt, ein veto-Signal gegeben. Der vordere Teil der HPGe-Detektoren ist in eine 10 Zentimeter dicke Bleischicht eingebettet. Durch eine konische Blende mit drei Zentimeter Durchmesser am Eingang und fünf Zentimeter am Ausgang gelangen die γ -Quanten in den Germanium Kristall. Die Bleischicht schützt den BGO vor γ -Quanten, die direkt vom Target kommen. Außerdem ist der BGO von einer zwei Zentimeter dicken Bleischicht umgeben. Diese hat die Aufgabe, die Untergrundstrahlung von außen zu minimieren. Die Detektoren eins und drei stehen in einem Winkel von 127° zur Strahlachse, Detektor zwei mit 90° über der Strahlachse und Detektor vier mit 55° vor der Strahlachse. Detektor vier hat keinen BGO Schild jedoch eine seitliche Abschirmung durch eine zwei Zentimeter dicke Bleischicht. Abbildung 4.6 zeigt das Schema zum Versuchsaufbau.

Während des gesamten Experiments wurden die Reaktionen $^{11}\text{B}(p, \gamma)$, $^{14}\text{N}(p, \gamma)$, $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ für die Effizienzkalibrierung und die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ für die Berechnung des WQS untersucht. Eine Messung kon-

³Die relative Effizienz ergibt sich aus dem Vergleich mit einem (3×3) Zoll großen NaI Detektor, bei einem Standard Zählexperiment mit einer ^{60}Co Quelle in 25 cm Abstand von der Detektor-Frontkappe

4.2. VERSUCHSAUFBAU UND MESSUNG

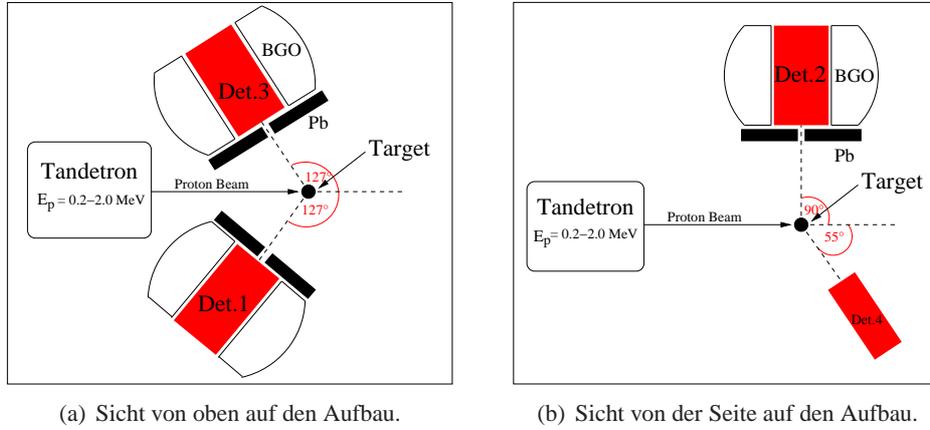


Abbildung 4.6: Das Schema des Versuchsaufbaus, siehe auch Abbildung 4.1.

nte gestartet werden wenn, die Wasserkühlung des Targets eingeschaltet, der Druck in der Targetkammer im Bereich 10^{-7} Millibar sowie die Sekundärelektronenunterdrückung eingeschaltet ist. Weiterhin muss sichergestellt sein, dass die elektrische Stromstärke auf dem Target und der Blende richtig gemessen wird. Der Tandetron Operator muss den Protonenstrahl auf das Target fokussiert haben. Zu den Routineaufgaben während der Messung zählten das stündliche Ablesen wichtiger Messwerte: Stromstärke auf der Blende und auf dem Target sowie der Druck in der Targetkammer und im Tandetron Strahlrohr. Typische Werte sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Eine Abweichung von diesen

| E_{Nenn} (keV) | p_{Blende} (mbar) | p_{Target} (mbar) | I_{Blende} (μA) | I_{Target} (μA) |
|-------------------------|----------------------------|----------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| 293 | $2,4 \cdot 10^{-7}$ | $6,0 \cdot 10^{-8}$ | 7,6 | 1,9 |
| 756 | $3,4 \cdot 10^{-7}$ | $1,0 \cdot 10^{-7}$ | 4,3 | 5,4 |
| 1351 | $2,7 \cdot 10^{-7}$ | $1,0 \cdot 10^{-7}$ | 5,4 | 6,4 |

Tabelle 4.3: Typische Messwerte, während des Experiments.

Werten kann verschiedene Ursachen haben, zum Beispiel ist ein sinkender Strom auf dem Target ein Zeichen für eine Defokussierung des Strahls oder eine zunehmende Abnutzung der Sputterquelle. Durch die Defokussierung des Strahls können in der Targetkammer nicht hitzebeständige Komponenten getroffen werden. In einem Fall haben wurde mit dem Protonenstrahl die Teflon Isolierung eines Drahtes getroffen. Die Stromstärke auf dem Target hängt stark davon ab wie gut der Operator den Strahl durch unsere Blende auf das Target fokussieren kann. Teilweise können Werte erreicht werden, die von denen in Tabelle

4.3 angegeben abweichen. Wir benutzten eine kreisförmige Blende mit einem Durchmesser von fünf Millimeter. Ein zu niedriger Protonenstrom auf dem Target ist ebenso kontraproduktiv wie ein zu hoher Strom. Bei niedrigen Protonenenergien, etwa bei 300 keV, wird es zunehmend schwieriger die Protonen durch die Blende zu fokussieren. Die Stromstärken auf dem Target war meistens kleiner als zwei 2 Mikroampere. Dies liegt an der Größe des Tandetron, welches als 3-MV-Beschleuniger ausgelegt ist. Ein zu hoher Strom kann zu einer vorzeitigen Abnutzung des Target führen und im Gammaskpektrum Pile Up erzeugen. Pile Up ist ein Phänomen, welches bei sehr hoher Zählrate eintritt. Zu sehen ist es bei der Resonanz $E_{\text{phy}} = 2047 \text{ keV}$ der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$. Die Zählrate im roten Spektrum beträgt 20532 Hz. Dies

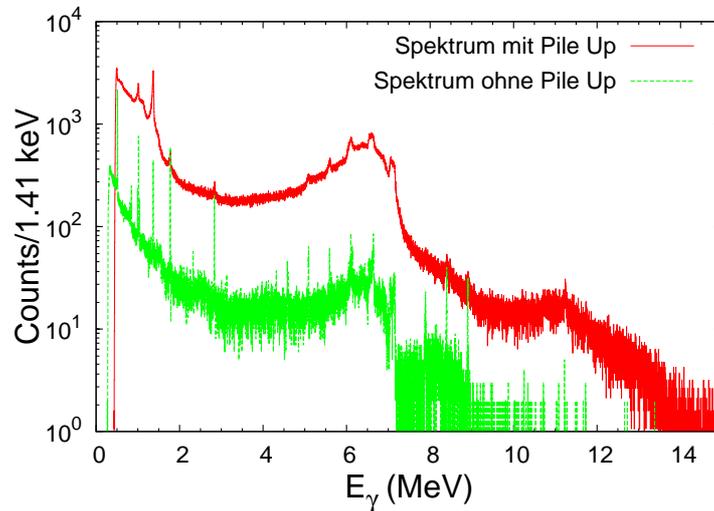


Abbildung 4.7: Vergleich ein Spektrum mit Pile Up (rot) und ein Spetrum ohne Pile Up (grün). Die Spektren sind auf die gleiche Zeit normiert. Die Stromstärke im roten Spektrum betrug $I = 19,6 \mu\text{A}$ und im grünen Spektrum $I = 1,2 \mu\text{A}$.

führt zu einer Totzeit von $t_T \approx 26\%$. Im blauen Spektrum beträgt die Zählrate 1660 Hz und die Totzeit $t_T \approx 3\%$. Durch Pile Up kommt es zu einem Informationsverlust in den Photopeaks⁴. Für eine Analyse ist dieses Spektrum nicht zu gebrauchen.

⁴Wenn immer das Wort Photopeak in dieser Arbeit auftaucht ist damit der full-energy-peak gemeint. Wohlwissend das die beide Worte eine unterschiedliche Bedeutung haben. Zum full-energy-peak tragen auch γ -Quanten aus der Comptonstreuung und Paarerzeugung bei.

4.3 Target

Das Target enthält das zu untersuchende Element. Es befindet sich in einer Hochvakuumkammer. Das Schema der Targetkammer ist in Abbildung 4.8 dargestellt. In unserem Experiment sind drei verschiedene Arten von Targets zum Einsatz gekommen. Für die Effizienzkalibrierung Lithiummetaborat (LiBO_2) und Aluminium. Die Titannitrid (TiN) wurden sowohl für die Effizienzkalibrierung als auch für die WQS-Messung verwendet. Die Titannitrid Targets wurden durch reaktives Sputtering am Laboratori Nazionali di Legnaro⁵(Italien) hergestellt. Durch diesen Prozess entsteht eine TiN Schicht auf einer Tantal Unterlage (tantalum backing). Die Targets sind auf einem 0,22 Millimeter dicken Tantalplättchen aufgedampft und auf der Rückseite mit einer direkt wassergekühlt. Durch die Wasserkühlung wird eine längere Haltbarkeit der Targets gewährleistet. In Abbildung 4.8 sind zwei Titannitrid Targets abgebildet.

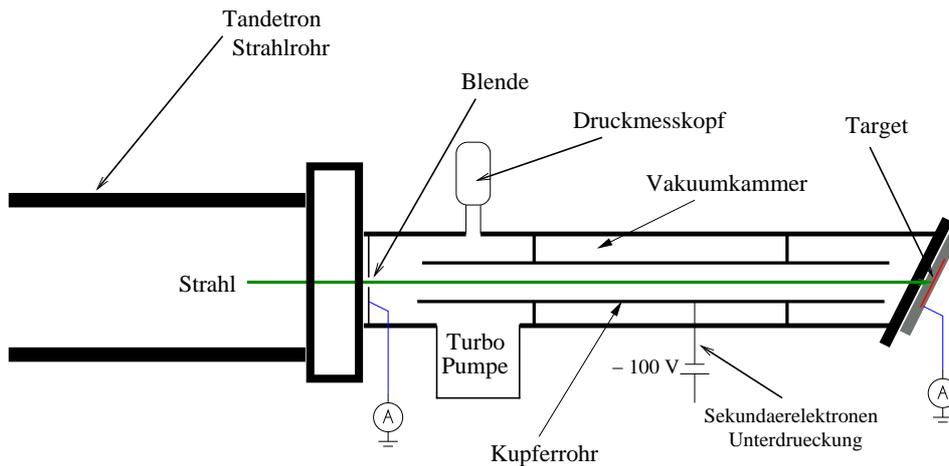
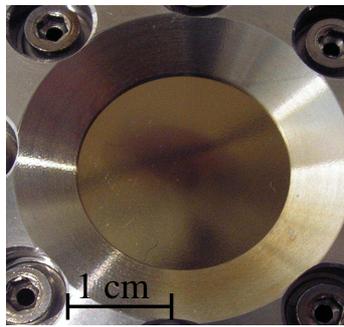
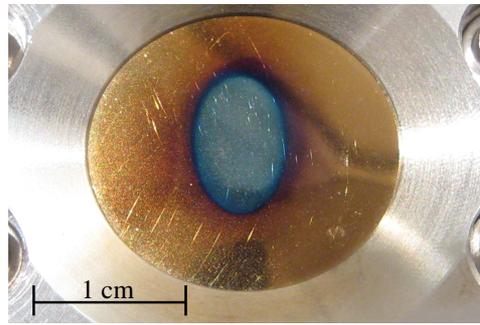


Abbildung 4.8: Das Schema der Targetkammer. Der Protonstrahl vom Tandetron muss durch eine fünf Millimeter große Kreisblende fokussiert werden. Die elektrische Stromstärke konnte auf der Blende und auf dem Target gemessen werden. Für die Druckmessung wurde eine Ionisationsmanometer verwendet.

⁵Die Webseite der Forschungseinrichtung ist <http://www.lnl.infn.it/>



(a) Ein nahezu unverbrauchtes Titannitrid Target, hier TiN-3.



(b) Ein verbrauchtes Titannitrid Target, hier TiN-3, nach einer Messzeit von insgesamt 44 Stunden und einer Ladung von 0,36 Coulomb. Zu erkennen ist der Strahlfleck in der Mitte des Target. Dieser wurde durch den Protonenstrahl verursacht. In dem Bereich wurde die TiN Schicht vollständig verbraucht und das tantalum backing wird sichtbar. Der silberne Ring ist die Targethalterung aus Aluminium.

Abbildung 4.9: Titannitrid-Targets vor und nach der Bestrahlung.

4.3.1 Resonanzscan

Ein Resonanzscan liefert wichtige Informationen zur Beschaffenheit des Targets und zu den Eigenschaften des Protonenstrahls. Ist die untersuchte Resonanz schmal so entspricht der Resonanzscan einem Targetscan. Der Targetscan stellt eine wichtige Messung zur Berechnung des $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ Wirkungsquerschnitt dar, weil aus dem Targetscan die energetische Breite des Targets und die Anzahl der ^{14}N -Atome berechnet werden kann. Die Reaktion zum Resonanzscan ist $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)$ bei $E_{\text{Res}} = 897 \text{ keV}$, die analysierte Gammalinie liegt bei $E_{\gamma} = 4.439 \text{ keV}$. Die Resonanzbreite Γ_p beträgt $\Gamma_p = 1,04 (07) \text{ keV}$ [Ajz91]. Ein Resonanzscan wird durchgeführt, indem schrittweise die Energie der Protonen erhöht wird. Begonnen wird bei der Resonanzenergie. Es wird die Ausbeute (yield) in Abhängigkeit von der Energie notiert. Ist das Target energetisch breiter als die Resonanzbreite, so wird ein Protonenstrahl mit höherer Energie als die Resonanzenergie innerhalb des Targets Energie verlieren und kann mit Teilchen in tieferen Schichten reagieren. Solch ein Scan ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Die energetische Targetdicke bei $E_p = 897 \text{ keV}$ kann sofort abgelesen werden. Weitere Informationen, die aus einem Targetscan folgen sind:

- E_{Nenn} Nenn-Energie der Protonen
- die Reproduzierbarkeit von E_{Nenn} an unterschiedlichen Tagen

- die energetische Strahlbreite
- Abnahme des yield mit der Zeit
- Anzahl der ^{14}N bzw. ^{15}N Atome
- Breite der Resonanz

Berechnung von E_{Nenn}

E_{Nenn} ist die nominale Energie der Protonen, wenn sie den Tandetrionbeschleuniger verlassen. Diese Energie ist ungleich der wirklichen Energie der Protonen E_{Phy} . Es gibt jedoch einen linearen Zusammenhang zwischen E_{Nenn} und E_{Phy} , siehe Formel (4.3). Bei hohen Energien (E größer als 300 keV) wird E_{Phy} sehr gut durch E_{Fit} beschrieben. Das Residuum beträgt weniger als 0,5 %.

Die Berechnung von E_{Nenn} erfolgt durch einen Fit der linken Flanke des Targetscans. Als Fitfunktion wurde der integrierte Yield aus Gleichung 5.21 genommen. Das ist das Integral der Breit-Wigner-Kurve. Dazu wurde in Gleichung 5.21 der Wirkungsquerschnitt einer Breit-Wigner-Resonanz eingesetzt und anschließend integriert. Die Breite Γ der Resonanz $E_p=897$ keV ist viel kleiner als die Resonanzenergie. Deshalb kann die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit den Breit-Wigner-Formeln beschrieben werden [Rol88]. Das Integral der Breit-Wigner-Kurve lautet:

$$Y(E_0) = A \cdot \left(\arctan\left(\frac{E_0 - E_R}{\Gamma/2}\right) - \arctan\left(\frac{E_0 - E_R - \Delta E}{\Gamma/2}\right) \right) \quad (4.4)$$

Mit dem Fitparameter A wurden die de Broglie Wellenlänge λ_r , die Resonanzstärke $\omega\gamma$ und der effektive Energieverlust der Protonen im Target ε_{eff} substituiert. $A = (\lambda_r \omega\gamma)/(2\pi \varepsilon_{\text{eff}})$ [Ili07].

- E_0 Energie der Protonen
- E_R ist die Energie der Resonanz, das entspricht E_{Nenn}
- Γ Breite der Resonanz
- ΔE energetische Targetbreite

E_{Nenn} ist der Punkt bei dem der Yield 50 % des Maximums besitzt. Γ ist die Energie zwischen 3/4 und 1/4 des Yields.

Die Fits von Target TiN-4 sind in Abbildung 4.10 zu sehen.

4.3. TARGET

| E_R (keV) | Γ (keV) |
|-------------|----------------|
| 886,5 | 2,0 (3) |
| 885,9 | 2,0 (3) |
| 885,3 | 1,6 (2) |
| 884,7 | 1,7 (4) |
| 885,8 | 2,2 (2) |

Tabelle 4.4: Resonanzscans an fünf verschiedenen Tagen. Die Standardabweichung von E_R beträgt 0,7 keV. Das bedeutet, dass die Reproduzierbarkeit der Energie eine Genauigkeit von $\pm 0,7$ keV hat. Γ enthält nicht nur die Resonanzbreite sondern auch die energetische Strahlbreite. Der gewichtete Mittelwert von Γ beträgt $\Gamma=1,9$ keV. Die Breite der Resonanz beträgt $\Gamma_R=1,04$ keV. Die energetische Strahlbreite berechnet sich dann zu $\Gamma_S=\sqrt{\Gamma^2 - \Gamma_R^2}=1,6$ keV. Das ergibt einen relativen Fehler von $\Gamma_S/E_0=1,6/897=0.0018$.

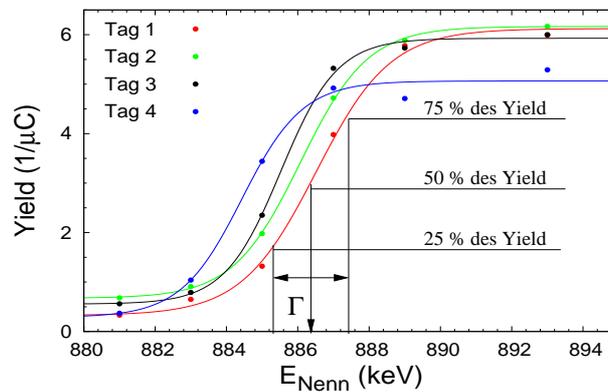


Abbildung 4.10: Vom-TiN-4 an 4 verschiedenen Messtagen, die Reproduzierbarkeit der Energie ist etwa 0,7 keV, andernfalls müssten sich die Flanken überlappen. Ein kompletter Targetscan ist für die rote und blaue Kurve in Abbildung 4.11 dargestellt.

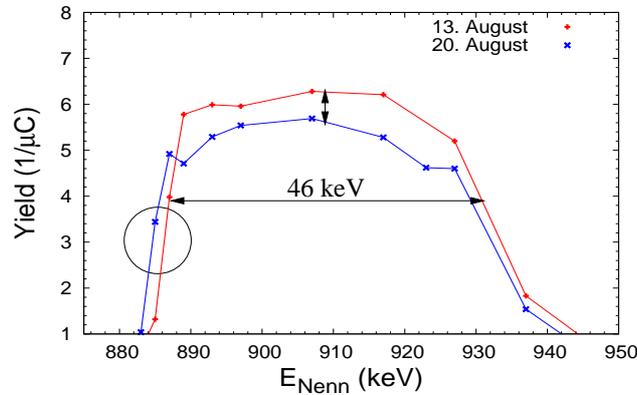


Abbildung 4.11: Kompletter $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ Resonanz Scan für Detektor 4, Target TiN-4 und $E_{\text{Phy}}=897$ keV. Die Targetdicke bei $E_{\text{Phy}}=897$ keV beträgt 46 keV, gemessen zwischen 50 % des Yield auf der rechten und linken Flanke. Außerdem ist eine Abnahme des Yield zu sehen, was den Verbrauch des Targets bedeutet.

4.3.2 Sekundärelektronenunterdrückung

Das Kapitel Targets wird mit einigen Worten zur Sekundärelektronenunterdrückung abgeschlossen. Sekundärelektronen (SE) können entstehen, wenn der Protonstrahl das Target trifft und dabei Elektronen aus der Targetoberfläche herausschlägt, die ins Vakuum emittiert werden. Dieser Prozess führt zu einer Verfälschung des gemessenen Targetstrom und muss unterdrückt werden. Anhand von verschiedener Spannungen wurde die Wirkung der SE-Unterdrückung überprüft. Ab einer Spannung von -25 V ist keine Veränderung des Stroms auf dem Target mehr erkennbar. Das heisst, diese Spannung reicht aus um die SE zu unterdrücken. Sicherheitshalber wurde eine SE-Unterdrückung-Spannung von -100 V an das Kupferrohr in der Targetkammer angelegt, siehe dazu Abbildung 4.12.

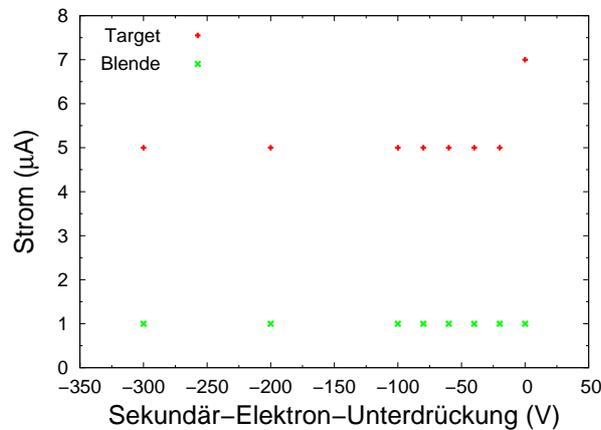


Abbildung 4.12: Die Sekundär-Elektronen-Unterdrückung korrigiert den durch SE-Elektronen verfälschten Targetstrom. Der Strom auf der Blende wird davon nicht beeinflusst.

4.4 Detektoren und Elektronik

In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise der im Experiment verwendeten Detektoren beschrieben. Es werden die verwendeten elektronischen Bauelemente aufgezählt. Schließlich wird die Datenaufnahme und die Erzeugung der Spektren besprochen.

4.4.1 HPGe-Detektor

HPGe steht für High Purity Germanium. Es handelt sich dabei um einen Halbleiterdetektor. Die drei 100 % HPGe-Detektoren sind vom Typ coaxial n-type, der 60 % Detektor ist von Typ coaxial p-type. Im Fall von n-type bedeutet das, dass der Germanium-Kristall winzige Verunreinigungen mit Donatoren hat. Beim p-type sind dies Verunreinigungen mit Akzeptoren. Die Anode ist n^+ dotiert. Das ist ein Material mit besonders vielen Donatoren. Die Kathode ist p^+ dotiert mit besonders vielen Akzeptoren. Dieser Konfiguration entspricht auch eine Diode in Sperrrichtung. Deshalb sagt man, als Modell für einen HPGe Detektor kann man sich eine Diode in Sperrrichtung vorstellen.

Gelangt ein γ -Quant in den Germanium-Kristall, so verliert es beim Durchgang seine Energie. Dies wurde in Kapitel 3.3.1 beschrieben. Diese Energie wird durch Elektron-Loch-Paar Anregung oder durch die Erzeugung von e^+e^- -Paaren abgegeben. Die dadurch angeregten Elektronen verlieren ihre kinetische Energie, indem sie durch andere Elektronen gestreut werden. Diese sind nun wiederum in der Lage andere Elektronen anzuregen und so weiter. Durch ein hochenergetisches Elek-

tron entstehen eine Vielzahl weiterer Elektronen. Dieser Prozess bildet die Basis des Detektorsignals. Ein elektrisches Feld hilft beim Aufsammeln der erzeugten Elektron-Loch-Paare und verhindert ihre Rekombination. Dabei ist die Anzahl der erzeugten Elektronen proportional zur Energie der hochenergetischen Elektronen. Der Abstand zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband beträgt bei Germanium 0.67 eV. Das führt bei Raumtemperatur zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit, dass sich Elektronen im Leitungsband befinden und dadurch einen thermisch induzierter Dunkelstrom entsteht. Dies ist die sogenannte intrinsische mit der Temperatur zunehmende elektrische Leitfähigkeit. Da dieser Vorgang die Auflösung des Detektors, besonders bei niedrigen Energien, reduziert, muss der Germanium-Kristall mit flüssigem Stickstoff bei einer Temperatur von 77 Kelvin gekühlt werden. Dadurch wird auch die Beweglichkeit der Elektronen verbessert. In diesem Fall erhält der Detektor seine charakteristisch hohe Energieauflösung. Ein Maß für die Auflösung der Detektoren ist die Breite des full-energy-peak bei $E_\gamma = 1333$ keV. Das full-width-at-half-maximum (FWHM) gibt die Breite des full-energy-peak auf halber Höhe an und ist ebenso ein benutzter Parameter für die Detektorauflösung. Das FWHM wurde bestimmt, indem der full-energy-peak bei $E_\gamma = 1333$ keV, aus dem ^{60}Co Zerfall mit einer gaussförmigen Funktion gefittet wurde. Als Fit-Parameter erhält man σ . Das FWHM bestimmt sich dann mit $\text{FWHM} = 2,355 \cdot \sigma$. Die Berechneten Werte sind in Tabelle 4.5 dargestellt.

| Detektor | FWHM (keV) | FWHM imp. (keV) |
|----------|------------|-----------------|
| 1 | 4,2 | 2,6 |
| 2 | 3,9 | 2,5 |
| 3 | 4,8 | 2,7 |
| 4 | 2,7 | — |

Tabelle 4.5: Das FWHM der im Experiment eingesetzten Detektoren. In der Spalte FWHM imp. wurde die Verstärkung so eingestellt, dass 1.333 keV etwa im Kanal 5000 erscheint. Dieser Wert ist der Referenzwert für die Detektoren. In der Spalte FWHM war die Verstärkung so eingestellt, das bei 16384 Kanälen eine maximale Energie von 18 MeV detektiert werden kann.

An dem HPGe-Detektor ist ein Vorverstärker integriert, dieser arbeitet ladungssensitiv und sammelt die Ladungen, welche im Germanium Kristall erzeugt werden. Seine Aufgabe ist, als Schnittstelle zwischen Detektor und dem Hauptverstärker ORTEC 671 zu dienen. Ebenso ist ein bias-shutdown-Kabel mit der Hochspannungsversorgung verbunden. Im Falle einer Erwärmung des HPGe-Kristalls wird durch ein Sig-

nal die Hochspannung automatisch heruntergefahren. Der Eingang des Vorverstärkers ist mit der Hochspannungsversorgung ORTEC HV 556 verbunden. Diese stellt für Detektor 1 -4.500 Volt, Detektor 2 +4.500 Volt, Detektor 3 -4.800 Volt und Detektor 4 +3.500 Volt bereit. Tabelle 4.6 fasst wichtige Eigenschaften der HPGe-Detektoren zusammen.

| Detektor | rel. Eff. (%) | HV (Volt) | Winkel | x (cm) | ∅ (cm) | h (cm) |
|----------|---------------|-----------|--------|--------|--------|--------|
| 1 | 100 | -4.500 | 127° | 32 | 7,9 | 9 |
| 2 | 100 | +4.500 | 90° | 28 | 7,9 | 9 |
| 3 | 100 | -4.800 | 127° | 32 | 7,9 | 9 |
| 4 | 60 | +3.500 | 55° | 4 | 7,1 | 6 |

Tabelle 4.6: Eigenschaften der HPGe-Detektoren. x ist der Abstand zwischen Target und Vorderseite des Germanium-Kristalls. ∅ ist der Durchmesser und h die Höhe des Germanium-Kristalls.

4.4.2 Escape-supression Schild

Das Escape-supression Schild besteht aus acht optisch separierten Wismutgermanat $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) Szintillationsdetektoren. Diese sind in einem zylinderförmigen Gehäuse angeordnet und werden durch jeweils einen Photomultiplier ausgelesen. In unserem Experiment hat der BGO die Aufgabe, veto-Signale zu erzeugen. Dazu wird er zusammen mit dem HPGe-Detektor in einem Antikoinzidenz Mode betrieben. Die Signale gelangen vom BGO in den constant-fraction-discriminator ORTEC CDF 584. Dieser erzeugt für jedes Signal unabhängig von der Impulshöhe und -breite eine gleiche Zeitmarke. Der Gate Generator 8020 verzögert dieses Signal solange, bis das dazugehörige Signal vom HPGe-Detektor anliegt. Der Grund dafür ist, dass die Driftzeit der Elektronen im Germanium Kristall langsamer ist als die Signalerzeugung im BGO. Die Zusammenkunft beider Signale erfolgt in der Giesenkarte. Kommen die Signale innerhalb eines Zeitfensters gleichzeitig an, so sind beide Ereignisse korreliert und werden gesondert verarbeitet. Dies steht im Kapitel 4.4.4. Die Hochspannungsversorgung ORTEC 660 liefert ein Spannung +850 Volt an das escape-supression Schild. Der Nutzen der escape-supression zeigt sich am peak-zu-Compton Verhältnis (P/C). Dieses wurde für die Linie $E_\gamma = 1333$ keV bestimmt, indem die Anzahl der Ereignisse (counts) im höchsten Kanal des 1333 keV peak mit dem Comptonuntergrund in der Region 1040 keV - 1096 keV verglichen wurde. Das Ergebnis ist in Tabelle 4.7 zu sehen.

4.4. DETEKTOREN UND ELEKTRONIK

| Detektor | free-running P/C | BGO silent P/C | Compton Unterdrückung |
|----------|------------------|----------------|-----------------------|
| 1 | 29:1 | 78:1 | 63 % |
| 2 | 29:1 | 73:1 | 60 % |
| 3 | 24:1 | 74:1 | 68 % |

Tabelle 4.7: Peak-to-Compton Verhältnis für die Detektoren eins bis drei. Beispielsweise wird in Detektor zwei 60 % des Comptonuntergrundes unterdrückt, wenn der BGO aktiv ist. Im Datenblatt ist für die 100 % HPGe Detektoren ein deutlich besserer Wert BGO free running P/C von 66:1 angegeben. Der hier gemessene Wert resultiert aus der BGO- und Bleiabschirmung der NRF-Detektoren.

4.4.3 Elektronik

In unserem Experiment sind Module des NIM⁶ Standard und des CAMAC⁷ Standard eingesetzt worden. Die benutzte NIM-Module sind:

- Hochspannungsversorgung (HPGe) - Ortec 660
- Hochspannungsversorgung (BGO) - Ortec 556
- Hochspannungsversorgung (SE) - Ortec 456
- Hauptverstärker - Ortec 671
- Analog-Digital-Wandler - Silena 7423 (14 bit)
- Stromintegrator - Ortec 439
- Constant-Fraction Discriminator - Ortec 584
- Gate Generator 8020
- Datenaufnahme (Giesen) - NIM FERA
- Datenaufnahme (Maestro) - Ortec 919 EtherNIM (inkl. 14 bit ADC)
- Datenaufnahme (Maestro) - Ortec 919E EtherNIM (inkl. 14 bit ADC)

Die benutzten CAMAC-Module sind:

- CAEN NIM-ECL C467
- Scaler

⁶Nuclear Instrumentation Module

⁷Computer Automated Measurement And Control

4.4. DETEKTOREN UND ELEKTRONIK

- Giesen-Card

Abbildung 4.13 zeigt schematisch, wie die einzelnen Module zusammenarbeiten.

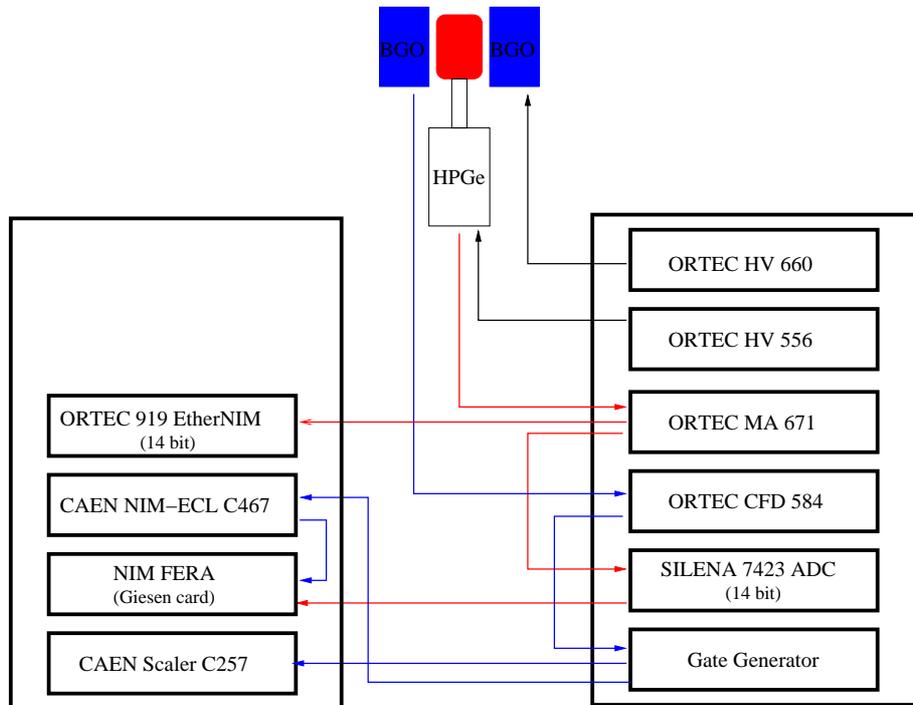


Abbildung 4.13: Elektronik Setup, die Signale vom HPGe Detektor sind rot eingezeichnet, die Signale vom BGO blau.

4.4.4 Datenaufnahme

Zur Datenaufnahme haben wurden zwei getrennte Systeme eingesetzt. Zum Einen das sogenannte Giesensystem und zum Anderen das Maestro MCA System. Beide Systeme werden in diesem Abschnitt beschrieben. Im Wesentlichen wurden die Spektren vom Giesensystem ausgewertet. Im Falle eines Fehlers im Giesensystem konnten wir auf die Spektren vom Maestro-System zugreifen. Diese doppelte Datenaufnahme erwies sich als vorteilhaft, weil die Giesenkarten nicht immer fehlerfrei funktionierten. Ein Vergleich beider Systeme zeigt Tabelle 4.5.

| Reak. | $E_\gamma(\text{keV})$ | Det. | Rate-Giesen(Hz) | Rate-Maestro(Hz) | Unterschied |
|-------------------|------------------------|------|-----------------|------------------|-------------|
| ^{137}Cs | 662 | 1 | 7,01 (5) | 7.05 (5) | 0.994 (10) |
| | | 2 | 2.98 (3) | 6.78 (5) | 0.440 (13) |
| | | 3 | 7,00 (5) | 7,03 (5) | 0.996 (10) |
| | | 4 | 86.04 (19) | 86.28 (19) | 0.997 (3) |
| ^{60}Co | 1333 | 1 | 3.23 (3) | 3.21 (3) | 1.006 (13) |
| | | 2 | 3.21 (3) | 3.19 (3) | 1.006 (13) |
| | | 3 | 3.16 (3) | 3,18 (3) | 0.994 (13) |
| | | 4 | 26.07 (9) | 36,56 (11) | 0.713 (5) |

Tabelle 4.8: Vergleich zwischen den beiden Datenaufnahmesystemen. Die Totzeit ist in allen Spektren unter einen Prozent. Für die ^{137}Cs Messung gab es Probleme mit der Giesenkarte Nummer zwei. Im Spektrum waren deutlich weniger Ereignisse als in den anderen Giesenspektren. Bei der ^{60}Co Messung gab es dieselben Probleme für die Giesenkarte Nummer vier. In der Spalte Unterschied wurde die Rate vom Giesen-System durch die Rate vom Maestro-System geteilt. Die Giesenspektren wurden für BGO silent ausgewertet. Mit Ausnahme von den offensichtlichen Fehler der Giesenkarte sind beide Datenaufnahmesysteme innerhalb von einem sigma konsistent.

Giesen

Die Giesenkarte stellt einen L&S⁸ Analysator dar. Diese wird im single-Mode ohne gating betrieben. Ohne gating bedeutet, dass in der Kommunikation zwischen Giesenkarte und ADC das Signal delayed coincidence ständig aktiv ist, und damit der ADC alle ankommenden Signale konvertiert. Diese Signale werden im internen 192 kB großen Speicher der Giesenkarte abgelegt und können während der Messung

⁸list- und single mode Analysator

simultan über CAMAC-Befehle ausgelesen werden. single-Mode bedeutet, dass in den Ausgabedateien die Kanäle mit der Anzahl der Ereignisse dargestellt werden. Außer den zwei gate-Eingängen verfügt die Giesenkarte über acht ECL rout-Eingänge, diese bestimmen wo im Speicher die Signale gespeichert werden. Das rout-Signal ist das veto-Signal vom BGO, wenn immer ein γ -Quant den Germanium-Kristall verlässt und in den BGO eintritt geht ein rout-Signal in die Giesenkarte. Tritt das rout-Signal in Koinzidenz mit dem Signal vom Analog-Digital-Wandler (ADC) ein bedeutet das, dass die γ -Quanten nicht ihre ganze Energie im Germanium-Kristall abgegeben haben. Solche Ereignisse werden um 2^{14} Kanäle im Spektrum verschoben. Auf diese Weise kann insbesondere der Comptonuntergrund um etwa 60 Prozent reduziert werden, siehe Tabelle 4.7. Die Wirkung des routing ist in Abbildung 4.14 zu sehen.

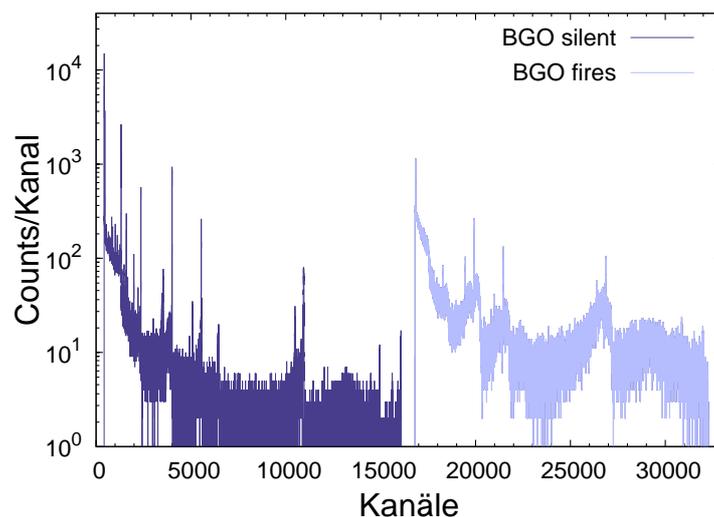


Abbildung 4.14: Die Wirkung des Routing. Im linken Teil des Spektrums, von Kanal 0 bis 16383, sind die Ereignisse mit voller Absorption im HPGe-Detektor erkennbar. Im rechten Teil, von Kanal 16384 bis 32768, sind die Ereignisse mit BGO Veto dargestellt.

Maestro

Das Maestrosystem ist ein Multichannel Analyser (MCA). Dabei ist es nicht wie die Giesenkarte auf einen externen ADC angewiesen, sondern bietet Auswahl, Konvertierung und Speicherung der Pulse in einem Gerät. Das benutzte Modul ORTEC 919 EtherNIM besitzt einen ADC mit einer Auflösung von 16.384 Kanälen. Ein Modul hat vier Kanäle,

aber nur einen ADC. Über ein BNC Netzkabel kann eine Verbindung zu einem Computer hergestellt werden. Mit dem Programm GammaVision ist es dann möglich, während der Messung die Spektren einzusehen. Außerdem ist es möglich, in GammaVision eine Energiekalibrierung des Spektrums durchzuführen. Dazu wurden die im Laboruntergrund prominenten Linien $E_\gamma = 1.460$ keV von Kalium (^{40}K) und $E_\gamma = 2.614$ keV von Tallium (^{208}Tl) in einem linearen Zusammenhang gebracht.

Totzeit

Die Software für das Giesensystem und GammaVision liefern Angaben zur Totzeit des ADC mit. Eine Totzeit entsteht, weil die Pulse vom Detektor kontinuierlich am ADC anliegen. Dieser aber nur einen Puls zur selben Zeit bearbeiten kann. Ein Input-Gate wird immer dann geschlossen, wenn der ADC gerade dabei ist, einen Puls zu konvertieren. Ist die Konvertierung abgeschlossen, öffnet sich das Gate und gibt den Weg für einen weiteren Puls frei. Die Zeit während das Input Gate geschlossen ist, wird Totzeit genannt (DT). Wenn es geöffnet ist, live-time (LT). Die normale physikalische Zeit wird real-time (RT) genannt. Die Totzeit berechnet sich aus

$$DT = RT - LT \quad (4.5)$$

Analog bestimmt die Giesenkarte die Totzeit des ADC, indem sie zwei Zähler verwendet. Der eine wird mit konstanter Frequenz $f=915$ Hz immer inkrementiert (RT), der zweite Zähler (LT) immer dann, wenn der ADC beschäftigt ist. Als Totzeit ergibt sich $DT = RT-LT$. Um die Rate von peaks im Spektrum zu bestimmen, muss die Anzahl der Ereignisse durch die live-time geteilt werden.

In diesem Kapitel wurde der Aufbau des Experiments beschrieben. Die gesamten Messungen dauerten mehrere Wochen. Am Ende dieser Zeit lag eine riesige Menge Daten in Form von Giesen- und Maestrospektren vor. Wie und Was von diesen Daten ausgewertet wurde ist im nächsten Kapitel erläutert.

Kapitel 5

γ -Nachweiswahrscheinlichkeit

In diesem Kapitel wird die Effizienzkalibrierung beschrieben. Wenn man die γ -Nachweiswahrscheinlichkeit (=Effizienz) in einem Detektor über einen großen Energiebereich bestimmen will, so kann man dies nur bis zu einem bestimmten Punkt durch radioaktive Quellen durchführen. Dieser Punkt ist durch die verfügbaren radioaktiven Quellen und von ihnen emittierten γ -Quanten bestimmt. Im Energiebereich von E_γ gleich 662 bis 1836 Kiloelektronenvolt konnte die absolute Effizienz durch kalibrierte radioaktive Quellen bestimmt werden. Die dazu verwendeten Punkt-Quellen waren ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na und ^{88}Y .

| Nuklid | Produzent | Bezeichnung | Aktivität am Messtag (kBq) | Dicke |
|-------------------|-----------|-------------|----------------------------|--------|
| ^{22}Na | PTB | 397-91 | 8,68 (3) | 0,3 mm |
| ^{60}Co | Amersham | Nu 157 | 29,48 (44) | 3 mm |
| | PTB | 2004-1862 | 5,62 (22) | 0,3 mm |
| ^{88}Y | PTB | 2008-1157 | 27,57 (33) | 0,3 mm |
| ^{137}Cs | Amersham | NU 156 | 38,74 (58) | 2,5 mm |
| | PTB | 2004-1816 | 10,15 (6) | 0,3 mm |

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der benutzten radioaktiven Quellen

5.1 Absolute Effizienz

Für die Messung der absoluten Effizienz wurden die radioaktiven Quellen an genau dem Punkt positioniert, an dem sich normalerweise das zu untersuchende Target befindet. Der Abstand von der Quelle zu der Vorderseite der Detektoren ist der Tabelle 4.6 zu entnehmen. Die Messdaten wurden mit dem Giesen- und Maestrosystem aufgenommen. Um einen statistischen Fehler von einem Prozent zu erreichen war es notwendig, mindestens 10.000 Ereignisse im full-energy-peak zu haben. Die Totzeit war in allen Fällen meist deutlich unter einem Prozent. Die Bestimmung der absoluten Effizienz erfolgte mit der Formel 5.1 [Gil08].

$$\varepsilon = \frac{N}{A \cdot t_L \cdot P_\gamma} \quad (5.1)$$

$$\sigma\varepsilon = \varepsilon \sqrt{\left(\frac{\sigma N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\sigma A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma P_\gamma}{P_\gamma}\right)^2} \quad (5.2)$$

- N Ereignisse im full-energy-peak (ohne Untergrund Ereignisse)
- A Aktivität der Quelle (Bq)
- t_L Lifetime (s)
- P_γ Wahrscheinlichkeit des emittierten γ -Quant
- σN statistischer Fehler der counts
- σA systematischer Fehler der Quellen einschließlich Fehler der Halbwertszeit
- σP_γ systematischer Fehler der Emissionswahrscheinlichkeit

5.1.1 Ereignisse N

Zur Bestimmung der Ereignisse im full-energy-peak wurde ein awk-Programm geschrieben. In diesem Programm wurde Formel 5.4 für die Berechnung der Net-Ereignisse (N) und Formel 5.6 für die Berechnung des Fehler der Net-Ereignisse verwendet [Gil08]. Die Net-Ereignisse sind die Ereignisse im full-energy-peak, im folgenden peak genannt, minus der Labor-Untergrund, in folgenden Untergrund genannt, der ohne Strahl bestimmt wird.

$$N = \text{peak} - \text{Untergrund} \quad (5.3)$$

$$N = \left(\text{peak} - \frac{1}{2} \cdot (P_2 - P_1) \cdot \left\{ \frac{U^L}{(G_2^L - G_1^L)} + \frac{U^R}{(G_2^R - G_1^R)} \right\} \right) \quad (5.4)$$

- peak ist das Integral des full-energy-peak
- P_2, P_1 rechte und linke Grenze von peak
- U^R, U^L Integral rechter und linker Untergrund von peak
- G_2^R, G_1^R rechte und linke Grenze von U^R
- G_2^L, G_1^L rechte und linke Grenze von U^L

Die Ereignisse N aus dem radioaktiven Zerfall sind nach der Poisson Statistik verteilt. Definiert man die statistische Größe Standardabweichung als

$$\sigma_N = \sqrt{\Delta N} \quad (5.5)$$

- $\Delta N = \sqrt{N^2 - \bar{N}^2}$ die Schwankung von N

so ergibt sich für die Poisson Verteilung $\sigma_N = \sqrt{N}$ als statistischer Fehler für die Ereignisse. Der Fehler σ_N von Formel 5.4 ergibt sich zu

$$\sigma_N = \sqrt{\text{Peak} + \left(\frac{1}{2} \cdot (P_2 - P_1)\right)^2 \cdot \left\{ \frac{U^L}{(G_2^L - G_1^L)^2} + \frac{U^R}{(G_2^R - G_1^R)^2} \right\}} \quad (5.6)$$

Zu beachten sind dabei die Rechenregeln für die Schwankung ΔN der Meßgröße N [Gil08]:

- $\Delta(N) = \Delta(\text{peak} - \text{Untergrund}) = \Delta(\text{peak} - k_1 \cdot U^L - k_2 \cdot U^R)$
- $\Delta(N) = \Delta(\text{peak}) + \Delta(k_1 \cdot U^L) + \Delta(k_2 \cdot U^R)$
- $\Delta(k \cdot U) = k^2 \cdot \Delta(U)$ $k = \text{konst.}$

Für die Konstanten k gilt, $k_1 = (P_2 - P_1)/2(G_2^L - G_1^L)$ und $k_2 = (P_2 - P_1)/2(G_2^R - G_1^R)$.

5.1.2 Radioaktive Quellen

Zur Bestimmung der absoluten Effizienz wurden Quellen mit unterschiedlicher Geometrie verwendet. Es handelt sich in jedem Fall um sogenannte Punkt-Quellen mit einem Durchmesser von etwa einem Millimeter, die in Polyethylen eingebettet sind. Dieser Schutz hat für alle Quellen den gleichem Radius mit jedoch unterschiedlicher Dicke. Um einen Vergleich der gemessenen Effizienzwerte in ELBE vor und nach dem Tandetroneperiment zu gestatten wurde die Abschwächung der γ -Quanten im Quellenverschlußmaterial, Polyethylen, berechnet und in der Effizienz korrigiert. Die Korrektur wurde auf für 90° , und für 127° ,

5.1. ABSOLUTE EFFIZIENZ

auf die halbe Dicke durchgeführt. Die Dichte von Polyethylen beträgt $\rho = 0,93 \text{ g/cm}^3$ [NIST]. Für die Berechnung der Abschwächung wurde Formel 3.4 benutzt. Die berechneten Korrekturen sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

| E_γ (keV) | Quelle | Dicke (mm) | Korr. 90° | Korr. 127° |
|------------------|-----------|------------|-----------|------------|
| 662 | NU 156 | 2,5 | 0,990 | 0,983 |
| | 2004-1816 | 0,3 | 0,999 | 0,996 |
| 898 | 2008-1157 | 0,3 | 0,999 | 0,996 |
| 1173 | Nu 157 | 3 | 0,991 | 0,984 |
| | 2004-1862 | 0,3 | 0,999 | 0,997 |
| 1333 | Nu 157 | 3 | 0,991 | 0,985 |
| | 2004-1862 | 0,3 | 0,991 | 0,997 |

Tabelle 5.2: Korrektur der Quellendicke, die Korrekturen wurden für 90° und für 127° auf die halbe Quellendicke berechnet.

Die Korrekturen der PTB-Quellen sind vernachlässigbar. Sie liegt bei etwa 0,1 Prozent. Die größte Korrektur ist bei der Amersham-Quelle bei $E_\gamma = 662 \text{ keV}$ und 127° zu verzeichnen. Diese Korrektur beträgt 1,7 Prozent.

5.1.3 summing-out von ^{60}Co

Summing Effekte können bei radioaktiven Nukliden, die zwei oder mehr γ -Quanten emittieren, auftreten. Die Ursache dafür ist die sehr kurze Lebenszeit der Kernzustände, so dass mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit zwei unterschiedliche γ -Quanten vom Analog-Digital-Konverter nicht getrennt aufgelöst werden können. Werden zum Beispiel die γ -Quanten mit $E_\gamma = 1333 \text{ keV}$ vom Zerfall des ^{60}Co -Kern und ein anderer γ -Quant mit $E_\gamma = x \text{ keV}$ nicht als getrennte Ereignisse aufgenommen, so erscheint im Spektrum ein Ereignis bei $E_\gamma = 1333 + x \text{ keV}$. Das Ereignis erscheint nicht im full-energy-peak und verringert somit die Anzahl der Ereignisse im full-energy-peak. Dieses Phänomen wird summing out bezeichnet und kann korrigiert werden. Die korrigierten Ereignisse im full-energy-peak von $E_\gamma = 1333 \text{ keV}$ lassen sich mit der Formel 5.7 berechnen [Gil08]:

$$N_{1,\text{Korr}} = \varepsilon_1 \cdot P_\gamma \cdot A \cdot (1 + \varepsilon_{2,\text{Tot}} \cdot \rho_{\gamma_1\gamma_2}) \quad (5.7)$$

- ε_1 Effizienz bei $E_\gamma = 1333 \text{ keV}$

- P_γ Wahrscheinlichkeit des emittierten γ -Quant
- A Aktivität der Quelle (Bq)
- $\varepsilon_{2,\text{Tot}}$ totale Effizienz von $E_\gamma = 1173$ keV
- $\varrho_{\gamma_1\gamma_2}$ Winkelkorrelation der zwei γ -Quanten

Die totale Effizienz für $E_\gamma = 1173$ keV ergibt sich aus der Summe aller Net-Ereignisse im Spektrum geteilt durch zwei. Dabei wird angenommen, dass die beiden γ -Quanten gleich viel zur totalen Effizienz beitragen. Für die Detektoren eins bis drei ergibt sich die summing-out Korrektur von 0,18 Prozent und für Detektor vier von 2,9 Prozent. Erwartungsgemäß ist die Korrektur für Detektor vier mit seiner nahen Geometrie am größten.

^{22}Na ist ein β^+ -Strahler. summing-out kann es auch hier geben, wenn die E_γ -Quanten mit 511 keV aus der e^+e^- Annihilation zusammen mit $E_\gamma = 1275$ detektiert werden. Für die Detektoren eins bis drei ergibt sich die Summing out Korrektur 0,11 Prozent und für Detektor vier von 1,9 Prozent. Die summing-out Korrekturen sind für die Detektoren eins bis drei vernachlässigbar. Aus diesem Grund wurde auf eine summing-out Berechnung von ^{88}Y verzichtet. Nach [Gil08] ist nicht zu erwarten, dass die Korrektur von ^{88}Y wesentlich größer als die von ^{60}Co . Für Detektor vier am Tandetron muss das summing-out allerdings berücksichtigt werden, dafür gibt es jedoch keine ^{88}Y -Messung. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine summing-out Korrektur nur für den Detektor vier im Tandetron Aufbau nötig ist. Die einzelnen Messungen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Mit der Bestimmung der absoluten Effizienz ist der erste Teil der Effizienzkurve abgeschlossen. Am Tandetron wird die Effizienzkurve weiter fortgesetzt.

5.2 Relative Effizienz

Die Bestimmung der relativen Effizienz wurde mit der sogenannten two-line-Methode durchgeführt. Die dafür benutzte Formel lautet:

$$R_{\text{Exp}} = \frac{R_{\gamma 1}}{R_{\gamma 2}} = \frac{I_{\gamma 1} \cdot W_{\gamma 1} \cdot \epsilon_{\gamma 1}}{I_{\gamma 2} \cdot W_{\gamma 2} \cdot \epsilon_{\gamma 2}} \quad (5.8)$$

- $R_{\gamma 1}$ Rate von $\gamma 1$ (1/s)
- $I_{\gamma 1}$ Intensität von $\gamma 1$

5.2. RELATIVE EFFIZIENZ

| Nuklid | Bezeichnung | ELBE (vor) | Tandetron | ELBE (nach) |
|-------------------|-------------|------------|-----------|-------------|
| ^{22}Na | 397-91 | | X | |
| ^{60}Co | Nu 157 | X | | |
| | 2004-1862 | | X | X |
| ^{88}Y | 2008-1157 | | | X |
| ^{137}Cs | NU 156 | X | | |
| | 2004-1816 | | X | X |

Tabelle 5.3: Für die Bestimmung der absoluten Effizienz wurden unterschiedliche Quellen verwendet. Das X markiert die verwendete Quelle. Um einen Vergleich ELBE vor/nachher durchführen zu können wurde die angegebene Dickenkorrektur vorgenommen, siehe Tabelle 5.2.

- $W_{\gamma 1}$ Winkelverteilung von $\gamma 1$
- $\epsilon_{\gamma 1}$ Effizienz des Detektors bei $\gamma 1$

$\gamma 1$, $\gamma 2$ bezeichnet das erste (primary) und das zweite (secondary) γ -Quant innerhalb einer Kaskade oder allgemeiner zwei beliebige γ -Quanten von einer Reaktion. Die Rate beider Photospeaks wird experimentell bestimmt. Das Verhältnis $I_{\gamma 1}/I_{\gamma 2}$ ist die relative Intensität zwischen den beiden γ -Quanten. Dieser Wert wird aus der Literatur entnommen [Seg65], [Zij90], [Ant77], [End90] und [Ajz91]. Die Winkelverteilung W_{γ} wird ebenfalls aus der Literatur entnommen oder selbst gemessen. Wenn die Effizienz des niederenergetischen γ -Quanten bekannt ist, so folgt aus Formel 5.8 die Effizienz des höherenergetischen γ -Quanten.

$$\epsilon_{\gamma 2} = \frac{1}{R_{\text{Exp}}} \cdot \frac{I_{\gamma 1} \cdot W_{\gamma 1} \cdot \epsilon_{\gamma 1}}{I_{\gamma 2} \cdot W_{\gamma 2}} \quad (5.9)$$

Die untersuchten Reaktionen wurden so gewählt, die Effizienzkurve bis zu einer Energie von 12137 keV erstellt werden kann.

Die Konstruktion der Effizienzkurve wird nun am Beispiel der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ erläutern. Für diese Reaktion wurde die γ -Quanten aus der Resonanz $E_p = 278$ keV untersucht. Die primarys haben eine Energie von 764, 1384 und 2375 keV, die secondarys 5181, 6172 und 6792 keV. Das Intensitätsverhältnis zwischen primary und secondary in einer Kaskade ist in jedem Fall eins, ebenso die Winkelverteilung. Die schon existierende absolute Effizienzkurve enthält die Effizienzen aus den Quellenmessungen, nämlich 662, 1172, 1274 sowie 1333 keV. Da der Zusammenhang zwischen diesen Werten linear ist, hat man die Möglichkeit die Effizienz bei 764 und 1384 keV durch einen linearen

5.2. RELATIVE EFFIZIENZ

Fit direkt zu bestimmen. Aus Formel 5.9 folgt dann die Effizienz der secondarys.

$$\epsilon_{6792} = \frac{\epsilon_{765}}{R_{\text{Exp}}} \quad (5.10)$$

$$\epsilon_{6172} = \frac{\epsilon_{1384}}{R_{\text{Exp}}} \quad (5.11)$$

Die primarys und secondarys sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Die mit Gleichung 5.10 und 5.11 neu berechneten Effizienzen werden in den Fit der Effizienzkurve mit eingebunden. Aus dem Fit wird anschließend die Effizienz bei 2375 keV abgelesen und mit Formel 5.9 die Effizienz bei 5181 keV berechnet. So wird die Effizienzkurve sukzessive aufgebaut, weitere Punkte aus den Reaktionen $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ und $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ kommen hinzu und legen den Fit immer genauer fest.

5.2.1 Die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$

Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum der $E_p = 278$ keV Resonanz. Diese Resonanz wurden aus zwei Gründen untersucht. Erstens für die Berechnung der Effizienzkurve und zweitens zur Normierung der hochenergetischen Resonanz bei $E_p = 1058$ keV. Aufgrund der geringen Ausbeute und des niedrigen Stroms wurde für Abbildung 5.1 mehr als eine Woche Strahlzeit benötigt. Das Levelschema von ^{15}O ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

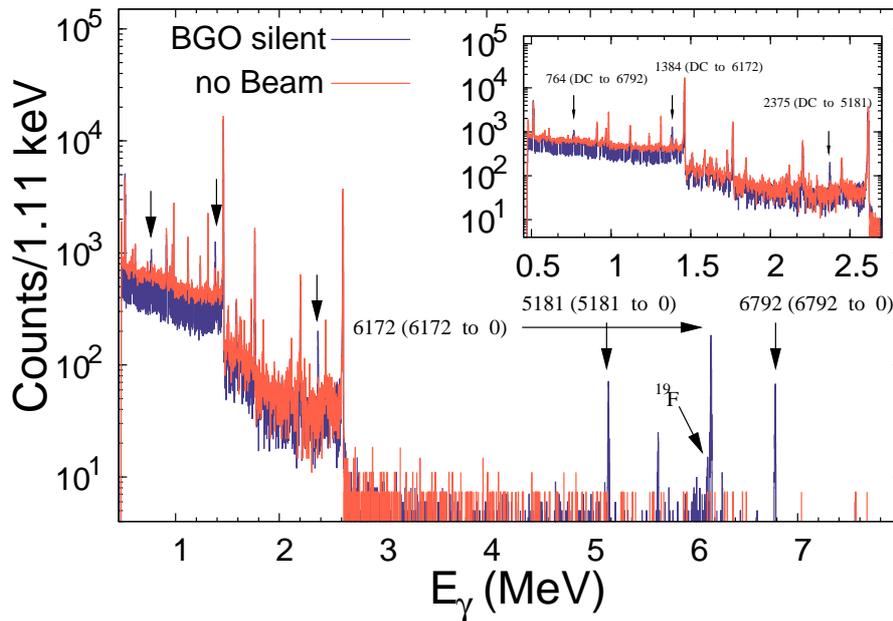


Abbildung 5.1: γ -Spektrum von $^{14}\text{N}(p, \gamma)$. Die Ereignisse sind die Summe von Detektor eins und Detektor drei bei $E_p = 278$ keV und $\vartheta = 127^\circ$. BGO silent sind die Ereignisse, wo der BGO kein veto gegeben hat. No Beam ist der natürliche Labor-Untergrund. Wie in jedem Target ist auch hier die Linie $E_\gamma = 6130$ keV von der Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ zu sehen. Der strahlinduzierte Untergrund wird in Abschnitt 6.5.2 beschrieben.

Für die Berechnung der relativen Effizienz wurden die Werte aus Tabelle 5.4 verwendet.

5.2. RELATIVE EFFIZIENZ

| Detektor | Winkel | E_γ (keV) | Intensität | Winkelkoeffizient | Referenz |
|----------|--------|------------------|------------|-------------------|----------|
| 1 | 127° | 765 | 1 | 1 | [Ajz91] |
| | | 6792 | 1 | 1 | [Ajz91] |
| 2 | 90° | 1385 | 1 | 1 | [Ajz91] |
| 3 | 127° | 6172 | 1 | 1 | [Ajz91] |
| 4 | 55° | 2377 | 1 | 1 | [Ajz91] |
| | | 5181 | 1 | 1 | [Ajz91] |

Tabelle 5.4: Eigenschaften der γ -Quanten aus der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ mit $E_p = 278$ keV. Alle untersuchten γ -Quanten sind isotrop verteilt [Ajz91]. Das Intensitätsverhältnis innerhalb einer Kaskade ist ebenfalls eins.

5.2.2 Die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$

Mit der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ konnte die Effizienzkurve bis zu $E_\gamma = 12137$ keV fortgesetzt werden. Untersucht wurde zwei γ -Quanten innerhalb einer Kaskade. Die Resonanzenergie ist $E_p = 675$ keV. Das Intensitätsverhältnis zwischen primary und secondary ist eins [Zij90]. Ein vereinfachtes Levelschema von ^{12}C ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Winkelverteilung wurde für $E_\gamma = 12137$ keV aus [Seg65] und [Zij90] berechnet. Für $E_\gamma = 4439$ keV wurde die Winkelverteilung selbstständig bestimmt.

Berechnung der Winkelverteilung für $E_\gamma = 4439$ keV

Die Winkelverteilung von $E_\gamma = 4439$ keV aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ wurde relativ zu der Winkelverteilung von $E_\gamma = 4439$ keV aus der Reaktion $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)$ berechnet. Die Winkelverteilung von $E_\gamma = 4439$ keV aus der Reaktion $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)$ wurde in [Kra52] gemessen und auf die Form

$$W(\vartheta) = 1 + a \cdot \cos^2 \vartheta + b \cdot \cos^4 \vartheta \quad (5.12)$$

normalisiert. Die Koeffizienten sind $a \simeq -0,927$ und $b \simeq -1,471$. Mit Formel 5.12 lässt sich die Winkelverteilung von $E_\gamma = 4439$ keV aus der Reaktion $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)$ berechnen. Beispielsweise ergibt sich für Detektor 2 bei $\vartheta = 90^\circ$, eine isotrope Winkelverteilung.

$$W_{\text{Det}2} = W(90^\circ) = 1 + a \cdot \cos^2(90^\circ) + b \cdot \cos^4(90^\circ) = 1 \quad (5.13)$$

Die Formel der Winkelverteilung für die $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ ergibt sich mit Formel 5.8. Anstatt γ_1 und γ_2 wurde jetzt Detx und Det2 geschrieben.

$$\left(\frac{W_{\text{Detx}}}{W_{\text{Det}2}}\right)_{^{11}\text{B}} = \left(\frac{R_{\text{Detx}}}{R_{\text{Det}2}}\right)_{^{11}\text{B}} \cdot \left(\frac{R_{\text{Det}2}}{R_{\text{Detx}}}\right)_{^{15}\text{N}} \cdot \left(\frac{W_{\text{Detx}}}{W_{\text{Det}2}}\right)_{^{15}\text{N}} \quad (5.14)$$

5.2. RELATIVE EFFIZIENZ

Das subscript 11B und 15N steht für die Rate oder die Winkelverteilung aus der $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ und der $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)$ Reaktion. Mit Formel 5.13 ergibt sich aus Formel 5.14 die entgültige Formel für die Winkelverteilung der $E_\gamma = 4439$ keV aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$.

$$(W_{\text{Detx}})_{11\text{B}} = \left(\frac{R_{\text{Detx}}}{R_{\text{Det2}} \right)_{11\text{B}} \cdot \left(\frac{R_{\text{Det2}}}{R_{\text{Detx}} \right)_{15\text{N}} \cdot (W_{\text{Detx}})_{15\text{N}} \quad (5.15)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Alle Winkelverteilungen in dieser Arbeit wurden bezüglich der Detektorgröße korrigiert [Ros53]. Abbildung 5.2 zeigt das Spektrum mit dem untersuchten γ -Linien.

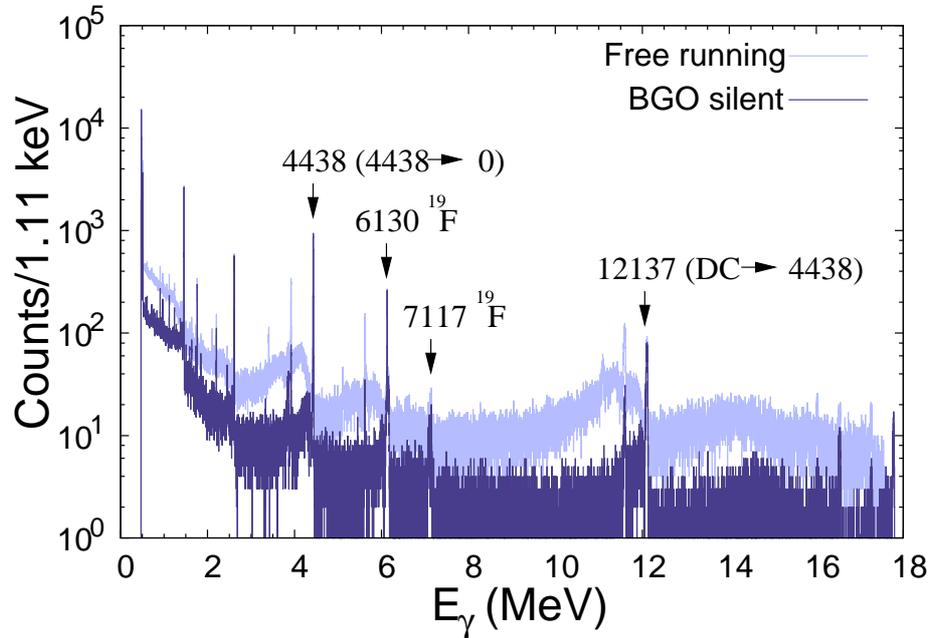


Abbildung 5.2: Eigenschaften der γ -Quanten aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ mit $E_p = 675$ keV von Detektor 1 und $\vartheta = 127^\circ$. Free running sind alle Ereignisse, als die Ereignisse mit BGO silent plus die Ereignisse mit BGO fires. Siehe dazu Abbildung 4.14. Wiederrum ist die ^{19}F Kontamination zu sehen.

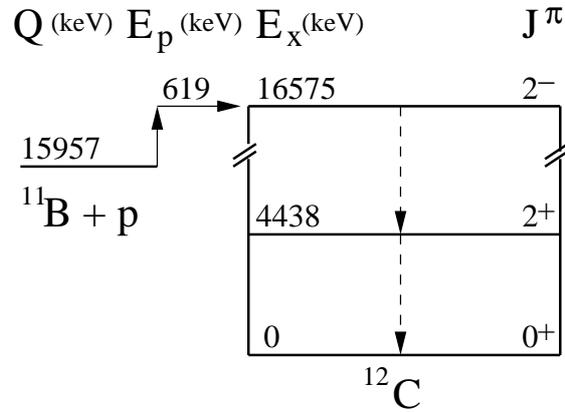


Abbildung 5.3: Vereinfachtes ^{12}C Level Schema

| Detektor | Winkel | E_γ (keV) | rel. Intensität | Winkelkoeff. | Referenz |
|----------|-------------|------------------|-----------------|--------------|------------------|
| 1 | 127° | 4439 | 1 | 1,056 (30) | — |
| | | 12138 | 1 | 0.856 (15) | [Seg65], [Zij90] |
| 2 | 90° | 4439 | 1 | 1,000 | — |
| | | 12138 | 1 | 1.055 (7) | [Seg65], [Zij90] |
| 3 | 127° | 4439 | 1 | 1,074 (31) | — |
| | | 12138 | 1 | 0.856 (15) | [Seg65], [Zij90] |
| 4 | 55° | 4439 | 1 | 0,971 (20) | — |
| | | 12138 | 1 | 1.070 (11) | [Seg65], [Zij90] |

Tabelle 5.5: Eigenschaften der γ -Quanten aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ mit $E_p = 675$ keV. Das Intensitätsverhältnis innerhalb der Kaskade ist eins.

5.2.3 Die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$

Die Auswertung der $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ Daten ist komplizierter als im Falle von $^{11}\text{B}(p, \gamma)$ oder $^{14}\text{N}(p, \gamma)$. Zum einen hat ^{28}Si etwa 100 Energielevel zwischen 12.542 keV und dem Grundzustand zum anderen ist das Intensitätsverhältnis innerhalb einer Kaskade nicht eins. Die relativen Intensitäten der γ -Quanten können aus der Literatur entnommen werden [Ant77], [Zij90] und [End90]. Ein vereinfachtes Levelschema von ^{28}Si ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

5.2. RELATIVE EFFIZIENZ

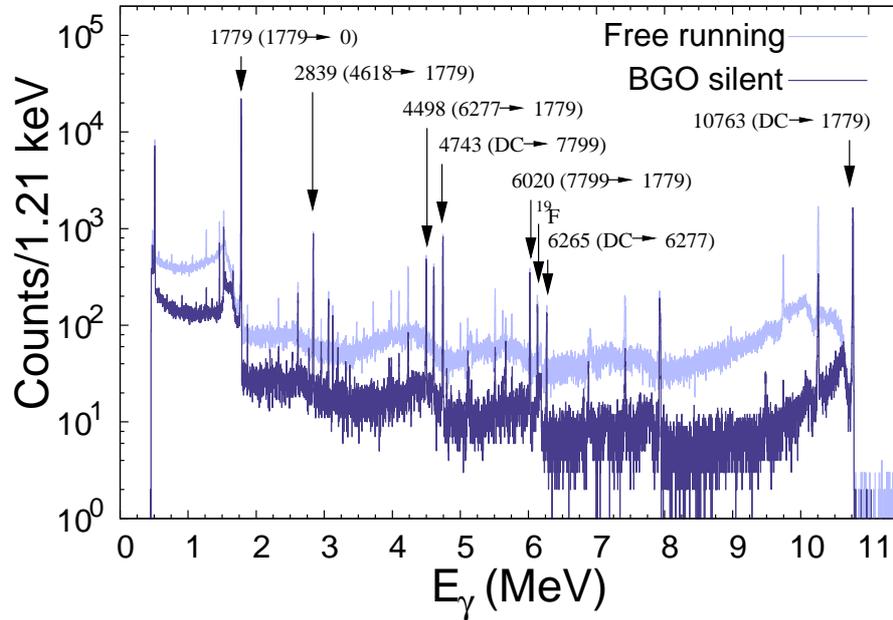


Abbildung 5.4: γ -Spektrum von $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ von Detektor 2 bei $E_p = 992$ keV und $\vartheta = 90^\circ$.

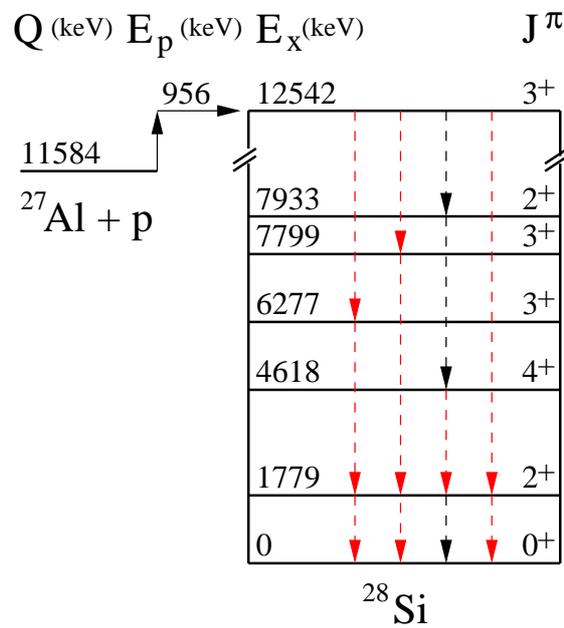


Abbildung 5.5: Vereinfachtes ^{28}Si Level Schema, die untersuchten γ -Linien sind rot hervorgehoben

5.2. RELATIVE EFFIZIENZ

| Detektor | Winkel | E_γ (keV) | rel. Intensität | Winkelkoeff. | Referenz |
|----------|--------|------------------|-----------------|--------------|------------------|
| 1 und 3 | ° | 1779 | 94,8 (15) | 1,008 (2) | [Ant77], [Zij90] |
| | | 2839 | 5,5 (4) | 1,011 (7) | [Ant77] |
| | 127 | 4498 | 4,8 (3) | 1,038 (7) | [Ant77] |
| | | 4743 | 8,5 (3) | 1,001 (6) | [End90] |
| | | 6020 | 6,0 (5) | 0,986 (7) | [Ant77] |
| | | 6265 | 2,15 (7) | 1,049 (10) | [End90] |
| | | 10763 | 76,4 (4) | 1,018 (3) | [End90],[Zij90] |
| 2 | ° | 1779 | 94,8 (15) | 0,994 (2) | [Ant77], [Zij90] |
| | | 2839 | 5,5 (4) | 0,996 (7) | [Ant77] |
| | 90 | 4498 | 4,8 (3) | 0,932 (8) | [Ant77] |
| | | 4743 | 8,5 (3) | 1,006 (6) | [End90] |
| | | 6020 | 6,0 (5) | 1,009 (8) | [Ant77] |
| | | 6265 | 2,15 (7) | 0,926 (13) | [End90] |
| | | 10763 | 76,4 (4) | 0,963 (3) | [End90],[Zij90] |
| 4 | ° | 1779 | 94,8 (15) | 1,001 (1) | [Ant77], [Zij90] |
| | | 2839 | 5,5 (4) | 1,002 (5) | [Ant77] |
| | 55 | 4498 | 4,8 (3) | 1,006 (5) | [Ant77] |
| | | 4743 | 8,5 (3) | 1,000 (4) | [End90] |
| | | 6020 | 6,0 (5) | 0,997 (5) | [Ant77] |
| | | 6265 | 2,15 (7) | 1,008 (8) | [End90] |
| | | 10763 | 76,4 (4) | 1,003 (2) | [End90],[Zij90] |

Tabelle 5.6: Eigenschaften der γ -Quanten aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ mit $E_p = 992$ keV. Besonders gut bekannt ist das Intensitätsverhältnis von $E_\gamma = 1779$ keV und $E_\gamma = 10763$ keV.

5.3 Effizienz Kurve am Tandetron

Der Fit für die endgültige Effizienz-Kurve erfolgte mit einem Polynom dritten Grades. Formel 5.16 zeigt diese Funktion. Die Einheit von E_γ ist Kiloelektronenvolt.

$$\varepsilon(E_\gamma) = \exp \left\{ a + b \cdot \ln \frac{5000}{E_\gamma} + c \cdot \ln \left(\frac{5000}{E_\gamma} \right)^2 + d \cdot \ln \left(\frac{5000}{E_\gamma} \right)^3 \right\} \quad (5.16)$$

Die Parameter a,b,c und d für die vier HPGe-Detektoren sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

| Detektor | a | b | c | d |
|----------|-------------|------------|-------------|------------|
| 1 | -8,367 (27) | 0,971 (12) | -0,287 (36) | 0,053 (14) |
| 2 | -8,385 (26) | 1,023 (12) | -0,346 (33) | 0,067 (13) |
| 3 | -8,409 (36) | 0,971 (18) | -0,267 (49) | 0,048 (19) |
| 4 | -6,104 (23) | 1,113 (14) | -0,283 (32) | 0,046 (12) |

Tabelle 5.7: Fit Parameter für die Detektoren eins bis vier der Effizienzkurve am Tandetron. Diese Werte gelten in der Konfiguration ohne Absorber.

Die Effizienzkurven für die Detektoren eins bis vier dargestellt sind am Ende dieses Kapitels abgebildet. Außerdem wurde für jeden Detektor das Residuum und der Fehler der Effizienzkurve berechnet. Diese Auswertung wurde mit dem Programm gnuplot¹ durchgeführt. So ergibt sich der Fehler der Fit Parameter in Tabelle 5.7 aus den von gnuplot ausgegebenen Fehler.

¹gnuplot ist ein skript- bzw. kommandozeilengesteuertes Computerprogramm zur grafischen Darstellung von Messdaten. Mit gnuplot ist es möglich funktionale Zusammenhänge an die Messdaten anzupassen (fitten). Benutzt wurde die Version 4.2 patchlevel 4.

5.4 Effizienzkurve an ELBE

Die in Abbildung 5.2 bestimmte Effizienzkurve soll nun für Detektor eins mit der simulierten Kurve [Rus06] verglichen werden. Diese Simulation wurde für den NRF Aufbau mit Absorberkonfiguration zwei durchgeführt. Die Absorberkonfiguration zwei besteht für Detektor eins aus einer 0,8 Zentimeter dicken Bleiplatte und aus einer 0,3 Zentimeter dicken Kupferplatte. Diese beiden Metallplatten werden vor das drei Zentimeter große Eintrittsfenster der γ -Quanten geschraubt. Die Effizienzkurve am Tandetron wurde in der Konfiguration ohne Absorber bestimmt. Für die Absorberkonfiguration zwei gibt es nur Daten aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$. Diese konnten für den Vergleich der experimentellen Kurve mit der simulierten Kurven genutzt werden. Die Effizienzkurve wurden prinzipiell genau so erstellt wie in Abschnitt 5.2 beschrieben. Jedoch lassen sich die Daten nicht sofort auf den ELBE Aufbau übertragen, weil die Targetkammer am Tandetron aus etwa 2 Millimeter dickem Aluminium und die ELBE Targetkammer aus einem sehr dünnen PVC Rohr besteht. Es wurde die effektive Dicke des Aluminium Rohrs bestimmt. Dazu wurde die ^{60}Co Linie mit $E_\gamma = 1333$ keV vom Tandetron mit der von ELBE verglichen. Der Unterschied beträgt $E_{1333}^{\text{Tand}}/E_{1333}^{\text{ELBE}} = 0.933$ (27). Mit diesem Wert, der Abschwächung von $E_\gamma = 1333$ keV in Aluminium und der effektiven Dicke des PVC Rohres zu 0 angenommen kann mit Formel 3.4 die effektive Dicke des Aluminium Rohres bestimmen. Als Ergebnis ergibt sich $d_{\text{Al}}=0,48$ cm. Dieser Wert wurde nun verwendet um die Abschwächung der γ -Quanten aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ zu bestimmen. Die berechneten Werte sind in Tabelle 5.8 dargestellt.

| E_γ | Massenabschwächungskoeffizient (cm ² /g) | E/E_0 |
|------------|---|------------|
| 2839 | 0.03667 | 0,953 (27) |
| 4498 | 0.02972 | 0,962 (27) |
| 4743 | 0.02905 | 0,963 (27) |
| 6020 | 0.02653 | 0,966 (27) |
| 6265 | 0.02626 | 0,966 (27) |
| 10763 | 0.02299 | 0,970 (27) |

Tabelle 5.8: Abschwächung der γ -Quanten in der Tandetron Targetkammer relativ zu ELBE.

Der Fehler für die Abschwächung ergibt sich aus dem Fehler der Quellenmessung im Tandetron und in ELBE. Die Effizienzkurve für das

ELBE Setup ergibt sich mit den in ELBE gemessenen Quellen, ^{60}Co , ^{88}Y und ^{137}Cs , und den sechs Werten aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ die im Tandetron gemessen wurden und bezüglich der Targetkammerdicke korrigiert wurden. Diese Kurve wird mit der von [Rus06] in GEANT3² simulierten Kurve verglichen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.6.

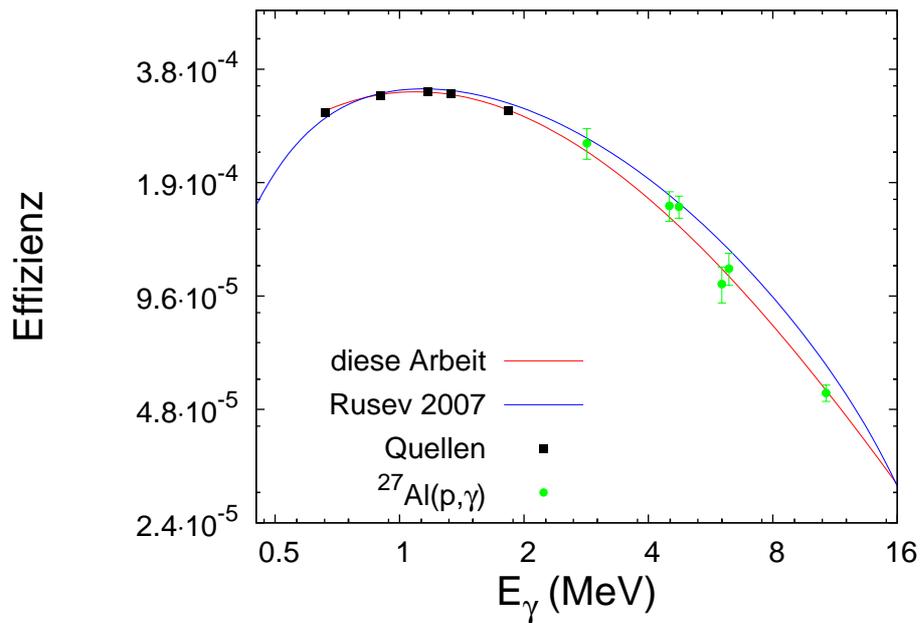


Abbildung 5.6: Der Vergleich der experimentell gemessenen und der simulierten Effizienzkurve. Dieser Vergleich wurde mit Detektor eins durchgeführt.

²GEANT steht für GEometry ANd Tracking. GEANT3 ist die dritte Version der Simulationssoftware.

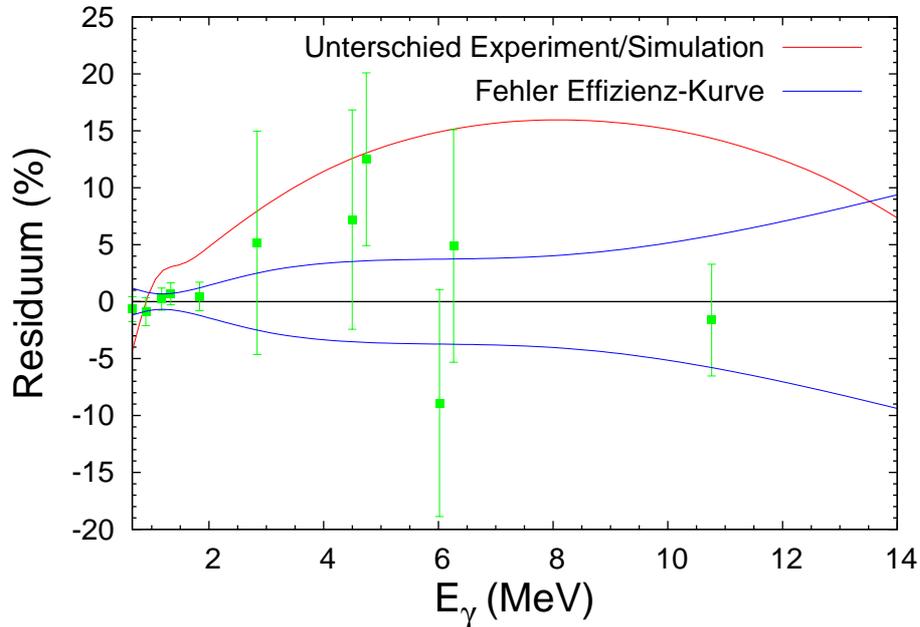


Abbildung 5.7: Das Residuum der Quellen und Aluminiumlinien. Außerdem ist der prozentuale Unterschied zwischen experimenteller und simulierter Effizienz-Kurve dargestellt. Der Unterschied hat ein Maximum von 16 % bei $E_\gamma = 8000$ keV.

5.5 Reproduzierbarkeit der Effizienz an ELBE

Die Effizienzwerte vor dem Transport der Detektoren eins bis drei von ELBE zum Tandetron sind aus den gewichteten Mittelwert von jeweils 3 Messungen entstanden. Die Quellen wurden bezüglich ihrer Dicke korrigiert. Es wurden keine Summing out Korrekturen durchgeführt, weil der zu erwartende Effekt für ^{60}Co und ^{88}Y kleiner als 0,5 % ist. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 5.9 zusammengefasst. Die Abhängigkeit der Effizienz von der Repositionierung der Quelle wurde an folgenden Beispiel überprüft. Dazu wurde für Detektor zwei, die Rate der Linie $E_\gamma = 1836$ keV von ^{88}Y berechnet. Die Quelle wurde jeweils in unterschiedlichen Abständen zum Zentrum positioniert. Die gemessene Rate wurde mit derjenigen verglichen, wo die Quelle im Zentrum positioniert war. Die Rate steigt auf der y-Achse für den Abstand fünf und zehn Millimeter an. In diesem Fall wurde die Quelle näher an Detektor zwei geschoben. Eine Repositionierung der Quelle im Zentrum ergab eine Differenz von 1,4 Prozent. Die statistische Unsicherheit dieser Zahl ist 0,9 Prozent. 1,4 Prozent entsprechen nach Abbildung

5.5. REPRODUZIERBARKEIT DER EFFIZIENZ AN ELBE

| Detektor | E_γ (keV) | Eff.(vor)[10^{-4}] | Eff.(nach)[10^{-4}] | $\frac{\text{Eff.}(\text{vor})}{\text{Eff.}(\text{nach})}$ |
|----------|------------------|------------------------|-------------------------|--|
| 1 | 662 | 8,74 (8) | 8,84 (6) | 0,989 (11) |
| | 1173 | 6,62 (6) | 6,72 (3) | 0,985 (10) |
| | 1333 | 6,24 (6) | 6,23 (3) | 1,001 (11) |
| 2 | 662 | 10,53 (10) | 10,51 (10) | 1,002 (13) |
| | 1173 | 7,84 (7) | 8,07 (4) | 0,972 (9) |
| | 1333 | 7,36 (7) | 7,50 (3) | 0,982 (10) |
| 3 | 662 | 8,14 (8) | 8,26 (6) | 0,985 (12) |
| | 1173 | 6,24 (6) | 6,29 (3) | 0,992 (11) |
| | 1333 | 5,84 (5) | 5,85 (6) | 0,997 (13) |

Tabelle 5.9: Effizienz Vergleich für die NRF-Detektoren eins bis drei.

5.8 etwa einem Millimeter. Bei dem Vergleich der Effizienzen des NRF-Setup könnte dieser Effekt der Grund für die größere Abweichung der $E_\gamma = 1173$ und 1333 keV in Detektor zwei sein. Berücksichtigt man diese Grundunsicherheit so stimmen die Effizienzmessungen innerhalb von einem sigma überein.

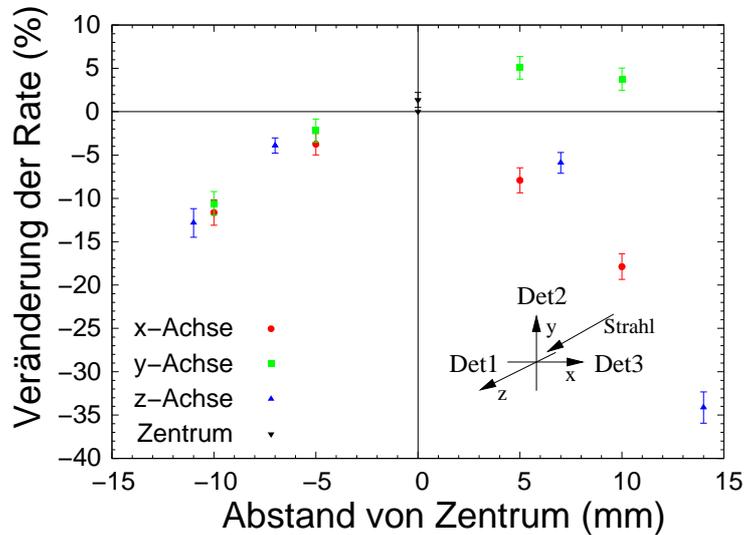


Abbildung 5.8: Positionierung der Quellen für Detektor 2 ohne Absorber.

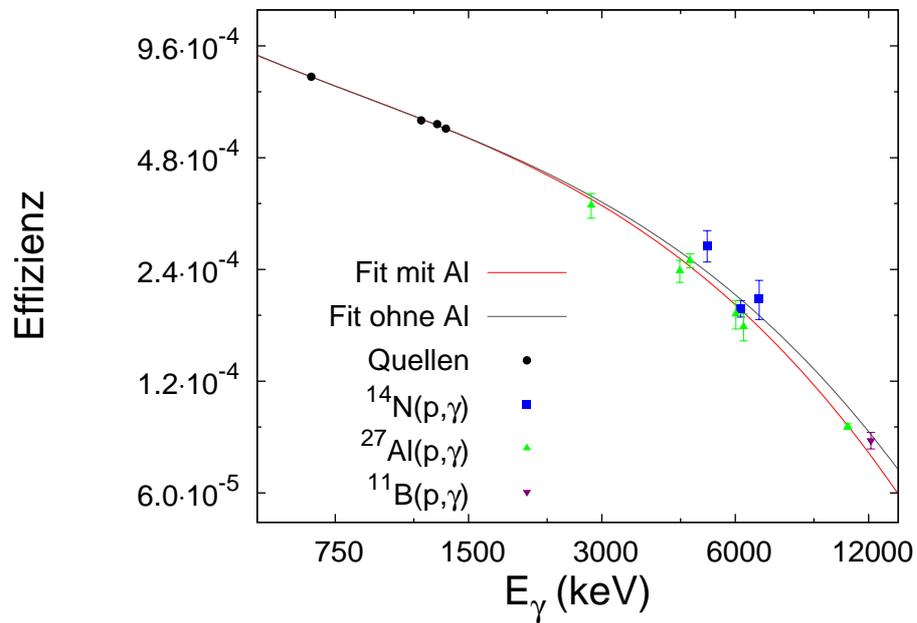


Abbildung 5.9: Die Effizienz-Kurve für Detektor eins. Da optisch der Eindruck entsteht, dass die Aluminium Linien systematisch tiefer liegen als die Stickstoff Linien wurde der Fit zweimal durchgeführt. Einmal mit und einmal ohne den Aluminiumlinien. Der prozentuale Unterschied ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

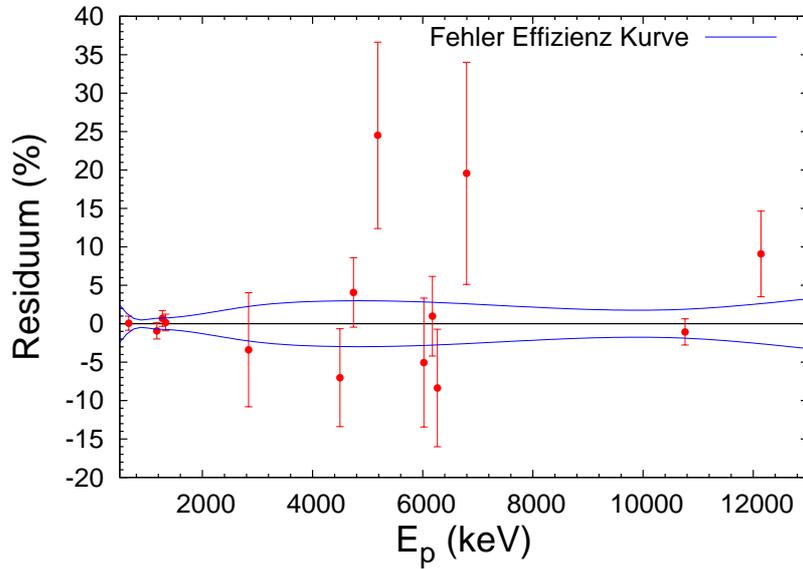


Abbildung 5.10: Das Residuum für Detektor eins. Außerdem ist der Fehler der Effizienzkurve dargestellt. Diese Werte gelten für die Effizienz-Kurve mit Aluminiumlinien.

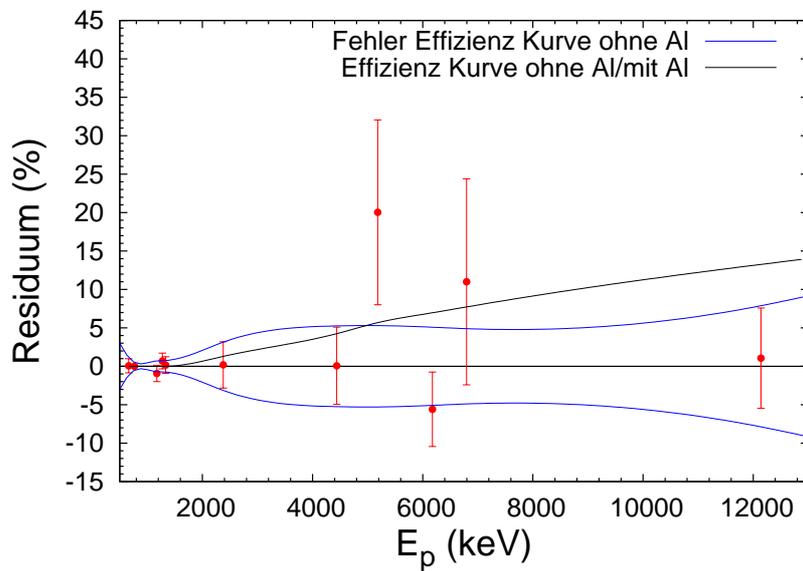


Abbildung 5.11: Das Residuum für Detektor eins ohne Al-Linien. Außerdem ist der Fehler der Effizienzkurve dargestellt. Für die schwarze Kurve wurde die Effizienzkurve ohne Aluminium durch die Effizienzkurve mit Aluminium geteilt.

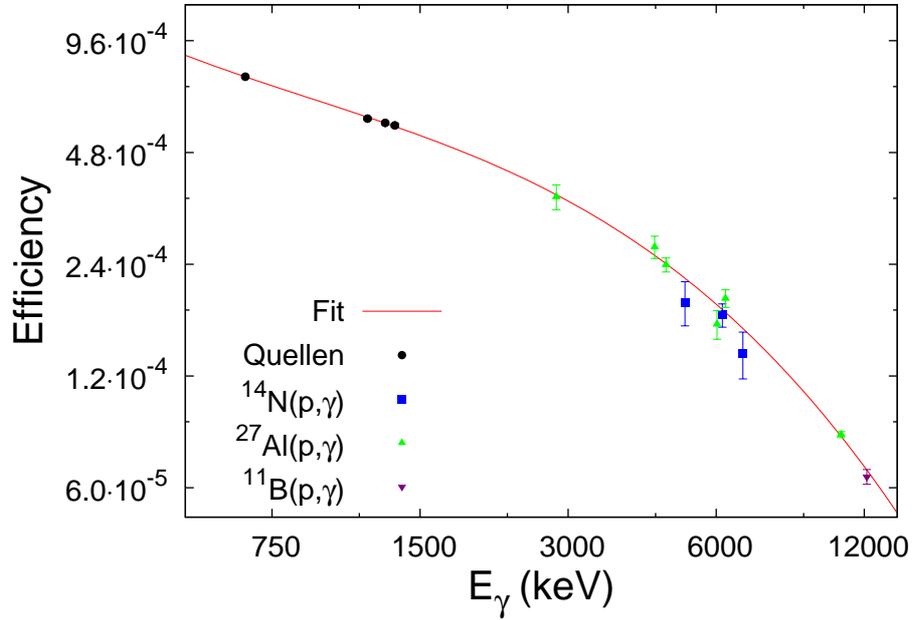


Abbildung 5.12: Die Effizienz-Kurve für Detektor zwei.

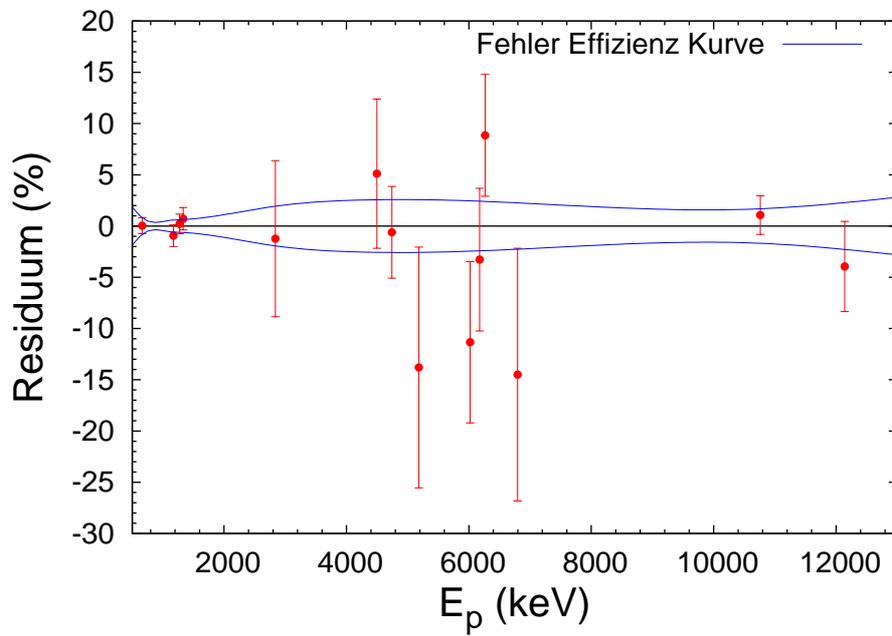


Abbildung 5.13: Das Residuum für Detektor zwei.

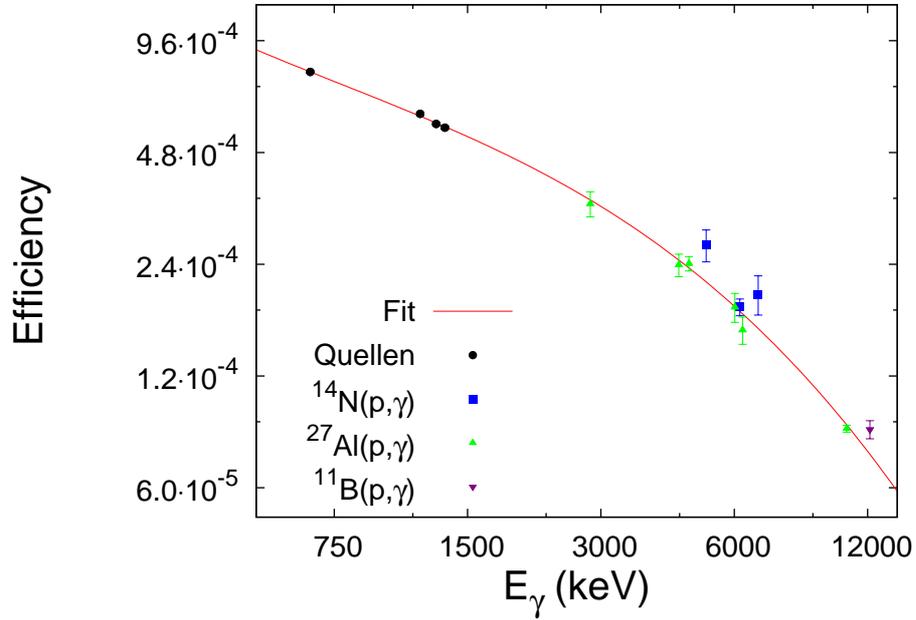


Abbildung 5.14: Die Effizienz-Kurve für Detektor drei.

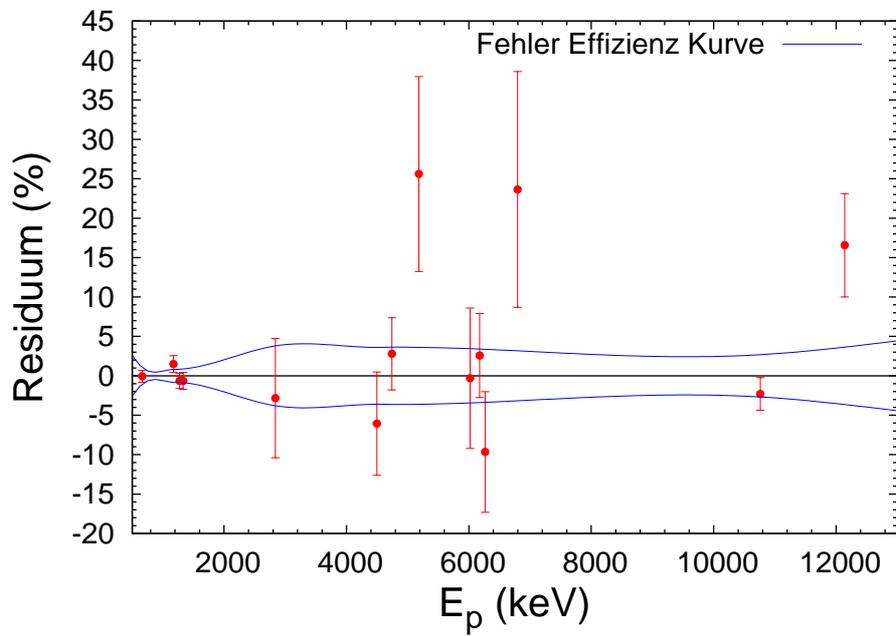


Abbildung 5.15: Das Residuum für Detektor drei.

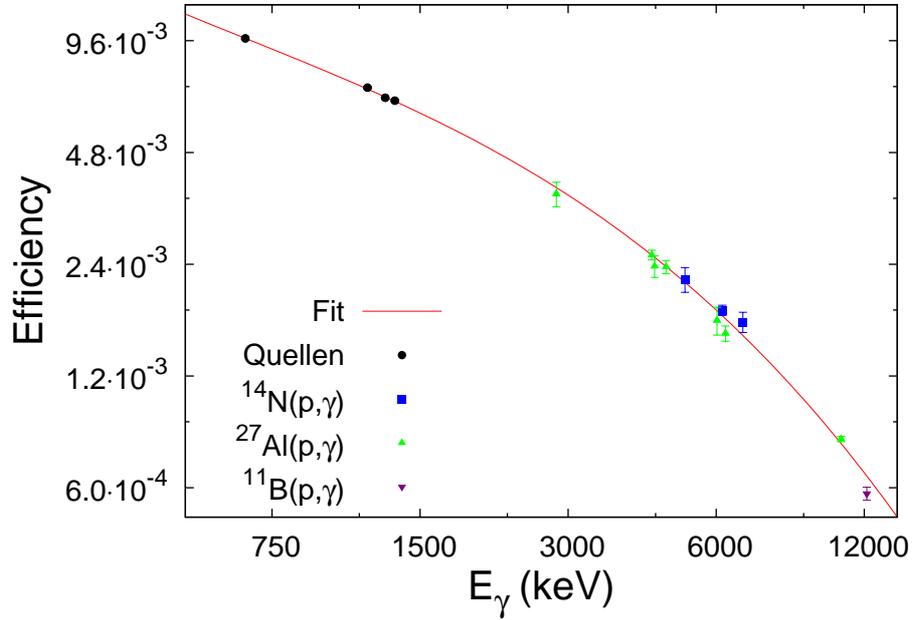


Abbildung 5.16: Die Effizienz-Kurve für Detektor vier.

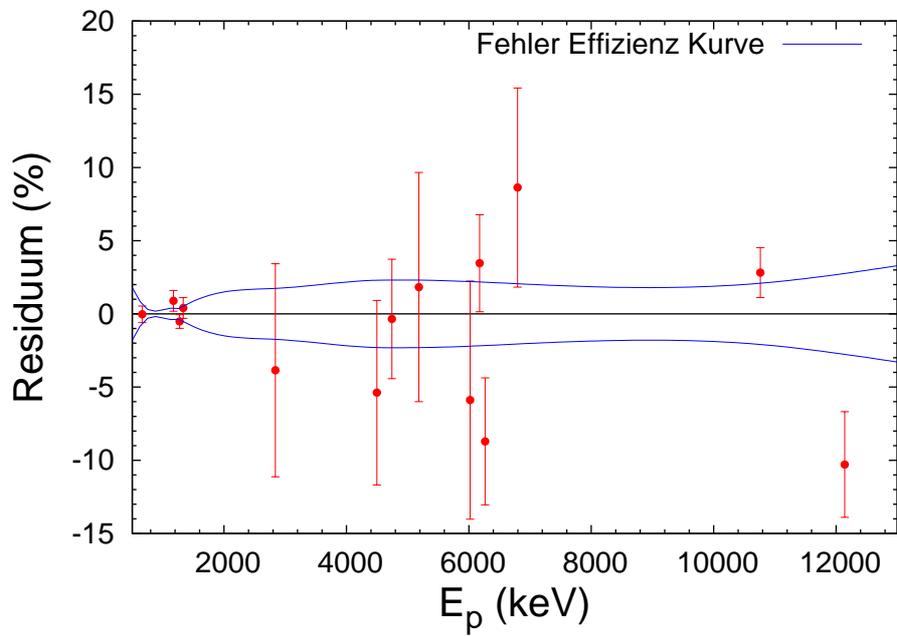


Abbildung 5.17: Das Residuum für Detektor vier.

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitt

In diesem Kapitel wird die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt wurde für die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)$ gemessen. Die Protonenenergie liegt im Bereich $E_p^{\text{lab}}=545 - 1500$ keV und die untersuchte Gammalinie ist $E_\gamma=6792$ keV. Das die zweite aus der Kaskade (secondary gamma). Im Gamma Spektrum ist diese Linie immer bei der gleichen Energie zu erwarten. Der erste Gamma Quant (primary gamma) hat dagegen eine variable Energie, welche mit Formel 5.14 berechnet werden kann. In einem ersten Schritt wird die Ausbeute, im folgenden Yield genannt berechnet. Die Integration und Analyse der Spektren erfolgt mit einem selbstgeschriebenen awk¹-Programm

6.1 Experimenteller nichtresonanter Yield

Eine Messgröße in dem Experiment ist der Yield. Er ist über Gleichung 5.17 definiert.

$$Y_{\text{Exp}} \equiv \frac{N_{\text{R}}}{N_{\text{P}}} \quad (6.1)$$

- N_{R} Anzahl der Reaktionen
- N_{P} Anzahl der Protonen

N_{R} ist die Anzahl der Ereignisse (counts) im peak $E_\gamma=6792$ keV. Die Auswertung wurde mit Detektor vier durchgeführt. Durch die nahe Geometrie ist die Statistik deutlich besser als in den Detektoren eins bis drei. Einige Schritte später wird der Yield theoretisch berechnet.

¹awk ist eine Unix Scriptsprache mit der große Datenmenge umgeformt und ausgewertet werden können. awk steht für die Erfinder Aho, Weinberger und Kernighan.

Um einen Vergleich mit dem experimentellen Yield machen zu können wird der totale Yield benötigt.

$$Y_{\text{Exp}}^{\text{Tot}} = Y_{\text{Exp}} \cdot \frac{1}{B \cdot W \cdot \varepsilon} = \frac{N_{\text{R}}}{N_{\text{P}} \cdot \varepsilon} \quad (6.2)$$

- B Intensitätsverhältnis
- W Winkelverteilung
- ε Detektoreffizienz

In Gleichung 6.2 wurde berücksichtigt, dass das Intensitätsverhältnis eins und die Winkelverteilung isotrop ist. Folgende Tabelle fasst die berechneten Werte für den Yield zusammen.

| $E_{\text{p}}^{\text{lab}}$ (keV) | $Y_{\text{Exp}}^{\text{Tot}}$ in $[10^{-12}]$ | $\Delta Y_{\text{Exp}}^{\text{Tot}}/Y_{\text{Exp}}^{\text{Tot}}$ (%) |
|-----------------------------------|---|--|
| 545 | 0,3 | 8,3 |
| 635 | 0,6 | 10,5 |
| 756 | 1,1 | 6,6 |
| 1151 | 2,8 | 13,3 |
| 1251 | 2,3 | 16,6 |
| 1451 | 3,9 | 9,0 |
| 1501 | 4,3 | 12,2 |

Tabelle 6.1: Berechneter totaler Yield für $E_{\gamma}=6792$ keV.

6.2 Theoretischer nichtresonanter Yield

In diesem Abschnitt wird die Formel für den theoretischen Yield hergeleitet. Anschließend wird unter der Annahme eines konstanten S-Faktors über die energetische Targetdicke der Yield berechnet.

6.2.1 Energieverlust der Protonen im Targetmaterial

Die Kollisionen von geladenen Teilchen mit einem Absorber Material sind von statistischer Natur. Bewegt sich ein Strahl von Protonen durch das Target TiN so wechselwirken die Protonen mit den Hüllenelektronen des Targetmaterials und, wesentlich schwächer mit den Kernen des Targetmaterials. Sie erfahren dadurch einen Energieverlust, der als Durchschnittsenergieverlust pro Weglängeneinheit beschrieben werden

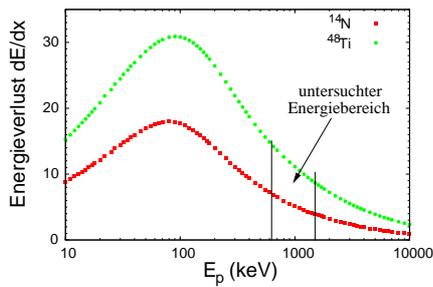
6.2. THEORETISCHER NICHTRESONANTER YIELD

kann. Der Energieverlust pro Absorberatom [Ili07] ist definiert durch Gleichung 6.3

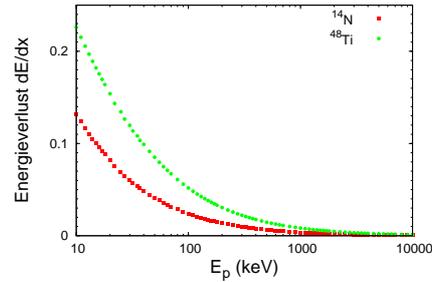
$$\epsilon(E) \equiv -\frac{1}{N} \cdot \frac{dE}{dx} = -\frac{A \cdot x}{N_T} \cdot \frac{dE}{dx} \quad \left(\frac{\text{eV cm}^2}{10^{15} \text{atome}} \right) \quad (6.3)$$

- N_T Anzahl der Targetatome
- A Fläche, die vom Protonenstrahl getroffen wird
- x Dicke des Target
- $\frac{dE}{dx}$ durchschnittlicher Energieverlust pro Weglängeneinheit

Der Verlauf für $\epsilon_N(E)$ und $\epsilon_{Ti}(E)$ kann mit dem Programm SRIM berechnet werden. Die beiden Kurven sind in Abbildung 6.1 dargestellt.



(a) Elektronischer Energieverlust von Protonen im Targetmaterial. Für $E_p > 300$ keV beschreibt die relativistische Bethe-Bloch Formel, mit einigen empirischen Parametern, den Energieverlust. Für nichtrelativistische Energien muss die Bethe-Bloch Formel modifiziert werden und ab Energie < 30 keV ist sie nicht mehr anwendbar. Der Peak erscheint, wenn die Energien vom Proton und Hüllenelektron des Targetmaterials vergleichbar sind



(b) Nuklearer Energieverlust von Protonen im Targetmaterial. Das ist die elastische Streuung mit dem Kern des Targetmaterials. Für kleine Energien wird dieser Beitrag im totalen Energieverlust wichtig. Für unseren Energiebereich, $E_p = 500 \dots 1500$ keV, ist der Beitrag um einen Faktor 1000 schwächer als der elektronische Beitrag

Abbildung 6.1: Energieverlust von Protonen im Targetmaterial. Gezeigt ist der elektronische Anteil und der nukleare Anteil. Die Einheit für den Energieverlust ist $\text{eV cm}^2/\text{atom}$.

Im nächsten Abschnitt folgt die Herleitung der Formel für den theoretischen Yield.

6.2.2 Herleitung der Formel für den theoretischen Yield

In einem ersten Schritt wird der Yield für eine sehr dünnes Target aufgeschrieben. Diese Ausdruck wird mit Formel 3.30 verknüpft. Anschließend wird über die gesamte energetische Targetbreite integriert. Ein Protonenstrahl mit der Energie E_0 soll das Target treffen. Das Target ist dabei in i dünne Schichten mit Dicke Δx_i zerteilt. Der Wirkungsquerschnitt σ_i und der Energieverlust ϵ_i soll in Δx_i konstant ist. Der Yield in Δx_i ergibt sich zu [Ili07]

$$\Delta Y_i = \frac{N_{R,i}}{N_P} = \sigma_i \frac{N_{T,i}}{A} = \sigma_i N_i \Delta x_i \quad (6.4)$$

Der totale Yield ergibt sich über die Integration von alle Targetschichten

$$\begin{aligned} Y_{\text{Theo}}(E_0) &= \int \sigma(x) \cdot N(x) \cdot dx = \int \sigma(x) \cdot N(x) \cdot dx \cdot \frac{dE(x)}{dx} \frac{dx}{dE(x)} \\ &= \int_{E_0-\Delta E}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\epsilon(E)} \cdot dE \end{aligned} \quad (6.5)$$

- E_0 Energie des Protonstrahl (keV)
- ΔE Targetdicke bei E_0 (keV)
- $\sigma(E)$ totaler Wirkungsquerschnitt (cm^2)
- $\epsilon(E)$ totaler Energieverlust in ΔE ($\text{keVcm}^2/10^{15}$ atome)

Das ist der theoretische Yield, dieser muß berechnet werden und mit dem experimentellen Yield verglichen werden. Aus dem Vergleich ergibt sich der S-Faktor und der Wirkungsquerschnitt.

6.3 Berechnung von $Y_{\text{Theo}}(E_0)$

Die Berechnung von $Y_{\text{Theo}}(E_0)$ erfolgt unter der Annahme eines konstanten S-Faktor über die Targetdicke ΔE . Formel 6.5 kann mit Hilfe von Formel 3.31 ausgedrückt werden.

$$Y_{\text{Theo}}(E_0) = S \cdot \int_{E_0-\Delta E}^{E_0} \frac{1}{E \cdot \epsilon(E)} \cdot \exp\left\{\frac{-212,36}{\sqrt{E}}\right\} \cdot dE \quad (6.6)$$

Mit der Kenntnis von $\epsilon(E)$ und ΔE kann Gleichung 6.6 numerisch integriert berechnet werden.

6.3.1 Berechnung von $\epsilon(E)$

Das TiN Target besteht aus 2 Elementen, nämlich Stickstoff und Titan. Der Protonenstrahl wird von den Atomen beider Elemente gestoppt. Der effektive Energieverlust kann mit Formel 6.7 berechnet werden [Ili07].

$$\epsilon_{\text{Eff}}(E) \equiv \epsilon_{\text{N}}(E) + \frac{n_{\text{Ti}}}{n_{\text{N}}} \cdot \epsilon_{\text{Ti}}(E) \quad (6.7)$$

- $\epsilon_{\text{N}}(E)$ Energieverlust in Stickstoff
- $\epsilon_{\text{Ti}}(E)$ Energieverlust in Titan
- $n_{\text{Ti}}/n_{\text{N}}$ Stöchiometrie

$\epsilon_{\text{Eff}}(E)$ beschreibt den totalen effektiven Energieverlust im TiN Target. Dieser muss in Formel 6.6 für $\epsilon(E)$ eingesetzt werden. Der Anteil an ^{15}N Atomen beträgt etwa 0,37 % und wird vernachlässigt. Der Stöchiometriewert $n_{\text{Ti}}/n_{\text{N}}$ wird durch den gemessenen Yield auf der $E_p = 278$ keV Resonanz berechnet. Die Resonanzstärke $\omega\gamma = 13,1$ (6) meV wird aus der Literatur entnommen. Als Stöchiometrie Wert ergibt sich $n_{\text{Ti}}/n_{\text{N}} = 1/0,8$.

6.3.2 Berechnung von ΔE

ΔE ist die energetische Targetdicke. Diese kann für $E_p = 897$ keV sofort aus Targetprofil abgelesen werden, siehe Abbildung 4.11. In einem dicken Target verliert der Protonenstrahl einen Teil der Energie in den obersten Schichten und kann dann mit Atomen in unteren Schichten reagieren. Berechnet werden kann die Targetdicke bei einer beliebigen Energie mit der Formel 6.8

$$\Delta E = n_{\text{N}} \cdot \epsilon_{\text{Eff}} \quad (6.8)$$

- n_{N} Anzahl der ^{15}N Atome

Unter der Voraussetzung, dass die ^{15}N Atome homogen im Target verteilt sind kann deren Anzahl aus Gleichung 6.8 berechnet werden und anschließend als konstant betrachtet werden. $n_{\text{N}} = 8,63 \cdot 10^{15}$ atome/cm². Tabelle 6.2 fasst den Energieverlust der Protonen im Target und die energetische Targetdicke zusammen.

6.4. BERECHNUNG VON S-FAKTOR UND WIRKUNGSQUERSCHNITT

| E_p^{lab} (keV) | $\epsilon_N(E_p^{\text{lab}})$ | $\epsilon_{\text{Ti}}(E_p^{\text{lab}})$ | ϵ_{Eff} | ΔE (keV) |
|--------------------------|--------------------------------|--|-------------------------|------------------|
| 545 | 7,09 | 15,73 | 26,76 | 63,1 |
| 635 | 6,44 | 14,41 | 24,45 | 57,7 |
| 756 | 5,77 | 13,12 | 22,17 | 52,3 |
| 1151 | 4,58 | 10,33 | 17,50 | 41,3 |
| 1251 | 4,40 | 9,80 | 16,65 | 39,3 |
| 1451 | 4,02 | 8,93 | 15,18 | 35,8 |
| 1501 | 3,93 | 8,74 | 14,86 | 35,0 |

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der berechneten Werte für den effektiven Energieverlust ϵ_{Eff} und der energetischen Targetdicke ΔE . Die Einheit für den Energieverlust ist $\frac{\text{eVcm}^2}{10^{15} \text{atome}}$.

6.4 Berechnung von S-Faktor und Wirkungsquerschnitt

Hat man den experimentellen Yield Y_{Exp} und den theoretischen Yield Y_{Theo} bestimmt so ergibt sich der S-Faktor aus dem Vergleich von beiden.

$$S = \frac{Y_{\text{Exp}}}{Y_{\text{Theo}}} \quad (6.9)$$

$$\sigma S = S \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma Y_{\text{Exp}}}{Y_{\text{Exp}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma Y_{\text{Theo}}}{Y_{\text{Theo}}}\right)^2} \quad (6.10)$$

| E_p (keV) | S (keV b) | σ (μb) |
|-------------|-----------|----------------------------|
| 545 | 0,97 (6) | 0,13 (1) |
| 635 | 1,09 (9) | 0,27 (2) |
| 756 | 1,07 (2) | 0,48 (1) |
| 1151 | 0,91 (11) | 1,28 (15) |
| 1251 | 0,63 (10) | 1,07 (17) |
| 1451 | 0,77 (5) | 1,78 (12) |
| 1501 | 0,81 (8) | 2,00 (20) |

Tabelle 6.3: Die berechneten S-Faktoren und Wirkungsquerschnitte.

Der Fehler für den S-Faktor ergibt aus dem statistischen Fehler der Ereignisse und den Fehler der Effizienzkurve bei 6.792 keV. Der S-Faktor ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

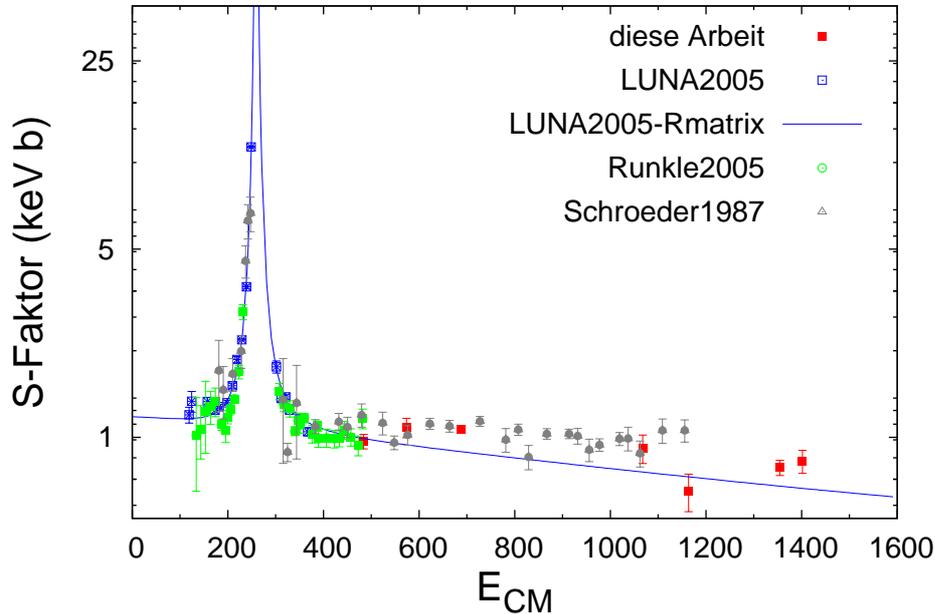


Abbildung 6.2: Der berechnete S-Faktor für Detektor vier für den Übergang 6792 $\rightarrow 0$, $\vartheta=55^\circ$.

6.5 Untergrund

6.5.1 Intrinsischer γ -Untergrund

Mit dem instrinischen Untergrund ist die natürliche Untergrundstrahlung gemeint. Sie setzt sich zusammen aus dem Zerfall natürlich vorkommender radioaktiver Nuklide und in geringeren Umfang aus hochenergetischen Müonen. Besonders prominent und in jedem Spektrum zu erkennen ist die ^{40}K -Linie aus der Elektroneneinfangreaktion $^{40}\text{K} + e^- \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu$ mit $E_\gamma = 1460,8$ keV und der β^- -Zerfall von ^{208}Tl mit $E_\gamma = 2614,5$ keV. Der natürliche Untergrund ist nicht konstant. Er ist täglichen Schwankungen unterworfen und kann sich je nach Gebiet aus den verschiedensten Nukliden zusammensetzen. In der Tandetron-Experimentierhalle setzt er sich vor allem aus den Nukliden der natürlichen Zerfallsketten

- ^{238}U (Uran-Radium-Reihe)
- ^{232}Th (Thorium-Reihe)

zusammen. Ein Untergrundspektrum, welches über ein Wochenende lief, ist in Abbildung 6.3 zu sehen.

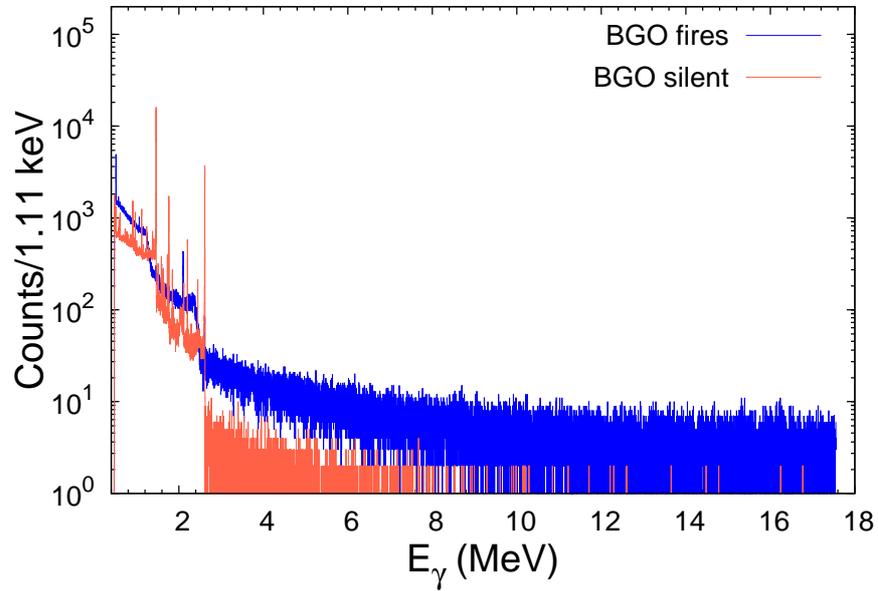


Abbildung 6.3: Unterspektrum ohne Strahl in $t=144000$ s von Detektor 1

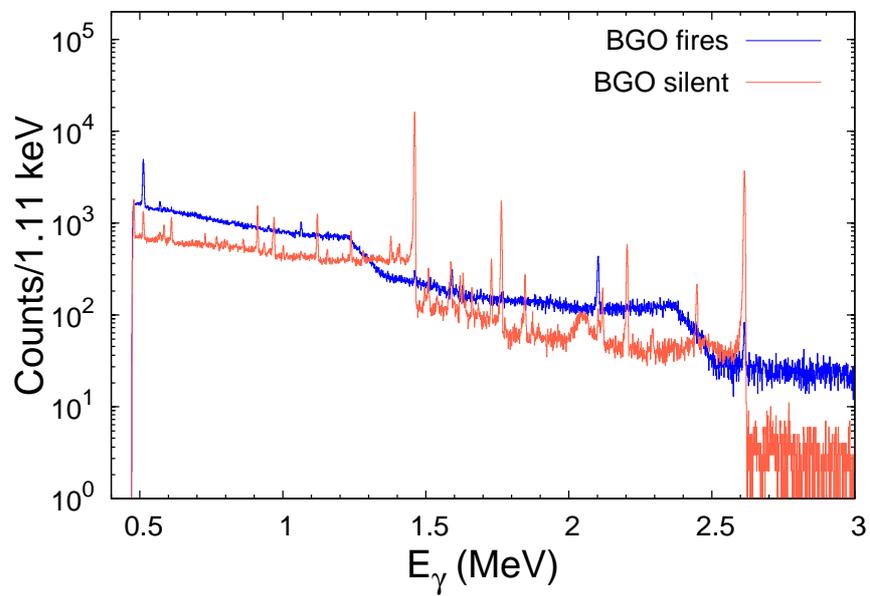


Abbildung 6.4: Detailliertes Unterspektrum ohne Strahl in $t=144000$ s von Detektor 1. Die identifizierten peaks sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst.

6.5. UNTERGRUND

| Nuklid | E_γ (keV) | Herkunft |
|-------------------|--|--------------------|
| ^{40}K | 1460,5 | ohne Zerfallsreihe |
| ^{208}Tl | 583,1; 860,4; 2614,5 | Thorium-Reihe |
| | 727,2; 1620,5 | Thorium-Reihe |
| | 609,3; 768,4; 934,1; 1120,3; 1155,2 | Uran-Radium-Reihe |
| ^{212}Bi | 1238,1; 1281; 1377,7; 1408,0; 1509,3 | Uran-Radium-Reihe |
| | 1538,5; 1661,3; 1684,0; 1729,6; 1764,5 | Uran-Radium-Reihe |
| | 1847,4; 1873,2; 2118,5; 2204,1; 2293,4 | Uran-Radium-Reihe |
| ^{228}Ac | 478,2; 570,7; 794,8 keV; 911,1 | Thorium-Reihe |
| | 968,9; 1630,6 | Thorium-Reihe |

Tabelle 6.4: Untergrund γ -Strahlung

In diesem Spektrum lassen sich folgende Peaks identifizieren:
 Der ^{214}Bi -Zerfall wird von der Dynamik des ^{222}Rn -Zerfall kontrolliert. ^{222}Rn , Radon ist ein Gas, dass aus dem α -Zerfall von ^{226}Ra hervorgeht und aus unteren Gesteinsschichten in die Laborluft diffundiert. In schlecht gelüfteten Räumen ist die Konzentration von Radium in der Luft größer [Bos05]. Der Unterschied beträgt $R_1/R_2 = 0,957$ (27), al-

| Meßtag | Meßzeit (s) | Counts | Rate (1/s) [10^{-2}] |
|----------|-------------|-----------|--------------------------|
| 02.08.08 | 143780 | 7122 (92) | 4,953 (6) |
| 20.08.08 | 41338 | 1959 (49) | 4,739 (12) |

Tabelle 6.5: Vergleich der ^{222}Rn Konzentration

so ca. $(4,3 \pm 0,3)\%$. Das ist damit zu erklären, dass die Messung vom 02.08.08 über ein Wochenende lief.

6.5.2 Strahl induzierter γ -Untergrund

Strahlinduzierter Untergrund kann entstehen, wenn die Targets bei der Herstellung mit Fremdstoffen kontaminiert wurden oder aber durch ein schlechtes Vakuum im Strahlgang und der Targetkammer. Die Protonen können mit diesem Fremdstoff unerwünschte Kernreaktionen machen und γ -Quanten emittieren. In unserem Fall waren alle Targets mit ^{19}F kontaminiert. Die Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ hat einen Q-Wert von $Q = 8114 \text{ keV}$ und eine Vielzahl von Resonanzen im interessanten Bereich $E_p = 400\text{-}2500 \text{ keV}$. In quasi jedem Spektrum ist der Doppler-verbreitete Grundzustandsübergang des angeregten ^{16}O -Kerns mit $E_\gamma = 6130 \text{ keV}$ zu sehen. Mit steigender Dauer der Bestrahlung des Targets steigt auch die ^{19}F Konzentration. Als Beispiel wurde die Ausbeute der $E_\gamma = 6130 \text{ keV}$, vom Target TiN-4 an vier verschiedenen Tagen berechnet. Die Protonenenergie war in jedem Fall $E_p = 897 \text{ keV}$. Die Ausbeute wurde mit der Formel $Y = \text{Ereignisse} / \text{Ladung}$ berechnet. Die Ereignisse wurden auf eine normierte Ladung bezogen. Die normierte Ladung ist $L_{\text{Norm}} = 1898.32 \mu\text{C}$. Das ist die Ladung am ersten Messtag. In Abbildung 5.20 sieht man ein Ansteigen der Ausbeute bei gleichbleibender Ladung. Dies führt zu der Vermutung, dass wir selbst für die Kontamination verantwortlich sind. Es ist möglich, dass durch einen schlecht fokussierten Protonenstrahl ^{19}F -Atome von der Teflonisolierung des Strommesskabels auf das Target getrieben wurden. Eine Einwirkung von außen ist auszuschließen, da an den gemessenen Tagen die Targetkammer nicht belüftet wurde.

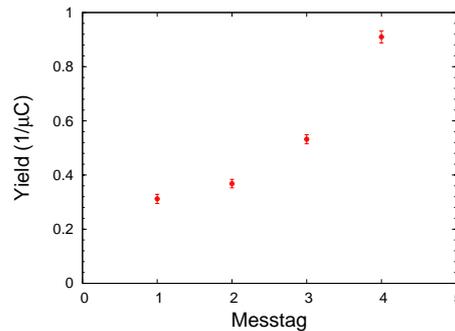


Abbildung 6.5: $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ Reaktion, die untersuchte Linien ist $E_\gamma = 6130 \text{ keV}$ in Detektor 4.

Für die Identifikation von Strahlinduzierten γ -Untergrund ist es wichtig, die zu erwartende Dopplerverschiebung der Linie sowie den Rückstoß des Kerns zu kennen. Die Energie für einen Übergang in den Zustand E_x lässt sich mit Formel 6.11 berechnen [Rol88]:

$$E_\gamma = Q + \frac{M}{M+m} \cdot E_p - E_x - \Delta E_{\text{Dop}} - \Delta E_{\text{Rec}} \quad (6.11)$$

- Q ist der Q -Wert der Kernreaktion
- M Masse des Target
- m Masse des Projektil
- E_p Projektilenergie im Laborsystem
- ΔE_{Dop} Dopplerverschiebung der γ -Linie
- ΔE_{Rec} Rückstoß des Kern

Die Formel für die Dopplerverschiebung lautet [Rol88]:

$$\Delta E_{\text{Dop}} = \frac{v}{c} \cdot E_\gamma \cdot \cos \theta \quad (6.12)$$

- v Geschwindigkeit des Rückstoß-Kern
- E_γ Energie des γ -Quanten
- θ Winkel zwischen Rückstoß-Kern und Detektor

Die Energie, die der Kern beim Emittieren eines γ -Quanten aufnimmt, lässt sich berechnen mit [Rol88]:

$$\Delta E_{\text{Rec}} = \frac{E_\gamma^2}{2 \cdot M_R \cdot c^2} \quad (6.13)$$

- M_R Masse des Rückstoß-Kern

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Wirkungsquerschnitt

In dieser Arbeit wurde der S-Faktor für die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}^*$ (6.792) im Energiebereich von 0,5 bis 1,5 MeV gemessen und berechnet. Der Übergang von dem angeregten Zustand bei 6.792 keV in den Grundzustand trägt einen Großteil zum Gesamt-WQS bei.

$$\frac{S_{6.792}(0)}{S_{\text{Ges}}(0)} \approx \frac{1,20\text{keV b}}{1,57\text{keV b}} \approx 0,76 \quad (7.1)$$

Der niederenergetischste Wert bei 545 keV schließt sich die Daten von Schröder, LUNA und Runkle an. Die andere S-Faktoren liegen um etwas 25 % höher als die Werte von Schröder. Das war nach den Experimenten im niederenergetischen Bereich nicht zu erwarten. Auf Grundlage dieser Daten kann also ein kleinerer Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien nicht bestätigt werden. Ob sich dieser höhere Wirkungsquerschnitt bestätigt bleibt abzuwarten. Zur Zeit laufen noch genauere Targetuntersuchungen am Meier-Leibniz-Laboratorium in München. Ob das Ergebnis dieser Untersuchungen unseren gemessenen Wirkungsquerschnitt nach unten korriert wird sich zeigen. Aus diesem Grund kann man die berechneten Wirkungsquerschnitte erstmal nur als vorläufiges Endergebnis betrachten.

7.2 Effizienzkurve

Die Effizienzkurve wurde mit Messdaten am Tandetron erstellt. Abschließend wurden diese Daten an den ELBE Aufbau angepasst. Dadurch entsteht eine zusätzliche Unsicherheit von etwa 3 %. Es zeigt sich, das über einen weiten Energiebereich von 4 bis 12 MeV die gemessene Effizienzkurve 10 % bis 16 % niedriger liegt als die simulierte Kurve.

Eine möglich Ursache könnte eine falsche Interpretation der Aluminium Spektren sein. Es zeigt sich, wenn man keine Aluminium Linien im Fit der Effizienzkurve, am Tandetron, benutzt wird diese im Bereich 4 bis 12 MeV um 4 % bis 13 % höher. Für die ELBE Konfiguration mit Absorber zwei liegen aber nur Daten für Aluminium vor. Es lässt sich kein Vergleich mit einer gemessenen Kurve ohne Aluminium und der simulierten Kurve ziehen. Ein GEANT4 Simulation ist für den Tandetron Aufbau vorgesehen. Mit dieser wird sich zeigen, wie unsere gemessenen Daten zu bewerten sind.

Danksagung

Ich möchte mich bedanken, dass ich meine Diplomarbeit im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf durchführen konnte. Besonders möchte ich mich bei Dr. Daniel Bemmerer und Michele Marta für die entspannte und fröhliche Arbeitsatmosphäre, ebenso wie für die Betreuung meiner Diplomarbeit bedanken.

Großer Dank gilt meiner Familie. Besonders meinen Eltern bin ich, durch die finanzielle Unterstützung während meines Studiums, zu tiefem Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis

- [Ant77] A. Anttila, J. Keinonen, M. Hautala, and I. Forsblom: Use of the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, $E_p = 992$ keV resonance as a gamma-ray intensity standard, Nucl. Inst. Meth. 147 (1977) 501-505
- [Ajz91] F. Ajzenberg-Selove 1991: Energy levels of light nuclei $A = 13-15$, Nucl. Phys. A523 (1991) 1-196
- [Bah06] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli, and S. Basu: 10000 Standard Solar Models: A Monte Carlo simulation, The Astrophysical Journal Supplement Series 165 (2006) 400-431
- [Bem06] D. Bemmerer et al.(LUNA coll.): Low energy measurement of the $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ total cross section at the LUNA underground facility, Nucl. Phys. A779 (2006) 297-317
- [Bem09] D. Bemmerer et al.(LUNA coll.): Direct measurement of the $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ total cross section at nova energies, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 36 (2009) 045002
- [Ber98] M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, and D.S. Zucker: XCOM: Photon Cross Sections Database, erhältlich unter <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>, letztes Update Februar 2009
- [Bos05] P. Bossew: A very long-term HPGe-background gamma spectrum, Appl. Rad. and Isot. 62 (2005) 635-644
- [Bro00] Bronstein, Semendjajew, Musiol, und Mühlig: Taschenbuch der Mathematik, Harri Deutsch Verlag 2000
- [Cec92] F.E. Cecil, D. Ferg, H. Liu, J.C. Scorby, and J.A. McNeil: Radiative capture of protons by light nuclei at low energies, Nucl. Phys. A539 (1992) 75-96
- [End90] P.M. Endt, C. Alderliesten, F. Zijderhand, A.A. Wolters, and A.G.M. Van Hees: Spectroscopic information on ^{24}Mg and ^{28}Si from proton capture, Nucl. Phys. A510 (1990) 209-243

- [For04] A. Formicola et al.(LUNA coll.): Astrophysical S-factor of $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ Phys. Lett. B591 (2004) 61-68
- [Fri96] M. Friedrich, W. Bürger, D. Henke, and S. Turuc: The Rossendorf 3 MV tandetron: a new generation of high-energy implanters, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A382 (1996) 357-360
- [Gil08] G. Gilmore: Practical Gamma-Ray Spectrometry, Wiley, Chichester 2008
- [Ili07] C. Iliadis: Nuclear Physics of Stars, Wiley-VCH 2007
- [Imb04] G. Imbriani et al.(LUNA coll.): The bottleneck of the CNO burning and the age of the Globular Clusters, Astronomy & Astrophysics 420 (2004) 625-634
- [Imb05] G. Imbriani et al.(LUNA coll.): S-factor of $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ at astrophysical energies, Eur. Phys. J. A25 (2005) 455
- [Kra52] A.A. Kraus, A.P. French, W.A. Fowler, and C.C. Lauritsen: Angular Distribution of Gamma-Rays and Short-Range Alpha-Particles from $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$, Phys. Rev. 89 (1952) 299-301
- [Leo94] W.R. Leo: Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer Verlag 1994
- [Mar08] M. Marta et al.(LUNA coll.): Precision study of ground state capture in the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaction, Phys. Rev. C78 (2008) 022802
- [May94] T. Mayer-Kuckuk: Kernphysik - Eine Einführung, Teubner Verlag 1994
- [NIST] X-Ray Mass Attenuation Coefficients: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab2.html>
- [Rol88] C.E. Rolfs, and W.S. Rodney: Cauldrons in the cosmos, The University of Chicago Press 1988
- [Ros53] M.E. Rose: The analysis of angular correlation and angular distribution data, Phys. Rev. 91 (1953) 610-615
- [Run05] R.C. Runkle, A.E. Champagne, C. Angulo, C. Fox, C. Iliadis, R. Longland, and J. Pollanen: Direct Measurement of the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ S-Factor, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 082503
- [Rus06] G.Y. Rusev: Dipole-strength distributions below the giant dipole resonance in ^{92}Mo , ^{98}Mo and ^{100}Mo : Dissertation, Technische Universität Dresden 2006

LITERATURVERZEICHNIS

- [Seg65] R.E. Segel, S.S. Hanna, and R.G. Allas: States in ^{12}C between 16.4 and 19.6 MeV, Phys. Rev. 139 (1965) B818-B830
- [Sch87] U. Schröder, H.W. Becker, G. Bogaert, J. Görres, C. Rolfs, and H.P. Trautvetter: Stellar reaction rate of $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ and hydrogen burning in massive stars, Nucl. Phys. A467 (1987) 240-260
- [Wap03] A.H. Wapstra, G.Audi, and C. Thibault.: The AME 2003 atomic mass evaluation, Nuc. Phys. A729 (2003) 129-676
- [Zij90] F. Zijderhand, F.P. Jansen, C. Alderliesten, and C. Van Der Leun: Detector-efficiency calibration for high-energy gamma-rays, Nucl. Inst. Meth. A286 (1990) 490-496

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne andere als die angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Ort, Datum der Abgabe

Unterschrift