



Diplomarbeit

**Untersuchung der Kernreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ im
astrophysikalisch interessanten Energiebereich**

13. Januar 2006

Fachbereich: Physik
Verfasser: Sascha Falahat
Betreuer: Prof. Dr. Gottfried Münzenberg

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und die aus anderen Quellen entnommenen Stellen als solche gekennzeichnet habe.

Mainz, den 13. Januar 2006

Sascha Falahat

Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit wird die Kernreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ im astrophysikalisch interessanten Energiebereich von $E_p = 600 \text{ keV}$ bis $E_p = 1400 \text{ keV}$ γ -spektroskopisch untersucht. Weiterhin wurden mehrere Resonanzen der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ zur Kalibrierung und Effizienzbestimmung der Detektoraufbauten im Energiebereich von $E_p = 400 \text{ keV}$ bis $E_p = 1400 \text{ keV}$ vermessen.

Die Experimente und dementsprechend die Messungen zu dieser Diplomarbeit wurden am Nuclear Structure Laboratory der University of Notre Dame (Institute for Structure and Nuclear Astrophysics, Notre Dame, Indiana 46556, USA) mit den vor Ort befindlichen Van-de-Graaff Beschleunigern KN und JN durchgeführt. Hierbei wurden Festkörpertargets mit implantiertem oder evaporiertem ^{20}Ne bzw. ^{27}Al mit Protonen beschossen und die dadurch entstehenden Reaktionen untersucht. Zur Aufnahme der Spektren wurden jeweils ein Ge-Detektor und ein Paar von NaI-Detektoren in verschiedenen kombinatorischen Aufbauten benutzt.

Abstract

In this Diploma thesis the nuclear reaction $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ has been investigated in the astrophysical interesting energy region from $E_p = 600 \text{ keV}$ to $E_p = 1400 \text{ keV}$. Furthermore several resonances of the reaction $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ have been measured in a energy range of $E_p = 400 \text{ keV}$ to $E_p = 1400 \text{ keV}$ to determine the calibration and efficiency of the detector setup.

The experiments and corresponding measurements have been performed at the Nuclear Structure Laboratory of the University of Notre Dame (Notre Dame, Indiana 46556, USA) with the Van-de-Graaff accelerators KN and JN. Implanted or evaporated ^{20}Ne , respectively ^{27}Al targets have been bombarded with protons, and the induced reactions have been investigated. For the γ -spectroscopic measurement a Ge-detector and a pair of NaI-detectors have been used in several setups.

Inhaltsverzeichnis

Erklärung	iii
Zusammenfassung	v
Abstract	vii
Inhaltsverzeichnis	i
Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	vii
1 Einführung	1
1.1 Nukleosynthese in Sternen	1
1.1.1 Einführung	1
1.1.2 Das Wasserstoff-Brennen	1
1.1.3 Der CNO-Zyklus	1
1.1.4 Das Helium-Brennen	5
1.1.5 Fortgeschrittene Brennprozesse	5
Kohlenstoff-Brennen	6
Neon-Brennen	7
Sauerstoff-Brennen	7
Silizium-Brennen	7
1.1.6 Nukleosyntheseprozesse für die Elemente $A > 56$	8
1.1.7 Der s-Prozess	8
Der schwache s-Prozess	8
Die Hauptkomponente des s-Prozesses	8
Die starke Komponente des s-Prozesses	9
1.1.8 Der r-Prozess	9
1.1.9 Der p-Prozess	10
1.1.10 Der rp-Prozess	10
1.2 Der Neon-Natrium-Zyklus	11
1.3 Die Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ im Rahmen des NeNa-Zyklus	12
1.4 Kernphysikalische Aspekte	12
1.4.1 Q-Wert	13
1.4.2 Wirkungsquerschnitt	14
1.4.3 Stellare Reaktionsraten und astrophysikalischer S-Faktor	15
1.4.4 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes	17

2	Aufbau und Durchführung der Experimente	18
2.1	Beschleuniger und Strahlführung	18
2.1.1	Beschleuniger	18
2.1.2	Strahlführung	18
2.2	Targets	22
2.3	Detektoren	23
2.3.1	Germanium Detektoren	23
2.3.2	Natrium-Iodid Detektoren	24
	Photomultiplier	27
2.3.3	Aufbau und Anordnung der Detektoren	28
	Aufbau I	28
	Aufbau II	29
	Aufbau III	29
2.3.4	Koinzidenz - Antikoinzidenzschaltung der Detektoren	29
	Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung	30
	Unterdrückung der Compton-Strahlung	30
2.4	Elektronik und Datenaufnahme	31
2.4.1	Elektronik für das 1. Experiment	31
2.4.2	Elektronik für das 2. Experiment	32
2.4.3	Datenaufnahme	32
2.5	Durchführung der Experimente	35
3	Messung und Berechnung der Detektor-Charakteristika	37
3.1	Energiekalibrierung	37
3.1.1	Kalibrierung des Canberra Ge-Detektors	38
3.1.2	Kalibrierung des OSU Ge-Detektors	43
3.1.3	Kalibrierung der NaI-Detektoren	46
3.2	Detektoreffizienz	48
3.2.1	Definition	48
3.2.2	Methodik zur Bestimmung der Detektoreffizienz	49
	Effizienzbestimmung mit radioaktiven Quellen	49
	Effizienzbestimmung mit der Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	51
3.2.3	Summenkorrekturen	58
	Beispiel für die Berechnung von Summenkorrekturen	58
	Berechnung der Summenkorrektur für $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	60
	Vergleich der summenkorrigierten Detektoreffizienz mit der unkorrigierten Detektoreffizienz	63
3.2.4	Bestimmung der Detektoreffizienz für die NaI-Detektoren	68
3.2.5	Auswirkung der Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung auf die Detektoreffizienz	70
3.2.6	Auswirkung der Compton-Unterdrückung auf die Detektoreffizienz	72
4	Ergebnisse zur Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$	78
4.1	Bestimmung der Resonanzstärke für die Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$	78
4.2	Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für nicht-resonante Energien	83
4.2.1	Vergleich mit bisherigen Ergebnissen	86
4.2.2	Probleme bei der Auswertung der Daten	90

5	Ausblick und Zusammenfassung	91
A	Anhang	93
A.1	Berechnung der Summenkorrekturen	93
	Summenkorrektur für die Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 992\text{ keV}$. .	93
	Summenkorrektur für die Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 406\text{ keV}$. .	99
	Summenkorrektur für die Kernreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ bei $E_p = 1169\text{ keV}$.	104
B	Anhang	106
B.1	Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten	106
	Literaturverzeichnis	109
	Danksagung	112

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die pp-Kette und ihre zugehörigen Reaktionen	2
1.2	Der CN-Zyklus	2
1.3	Der CN-Bizyklus	3
1.4	Die drei klassischen CNO-Zyklen	3
1.5	Energieerzeugung für die beiden Haupt-CNO-Zyklen	4
1.6	Darstellung der charakteristischen heissen CNO-Zyklen.	5
1.7	Energieerzeugung der einzelnen Brennphasen in massiven Sternen.	6
1.8	Der Neon-Natrium-Zyklus	11
1.9	Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na bei der Resonanzenergie $E_p = 1169\text{ keV}$	13
1.10	Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na zur direkten Einfangreaktion.	14
2.1	Prinzipieller Aufbau eines Van-de-Graaff Beschleunigers	19
2.2	Beschleuniger KN und JN	19
2.3	Verschiedene Ansichten der (p, γ) -Beamline	20
2.4	Schematische Skizze der Targetkammer und Bilder der geöffneten Kammer.	21
2.5	Abbildung der beiden Targetkammern, Monitorbild und CCD-Kamera	21
2.6	Das Bochum-Target vor (links) und nach (rechts) der Bestrahlung.	22
2.7	Anregungskurve für die $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei $E_p = 1169\text{ keV}$	23
2.8	Die NaI-Detektoren auf verschiebbaren Platten als Zeichnung.	26
2.9	Die NaI-Detektoren auf (rechts) und ohne (links) verschiebbare Platten.	26
2.10	Schematische Darstellung eines Photomultipliers	27
2.11	Der Aufbau I, dargestellt aus verschiedenen Perspektiven.	28
2.12	Der Aufbau II, dargestellt aus verschiedenen Perspektiven.	29
2.13	Der Aufbau III, dargestellt aus verschiedenen Perspektiven.	30
2.14	Der Elektronik-Aufbau für das 1. Experiment	33
2.15	Der Elektronik-Aufbau für das 2. Experiment	34
2.16	Dargestellt sind die im 2. Experiment verunreinigten Aluminium-Targets.	36
3.1	Ermittelte Fitfunktion und Messwerte für die Kalibrierung des Canberra-Detektors an Hand von radioaktiven Quellen.	39
3.2	Ermittelte Fitfunktion und Messwerte für die Kalibrierung des Canberra-Detektors an Hand der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	41
3.3	Ermittelte Fitfunktion für die kombinierten Datensätze der Messungen mit den radioaktiven Quellen und der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	41
3.4	Veranschaulichung der Güte der Energiekalibrierung für den Canberra Ge-Detektor.	42

3.5	Ermittelte Fitfunktion für die Kalibrierung des OSU Ge-Detektors mit den radioaktiven Quellen.	43
3.6	Ermittelte Fitfunktion und Messwerte für die Kalibrierung des OSU Ge-Detektors an Hand der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	44
3.7	Ermittelte Fitfunktion für die kombinierten Datensätze der Messungen für den OSU Ge-Detektor.	45
3.8	Darstellung der Güte der Energiekalibrierung für den OSU Ge-Detektor. . .	45
3.9	Kalibrierung des <i>linken</i> NaI-Detektors	46
3.10	Kalibrierung des <i>rechten</i> NaI-Detektors	47
3.11	Kalibrierung des Summensignals beider NaI-Detektoren.	47
3.12	Darstellung der Resonanzvermessung für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 1317\text{ keV}$, Canberra Detektor.	52
3.13	Darstellung der Resonanzvermessung für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 406\text{ keV}$, OSU Detektor, Aufbau III.	52
3.14	Relative Effizienz für den Canberra-Detektor für verschiedene Abstände zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters, nicht summenkorrigiert.	54
3.15	Relative Effizienz für den OSU-Detektor für verschiedene Abstände zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters, nicht summenkorrigiert.	54
3.16	Beispiel für die ermittelten Fitfunktionen, OSU Detektor, nicht korrigiert. .	57
3.17	Beispiel für die ermittelten Fitfunktionen, Canberra Detektor, nicht korrigiert.	57
3.18	Zerfallschema für die beispielhaften Berechnungen der Summenkorrekturen.	58
3.19	Veranschaulichung des Summenpeaks, herrührend vom summing-in an Hand eines ^{60}Co -Spektrums.	60
3.20	Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Abstand von 15.77 cm.	65
3.21	Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Abstand von 0.53 cm.	66
3.22	Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, Canberra-Detektor. Abstand 1.44 cm.	66
3.23	Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Abstand von 5.07 cm.	67
3.24	Beispielfit für die relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, Canberra-Detektor.	67
3.25	Beispielfit für die relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor.	68
3.26	Dargestellt sind die berechneten Effizienzwerte für die NaI-Detektoren in Abhängigkeit von der Energie.	69
3.27	Dargestellt sind die berechneten Verhältniswerte für die einzelnen betrachteten Übergänge.	71
3.28	Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau I) ohne (oben) und mit Koinzidenzbedingung (unten) dargestellt. .	73
3.29	Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau I) ohne (oben) und mit Koinzidenzbedingung (unten) dargestellt. .	73
3.30	Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau III) ohne (oben) und mit Koinzidenzbedingung (unten) dargestellt. (Übergang 1788 \rightarrow 0)	76

3.31	Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau III) ohne (oben) und mit (unten) Koinzidenzbedingung dargestellt. (Übergänge $12072 \rightarrow 0$ und $12074 \rightarrow 0$)	76
4.1	Es ist die Anregungskurve für die $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$ dargestellt. OSU-Detektor, Aufbau III.	79
4.2	Es ist wiederum die Anregungskurve für die $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$ dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine Messung zu einem späteren Zeitpunkt. OSU-Detektor, Aufbau III.	79
4.3	Graphische Darstellung der von SRIM2003 errechneten Werte für den Energieverlust.	81
4.4	Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na zur direkten Einfangreaktion.	83
4.5	Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p	85
4.6	Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p für die verschiedenen Resonanzstärken.(lin-Plot)	88
4.7	Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p für die verschiedenen Resonanzstärken.(log-Plot)	88
4.8	Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte aus dieser Arbeit und den Arbeiten von Stech und Rolfs.	89
A.1	Das vereinfachte Term-Schema von ^{28}Si bei $E_p = 992 \text{ keV}$	94
A.2	Das vereinfachte Term-Schema von ^{28}Si bei $E_p = 406 \text{ keV}$	99
A.3	Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na	104
B.1	Darstellung der angefitten Werte des Massenabsorptionskoeffizienten für Ta.	107
B.2	Darstellung der angefitten Werte des Massenabsorptionskoeffizienten für Cu.	108
B.3	Darstellung der angefitten Werte des Massenabsorptionskoeffizienten für Pb.	108

Tabellenverzeichnis

1.1	Ergebnisse vorhergehender Experimente für die direkte Einfangreaktion (DC \rightarrow 2425) unterhalb der 1169 keV-Resonanz	15
3.1	Die verwendeten radioaktiven Quellen und $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanzen . . .	37
3.2	Die radioaktiven Quellen und die zugehörigen Gamma-Energien, welche zur Kalibrierung des Canberra Ge-Detektors verwendet wurden.	39
3.3	Es sind die jeweils beobachteten Photopeaks, Single- und Double-Escape-Peaks der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 992\text{ keV}$ aufgelistet.	40
3.4	Die radioaktiven Quellen und die zugehörigen Gamma-Energien, welche zur Kalibrierung des OSU Ge-Detektors verwendet wurden.	43
3.5	Es sind die jeweils beobachteten Photopeaks, Single- und Double-Escape-Peaks der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 406\text{ keV}$ aufgelistet.	44
3.6	Die verwendeten radioaktiven Standardquellen mit der jeweils zugehörigen Aktivität, Canberra-Detektor.	49
3.7	Die verwendeten radioaktiven Standardquellen mit der jeweils zugehörigen Aktivität, OSU-Detektor.	49
3.8	Eine Übersicht über die untersuchten $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanzen und der zugehörigen Resonanzzustände.	51
3.9	Beispiel-Datensatz für die $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanz bei $E_p = 992\text{ keV}$, Abstand von 1.44 cm.	53
3.10	Berechnete Werte für die relative Effizienz bei verschiedenen Abständen und verschiedenen Energien, Canberra-Detektor, nicht korrigiert.	55
3.11	Berechnete Werte für die relative Effizienz bei verschiedenen Abständen und verschiedenen Energien, OSU-Detektor, nicht korrigiert, Teil 1.	55
3.12	Berechnete Werte für die relative Effizienz bei verschiedenen Abständen und verschiedenen Energien, OSU-Detektor, nicht korrigiert, Teil 2.	55
3.13	Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, Canberra-Detektor, $E_p = 992\text{ keV}$. Abstand von 5.07 cm. . .	61
3.14	Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, Canberra-Detektor, $E_p = 992\text{ keV}$. Abstand von 1.44 cm. . .	61
3.15	Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406\text{ keV}$. Abstand 15.77 cm.	62
3.16	Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406\text{ keV}$. Abstand von 5.07 cm.	62
3.17	Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406\text{ keV}$. Abstand von 1.44 cm.	62
3.18	Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406\text{ keV}$. Abstand von 0.53 cm.	63

3.19	Beispielwerte für die Verhältnisse zwischen korrigierter und unkorrigierter Effizienz, Canberra-Detektor, $E_p = 992 \text{ keV}$. Abstand von 5.07 cm.	64
3.20	Beispielwerte für die Verhältnisse zwischen korrigierter und unkorrigierter Effizienz (letzte Spalte), Canberra-Detektor, $E_p = 992 \text{ keV}$. Abstand von 1.44 cm	64
3.21	Es sind die Effizienzverhältnisse ϵ_{ratio}^d für die jeweiligen Abstände d und Energien aufgelistet, $E_p = 406 \text{ keV}$, OSU-Detektor.	65
3.22	Es sind die berechneten Effizienzwerte für die jeweiligen NaI-Detektoren und deren Summensignal aufgeführt.	68
3.23	Es sind die berechneten Verhältnisse für die verschiedenen Aufbauten aufgeführt.	70
3.24	Zur Veranschaulichung sind die einzelnen Effizienzverhältnisse für den Aufbau III in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Targethalter und Detektor-kappe dargestellt.	70
3.25	Analog zur Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung sind hier die einzelnen Effizienzverhältnisse der Compton-Unterdrückung für den Aufbau III bei verschiedenen Abständen dargestellt.	74
3.26	Es sind die berechneten Verhältnisse für die Compton-Unterdrückung bei verschiedenen Aufbauten aufgeführt.	74
3.27	Für die $E_p = 505 \text{ keV}$ und $E_p = 507 \text{ keV}$ Resonanz sind jeweils die wichtigsten Übergänge und deren Verzweigungsverhältnisse aufgelistet.	75
3.28	Für die jeweiligen Abstände und Aufbauten sind die entsprechenden Effizienzverhältnisse für die Compton-Unterdrückung aufgeführt.	75
4.1	Aufgelistet sind die verschiedenen Wellenlängen für die verwertbaren Neon-Messungen des 2. Experiments.	80
4.2	Vergleich des in dieser Arbeit berechneten Werts für die Resonanzstärke $\omega\gamma$ mit Literaturwerten.	82
4.3	Die zu erwartenden Gamma-Linien für die einzelnen Übergänge der direkten Einfangreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$	84
4.4	Aufgelistet sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für den Übergang $DC \rightarrow 2425$ in Abhängigkeit von der Energie E_p	84
4.5	Aufgelistet sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für die in den Referenzen und den in dieser Arbeit ermittelten $\omega\gamma$ -Werte.	86
4.6	Aufgelistet sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für das von Stech angegebene Mittel der vorher bekannten Ergebnisse und das für diese Arbeit errechnete Mittel der $\omega\gamma$ -Werte.	87
B.1	Exemplarisch sind hier jeweils die Absorptionen für die radioaktiven Standardquellen aufgelistet.	107

Kapitel 1

Einführung

1.1 Nukleosynthese in Sternen

1.1.1 Einführung

Mit ihrer Arbeit aus dem Jahre 1957 haben E.M.Burbrigde, G.R.Burbrigde, W.A.Fowler und F.Hoyle [1] die Grundlage zum Fachgebiet der „nuklearen Astrophysik“ gelegt. Bahnbrechend war hierbei die Erkenntnis, dass die chemischen Elemente bis zur Massenzahl $A = 56$ in verschiedenen Brennprozessen während der Sternentwicklung produziert werden.

Im Folgendem soll hier eine kurze Übersicht über die verschiedenen Elementsyntheseprozesse und ihre Auswirkungen gegeben werden.

1.1.2 Das Wasserstoff-Brennen

Atkins und Houtermans haben schon 1929 [2] festgestellt, dass bei stellaren Temperaturen lediglich Protonen die Coulomb-Barriere überwinden können, um Fusionsreaktionen hervorzurufen und somit die Energieerzeugung in Sternen voranzutreiben. Mit dem sogenannten Wasserstoff-Brennen und der sogenannten p-p-Kette, in welcher 4 Protonen zu einem He-Kern fusioniert werden, setzt auch die Elementsynthese in Sternen ein. Sie besteht aus verschiedenen Untersequenzen, abhängig vom jeweiligen Wirkungsquerschnitt (siehe Abbildung 1.1). Die p-p-Kette findet in Sternen der 1. Generation (auch als Sterne der Population II bezeichnet) statt und ist hauptsächlich verantwortlich für die Energieerzeugung. Sobald schwerere Kerne verfügbar sind und entsprechende Temperaturen im Stern vorhanden sind, übernehmen weitere Brennprozesse Teile der Energieerzeugung.

1.1.3 Der CNO-Zyklus

Während Sterne der 1. Generation ein relativ hohes Alter aufweisen, beobachtet man heutzutage größtenteils Sterne der 2. Generation. Diese Sterne entstanden aus den Überresten massiver Sterne der 1. Generation und verfügen über schwerere Elemente, welche für andere Brennprozesse eingesetzt werden können.

Hierbei sind vor allen Dingen die Elemente Stickstoff und Kohlenstoff hervorzuheben, da diese zum Einen eine relative niedrige Coulomb-Barriere für einen leichteren Einfang von Protonen und zum Anderen ein hohes relatives Vorkommen im Vergleich zu den Elementen wie Lithium, Beryllium und Bor haben.

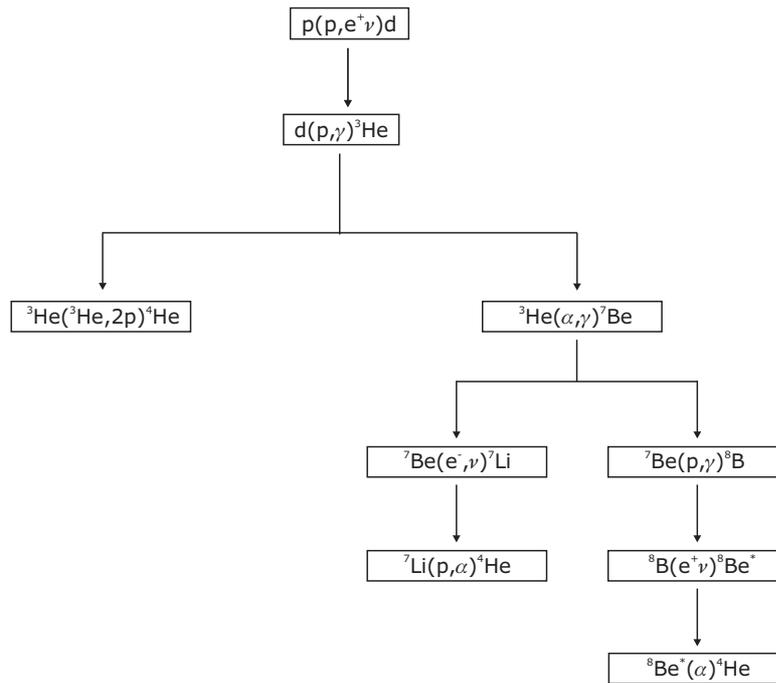


Abbildung 1.1: Die pp-Kette und ihre zugehörigen Reaktionen

Bethe und von Weizsäcker [3], [4], [5], [6] schlugen als alternativen Brennprozess zum H-Brennen den sogenannten CN-Zyklus vor (siehe Abbildung 1.2), welcher Isotope der Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff als Katalysatoren für das Wasserstoffbrennen verwendet. Der CN-Zyklus folgt der Reaktionssequenz :

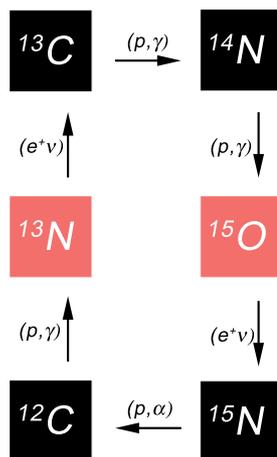
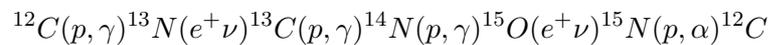
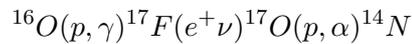


Abbildung 1.2: Der CN-Zyklus

Hierbei ist hervorzuheben, dass der Zyklus und seine Dauer von der langsamsten Reaktion in der Reaktionssequenz abhängt. Die Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ stellt den „Flaschenhals“ dar.

In Folge weiterer experimenteller Untersuchungen wurde festgestellt, dass der CN-Zyklus ebenfalls in weitere Nebenzyklen übergehen kann. Zum Beispiel kann der sogenannte CN-Bizyklus einsetzen, welcher zusätzlich die Reaktionen



beinhaltet (siehe Abbildung 1.3).

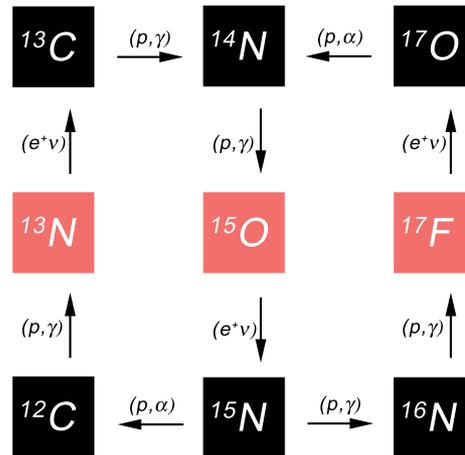


Abbildung 1.3: Der CN-Bizyklus

Hierbei ist vor allen Dingen zu beachten, dass das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Schlüsselreaktionen $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ und $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ ausschlaggebend ist. Als Folge der Untersuchung der Reaktion $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ wurde festgestellt, dass diese nicht vernachlässigt werden darf und zu weiteren Nebenzyklen führen kann [8], [9] (siehe Abbildung 1.4).

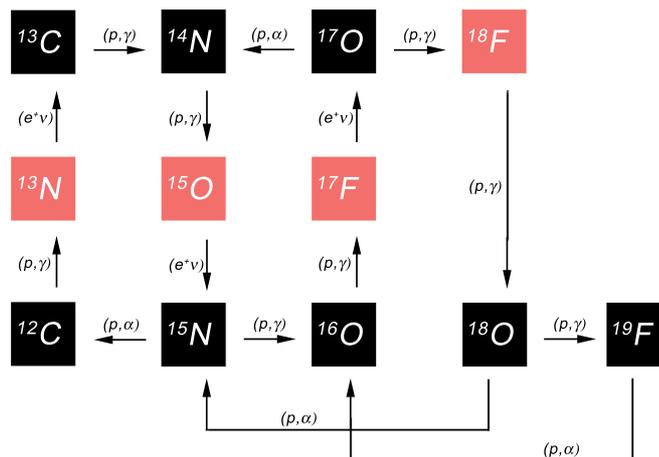


Abbildung 1.4: Die drei klassischen CNO-Zyklen

Mit dem Auftreten des Elementes Sauerstoff spricht man nun vom CNO-Zyklus.

Insbesondere in Stern-Szenarien, in welchen Temperaturen in Größenordnungen bis zu $T = 10^9$ K auftreten, finden die Reaktionen innerhalb der CNO-Zyklen schnell genug statt, so dass β -instabile Nuklide lange genug leben, um ein Proton einzufangen. Dies führt dann zur Entwicklung weiterer Nebenzyklen (MgAl-Zyklus, NeNa-Zyklus¹) oder zu Ausbruchreaktionen welche zu schwereren Nukliden führen. Man spricht hier auch vom heißen CNO-Zyklus. Die unterschiedlichen Temperaturen, bei welchen die einzelnen CNO-Zyklen auftreten, führen zu einer unterschiedlichen Energieerzeugung [10] (siehe Abbildungen 1.5 und 1.6).

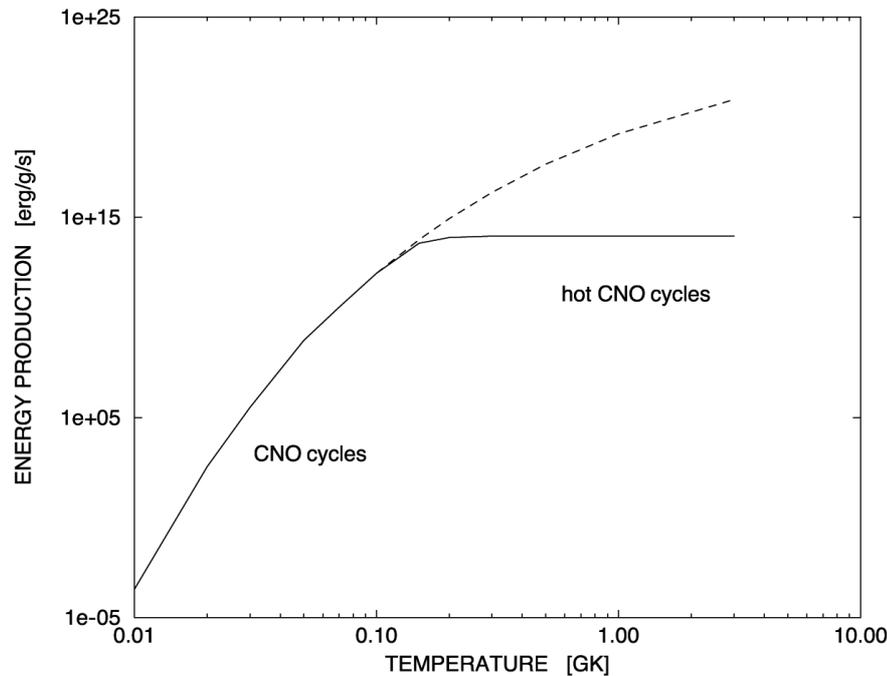


Abbildung 1.5: Dargestellt ist die Energieerzeugung für die CNO-Zyklen in Abhängigkeit von der Temperatur, berechnet für eine typische stellare Dichte von $\rho = 100 \text{ g cm}^3$. Bei niedrigen Temperaturen ist die Energieerzeugung durch die Reaktionsrate von $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ limitiert, während bei hohen Temperaturen die Energieerzeugung durch den β -Zerfall von ^{15}O beschränkt ist, entnommen aus [10].

Der CNO-Zyklus spielt insbesondere in Sternen mit Massen größer als $1.5 M_{\odot}$ eine tragende Rolle. Für diese Sterne sind die Temperaturen hoch genug, so dass Protoneinfangreaktionen mit Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff in vergleichbarer Stärke mit den Fusionsprozessen innerhalb der pp-Kette auftreten. Weitere Szenarien, in denen dem CNO-Zyklus eine tragende Rolle zukommt, sind explosives Wasserstoffbrennen in Novae (akkretierende Doppelsternsysteme, hier speziell mit einem späten Hauptreihenstern bzw. einem Roten Riesen und einem kompakten Weißen Zwerg). Ebenfalls in Frage kommen sogenannte Type-I X-Ray Bursts, in welchen innerhalb eines Doppelsternsystems einer der Sterne ein Neutronenstern ist, der Masse von seinem Nachbarn akkretiert und bei dem der heiße CNO-Zyklus als Energiequelle dient.

¹Eine Beschreibung des Neon-Natrium-Zyklus erfolgt in Kapitel 2.

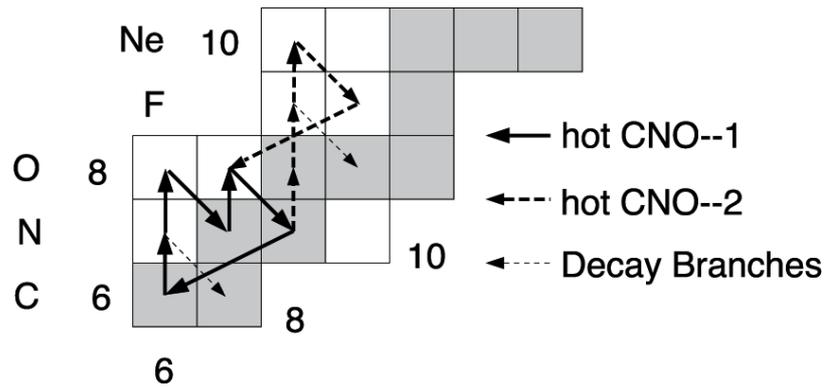


Abbildung 1.6: Darstellung der charakteristischen heißen CNO-Zyklen, welche zur Energieerzeugung während des explosiven Wasserstoffbrennen beitragen, entnommen aus [10].

1.1.4 Das Helium-Brennen

Nach dem Wasserstoffbrennen und dementsprechend dem Aufbrauchen des Wasserstoffs, besteht das Sterninnere aus ${}^4\text{He}$. Der sogenannte Helium-Core des jeweiligen Sternes beginnt zu kontrahieren und führt somit zu einer Erhöhung der Dichte und der Temperatur. Die Kontraktion führt zur Erhitzung der umgebenden Wasserstoffschalen, was eine Expansion dieser äußeren Schalen zur Folge hat. Diese Expansion bis zu einem 50fachen des ursprünglichen Sternradius hat zur Folge, dass die Temperatur an der Oberfläche sinkt und es zu einer Verschiebung der Strahlung zu größeren Wellenlängen den roten Bereich kommt. Diese Sterne werden daher als Rote Riesen bezeichnet.

Sobald der Heliumkern des Sternes eine entsprechende Dichte und Temperatur erreicht, setzt das sogenannte Helium-Brennen ein, in welchem Heliumkerne miteinander reagieren. Über den sogenannten Triple- α -Prozess fusionieren 3 Heliumkerne zu ${}^{12}\text{C}$, welches dann durch den Einfang eines weiteren Heliumkernes ${}^{16}\text{O}$ bilden kann. Prinzipiell wäre es möglich, dass der Einfang von Heliumkernen zu schwereren Kernen (z.B. ${}^{28}\text{Si}$) stattfindet. Jedoch behindern die hohe Coulombbarriere von ${}^{16}\text{O}$ und weitere Kernstruktur-Aspekte [6] die Reaktion ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$, was zu einer Verlangsamung der Reaktionskette führt. In der Literatur wird dies auch als He-Blocking bezeichnet.

Als Letztes ist noch anzuführen, dass die Produktion von Kohlenstoff und Sauerstoff ebenfalls abhängig von der Konvektion und Rotation des jeweiligen Sternes ist [11].

1.1.5 Fortgeschrittene Brennprozesse

Während des Helium-Brennens kommt es zur Bildung eines Kohlenstoff-Sauerstoff-Cores, welcher umgeben ist von einer heliumbrennenden Schale, einer darüber liegenden heliumreichen Hülle, einer wasserstoffbrennenden Schale und als Letztes dann einer wasserstoffreichen Hülle. Bei massiveren Sternen ist es möglich, dass ab einer bestimmten Temperatur und Dichte die Aschen des Helium-Brennens gezündet werden und es somit zu sogenannten fortgeschrittenen Brennprozessen kommt.

Da die Kernreaktionen extrem temperaturabhängig sind, findet jede Brennstufe bei einer nahezu originären Temperatur statt (siehe Abbildung 1.7).

Dem Helium-Brennen folgen vier verschiedene Brennphasen, bestimmt durch die Aschen der vorhergehenden Brennstufen (Kohlenstoff, Sauerstoff, Neon und Silizium).

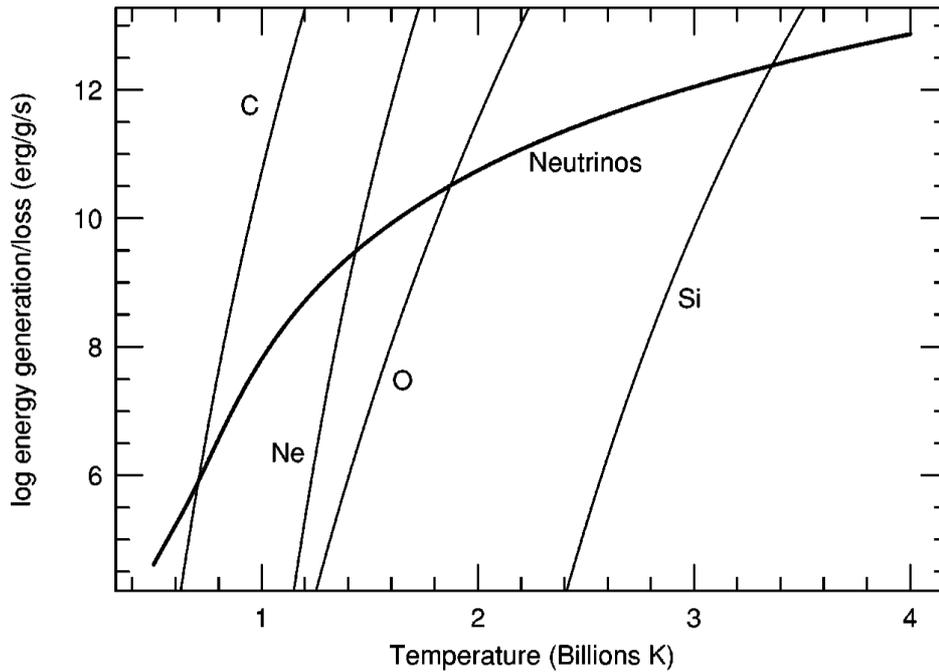
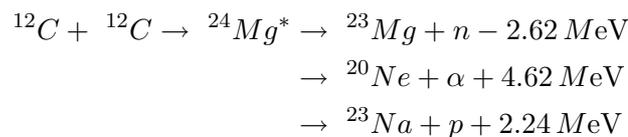


Abbildung 1.7: Energieerzeugung der einzelnen Brennphasen in massiven Sternen in Abhängigkeit von der Temperatur und gegebenen Rahmenbedingungen, aus [11]

Hierbei treten lediglich für Kohlenstoff und Sauerstoff reine Fusionsprozesse auf, während für Neon und Silizium zusätzlich Photodesintegration durch thermische Photonen stattfindet.

Kohlenstoff-Brennen

Das sogenannte Kohlenstoff-Brennen ist die erste Stufe der fortgeschrittenen Brennprozesse. Hierbei werden zwei ^{12}C -Kerne zu dem hochangeregten Compound-Kern ^{24}Mg fusioniert, welcher in drei Kanälen zerfallen kann :

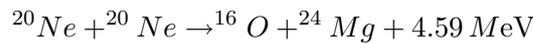


Dabei ist die Wahrscheinlichkeit, dass ^{24}Mg durch den Protonenkanal zerfällt, ungefähr genauso hoch wie die Wahrscheinlichkeit, dass ^{24}Mg durch die Emission eines Heliumkerns zerfällt. Obwohl der Zerfall unter Emission eines Neutrons relativ selten vorkommt [12], ist dieser wichtig für die Betrachtung von Neutroneneinfangprozessen und deren Quellen. Die z. Zt. gängige Annahme für die Dauer des Kohlenstoff-Brennens liegt bei mehreren hundert Jahren.

Da durch die oben aufgeführte Reaktionkette sowohl Protonen, Heliumkerne und Neutronen emittiert werden, kann es nun zu einer Vielzahl von Reaktionen mit den jeweils vorhandenen Kernen kommen. Die chemischen Elemente und ihre Isotope, welche hauptsächlich durch das Kohlenstoff-Brennen synthetisiert werden, sind ^{16}O , $^{20,21,22}\text{Ne}$, ^{23}Na , $^{24,25,26}\text{Mg}$ und $^{26,27}\text{Al}$.

Neon-Brennen

Nach dem Kohlenstoff-Brennen besteht die Isotopen-Zusammensetzung hauptsächlich aus ^{16}O , ^{20}Ne , sowie ^{24}Mg . Sauerstoff hat in diesem Fall die niedrigste Coulomb-Barriere, jedoch wird die Reaktion $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ bereits vor dem Erreichen der notwendigen Temperatur für die Sauerstoff-Fusion möglich. Der von ^{20}Ne emittierte Heliumkern wird von ^{16}O wieder eingefangen und es wird wieder ^{20}Ne hergestellt. Sobald sich diese Reaktionen im Gleichgewicht befinden, kann das ^{20}Ne einen Heliumkern einfangen und somit ^{24}Mg bilden. Die Schlüsselreaktion zur Energieerzeugung ist somit :



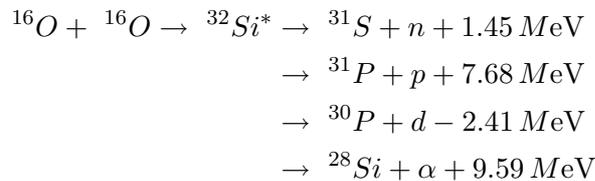
Es tritt eine Vielzahl weiterer Kernreaktionen auf, welche aber nicht wesentlich für die Energieerzeugung, sondern eher für die Nukleosynthese von Bedeutung sind.

Aktuellen Modellen zu Folge findet das Neonbrennen im Zeitraum von mehreren Monaten statt.

Sauerstoff-Brennen

Das Sauerstoffbrennen folgt dem Neonbrennen und findet ungefähr bei Temperaturen von $T_9 \approx 2$ K statt. Unter diesen Bedingungen ist die Fusion von zwei Sauerstoffkernen gegenüber der Photodesintegration bevorzugt. Bei höheren Temperaturen ($T_9 \approx 3 - 4$ K) setzt das sogenannte explosive Sauerstoffbrennen ein, wobei jedoch die Photodesintegration von ^{16}O ($^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$) eine vergleichbare Rolle spielt.

Die Fusionsreaktion von zwei ^{16}O -Kernen führt zur Bildung eines angeregten ^{32}S Compound-Kernes, welcher über einen der folgenden vier Zerfallskanäle zerfallen kann :



Die Verzweungsverhältnisse betragen für hohe Temperaturen (in korrespondierender Reihenfolge) 5%, 56%, 5% und 34% [13]. Hierbei ist zu beachten, dass der Deuteronkanal bei niedrigen Temperaturen behindert ist und somit sich die Verzweungsverhältnisse ändern. Analog zum Neonbrennen kommt es neben dieser Fusionsreaktion zu einer Vielzahl weiterer Reaktionen. Die Hauptprodukte des Sauerstoffbrennens sind ^{28}Si und ^{32}P (ca. 90% der endgültigen elementaren Zusammensetzung). Das Sauerstoffbrennen kann ebenfalls innerhalb einer Schale auftreten, in welcher die Temperatur höher und die Dichte niedriger ist. Die Folge ist ein verringertes Einfangen von Elektronen.

Hierdurch wird die Nukleosynthese ausserhalb des später resultierenden Eisenkerns zur Signatur für den ursprünglichen Neutronenausstoss.

Betrachtet man die Energieerzeugung während des Sauerstoffbrennens, so erhält man eine Brenndauer von mehreren Monaten.

Silizium-Brennen

Analog dem Neonbrennen findet beim sogenannten Siliziumbrennen nicht hauptsächlich eine Fusionsreaktion des Typs $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ statt, sondern es kommt zu einer Photodesintegrationskette beginnend mit der Reaktion $^{28}\text{Si}(\gamma, \alpha)^{24}\text{Mg}$. Als Endprodukte erhält man Kerne der sogenannten Eisengruppe.

1.1.6 Nukleosyntheseprozesse für die Elemente $A > 56$

Bei Massenzahlen von $A > 56$ ist die Coulomb-Barriere so hoch, dass es unter stellaren nicht mehr zu Fusionsreaktionen mit geladenen Teilchen kommen kann. Zur Synthese der Elemente mit $A > 56$ benötigt man nun Neutroneneinfang (s- und r-Prozess) sowie Photodesintegrations und Protoneneinfang (p- bzw. rp-Prozess).

1.1.7 Der s-Prozess

Der s-Prozess ist ein Nukleosynthese-Prozess, welcher im Vergleich zu den Halbwertszeiten der Betazerfallsnuklide entlang der Linie der Stabilität relativ langsam (slow) abläuft. Clayton, Fowler und Seeger haben im Jahre 1965 [14] festgestellt, dass man die elementaren Häufigkeiten in unserem Sonnensystem nur dann reproduzieren kann, wenn man drei verschiedene s-Prozess-Komponenten zur Bildung der schweren Elemente annimmt. Hauptkriterien für die Unterscheidung der sogenannten schwachen, starken und Hauptkomponente des s-Prozesses sind die jeweiligen Neutronendichten, die Temperatur, sowie das Zeitintegral über die vorhandene Neutronenanzahl. Eine Hauptaufgabe im Rahmen des s-Prozesses ist, die Neutronenquellen zu identifizieren, welche eine genügend hohe Anzahl an Neutronen für die Neutroneneinfangprozesse liefern.

Der schwache s-Prozess

In massiven Sternen findet der schwache s-Prozess während des Helium-Brennens im Kern, sowie dem folgenden Kohlenstoff-Brennen in den äusseren Schalen statt. Die schwache s-Prozess-Komponente ist verantwortlich für die Erzeugung der Elemente zwischen Fe und Sr.

Für das Helium-Brennen erhält man typische Neutronendichten von $10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ und $3 \times 10^8 \text{ K}$ für die Temperatur. Für den s-Prozess während dem Kohlenstoff-Brennen erhält man eine Neutronendichte von $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und eine Temperatur von $9 \times 10^8 \text{ K}$.

Im Rahmen aktueller Ergebnisse und Berechnungen [16] ist die Neutronenquelle für den schwachen s-Prozess im Helium-Brennen die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

Es wurde bisher angenommen, dass diese Reaktion ebenfalls die Neutronen für den schwachen s-Prozess während des Kohlenstoff-Brennens liefert. Aktuelle Berechnungen scheinen aber zu zeigen, dass dies nicht korrekt ist und die Hauptneutronenquelle während des Kohlenstoff-Brennens die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ist [15].

Die Hauptkomponente des s-Prozesses

Die Hauptkomponente des s-Prozesses kommt in sogenannten AGB (asymptotic giant branch) Sternen mit relativ geringer Masse ($1.5 M_{\odot} - 3 M_{\odot}$) vor. Es werden die Elemente zwischen Sr und Pb mit Ausnahme von Pb und Bi erzeugt.

Der Prozess an sich findet in der Region zwischen der Wasserstoff- und der Heliumschale statt, wobei man hier unterscheiden muss zwischen den Zeiträumen zwischen zwei aufeinander folgenden Helium-Blitzen (interpulse period). Zwischen zwei Helium-Blitzen erhält man eine Neutronendichte von ungefähr 10^7 cm^{-3} und eine Temperatur von ungefähr $0.9 \times 10^8 \text{ K}$. Die Hauptneutronenquelle ist hier die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ kommt erst während der Helium-Blitze zum Tragen. Während den Helium-Blitzen erhöht sich die Temperatur auf einen Wert von $2.5 - 3 \times 10^8 \text{ K}$ und die Neutronendichte erhöht sich auf einen Wert von ungefähr 10^9 cm^{-3} .

Die starke Komponente des s-Prozesses

Über die von Clayton postulierte starke Komponente des s-Prozesses ist nicht viel bekannt. Ihr wird zugeschrieben, verantwortlich für die Produktion von ca. 30 % ^{208}Pb und ca. 85 % Bi verantwortlich zu sein. [16], [17], [18] Sie kommt ähnlich der Hauptkomponente des s-Prozesses in AGB Sternen mit geringer Metallizität vor. Hier spielt ebenfalls die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ die Hauptrolle als Neutronenquelle.

Die starke Komponente tritt in der sogenannten ^{13}C -Tasche auf, welche in der Zwischenschalenregion gebildet wird. Ist nun die Anzahl der Protonen pro ^{12}C -Kerne klein ist, so kann die Reaktionskette $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(p, \gamma)^{13}\text{C}$ schneller ablaufen als die Reaktion $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ und es kommt zur verstärkten Bildung von ^{13}C . Sobald die brennende Wasserstoffschale komprimiert und somit auch die ^{13}C -Tasche erhitzt wird, setzt die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ein und es werden Neutronen zur weiteren Bildung von Nukliden freigesetzt.

1.1.8 Der r-Prozess

Subtrahiert man von der solaren Häufigkeitsverteilung die Häufigkeitsverteilung der s-Prozess-Nuklide, so erhält man Nuklide, welche nicht durch einen der vorher erläuterten Prozesse entstanden sein können, speziell wenn man die Produktion von U und Th betrachtet. Schnell wurde klar [1], dass ein weiterer Neutroneneinfangprozess stattfinden muss, welcher höhere Neutronendichten und eine schnellere Zeitskala (rapid neutron capture process) erfordert.

Während dieses schnellen Neutroneneinfangprozesses werden insbesondere Nuklide mit hohen Neutronenzahlen synthetisiert, welche dann über β -Zerfall in Richtung der Stabilitätslinie zerfallen.

Durch den Neutroneneinfang entstehen somit Isotopenketten, innerhalb welcher Isotope mit der Kernladungszahl Z entstehen können, an welchen ein $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ Gleichgewicht angenommen werden kann. Der Prozess muss dann auf den β -Zerfall „warten“. Sobald der β -Zerfall stattgefunden hat, läuft der Prozess in der Isotopenkette für die Kernladungszahl $Z+1$ weiter. Insbesondere tritt dieser Effekt bei Nukliden mit abgeschlossenen magischen Neutronenzahlen auf.

Diese Nuklide sind die klassischen „Wartepunkte“ (waiting points)[1]; sie sind maßgeblich für die Dauer des r-Prozesses verantwortlich [22].

Die Neutronendichten, welche notwendig sind um einen vollen r-Prozess zu erreichen, liegen zwischen $10^{20} \text{ cm}^{-3} - 10^{27} \text{ cm}^{-3}$. Diese sind hoch genug um die Neutroneneinfangprozesse gegenüber dem β -Zerfall zu begünstigen [21].

Als Szenarien für den r-Prozess kommen zum einem Supernova-Typ II Explosionen, die Verschmelzung zweier Neutronensterne (neutron star merger) oder ggf. asymmetrische jetartige Supernova Explosionen in Frage. Insbesondere den Neutrinowind-getriebenen Supernova-Typ II Explosionen wird hierbei eine bedeutende Rolle zugewiesen.

In den letzten Jahren haben astronomische Beobachtungen extrem metallarmer, im Halo unserer Galaxie gelegener, Sterne und einhergehende Berechnungen gezeigt, dass es verschiedene Komponenten des r-Prozesses gegeben haben muss bzw. noch gibt. Es wird hierbei zwischen einem primären r-Prozess und einem sekundärem r-Prozess unterschieden. Dem primären r-Prozess wird die Synthese von Nukliden $A \geq 130$ zugeschrieben. Da eine r-Prozess Komponente die Häufigkeiten der Nuklide mit $A \leq 130$ nicht reproduzieren kann, wurde die sekundäre r-Prozess Komponente eingeführt, welche zeitlich betrachtet später als die Hauptkomponente stattfindet [20],[21], [22], [23].

1.1.9 Der p-Prozess

Betrachtet man die stabilen neutronenarmen Kerne, welche nicht vom s- bzw. r-Prozess gebildet werden (es handelt sich hierbei um insgesamt nur 32 Kerne), erhält man Häufigkeiten welche 100 - 1000 Mal geringer sind als die entsprechenden s- bzw. r-Isotope.

Zur Erklärung der Entstehung dieser neutronenarmen stabilen Kerne, welche schwerer als Eisen sind, postulierten Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [1] zwei mögliche Mechanismen für die Entstehung der sogenannten p-Kerne.

Hierbei führten sie den sogenannten p-Prozess ein, der zunächst aus Protoneneinfangreaktionen und später dann aus Photodesintegrationsreaktionen bestehen sollte. Und zwar unterschieden Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle in so weit, dass die leichteren neutronenarmen Kerne überwiegend durch Protoneneinfang und die schwereren Kerne bevorzugt durch Photodesintegration gebildet werden. Im Jahre 1971 wurde diese ursprüngliche Idee durch Truran und Cameron [24] bestätigt.

Für den p-Prozess kommen nur astrophysikalische Szenarien mit Temperaturen von mindestens $T_9 = 2$ K und grossen Dichten in Frage. So kann der p-Prozess z.B. in Supernova-Typ II-Explosionen und im explosiven Ne/O-Brennen statt finden.

Weitere vorgeschlagene Szenarien sind der Massentransfer zwischen einem Roten Riesen und seinem Partner in einem Doppelsternsystem, Supernova-Typ I Explosionen ($T_9 = 2,4 - 3$), Akkretierende Neutronensterne, Schwarze Löcher, Superkritische Akkretionsscheiben, Röntgenburster und Thorne-Zytkow-Objekte, auf welche hier nicht näher eingegangen und auf die weiterführende Literatur verwiesen wird [25], [26], [27], [28].

1.1.10 Der rp-Prozess

Vor der Arbeit von Wallace und Woosley aus dem Jahre 1981 [26] wurde das Wasserstoff-Brennen der pp-Kette und dem CNO-Zyklus zugeschrieben. Hierbei wurde angenommen, dass selbst Szenarien mit hohen Temperaturen und Dichten diese Prozesse für den Verbrauch von Wasserstoff verantwortlich sind. Wallace und Woosley führten jedoch einen Protoneneinfangprozess ein, welcher ebenfalls zum Wasserstoff-Brennen beitragen soll und zwar speziell in explosiven Szenarien. Dieser Prozess besteht aus schnellen Protoneneinfangreaktionen und langsamen Betazerfällen. Hierbei sind die Protoneneinfangreaktionen um ein bis zwei Größenordnungen schneller als die Betazerfälle. Es findet also eine Reihe von (p, γ) -Reaktionen statt bis der Protoneneinfang durch einen negativen Q-Wert (Protonenzerfall) oder einen leicht positiven Q-Wert (Photodesintegration) unterdrückt ist. Ähnlich dem r-Prozess werden diese Kerne, bei denen für einen weitergehende Nukleosynthese auf den Betazerfall gewartet werden muss, als „Wartepunkte“ (waiting points) bezeichnet.

Dieser Prozess wird als rp-Prozess (rapid proton capture) bezeichnet.

Als Saatkerne für den rp-Prozess kommen Kerne in Frage, welche nach dem Ausbruch aus dem CNO-Zyklus vorhanden sind bzw. während dem Helium-Brennen entstanden sind. Mit dem Ausbruch aus dem CNO-Zyklus und dem Helium-Brennen kommen als astrophysikalische Objekte in Frage, welche über eine Temperatur von mindestens $T_9 = 0.3$ K verfügen.

In der Literatur werden insbesondere Novae, Röntgenbursts, Akkretionsscheiben um schwarze Löcher und Thorne-Zytkow-Objekte als favorisierte Szenarien aufgeführt [27], [28], [29].

1.2 Der Neon-Natrium-Zyklus

Wie bereits vorher besprochen, kommt es während des heißen CNO-Zyklus zur Ausbildung weiterer Nebenzyklen. Da sich diese Diplomarbeit mit der Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)$ befasst, und diese maßgeblich am Neon-Natrium-Zyklus beteiligt ist, soll im Folgendem näher auf diesen Nukleosynthese-Zyklus eingegangen werden.

Während des heißen CNO-Zyklus, kann es durch die Reaktion $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$ zur Bildung von ^{20}Ne kommen [10]. Ein weiterer Prozess, über welchen ^{20}Ne gebildet werden kann, ist der Triple- α -Prozess, wo nach der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ die Reaktion $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ stattfinden kann.

Zu beachten ist allerdings, dass beide Ausbruchreaktionen, $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ und $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$, bedingt durch die sehr kleinen Wirkungsquerschnitte, nicht mit den ursprünglichen Brennprozessen konkurrieren können.

Sobald das gebildete ^{20}Ne in eine Umgebung kommt, die eine hohe Temperatur im Vergleich zum CNO-Zyklus aufweist, kann es zu Protoneneinfangreaktionen und somit zur Bildung von den in Abbildung 1.8 dargestellten Reaktionszyklen kommen.

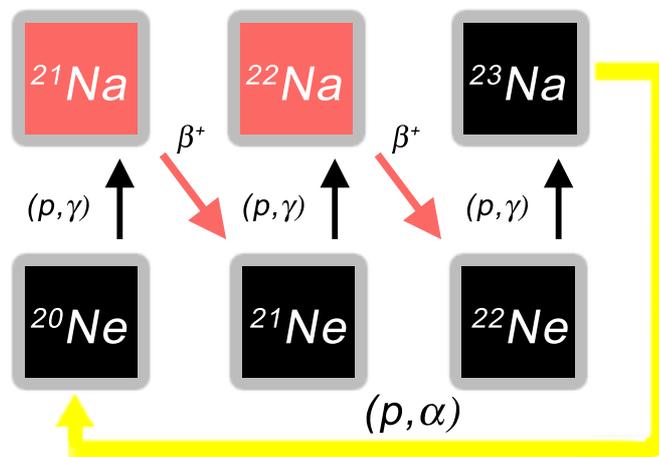


Abbildung 1.8: Der Neon-Natrium-Zyklus

Ein weiteres Szenario, in welchem der NeNa-Zyklus auftreten kann, sind Doppelsternsysteme, in denen ein Stern ein Weisser Zwerg ist. Dieser Weisse Zwerg hat die Stufe des Kohlenstoff-Brennens abgeschlossen, jedoch nicht das Neonbrennen gezündet. Hierbei entsteht ein Weisser Zwerg mit einem erhöhten Vorkommen der Elemente Neon, Natrium und Magnesium. Sollte dieser Weisse Zwerg nun in der Lage sein, von seinem Nachbarn Masse zu akretieren, kann der NeNa-Zyklus durch die Wechselwirkung mit der einfallenden Masse einsetzen.

Analog dem CNO-Zyklus existieren für den NeNa-Zyklus mehrere Möglichkeiten statt zu finden, abhängig von der Umgebung (speziell hier die Temperatur) in welchem sich die Kerne befinden. Betrachtet man die beteiligten Zerfallsmechanismen und deren Halbwertszeiten für das jeweilige Isotop, so sieht man, dass der β^+ -Zerfall des ^{22}Na mit einer Halbwertszeit von 2,6 Jahren der langsamste ist.

Dies stellt einen Verzweigungspunkt (branching point) innerhalb des NeNa-Zyklus dar, in welchem der β^+ -Zerfall und der Protoneneinfang von ^{22}Na miteinander konkurrieren. Je nach Temperatur kann es zum Ausbruch aus dem NeNa-Zyklus kommen, sobald die

Reaktionen $^{23}\text{Na}(p, \gamma)$ und $^{23}\text{Mg}(p, \gamma)$ bevorzugt gegenüber dem jeweiligen β^+ -Zerfall ablaufen. Dabei kann es insbesondere über die Reaktion $^{23}\text{Na}(p, \gamma)$ zum Einsetzen des sogenannten Magnesium-Aluminium-Zyklus kommen. Rowland et al. zeigten in ihrem Artikel aus dem Jahre 2004 [30], dass es keinen geschlossenen NeNa-Zyklus in einem Temperaturbereich von $T_9 = 0.2 - 0.4$ K im Rahmen des Nova-Szenariums geben kann.

Der NeNa-Zyklus nimmt zunächst für die Energieerzeugung innerhalb eines Szenarios keine bedeutende Rolle ein. Lediglich bei Nova-Ausbrüchen mit Temperaturen um $T_9 = 0.2$ K [29], kann der NeNa-Zyklus eine tragende Rolle bei der Energieerzeugung übernehmen. Als vorhergehende Sternszenarien wurden ONe-Zwerge in Beobachtungen und Berechnungen bestimmt.

1.3 Die Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ im Rahmen des NeNa-Zyklus

Wie bereits vorhergehend illustriert, stellt die Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ den Startpunkt für den NeNa-Zyklus dar. Dies ist der Grund, warum diese Reaktion wesentlich für die Nukleosynthese weiterer Nuklide ist.

Insbesondere die Tatsache, dass die Protoneneinfangreaktion von ^{20}Ne im Vergleich zu den restlichen Einfangreaktionen im NeNa-Zyklus um mehrere Größenordnungen seltener vorkommt, betont die Schlüsselrolle der Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$.

Grund hierfür ist die Tatsache, dass die in Frage kommenden stellaren Szenarien Energien niedriger als 1 MeV mit sich bringen. Da sich aber die Resonanzen mit einer relativ großen Resonanzstärke für die (p, γ) -Reaktion über 1 MeV befinden, gilt es primär nicht-resonante direkte Einfangreaktionen (siehe Abbildung 1.10) zu untersuchen.

Diese Einfangreaktionen haben aber einen sehr niedrigen Wirkungsquerschnitt und sind experimentell schwierig zu untersuchen. Hierzu verwendet man oft die Resonanz bei $E_p = 1169$ keV (siehe Abbildung 1.9), welche stark genug ist, um ihre absolute Stärke zu bestimmen. Mit Hilfe dieser Resonanz kann man dann die direkte Einfangreaktion relativ zur Resonanzstärke vermessen und ihren Wirkungsquerschnitt bestimmen.

Bisherige Ergebnisse zur direkten Einfangreaktion wurden in der Vergangenheit durch Arbeiten von Tanner [31] (1959), Rolfs et al. [32] (1974) und Stech [33] (2004) geliefert. Hierbei wurden im Vergleich zu dieser Diplomarbeit jeweils verschiedene Targetsysteme (z.B. Gastargets, evaporierte Targets etc.) eingesetzt, sowie auch verschiedene konzeptionelle Methoden zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten verwendet.

1.4 Kernphysikalische Aspekte

In den vorhergehenden Kapiteln wurden physikalische Größen und Konzepte angesprochen, deren Ursprung in der Kernphysik liegt. Diese Kernstruktur-Aspekte wurden im Laufe der Zeit immer enger mit der Nukleosynthese in Verbindung gebracht und sind heute fester Bestandteil der nuklearen Astrophysik.

Speziell bei der Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ und den darauf folgenden Reaktionen (mit der Ausnahme von $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$) im Neon-Natrium-Zyklus kommt es zum direkten Einfang eines Protons und der Abregung des entstehenden Atomkerns (Compound-Kern) durch Gamma-Strahlung. Im Folgendem sollen einige Kernstruktur-Aspekte dieser Reaktionen hervorgehoben werden.

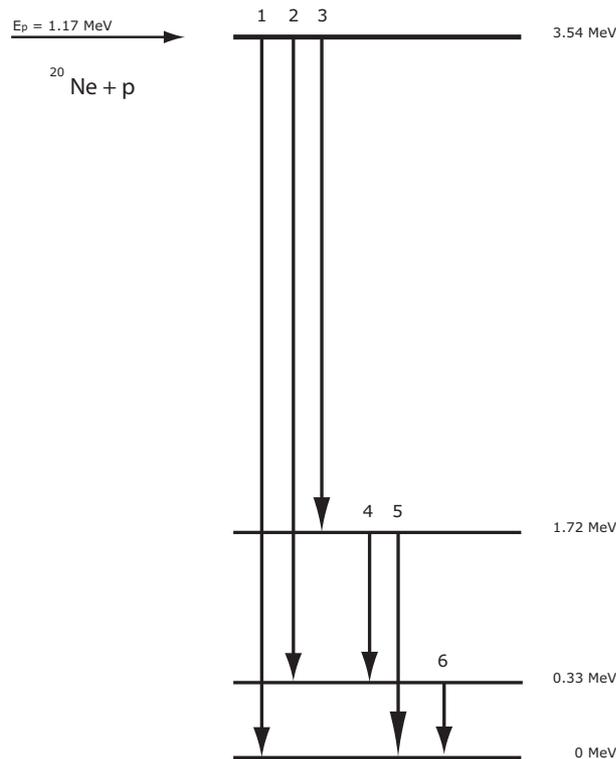


Abbildung 1.9: Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na bei der Resonanzenergie $E_p = 1169\text{ keV}$. Die Zahlen über den jeweiligen Übergängen dienen zur Nomenklatur der in Anhang A betrachteten Summenkorrekturen.

1.4.1 Q-Wert

Im Allgemeinen kann man bei Kernreaktionen als Modell ansetzen, dass ein einfallendes Teilchen auf ein anderes Teilchen bzw. einen Atomkern trifft oder daran gestreut wird. Man unterscheidet die Teilchen, welche im sogenannten Eingangs- bzw. Ausgangskanal an der Reaktion teil haben, je nach *Bewegungsrichtung* zum Reaktionszentrum. Nimmt man an, dass das einfallende Teilchen und das Target beide über Kernmassen verfügen, so kommt die Energieerhaltung zum Tragen, welche zur Definition des Q-Wertes führt. Und zwar ist die Summe aller an der Reaktion beteiligten Massen, multipliziert mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit gleich dem Q-Wert :

$$Q = \sum_n M_n c^2 \quad (1.1)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Massen, welche im Ausgangskanal auftreten mit einem Minuszeichen zu versehen sind. Die im Eingangskanal auftretenden Massen werden dementsprechend mit einem Pluszeichen versehen.

Man unterscheidet zwischen dem nuklearen Q-Wert und dem atomaren Q-Wert. Der Unterschied der beiden Q-Werte liegt in den verwendeten Massen. Dem nuklearen Q-Wert liegen im Prinzip die atomaren Massen abzüglich den Massen der vorhandenen Elektronen zu Grunde. Ist der Q-Wert größer Null, so wird bei der jeweils betrachteten Kernreaktion Energie freigesetzt, während bei Kernreaktionen mit negativem Q-Wert erst Energie

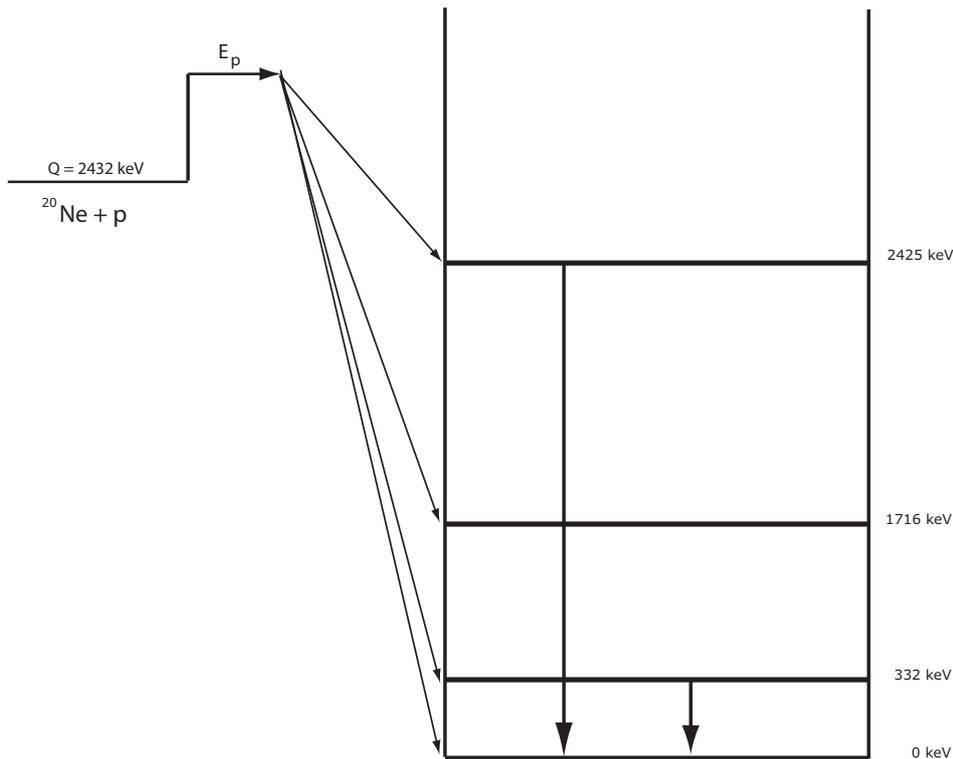


Abbildung 1.10: Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na zur direkten Einfangreaktion.

hinzugefügt werden muss. Bei niedrigen stellaren Temperaturen spielt dieser Aspekt eine wichtige Rolle, da hier Kernreaktionen mit hauptsächlich positivem Q -Wert auftreten. Bei direkten Einfangreaktionen treten Q -Werte zwischen 1-17 MeV für leichte Kerne und 5-8 MeV für schwere Kerne auf, wobei die entstehenden Compound-Kerne hoch angeregt sind.

1.4.2 Wirkungsquerschnitt

Neben dem Q -Wert liefert der sogenannte Wirkungsquerschnitt einer Reaktion wichtige Informationen über die Nukleosynthese und Energieproduktion in stellaren Szenarien. Der Wirkungsquerschnitt ist hierbei definiert als die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Teilchen mit einem Targetteilchen eine wohl definierte, beobachtbare Reaktion hervorruft. Vereinfachend kann man bei den von uns betrachteten Reaktionen den Wirkungsquerschnitt auch als diejenige Fläche definieren, welche ein einfallendes Teilchen treffen muss, um mit dem Zielkern eine Reaktion einzugehen. Mit den Radien R_e (Radius einfallendes Teilchen) und R_t (Radius Target) würde dann für den Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma = \pi(R_e + R_t)^2 \quad (1.2)$$

als Ausdruck entstehen. Geht man von dieser klassischen Interpretation einen Schritt weiter und trägt den quantenmechanischen Eigenschaften der einfallenden Protonen Rechnung, so erhält man einen energieabhängigen Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma = \frac{m_p + m_t}{m_t} \frac{\hbar}{(2m_p E_l)^2} \quad (1.3)$$

Arbeit	Energie E_p (keV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	$\omega\gamma_{1169}$ (eV)
Tanner	1102	0.49 ± 0.10	1.13
Rolfs et al.	1050	0.63 ± 0.7	1.13
Stech	925	0.28 ± 0.03	1.13
	925	0.29 ± 0.03	1.13
	750	0.11 ± 0.02	1.13
	600	0.038 ± 0.007	1.13
	500	0.012 ± 0.002	1.13

Tabelle 1.1: Ergebnisse vorhergehender Experimente für die direkte Einfangreaktion ($\text{DC} \rightarrow 2425$) unterhalb der 1169 keV-Resonanz. Die unterschiedlichen Ergebnisse bei $E_p = 925 \text{ keV}$ von E.Stech [33] sind auf unterschiedliche experimentelle Aufbauten zurückzuführen.

wobei E_l die Energie des einfallenden Teilchens (hier ein Proton) im Laborsystem ist. Unter Beachtung der Tatsache, dass die beteiligten Reaktionspartner jeweils einen Spin haben und es zum Auftreten von Resonanzen kommen kann, nimmt der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt folgende Form an :

$$\sigma = \frac{\pi \lambda_\alpha^2 \omega \gamma \Gamma}{2\pi[(E - E_0^2) + (1/2\Gamma)^2]} \quad (1.4)$$

wobei die Resonanzstärke $\omega\gamma$ die Form :

$$\omega\gamma = \frac{(2J+1)}{(2s+1)(2j+1)} \frac{\Gamma_i \Gamma_l}{\Gamma} \quad (1.5)$$

bzw. bei dicken Targets :

$$\omega\gamma = \frac{2}{\lambda} \frac{M}{m+M} \frac{dE}{dx} Y_\infty \quad (1.6)$$

annimmt. Hierbei ist Y_∞ die Anzahl der Reaktionen pro einfallendem Teilchen (Yield).

1.4.3 Stellare Reaktionsraten und astrophysikalischer S-Faktor

Der Wirkungsquerschnitt der betrachteten Kernreaktionen ist energieabhängig und somit auch abhängig von der Relativgeschwindigkeit des einfallenden Teilchens zum Target. Betrachtet man nun ein stellares Gas mit aufeinander zufliegenden Teilchen, so erhält man für die Reaktionsrate pro Teilchenpaar

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv \quad (1.7)$$

mit $\phi(v)dv$ als Wahrscheinlichkeit, dass zwei Teilchen die Relativgeschwindigkeit $v+dv$ haben. Als totale Reaktionsrate definiert man nun :

$$r = N_x N_y \langle \sigma v \rangle \quad (1.8)$$

mit $N_x N_y$ als Anzahl aller vorhandenen Teilchenpaare. In stellarer Materie kann man nun die Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung für die Reaktionspartner ansetzen und erhält somit für die Reaktionsrate pro Teilchenpaar :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) e^{-E/kT} dE \quad (1.9)$$

mit μ als relative Masse. Es gilt zu betonen, dass viele wichtige stellare Parameter von der Reaktionsrate pro Teilchenpaar abhängen. So sind Zeitskalen der einzelnen Nukleosyntheseprozesse und Energieproduktion innerhalb von Szenarien direkt mit der Reaktionsrate pro Teilchenpaar verknüpft.

Betrachtet man nun wie in unserem Falle Reaktionen geladener Teilchen, so muss man zusätzlich die Coulomb-Wechselwirkung und somit die Coulomb-Barriere berücksichtigen. Für Energien unterhalb der Coulomb-Barriere ist der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion proportional zu :

$$\sigma(E) \propto e^{-2\pi\eta} \quad (1.10)$$

mit dem Sommerfeld Parameter

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (1.11)$$

Unter Hinzuziehung der Anti-Proportionalität zwischen σ und E aus Gleichung 1.4 auf der vorherigen Seite, erhält man

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (1.12)$$

wobei die neu eingeführte Funktion $S(E)$ sämtliche nuklearen Aspekte enthält und als *astrophysikalischer S-Faktor* bezeichnet wird. Für die von uns betrachteten nicht-resonant ablaufenden direkten Einfangreaktionen variiert der S-Faktor nur gering mit der Energie und macht diesen somit in der Praxis sinnvoller als die direkte Verwendung des Wirkungsquerschnittes. Dies kommt insbesondere dann zum Tragen, wenn Extrapolationen zu unbekanntem Energiebereichen erforderlich sind. Für die Reaktionsrate pro Teilchenpaar ergibt sich nun

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) e^{-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}} dE \quad (1.13)$$

wobei unter Annahme einer schwach variierenden Umgebungstemperatur schliesslich

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}} dE \quad (1.14)$$

mit dem Gamow-Faktor $b = 0.989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (MeV)^{1/2}$ resultiert.

1.4.4 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Da die Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ in einem Energiebereich untersucht wurde, in welchem keine Resonanzen vorkommen, muss eine Methode angewendet werden, welche schon Rolfs et al. [32] angewendet haben, um den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Hierbei berechnet man den Wirkungsquerschnitt der direkten Einfangreaktion im nicht-resonanten Bereich relativ zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion im resonanten Bereich. Definiert man nun also Y_{DC} als Anzahl der Reaktionen pro einfallendem Teilchen im nicht-resonanten Bereich und analog Y_R für den resonanten Bereich, so erhält man

$$\sigma_{DC} = \frac{1}{2} \lambda^2 \frac{m + M}{M} \frac{\omega \gamma}{\Delta} \left(\frac{Y_{DC}}{Y_R} \right) \quad (1.15)$$

mit Δ als Targetdicke. Es ist zu beachten, dass die Resonanz nicht bei der gleichen Energie auftritt wie der nicht-resonante Teil (solange Interferenzeffekte vernachlässigt werden können). Dies führt unweigerlich dazu, dass die Detektoreffizienz ϵ für den nicht-resonanten Energiebereich unterschiedlich zum resonanten Energiebereich ist. Berücksichtigt man weiterhin die Winkelverteilung $W(\theta)$ beider Prozesse, so erhält man :

$$\frac{Y_{DC}}{Y_R} = \frac{N_{DC}}{N_R} \frac{\epsilon_R}{\epsilon_{DC}} \frac{\Omega_R}{\Omega_{DC}} \frac{W_R(\theta)}{W_{DC}(\theta)} \quad (1.16)$$

Es kann gezeigt werden, dass die Winkelverteilung sich als eine Summe von Legendrepoly-nomen darstellen lässt, und dass die Raumwinkel für eine Resonanz und einen nicht-resonanten Einfang unterschiedlich sind.

Kapitel 2

Aufbau und Durchführung der Experimente

2.1 Beschleuniger und Strahlführung

2.1.1 Beschleuniger

Zur Erzeugung der (p, γ) -Reaktionen wurden mit den Van-de-Graaff Beschleunigern JN und KN am Nuclear Structure Laboratory der University of Notre Dame Protonenstrahlen erzeugt, welche auf Festkörpertargets gelenkt und fokussiert wurden.

Bei Van-de-Graaff Beschleunigern dient zur Spannungserzeugung ein schwach leitendes Band, welches mechanisch angetrieben wird. Hierbei werden auf das Band positive Ladungsträger aufgebracht und zum Hochspannungsterminal transportiert. Im Hochspannungsterminal wird das Band entladen und die Ladungsträger fließen zu einer Elektrode (Terminalelektrode) ab. Es entsteht ein positives Potential, welches je nach Beschleuniger mehrere Millionen Volt betragen kann.

Installiert man nun eine Kette von Widerständen, an welcher die Hochspannung aufgeteilt werden kann, so erzielt man den Effekt, dass diese Teilspannungen ein elektrisches Feld aufbauen, welches eine gleichmäßige Beschleunigung der Ionen ermöglicht (siehe Abbildung 2.1).

Die Ionen selbst werden von einer separaten Ionenquelle erzeugt und in das System eingespeist. Sie werden dann entlang des elektrischen Feldes beschleunigt und in ein Strahlrohrsystem überführt, welches den Ionenstrahl zum Target lenkt.

Das komplette Beschleunigersystem befindet sich in einem gasgefüllten Tank. Mit Hilfe verschiedener Gasmischungen können eine höhere Stabilität und ggf. auch höhere Terminalspannungen erreicht werden.

Grund für die Benutzung zweier Beschleuniger ist die Tatsache, dass der JN eine maximale Terminalspannung von 1 MV aufweist, während der KN Beschleuniger nur in einem Energiebereich bis zu einer Minimalspannung von 0.7 MV erfolgreich operiert werden konnte.

2.1.2 Strahlführung

Nach der Strahlerzeugung innerhalb der Beschleunigertanks werden die Strahlen jeweils durch einen Analysiermagneten geleitet, dessen Magnetfeld den Strahl bei einer wohldefinierten Energie (entsprechend dem Magnetfeld) in den Targetraum lenkt.

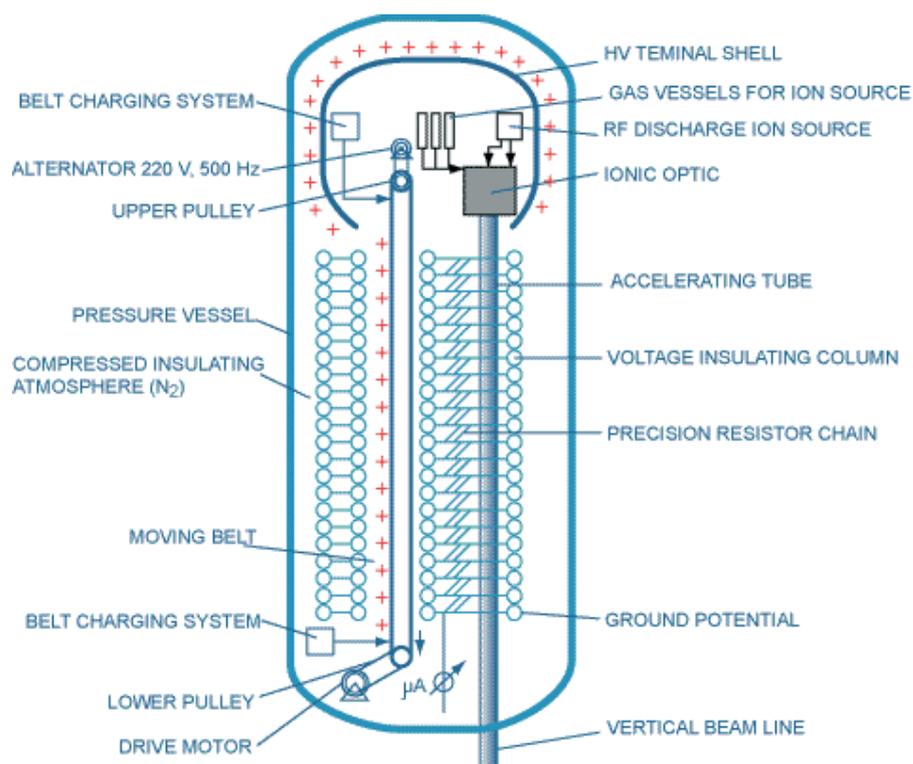


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Van-de-Graaff Beschleunigers, entnommen aus [34]



Abbildung 2.2: Beschleuniger KN (links, mit offenem Tank) und JN (rechts, mit geschlossenem Tank)

Im Targetraum läuft der Protonenstrahl in einen sogenannten Switching Magnet, welcher je nach Beschleuniger und benötigter Beamline, den Strahl umlenkt. In vorliegenden Fall wurde der Strahl zur sogenannten (p, γ) -Beamline umgeleitet.

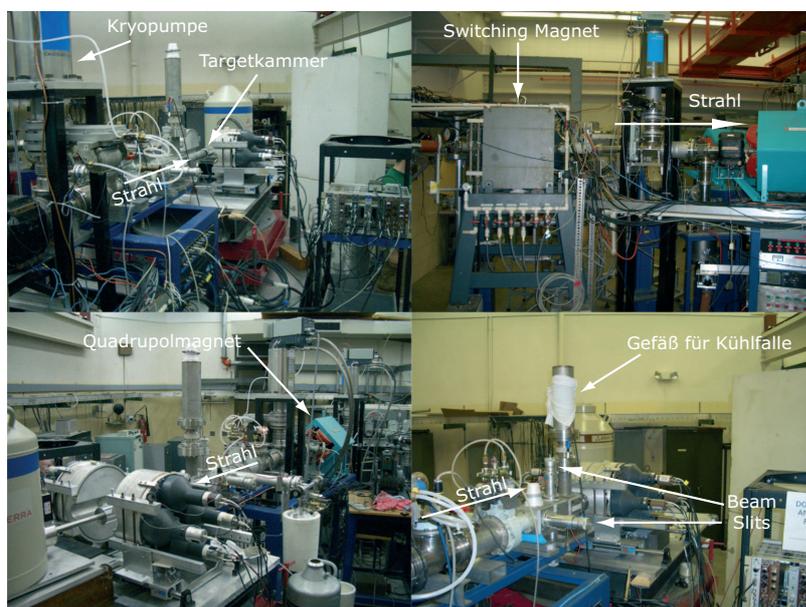


Abbildung 2.3: Verschiedene Ansichten der (p, γ) -Beamline

Der Strahl wird dann mit Hilfe von Quadrupolmagneten und sogenannten Steerer-Elementen in Richtung Target gelenkt und fokussiert. Das Target war Ende einer Kühlfalle montiert (siehe Abbildungen 2.3 und 2.4). Die Kühlfalle wurde regelmäßig mit flüssigem Stickstoff gefüllt und lag auf -400 V Spannung. Sie diente zur Unterdrückung herausgeschlagener Elektronen, sowie zur Reduzierung von Verunreinigungen durch den Strahl.

Für das erste Experiment im 0° Aufbau wurde ausschliesslich ein Aluminiumrohr sowie ein Targethalter verwendet, bei welchem das Target im Winkel von 0° zum Strahl montiert wurde. Beim zweiten Experiment hingegen wurden sowohl ein 0° Targethalter sowie ein 45° Targethalter benutzt. Hierbei ist anzumerken, dass bei der Benutzung des 45° Targethalters ein Aluminiumrohr in Kombination mit einem Messingrohr benutzt wurde. Um sicherzustellen, dass der Strahl auch das Target in der richtigen Position trifft, wurde mit Hilfe von Strahlschlitzen der Strahlstrom an verschiedenen Positionen sowie am Ende der Beamline abgelesen und der Strahl entsprechend modifiziert, um eine möglichst gleichmäßige Strahlverteilung zu ermöglichen. Bevor das eigentliche Target montiert wurde, wurde ein Quarzfenster an der Targetkammer montiert, hinter welchem wiederum eine CCD-Kamera angebracht war. Mit Hilfe des Quarzfensters und der CCD-Kamera wurde im Kontrollraum des Beschleunigers die Position des Strahls an Hand eines Monitors eingestellt (siehe Abbildung 2.5).

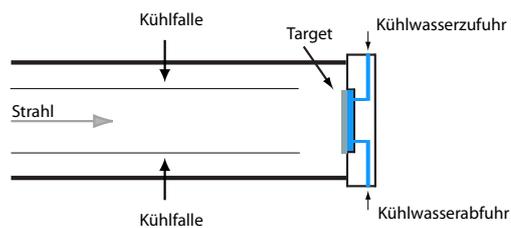


Abbildung 2.4: Schematische Skizze der Targetkammer und Bilder der geöffneten Kammer. Das Rohr innerhalb der Beamline und des abschliessenden Aluminiumrohres stellt die Kühlfalle dar, welche mit dem darüber montierten Kühlgefäß verbunden ist.

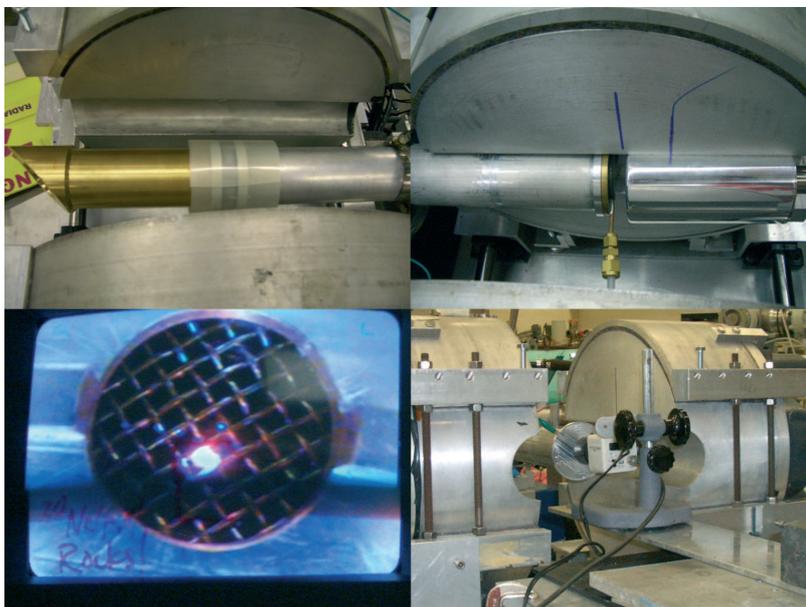


Abbildung 2.5: Oben sind die beiden Kammern (0° rechts, 45° links) zu sehen, wobei die 0° Kammer das montierte Target mit Kühlwasserzufuhr am Ende hat. Unten sind die CCD-Kamera (rechts) und das Bild auf dem Monitor im Kontrollraum (links) zu sehen.

2.2 Targets

Als Targets wurden zwei ^{20}Ne -Festkörpertargets benutzt. Die Targets wurden in Deutschland an der Ruhr-Universität Bochum (im Folgenden als Bochum-Target bezeichnet) und der Universität Münster (im Folgenden als Münster-Target bezeichnet) produziert.

Das Bochum-Target wurde produziert, indem in eine kleine Kupfer-Nickel-Platte (Dicke ca. 1 mm) mit einem 200 keV-Beschleuniger ^{20}Ne implantiert wurde (siehe Abbildung 2.6).

Das Münster-Target wurde ebenfalls durch Implantation erzeugt, wobei Tantal in einer Dicke von ungefähr 0.254 mm als sogenanntes Backing-Material benutzt wurde.

Generell ist anzumerken, dass es sich bei den implantierten Targets um sogenannte Beamstop-Targets handelt, in welchen der Protonenstrahl vollständig gestoppt wird. Um eine zu starke Hitzeentwicklung und somit eine Beschädigung der Targets zu vermeiden, wurde eine kontinuierliche Wasserkühlung an den Targethalter angeschlossen. Ein Vorteil der implantierten Targets ist die Tatsache, dass mit Hilfe eines Magnetfeldes während der Implantation isotopisch hochreine Targets hergestellt werden können.

Ein Nachteil bei der Benutzung der implantierten Targets ist die nicht genau bekannte Tiefe der Implantation, bzw. die ständig zu bestimmende Dicke des Targetmaterials. Dies wurde mit Hilfe der Vermessung der $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei einer Energie von $E_p = 1169 \text{ keV}$ durchgeführt. Dabei stellt die Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum, FWHM) der Anregungskurve die Targetdicke dar (siehe Abbildung 2.7).



Abbildung 2.6: Das Bochum-Target vor (links) und nach (rechts) der Bestrahlung.

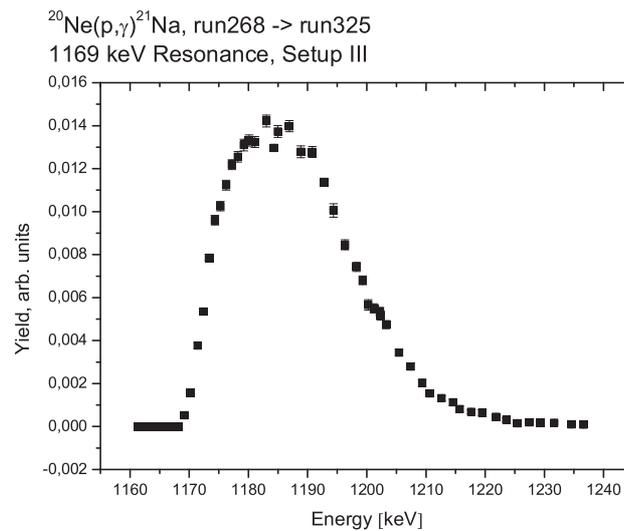


Abbildung 2.7: Es ist die Anregungskurve für die $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$ dargestellt.

2.3 Detektoren

In beiden Experimenten wurden jeweils ein Germanium Detektor (Ge-Detektor) sowie ein Paar von Natrium-Iodid Detektoren (NaI-Detektor) zum Strahlungsnachweis verwendet. Grund für die Benutzung beider Detektortypen ist die Untersuchung der Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung und der durch Compton-Streuung erzeugten Strahlung. Hierzu wurden die NaI-Detektoren als Veto-Detektoren in Koinzidenz bzw. Antikoinzidenz mit dem jeweiligen Ge-Detektor verwendet.

2.3.1 Germanium Detektoren

Bei einem Ge-Detektor handelt es sich um einen sogenannten Festkörper-Detektor, dessen Basis ein Germanium Kristall bildet, an welchen ein elektrisches Feld angelegt ist. Die besondere Eigenschaft von Germanium als Halbleiter ist die Bildung von, im Vergleich zu schmalen Energieniveaus, breiten Energiebändern. Betrachtet man die Differenz zwischen dem Valenzband und dem höher liegenden Leitungsband, der sogenannten Bandlücke, so ist diese bei Halbleitern (im Vergleich zu Nichtleitern und Leitern) auf wenige Elektronvolt reduziert.

Regt man nun ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband an, so kommt es zur Entstehung eines Elektron-Loch-Paares, wobei das Loch im Valenzband durch die Anhebung des Elektrons in das Leitungsband entstanden ist. Das Elektron erfährt die resultierende Kraft durch das elektrische Feld und driftet in Richtung einer Elektrode, welche die auftreffende Ladung als ein elektronisches Signal weitergibt. Sobald das Photon auf den Kristall trifft, gibt es seine Energie weiter an ein im Valenzband befindliches Elektron.

Dieses Elektron kann nun die Energie an weitere Elektronen weitergeben und diese in das Leitungsband anheben, wobei die resultierenden Elektron-Loch-Paare im elektrischen Feld anfangen zu driften.

Die Anzahl der gesammelten elektrischen Ladung an der Elektrode ist proportional zur Energie des anregenden Photons. Es wird ein elektronisches Signal erzeugt, welches verstärkt und dann mit Hilfe von weiterer Elektronik in ein Spektrum umgewandelt werden kann. Als besonderer Vorteil der Germanium Detektoren ist die hohe Energieauflösung von wenigen keV anzugeben.

Die Hauptcharakteristika für Germanium Detektoren sind die Länge und der Radius des verwendeten Kristalls, welche direkt die sogenannte Effizienz des Detektors beeinflussen. Im Idealfall würde ein Detektor die komplette Energie eines einfallenden Photons nachweisen. Dies ist leider in der Realität nicht der Fall. Hierzu muss die Effizienz bestimmt werden, welche das Verhältnis zwischen abgestrahlter und nachgewiesener Strahlung wiedergibt.

Für jedes Experiment wurde jeweils ein anderer Germanium-Detektor (Canberra-Detektor bzw. OSU-Detektor) verwendet. Grund hierfür war die Tatsache, dass zum Zeitpunkt der Durchführung des 1. Experimentes der OSU-Detektor aus technischen Gründen nicht zur Verfügung stand. Der Canberra-Detektor war somit der einzig verfügbare Ge-Detektor, welcher geometrisch annähernd in die Aussparung der umgebenden NaI-Detektoren passte. Bei beiden Ge-Detektoren handelt es sich nominell um Detektoren mit einer Nachweiseffizienz von 35%, wobei zu beachten ist, dass der Canberra-Detektor zum Zeitpunkt der Experimentdurchführung fabrikneu war und der OSU-Detektor bereits 15 Jahre alt war.

2.3.2 Natrium-Iodid Detektoren

Während Germanium-Detektoren sogenannte Halbleiter-Detektoren sind, handelt es sich bei Natrium-Iodid Detektoren um Szintillationsdetektoren.

Hierbei wird ausgenutzt, dass bestimmte chemische Verbindungen (in diesem Falle Natrium-Iodid) Licht emittieren, sobald ein Photon einfällt und die Atome innerhalb des Moleküls anregt. Mit der Abregung dieser Atome wird nun Licht ausgesendet. Dieser Vorgang wird als Szintillation bezeichnet.

Verwendet man nun einen Photomultiplier, welcher optisch an das Material angekoppelt ist, so verstärkt dieser das relativ schwache Szintillationslicht, welches dann als elektronisches Signal weiter prozessiert werden kann.

Bei einem NaI-Detektor handelt es sich spezifisch um einen anorganischen Kristallszintillator.

Ein in den Kristall einfallendes Photon kann nun entweder ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband anregen, wobei ein ungebundenes Elektron-Loch Paar entsteht. Oder es entsteht ein Exziton, ein schwach aneinander gebundenes Elektron-Loch Paar. Dieses Elektron-Loch Paar kann sich jedoch durch den Kristall bewegen.

Da zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband normalerweise eine relative große Bandlücke befindet und somit die Abregung bzw. die Emission von Licht relativ unwahrscheinlich ist, verunreinigt man den Kristall mit Atomen, welche eine unterschiedliche Bandstruktur als der Kristall aufweisen. Diese als Aktivatoren bezeichneten Atome besitzen Energieniveaus innerhalb der Bandlücke des Kristalls und können somit eine Abregung begünstigen.

Trifft nun also ein Elektron, welches im Leitungsband drifftet, auf ein Aktivatorzentrum, so kann dieses in einen angeregten Zustand angehoben werden und dann weiter in den Grund-

zustand fallen. Hierbei wird Licht abgegeben. Wählt man nun den Aktivator geschickt, wird sogar Licht im sichtbaren Bereich abgegeben.

Dieses gilt ebenso für die entstehenden Exzitonen, wobei hier das Elektron und das zugehörige Loch zusammen driften, bedingt durch die Bindung beider aneinander.

Als Nebeneffekt tritt Phosphoreszenz auf. Hierbei fällt das Elektron aus dem Leitungsband in ein Energieniveau des Aktivatoratoms, dessen Übergang in den Grundzustand verboten ist. Das Elektron benötigt nun eine zusätzliche Anregung, um in ein höher gelegenes Energieniveau angehoben zu werden, dessen Übergang in den Grundzustand erlaubt ist. Es entsteht nun eine langsame Komponente im Vergleich zur Szintillation, bedingt durch thermische Anregung.

In NaI-Detektoren wird das Element Thallium zur *Verunreinigung* benutzt. Zum einen hat NaI(Tl) den Vorteil, dass es eine relativ hohe Menge an Szintillationslicht wiedergibt. Als Nachteil ist allerdings zu vermerken, dass NaI(Tl) extrem hygroskopisch ist und in normaler Atomsphäre die Luftfeuchtigkeit aufnimmt. Aus diesem Grunde sind NaI(Tl) Detektoren luftdicht ummantelt. Weiterhin ist es unabdingbar, dass die angebrachten Photomultiplier ebenso luftdicht an diese montiert werden.

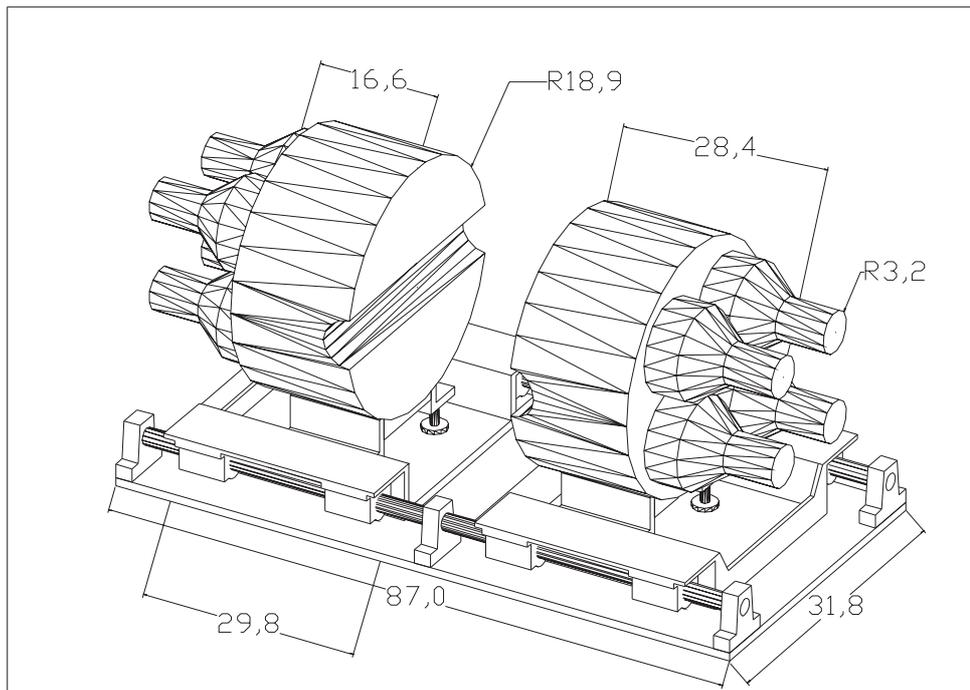
Ebenso wichtig ist, dass im Umgang mit NaI-Detektoren mechanisch Vorsicht geboten ist, da bei größeren Erschütterungen der Kristall beschädigt werden kann. Eine Aussetzung gegenüber großen Temperaturdifferenzen kann ebenfalls zu einer Beschädigung des NaI-Kristalls führen.

Bei den in den Experimenten verwendeten NaI-Detektoren handelte sich um zwei Module, welche jeweils die Form einer Zylinderhälfte hatten (siehe Abbildung 2.8 und 2.9). Bringt man nun beide NaI-Detektoren-Flächen zur Berührung, so erhält man einen Zylinder durch dessen vertikale Achsen zwei Öffnungen führen. Im Zentrum des Zylinders kann nun ein Target positioniert werden und durch die nach rechts und links führenden Öffnungen können Kühlleitungen geführt werden. Somit kann das Target nahezu vollkommen umschlossen werden.

Leider standen keine technischen Spezifikationen oder Aufzeichnungen zur Historie der NaI-Detektoren zur Verfügung. Somit konnte nur durch Testen der Detektoren Aussagen über deren Verhalten getroffen werden.

Im Laufe der Experimente stellte sich heraus, dass die Detektoren empfindlich gegenüber Temperaturschwankungen waren. Explizit ist die ausgesendete Lichtmenge bzw. die Abregungszeit von NaI(Tl) abhängig von der Temperatur [35].

Da die Detektoren innerhalb einer großen Targethalle, welche relativ großen Temperaturschwankungen unterlag, untergebracht waren, war es erforderlich ständig die Signale der NaI-Detektoren zu überprüfen und diese nachzuregulieren. Das Verhalten der Photomultiplier wurde ebenfalls durch die Temperaturschwankungen beeinflusst.



numbers are in cm
by P.J. LeBlanc

Abbildung 2.8: Die NaI-Detektoren auf verschiebbaren Platten als Zeichnung.

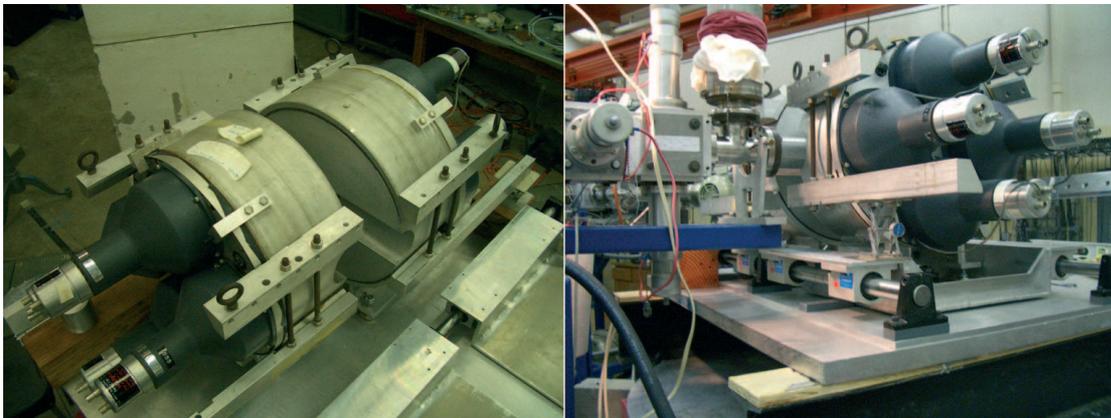


Abbildung 2.9: Die NaI-Detektoren auf (rechts) und ohne (links) verschiebbare Platten.

Photomultiplier

Bei einem Photomultiplier (Photonvervielfacher) handelt sich um ein Gerät, welches ein schwaches Lichtsignal verstärkt und somit ein elektronisch verwertbares Signal erzeugt. Prinzipiell handelt es sich hierbei um eine Vakuumröhre, in welcher sich eine Photokathode befindet, welche wiederum an einen Elektronenvervielfacher gekoppelt ist. Da das Szintillationslicht des NaI(Tl)-Kristalls meist nur aus wenigen hundert Photonen besteht, ist es der Zweck der Photokathode, so viele Photonen wie möglich in niedrigenergetische Elektronen umzuwandeln. Der Elektronenvervielfacher dient dann zur Vervielfachung der Elektronen, welche, gesammelt an einer Anode, zu einem elektronischen Signal führen (siehe Abbildung 2.10).

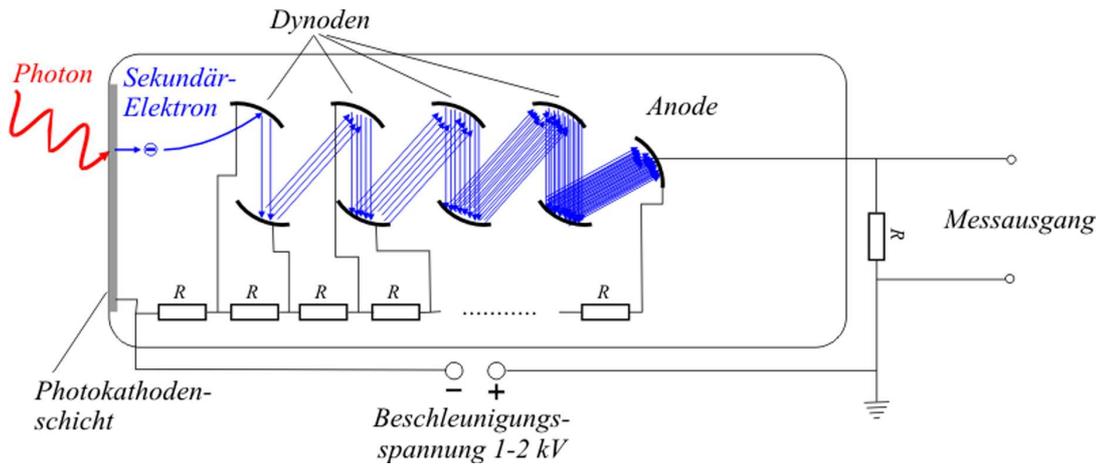


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung eines Photomultipliers aus [34]

Während der Durchführung der Experimente hat sich allerdings herausgestellt, dass das sogenannte „gain shifting“ innerhalb der Photovervielfacher einen schwerwiegenden Effekt auf die Vervielfachung hat.

Hierbei tritt bei einer plötzlichen Änderung der Zählrate eine Verschiebung bzw. eine Änderung der Vervielfachung auf [36].

Zur Überprüfung der Photomultiplier-Konstanz, wurde daher zu verschiedenen Zeitpunkten während der experimentellen Phase eine ^{137}Cs -Quelle in die Mitte der NaI-Detektoren montiert. Anschliessend wurde für jeden der Photomultiplier festgestellt, welche Verstärkung vorlag.

Es wurden für beide Experimente verschiedene Methoden zur Korrektur dieses Zählraten-Effektes benutzt, welche abhängig von der jeweilig verwendeten Elektronik waren.

2.3.3 Aufbau und Anordnung der Detektoren

Wie bereits erwähnt, wurden die NaI- und Ge-Detektoren während der Experimente gleichzeitig benutzt. Hierbei wurden drei verschiedene Aufbauten zum Einsatz gebracht. Aufbau I wurde in beiden Experimenten, Aufbau II und Aufbau III wurden nur im zweiten Experiment verwendet.

Aufbau I

Im ersten Aufbau, welcher im ersten und im zweiten Experiment benutzt wurde, waren Ge-Detektor und Target von den NaI-Detektoren umschlossen. Der Ge-Detektor wurde im Winkel von 0° zum Target in zwei Abständen (14,351 mm und 50,698 mm) in die geschlossene NaI-Detektor-Anordnung gebracht (siehe Abbildung 2.11).



Abbildung 2.11: Der Aufbau I, dargestellt aus verschiedenen Perspektiven. Die NaI-Detektoren umschliessen zur Veranschaulichung den Ge-Detektor nicht.

Zur vereinfachten Öffnung der Anordnung und Bewegung der Detektoren wurden Gleiterplatten angefertigt, welche auf zwei Schienen ruhten. Auf diese Gleiterplatten wurden die NaI-Detektoren montiert (siehe Abbildungen 2.8 und 2.9).

Der Ge-Detektor wurde zunächst manuell bewegt, später dann aber auch mit Hilfe einer weiteren, eigens angefertigten Gleiterplatte bewegt und fixiert.

Als problematisch erwies sich, dass beide Ge-Detektoren unterschiedliche Radii aufweisen, und der Canberra-Detektor etwas zu groß war, um eine vollständige Umhüllung durch die NaI-Detektoren zuzulassen. Als Folge ergab sich, dass bei dem ersten Experiment eine Lücke von ca. 1.5 cm zwischen den beiden NaI Detektoren in Kauf genommen werden musste. Dies wirkte sich entsprechend auf die Detektoreffizienz aus.

Aufbau II

Bei dem zweiten Aufbau wurden die NaI-Detektoren verschoben, so dass sich das Target am „Ende“ der NaI-Detektoren befand. Der Ge-Detektor wurde ebenfalls in einem Winkel von 0° Grad und in verschiedenen Abständen zum Target positioniert (siehe Abbildung 2.12).

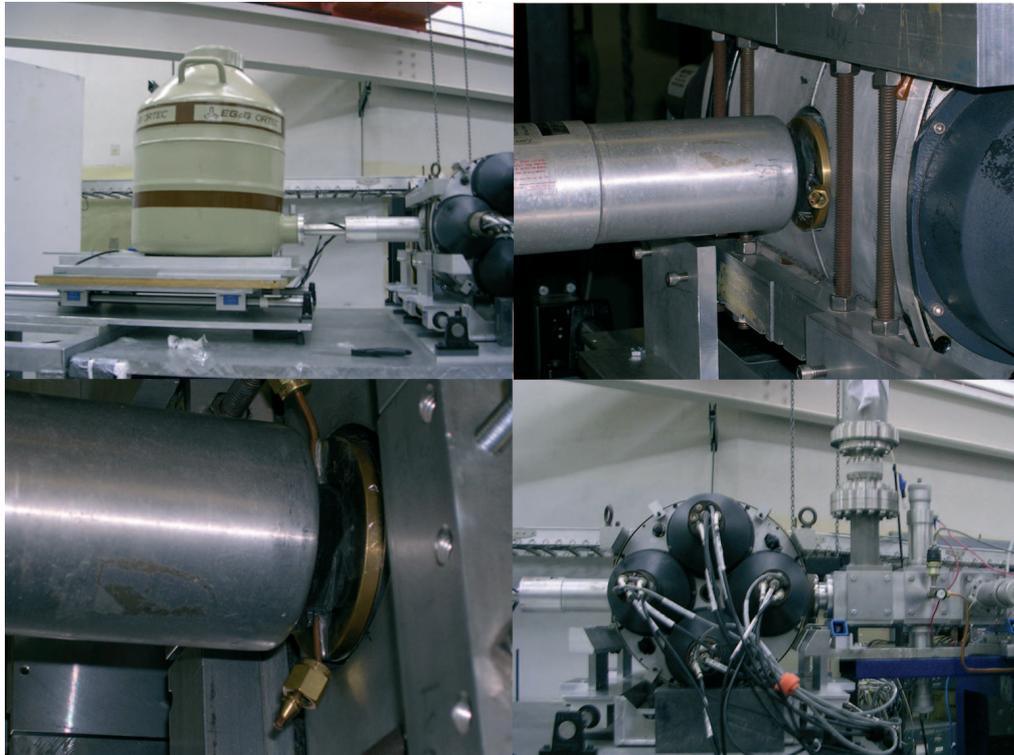


Abbildung 2.12: Der Aufbau II, dargestellt aus verschiedenen Perspektiven.

Aufbau III

Der dritte Aufbau folgte dem Prinzip des zweiten Aufbaus, wobei eine vorher angefertigte 45° Targetkammer aus Messing montiert wurde. Diese Kammer ermöglichte die Montage des Targets in einem Winkel von 45° zur Strahlachse. Dementsprechend wurde der Ge-Detektor rotiert und ebenfalls in verschiedenen Distanzen zum Target betrieben (siehe Abbildung 2.13).

2.3.4 Koinzidenz - Antikoinzidenzschaltung der Detektoren

Grund für die Benutzung der zwei Detektortypen und der aufgeführten Aufbauten ist die Tatsache, dass die zu untersuchende direkte Einfangreaktion schwierig zu beobachten ist. Daher ist jegliche Reduzierung von Untergrund hilfreich.

Um dies zu erzielen wurden die NaI-Detektoren als *Veto-Detektoren* benutzt.

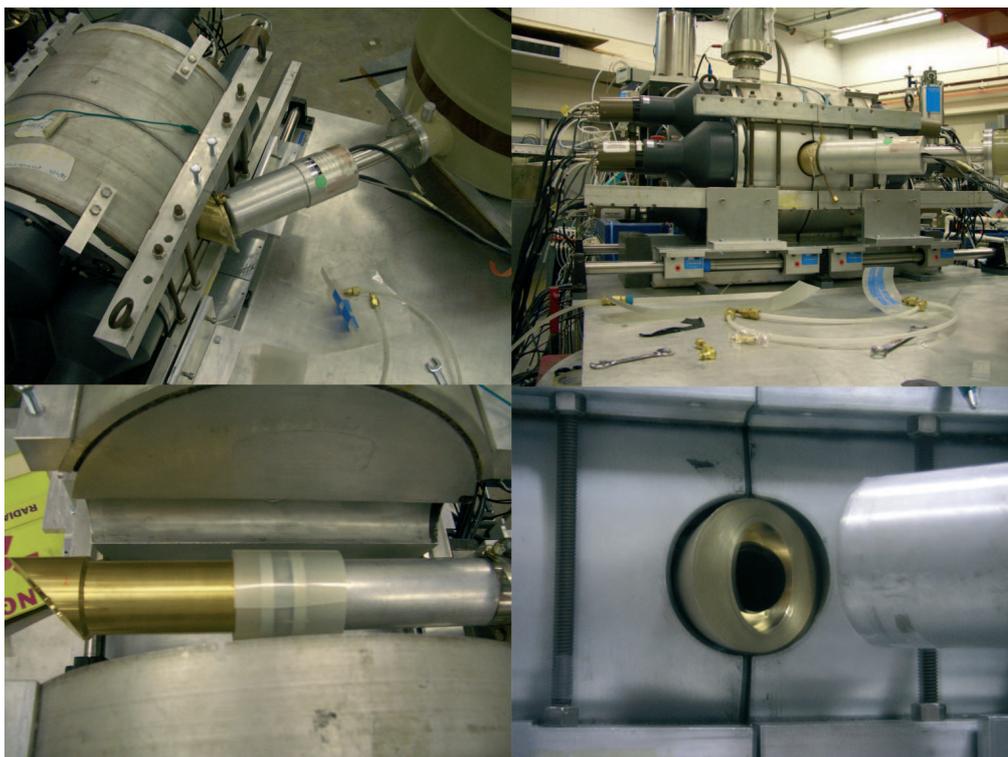


Abbildung 2.13: Der Aufbau III, dargestellt aus verschiedenen Perspektiven.

Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung

Bei Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung, wurde folgender physikalischer Gedankengang verfolgt: Trifft ein Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung den NaI-Detektor, so bringt es für gewöhnlich genug Energie mit sich, dass es durch den NaI-Detektor hindurch den Ge-Detektor trifft. Geht man davon aus, dass bei einer typischen Response-Zeit von 500 ns der NaI-Detektoren, das durch die kosmische Hintergrundstrahlung erzeugte Signal im Prinzip gleichzeitig im NaI-Detektor und im Ge-Detektor registriert wird, so kann man mit Hilfe einer Antikoinzidenz dieses Signal verwerfen. Um die Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung von den restlichen Teilchen zu unterscheiden, kann man den typischen Energieverlust mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel berechnen und diesen als Schwelle ansetzen [37]. Kurz formuliert lautet also die Bedingung :

Trifft ein Signal mit einer bestimmten Minimalenergie (Schwelle) vom NaI-Detektor in einem bestimmten Zeitintervall mit einem Signal vom Ge-Detektor „gleichzeitig“ ein, so wird dieses Signal verworfen.

Unterdrückung der Compton-Strahlung

Mit der Unterdrückung der Compton-Strahlung (compton continuum rejection), ist die Unterdrückung des bei Teilchendetektoren auftretenden Compton-Kontinuums gemeint. Dieses entsteht, wenn die in der beobachteten Reaktion entstehenden Photonen Compton-Strahlung durch Streuung erzeugen. Liegt die Energie der entstandenen Sekundärstrahlung unter der Paarbildungsenergie, so kommt es zur Ausbildung eines Kontinuums, entsprechend den Energien der in den Ge-Detektor einfallenden Strahlung. Um diese Strahlung zu

unterdrücken, kann man mit Hilfe eines umgebenden, zweiten Detektors (im vorliegenden Fall die NaI-Detektoren) eine Bedingung in die Signalverarbeitung einführen, welche diese Ereignisse verwirft [37]. Dabei wird das Zeitsignal des Germanium-Detektors als Startsignal zum Öffnen eines bestimmten Zeitfensters benutzt. Sollte nun ein NaI-Detektorsignal innerhalb dieses Zeitfensters eintreffen, so wird dieses Ereignis verworfen.

2.4 Elektronik und Datenaufnahme

Im folgenden Abschnitt soll beschrieben werden, wie die Detektor-Signale aufgezeichnet und verwertet wurden.

Für beide Experimente wurde jeweils ein unterschiedlicher Elektronik-Aufbau verwendet, wobei die Nachteile der verwendeten Elektronik im ersten Experiment für das zweite Experiment behoben wurden.

In den Zeichnungen zur Elektronik ist eine räumliche Aufteilung zwischen Targetraum und KN Konsole zu sehen. Dies hatte den praktischen Grund, dass ein Teil der Elektronik im Targetraum und ein anderer Teil im Operatorraum der Beschleuniger KN/JN aufgebaut war.

2.4.1 Elektronik für das 1. Experiment

Wie bereits beschrieben, wurde im 1. Experiment ein fabrikneuer Ge-Detektor von Canberra benutzt.

Das Energiesignal des Ge-Detektors wurde direkt an einen Analog-Digital-Converter (ADC) weitergegeben, während das Zeitsignal, nach dem es verstärkt wurde, über eine Logikeinheit, an zwei separate Time to Amplitude Converter (TAC) gegeben wurde. Die TAC's wurden benutzt, um die Zeitfenster zu erzeugen, welche die Unterdrückung von Compton- und kosmischer Höhenstrahlung ermöglichen sollten.

Die Photomultiplier-Basen der NaI-Detektoren konnten leider nicht ein Zeitsignal weitergeben, sodass das Energiesignal gleichzeitig als Zeitsignal dienen musste.

Das Signal jedes der acht Photomultiplier wurde an einen 16-Kanal-Verstärker weitergegeben. Für jeden der NaI-Detektoren wurden dann separat die Signale der Photomultiplier durch einen Summen-Verstärker aufsummiert, so dass letztendlich ein Signal für jeden NaI-Detektor zur Verfügung stand. Anschliessend wurden diese Summensignale durch den Summen-Verstärker geschickt, sodass ein gemeinsames Signal von den NaI-Detektoren verfügbar war. Dieses wurde dann aufgeteilt und in ein Constant Fraction Modul gespeist, welches als Schwellenmodul für die Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung eingesetzt wurde. Das Signal wurde dann als Stoppsignal in einen der TAC's weitergegeben, um das jeweilige Zeitfenster zu schliessen.

Das Signal von den NaI-Detektoren wurde durch einen Delay Line Amplifier verstärkt und verzögert. Anschliessend wurde es über einen Linear Gate Stretcher weiter an einen ADC weitergegeben. Das gleiche Signal wurde aber auch über einen Timing Single Channel Analyzer (Timing SCA) in ein Zeitsignal umgewandelt, welches als Stoppsignal in einen TAC gespeist wurde, um das Zeitfenster für die Comptonunterdrückung zu schliessen.

Es stellte sich als problematisch heraus, dass im 1. Experiment bis zu 6 verschiedene Spannungsversorgungen erforderlich waren, um die Photomultiplier mit Strom zu versorgen. Insbesondere die Tatsache, dass die Photomultiplier und der zugehörige „gain shift“ ständig korrigiert werden mussten, machten diesen Elektronik-Aufbau unpraktisch.

Die Korrektur des „gain shifts“ wurde mit Hilfe einer ^{137}Cs -Quelle durchgeführt. Direkt nach dem 16-Kanal-Verstärker wurde das Cs-Signal in einen Multi-Channel Analyzer (MCA) weitergegeben. Um den „gain shift“ zu korrigieren, wurde für jeden einzelnen Photomultiplier die Verstärkung durch den 16-Kanal-Verstärker so eingestellt, dass die 662 keV Linie in einem bestimmten Kanal des MCA verarbeitet und angezeigt wurde.

2.4.2 Elektronik für das 2. Experiment

Für das 2. Experiment wurden die alten Photomultiplier-Basen durch neue ersetzt, welche einen eingebauten Vorverstärker hatten. Somit konnte das Vorverstärkersignal als Energiesignal und das Anodensignal als Zeitsignal getrennt behandelt werden.

Weiterhin wurden die einzelnen Spannungsversorgungen durch eine einzige 16-Kanal-Einheit von CAEN ersetzt. Dabei stellte sich als enormer Vorteil heraus, dass diese Einheit per Computer im Kontrollraum ferngesteuert werden konnte.

Ein Problem war die Tatsache, dass das Vorverstärkersignal von den NaI-Detektoren nicht korrekt von dem vorher verwendeten Summenverstärker weiter prozessiert wurde. Zwar invertierte der Summenverstärker das eingehende Signal, was jedoch mit den Vorverstärkersignalen zu Problemen führte. Der Summenverstärker wurde daher durch zwei andere Summenverstärker ersetzt, was auch ein separiertes Energiesignal für den jeweiligen NaI-Detektor zuließ.

Der Ge-Detektor aus dem ersten Experiment (Canberra-Detektor) wurde durch einen ähnlichen, älteren Detektor (OSU-Detektor) ersetzt, wobei die gleiche Elektronik beibehalten wurde. Der Vorteil war, dass der Radius der Aluminiumverkleidung des OSU-Detektor klein genug war, sodass die NAI-Detektoren komplett miteinander abschliessen konnten (siehe Abbildungen 2.14 und 2.15).

2.4.3 Datenaufnahme

Für beide Experimente wurde das Datenaufnahmesystem der Firma FAST eingesetzt. Hierbei wurden die Signale von den ADC's direkt in den Computer weitergegeben und die jeweiligen Spektren erzeugt.

Der große Unterschied zwischen den beiden Experimenten war die Anzahl der verwendeten ADC's. Während im ersten Experiment nur vier ADC's zum Einsatz kamen, wurden im zweiten Experiment 7 ADC's verwendet. Hierbei ist den Zeichnungen zu entnehmen, welche Information die ADC's verwertet haben.

Ein gravierender Nachteil, welcher sich herausgestellt hat, war die Tatsache, dass die ADC's von Canberra keine Gate-Funktion hatten. Somit wurde es notwendig mit Hilfe des Datenaufnahme-Systems und der zugehörigen Software die Koinzidenzen bzw. Anti-koinzidenzen zu setzen.

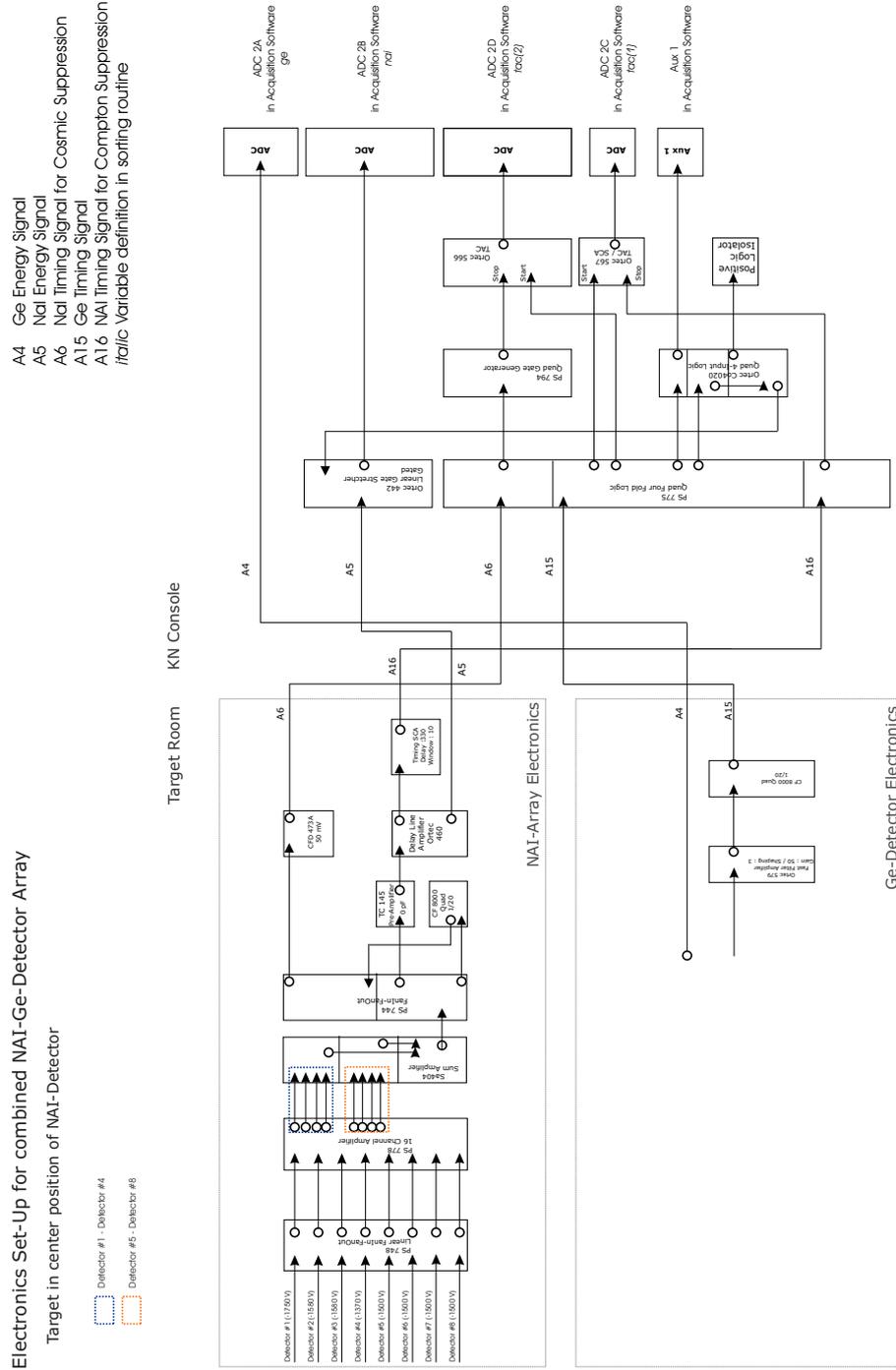


Abbildung 2.14: Der Elektronik-Aufbau für das 1. Experiment

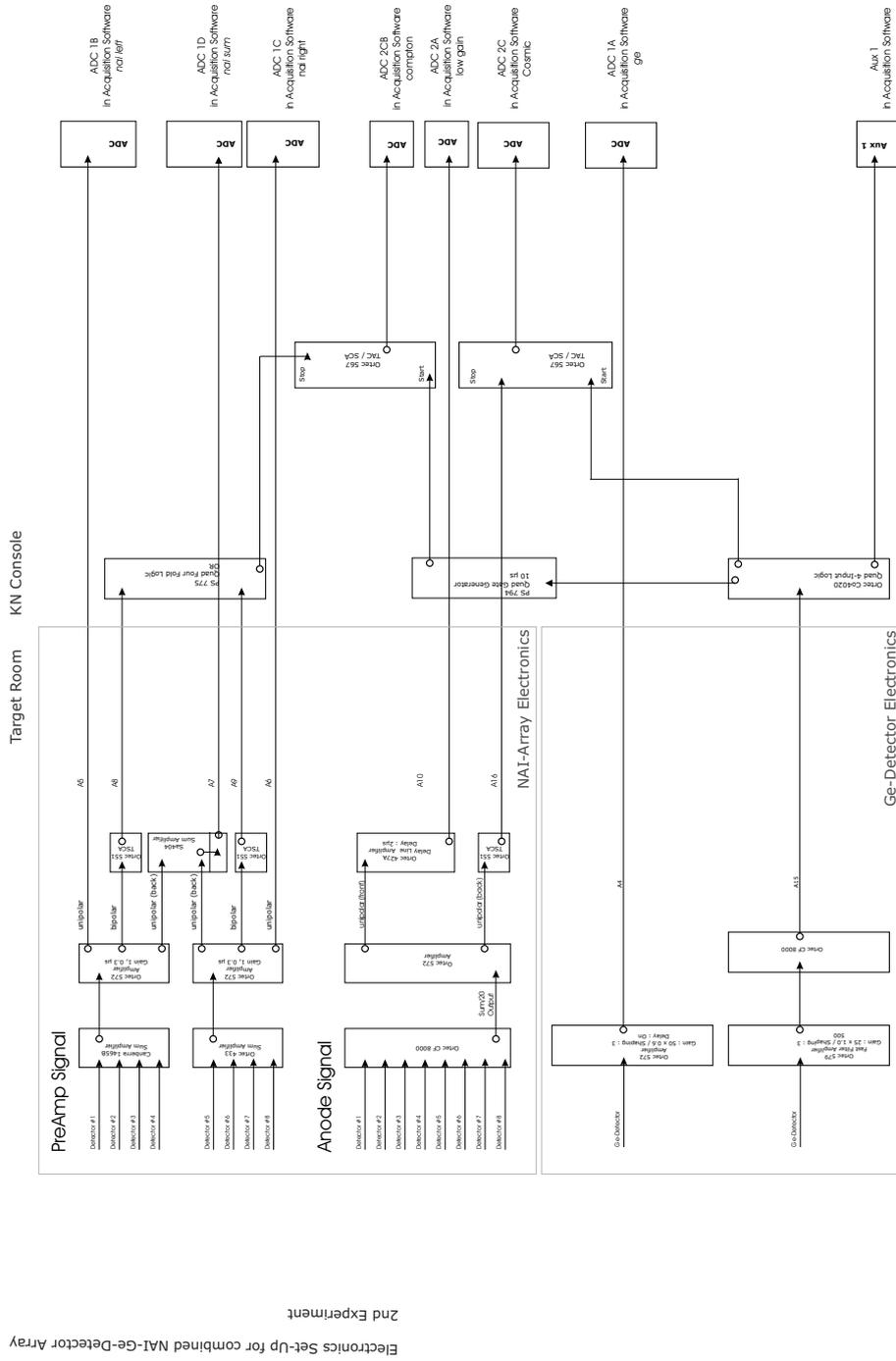


Abbildung 2.15: Der Elektronik-Aufbau für das 2. Experiment

2.5 Durchführung der Experimente

Die Durchführung der beiden Experimente bestand aus ähnlichen, wenn nicht sogar gleichen Arbeitsschritten.

Da die Detektoreffizienz des jeweiligen Detektoraufbaus wesentlich für die Bestimmung der physikalischen Größen ist, wurde die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für jeden Aufbau mit zwei Methoden durchgeführt. Zunächst wurden geeichte, radioaktive Quellen benutzt, um die Effizienz im Energiebereich bis ungefähr 1.4 MeV zu bestimmen. Dabei wurden die Quellen auf die Targethalter montiert und in die gleiche Position innerhalb des Aufbaus gebracht, um eine möglichst akkurate Reproduktion der Bedingungen während des Experimentes zu gewährleisten.

Um die Detektoreffizienz in Energiebereichen größer als 1.4 MeV zu bestimmen, wurde die Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ während, welche Strahlung bis zu 11 MeV bei der Abregung von ^{28}Si ergibt. Grund für die Wahl dieser Reaktion ist zum einen die mehr als aufwändige wissenschaftliche Dokumentation [38], [39], [40]. Auf der anderen Seite hat diese Reaktion bei bestimmten Energien ein Zerfallschema, welches die Bestimmung der Effizienz über einen weiten Energiebereich zulässt. Hinzu kommt noch ein relativ hoher Wirkungsquerschnitt, welcher es zulässt, die Reaktion mit geringen Strahlintensitäten durchzuführen.

Die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ wurde vornehmlich bei den Resonanzenergien $E_p = 406 \text{ keV}$, $E_p = 505 \text{ keV}$ und $E_p = 992 \text{ keV}$ durchgeführt.

Die zu untersuchende Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ konnte während des 1. Experimentes nicht so ausführlich wie vorher angenommen, untersucht werden. Grund hierfür war die Tatsache, dass es vornehmlich zu Problemen mit der Strahlführung und der Strahlerzeugung kam. Hierbei wurde z. B. festgestellt, dass die Beamline zum einen nicht akkurat ausgerichtet war und zum anderen dass die Beschleuniger massive Probleme mit der Erzeugung eines stabilen Protonenstrahls hatten. Dies führte insbesondere zu geringen Strahlintensitäten. Wie bereits erwähnt, stellten sich ebenfalls Probleme durch das „gain shifting“ der Photomultiplier und NaI-Detektoren heraus, welche durch einen erhöhten elektronischen und praktischen Aufwand zumindest teilweise behoben werden konnten.

Ein weiteres Problem war, dass die beiden NaI-Detektoren nicht vollständig den Ge-Detektor und das Target umschliessen konnten. Es blieb nichts anderes übrig, als eine kleine Lücke zu lassen, da zu diesem Zeitpunkt der OSU-Detektor (dessen Endkappe einen kleineren Radius hat) nicht zur Verfügung stand.

Von den vorher aufgeführten Detektoraufbauten konnte im 1. Experiment leider nur Aufbau I realisiert werden.

Im 2. Experiment hingegen konnten alle drei Aufbauten realisiert werden. Ebenso wurden zwischen den Experimenten mechanische und elektronische Elemente optimiert. Weiterhin wurde die Beamline und der JN Beschleuniger neu ausgerichtet, um eine optimale Strahlführung zu erzielen.

Für den Aufbau III traten zunächst bei der Ausrichtung des Strahles in Bezug zum Target Probleme auf. Und zwar stand kein Quarzfenster zur Verfügung um festzustellen, wo genau auf dem Target der Strahl auftrifft. Dies führte teilweise zum Auftreffen des Strahles auf den Targethalter oder der Targetkammer. Dies führte leider zu einer Verunreinigung von zwei Aluminium-Targets im 2. Experiment (siehe Abbildung 2.16).

In beiden Experimenten wurde die Distanz zwischen dem Target und Ge-Detektor variiert, um Summationseffekte sowie Auswirkungen auf die Detektoreffizienz vergleichen zu können.

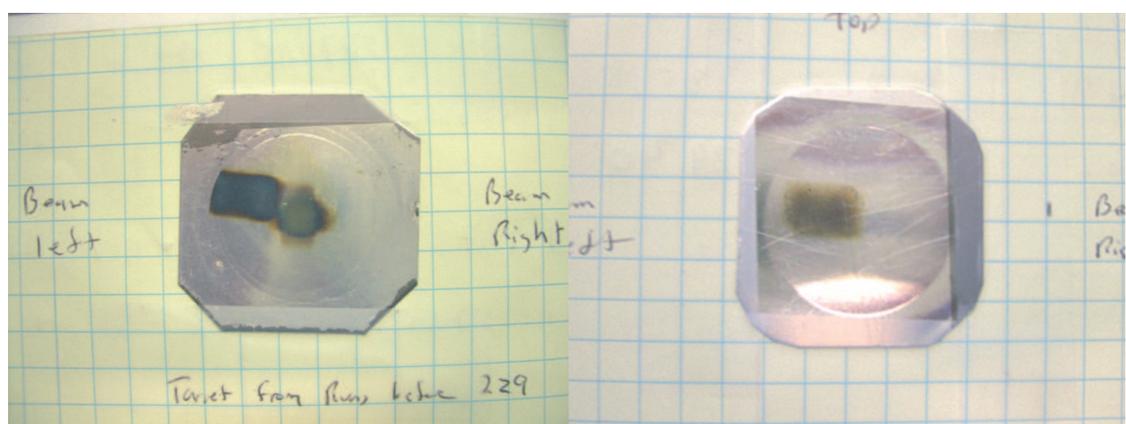


Abbildung 2.16: Dargestellt sind die im 2. Experiment verunreinigten Aluminium-Targets.

Kapitel 3

Messung und Berechnung der Detektor-Charakteristika

Im Folgenden soll erläutert werden, mit welchen Verfahren die Energiekalibrierung und die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt wurden.

3.1 Energiekalibrierung

Um ein Maß zu bekommen, in wie weit die Energie eines registrierten Photons im Teilchendetektor die Pulshöhe im Rahmen der verwendeten Elektronik beeinflusst, ist es notwendig, die Skala für die Pulshöhe zu kalibrieren. Es ist vor allen Dingen zu beachten, dass sich diese Kalibrierung möglichst über den komplett zu untersuchenden Energiebereich erstreckt.

Als Methodik wurde eine Kombination aus radioaktiven Quellen, sowie die Verwendung von Resonanzen der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ gewählt (siehe Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1: Die verwendeten radioaktiven Quellen und $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanzen

$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ (keV)	Quellen
406	$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$
505	^{56}Co
992	^{60}Co
	^{133}Ba
	^{137}Cs

Hierbei wurden jeweils die radioaktiven Quellen frontal vor den Detektoren positioniert und das Verhältnis zwischen Gamma-Energie und Pulshöhe bzw. Kanalzahl festgestellt. Die Tatsache, dass die verwendeten radioaktiven Quellen Strahlung mit einer maximalen Energie von ungefähr 2,5 MeV emittieren, aber der zu untersuchende Energiebereich zwischen 0 und 12 MeV liegt, machte die Verwendung der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ erforderlich.

Führt man diese Reaktion bei bekannten Resonanzenergien durch, so erhält man wohl-bekannte Zerfallsschemata, welche eine Energiekalibrierung in einem relativ großen Ener-

giebereich erlauben. Ebenso von Vorteil ist das Auftreten von Single- und Double-Escape Peaks, welche zusätzliche Kalibrierungspunkte liefern.

Nachdem man nun festgestellt hat, welche Energie welchem Kanal im Spektrum entspricht, trägt man diese gegeneinander auf und fittet die Messpunkte linear an. So erhält man eine Energie-Kanal-Beziehung, welche dann bei der Auswertung bzw. Identifizierung der zu untersuchenden Übergänge angewendet werden kann.

Es gilt zu beachten, dass Doppler-Shift und Rückstoß insbesondere bei Kernreaktionen einen Beitrag liefern und somit der Detektor eine andere Energie des Photons *sieht*, als es wirklich inne hat. Weiterhin kann man eine Aussage über die Genauigkeit für die Kalibrierung im jeweiligen Energiebereich erhalten, indem man die Abweichung der Messpunkte von der Fitfunktion aufträgt.

Da prinzipiell 4 verschiedene Detektoren benutzt wurden, galt es auch 4 verschiedene Energiekalibrationen durchzuführen.

3.1.1 Kalibrierung des Canberra Ge-Detektors

Es wurden fünf radioaktive Quellen mit insgesamt 13 beobachtbaren Gamma-Linien verwendet. Anschliessend wurde die beobachtete Kanalzahl gegenüber der Gamma-Energie aufgetragen. Zur Ermittlung der Beziehung zwischen der Gamma-Energie und der Kanalzahl im Spektrum wurde dann ein linearer Fit durchgeführt (siehe Abbildungen 3.1, 3.2 und 3.3).

Mit Hilfe der radioaktiven Quellen lagen Messpunkte nur bis zu einer Energie von ca. 2.6 MeV vor. Es wurde dann ein Spektrum der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei der Resonanzenergie von $E_p = 992 \text{ keV}$ untersucht. Es wurden sowohl die Photopeaks als auch die Single-Escape und Double-Escape Peaks einiger Übergänge gefunden und diese dann gegenüber der jeweiligen Energie aufgetragen. Hinzuzufügen ist, dass diese gemäß :

$$\begin{aligned} E_{\text{Spectra}} &= E_{\gamma} + E_{\text{Doppler}} + E_{\text{Recoil}} \\ &= E_{\gamma} + E_{\gamma} \frac{\sqrt{2m_p E_p}}{m_{28\text{Si}}} \cos\phi + \frac{E_{\gamma}}{2m_{28\text{Si}}} \end{aligned} \quad (3.1)$$

korrigiert wurden (siehe Tabelle 3.3).

Tabelle 3.2: Die radioaktiven Quellen und die zugehörigen Gamma-Energien, welche zur Kalibrierung des Canberra Ge-Detektors verwendet wurden.

Quelle	E_γ (keV)
^{56}Co	846.77
	1037.84
	1238.28
	2598.46
^{133}Ba	276.4
	302.85
	356.01
	383.84
$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$	511,00
	1157.02
^{60}Co	1173.23
	1332.49
^{137}Cs	661.6

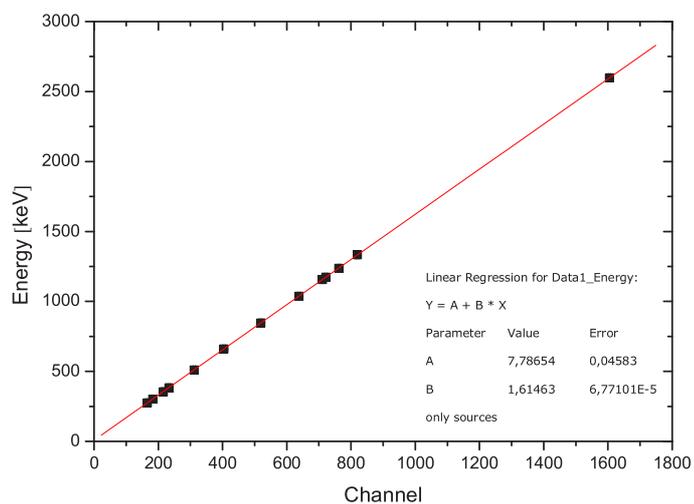


Abbildung 3.1: Ermittelte Fitfunktion und Messwerte für die Kalibrierung des Canberra-Detektors an Hand von radioaktiven Quellen.

Tabelle 3.3: Es sind die jeweils beobachteten Photopeaks, Single- und Double-Escape-Peaks der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 992 \text{ keV}$ aufgelistet.

$E_{\text{unkorrigiert}} \text{ (keV)}$	$E_{\text{korrigiert}} \text{ (keV)}$
10762,9	10780,8
10251,9	10268,9
9740,9	9757,1
7924	7937,2
7413	7425,3
6902	6913,5
6265,3	6275,7
6019,9	6029,9
5754,3	5763,9
5508,9	5518,1
5243,3	5252,0
4997,9	5006,2
4743	4750,9
4608	4615,7
4497,6	4505,1
4232	4239,0
4097	4103,8
3986,6	3993,2
3721	3727,2
3586	3592,0
3475,6	3481,4
3123,7	3128,9
3063,3	3068,4
2838,9	2843,6
1778,9	1781,9
1522,3	1524,8
1267,9	1270,0
756,9	758,2
511	511,9

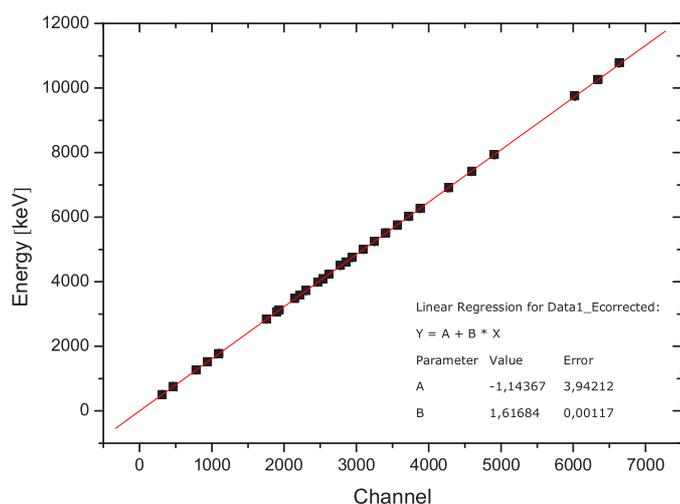


Abbildung 3.2: Ermittelte Fitfunktion und Messwerte für die Kalibrierung des Canberra-Detektors an Hand der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

Um eine möglichst akkurate Kalibrierung in allen Energiebereichen zu erhalten, wurden die Messungen mit den radioaktiven Quellen und der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ kombiniert und eine gemeinsame Fitfunktion erstellt (siehe Abbildung 3.3).

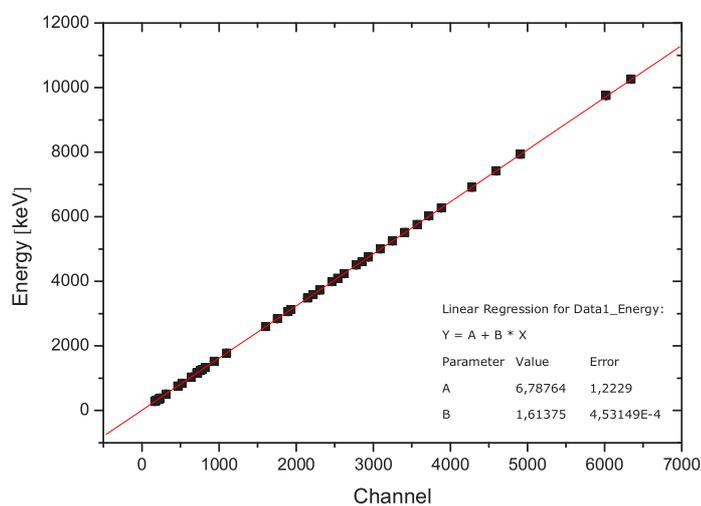


Abbildung 3.3: Ermittelte Fitfunktion für die kombinierten Datensätze der Messungen mit den radioaktiven Quellen und der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

Die Güte der kombinierten Fitfunktion im jeweiligen Energiebereich wird ersichtlich, indem man das Verhältnis zwischen den mit der Fitfunktion berechneten Kanal und dem beobachteten Kanal gegenüber der Energie aufträgt. Die Abweichung beträgt maximal 0,4% (siehe Abbildung 3.4).

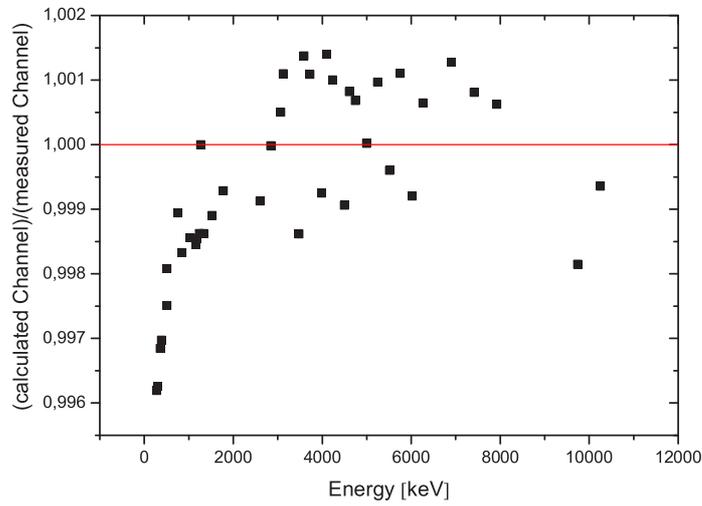


Abbildung 3.4: Veranschaulichung der Güte der Energiekalibrierung für den Canberra Ge-Detektor.

3.1.2 Kalibrierung des OSU Ge-Detektors

Die Kalibrierung des OSU Ge-Detektors verlief im Prozedere analog der Kalibrierung des Canberra Ge-Detektors. Im Vergleich zur Kalibrierung des Canberra-Ge-Detektors wurden die in Tabelle 3.4 aufgelisteten Quellen verwendet.

Tabelle 3.4: Die radioaktiven Quellen und die zugehörigen Gamma-Energien, welche zur Kalibrierung des OSU Ge-Detektors verwendet wurden.

Quelle	E_γ (keV)
^{65}Zn	1115,54
^{133}Ba	276.4
	302.85
	356.01
	383.84
$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$	511,00
	1157.02
^{60}Co	1173.23
	1332.49
^{137}Cs	661.6

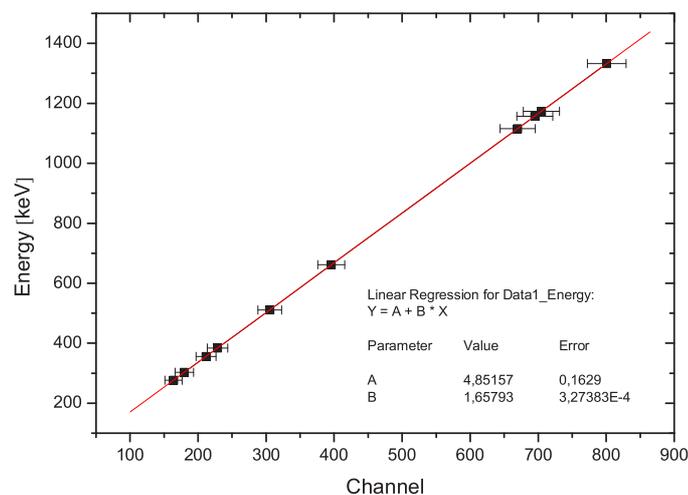


Abbildung 3.5: Ermittelte Fitfunktion für die Kalibrierung des OSU Ge-Detektors mit den radioaktiven Quellen.

Weiterhin wurden die experimentellen Daten für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei einer Energie von $E_p = 406 \text{ keV}$ verwendet (siehe Abbildung 3.6 und Tabelle 3.5).

Für die Energiekalibrierung wurde eine maximale Abweichung der berechneten von der beobachteten Kanalzahl von 0,3% erhalten (siehe Abbildung 3.8).

Tabelle 3.5: Es sind die jeweils beobachteten Photopeaks, Single- und Double-Escape-Peaks der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 406 \text{ keV}$ aufgelistet.

$E_{\text{unkorrigiert}} \text{ (keV)}$	$E_{\text{korrigiert}} \text{ (keV)}$
10198,0	10208,8
9687,0	9697,3
9176,0	9185,7
7360,0	7367,8
6849,0	6856,3
6358,0	6364,7
5089,0	5094,4
5099,0	5104,4
4578,0	4582,9
4588,0	4592,9
4067,0	4071,3
4077,0	4081,3
3389,0	3392,6
2838,0	2841,0
1778,0	1779,9

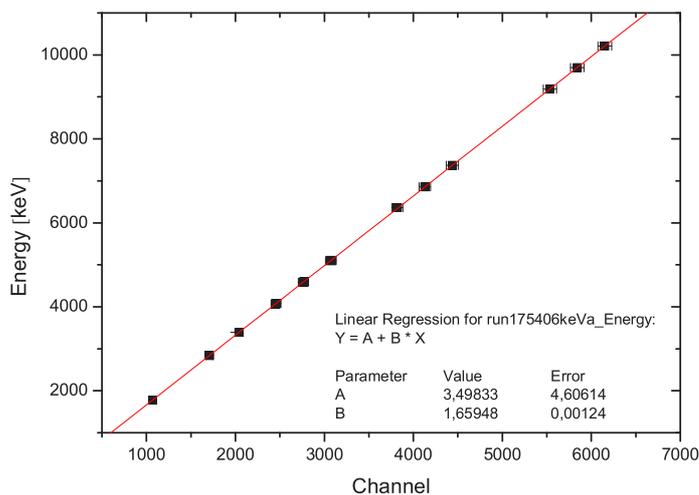


Abbildung 3.6: Ermittelte Fitfunktion und Messwerte für die Kalibrierung des OSU Ge-Detektors an Hand der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

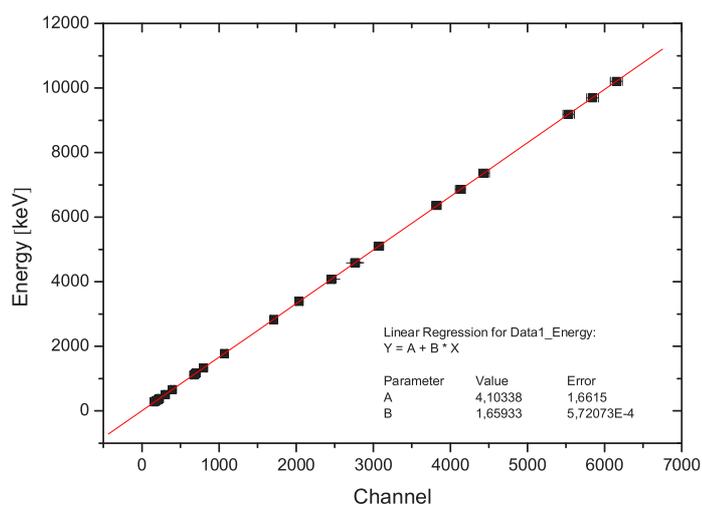


Abbildung 3.7: Ermittelte Fitfunktion für die kombinierten Datensätze der Messungen für OSU Ge-Detektor mit den radioaktiven Quellen und der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

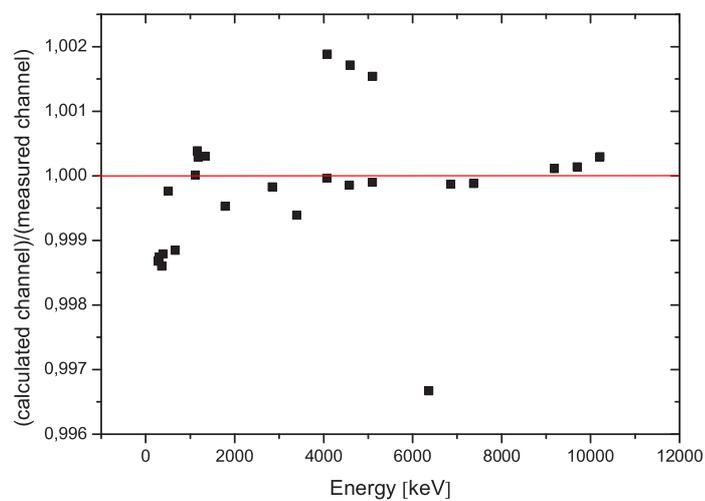


Abbildung 3.8: Darstellung der Güte der Energiekalibrierung für den OSU Ge-Detektor.

3.1.3 Kalibrierung der NaI-Detektoren

Aufgrund der geringen Auflösung der NaI-Detektoren konnte im Vergleich zu den Ge-Detektoren keine so detaillierte Energiekalibrierung durchgeführt werden. So war es zum Beispiel nicht möglich, die einzelnen Linien der $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ Resonanzen in γ -Spektren aufzulösen. Die Quellen wurden hauptsächlich im Zentrum jedes NaI-Detektors angebracht. Die Signale jedes NaI-Detektors wurden zunächst einzeln betrachtet, danach wurde dann das Summenspektrum beider Detektoren aufgenommen. Wichtig bei diesen Messungen war die vorher abgeglichene Verstärkung (gain matching) der Photomultiplier, indem die angelegte Spannung variiert wurde.

Die Energiekalibrierung für die NaI-Detektoren wurde nicht so akkurat wie bei den Ge-Detektoren durchgeführt, da die Energieinformation in den Spektren der NaI-Detektoren nicht wesentlich für die Auswertung der Ergebnisse war (siehe Abbildungen 3.9, 3.10 und 3.11).

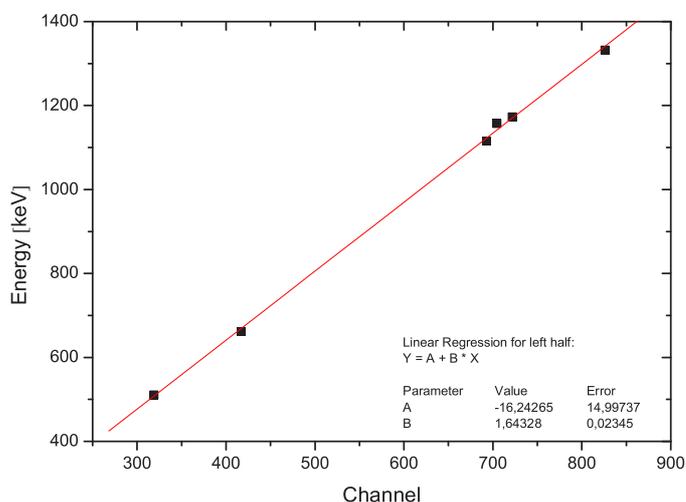


Abbildung 3.9: Kalibrierung des *linken* NaI-Detektors

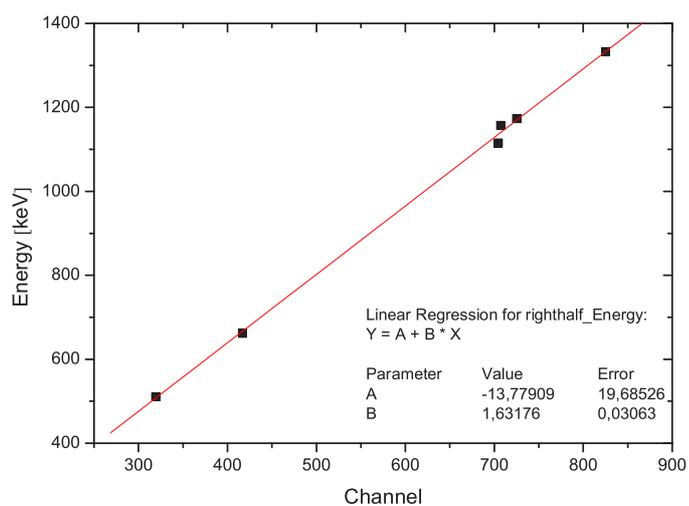
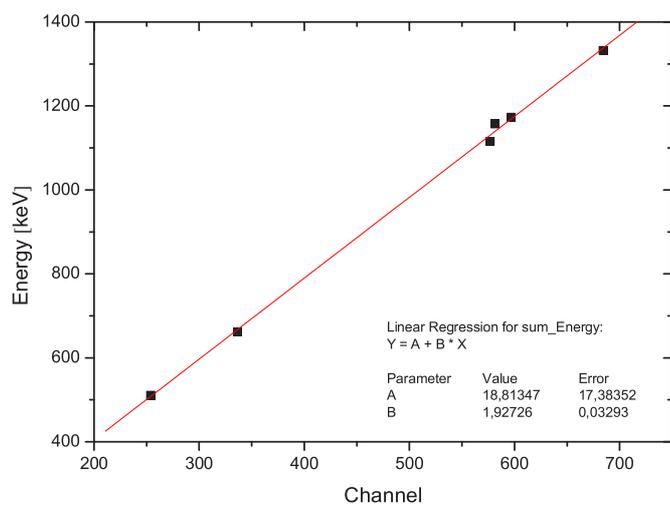
Abbildung 3.10: Kalibrierung des *rechten* NaI-Detektors

Abbildung 3.11: Kalibrierung des Summensignals beider NaI-Detektoren.

3.2 Detektoreffizienz

3.2.1 Definition

Als Detektoreffizienz wird das Verhältnis zwischen den in einem Detektor registrierten Ereignissen und den von der Quelle ausgesandten Teilchen bezeichnet.

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{Zahl der registrierten Teilchen}}{\text{Zahl der ursprünglich ausgesandten Teilchen}} \quad (3.2)$$

Diese ist insbesondere von der vorliegenden Geometrie und den Ausmaßen des Detektors abhängig. Ebenfalls ist die Detektoreffizienz von der Energie des einfallenden Teilchens abhängig. Als intrinsische Effizienz wird im Vergleich zur absoluten Effizienz nicht die Zahl der ursprünglich ausgesandten Teilchen, sondern die Gesamtzahl der in den Detektor eingefallenen Teilchen verwendet.

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{Zahl der registrierten Teilchen}}{\text{Zahl der in den Detektor eingefallenen Teilchen}} \quad (3.3)$$

Anzumerken ist, dass hierbei der Raumwinkel zwischen der Quelle und dem Detektor implizit enthalten ist, und die beiden Größen in folgender Relation zueinander stehen :

$$\epsilon_{int} = \epsilon_{abs} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (3.4)$$

wobei Ω der Raumwinkel zwischen Quelle und Detektor ist. Weiterhin ist es nützlich, den Begriff der totalen Effizienz einzuführen. Sie wird unter der Annahme bestimmt, dass alle Ereignisse registriert werden, unabhängig vom betrachteten Energiebereich. Experimentell betrachtet stellt die Effizienz einen wesentlichen Aspekt dar, da sie den Rückschluss auf die tatsächliche Anzahl der stattgefundenen Ereignisse erlaubt. Im praktischen Sinne bedeutet dies, dass die Anzahl der registrierten Ereignisse dividiert durch die Effizienz die Anzahl der stattgefundenen Ereignisse wiedergibt.

$$N_{real} = \frac{N_{registered}}{\epsilon} \quad (3.5)$$

Es ist anzumerken, dass für NaI-Detektoren separat keine Effizienzbestimmung bzw. -analyse durchgeführt wurde. Grund hierfür ist die Tatsache, dass eine derart akkurate Energieinformation bzw. Ereignisinformation von Seiten der NaI-Detektoren nicht wesentlich ist war.

3.2.2 Methodik zur Bestimmung der Detektoreffizienz

Wie bereits eingehend erläutert, hängt die Detektoreffizienz von den jeweiligen Detektoreigenschaften und der Geometrie zwischen Detektor und Strahlungsquelle ab. Für die durchgeführten Experimente war es notwendig, verschiedene Methoden anzuwenden, um eine möglichst akkurate Effizienzbestimmung in einem Energiebereich von 0 - 12 MeV durchzuführen. Ebenso war es notwendig, für die verschiedenen betrachteten Resonanzen und Reaktionen die Summenkorrekturterme zu bestimmen. Als Letztes wurden noch die Auswirkungen der Unterdrückung der Compton-Strahlung sowie der kosmischen Höhenstrahlung auf die Effizienz des jeweiligen Detektoraufbaus betrachtet.

Effizienzbestimmung mit radioaktiven Quellen

Da es bei der Bestimmung der totalen Effizienz absolut notwendig ist die genaue Anzahl der stattgefundenen Zerfälle bzw. Reaktionen zu kennen, benutzt man radioaktive Standardquellen, deren Aktivität genauestens bekannt ist. Für einen Energiebereich bis zu 1332.49 keV standen radioaktive Quellen zur Verfügung, welche für beide Ge-Detektoren benutzt wurden (siehe Tabellen 3.6 und 3.7).

Tabelle 3.6: Die verwendeten radioaktiven Standardquellen mit der jeweils zugehörigen Aktivität. A_0 stellt die Aktivität am Erstellungsdatum dar, während $A_{measure}$ die Aktivität am Messdatum darstellt. Die Werte beziehen sich auf die Messungen für den Canberra-Detektor.

Quelle	E_γ (keV)	A_0 (Bq)	$A_{measure}$ (Bq)	t (d)
^{133}Ba	276.4	3756	3722	50 bzw. 51
	302.85			
	356.01			
	383.84			
^{60}Co	1173.23	9940	3370	3004
	1332.49			

Tabelle 3.7: Die verwendeten radioaktiven Standardquellen mit der jeweils zugehörigen Aktivität. A_0 stellt die Aktivität am Erstellungsdatum dar, während $A_{measure}$ die Aktivität am Messdatum darstellt. Die Werte beziehen sich auf die Messungen für den OSU-Detektor.

Quelle	E_γ (keV)	A_0 (Bq)	$A_{measure}$ (Bq)	t (d)
^{133}Ba	276.4	3756	3674	123
	302.85			
	356.01			
	383.84			
^{60}Co	1173.23	9940	3267	3091
	1332.49			
^{137}Cs	661.6	$4,0 \times 10^5$	$2,3 \times 10^5$	8193

Um nun die Effizienz zu bestimmen, wurden die radioaktiven Quellen in derselben Position zum jeweiligen Germanium Detektor angebracht, in welcher sich das Target während des Experimentes befand. Zunächst wurde die Aktivität am Messdatum $A_{measure}$ mit Hilfe der Gleichung :

$$A_{measure} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.6)$$

bestimmt, wobei

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \quad (3.7)$$

die Lebensdauer, t die Anzahl Tage zwischen Messdatum und Erstellungsdatum und A_0 die Aktivität am Erstellungsdatum sind. Anschliessend wurde die Anzahl der emittierten Photonen mit der Gleichung

$$S = A_{measure} \times \Delta t \times BR \quad (3.8)$$

bestimmt. Hierbei stellt Δt die Messzeit und BR das Verzweigungsverhältnis des jeweiligen Übergangs dar. Mit N als Anzahl der registrierten Ereignisse ergibt sich nun für die Effizienz :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{N}{S} \\ &= \frac{N}{A_{measure} \times \Delta t \times BR} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Da aber zwischen der Quelle und dem Detektor eine Tantal- bzw. Kupferscheibe und ein Scheibe Blei angebracht waren, um eine möglichst akkurate Simulation der experimentellen Verhältnisse herzustellen, muss die Anzahl der registrierten Ereignisse N mit der entsprechenden Massenabsorption I/I_0 korrigiert werden :

$$N = N_0 \times I/I_0 \quad (3.10)$$

Somit ergibt sich :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{N}{S} \\ &= \frac{N}{A_{measure} \times \Delta t \times BR} \\ &= \frac{N_0 \times I/I_0}{A_{measure} \times \Delta t \times BR} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Eine detaillierte Erläuterung zur Bestimmung der Massenabsorption befindet sich im Anhang B.

Effizienzbestimmung mit der Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$

Für den Energiebereich, in welchem die Teilchenbeschleuniger betrieben wurden, besitzt die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ mehrere Resonanzen (siehe Tabelle 3.8). Da der angeregte Compound-Kern der Reaktion über mehrere Kaskaden zerfällt, wird Gamma-Strahlung in einem Energiebereich zwischen $E_\gamma = 1.8 \text{ MeV}$ und $E_\gamma = 12 \text{ MeV}$ emittiert. Dies kann nun ausgenutzt werden um für den kompletten Energiebereich eine Effizienzbestimmung durchzuführen.

Tabelle 3.8: Eine Übersicht über die untersuchten $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanzen und der zugehörigen Resonanzzustände.

E_p (keV)	E_R (keV)
1317	12855
1172	12715
992	12542
767	12325
633	12195
505	12072
507	12074
406	11977

Ebenso ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion hoch genug, um eine relativ schnelle Messung durchzuführen. Für das 1. Experiment wurde aufgrund von technischen Problemen nur die Resonanz bei $E_p = 992 \text{ keV}$ vermessen. Zunächst wurden die sogenannten Flanken der Resonanzen vermessen (siehe Abbildungen 3.12 und 3.13). Dies bedeutet, dass man bei einer Energie unterhalb der Resonanzenergie beginnt und in kleinen Schritten, z. B. 1 keV, die Energie erhöht. Dabei beobachtet man die Anzahl der vermessenen Ereignisse in der stärksten auftretenden Gamma-Linie. Bei ^{28}Si handelt sich hierbei im Allgemeinen um den ersten angeregten Zustand, der bei Abregung in den Grundzustand ein Photon mit einer Energie von 1778 keV emittiert. Grund hierfür ist, dass die meisten Zerfallskaskaden nur durch diesen Zustand in den Grundzustand zerfallen können. Man dividiert nun die Anzahl der Ereignisse in der betrachteten Gamma-Linie durch die Anzahl der gesammelten und registrierten Ladungen auf dem Target. Somit erhält man die Ausbeute (Yield) für das jeweilige Target bei der speziellen Energie. Unter Umständen ist eine Korrektur an Hand relativ großer Totzeiten des Detektors durchzuführen, welches aber in den vorliegenden Messungen nicht notwendig war.

$$Y = \frac{N}{Q} \quad (3.12)$$

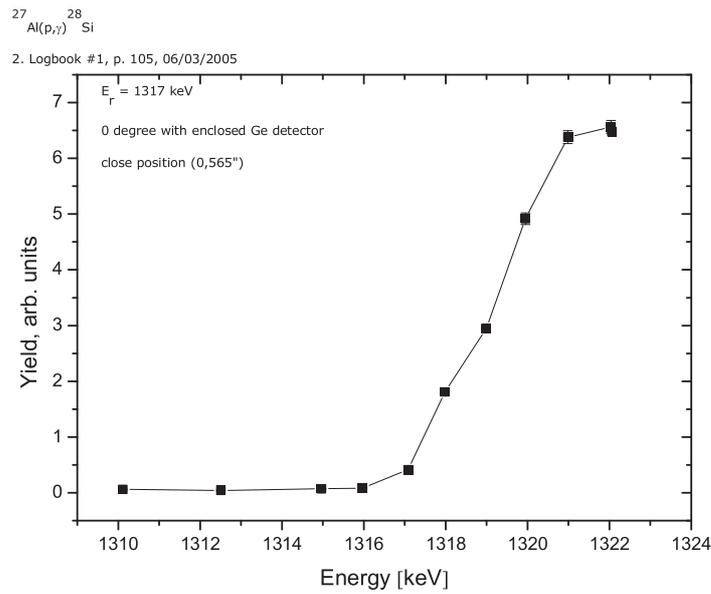


Abbildung 3.12: Darstellung der Resonanzvermessung für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 1317 \text{ keV}$, Canberra Detektor.

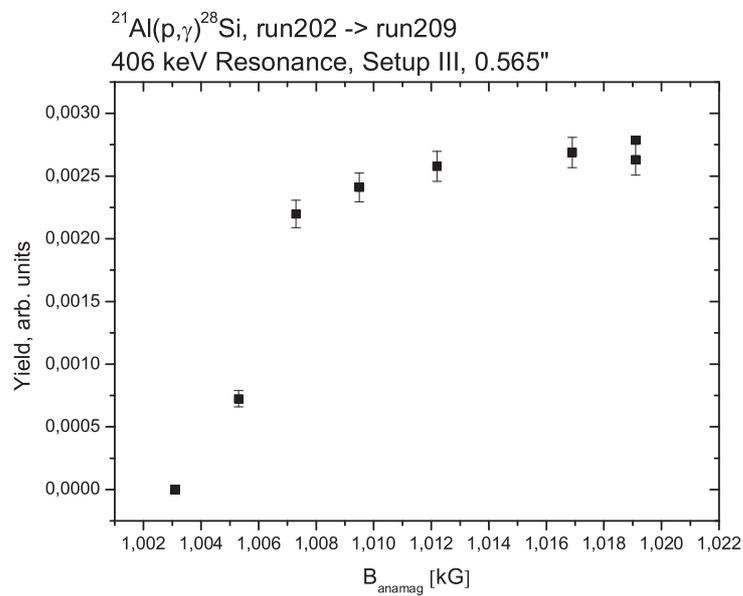


Abbildung 3.13: Darstellung der Resonanzvermessung für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 406 \text{ keV}$, OSU Detektor, Aufbau III.

Je näher man nun der eigentlichen Resonanzenergie kommt, desto schneller nimmt die Ausbeute zu. Trifft man nun die Resonanzenergie, so stellt sich ein Plateau für die Ausbeute ein. Man befindet sich nun *auf* bzw. *on top* der Resonanz. Anschliessend führt man Messungen über einen längeren Zeitraum und verschiedenen Detektor-Target-Distanzen durch. Grund hierfür ist die Tatsache, dass die Detektoreffizienz distanzabhängig ist. Um eine möglichst genaue Rekonstruktion der Experimente zu erhalten, wurden die Detektoren in den gleichen Abständen, Positionen etc. belassen bzw. angebracht.

Die Detektoreffizienz wurde nun bestimmt, indem im jeweiligen Spektrum zunächst die Anzahl der Ereignisse bei den jeweilig typischen Energien bestimmt wurde. Die Anzahl der Ereignisse wurde dann durch die Massenabsorption und das Verzweigungsverhältnis (branching ratio, BR) des jeweiligen Überganges ($E_i \rightarrow E_f$) dividiert. Als letzter Schritt wurde durch die Anzahl der Ereignisse für den Übergang $E_i = 1778 \text{ keV} \rightarrow E_f = 0 \text{ keV}$ dividiert. Die somit bestimmte relative Effizienz ergibt sich nun aus der Gleichung :

$$\epsilon_{rel}^{\text{not corrected}}(\Delta E_{if}) = \frac{N_i}{(I/I_0)_{gesamt} \times BR \times N_{37}} \quad (3.13)$$

Mit dem Index *not corrected* werden die relativen Effizienzen beschriftet, welche nicht summenkorrigiert sind (siehe Tabellen 3.9, 3.10, 3.11 und 3.12).

Tabelle 3.9: Beispiel-Datensatz für die $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanz bei $E_p = 992 \text{ keV}$ und einem Abstand von 1.44 cm zwischen der Kappe des Canberra-Detektors und dem Ende des Targethalters.

i	E_i (keV)	E_f (keV)	ΔE_{if} (keV)	ϵ_{tot}	$(I/I_0)_{gesamt}^{Ta}$	BR	ϵ_{rel}	$\Delta\epsilon_{rel}$
1	12542	1778	10764	0,0471	0,8565	0,7500	0,0927	0,0006
2	12542	4617	7925	0,0460	0,8676	0,0490	0,2870	0,0042
3	12542	6276	6266	0,0459	0,8737	0,0240	0,2347	0,0055
6	12542	7799	4743	0,0468	0,8784	0,0970	0,3218	0,0032
7	12542	7933	4609	0,0469	0,8787	0,0420	0,4717	0,0059
8	12542	9417	3125	0,0501	0,8790	0,0090	0,5777	0,0140
9	12542	9479	3063	0,0504	0,8790	0,0130	0,6521	0,0124
25	7799	1778	6021	0,0459	0,8747	0,6500	0,2755	0,0036
27	7799	6276	1523	0,0606	0,8539	0,3400	1,1615	0,0103
33	6276	1778	4498	0,0471	0,8789	0,8820	0,3446	0,0045
36	4617	1778	2839	0,0512	0,8776	1,0000	0,5753	0,0054
37	1778	0	1778	0,0580	0,8627	1,0000	1,0000	0,0018

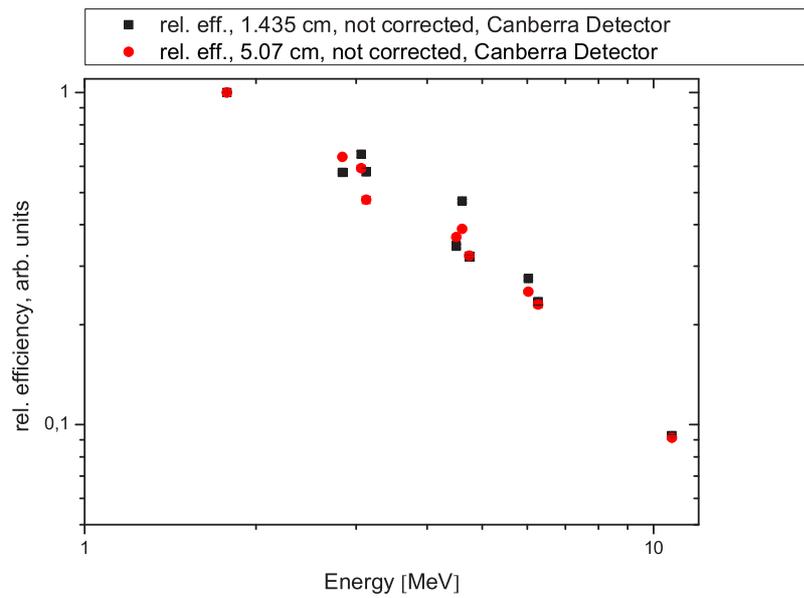


Abbildung 3.14: Relative Effizienz für den Canberra-Detektor für verschiedene Abstände zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters, nicht summenkorrigiert.

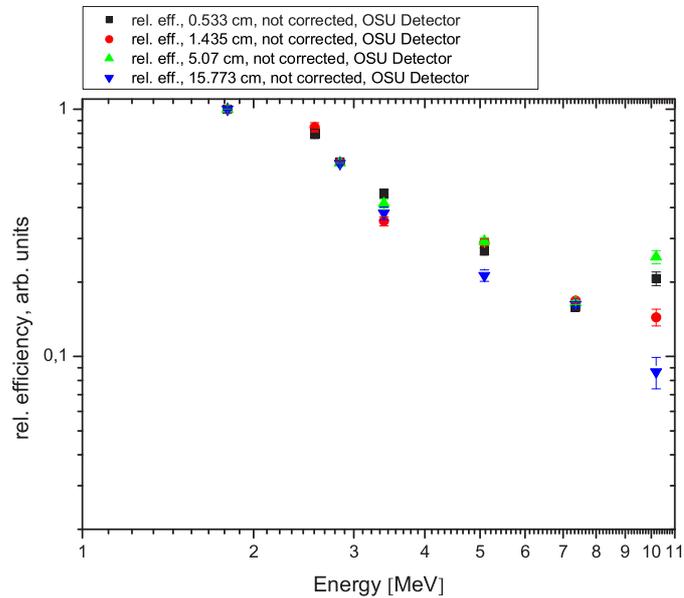


Abbildung 3.15: Relative Effizienz für den OSU-Detektor für verschiedene Abstände zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters, nicht summenkorrigiert.

Tabelle 3.10: Berechnete Werte für die relative Effizienz bei verschiedenen Abständen und verschiedenen Energien, Canberra-Detektor, nicht korrigiert.

E_γ	$\epsilon_{1.435cm}^{notcorrected}$	$\Delta\epsilon_{1.435cm}^{notcorrected}$	$\epsilon_{5.07cm}^{notcorrected}$	$\Delta\epsilon_{5.07cm}^{notcorrected}$
1778	1,0000	0,00180	1,0000	0,00172
2839	0,5753	0,00540	0,6401	0,00544
3063	0,6521	0,01237	0,5924	0,01126
3125	0,5777	0,01399	0,4755	0,01213
4498	0,3446	0,00451	0,3677	0,00445
4609	0,4717	0,00585	0,3891	0,00508
4743	0,3218	0,00318	0,3227	0,00304
6021	0,2755	0,00364	0,2514	0,00332
6266	0,2347	0,00546	0,2303	0,00517
10764	0,0927	0,00061	0,0914	0,00058

Tabelle 3.11: Berechnete Werte für die relative Effizienz bei verschiedenen Abständen und verschiedenen Energien, OSU-Detektor, nicht korrigiert, Teil 1.

E_γ	$\epsilon_{0.533cm}^{notcorrected}$	$\Delta\epsilon_{0.533cm}^{notcorrected}$	$\epsilon_{1.435cm}^{notcorrected}$	$\Delta\epsilon_{1.435cm}^{notcorrected}$
1,799	1,0000	0,00606	1,0000	0,00628
2,56	0,7951	0,03449	0,8468	0,03689
2,838	0,6118	0,00420	0,6095	0,00434
3,389	0,4576	0,01648	0,3530	0,01500
5,089	0,2667	0,00840	0,2894	0,00907
7,36	0,1583	0,00273	0,1685	0,00292
10,198	0,2066	0,01294	0,1440	0,01117

Tabelle 3.12: Berechnete Werte für die relative Effizienz bei verschiedenen Abständen und verschiedenen Energien, OSU-Detektor, nicht korrigiert, Teil 2.

E_γ	$\epsilon_{5.07cm}^{notcorrected}$ 5,07	$\Delta\epsilon_{5.07cm}^{notcorrected}$	$\epsilon_{15.773cm}^{notcorrected}$ 15,773	$\Delta\epsilon_{15.773cm}^{notcorrected}$
1,799	1,0000	0,00647	1,0000	0,00911
2,56	–	–	–	–
2,838	0,6067	0,00447	0,6039	0,00627
3,389	0,4162	0,01680	0,3800	0,02258
5,089	0,2925	0,00940	0,2129	0,01129
7,36	0,1653	0,00298	0,1626	0,00416
10,198	0,2525	0,01522	0,0866	0,01251

Die dargestellten Werte für die relative Effizienz folgen dem Schema, welches für die Betrachtung der Effizienz in Abhängigkeit von der Energie charakteristisch ist. Zur Bestimmung der absoluten Effizienz wurden zunächst die Werte für die relative Effizienz mit folgender Funktion angefitet :

$$f(x) = 10^{(P1 \times \log(x) + P2)} \quad (3.14)$$

wobei P1 und P2 die zu ermittelnden Fitparameter sind. Es wurden zwei Fitfunktionen bestimmt, jeweils für einen niedrigen Energiebereich und einen höheren Energiebereich. Als nächster Schritt wurde die ermittelte Fitfunktion für den niedrigen Energiebereich verwendet, um für die Gamma-Energien der radioaktiven Quellen deren relativen Effizienzen zu bestimmen. Letzter Schritt war die Division der vorher bestimmten absoluten Effizienz für die radioaktiven Quellen durch die mit der Fitfunktion bestimmten Effizienz. Das Ergebnis liefert einen Skalierungsfaktor, um die relative Effizienz in eine absolute Effizienz umzurechnen (siehe Abbildungen 3.16 und 3.17).

Zu beachten ist allerdings, dass sich die so ermittelten Effizienzwerte auf nicht summenkorrigierten Berechnungen basieren und somit nicht für eine Bestimmung von Wirkungsquerschnitten etc. geeignet sind.

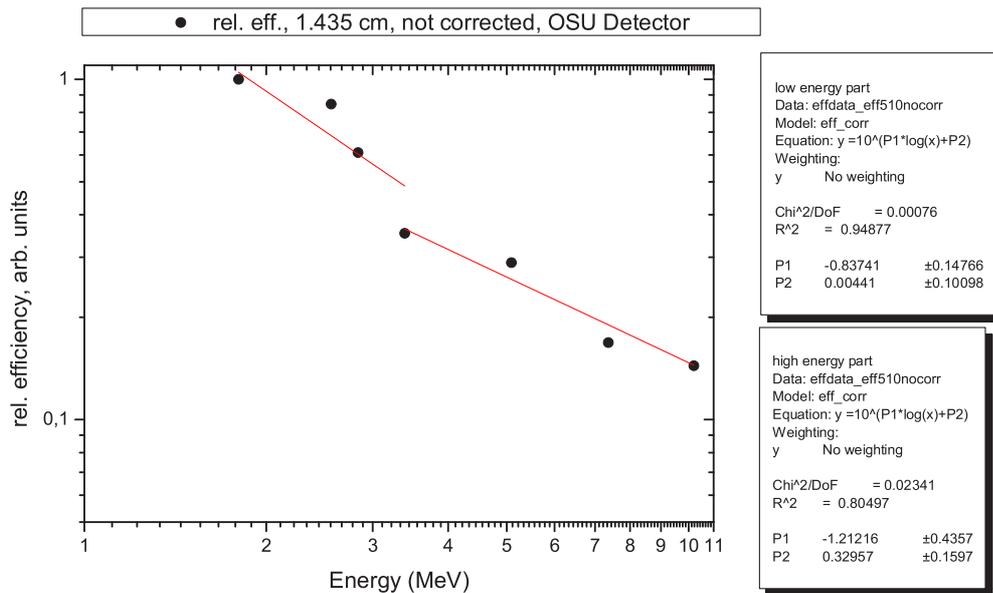


Abbildung 3.16: Beispiel für die ermittelten Fitfunktionen, OSU Detektor, nicht korrigiert.

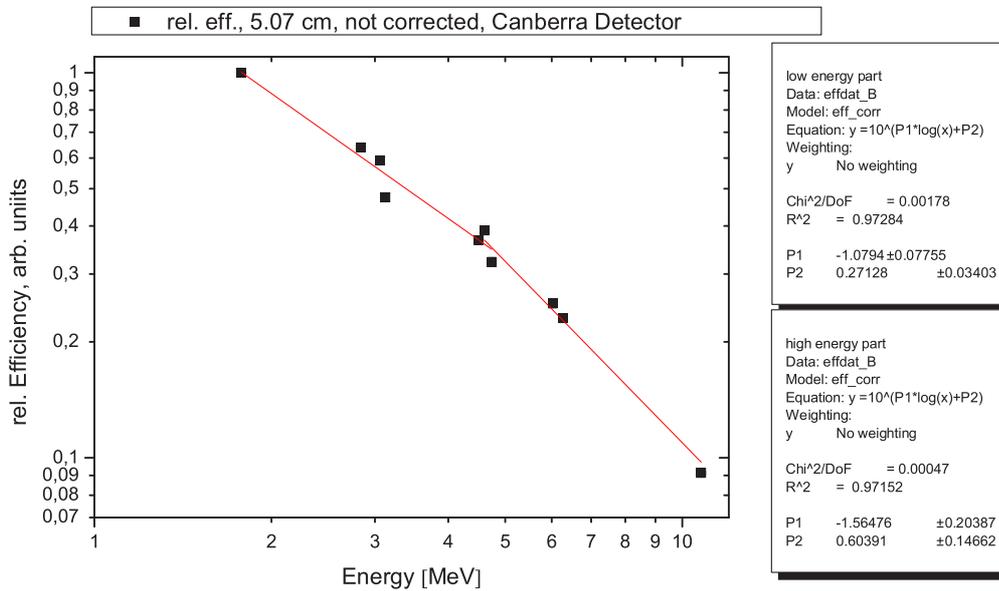


Abbildung 3.17: Beispiel für die ermittelten Fitfunktionen, Canberra Detektor, nicht korrigiert.

3.2.3 Summenkorrekturen

Betrachtet man eine Kernreaktion oder eine radioaktive Quelle, welche mehr als ein Photon innerhalb der Auflösungszeit des jeweiligen Detektors emittiert, so muss man dem sogenannten *coincidence summing* Rechnung tragen. Hierbei wird angenommen, dass das Photon γ_1 mit dem Photon γ_2 „gleichzeitig“ vom im unserem Fall verwendeten Ge-Detektor registriert wird. Der Begriff „gleichzeitig“ ist hier so aufzufassen, dass die beiden Photonen innerhalb der Auflösungszeit des Ge-Detektors im Kristall auftreffen.

Unter der Annahme, dass das erste Photon γ_1 seine volle Energie deponiert, wird nun ein sogenanntes Summensignal vom Germanium-Detektor registriert. Das Auftreten solcher Summensignale ist proportional zur totalen Effizienz des Detektors und ist antiproportional zum Abstand zwischen Strahlungsquelle und Detektor.

Der Effekt des „coincidence summing“ macht es nun notwendig, diesen zu korrigieren und die sogenannten Summenkorrekturen (summing corrections) in die Berechnung für die Effizienz einfließen zu lassen.

Beispiel für die Berechnung von Summenkorrekturen

Es soll nun ein einfaches Beispiel zur Berechnung von Summenkorrekturen aufgeführt werden.

Man betrachte zwei Photonen γ_1 und γ_2 welche die Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} inne haben und von der gleichen Strahlungsquelle (Die Strahlungsquelle wird hier als vereinfachte punktförmige Quelle angenommen.) emittiert werden (siehe Abbildung 3.18). Die Anzahl von Ereignissen, welche nun für den Photopeak von γ_1 registriert werden, ist ohne Korrekturen nun :

$$n_1^0 = A \times p_1 \times \epsilon_1 \quad (3.15)$$

wobei A die Aktivität der Strahlungsquelle, p die Wahrscheinlichkeit für die Emission von γ_1 und ϵ_1 die Effizienz bei der Energie E_{γ_1} ist. Der Index 0 soll hier für die nicht korrigierten Werte stehen.

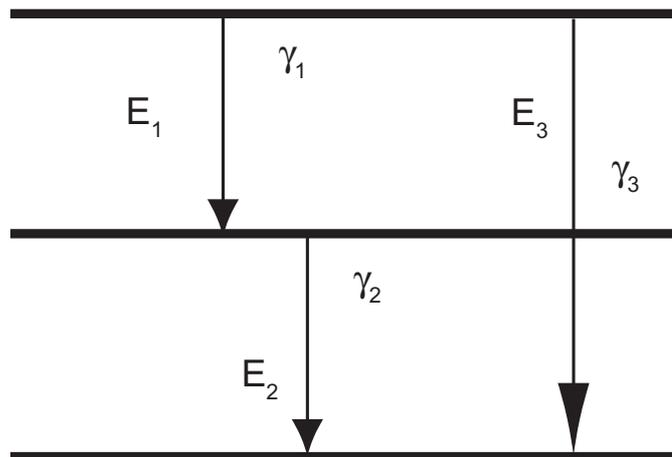


Abbildung 3.18: Zerfallschema für die beispielhaften Berechnungen der Summenkorrekturen.

Unter der Annahme, dass das Photon γ_2 *gleichzeitig* mit dem Photon γ_1 registriert wird, führt dies zur Aufnahme eines Signales, welches eine unterschiedlich Energie im Vergleich zu E_{γ_1} und E_{γ_2} indiziert. Man erhält nun für die korrigierte Anzahl von Ereignissen :

$$n_1 = Ap_1\epsilon_1 - Ap_2\epsilon_1\epsilon_{t2} \quad (3.16)$$

wobei hier angesetzt wurde, dass die Wahrscheinlichkeit γ_2 zu detektieren, proportional zur totalen Effizienz ϵ_{t2} ist. Als sogenannten *correction factor* c_i für den jeweiligen Übergang bezeichnet man nun das Verhältnis zwischen unkorrigierter und korrigierter Zählrate.

$$c_i = \frac{n_i^0}{n_i} \quad (3.17)$$

Für $i=1$ ergibt diese in unserem Beispielfall :

$$\begin{aligned} c_i &= \frac{n_1^0}{n_1} \\ &= \frac{1}{1 - \epsilon_{t2}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Man betrachte nun den Übergang für γ_3 aus der Abbildung 3.18 . Prinzipiell muss nun beachtet werden, dass wenn γ_1 und γ_2 *gleichzeitig* ihre volle Energie im Detektor deponieren, man im Photopeak von γ_3 eine erhöhte Anzahl an Ereignissen erhält (siehe Abbildung 3.19).

$$n_3 = Ap_3\epsilon_3 + Ap_1\epsilon_1\epsilon_{t2} \quad (3.19)$$

Der Korrekturfaktor ergibt sich dann zu :

$$\begin{aligned} c_3 &= \frac{n_3^0}{n_3} \\ &= \frac{1}{1 + p_1\epsilon_1\epsilon_2/p_3\epsilon_3} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Man spricht bei einer Erhöhung der Zählrate auch vom *summing-in* bzw. bei einer Verringerung vom *summing-out*. Weiterführend zum Thema der Summenkorrekturen sei hier auf die Lehrbücher von Knoll [35] und Debertin [41] verwiesen.

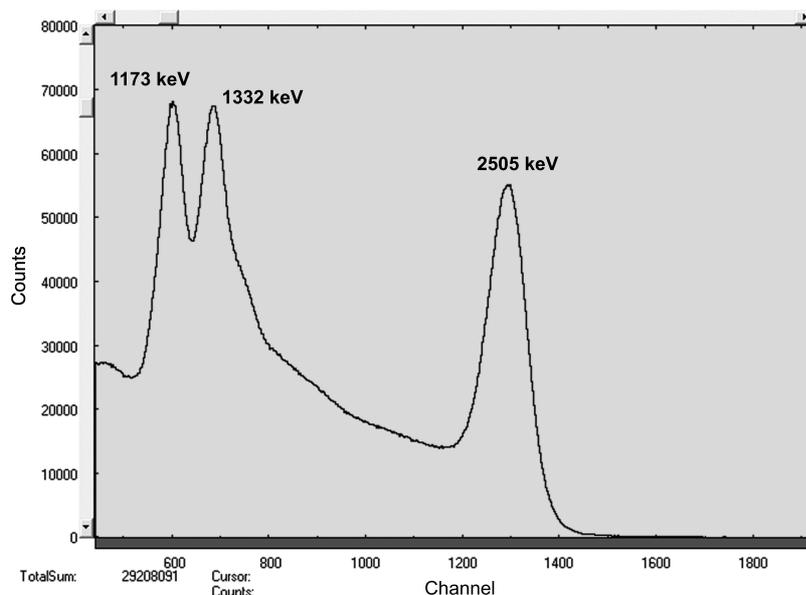


Abbildung 3.19: Veranschaulichung des Summenpeaks, herrührend vom summing-in an Hand eines ^{60}Co -Spektrums.

Berechnung der Summenkorrektur für $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$

Für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ wurden die Summenkorrekturen berechnet, indem zuerst die Werte für die totale Effizienz bei der jeweiligen Energie E_γ mit Hilfe des Programms *toteff* berechnet wurden. Die Software *toteff* wurde von Herrn Prof. Joachim Görres freundlicherweise zur Verfügung gestellt und basiert auf den Ausführungen von Debertin [41] zur Berechnung von Effizienzwerten. Anschliessend wurden die Korrekturfaktoren berechnet und dann auf die jeweiligen Zählraten angewendet. Es ergibt sich somit für die summenkorrigierte relative Effizienz der Ausdruck :

$$\epsilon_{rel}^{\text{corr}}(\Delta E_\gamma) = \frac{N_i}{(I/I_0)_{\text{gesamt}} \times BR \times N_{rel} \times (1 - c_i)} \quad (3.21)$$

wobei N_{rel} die Anzahl der Ereignisse für den Übergang darstellt, zu welchen die Effizienzwerte relativ bestimmt werden. Für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ stellte dies der Übergang $1778 \rightarrow 0$ dar (siehe Tabellen 3.13 bis 3.18).

Für die einzelnen Resonanzen wurden vereinfachte Zerfallsschemata erstellt, welche die Korrelationen zwischen den einzelnen Übergängen veranschaulichen sollten. Die ausführlichen Berechnungen sind im Anhang B aufgeführt.

Tabelle 3.13: Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, Canberra-Detektor, $E_p = 992 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 5.07 cm.

i	E_γ	$\epsilon_{tot\text{eff}}$	c_i	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{\text{corr}}$
1	10764	0,0171	0,0209	0,0962	0,00060
2	7925	0,0167	0,0394	0,1069	0,00245
3	6266	0,0167	0,0407	0,2473	0,00533
6	4743	0,017	0,0521	0,3508	0,00314
7	4609	0,017	0,0225	0,4102	0,00523
8	3125	0,0182	0,0705	0,5271	0,01250
9	3063	0,0182	0,0215	0,6238	0,01161
25	6021	0,0167	0,0379	0,2693	0,00033
27	1523	0,0218	0,0577	1,1502	0,00094
33	4498	0,0171	0,0507	0,3991	0,00027
36	2839	0,0185	0,0462	0,6916	0,00034
37	1778	0,0209	0,0287	1,0000	0,00167

Tabelle 3.14: Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, Canberra-Detektor, $E_p = 992 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 1.44 cm.

i	E_γ	$\epsilon_{tot\text{eff}}$	c_i	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{\text{corr}}$
1	10764	0,0471	0,0580	0,0962	0,00060
2	7925	0,0460	0,1092	0,3148	0,00413
3	6266	0,0459	0,1126	0,2584	0,00534
6	4743	0,0468	0,1440	0,3674	0,00311
7	4609	0,0469	0,0620	0,4914	0,00572
8	3125	0,0501	0,1377	0,6547	0,01367
9	3063	0,0504	0,0592	0,6773	0,01208
25	6021	0,0459	0,1048	0,3007	0,00035
27	1523	0,0606	0,1594	1,3502	0,00098
33	4498	0,0471	0,1403	0,3917	0,00026
36	2839	0,0512	0,1277	0,6445	0,00032
37	1778	0,0580	0,0790	1,0000	0,00166

Tabelle 3.15: Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 15.77 cm .

i	E_γ	$\epsilon_{tot\text{eff}}$	c_i	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{\text{corr}}$
1	10198	0,0032	0,0038	0,0551	0,01313
2	7360	0,0031	0,0073	0,1719	0,00437
5	5089	0,0032	0,0071	0,2250	0,01185
6	3389	0,0033	0,0073	0,4017	0,02370
37	2838	0,0035	0,0071	0,4745	0,00620
38	1778	0,0038	0,0067	1,0000	0,00901

Tabelle 3.16: Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 5.07 cm .

i	E_γ	$\epsilon_{tot\text{eff}}$	c_i	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{\text{corr}}$
1	10198	0,0148	0,0181	0,1597	0,01558
2	7360	0,0145	0,0342	0,1752	0,00305
5	5089	0,0147	0,0335	0,3098	0,00963
6	3389	0,0156	0,0346	0,4413	0,01719
37	2838	0,0161	0,0335	0,4777	0,00431
38	1778	0,0181	0,0310	1,0000	0,00624

Tabelle 3.17: Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 1.44 cm .

i	E_γ	$\epsilon_{tot\text{eff}}$	c_i	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{\text{corr}}$
1	10198	0,0429	0,0530	0,0891	0,01074
2	7360	0,0420	0,0999	0,1799	0,00281
5	5089	0,0425	0,0975	0,3082	0,00872
6	3389	0,0452	0,1009	0,3774	0,01442
37	2838	0,0469	0,0977	0,4828	0,00393
38	1778	0,0530	0,0901	1,0000	0,00569

Tabelle 3.18: Beispielwerte für die Korrekturfaktoren und die entsprechend resultierenden Effizienzwerte, OSU-Detektor, $E_p = 406 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 0.53 cm.

i	E_γ	$\epsilon_{tot\text{eff}}$	c_i	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{\text{corr}}$
1	10198	0,0623	0,0773	0,1257	0,01187
2	7360	0,0611	0,1456	0,1701	0,00251
5	5089	0,0618	0,1419	0,2853	0,00771
6	3389	0,0657	0,1469	0,4923	0,01512
37	2838	0,0683	0,1424	0,4868	0,00363
38	1778	0,0773	0,1311	1,0000	0,00524

Vergleich der summenkorrigierten Detektoreffizienz mit der unkorrigierten Detektoreffizienz

Um den Effekt der Summenkorrekturen zu verdeutlichen, wurde das Verhältnis zwischen den nicht korrigierten und den korrigierten Effizienzwerten bestimmt. Hierbei wird in den folgenden Tabellen das Verhältnis als :

$$\epsilon_{ratio}(d) = \frac{\epsilon_i^{\text{corr}}(d)}{\epsilon_i^{\text{nocorr}}(d)} \quad (3.22)$$

definiert. Die Grösse d steht hier für die jeweilige betrachtete Distanz zwischen Targethalter und Detektorkappe (siehe Tabellen 3.19, 3.21 und 3.21). In den Abbildungen 3.20 bis 3.23 sind zur Veranschaulichung korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz aufgetragen worden.

Im Allgemeinen ist anzumerken, dass das Verhalten der Summenkorrekturen und der entsprechenden relativen Effizienzwerte dem erwarteten Trend folgen. Zur Bestimmung der absoluten Effizienz wurde nun analog zu den unkorrigierten Werten vorgegangen (siehe Abschnitt 3.2.2, sowie Abbildungen 3.24 und 3.25).

Tabelle 3.19: Beispielwerte für die Verhältnisse zwischen korrigierter und unkorrigierter Effizienz (letzte Spalte), Canberra-Detektor, $E_p = 992 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 5.07 cm .

i	E_γ	ϵ_i^{nocorr}	$\Delta\epsilon_i^{corr}$	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{corr}$	$\epsilon_{ratio}(5.07\text{cm})$
1	10764	0,0914	0,00058	0,0962	0,00060	1,0525
2	7925	0,0996	0,00238	0,1069	0,00245	1,0728
3	6266	0,2302	0,00517	0,2473	0,00533	1,0742
6	4743	0,3227	0,00304	0,3508	0,00314	1,0871
7	4609	0,3891	0,00508	0,4102	0,00523	1,0542
8	3125	0,4755	0,01213	0,5271	0,01250	1,1087
9	3063	0,5924	0,01126	0,6238	0,01161	1,0531
25	6021	0,2514	0,00332	0,2693	0,00033	1,0711
27	1523	1,0517	0,00940	1,1502	0,00094	1,0936
33	4498	0,3677	0,00445	0,3991	0,00027	1,0855
36	2839	0,6401	0,00544	0,6916	0,00034	1,0804
37	1778	1,0000	0,00172	1,0000	0,00167	1,0000

Tabelle 3.20: Beispielwerte für die Verhältnisse zwischen korrigierter und unkorrigierter Effizienz (letzte Spalte), Canberra-Detektor, $E_p = 992 \text{ keV}$. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 1.44 cm .

i	E_γ	ϵ_i^{nocorr}	$\Delta\epsilon_i^{corr}$	ϵ_i^{corr}	$\Delta\epsilon_i^{corr}$	$\epsilon_{ratio}(1.435\text{cm})$
1	10764	0,0927	0,00061	0,0962	0,00060	1,0373
2	7925	0,2870	0,00423	0,3148	0,00413	1,0969
3	6266	0,2347	0,00546	0,2584	0,00534	1,1011
6	4743	0,3218	0,00318	0,3674	0,00311	1,1416
7	4609	0,4717	0,00585	0,4914	0,00572	1,0417
8	3125	0,5777	0,01399	0,6547	0,01367	1,1332
9	3063	0,6521	0,01237	0,6773	0,01208	1,0386
25	6021	0,2755	0,00364	0,3007	0,00035	1,0915
27	1523	1,1615	0,01034	1,3502	0,00098	1,1625
33	4498	0,3446	0,00451	0,3917	0,00026	1,1366
36	2839	0,5753	0,00540	0,6445	0,00032	1,1202
37	1778	1,0000	0,00180	1,0000	0,00166	1,0000

Tabelle 3.21: Es sind die Effizienzverhältnisse ϵ_{ratio}^d für die jeweiligen Abstände d und Energien aufgelistet, $E_p = 406 \text{ keV}$, OSU-Detektor.

i	E_γ	$\epsilon_{ratio}(0.533\text{cm})$	$\epsilon_{ratio}(1.435\text{cm})$	$\epsilon_{ratio}(5.07\text{cm})$	$\epsilon_{ratio}(15.773\text{cm})$
1	10198	0,6085	0,6187	0,6324	0,6360
2	7360	1,0743	1,0679	1,0598	1,0570
4	5099	1,0049	1,0220	1,0450	1,0539
5	5089	1,0697	1,0650	1,0590	1,0568
6	3389	1,0760	1,0691	1,0603	1,0570
7	2560	1,1251	1,1004	1,0700	1,0591
37	2838	0,7957	0,7921	0,7874	0,7857
38	1778	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

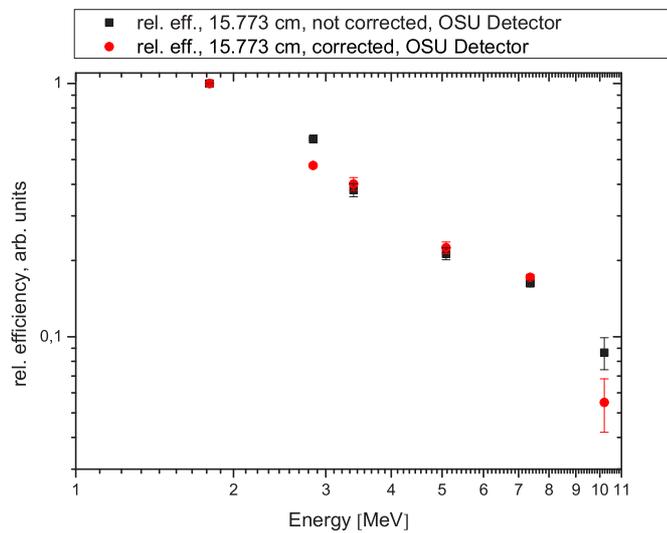


Abbildung 3.20: Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 15.77 cm.

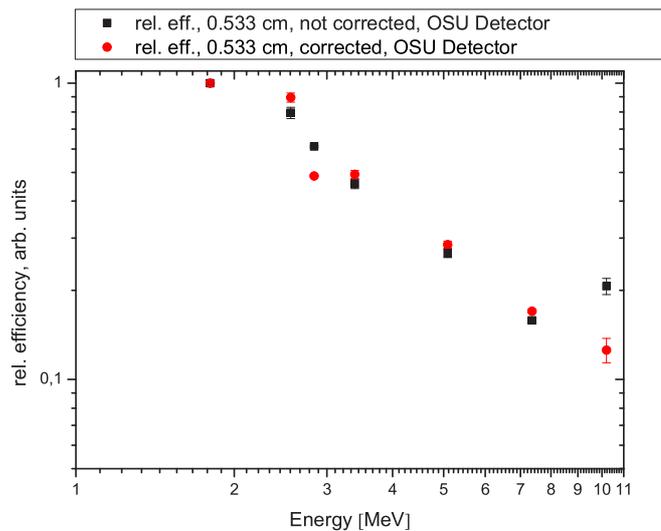


Abbildung 3.21: Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 0.53 cm.

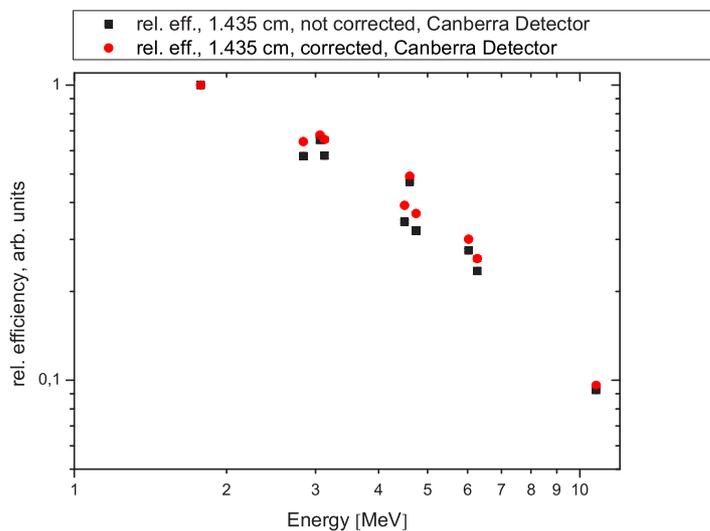


Abbildung 3.22: Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, Canberra-Detektor. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 1.44 cm.

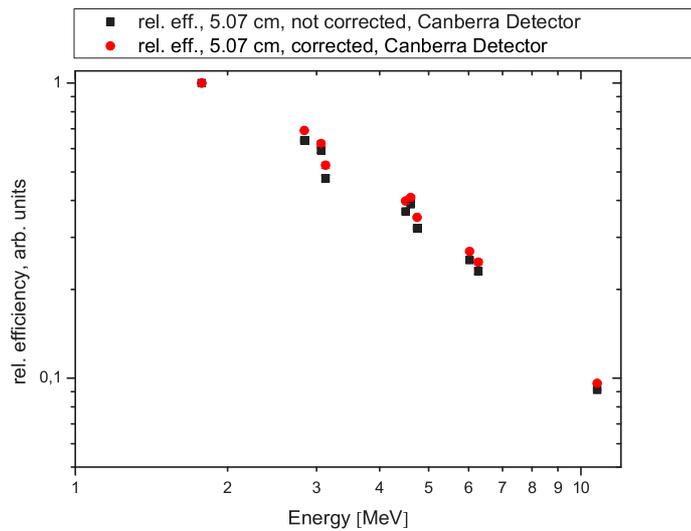


Abbildung 3.23: Korrigierte und unkorrigierte relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 5.07 cm.

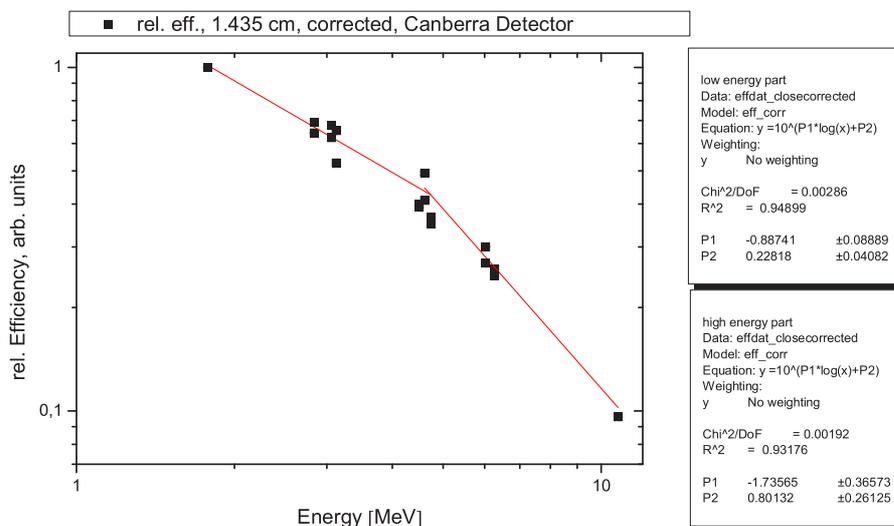


Abbildung 3.24: Beispielfit für die relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, Canberra-Detektor. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 1.44 cm.

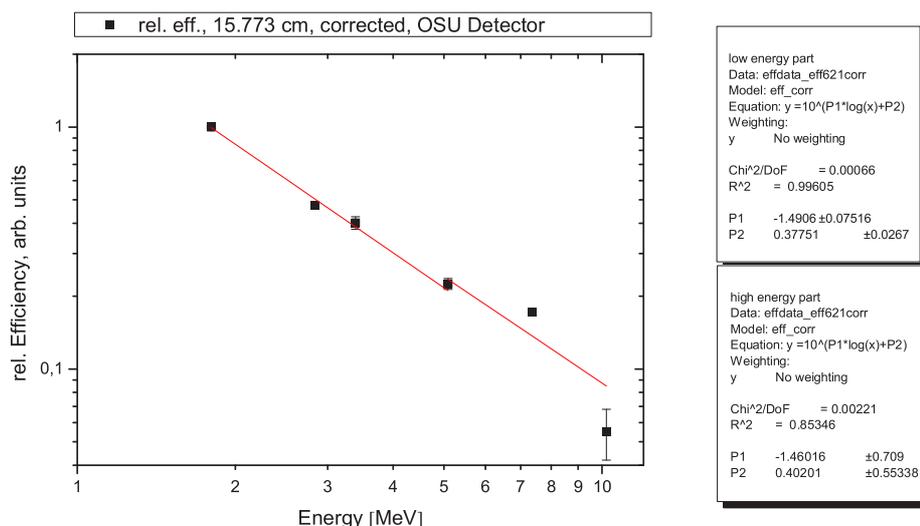


Abbildung 3.25: Beispielfit für die relative Effizienz in Abhängigkeit von der Energie, OSU-Detektor. Der Abstand zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters beträgt 15.77 cm.

3.2.4 Bestimmung der Detektoreffizienz für die NaI-Detektoren

Leider konnte für die NaI-Detektoren die Effizienzbestimmung nicht so ausführlich wie bei den Ge-Detektoren durchgeführt werden. Dies ist insbesondere auf die schlechte Energieauflösung zurückzuführen, welche es unmöglich machte, z.B. in den Spektren für $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ die einzelnen Übergänge zu identifizieren. Lediglich für die starken radioaktiven Quellen konnten die Linien gut separiert werden. Ebenso konnte z.B. der Summenpeak für ^{60}Co beobachtet werden (siehe Abbildung 3.19).

Tabelle 3.22: Es sind die berechneten Effizienzwerte für die jeweiligen NaI-Detektoren und deren Summensignal aufgeführt.

Source	E_γ	ϵ_{left}	$\Delta\epsilon_{left}$	ϵ_{right}	$\Delta\epsilon_{right}$	ϵ_{sum}	$\Delta\epsilon_{sum}$
^{60}Co	1173	0,06190	0,0015158	0,09513	0,0012330	0,06244	0,0015171
	1332	0,04473	0,0017721	0,06857	0,0014402	0,04232	0,0018300
^{137}Cs	662	0,13896	0,000004	0,15241	0,000004	0,29719	0,000004

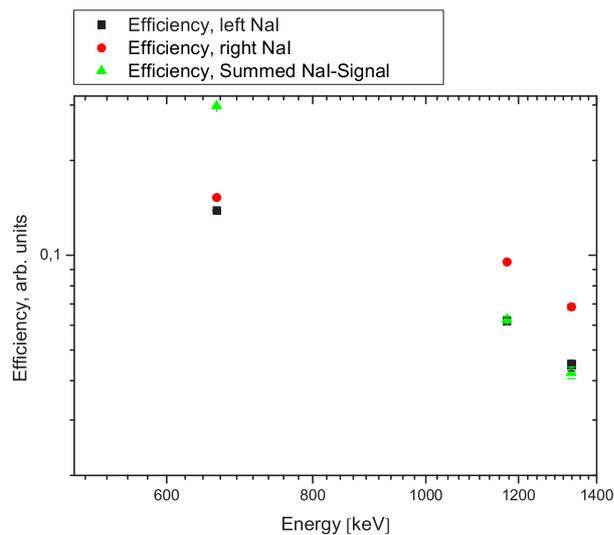


Abbildung 3.26: Dargestellt sind die berechneten Effizienzwerte für die NaI-Detektoren in Abhängigkeit von der Energie.

Für die in Tabelle 3.22 und in Abbildung 3.26 dargestellten Effizienzwerte wurden keine Fitfunktionen ermittelt, da diese nicht wesentlich für die weitere Analyse der experimentellen Daten waren.

3.2.5 Auswirkung der Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung auf die Detektoreffizienz

Um die Auswirkung der Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung zu untersuchen, wurden die Spektren aus den Softwarekoinzidenzen („gated“) betrachtet. Hierbei wurde die Anzahl der Ereignisse in den beobachteten Peaks verwendet und ebenfalls eine Effizienzberechnung durchgeführt.

$$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^i = \frac{\epsilon_{\text{anticosmic}}^i}{\epsilon_{\text{ungated}}^i} \quad (3.23)$$

Hierbei wurde insbesondere (Index i) zwischen den einzelnen Detektoraufbauten unterschieden. Grund hierfür war die Tatsache, dass z. B. in Aufbau I der Ge-Detektor von den NaI-Detektoren umschlossen war und bei den anderen Aufbauten dies nicht der Fall war. Aufgrund der geringen Rate der kosmischen Höhenstrahlung, waren keine großen Auswirkungen auf die Effizienz zu erwarten. In der Tat waren nur marginale Effekte zu beobachten. Wie an den Beispiel-Tabellen 3.23, 3.24 und der Abbildung 3.27 zu sehen, sind leider keine eindeutigen Trends erkennbar.

Tabelle 3.23: Es sind die berechneten Verhältnisse für die verschiedenen Aufbauten aufgeführt. Die Abstände zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters betragen 5.07 cm (Aufbau I), 1.44cm (Aufbau II) und 5.07 cm (Aufbau III).

E_γ	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^1$	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^2$	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^3$
7360	1,006	0,998	1,004
5099	1,075	0,966	1,002
5089	1,017	0,883	1,016
3389	0,677	0,938	0,969
2560	0,941	1,317	1,111
2838	0,951	1,000	1,021
1799	0,998	0,980	1,006

Tabelle 3.24: Zur Veranschaulichung sind die einzelnen Effizienzverhältnisse für den Aufbau III in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Targethalter und Detektorkappe dargestellt.

E_γ	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^{0.533\text{cm}}$	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^{1.435\text{cm}}$	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^{5.07\text{cm}}$	$\epsilon_{\text{ratio antic cosmic}}^{15.773\text{cm}}$
7360	1,0092	0,9558	0,9470	0,9977
5099	0,9646	0,8389	0,8696	1,5791
5089	1,0000	0,9518	0,9518	1,1827
3389	0,9720	0,9487	0,9760	1,1727
2560	1,2258	0,9783	0,7981	0,4146
2838	0,9976	0,9983	1,0007	1,0014
1799	0,9976	0,9945	0,9969	0,9979

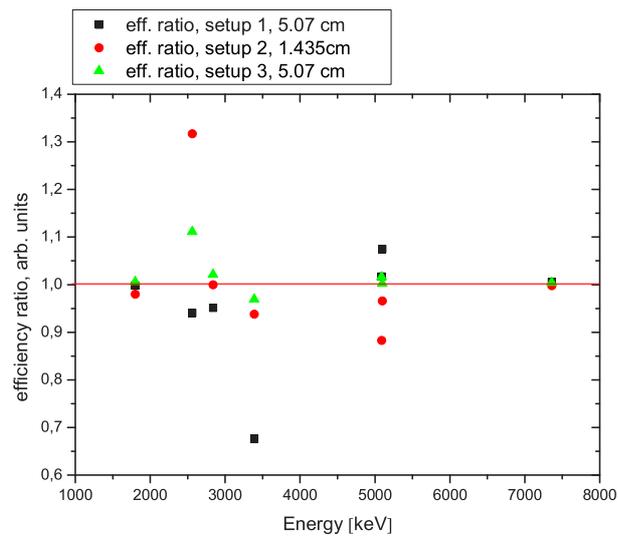


Abbildung 3.27: Dargestellt sind die berechneten Verhältnswerte für die einzelnen betrachteten Übergänge.

3.2.6 Auswirkung der Compton-Unterdrückung auf die Detektoreffizienz

Für die Auswirkung der Compton-Unterdrückung auf die Detektor-Effizienz ist zunächst zu beachten, dass durch die Antikoinzidenz mit den NaI-Detektoren bevorzugt Ereignisse unterdrückt werden, welche aus einem Kaskadenzerfall entstehen. So müssten theoretisch die direkten Übergänge in den Grundzustand gegenüber den Zerfallskaskaden stärker hervortreten.

Wie in den Abbildungen 3.28 und 3.29 illustriert, sind die Effekte bereits mit bloßem Auge in den Spektren zu erkennen. Insbesondere Aufbau I scheint sich hervorragend für die Compton-Unterdrückung zu eignen. Ein Vergleich der Zahlenwerte in den Tabellen 3.25 und 3.26 veranschaulicht dies.

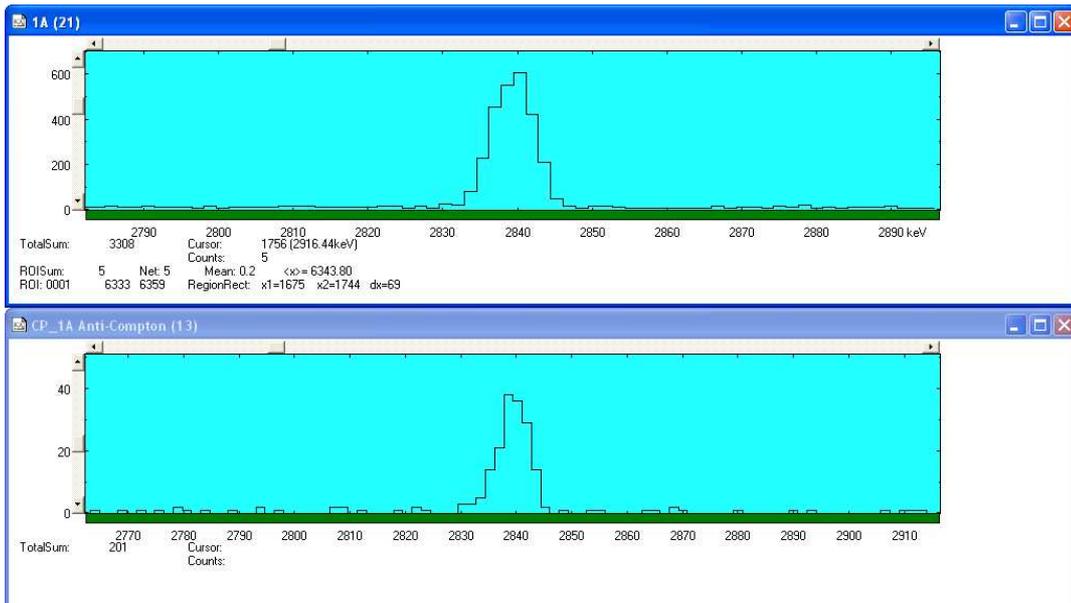


Abbildung 3.28: Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau I) ohne (oben) und mit Koinzidenzbedingung (unten) dargestellt. Es ist auf die Größenordnung der Skala für die Ereignisse zu achten. Es handelt sich hierbei um den Übergang $4617 \rightarrow 1778$ in $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

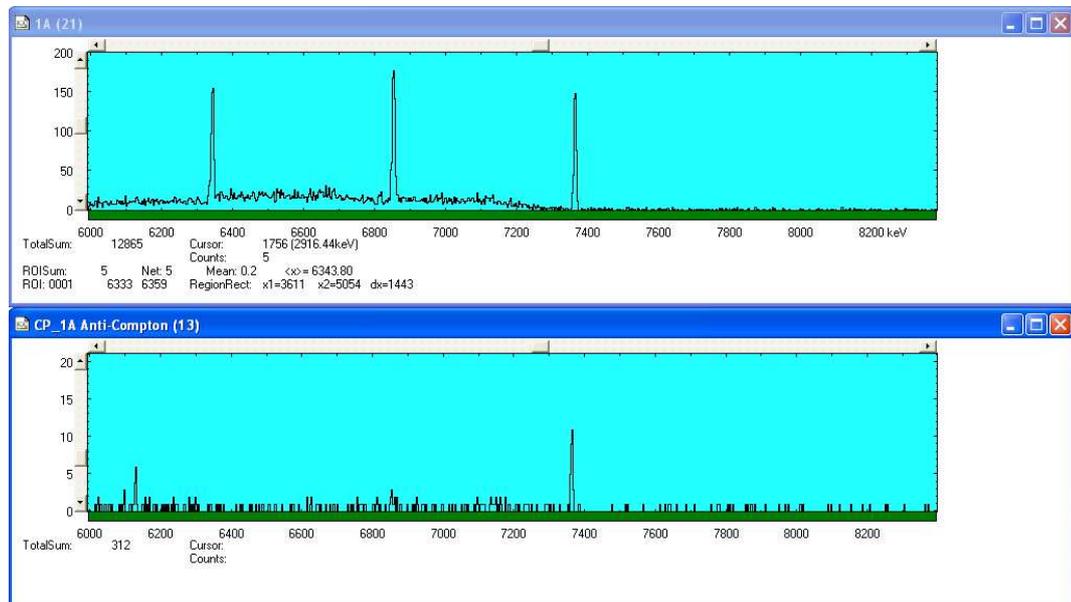


Abbildung 3.29: Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau I) ohne (oben) und mit Koinzidenzbedingung (unten) dargestellt. Es ist auf die Größenordnung der Skala für die Ereignisse zu achten. Es handelt sich hierbei um den Übergang $11977 \rightarrow 4617$ in $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ sowie zugehörigen Single- und Double-Escape Peaks.

Tabelle 3.25: Analog zur Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung sind hier die einzelnen Effizienzverhältnisse der Compton-Unterdrückung für den Aufbau III in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Targethalter und Detektorkappe dargestellt.

E_γ	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^{0.533\text{cm}}$	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^{1.435\text{cm}}$	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^{5.07\text{cm}}$	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^{15.773\text{cm}}$
10198	0,7439	0,7358	0,2069	n.b.
7360	0,4503	0,4494	0,4766	0,4721
5099	0,4980	0,3250	0,5031	0,3980
5089	0,4491	0,5980	0,4452	0,5673
3389	0,4440	0,4148	0,4815	0,7470
2560	0,1075	0,3666	0,2903	0,1429
2838	0,4334	0,4353	0,4541	0,4587
1799	0,4304	0,4353	0,4559	0,4646

Tabelle 3.26: Es sind die berechneten Verhältnisse für die Compton-Unterdrückung bei verschiedenen Aufbauten aufgeführt. Die Abstände zwischen Detektorkappe und dem Ende des Targethalters sind 5.07cm (Aufbau I), 1.44 cm (Aufbau II) und 5.07cm (Aufbau III).

E_γ	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^1$	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^2$	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}^3$
10198	n.b.	0,750	0,207
7360	0,0675	0,271	0,477
5099	n.b.	0,186	0,503
5089	n.b.	0,202	0,445
3389	n.b.	0,568	0,481
2560	n.b.	0,000	0,290
2838	0,0585	0,260	0,454
1799	0,0716	0,279	0,456

Da es sich bei den vorher betrachteten $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Linien um Resonanzen handelt, welche keinen direkten Übergang in den Grundzustand beinhalten, soll nun der Effekt der Compton-Unterdrückung an Hand der $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanz bei $E_p = 505 \text{ keV}$ betrachtet werden. Dies soll insbesondere Aufschluss darüber geben, in wie weit ein Verlust der physikalisch interessanten Ereignisse vorhanden ist. Ein solcher Verlust an physikalisch interessanten Ereignissen kann z. B. durch eine zufällige Gleichzeitigkeit in der Koinzidenz vorliegen. Dies kann unter Umständen auch durch eine falsche zeitliche Abstimmung der Signale zwischen Ge-Detektoren und NaI-Detektoren hervorgerufen werden. Würde man nun einen Grundzustandsübergang betrachten, dürfte man zwischen den Koinzidenzspektren und den Singles-Spektren keinen Unterschied in der Zahl der Ereignisse erkennen. Lediglich eine Reduzierung des Untergrundes dürfte erkennbar sein.

Bei einem Energiebereich von $E_p = 500 \text{ keV} - 510 \text{ keV}$ kommen zwei Resonanzen bei 505 keV und 507 keV in der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ vor. Die bevölkerten Resonanz-Zustände gehen zu 55% bzw. 16% (für $E_p = 505 \text{ keV}$ und $E_p = 507 \text{ keV}$) in den Grundzustand über (siehe Tabelle 3.27). Grund für die vorliegende Betrachtung ist die Tatsache, dass es nicht mit den aktuellen technischen Gegebenheiten möglich ist, die beiden Reso-

nanzen separat voneinander zu untersuchen, insbesondere die verfügbaren Targetdicken lassen dies nicht zu. Ebenso problematisch ist somit das Auseinanderhalten der Grundzustandsübergänge.

Tabelle 3.27: Für die $E_p = 505 \text{ keV}$ und $E_p = 507 \text{ keV}$ Resonanz sind jeweils die wichtigsten Übergänge und deren Verzweigungsverhältnisse aufgelistet; aus Meyer et al. [39].

E_p	E_R	$BR_{R \rightarrow 0}$ (%)	$BR_{R \rightarrow 1778}$ (%)
505	12072	55	14
507	12074	16	44

Weiterhin darf nicht ausser Acht gelassen werden, dass sich die relative Effizienz für den Nachweis von direkten Grundzustandsübergängen erhöhen müsste. Als Ursache hierfür ist die verringerte Anzahl an registrierten Ereignissen in den Koinzidenzspektren im Übergang $1778 \rightarrow 0$ zu nennen, welche als Normierungskoeffizient benutzt werden. In der Tabelle 3.28 stellt $\epsilon_{\text{ratio anticompton}}$ das Verhältnis zwischen dem direkten Grundzustandsübergang $R \rightarrow 0$ ($E_\gamma = 12072 \text{ keV}$ bzw. $E_\gamma = 12074 \text{ keV}$) und dem Übergang vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand $1778 \rightarrow 0$ ($E_\gamma = 1778 \text{ keV}$) dar.

Tabelle 3.28: Für die jeweiligen Abstände und Aufbauten sind die entsprechenden Effizienzverhältnisse für die Compton-Unterdrückung aufgeführt. Die Indizes der Distanzen stehen für das Verhältnis im Singles bzw. Koinzidenzspektrum.

Abstand (cm)	$\epsilon_{\text{ratio anticompton}}$
0.53 _{singles}	0,0780
0.53 _{coincidence}	0,1618
1.44 _{singles}	0,0929
1.44 _{coincidence}	0,1972
5.07 _{singles}	0,0766
5.07 _{coincidence}	0,1213
15.77 _{singles}	0,1002
15.77 _{coincidence}	0,1954

An Hand von Tabelle 3.28 ist zu erkennen, dass sich die relative Effizienz bis auf das Doppelte des Ursprünglichen im Koinzidenzmodus erhöht.

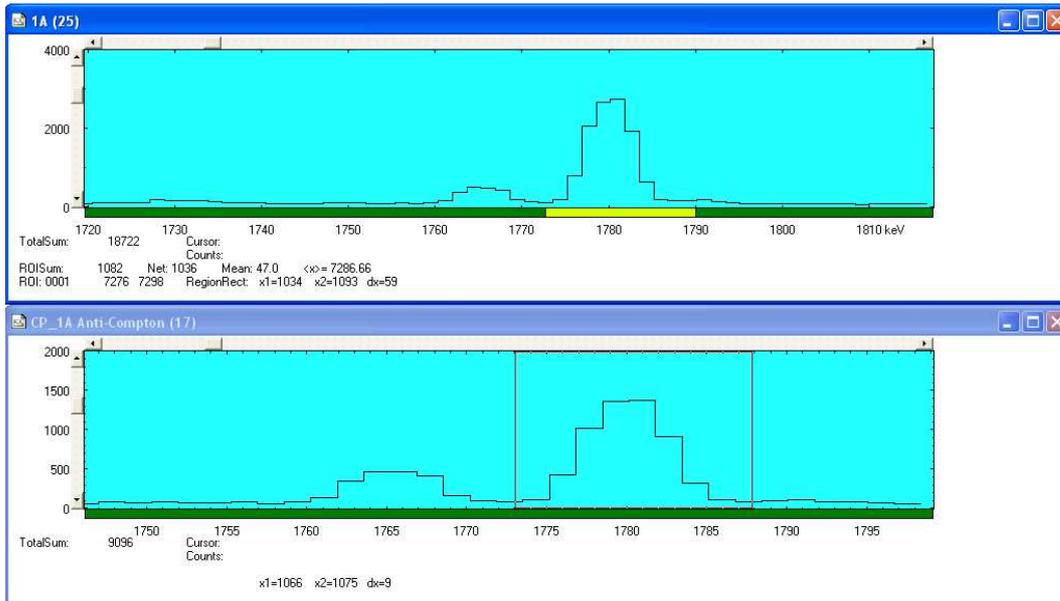


Abbildung 3.30: Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau III) ohne (oben) und mit Koinzidenzbedingung (unten) dargestellt. Es ist auf die Größenordnung der Skala für die Ereignisse zu achten. Es handelt sich hierbei um den Übergang $1788 \rightarrow 0$ in $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

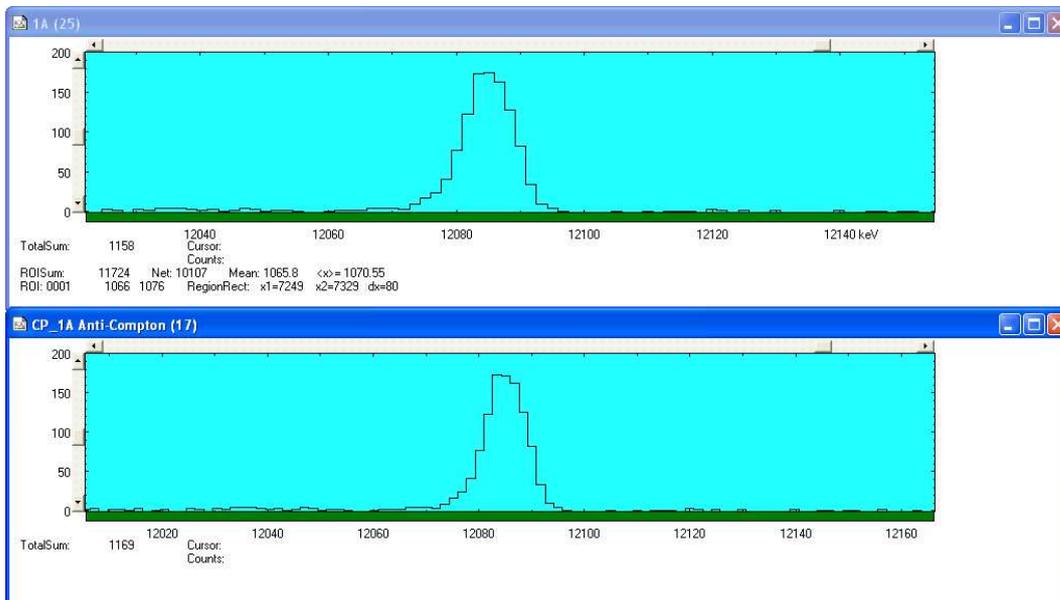


Abbildung 3.31: Zum Vergleich sind hier das Spektrum des Germanium-Detektors (OSU, Aufbau III) ohne (oben) und mit (unten) Koinzidenzbedingung dargestellt. Es ist auf die Größenordnung der Skala für die Ereignisse zu achten. Es handelt sich hierbei um die Übergänge $12072 \rightarrow 0$ und $12074 \rightarrow 0$ und in $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$

Bei den betrachteten Ergebnissen für die Grundzustandsübergänge der Resonanzen $E_p = 505 \text{ keV}$ und $E_p = 507 \text{ keV}$ handelte es sich um den Aufbau III.

Bei den Aufbauten ist klar zu erkennen, dass die Unterdrückung der Compton-Strahlung zu einer Verbesserung der Ergebnisse führen könnte. Zum einen würde der Untergrund signifikant reduziert werden, zum anderen kann somit auch die Detektoreffizienz erhöht werden.

Zur Beantwortung der Frage, welcher Aufbau nun optimal ist, um direkte Einfangprozesse und die folgenden direkten Grundzustandsübergänge zu untersuchen, bedarf es einer ausführlicheren Analyse der Effizienzmessungen. Diese würde den Rahmen dieser Diplomarbeit überschreiten.

Ein Aspekt, welcher zum Beispiel nicht behandelt wurde, ist die Tatsache, dass sich Aufbau I und Aufbau III in den Winkeln, in welchen der Strahl auf das Target trifft, unterscheiden. Dies wirkt sich direkt auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, Resonanzstärken etc. aus. Leider war es mechanisch nicht möglich z.B. den Aufbau I mit einer 45° -Targetkammer zu realisieren. Hierzu wären komplett neue NaI-Detektoren notwendig gewesen, welche hätten neu angeschafft werden müssen. Dies war aus finanziellen und zeitlichen Gründen nicht möglich. Ebenfalls müssten nicht nur die hier beispielhaft aufgeführten Resonanzen detailliert untersucht werden, sondern die (auch zum Teil vermessenen) Resonanzen untersucht werden, welche sich in ihren Zerfallsschemata unterscheiden. Es könnte somit ggf. eine Energieabhängigkeit der Unterdrückung der Compton-Strahlung festgestellt werden. Als problematisch kann auch betrachtet werden, dass keine Möglichkeit vorhanden war, während den Messungen die „gain shifts“ der NaI-Detektoren zu beobachten. Theoretisch könnten „gain shifts“ zu einer Verschlechterung der Zeitabstimmung bzw. der Koinzidenzen führen.

Auch eine ausführliche Untersuchung mit Hilfe von GEANT4-Simulationen würde Aufschlüsse über die Vor- und Nachteile der jeweiligen Aufbauten liefern.

Als Letztes sei noch angeführt, dass die genaue Bestimmung des optimalen Setups, während den Strahlzeiten zeitlich nicht möglich gewesen ist, um ein den Verhältnissen entsprechend optimales Ergebnis zu erzielen.

Kapitel 4

Ergebnisse zur Reaktion

$^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$

Es ist anzumerken, dass die in Kapitel 2 angesprochenen Probleme bei der Experimentdurchführung, eine Aufnahme von verwertbaren Daten während des 1. Experimentes nahezu unmöglich gemacht hat. Während des 2. Experimentes wurde der Aufbau III zur Vermessung der Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ verwendet, um möglichst hohe Zählraten zu erzielen.

4.1 Bestimmung der Resonanzstärke für die Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$

Die Resonanzstärke $\omega\gamma$ wurde bereits über die Gleichungen in Abschnitt 1.4.2 definiert :

$$\omega\gamma = \frac{(2J + 1)}{(2s + 1)(2j + 1)} \frac{\Gamma_i \Gamma_l}{\Gamma} \quad (4.1)$$

Bei dicken Targets wird die Resonanzstärke zu :

$$\omega\gamma = \frac{2}{\lambda^2} \frac{M}{m + M} \frac{dE}{dx} Y_\infty \quad (4.2)$$

Um die Targetdicke zu bestimmen wurde, die Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$ vermessen. Um Veränderungen im Targetprofil festzustellen, wurde die Resonanz vor und nach der Vermessung der Direct Capture Reaktionen gemessen. Die Targetdicke kann bestimmt werden, indem das Full Width Half Maximum der Anregungskurve bestimmt wird (siehe Abbildungen 4.1 und 4.2).

Als Targetdicke (in Energieeinheiten) ergab sich aus den Vermessungen der Resonanz eine Dicke von ca. $\Delta E_t \approx 25 \text{ keV}$. Es ist somit notwendig Gleichung 4.2 zur Bestimmung der Resonanzstärke zu verwenden.

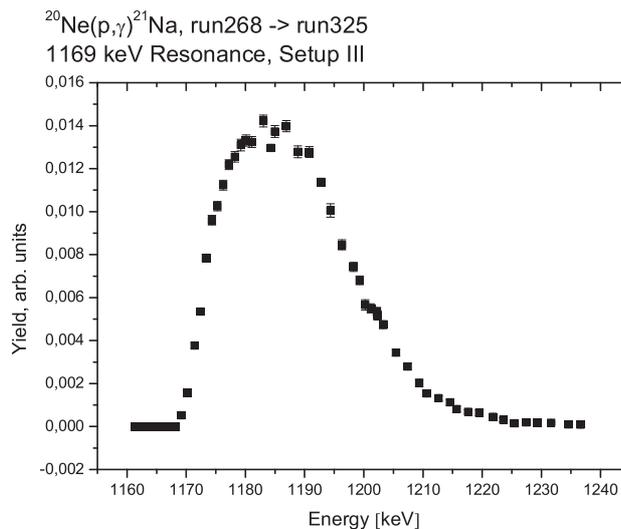


Abbildung 4.1: Es ist die Anregungskurve für die $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$ dargestellt. OSU-Detektor, Aufbau III.

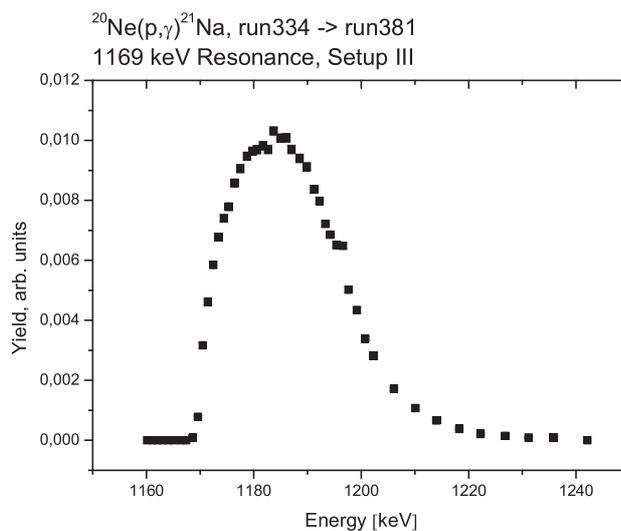


Abbildung 4.2: Es ist wiederum die Anregungskurve für die $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$ -Resonanz bei $E_p = 1169 \text{ keV}$ dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine Messung zu einem späteren Zeitpunkt. OSU-Detektor, Aufbau III.

In Gleichung 4.2 kommt die Anzahl der Reaktionen pro einfallendem Teilchen (Ausbeute = „Yield“) Y_∞ vor. Die einfachste Definition für den „Yield“ ist Gleichung 3.12. Hierbei wird jedoch vernachlässigt, dass die wirkliche Anzahl an Ereignissen und die registrierte Anzahl an Ereignissen nicht gleich ist. In Betracht zu ziehen sind Massenabsorption, Detektoreffizienz und das Verzweigungsverhältnis für den betrachteten Übergang. Die Gleichung, in ihrer korrekten Form, lautet dann :

$$Y_\infty = \frac{N_\gamma}{N_p \times I/I_0 \times BR \times W(\theta) \times \epsilon} \quad (4.3)$$

mit

$$N_p = \frac{Q \times 10^{-8}}{e} \quad (4.4)$$

Hierbei ist Q die Anzahl der Ladungen und e die Elementarladung. Der Faktor 10^{-8} stammt von der Skaleneinstellung des verwendeten Charge Integrators.

Die de-Broglie Wellenlänge in Gleichung 4.2 ergibt sich aus :

$$\lambda = \frac{m + M}{M} \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_l}} \quad (4.5)$$

welche sich für die von uns betrachteten Fälle auf

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{m_p + M_{20\text{Ne}}}{M_{20\text{Ne}}} \frac{\hbar}{\sqrt{2m_p E_p}} \\ &= \frac{21}{20} \frac{h}{\sqrt{2m_p E_p}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Tabelle 4.1: Aufgelistet sind die verschiedenen Wellenlängen für die verwertbaren Neomessungen des 2. Experiments.

E_p	$\lambda(\text{cm})$	$\lambda^2(\text{cm}^2)$
600	3,8824E-12	1,5073E-23
750	3,4725E-12	1,2059E-23
850	3,2619E-12	1,064E-23
925	3,1268E-12	9,7772E-24
925	3,1268E-12	9,7772E-24
1050	2,9348E-12	8,6132E-24
1099	2,8687E-12	8,2292E-24
1100	2,8674E-12	8,2217E-24
1160	2,7922E-12	7,7964E-24
1169	2,7814E-12	7,7364E-24
1184	2,7638E-12	7,6384E-24
1186	2,7614E-12	7,6255E-24

reduziert (siehe Tabelle 4.1. Die Bestimmung von dE/dx wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms SRIM2003¹ durchgeführt. Hierbei wurde von dem Programm eine Tabelle für

¹SRIM steht für *The Stopping and Range of Ions in Matter*, entwickelt von J.Ziegler, www.srim.org.

den Energiverlust in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Teilchen erstellt. Da die Schritte innerhalb der Tabelle leider nicht den benötigten 1 keV Schritten entsprachen, wurde die Tabelle in die Software OriginPro eingelesen und dann interpoliert (Analog dem in Anhang B beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der Massenabsorptionskoeffizienten). Es wurde die Einheit $\text{eV}/(10^{15} \text{ atoms}/\text{cm}^2)$ gewählt, um in späteren Berechnungsschritten einen einfacheren Umgang mit den physikalischen Einheiten zu ermöglichen (siehe Abbildung 4.3).

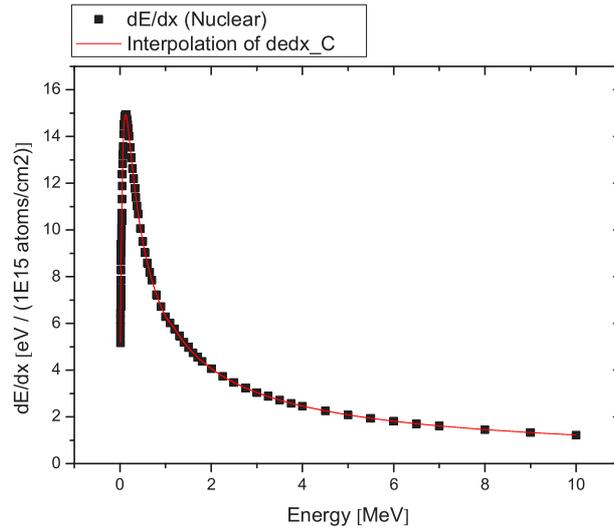


Abbildung 4.3: Graphische Darstellung der von SRIM2003 errechneten Werte für den Energieverlust. Ebenfalls dargestellt ist die von OriginPro errechnete Interpolationskurve.

Es soll nun exemplarisch für eine Messung die Berechnung der Resonanzstärke aufgezeigt werden. Bei der betrachteten Messung soll das Proton mit einer Energie von $E_p = 1185,21 \text{ keV}$ einfallen.

Somit ergibt sich für die de-Broglie Wellenlänge :

$$\begin{aligned}
 \lambda &= \frac{m_p + M_{20Ne}}{M_{20Ne}} \frac{h}{\sqrt{2m_p E_p}} \\
 &= \frac{21}{20} \frac{h}{\sqrt{2m_p E_p}} \\
 &= 1.05 \times \frac{4,1357 \times 10^{-15} \text{ eV s}}{\sqrt{2 \times 938,271 \times 10^6 \text{ eV} / (3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 \times 1185,21 \times 10^3 \text{ eV}}} \\
 &= 2,76236 \times 10^{-12} \text{ cm}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

und dessen Quadrat :

$$\lambda^2 = 7,63061 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (4.8)$$

Der aus den Interpolationskurven abgelesene Energieverlust für $E_p = 1185,21 \text{ keV}$ ergibt sich zu :

$$\frac{dE}{dx}_{(1185,21 \text{ keV})} = 5,807 \times 10^{-15} \text{ eV cm}^2 \quad (4.9)$$

Für die Ausbeute erhält man

$$\begin{aligned} Y_\infty &= \frac{5310 \times 1,44}{3,12072 \times 10^{16} \times 0,9991 \times 0,919 \times 3,50 \times 10^{-4}} \\ &= (7,628 \pm 0,11) \times 10^{-10} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Als Ergebnis für die Resonanzstärke ergibt sich dann :

$$\begin{aligned} \omega\gamma &= \frac{2}{\lambda^2} \frac{M}{m+M} \frac{dE}{dx} Y_\infty \\ &= \frac{2 \times 5,807 \times 10^{-15} \text{ eV cm}^2}{7,63061 \times 10^{-24} \text{ cm}^2} \times \frac{20}{21} \times 7,628 \times 10^{-10} \\ &= 1,11 \pm 0,02 \text{ eV} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Betrachtet man nun sämtliche Messungen der Resonanz und berechnet das Mittel, so erhält man :

$$\omega\gamma = 1,12 \pm 0,02 \text{ eV} \quad (4.12)$$

Ein Vergleich mit den berechneten Werten von Tanner et al. [31] und Stech [33] (siehe Tabelle 4.2) zeigt eine Übereinstimmung, wobei der in dieser Arbeit ermittelte $\omega\gamma$ -Wert als genauer zu betrachten ist.

Tabelle 4.2: Vergleich des in dieser Arbeit berechneten Werts für die Resonanzstärke $\omega\gamma$ und Literaturwerten. Der in der letzten Zeile aufgeführte Wert stellt ein gewichtetes Mittel der in der Arbeit von Stech [33] ermittelten und den vorher bekannten $\omega\gamma$ -Werten dar.

Referenz	$\omega\gamma(\text{eV})$
diese Arbeit	$1,12 \pm 0,02$
[33]	$1,17 \pm 0,06$
[31]	$1,13 \pm 0,07$
[33] gewichtetes Mittel	$1,06 \pm 0,07$

4.2 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für nicht-resonante Energien

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden die Gleichungen aus Abschnitt 1.4.4 verwendet :

$$\sigma_{DC} = \frac{1}{2} \lambda^2 \frac{m + M}{M} \frac{\omega \gamma}{\Delta} \left(\frac{Y_{DC}}{Y_R} \right) \quad (4.13)$$

$$\frac{Y_{DC}}{Y_R} = \frac{N_{DC}}{N_R} \frac{\epsilon_R}{\epsilon_{DC}} \frac{\Omega_R}{\Omega_{DC}} \frac{W_R(\theta)}{W_{DC}(\theta)} \quad (4.14)$$

Es gilt nun ebenfalls zu unterscheiden, für welchen Übergang der Wirkungsquerschnitt berechnet wird. Weiterhin wurde die hier berechnete Resonanzstärke, sowie die in der Literatur angegebenen Werte und ein Mittel der verschiedenen $\omega\gamma$ -Werte für die Resonanzstärke verwendet. Die für jeden Übergang speziell auftretenden und zu erwartenden

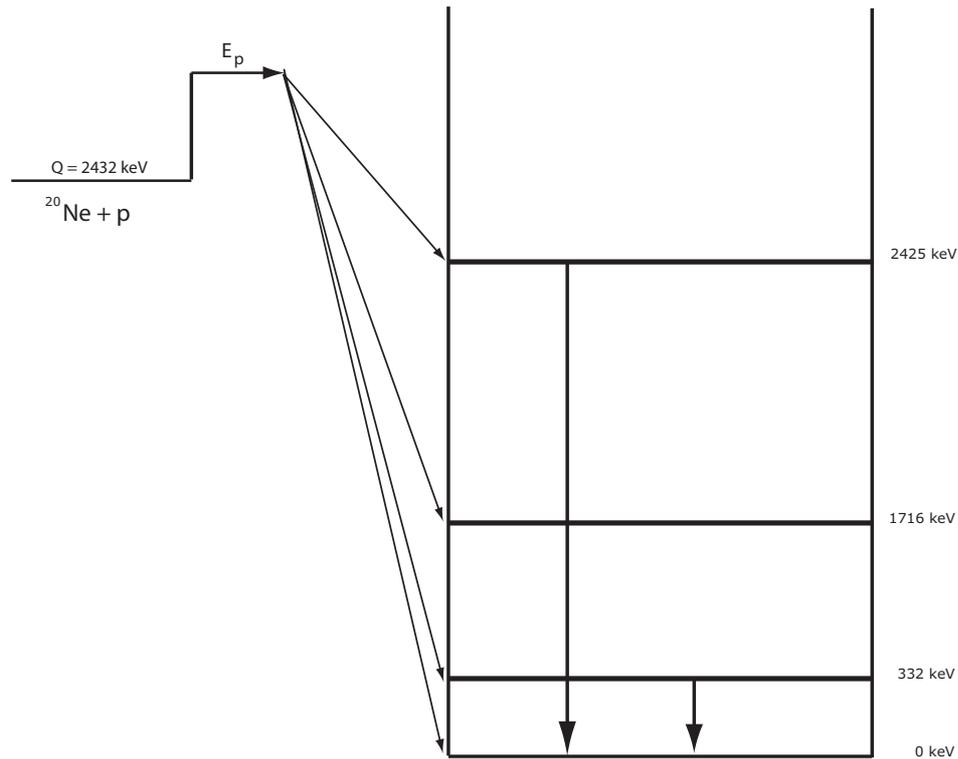


Abbildung 4.4: Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na zur direkten Einfangreaktion.

Gamma-Linien wurden für jede Protonen-Energie E_p berechnet und sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Tabelle 4.3: Die zu erwartenden Gamma-Linien für die einzelnen Übergänge der direkten Einfangreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$. Die Werte für die Übergänge $2425 \rightarrow 0$ sowie $332 \rightarrow 0$ sind nicht aufgelistet. Die Werte sind jeweils in keV angegeben.

E_p	E_{DC}	$E_\gamma(DC \rightarrow 2425)$	$E_\gamma(DC \rightarrow 332)$	$E_\gamma(DC \rightarrow 0)$
600	3003,43	578,43	2671,43	3003,43
750	3146,29	721,29	2814,29	3146,29
850	3241,52	816,52	2909,52	3241,52
925	3312,95	887,95	2980,95	3312,95
925	3312,95	887,95	2980,95	3312,95
1050	3432,00	1007,00	3100,00	3432,00
1099,99	3479,61	1054,61	3147,61	3479,61
1100	3479,62	1054,62	3147,62	3479,62
1160,04	3536,80	1111,80	3204,80	3536,80

An Hand der aus den Experimenten gewonnen Daten konnten leider nur die Gamma-Linie für den Übergang $2425 \rightarrow 0$ mit zufriedenstellender Genauigkeit bestimmt werden. (Hierzu wird im Abschnitt 4.2.2 näher eingegangen.)

Betrachtet man Abbildung 4.4, so ist zu erkennen, dass der Übergang $DC \rightarrow 2425$ direkt den Zustand bei 2425 keV bevölkert und somit den Übergang $2425 \rightarrow 0$ „füttert“. Daher konnte mit Hilfe des Überganges $2425 \rightarrow 0$ der Wirkungsquerschnitt für den Übergang $DC \rightarrow 2425$ bestimmt werden.

Die Ergebnisse hierzu sind in der Tabelle 4.4 aufgeführt und in Abbildung 4.5 dargestellt.

Tabelle 4.4: Aufgelistet sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für den Übergang $DC \rightarrow 2425$ in Abhängigkeit von der Energie E_p . Die Wirkungsquerschnitte wurden mit dem in dieser Arbeit ermittelten $\omega\gamma$ -Wert berechnet.

E_p (keV)	$\sigma_{DC \rightarrow 2425}$ (μb)
600	$0,119 \pm 0,003$
750	$0,151 \pm 0,004$
850	$0,257 \pm 0,009$
925	$0,357 \pm 0,015$
925	$0,384 \pm 0,017$
925 (gemittelt)	$0,371 \pm 0,016$
1050	$0,580 \pm 0,033$
1100	$0,726 \pm 0,046$
1100	$0,600 \pm 0,035$
1100 (gemittelt)	$0,663 \pm 0,041$
1160	$2,280 \pm 0,261$

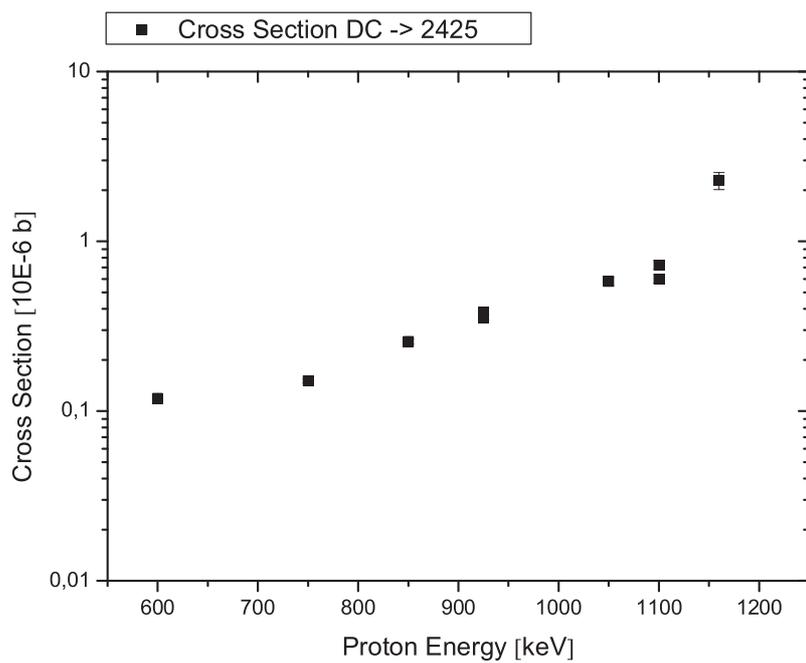


Abbildung 4.5: Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p .

4.2.1 Vergleich mit bisherigen Ergebnissen

Die in den Arbeiten von Rolfs [32], Stech [33] und Tanner [31] erzielten Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte sollen mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen verglichen werden.

Ein wichtiger Aspekt bei dem Vergleich der einzelnen Ergebnisse ist die Tatsache, dass in den vorhergehenden Arbeiten verschiedene Werte für die Resonanzstärke $\omega\gamma$ verwendet wurden. Diesem wurde dahingehend Rechnung getragen, dass mit den für diese Diplomarbeit vorliegenden experimentellen Daten, die Wirkungsquerschnitte ebenfalls für die in der Literatur angegebenen $\omega\gamma$ -Werte bestimmt wurden (siehe Tabellen 4.5 und 4.6, sowie Abbildungen 4.6 und 4.7).

Tabelle 4.5: Aufgelistet sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für die in den Referenzen [31], [32] und [33] ermittelten $\omega\gamma$ -Werte. Zum Vergleich sind die berechneten Wirkungsquerschnitte mit dem in dieser Arbeit ermitteltem $\omega\gamma$ -Wert aufgeführt.

E_p	$\omega\gamma = 1.12 \pm 0.02$	$\omega\gamma = 1.13 \pm 0.06$	$\omega\gamma = 1.17 \pm 0.06$
	diese Arbeit	Tanner et al. [31]	Stech [33]
600	$0,119 \pm 0,003$	$0,120 \pm 0,003$	$0,124 \pm 0,003$
750	$0,151 \pm 0,004$	$0,153 \pm 0,004$	$0,158 \pm 0,005$
850	$0,257 \pm 0,009$	$0,259 \pm 0,010$	$0,268 \pm 0,012$
925	$0,357 \pm 0,015$	$0,360 \pm 0,017$	$0,373 \pm 0,020$
925	$0,384 \pm 0,017$	$0,388 \pm 0,019$	$0,401 \pm 0,023$
925 (gemittelt)	$0,371 \pm 0,016$	$0,374 \pm 0,018$	$0,387 \pm 0,021$
1050	$0,580 \pm 0,033$	$0,585 \pm 0,037$	$0,606 \pm 0,043$
1100	$0,726 \pm 0,046$	$0,733 \pm 0,052$	$0,759 \pm 0,061$
1100	$0,600 \pm 0,035$	$0,605 \pm 0,039$	$0,627 \pm 0,046$
1100 (gemittelt)	$0,663 \pm 0,041$	$0,669 \pm 0,046$	$0,693 \pm 0,054$
1160	$2,280 \pm 0,261$	$2,301 \pm 0,295$	$2,382 \pm 0,346$

Tabelle 4.6: Aufgelistet sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für das in Referenz [33] angegebene Mittel der vorher bekannten Ergebnisse und das für diese Arbeit errechnete Mittel der $\omega\gamma$ -Werte.

E_p	$\omega\gamma = 1.06 \pm 0.07$	$\omega\gamma = 1.09 \pm 0.04$
	gewichtetes Mittel aus [33]	Mittel aus dieser Arbeit
600	$0,113 \pm 0,002$	$0,116 \pm 0,003$
750	$0,143 \pm 0,004$	$0,147 \pm 0,004$
850	$0,243 \pm 0,009$	$0,250 \pm 0,009$
925	$0,338 \pm 0,014$	$0,348 \pm 0,015$
925	$0,364 \pm 0,016$	$0,374 \pm 0,017$
925 (gemittelt)	$0,351 \pm 0,015$	$0,361 \pm 0,016$
1050	$0,549 \pm 0,031$	$0,565 \pm 0,032$
1100	$0,687 \pm 0,044$	$0,707 \pm 0,045$
1100	$0,568 \pm 0,033$	$0,584 \pm 0,034$
1100 (gemittelt)	$0,628 \pm 0,038$	$0,645 \pm 0,040$
1160	$2,158 \pm 0,247$	$2,219 \pm 0,254$

Es bleibt anzumerken, dass durch die relativ nah beieinander liegenden Ergebnisse für die Resonanzstärke, die in den Tabellen 4.5 und 4.6 aufgeführten Ergebnisse den Erwartungen entsprechen.

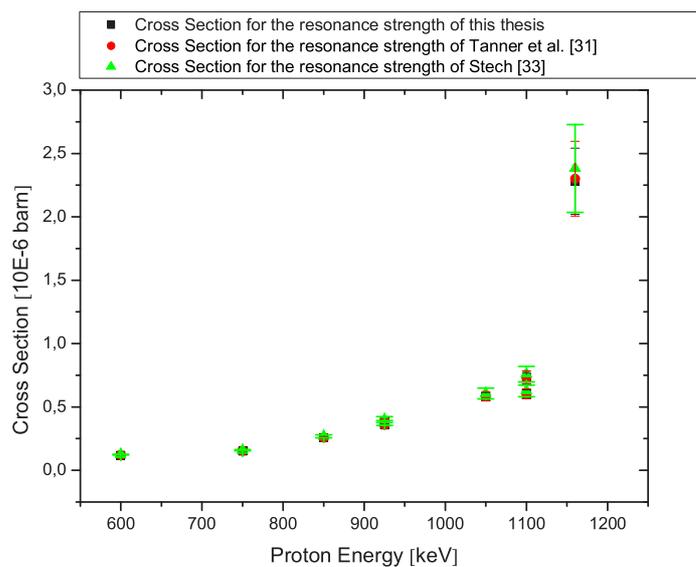


Abbildung 4.6: Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p für die verschiedenen Resonanzstärken. Hierbei handelt sich um eine lineare Auftragung.

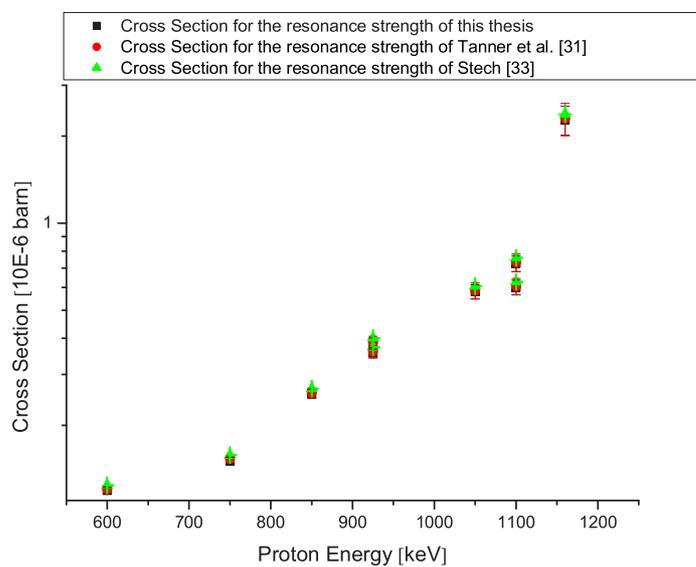


Abbildung 4.7: Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p für die verschiedenen Resonanzstärken. Hierbei handelt sich um eine logarithmische Auftragung.

Aus den Arbeiten von Stech [33] und Rolfs [32] wurden nun die experimentellen Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt von $DC \rightarrow 2425$ verwendet und mit den Ergebnissen dieser Arbeit in Abbildung 4.8 aufgetragen.

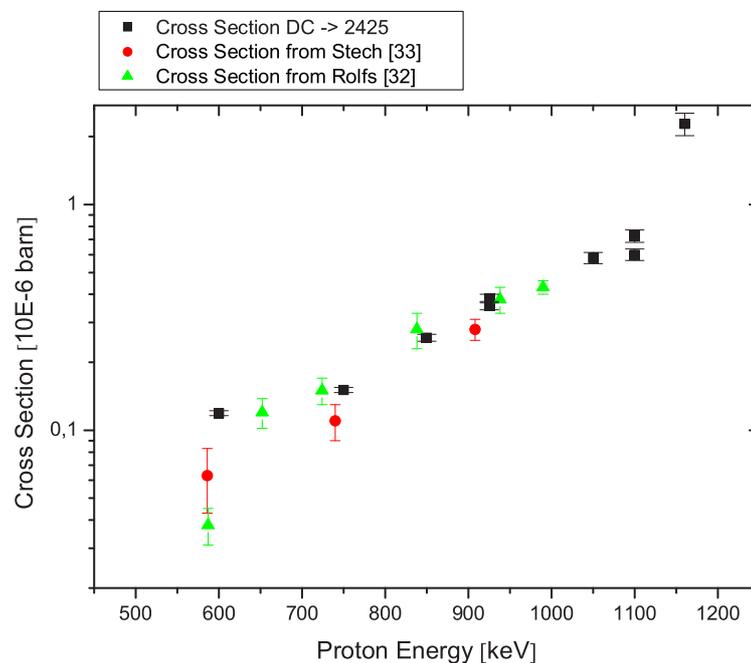


Abbildung 4.8: Dargestellt sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte aus dieser Arbeit und den Arbeiten von Stech [33] und Rolfs [32].

Aus Abbildung 4.8 ist zu entnehmen, dass die experimentellen Ergebnisse zumindest in Ihrem Trend und in manchen Bereichen auch in den konkreten Werten für den Wirkungsquerschnitt übereinstimmen.

4.2.2 Probleme bei der Auswertung der Daten

Während der Auswertung der Daten konnten leider die Übergänge $DC \rightarrow 0$, $DC \rightarrow 1716$, $DC \rightarrow 332$ und die darauf folgenden Grundzustandsübergänge nicht mit zufriedenstellender Genauigkeit identifiziert werden.

Ein Grund hierfür ist die Tatsache, dass z.B. die erwarteten Peaks für die Übergänge $DC \rightarrow 0$ von der Energie nahe bei Übergängen aus verschiedenen Resonanzen der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ liegen. Als Indiz hierfür kann z.B. das konstante Auftreten der $E_\gamma = 1778 \text{ keV}$ Linie und verschiedener Zerfallskaskaden in den Spektren zu den direkten Einfangreaktionen betrachtet werden.

Als Ursache für die zusätzlich auftretende Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ ist zum einen eine schlechte Strahlführung anzuführen, welche zum Auftreffen des Strahles auf den Targethalter geführt hat. Eine weitere Ursache sind möglicherweise Verunreinigungen auf der Targetoberfläche.

Diese konnten während der Durchführung der Messung nur teilweise in den Spektren identifiziert und dementsprechend korrigiert werden.

Kapitel 5

Ausblick und Zusammenfassung

In den vorhergehenden Kapiteln wurde erläutert, in wie weit es möglich war, im Rahmen der durchgeführten Experimente den Wirkungsquerschnitt und die Resonanzstärke für die direkte Einfangreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ zu bestimmen.

Als besondere Schwierigkeiten sind die während der experimentellen Phase auftretenden Probleme mit den Detektoren und Beschleunigern zu nennen.

Diese führten zu einer relativ geringen Strahlintensität und einem erhöhten Untergrund in den aufgenommenen Spektren.

Hier gilt es für die in Zukunft geplanten Experimente in den Energiebereichen, in welchen sich z.B. Resonanzen von $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ befinden, sicher zustellen, dass sich keine Verunreinigungen auf dem ^{20}Ne -Target befinden.

Ebenfalls gilt es von Seiten der Beschleuniger her einen störungsfreien Betrieb mit bis zu 5-mal höheren Strahlintensitäten zu realisieren. Hier traten insbesondere in den relativ niedrigen Energiebereichen Probleme mit der Strahlerzeugung innerhalb der Beschleuniger auf.

Ein klarer Nachteil bei der Verwendung der NaI-Detektoren war der ständig auftretende Effekt des „gain shifts“. Dieser führte zu erheblichen Verzögerungen in der experimentellen Durchführung und konnte aus praktischen Gründen nur teilweise behoben werden. Dies führte auch möglicherweise zu einer Verschlechterung der Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung und der Compton-Strahlung, da die Koinzidenzbedingungen nicht mit den erforderlichen Zeitfenstern übereinstimmten. Zur Behebung dieser Problematik wäre es notwendig gewesen, über NaI-Detektoren zu verfügen, deren Eigenschaften genauestens bekannt waren und somit über deren Verhalten besser geurteilt hätte werden können.

Zur Bestimmung der Effizienz der jeweiligen Detektor-Aufbauten ist anzumerken, dass eine eindeutige Aussage über die Vorteile der jeweiligen Aufbauten erst nach einer ausführlichen Analyse möglich war. Mit dem nun verfügbaren Wissen wäre es somit möglich gewesen, die Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ mit einer maximalen Effizienz zu untersuchen und so ggf. eine höhere Genauigkeit bei den Ergebnissen zu erzielen. Zur weiteren Analyse der Summenkorrekturen hätte ggf. die in der Arbeit von Semkow et al. [42] vorgeschlagene Methode einer Matrix-Notation weitere Aufschlüsse über die Effizienzbestimmung liefern können.

Ein weiterer Aspekt, der zu einer verbesserten Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit geführt hätte, wäre eine Analyse der Detektoraufbauten mit Hilfe von Simulationen (z.B. GEANT4, MCNP) gewesen.

Ebenfalls schwierig abzuschätzen ist die Verwendung verschiedener Target-Arten in den vorhergehenden Experimenten von Rolfs [32] und Stech [33]. Das in den vorgestellten Experimenten verwendete Münster-Target zum Beispiel, wurde schon in den Experimenten,

welche Dr. E. Stech [33] durchgeführt hat, verwendet. Weiterhin wurden auch in den vorher erzielten Ergebnissen von Tanner [31] und Rolfs [32] verschiedene Target-Typen (z.B. Gas-Targets) verwendet. Hierzu wurde, wie in Kapitel 4 erläutert, die gleiche Methode zur Bestimmung der Resonanzstärke und des Wirkungsquerschnittes verwendet, um einen möglichst akkuraten Vergleich der Ergebnisse erzielen zu können. Jedoch entbehrt dies nicht der Tatsache, dass weitere Experimente mit Gas-Targets von Nöten sind, um eine stärkere Aussagekraft über die Resonanzstärke und dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ zu erhalten.

Weiterhin ist hier noch zu erwähnen, dass eine Vermessung in kleineren Energieschritten zu einer genaueren Aussage über das Verhalten des Wirkungsquerschnittes geführt hätte. Dies könnte z.B. mit der Verwendung des nun in Notre Dame vorhandenen und in Stuttgart entwickelten Gas-Target-Systems RHINOCEROS realisiert werden. Mit dessen Hilfe und der Verwendung aktuell hergestellter Festkörper-Targets könnten weitere Experimente zur Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ durchgeführt werden.

Eine weitere Komponente wäre die Verwendung von segmentierten Ge-Detektoren (Clover-Detektoren), die eine verbesserte Effizienz mit sich bringen und eine detailliertere spektroskopische Untersuchung der Kernreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ zulassen würden. Die Verwendung dieser Detektoren war nicht möglich, da diese nicht in die Aussparung der NaI-Detektoren gepasst hätten.

Abschliessend ist noch zu erwähnen, dass eine Berechnung des astrophysikalischen S-Faktors und eine Implementierung der erzielten Ergebnisse in Reaktionsnetzwerke zur Simulation von stellaren Verhältnissen geplant war. Somit wäre eine Aussage über die Auswirkungen der Ergebnisse auf die Astrophysik und die Nukleosynthese möglich gewesen.

Diese und die oben angeführten Methoden zur verbesserten Bestimmung des Reaktionsquerschnittes konnten aber aufgrund der zeitlichen Beschränkung der Diplomarbeit nicht mehr durchgeführt werden. Sie sind aber für die weitere Zukunft durchaus vorgesehen.

Anhang A

Anhang

A.1 Berechnung der Summenkorrekturen

Summenkorrektur für die Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 992 \text{ keV}$

Im Folgendem sollen die Terme zur Summenkorrektur der Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ berechnet werden. Als Grundlage wird das folgende, vereinfachte Term-Schema von ^{28}Si benutzt (siehe Abbildung A.1).

Die fett dargestellten Pfeile sind diejenigen Übergänge, welche zur Effizienzbestimmung benutzt werden. Hier aufgeführt sind nur die für die Effizienzbestimmung relevanten Korrekturterme, wobei ϵ_i die Effizienz für den jeweiligen Übergang i bei der entsprechenden Energie ist. I_i ist das Verzweigungsverhältnis (branching ratio) und N_i der Normalisierungsfaktor für den betrachteten Übergang.

Für den Übergang 33 ($6276 \text{ keV} \rightarrow 1778 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 4498 \text{ keV}$) werden zur Veranschaulichung die Berechnungen etwas ausführlicher aufgeführt. Die Berechnungen für die anderen Übergänge erfolgten analog.

Übergang 1, $12542 \text{ keV} \rightarrow 1778 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 10764 \text{ keV}$

$$\begin{aligned} c_1 &= \left(\frac{I_1 I_{37}}{N_1} \right) \epsilon_{37} \\ &= \epsilon_{37} \end{aligned}$$

Übergang 2, $12542 \text{ keV} \rightarrow 4618 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 7924 \text{ keV}$

$$\begin{aligned} c_2 &= \left(\frac{I_2 I_{36} I_{37}}{N_2} \right) (\epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\ &= \epsilon_{36} + \epsilon_{37} \end{aligned}$$

Übergang 3, $12542 \text{ keV} \rightarrow 6276 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 6266 \text{ keV}$

$$\begin{aligned} c_3 &= \left(\frac{I_3 I_{33} I_{37}}{N_3} \right) (\epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_3 I_{34} I_{36} I_{37}}{N_3} \right) (\epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\ &= 0.882 (\epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + 0.118 (\epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \end{aligned}$$

$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, 992 keV, Termschema ^{28}Si

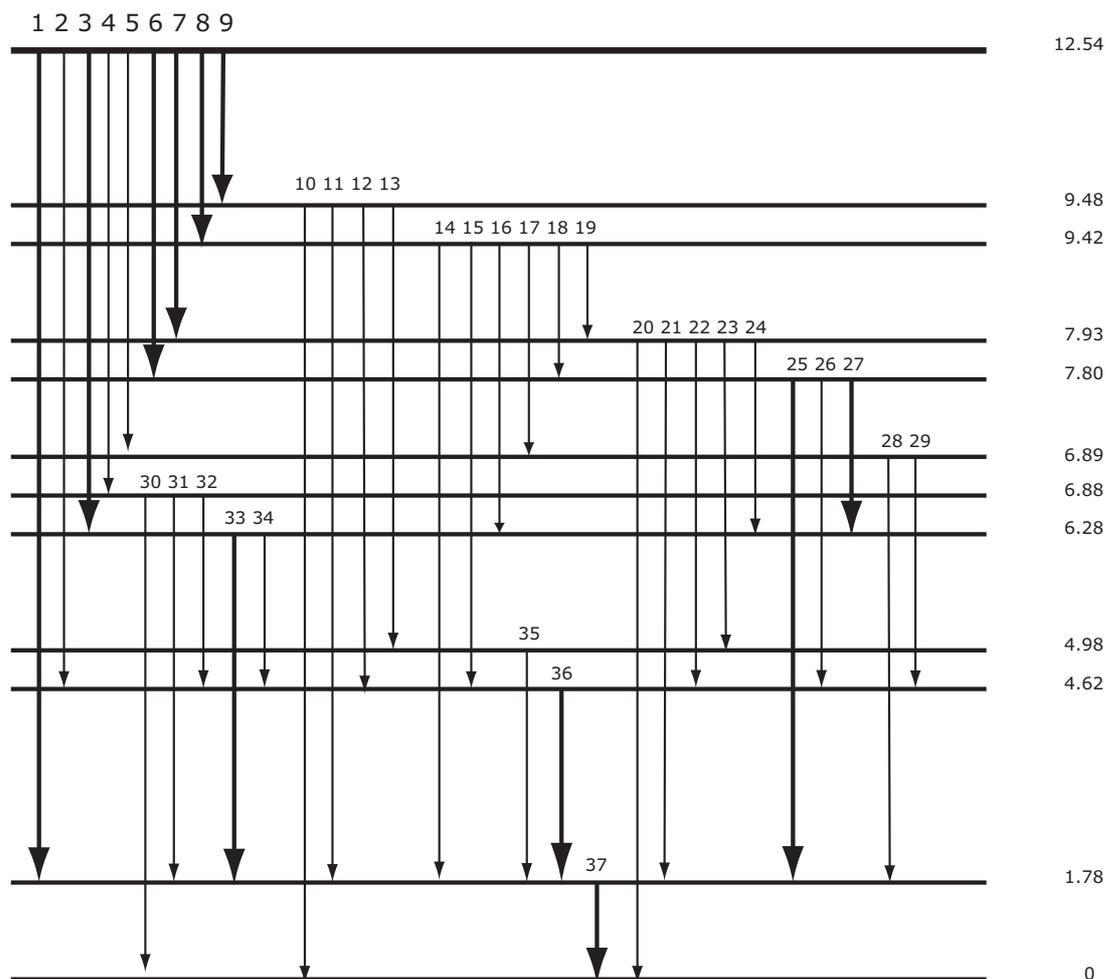


Abbildung A.1: Das vereinfachte Term-Schema von ^{28}Si bei $E_p = 992 \text{ keV}$.

Übergang 6, $12542 \text{ keV} \rightarrow 7799 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 4743 \text{ keV}$

$$\begin{aligned}
 c_6 &= \left(\frac{I_6 I_{25} I_{37}}{N_6} \right) (\epsilon_{25} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_6 I_{26} I_{36} I_{37}}{N_6} \right) (\epsilon_{25} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
 &+ \left(\frac{I_6 I_{27} I_{33} I_{37}}{N_6} \right) (\epsilon_{27} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_6 I_{27} I_{34} I_{36} I_{37}}{N_6} \right) (\epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
 &= 0.65 (\epsilon_{25} + \epsilon_{37}) + 0.0132 (\epsilon_{26} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.2795 (\epsilon_{27} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + 0.0401 (\epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37})
 \end{aligned}$$

Übergang 7, 12542 keV \rightarrow 7933 keV, Peak bei $E_\gamma = 4609$ keV

$$\begin{aligned}
c_7 &= \left(\frac{I_7 I_{20}}{N_7} \right) \epsilon_{20} + \left(\frac{I_7 I_{21} I_{37}}{N_7} \right) (\epsilon_{21} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{22} I_{36} I_{37}}{N_7} \right) (\epsilon_{22} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7 I_{23} I_{35} I_{37}}{N_7} \right) (\epsilon_{23} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{24} I_{33} I_{37}}{N_7} \right) (\epsilon_{24} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7 I_{24} I_{34} I_{36} I_{37}}{N_7} \right) (\epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&= 0.834 \epsilon_{20} + 0.055 (\epsilon_{21} + \epsilon_{37}) + 0.047 (\epsilon_{22} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.04 (\epsilon_{23} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) + 0.0211 (\epsilon_{24} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + 0.0028 (\epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37})
\end{aligned}$$

Übergang 8, 12542 keV \rightarrow 9417 keV, Peak bei $E_\gamma = 3125$ keV

$$\begin{aligned}
c_8 &= \left(\frac{I_8 I_{14} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{14} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{15} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{15} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{16} I_{33} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{16} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{16} I_{34} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{16} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{17} I_{28} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{28} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{17} I_{29} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{29} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{18} I_{25} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{18} + \epsilon_{25} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{18} I_{26} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{18} + \epsilon_{26} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{18} I_{27} I_{33} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{18} I_{27} I_{34} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{19} I_{20}}{N_8} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{20}) + \left(\frac{I_8 I_{19} I_{21} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{21} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{19} I_{22} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{22} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{19} I_{23} I_{35} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{23} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_8 I_{19} I_{24} I_{33} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_8 I_{19} I_{24} I_{34} I_{36} I_{37}}{N_8} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&= 0.331 (\epsilon_{14} + \epsilon_{37}) + 0.361 (\epsilon_{15} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.0273 (\epsilon_{16} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0037 (\epsilon_{16} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.1846 (\epsilon_{17} + \epsilon_{28} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0024 (\epsilon_{17} + \epsilon_{29} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.0364 (\epsilon_{18} + \epsilon_{25} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0007 (\epsilon_{18} + \epsilon_{26} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.0168 (\epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0022 (\epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.0125 (\epsilon_{19} + \epsilon_{20}) \\
&+ 0.0008 (\epsilon_{19} + \epsilon_{21} + \epsilon_{37}) + 0.0007 (\epsilon_{19} + \epsilon_{22} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0006 (\epsilon_{19} + \epsilon_{23} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) + 0.0003 (\epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0004 (\epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37})
\end{aligned}$$

Übergang 9, 12542 keV \rightarrow 9479 keV, Peak bei $E_\gamma = 3063$ keV

$$\begin{aligned}
c_9 &= \left(\frac{I_9 I_{10}}{N_9} \right) \epsilon_{10} + \left(\frac{I_9 I_{11} I_{37}}{N_9} \right) (\epsilon_{11} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_9 I_{12} I_{36} I_{37}}{N_9} \right) (\epsilon_{12} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_9 I_{13} I_{35} I_{37}}{N_9} \right) (\epsilon_{13} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
&= 0.85 \epsilon_{10} + 0.0258 (\epsilon_{11} + \epsilon_{37}) + 0.064 (\epsilon_{12} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) + 0.045 (\epsilon_{13} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37})
\end{aligned}$$

Übergang 25, 7799 keV \rightarrow 1788 keV, Peak bei $E_\gamma = 6011$ keV

$$\begin{aligned} c_{25} &= \left(\frac{I_{25}I_6I_{37}}{N_{25}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{37}) \\ &= (\epsilon_6 + \epsilon_{37}) \end{aligned}$$

Übergang 27, 7799 keV \rightarrow 6276 keV, Peak bei $E_\gamma = 1523$ keV

$$\begin{aligned} N_{27} &= I_6I_{33}I_{37} + I_6I_{34}I_{36}I_{37} + I_8I_{18}I_{33}I_{37} + I_8I_{18}I_{34}I_{36}I_{37} \\ &= 0.0975 \end{aligned}$$

Einsetzen der Verzweungsverhältnisse ergibt :

$$\begin{aligned} c_{27} &= \left(\frac{I_{27}I_6I_{33}I_{37}}{N_{27}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{27}I_6I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{27}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\ &+ \left(\frac{I_{27}I_8I_{33}I_{37}}{N_{27}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{27}I_8I_{18}I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{27}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\ &= 0.8774 (\epsilon_6 + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + 0.1174 (\epsilon_6 + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \\ &+ 0.0046 (\epsilon_8 + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + 0.0006 (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36} + \epsilon_{37}) \end{aligned}$$

Übergang 33, 6276 keV \rightarrow 1778 keV, Peak bei $E_\gamma = 4498$ keV

$$\begin{aligned} N_{33} &= I_3 + I_6I_{27} + I_7I_{24} + I_8 (I_{16} + I_{18}I_{27} + I_{19}I_{24}) \\ &= 0.0584 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_{33} &= \left(\frac{I_{33}I_3I_{37}}{N_{33}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{33}I_6I_{27}I_{37}}{N_{33}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{37}) \\ &+ \left(\frac{I_{33}I_7I_{24}I_{37}}{N_{33}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{33}I_8I_{16}I_{37}}{N_{33}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{37}) \\ &+ \left(\frac{I_{33}I_8I_{18}I_{27}I_{37}}{N_{33}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{33}I_8I_{19}I_{24}I_{37}}{N_{33}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{37}) \end{aligned}$$

Einsetzen der Verzweungsverhältnisse ergibt :

$$\begin{aligned} c_{33} &= 0.4107 (\epsilon_3 + \epsilon_{37}) + 0.5643 (\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{37}) + 0.0172 (\epsilon_7 + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + 0.0048 (\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{37}) \\ &+ 0.0029 (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{37}) + 0.00006 (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{37}) \end{aligned}$$

Übergang 36, 4618 keV \rightarrow 1778 keV, Peak bei $E_\gamma = 2840$ keV

$$\begin{aligned}
c_{36} &= \left(\frac{I_{36}I_2I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_2 + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_3I_{34}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_4I_{32}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_{32} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_5I_{29}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_5 + \epsilon_{29} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_6I_{26}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{26} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_6I_{27}I_{34}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_7I_{22}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{22} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_7I_{24}I_{34}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_8I_{15}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{15} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_8I_{16}I_{34}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_8I_{17}I_{29}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{17} + \epsilon_{29} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_8I_{18}I_{26}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{26} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_8I_{18}I_{27}I_{34}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_8I_{19}I_{22}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{22} + \epsilon_{37}) \\
&+ \left(\frac{I_{36}I_8I_{19}I_{24}I_{34}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{36}I_9I_{12}I_{37}}{N_{36}} \right) (\epsilon_9 + \epsilon_{12} + \epsilon_{37}) \\
&= 0.8142 (\epsilon_2 + \epsilon_{37}) + 0.047 (\epsilon_3 + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + 0.0027 (\epsilon_4 + \epsilon_{32} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0006 (\epsilon_5 + \epsilon_{29} + \epsilon_{37}) + 0.0213 (\epsilon_6 + \epsilon_{26} + \epsilon_{37}) + 0.0647 (\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0328 (\epsilon_7 + \epsilon_{22} + \epsilon_{37}) + 0.0020 (\epsilon_7 + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0540 (\epsilon_8 + \epsilon_{15} + \epsilon_{37}) + 0.0005 (\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0036 (\epsilon_8 + \epsilon_{17} + \epsilon_{29} + \epsilon_{37}) + 0.0001 (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{26} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.0003 (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + 0.0001 (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{22} + \epsilon_{37}) \\
&+ 0.000006 (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{37}) + 0.0138 (\epsilon_9 + \epsilon_{12} + \epsilon_{37})
\end{aligned}$$

Übergang 37, 1778 keV \rightarrow 0 keV, Peak bei $E_\gamma = 1778$ keV

$$\begin{aligned}
c_{37} = & \left(\frac{I_{37}I_1}{N_{37}} \right) \epsilon_1 + \left(\frac{I_{37}I_2I_{36}}{N_{37}} \right) (\epsilon_2 + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_{37}I_3I_{33}}{N_{37}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{33}) + \left(\frac{I_3I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_4I_{31}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_{31}) + \left(\frac{I_4I_{32}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_{32} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_5I_{28}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_5 + \epsilon_{28}) \\
& + \left(\frac{I_5I_{29}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_5 + \epsilon_{29} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_6I_{25}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{25}) + \left(\frac{I_6I_{26}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{26} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_6I_{27}I_{33}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{33}) + \left(\frac{I_6I_{27}I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_7I_{21}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{21}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{22}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{22} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_7I_{23}I_{35}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{23} + \epsilon_{35}) + \left(\frac{I_7I_{24}I_{33}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{24} + \epsilon_{33}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{24}I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_8I_{14}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{14}) + \left(\frac{I_8I_{15}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{15} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{16}I_{33}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{33}) + \left(\frac{I_8I_{16}I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{17}I_{28}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{17} + \epsilon_{28}) + \left(\frac{I_8I_{17}I_{29}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{17} + \epsilon_{29} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{18}I_{25}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{25}) + \left(\frac{I_8I_{18}I_{26}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{26} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{18}I_{27}I_{33}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{33}) + \left(\frac{I_8I_{18}I_{27}I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{19}I_{21}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{21}) + \left(\frac{I_8I_{19}I_{22}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{22} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{19}I_{23}I_{35}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{23} + \epsilon_{35}) + \left(\frac{I_8I_{19}I_{24}I_{33}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{33}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{19}I_{24}I_{34}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_9I_{11}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_9 + \epsilon_{11}) \\
& + \left(\frac{I_9I_{12}I_{36}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_9 + \epsilon_{12} + \epsilon_{36}) + \left(\frac{I_9I_{13}I_{35}I_{37}}{N_{37}} \right) (\epsilon_9 + \epsilon_{13} + \epsilon_{35}) \\
= & 0.7975\epsilon_1 + 0.052(\epsilon_2 + \epsilon_{36}) + 0.225(\epsilon_3 + \epsilon_{33}) + 0.003(\epsilon_3 + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) + 0.0017(\epsilon_4 + \epsilon_{31}) \\
& + 0.0002(\epsilon_4 + \epsilon_{32} + \epsilon_{36}) + 0.0031(\epsilon_5 + \epsilon_{28}) + 0.00004(\epsilon_5 + \epsilon_{29} + \epsilon_{36}) \\
& + 0.0669(\epsilon_6 + \epsilon_{25}) + 0.0014(\epsilon_6 + \epsilon_{26} + \epsilon_{36}) + 0.0308(\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{33}) \\
& + 0.0041(\epsilon_6 + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) + 0.0025(\epsilon_7 + \epsilon_{21}) + 0.0021(\epsilon_7 + \epsilon_{22} + \epsilon_{36}) \\
& + 0.0018(\epsilon_7 + \epsilon_{23} + \epsilon_{35}) + 0.0009(\epsilon_7 + \epsilon_{24} + \epsilon_{33}) + 0.0001(\epsilon_7 + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) \\
& + 0.0032(\epsilon_8 + \epsilon_{14}) + 0.0034(\epsilon_8 + \epsilon_{15} + \epsilon_{36}) + 0.0002(\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{33}) + 0.00003(\epsilon_8 + \epsilon_{16} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) \\
& + 0.0018(\epsilon_8 + \epsilon_{17} + \epsilon_{28}) + 0.00002(\epsilon_8 + \epsilon_{17} + \epsilon_{29} + \epsilon_{36}) + 0.0003(\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{25}) \\
& + 0.000007(\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{26} + \epsilon_{36}) + 0.0002(\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{33}) + 0.00002(\epsilon_8 + \epsilon_{18} + \epsilon_{27} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) \\
& + 0.000008(\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{21}) + 0.000007(\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{22} + \epsilon_{36}) + 0.000006(\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{23} + \epsilon_{35}) \\
& + 0.000003(\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{33}) + 0.0000004(\epsilon_8 + \epsilon_{19} + \epsilon_{24} + \epsilon_{34} + \epsilon_{36}) + 0.0004(\epsilon_9 + \epsilon_{11}) \\
& + 0.0009(\epsilon_9 + \epsilon_{12} + \epsilon_{36}) + 0.0006(\epsilon_9 + \epsilon_{13} + \epsilon_{35})
\end{aligned}$$

Summenkorrektur für die Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 406 \text{ keV}$

Im Folgendem sollen die Terme zur Summenkorrektur der Kernreaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ bei einer Energie von $E_p = 406 \text{ keV}$ berechnet werden. Als Grundlage wird wieder das vereinfachte Term-Schema von ^{28}Si benutzt (siehe Abbildung A.2).

$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, 406 keV, Termschema ^{28}Si

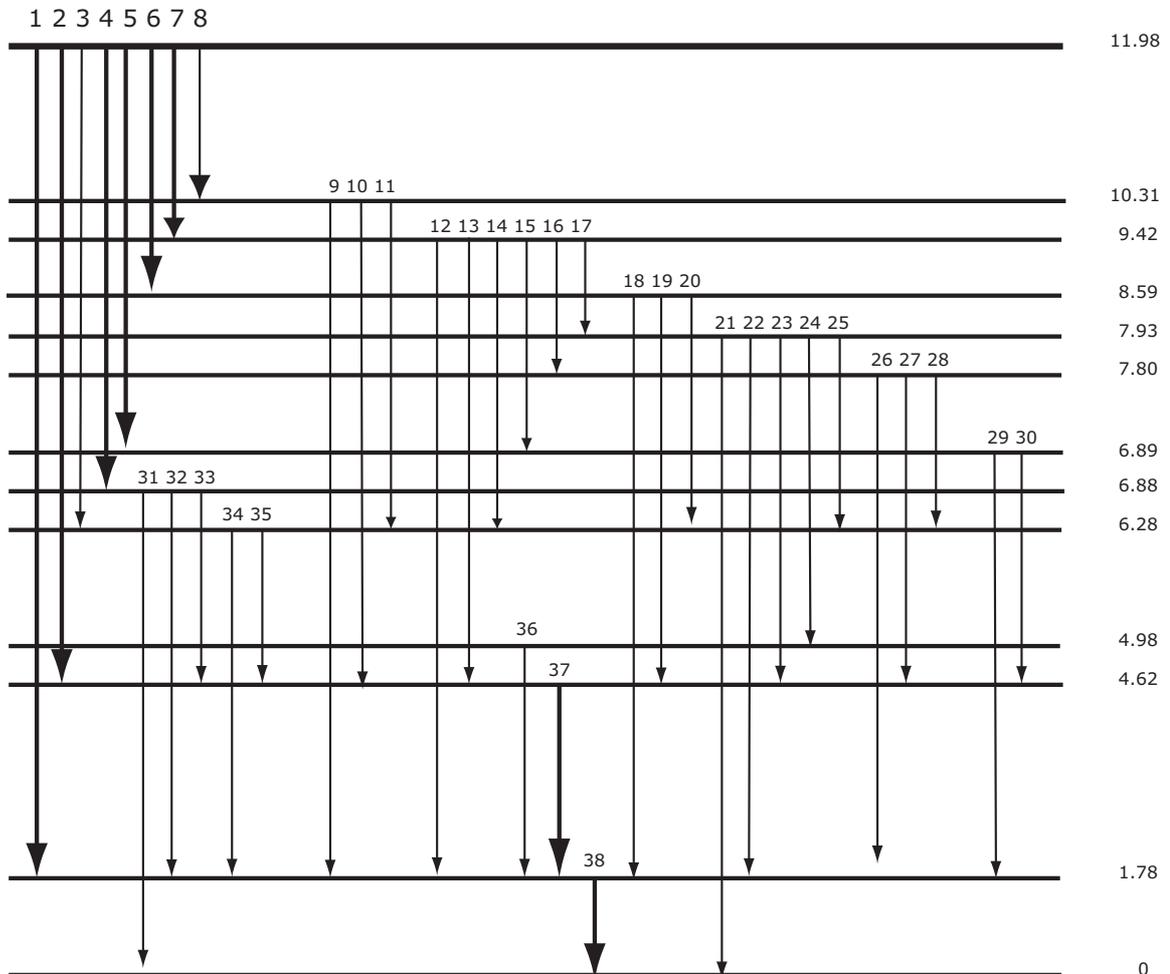


Abbildung A.2: Das vereinfachte Term-Schema von ^{28}Si bei $E_p = 406 \text{ keV}$.

Übergang 1, $11977 \text{ keV} \rightarrow 1778 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 10198 \text{ keV}$

$$c_1 = \left(\frac{I_1 I_{38}}{N_1} \right) \epsilon_{38}$$

$$= \epsilon_{38}$$

Übergang 2, 11977 keV \rightarrow 4618 keV, Peak bei $E_\gamma = 7360$ keV

$$\begin{aligned} c_2 &= \left(\frac{I_2 I_{37} I_{38}}{N_2} \right) (\epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\ &= \epsilon_{37} + \epsilon_{38} \end{aligned}$$

Übergang 4, 11977 keV \rightarrow 6878 keV, Peak bei $E_\gamma = 5099$ keV

$$\begin{aligned} c_4 &= \left(\frac{I_4 I_{31}}{N_4} \right) \epsilon_{31} + \left(\frac{I_4 I_{32} I_{38}}{N_4} \right) (\epsilon_{32} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_4 I_{33} I_{37} I_{38}}{N_4} \right) (\epsilon_{33} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\ &= 0.7\epsilon_{31} + 0.273 (\epsilon_{32} + \epsilon_{38}) + 0.027 (\epsilon_{33} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \end{aligned}$$

Übergang 5, 11977 keV \rightarrow 6888 keV, Peak bei $E_\gamma = 5089$ keV

$$\begin{aligned} c_5 &= \left(\frac{I_5 I_{29} I_{38}}{N_5} \right) (\epsilon_{29} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_5 I_{30} I_{37} I_{38}}{N_5} \right) (\epsilon_{30} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\ &= 0.9871 (\epsilon_{29} + \epsilon_{38}) + 0.0213 (\epsilon_{30} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \end{aligned}$$

Übergang 6, 11977 keV \rightarrow 8588 keV, Peak bei $E_\gamma = 3389$ keV

$$\begin{aligned} c_6 &= \left(\frac{I_6 I_{38}}{N_6} \right) (\epsilon_{18} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_6 I_{19} I_{37} I_{38}}{N_6} \right) (\epsilon_{19} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\ &+ \left(\frac{I_6 I_{20} I_{34} I_{38}}{N_6} \right) (\epsilon_{20} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_6 I_{20} I_{35} I_{37} I_{38}}{N_6} \right) (\epsilon_{20} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\ &= 0.887 (\epsilon_{18} + \epsilon_{38}) + 0.043 (\epsilon_{19} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + 0.0606 (\epsilon_{20} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) + 0.0081 (\epsilon_{20} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \end{aligned}$$

Übergang 7, 11977 keV \rightarrow 9417 keV, Peak bei $E_\gamma = 2560$ keV

$$\begin{aligned}
c_7 &= \left(\frac{I_7 I_{12} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{12} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{13} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{13} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{14} I_{34} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{14} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{14} I_{35} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{14} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{15} I_{29} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{15} + \epsilon_{29} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{15} I_{30} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{15} + \epsilon_{30} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{16} I_{28} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{16} I_{27} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{16} + \epsilon_{27} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{16} I_{28} I_{34} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{16} I_{28} I_{35} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{17} I_{21}}{N_7} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{21}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{17} I_{22} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{22} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{17} I_{23} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{23} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{17} I_{24} I_{36} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{24} + \epsilon_{36} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_7 I_{17} I_{25} I_{34} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_7 I_{17} I_{25} I_{35} I_{37} I_{38}}{N_7} \right) (\epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\
&= 0.3310 (\epsilon_{12} + \epsilon_{38}) + 0.361 (\epsilon_{13} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + 0.0273 (\epsilon_{14} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) + 0.0037 (\epsilon_{14} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.1846 (\epsilon_{15} + \epsilon_{29} + \epsilon_{38}) + 0.0024 (\epsilon_{15} + \epsilon_{30} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + 0.0366 (\epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.0007 (\epsilon_{16} + \epsilon_{27} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) + 0.0168 (\epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) + 0.0022 (\epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.0125 (\epsilon_{17} + \epsilon_{21}) + 0.0008 (\epsilon_{17} + \epsilon_{22} + \epsilon_{38}) + 0.0007 (\epsilon_{17} + \epsilon_{23} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.0006 (\epsilon_{17} + \epsilon_{24} + \epsilon_{36} + \epsilon_{38}) + 0.0004 (\epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{34} + \epsilon_{38}) + 0.00004 (\epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37} + \epsilon_{38})
\end{aligned}$$

Übergang 37, 4618 keV \rightarrow 1778 keV, Peak bei $E_\gamma = 2840$ keV

$$\begin{aligned}
c_{37} &= \left(\frac{I_{37}I_2I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_2 + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_{37}I_3I_{35}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_{37}I_4I_{33}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_{33} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_5I_{30}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_5 + \epsilon_{30} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_{37}I_6I_{19}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{19} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_6I_{20}I_{35}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{20} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_{37}I_7I_{13}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{13} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_7I_{16}I_{27}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{27} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_{37}I_7I_{16}I_{28}I_{35}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_7I_{14}I_{35}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{14} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_7I_{15}I_{30}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{15} + \epsilon_{30} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_7I_{17}I_{23}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{23} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_8I_{10}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{10} + \epsilon_{38}) + \left(\frac{I_{37}I_7I_{17}I_{25}I_{35}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) \\
&+ \left(\frac{I_{37}I_8I_{11}I_{25}I_{38}}{N_{37}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{11} + \epsilon_{25} + \epsilon_{38}) \\
&= 0.954961 (\epsilon_2 + \epsilon_{38}) + 0.002539 (\epsilon_3 + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) + 0.004430 (\epsilon_4 + \epsilon_{33} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.000989 (\epsilon_5 + \epsilon_{30} + \epsilon_{38}) + 0.003354 (\epsilon_6 + \epsilon_{19} + \epsilon_{38}) + 0.000635 (\epsilon_6 + \epsilon_{20} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.013595 (\epsilon_7 + \epsilon_{13} + \epsilon_{38}) + 0.000138 (\epsilon_7 + \epsilon_{14} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.000091 (\epsilon_7 + \epsilon_{15} + \epsilon_{30} + \epsilon_{38}) + 0.000028 (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{27} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.000085 (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) + 0.000027 (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{23} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.000002 (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{35} + \epsilon_{38}) + 0.012778 (\epsilon_8 + \epsilon_{10} + \epsilon_{38}) \\
&+ 0.006348 (\epsilon_8 + \epsilon_{11} + \epsilon_{25} + \epsilon_{38})
\end{aligned}$$

Übergang 38, 1778 keV \rightarrow 0 keV, Peak bei $E_\gamma = 1778$ keV

$$\begin{aligned}
c_{38} = & \left(\frac{I_{38}I_1}{N_{38}} \right) \epsilon_1 + \left(\frac{I_{38}I_2I_{37}}{N_{38}} \right) (\epsilon_2 + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_{38}I_3I_{34}}{N_{38}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{34}) + \left(\frac{I_3I_{35}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + \left(\frac{I_4I_{32}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_{32}) + \left(\frac{I_4I_{33}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_5I_{29}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_5 + \epsilon_{29}) \\
& + \left(\frac{I_5I_{30}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_5 + \epsilon_{30} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_6I_{18}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{18}) + \left(\frac{I_6I_{19}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{19} + \epsilon_{37}) \\
& + \left(\frac{I_6I_{20}I_{34}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{20} + \epsilon_{34}) + \left(\frac{I_6I_{20}I_{35}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_6 + \epsilon_{20} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{12}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{12}) + \left(\frac{I_7I_{13}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{13} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7I_{14}I_{34}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{14} + \epsilon_{34}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{14}I_{35}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{14} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7I_{15}I_{29}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{15} + \epsilon_{29}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{15}I_{30}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{15} + \epsilon_{30} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7I_{16}I_{26}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{26}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{16}I_{27}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{27} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7I_{16}I_{28}I_{34}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{34}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{16}I_{28}I_{35}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7I_{17}I_{22}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{22} + \epsilon_{37}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{17}I_{23}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{23} + \epsilon_{37}) + \left(\frac{I_7I_{17}I_{24}I_{36}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{24} + \epsilon_{36}) \\
& + \left(\frac{I_7I_{17}I_{25}I_{34}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{34}) + \left(\frac{I_7I_{17}I_{25}I_{35}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + \left(\frac{I_8I_9I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_9) + \left(\frac{I_8I_{10}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{10} + \epsilon_{37}) \\
& + \left(\frac{I_8I_{11}I_{34}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{11} + \epsilon_{35}) + \left(\frac{I_8I_{11}I_{35}I_{37}I_{38}}{N_{38}} \right) (\epsilon_8 + \epsilon_{11} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
= & 0.02430\epsilon_1 + 0.75000(\epsilon_2 + \epsilon_{37}) + 0.01491(\epsilon_3 + \epsilon_{34}) + 0.00199(\epsilon_3 + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.03518(\epsilon_4 + \epsilon_{32}) + 0.00348(\epsilon_4 + \epsilon_{33} + \epsilon_{37}) + 0.05943(\epsilon_5 + \epsilon_{29}) \\
& + 0.00078(\epsilon_5 + \epsilon_{30} + \epsilon_{37}) + 0.05434(\epsilon_6 + \epsilon_{18}) + 0.00263(\epsilon_6 + \epsilon_{19} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00373(\epsilon_6 + \epsilon_{20} + \epsilon_{34}) + 0.00050(\epsilon_6 + \epsilon_{20} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00979(\epsilon_7 + \epsilon_{12}) + 0.01068(\epsilon_7 + \epsilon_{13} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00081(\epsilon_7 + \epsilon_{14} + \epsilon_{34}) + 0.00011(\epsilon_7 + \epsilon_{14} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00546(\epsilon_7 + \epsilon_{15} + \epsilon_{29}) \\
& + 0.00007(\epsilon_7 + \epsilon_{15} + \epsilon_{30} + \epsilon_{37}) + 0.00108(\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{26}) \\
& + 0.00002(\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{27} + \epsilon_{37}) + 0.00050(\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{34}) \\
& + 0.00007(\epsilon_7 + \epsilon_{16} + \epsilon_{28} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) + 0.00002(\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{22} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00002(\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{23} + \epsilon_{37}) + 0.00002(\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{24} + \epsilon_{36}) \\
& + 0.00001(\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{34}) + 0.000001(\epsilon_7 + \epsilon_{17} + \epsilon_{25} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00201(\epsilon_8 + \epsilon_9) + 0.01004(\epsilon_8 + \epsilon_{10} + \epsilon_{37}) \\
& + 0.00708(\epsilon_8 + \epsilon_{11} + \epsilon_{35}) + 0.00095(\epsilon_8 + \epsilon_{11} + \epsilon_{35} + \epsilon_{37})
\end{aligned}$$

Summenkorrektur für die Kernreaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ bei $E_p = 1169 \text{ keV}$

Analog zur Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, werden hier im Folgenden die Summenkorrekturterme für die Reaktion $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ ($E_p = 1169 \text{ keV}$) berechnet (siehe Abbildung A.3):

Übergang 1, $3544 \text{ keV} \rightarrow 0 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 3544 \text{ keV}$

$$\begin{aligned} c_1 &= \left(\frac{I_1}{N_1} \right) \epsilon_1 \\ &= \epsilon_1 \end{aligned}$$

Übergang 2, $3544 \text{ keV} \rightarrow 331 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 3213 \text{ keV}$

$$\begin{aligned} c_2 &= \left(\frac{I_2 I_6}{N_2} \right) \epsilon_6 \\ &= \epsilon_6 \end{aligned}$$

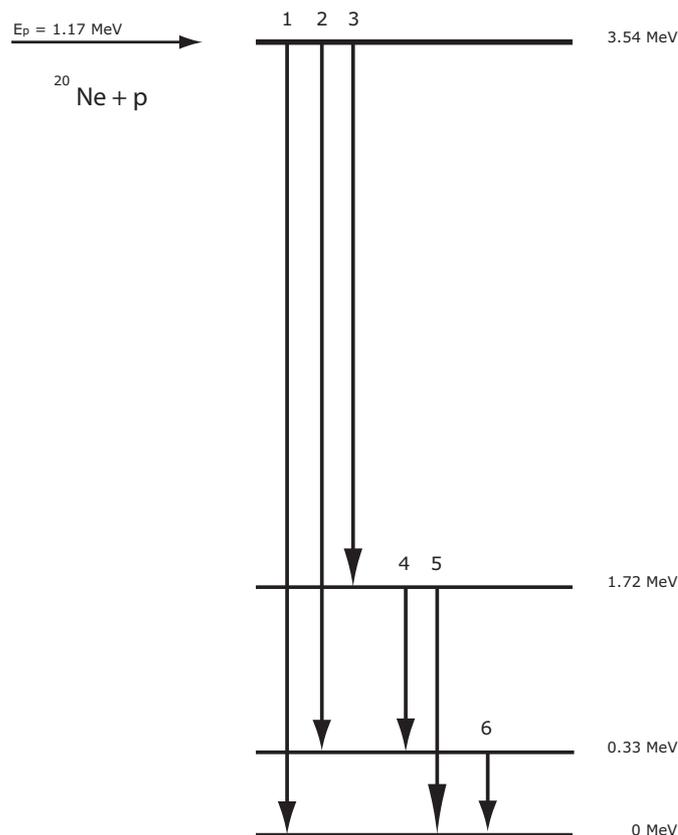


Abbildung A.3: Das vereinfachte Term-Schema von ^{21}Na .

Übergang 3, $3544 \text{ keV} \rightarrow 1716 \text{ keV}$, Peak bei $E_\gamma = 1828 \text{ keV}$

$$\begin{aligned}c_3 &= \left(\frac{I_3 I_4 I_6}{N_3} \right) (\epsilon_4 + \epsilon_6) \\ &= \epsilon_4 + \epsilon_6\end{aligned}$$

Übergang 4, 1716 keV \rightarrow 0 keV, Peak bei $E_\gamma = 1716$ keV

$$\begin{aligned}c_4 &= \left(\frac{I_3 I_4 I_6}{N_4} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_6) \\ &= \epsilon_4 + \epsilon_6\end{aligned}$$

Übergang 5, 1716 keV \rightarrow 331 keV, Peak bei $E_\gamma = 1385$ keV

$$\begin{aligned}c_5 &= \left(\frac{I_5 I_3}{N_3} \right) \epsilon_5 \\ &= \epsilon_5\end{aligned}$$

Übergang 6, 331 keV \rightarrow 0 keV, Peak bei $E_\gamma = 331$ keV

$$\begin{aligned}c_6 &= \left(\frac{I_2 I_6}{N_6} \right) \epsilon_2 + \left(\frac{I_3 I_4 I_6}{N_6} \right) (\epsilon_3 + \epsilon_4) \\ &= 0.8291 \epsilon_2 + 0.1709 (\epsilon_3 + \epsilon_4)\end{aligned}$$

Anhang B

Anhang

B.1 Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten

Im Folgendem soll die Methode zur Bestimmung der Massenabsorption dargestellt werden. Im Allgemeinen ist die Massenabsorption definiert als :

$$I/I_0 = e^{-(\mu/\rho)x} \quad (\text{B.1})$$

wobei μ/ρ als Massenabsorptionskoeffizient und x als Massendicke bezeichnet wird. Die Massendicke setzt sich aus der Dichte des betrachteten Materials ρ und der Dicke des Materials t zusammen.

$$x = \rho t \quad (\text{B.2})$$

Für das jeweils verwendete Element, aus welchem das Material zusammengesetzt ist, existieren Tabellen (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>), welche die Massenabsorptionskoeffizienten in einem Energiebereich bis zu 20 MeV enthalten. Leider sind die Energieintervalle in welchen die Massenabsorptionskoeffizienten aufgelistet sind, zu groß um eine akkurate Bestimmung der Massenabsorption zuzulassen. Aus diesem Anlass wurden die vorhandenen Werte aufgetragen und anschliessend die Werte in 10^6 Schritten gefittet (siehe Abbildungen B.1, B.2 und B.3).

Um die Gesamtabsorption zu bestimmen, wurden die Absorptionswerte der jeweiligen Elemente miteinander multipliziert.

Für das Ta-Backing ergibt sich

$$(I/I_0)_{gesamt}^{Ta} = \left(\frac{I}{I_0}\right)_{Pb} \left(\frac{I}{I_0}\right)_{Ta} \quad (\text{B.3})$$

bzw. für das Cu-Backing

$$(I/I_0)_{gesamt}^{Cu} = \left(\frac{I}{I_0}\right)_{Pb} \left(\frac{I}{I_0}\right)_{Cu} \quad (\text{B.4})$$

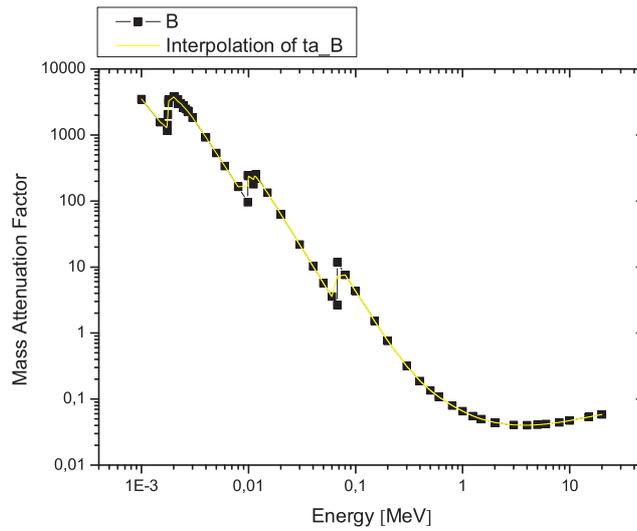


Abbildung B.1: Darstellung der angefitten Werte des Massenabsorptionskoeffizienten für Ta.

Tabelle B.1: Exemplarisch sind hier jeweils die Absorptionen für die radioaktiven Standardquellen aufgelistet. Eine Auflistung sämtlicher Absorptionskoeffizienten würde hier den Rahmen sprengen.

Quelle / Reaktion	E_{gamma} (keV)	$(I/I_0)_{\text{gesamt}}^{\text{Ta}}$	$(I/I_0)_{\text{gesamt}}^{\text{Cu}}$
^{60}Co	1173,228	0,8428	0,8190
	1332,492	0,8424	0,8328
^{133}Ba	276.4	0,2420	0,2760
	302.85	0,3129	0,3447
	356.01	0,4252	0,4501
	383.84	0,4763	0,4968
^{137}Cs	661.6	0,7167	n.b.

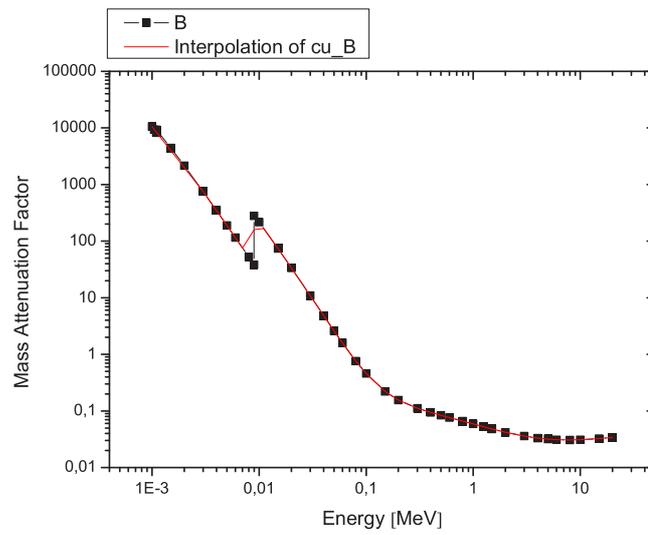


Abbildung B.2: Darstellung der angefitten Werte des Massenabsorptionskoeffizienten für Cu.

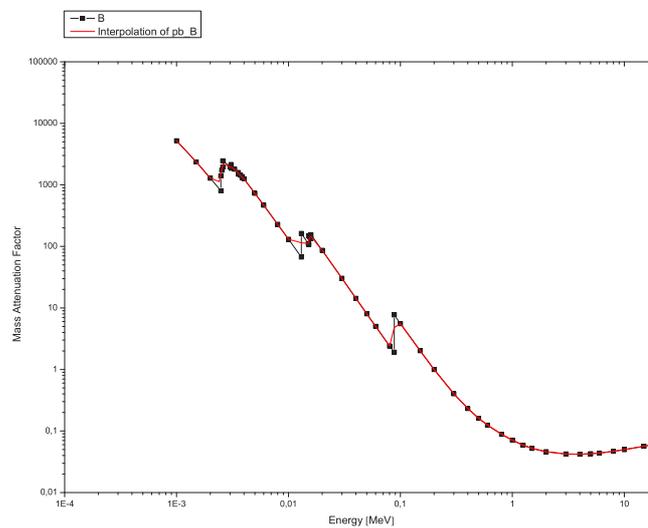


Abbildung B.3: Darstellung der angefitten Werte des Massenabsorptionskoeffizienten für Pb.

Literaturverzeichnis

- [1] Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A. and Hoyle F., 1957, Review of Modern Physics, 29, p. 547
- [2] Atkins R. d´E and Houtermans F.G., 1929, Zeitschrift für Physik, 54, p. 656
- [3] Bethe H.A., 1939, Physical Review, 55, p. 103 and p. 434
- [4] Weizsäcker C.F. von, 1937, Zeitschrift für Physik, 38, p. 176
- [5] Weizsäcker C.F. von, 1938, Zeitschrift für Physik, 39, p. 633
- [6] Rolfs C.E. and Rodney W.S., Cauldrons in the Cosmos, 1988, University of Chicago Press, Chicago and London
- [7] Rolfs C.E. , 1973, Nuclear Physics A, 217, p. 29
- [8] Rolfs C.E. and Rodney W.S., 1974, Astrophysical Journal, 194, L63
- [9] Rolfs C.E. and Rodney W.S., 1974, Nuclear Physics A, 227, p. 291
- [10] Wiescher M. , Görres J. and Schatz H., 1999, Nuclear Particle Physics, 25, R133
- [11] Woosley S.E., Heger A. and Weaver T.A., 2002, Reviews of Modern Physics, 74, p. 1015
- [12] Dayras R., Switkowski Z.E. and Woosley S.E., 1977, Nuclear Physics A, 279, p. 70.
- [13] Caughlan G.A. and Fowler W.A., 1988, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 40, p. 283
- [14] Seeger P.A., Fowler W.A. and Clayton D.D., 1965, Astrophysical Journal Supplement Series, 41, p. 121
- [15] Pignatari M. and Falahat S., unveröffentlichte Ergebnisse
- [16] Gallino R., Arlandini C., Busso M., Lugaro M., Travaglio C., Straniero O., Chieffi A. and Limongi M., 1998 Astrophysical Journal, 497, 388G
- [17] Kratz K.-L., Pfeiffer B., Cowan J.J. and Sneden C., 2004, New Astronomy Reviews, 48, p. 105
- [18] Cowan J.J. et al., 1999, Astrophysical Journal, 521, p.194

- [19] Pfeiffer B., Kratz K.-L., Thielemann F.-K. and Walters W.B., 2001, Nuclear Physics A, 693, p.282
- [20] Kratz K.-L., Möller P., Pfeiffer B. and Thielemann F.-K., 2000, Origin of the Elements in the Solar System : Implications of Post-1957 Observations, Kluwer Academic/Plenum Publishers
- [21] Farouqi K., Promotionsarbeit, Astrophysikalische Bedingungen für einen r-Prozess im Hoch-Entropie-Wind von Typ II Supernovae, 2005, Johannes Gutenberg Universität Mainz,
- [22] Kratz K.-L., Bitouzet J.P., Thielemann F.-K., Möller P. and Pfeiffer B. , 1993, Astrophysical Journal, 403, p.216
- [23] Kratz K.-L., Pfeiffer B., Arndt O., Hennrich S. and Wöhr A., 2005, European Physical Journal A, 25, s01, p. 633
- [24] Truran J. W. and Cameron A. G. W., 1972, Astrophysical Journal, 171, p. 89
- [25] Arnould M. and Goriely S., 2003, Physics Reports, 384, p.1
- [26] Wallace R. K. and Woosley S. E., 1981, Astrophysical Journal Supplement Series, 45, 389
- [27] Schatz H., Promotionsarbeit, Wasserstoffbrennen unter extremen Temperatur- und Dichtebedingungen, 1998, Forschungszentrum Karlsruhe
- [28] Schatz H. et al., Physics Reports 294 (1998), 167-263
- [29] José J., Coc A. and Hernanz M., 1999, Astrophysical Journal, 520, p. 347
- [30] Rowland C., Iliadis C., Champagne A.E., Fox C., José J. and Runkle R., 2004, Astrophysical Journal, 615, L37
- [31] Tanner N., 1959, Physical Review, 114, p. 1060
- [32] Rolfs C.E., Rodney W.S., Shapiro M.H. and Winkler H., 1975, Nuclear Physics A, 241, p. 460
- [33] Stech E., Ph. D. Dissertation, The Astrophysical Impact of the $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ Reaction, University of Notre Dame, USA
- [34] <http://de.wikipedia.org/>
- [35] Knoll G., Radiation Detection and Measurement, 3rd edition, 2000, Wiley
- [36] Leo W.R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach, 2nd Rev edition, 1994, Springer
- [37] Bellamy E.H. et al., 1967, Physical Review, 164(2), p. 417
- [38] Antilla et al., Nuclear Instruments and Methods, 1977, 147, p. 501
- [39] Meyer et al., Nuclear Physics A, 1975, 250, p. 235
- [40] Endt et al., Nuclear Physics A, 1990, 510, p. 209

- [41] Debertin K. und Helmer R.G. , Gamma- and X-Ray spectrometry with semiconductor detectors, 1988, North-Holland
- [42] Semkow et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1990, A290, p.437

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Gottfried Münzenberg möchte ich für die ausgezeichnete Betreuung während der Anfertigung dieser Diplomarbeit danken.

Weiterhin möchte ich an dieser Stelle den Herren Prof. Dr. K.-L. Kratz ¹, Prof. Dr. M. Wiescher ² und Prof. Dr. J. Görres ² danken, welche mir ermöglicht haben, diese Diplomarbeit und die zugehörigen Experimente am Nuclear Structure Laboratory der University of Notre Dame durchzuführen.

Herausheben möchte ich insbesondere die Unterstützung durch Herrn Prof. Dr. J. Görres und Herrn Dr. E. Stech, welche durch Ihre Geduld und Ihren Rat mir jederzeit hilfreich zur Seite gestanden haben.

Ebenso danke ich dem wissenschaftlich-technischen Personal des Nuclear Structure Laboratory unter Leitung von Herrn Prof. Dr. L. O. Lamm, welches die Teilchenbeschleuniger und die notwendige technische Ausrüstung gewartet und teilweise mitkonstruiert hat.

Finanziell wurde die vorliegende Diplomarbeit von der Helmholtz-Forschungsgruppe VI-STARS (Virtuelles Institut der Struktur der Kerne und nuklearer Astrophysik), JINA (Joint Institute of Nuclear Astrophysics) und der University of Notre Dame du Lac, Indiana, USA unterstützt.

Den Herren Timo Griesel, Shawn O´Brien, Florian Schertz, Ruben Kessler und Paul James IV LeBlanc sei für die wunderbare Zeit während der Erstellung dieser Diplomarbeit gedankt.

Als Letztes möchte noch meinen Eltern und meinem Bruder danken, ohne deren moralische Unterstützung ich diese Diplomarbeit nicht hätte durchführen können.

¹Institut für Kernchemie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, D-55128 Mainz

²Department of Physics, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA