

universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

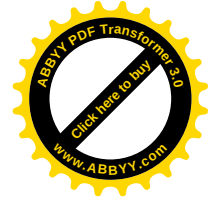
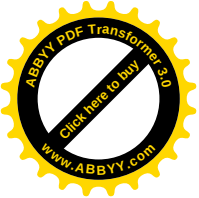
Anregungsfunktionen beim Beschuss von ^{27}Al mit ^9Be

angestrebter akademischer Grad

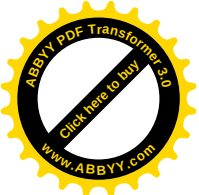
Magister/Magistra der Naturwissenschaften (Mag. rer.nat.)

Verfasserin / Verfasser:	Patrik Törnström
Matrikel-Nummer:	0004763
Studienrichtung (lt. Studienblatt):	A 411
Betreuerin / Betreuer:	Ao. Univ. Prof. Mag. Dr. Harry Friedmann

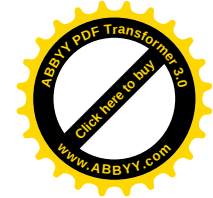
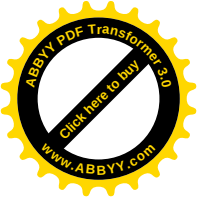
Wien, am 10.08.2009



1) Einleitung.....	4
1.1) Zusammenfassung	4
1.2) Die Berechnung der Reaktionsquerschnitte.....	5
2) VERA – Vienna Environmental Research Accelerator	8
2.1) Beryllium als Projektil im Tandembeschleuniger	8
2.2) Die Cäsium-Ionenquelle	10
2.3) Energie- und Massenfilter.....	11
2.3.1) Energiefilter.....	11
2.3.2) Massenfilter.....	12
2.4) Der Tandembeschleuniger	13
2.4.1) Das Terminal	13
2.4.2) Der Strippingprozess.....	15
2.5) Der Analysiermagnet.....	16
2.6) Das Aluminiumtarget	16
2.6.1) Target und Flächendichte der ^{27}Al -Atome	16
2.6.2) Die Targethalterung	18
3) Die Aufnahme der Gammaspektren.....	19
3.1) Der HPGe-Detektor (High Purity Germanium Detector).....	19
3.1.1) Funktionsweise	19
3.1.2) Wechselwirkung von Photonen mit Materie	20
3.1.3) Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors.....	21
3.1.3.1) Relative Nachweiswahrscheinlichkeit	21
3.2) Der Messaufbau.....	32
4) Bestimmung der Reaktionsquerschnitte	34
4.1) Der Replay-Modus	34
4.2) Zählratenkorrekturen	34
4.2.1) Die Stromkorrektur.....	34
4.2.1.1) Der Einfluss der Stromschwankung auf die Zählraten verzögerter γ -Quanten.....	35
4.2.1.2) Der Einfluss der Stromschwankung auf die Zählraten prompter γ -Quanten	37
4.2.2) Die Zeitkorrektur	38
4.3) Kinematische Betrachtungen	40
4.3.1) Coulombbarriere und Tunneleffekt	40
4.3.2) Die Übertragung von Anregungsenergie	42
4.4) Spezielle Reaktionsquerschnitte.....	44
4.4.1) ^{28}Al	44
4.4.2) Promptes und verzögertes ^{34}Cl	52
4.4.2.1) Promptes ^{34}Cl	52
4.4.2.1.1) Das 461,00 keV-Niveau	54
4.4.2.1.2) Das 665,54 keV-Niveau	58
4.4.2.2) Verzögertes ^{34}Cl	61



4.4.2.2.1)	Die Überprüfung mit der 146,4 keV-Linie	65
4.4.2.3)	Gesamter Reaktionsquerschnitt für die Bildung von ^{34}Cl	67
4.4.3)	^{30}P	68
4.4.4)	^{34}S	75
4.4.4.1)	Der Einfluss von $^{34}\text{Cl}^m$ auf die gemessenen Zählraten im ^{34}S -Spektrum	76
4.4.4.2)	Bestimmung der Bildungswahrscheinlichkeiten der ersten beiden Anregungszustände	77
4.4.4.2.1)	Die 1176,63keV-Linie	77
4.4.4.2.2)	Die 2127,56keV-Linie	79
4.4.4.3)	Die Bestimmung der Reaktionsquerschnitte	82
4.4.4.4)	Die Überprüfung der Bildungswahrscheinlichkeit des 2. Niveaus mit der 3303,21keV-Linie	84
5)	Energieverluste der Projektile im Targetmaterial und die Erstellung der Anregungsfunktionen	87
5.1)	Abbremsung von Ionen in Materie	87
5.1.1)	Allgemeine Betrachtungen	87
5.1.1.1)	Elektronische Abbremsung	87
5.1.1.2)	Nukleare Abbremsung	88
5.1.2)	Energieverluste der Be-Ionen im Aluminium-Target	89
5.2)	Auswirkung der Abbremsung auf die Anregungsfunktionen	93
5.2.1)	Methode zur Errechnung der repräsentativen Energien der Reaktionsquerschnitte	93
5.2.2)	Anwendung auf die untersuchten Reaktionen	94
5.2.2.1)	Die ^{28}Al -Anregungsfunktion	94
5.2.2.2)	Die ^{34}Cl -Anregungsfunktion	97
5.2.2.3)	Die ^{30}P -Anregungsfunktion	100
5.2.2.4)	Die ^{34}S -Anregungsfunktion	101
6)	Diskussion	104
7)	Quellenangabe	106
8)	Danksagung	109
9)	Cirriculum Vitae	110



1) Einleitung

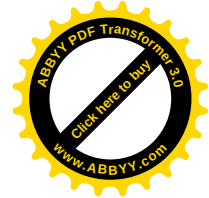
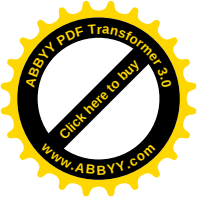
1.1) Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung von Anregungsfunktionen, aus dem Beschuss von ^{27}Al mit ^9Be . Diese Anregungsfunktionen geben das Verhalten der einzelnen Reaktionsquerschnitte als Funktion der Projektilenergie wieder. Ähnliche Untersuchungen wurden bereits von G.V. Marti *et al.* [1] und E. de Babara *et al.* [2] am Tandarbeschleuniger in Buenos Aires gemacht, die den totalen Fusionsquerschnitt von $^{27}\text{Al} + ^9\text{Be}$ für Energien zwischen 12 und 25 MeV im Laborsystem bestimmt haben. Die Coulombbarriere dieser Reaktion liegt bei etwa 11 MeV, und die Anregungsfunktion der totalen Fusion konnte um und über dieser Barriere bestimmt werden.

Die Beschleunigeranlage VERA (Vienna Environmental Research Accelerator) eignet sich ausgezeichnet für die Erzeugung von Be-Ionenstrahlen bis etwa 13 MeV. Das Ziel dieser Arbeit war es, die Anregungsfunktion Kernreaktionen bei Energien um und unter 12 MeV zu untersuchen und Rückschlüsse auf die totale Fusion zu ziehen.

Marti *et al.* verwendeten zum Nachweis der Reaktionsprodukte eine TOF-Detektoranordnung (Time of Flight Detector) mit MCP-Detektoren (Micro Channel Plate Detector) die auch eine Energiebestimmung zuließen. In der vorliegenden Arbeit wurden die Reaktionsprodukte über ihre Gammaaktivität identifiziert. Reaktionen, die zu keinen gammaaktiven Kernen führten, konnten demnach nicht nachgewiesen werden. Zu den gut nachweisbaren Kernen gehört beispielsweise das durch Transfer des äußerst lose gebundenen Neutrons ($E_{\text{bind.}} \approx 1,63\text{MeV}$) vom ^9Be auf ^{27}Al entstandene Aluminiumisotop mit der Massenzahl 28 ($^9\text{Be} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^8\text{Be} + ^{28}\text{Al}$). Dieser Neutronentransfer konnte ab einer Projektilenergie von 5 MeV beobachtet werden.

Des Weiteren konnten auch Photonen nachgewiesen werden, die auf eine totale Fusion des Berylliumatoms mit dem Aluminiumatom schließen ließen. Der Compoundkern dieser Reaktion ist ^{36}Cl . Dieser ist jedoch so hoch angeregt, dass er auch durch Abdampfen von Nukleonen Energie abgibt. Beispielsweise konnten spezifische Photonen von ^{34}Cl nachgewiesen werden, aber auch Gammaquanten von ^{34}S oder ^{30}P . Dieser Umstand machte die Bestimmung des totalen Fusionsquerschnittes äußerst schwierig, da nicht davon ausgegangen werden kann, dass alle über den Compoundkern entstandenen Kerne gammaaktiv sind.



1.2) Die Berechnung der Reaktionsquerschnitte

Die beim Beschuss von ^{27}Al mit ^9Be entstandenen Reaktionsprodukte wurden durch die dabei emittierten Photonen identifiziert. Der Nachweis erfolgte mittels eines HP Ge-Detektors.

Die beobachteten Photonen können entweder aus dem Zerfall eines nachgebildeten Kerns (verzögerte γ) oder aus einem, durch eine Kernreaktion direkt gebildeten Nuklid (prompte γ) stammen.

a) Nachgebildete Kerne:

Der Zusammenhang zwischen der Aktivität $A(t)$ zum Zeitpunkt t und der Zahl der erzeugten und zur Zeit t vorhandenen Kerne $N(t)$ lautet (λ ...Zerfallskonstante)

$$A(t) = \lambda \cdot N(t) \quad (1.1)$$

Da nicht jedes Photon von dem Ge-Detektor erfasst wird und zudem diese Photonen nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit p_γ pro Zerfall auftreten, besteht folgender Zusammenhang zwischen der gemessenen Zählrate $Z_v(t)$ und der Aktivität:

$$Z_v(t) = A(t) \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma) \quad (1.2)$$

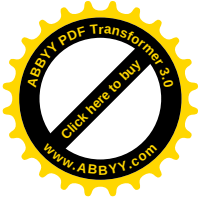
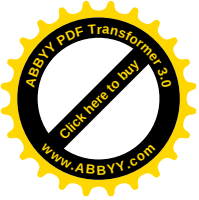
Dabei stellt $\varepsilon(E_\gamma)$ die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für Photonen dar.

Die Anzahl der erzeugten Kerne kann in der für uns zweckmäßigen Form

$$N = \sigma \cdot \alpha_{\text{eff}}(t) \cdot n_{\text{Al}} \quad (1.3)$$

geschrieben werden, wobei n_{Al} die Anzahl der Atome pro Fläche des Aluminiumtargets symbolisiert.

Der Ausdruck



$$\alpha_{\text{eff}}(t) = \int_0^t dt' \cdot \alpha(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t')) \quad (1.4)$$

steht für die Anzahl der nachgebildeten Kerne, welche zum Zeitpunkt t effektiv für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt werden muss, wobei $\alpha(t')$ die Anzahl der zu der Zeit t' eintreffenden Ionen pro Sekunde entspricht.

Aus den Gleichungen (1.1), (1.2) und (1.3) folgt

$$Z_v(t) = \lambda \cdot n_{Al} \cdot \sigma \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot \alpha_{\text{eff}}(t), \quad (1.5)$$

beziehungsweise:

$$\frac{Z_v(t)}{\alpha_{\text{eff}}(t)} = C_v = \lambda \cdot n_{Al} \cdot \sigma \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma). \quad (1.6)$$

Durch die Normierung der Zählrate mit $\alpha_{\text{eff}}(t)$ kann also eine Konstante C_v gewonnen werden, die den gesuchten Reaktionsquerschnitt beinhaltet.

b) Prompt gebildete Kerne:

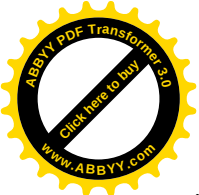
Die Emission eines Photons durch Abregung eines direkt erzeugten Kernes in ein niedrigeres Niveau erfolgt quasi prompt (im Femto- bzw. Pikosekundenbereich). Die prompte Zählrate $Z_p(t)$ ist somit direkt proportional zu $\alpha(t)$:

$$Z_p(t) = C_p \cdot \alpha(t). \quad (1.7)$$

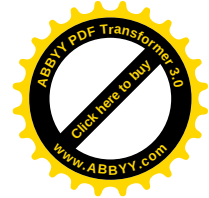
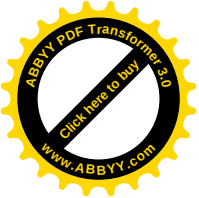
Analog zu Gleichung (1.6) ergibt sich wieder eine zeitunabhängige Größe, die sich folgendermaßen darstellt

$$C_p = n_{Al} \cdot \sigma \cdot \varepsilon(E_\gamma). \quad (1.8)$$

Da die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Anregungszustände der nach den Kernreaktionen entstehenden Kerne nicht bekannt ist, kann nur über die Summe der Häufigkeiten ihrer γ -



Übergänge auf den Reaktionsquerschnitt geschlossen werden. Zur Berechnung von C_p müssen daher die Bildungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Niveaus $n_{Al} \cdot \sigma_i$ berücksichtigt werden (σ_i ... Querschnitt zum i-ten Niveau).



2) VERA – Vienna Environmental Research Accelerator

Der VERA-Beschleuniger (Abbildung 2.1) wurde Ende 1995 in Betrieb genommen (Kutschera *et al.* 1997 [3], Priller *et al.* 1997 [4]) und wird hauptsächlich für massenspektroskopische Untersuchungen verwendet, wie etwa zur Bestimmung des Isotopenverhältnisses von ^{14}C zu ^{12}C (Altersbestimmung nach der ^{14}C -Methode). Andere erfolgreich gemessene Isotope sind unter anderem ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{41}Ca , ^{55}Fe , ^{129}I , ^{182}Hf , ^{210}Pb , ^{236}U , ^{244}Pu (Peter Steier *et al.* 2004 [5] und 2005 [6]).

Die VERA-Anlage ist ein Tandembeschleuniger der Firma National Electrostatics Corporation (NEC). Das angefügte Wort „Tandem“ soll andeuten, dass die vorerst negativen Ionen in Richtung einer positiven Hochspannung beschleunigt werden, ihnen dort durch diverse Stoßvorgänge Elektronen abgestreift werden und die nunmehr positiv geladenen Ionen einen zweiten Energiegewinn erfahren, indem sie von der Terminalhochspannung weg gegen das Erdpotential beschleunigt werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Beschleuniger genutzt, um Wirkungsquerschnitte bestimmter Kernreaktionen als Funktion der Energie zu untersuchen.

2.1) Beryllium als Projektil im Tandembeschleuniger

Für den Tandembeschleuniger müssen negative Ionen produziert werden. Das elementare Beryllium hat aber wegen seiner Elektronenkonfiguration ($[\text{He}]2s^2$) eine positive Elektronenaffinität von ca. $240 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ [7] (in der hier verwendeten Vorzeichen-Konvention bedeutet dies, dass Energie aufgebracht werden müsste, um negative Be-Ionen zu erzeugen) und kann daher nicht als Projektil in einem Tandembeschleuniger verwendet werden. Deshalb wird BeO verwendet, welches eine negative Elektronenaffinität aufweist.

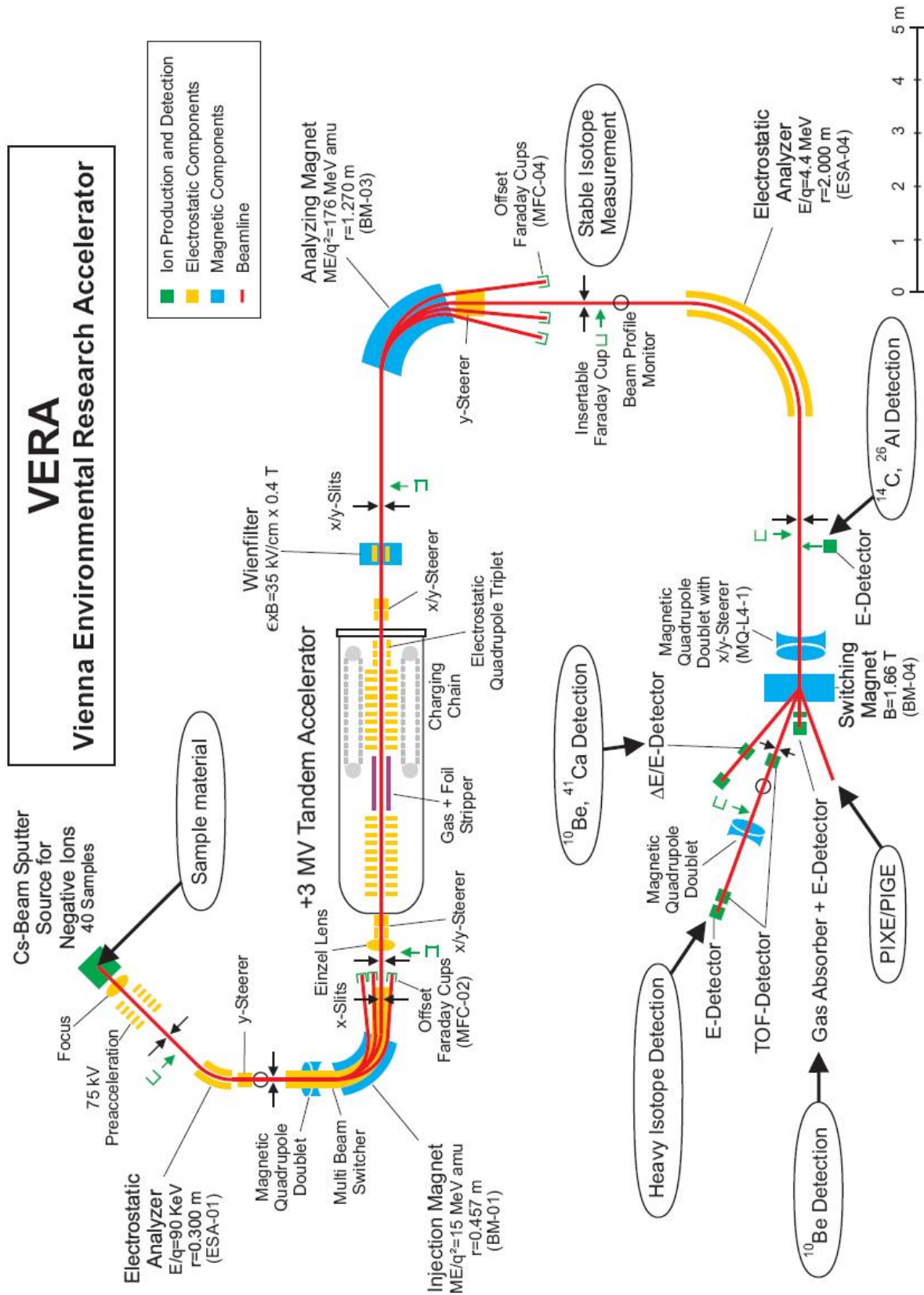


Abbildung 2.1: Aufbau des VERA-Beschleunigers (Vockenhuber 2004 [8]).

2.2) Die Cäsium-Ionenquelle

Die Ionenquelle der VERA vom Typ SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering), wurde von der Firma NEC hergestellt. Der Aufbau dieser Quelle ist Abbildung (2.2) zu entnehmen:

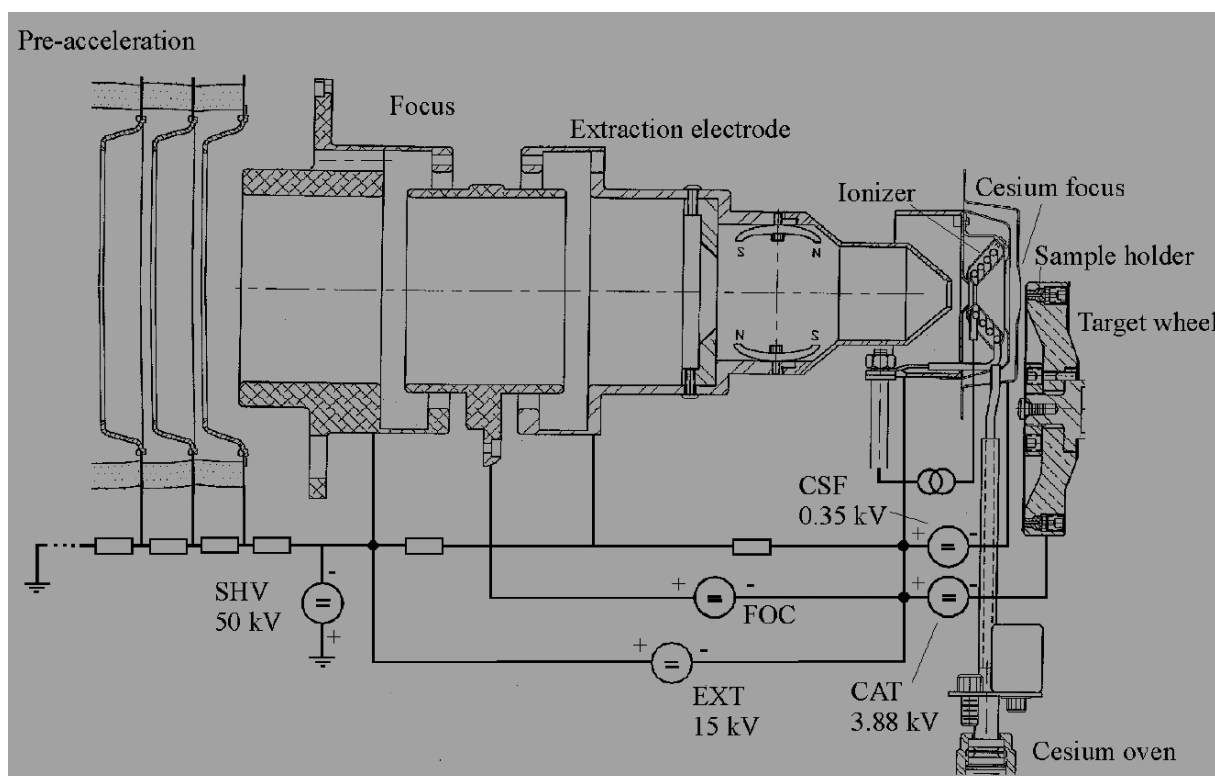
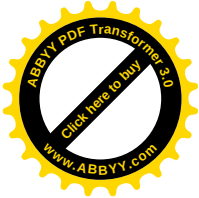
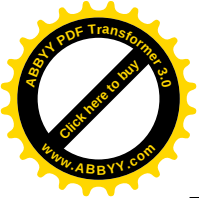


Abbildung 2.2: Aufbau der Ionenquelle.

Durch Erhitzung des Cäsium-Ofens auf eine Betriebstemperatur von etwa 130°C wird Cäsium verdampft und zum Ionisator geleitet. Der Ionisator besitzt eine elektrisch aufgeheizte Tantaloberfläche mit einer Betriebstemperatur von etwa 1000°C. Cäsium (Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}]6s^1$) bildet dort einfach geladene Kationen aus, welche in Richtung der die Probe ummantelnden Kathode (3 bis 5 kV) beschleunigt werden. Der Cs-Ionenstrahl wird direkt auf die Probe fokussiert, wo ein Teil des Cäsiums an der Oberfläche der Probe kondensiert und durch Aufnahme eines Elektrons aus dem Probenmaterial wieder in einen elektrisch neutralen Zustand übergeht. Ein anderer Teil dringt in die Probe ein und löst dabei durch Stoßvorgänge Fragmente aus der Probe. Beim Durchtreten der äußersten Schicht gibt das dort kondensierte Cäsium Elektronen an diese Fragmente ab. Dank der günstigen Elektronenkonfiguration ist Cäsium also in der Lage sowohl als Ionenstrahl, als auch als Elektronendonator zu fungieren.



Durch die Öffnung im Ionisator gelangen die so erzeugten negativen BeO-Ionen zuerst zu den Extraktor-Elektroden, wo sie eine Potentialdifferenz von 15kV durchlaufen. Die nahe den Extraktor-Elektroden gelegenen Permanentmagneten sind so eingestellt, dass sie stark genug sind, um die mitabgedampften Elektronen abzuleiten, den Ionenstrahl jedoch kaum beeinflussen. Eine weitere Potentialdifferenz von 50kV sorgt für die restliche Vorbeschleunigung. Insgesamt haben die negativen BeO-Ionen in der Ionenquelle also eine Potentialdifferenz von etwa 70kV durchlaufen.

2.3) Energie- und Massenfilter

Um einen möglichst „reinen“ Ionenstrahl zu erhalten, müssen Verunreinigungen, sprich andere Ionen, aus dem Strahl gefiltert werden. Dies geschieht durch Ablenkung der geladenen Teilchen in magnetischen und elektrischen Feldern.

Die ablenkende Kraft, die auf die Ionen wirkt, ist die Lorentzkraft F_L :

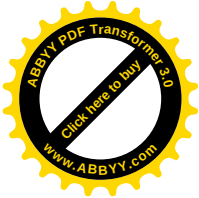
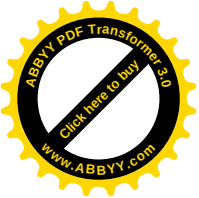
$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{2.1}$$

mit

- q Ladung
- $\vec{E}$ elektrische Feldstärke
- $\vec{v}$ Geschwindigkeit der Ionen
- $\vec{B}$ magnetische Feldstärke

2.3.1) Energiefilter

Nachdem die Ionen die Ionenquelle verlassen haben, treffen sie auf den **45° elektrostatischen Analysator**. In diesem Analyseelement wird zwischen zwei sphärischen Platten ein elektrisches Feld aufgebaut. Das Feld ist so ausgerichtet, dass es keine vertikalen Anteile besitzt und genau diejenigen Ionen um 45° ablenkt, die in der Sollbahn, mit Radius δ , bleiben. Nach Gleichung (2.1) ist der Betrag der ablenkenden Kraft gleich $q \cdot E$. Für Ionen, welche die Sollbahn durchlaufen, muss diese Kraft gleich der Zentripetalkraft



$$F_{zp} = \frac{Mv^2}{\delta} \quad (2.2)$$

sein, wobei M die Masse des BeO-Ions darstellt. Durch Auflösen dieser Bedingung und durch Einsetzen der kinetischen Energie $T = \frac{Mv^2}{2}$ folgt:

$$E \cdot \delta = \frac{2 \cdot T}{q} = \Omega_{elek.} \quad (2.3)$$

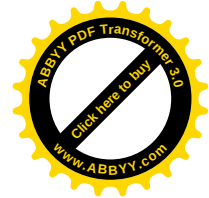
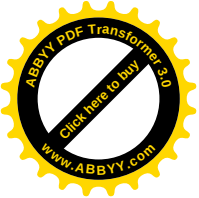
In Gleichung (2.3) sind die äußeren Parameter wie der Radius der Sollbahn und die elektrische Feldstärke auf eine Seite gebracht worden. Das Verhältnis $\frac{2 \cdot T}{q}$ muss diesen Parametern entsprechen um auf der Sollbahn zu bleiben, weshalb dieses Verhältnis auch als **elektrische Steifigkeit** $\Omega_{elek.}$ bezeichnet wird. Da die Elektronenaffinität für 2-fach negativ geladene Ionen immer positiv ist, werden diese nicht stabil sein. q hat also auf der Niederenergieseite immer den Wert $-e$, wobei e die Elementarladung darstellt.

Im elektrostatischen Analysator werden also die Ionen nach der Energie aussortiert.

2.3.2) Massenfiter

Hinter dem Energiefilter treffen BeO-Ionen auf den **90°-Injektormagnet**. Dabei durchlaufen sie ein vertikal ausgerichtetes Magnetfeld. Aus Gleichung (2.1) folgt, dass die ablenkende Kraft eine Richtung in der horizontalen Ebene einnimmt. Für die Sollbahn kann, wie schon bei dem Energiefilter, die Bedingung Lorentzkraft ist gleich Zentripetalkraft angewendet werden. Da der Geschwindigkeitsvektor der Ionen normal zum Magnetfeld steht, kann Gleichung (2.1), dem Betrage nach, zu $F_L = B \cdot q \cdot v$ zusammengefasst werden. Durch Gleichstellung dieses Ausdrucks mit der Zentripetalkraft und Zusammenfassung der äußeren Parameter auf eine Seite der Gleichung, kann folgende Relation erhalten werden:

$$B \cdot \delta = \sqrt{\frac{2 \cdot T \cdot M}{q^2}} = \Omega_{mag.} \quad (2.4)$$



Ω_{mag} wird als **magnetische Steifigkeit** bezeichnet. Wie oben erwähnt, ist der Ladungszustand der Ionen in Einheiten der Elementarladung stets -1 . Da die Energie schon gefiltert ist, wirkt der Injektormagnet folglich als Massenfilter. Stets findet man neben den gewünschten BeO auch andere Moleküle mit der gleichen Masse im Ionenstrahl (z.B. $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$). Die Entfernung dieser unerwünschten Ionen erfolgt im Tandembeschleuniger.

2.4) Der Tandembeschleuniger

2.4.1) Das Terminal

Das Terminal ist das Herzstück des Tandembeschleunigers. Mit Hilfe eines Pelletrons der Firma National Electrostatics Corporation (NEC) (Modell: 9SDH-2) können positive Terminalspannungen von bis zu maximal 3,6 MV (Nennspannung 3 MV) hergestellt werden. Abbildung (2.3) skizziert die Funktionsweise eines Pelletrons. Die Aufladung des Terminalmantels erfolgt über zwei Metallketten, deren einzelne Glieder (sogenannten Pellets) gegeneinander isoliert sind. Über dem geerdeten Antriebsrad befindet sich die negativ geladene Induktoelektrode. Die einzelnen Pellets berühren das Antriebsrad, kommen jedoch nicht in Kontakt mit der Elektrode. Gelangt nun ein Pellet zwischen Elektrode und Antriebsrad, so kommt es auf Grund der Influenz zu einer Ladungsverschiebung. Negative Ladungen fließen über das geerdete Antriebsrad ab, und die nunmehr positiven Pellets bewegen sich in Richtung Terminallaufgrad, welches seinerseits mit dem Terminalmantel verbunden ist. Hat das Pellet das Terminallaufgrad erreicht, treten diese miteinander in Berührung, wodurch sich die positiven Ladungen auf der äußeren Schicht des Mantels ansammeln. Diese positiv geladene Ummantelung bildet kein inneres elektrisches Feld, weshalb unentwegt Ladungen nachfließen können. Um sicher zu stellen, dass alle positiven Ladungsträger auf das Terminallaufgrad gelangen, ist dort noch eine zweite, diesmal positive Induktoelektrode eingebaut.

Mit der so gewonnen Hochspannung soll ein möglichst homogenes elektrisches Feld aufgebaut werden. Deshalb wird die Spannung mit einem Spannungsteiler auf je 120 Elektroden vor und nach dem Terminal aufgeteilt, was in Abbildung (2.4) veranschaulicht ist.

In der ersten Hälfte zwischen zwei Elektroden sind die Feldlinien nach innen gekrümmt und in der zweiten Hälfte nach außen. Da die Ionen zwischen den Elektroden beschleunigt werden, sind sie den nach außen verlaufenden Feldlinien eine kürzere Zeit ausgesetzt, weshalb der Ionenstrahl beim Durchlaufen der Hochspannung noch zusätzlich fokussiert wird.

Um die Durchschlagsfestigkeit im Tandembeschleuniger zu erhöhen wird der Bereich zwischen Strahlrohr und Tankwand mit Schwefelhexafluorid (SF_6) gefüllt. SF_6 hat eine hohe Ionisierungsenergie und ist, da Fluor das elektronegativste Element ist, ausgezeichnet dazu geeignet freie Elektronen zu binden. Die Durchschlagsfestigkeit kann so gegenüber jener der Luft um etwa einen Faktor 3 erhöht werden.

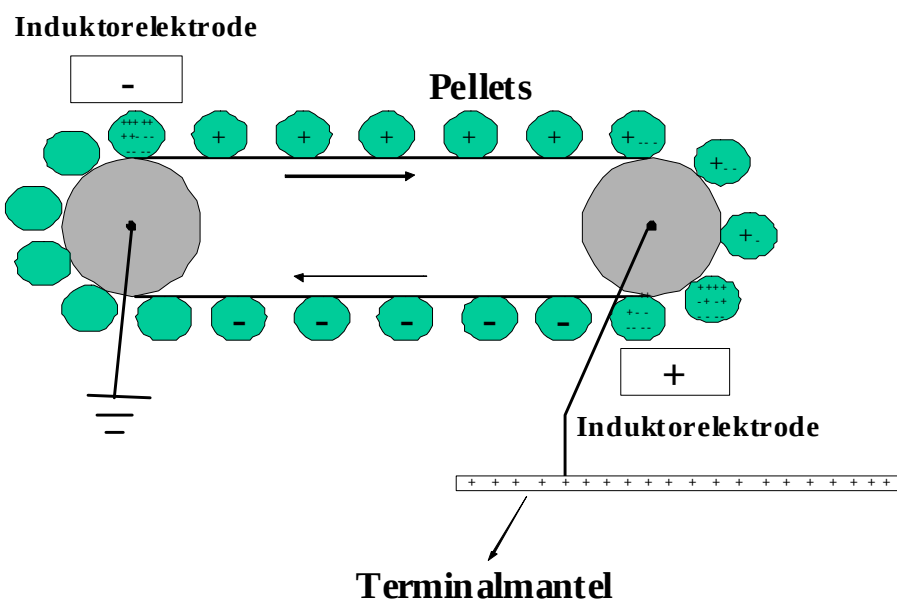


Abbildung 2.3: Prinzip des Pelletrons.

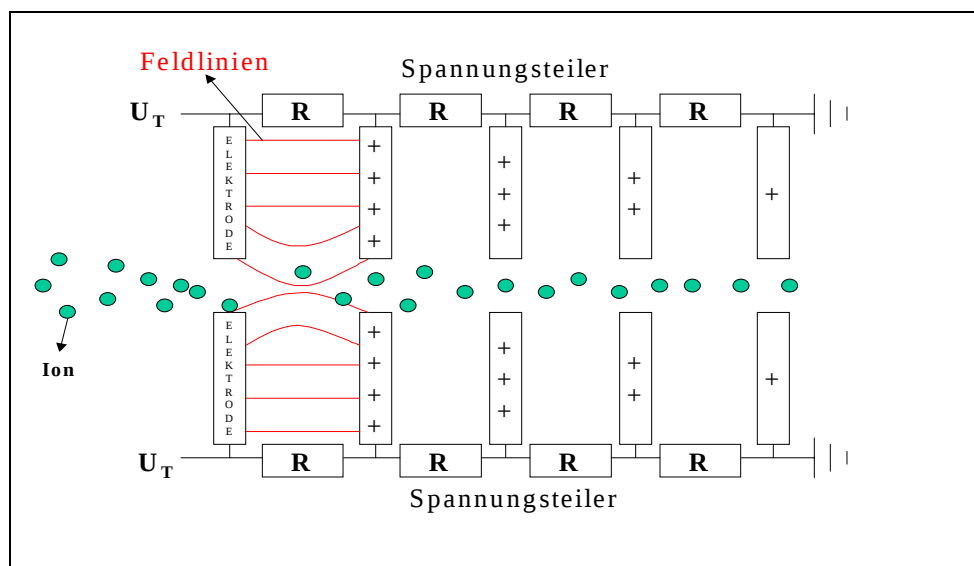
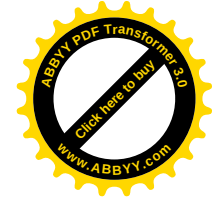
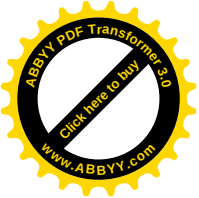


Abbildung 2.4: Umsetzung der Terminalspeisung in ein zweckmäßiges E-Feld mit Hilfe eines Spannungsteilers.



2.4.2) Der Strippingprozess

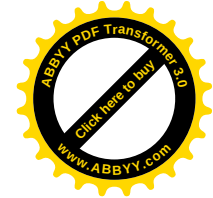
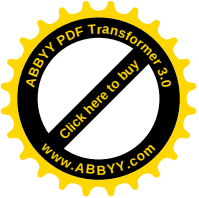
Der große Vorteil des Tandembeschleunigers ist das zweifache Ausnutzen der Hochspannung für die Beschleunigung der Ionen, sowie das Aufbrechen diverser Verbindungen. Das als Strippermedium verwendete Argongas befindet sich in der Mitte des Terminals. Trifft das negative BeO-Ion auf das Strippermedium, so werden ihm dort durch Stoßvorgänge Elektronen abgestreift. Die am losesten gebundenen Elektronen, also jene äußersten Elektronen, die für die Molekülbindung hauptverantwortlich sind, werden dabei am ehesten entfernt. Neben der Umpolung der Ionen werden also zusätzlich die noch vorhandenen Molekülverbindungen in einzelne Atome aufgetrennt. Diese treten in verschiedenen Ladungszuständen auf, deren Häufigkeitsverteilung von der Art und Dichte des Strippermediums und von der Einschussenergie abhängt.

Die kinetische Energie des Berylliumoxids unmittelbar vor dem Strippingprozess setzt sich aus der Energie nach der Ionenquelle $E_{ini.}$ und dem Energiegewinn beim Durchlaufen der Spannungsdifferenz bis zur Terminalspannung U_T zusammen. Beim Aufbrechen des Moleküls kann in erster Näherung davon ausgegangen werden, dass die Energie pro Nukleon erhalten bleibt. Wird die Masse des Berylliumatoms mit m bezeichnet, so geht folglich ein Anteil von $\frac{m}{M}$ der bis hierhin gewonnenen Energie auf das Beryllium über. Nach dem Strippingprozess erhöht sich die Energie des Be-Ions um den Wert $U_T \cdot q$. Die endgültige Projektilenergie E_p kann also wie folgt angegeben werden:

$$E_p = \frac{m}{M}(E_{ini.} + U_T) + U_T \cdot q \quad (2.5)$$

Der maximale erreichbare Ladungszustand für Berylliumionen ist +4, allerdings war die Ausbeute der Be^{4+} -Ionen sehr klein. Die maximale Projektilenergie liegt somit nach Gleichung (2.5) bei etwa $\left(\frac{9}{25} \cdot 3 + 4 \cdot 3\right) \text{MeV} \approx 13 \text{ MeV}$. In der Praxis konnte eine Terminalspannung von etwas mehr als 3 MeV erreicht werden, weshalb die höchste von uns erzielte Projektilenergie ca. 13,3 MeV betrug.

Ein wesentlich höherer Ionenstrom kann mit Be^{3+} erhalten werden, was einer maximalen Projektilenergie von ca. 10,3 MeV entspricht.



2.5) Der Analysiermagnet

Nach der Beschleunigung im Pelletron gelangen die nunmehr hochenergetischen Be-Ionen in den sogenannten **90°-Analysiermagneten**. Dieser fungiert nach dem selben Prinzip wie der Injektormagnet. Da die Ionen hier wesentlich höhere Energien aufweisen, muss allerdings mit höheren magnetischen Feldstärken gearbeitet werden. Außerdem treten Ionen mit unterschiedlichen Ladungszuständen in den Analysiermagneten ein, sodass im Unterschied zum Injektormagnet, der als reines Massenfiter wirkt, auch der Ladungszustand (gemäß Gleichung 2.4) betrachtet werden muss. Somit können unterschiedliche Ionen mit unterschiedlichen Energien in dem Analysiermagneten dieselbe Sollbahn einnehmen [9] und zu einer Verunreinigung des Ionenstrahles führen.

Solche Verunreinigungen des Ionenstrahls müssen vor allem bei Messungen von kleinen Isotopenverhältnissen berücksichtigt werden. Da die vorliegende Arbeit sich nicht mit solchen Verhältnissen beschäftigt, kann diese Problematik außer Acht gelassen werden.

Die noch auf der Niederenergieseite vorhandenen Moleküle mit derselben magnetischen Steifigkeit, sind im Strippingprozess aufgebrochen worden. Im Analysiermagneten können diese Fragmente nun ausgefiltert werden.

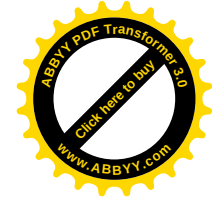
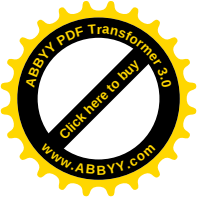
Die monoenergetischen und ausgefilterten Berylliumionen treffen schließlich auf das sich im Probenhalter befindliche Target.

2.6) Das Aluminiumtarget

2.6.1) Target und Flächendichte der ^{27}Al -Atome

Die als Target fungierende Aluminiumfolie der Firma Goodfellow Cambridge Limited besteht, laut Datenblatt, zu 99,1% aus ^{27}Al . Die Dicke der Folie ist mit $2\mu\text{m}$ angegeben. Die Unsicherheiten dieser Daten sind nicht bekannt, weshalb die Flächenbelegung nachgemessen werden musste.

Dazu wurde ein etwa $10 \times 10 \text{ cm}$ großes Quadrat aus der Folie herausgeschnitten und mit einer Waage der Firma Sartorius (Modell: 1712MP8) gewogen. Die genauen Seitenlängen wurden mit einer Schublehre gemessen. Die Unsicherheiten dieser Längen wurden großzügig



auf 1mm geschätzt, da einerseits die Folie zu wenig Steifigkeit aufweist, um exakt mit der Schublehre vermessen werden zu können, und andererseits die Oberfläche der Aluminiumfolie nicht gänzlich plan war. Die arithmetischen Mittel der Längen der sich jeweils gegenüberliegenden Seiten werden als die Kantenlängen a beziehungsweise b bezeichnet und ihr Produkt ergibt die Folienfläche A .

Die Längen und Gewichtsangaben sowie die daraus resultierende Massenbelegung m_{Al} sind in den Tabellen (2.1) und (2.2) zusammengefasst.

Seitebezeichnung	Länge [mm]	Kantenlänge [mm]	Folienfläche A [cm ²]
a ₁	97,1 ± 1,0	a = 97,2 ± 0,7	A = 95,7 ± 1,0
a ₂	97,3 ± 1,0		
b ₁	98,8 ± 1,0	b = 98,5 ± 0,7	
b ₂	98,2 ± 1,0		

Tabelle 2.1: Bestimmung der Folienfläche.

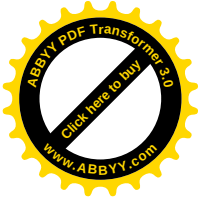
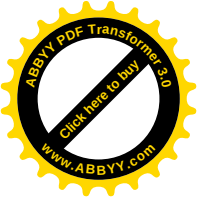
Masse der Folie [g]	Massenbelegung m_{Al} [g.cm ⁻²]
$(5,19 \pm 0,02)E-2$	$(5,42 \pm 0,06)E-4$

Tabelle 2.2: Masse beziehungsweise Massenbelegung der Aluminiumfolie.

Die Molare Masse M_{Al} von ^{27}Al beträgt $26,982 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$. Pro Quadratcentimeter befinden sich demnach $m_{Al} \cdot M_{Al}^{-1}$ Mole Aluminium und $m_{Al} \cdot M_{Al}^{-1} \cdot N_A = n_{Al}$ Aluminiumatome in der Aluminiumfolie, wobei $N_A = 6,022E23$ die Avogadro-Konstante darstellt.

$$n_{Al} = (1,21 \pm 0,01)E19 \frac{{}^{27}Al - \text{Atome}}{\text{cm}^2} \dots\dots\dots \text{Atome pro Fläche des Aluminiumtargets}$$

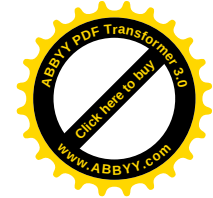
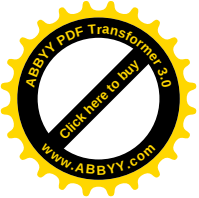
Da die Dichte von Aluminium $2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ beträgt, würde der Rechnung nach eine $2 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie eine Massenbelegung von $2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot 2 \mu\text{m} = 5,4E-4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ aufweisen. Die Messung der Massenbelegung ergab einen Wert von $(5,42 \pm 0,06)E-4 \text{ g/cm}^2$ und ist somit konsistent mit der Angabe im Datenblatt.



2.6.2) Die Targethalterung

Unmittelbar vor der Eintrittsblende in den Targethalter ist ein beweglicher Faraday Cup angebracht, welcher bei Bedarf eine Messung des Ionenstromes an dieser Stelle ermöglicht. Nach der Eintrittsblende ist ein weiterer Faraday Cup eingebaut. Dieser dient dazu, jene Ionenströme zu messen, welche von der Sollbahn abweichen. Ionen welche sich auf der Sollbahn befinden, gelangen über eine weitere Blende in einen dritten Faraday Cup, wo sich auch das Aluminiumtarget befindet. Im Idealfall ist der im ersten bzw. dritten Faraday Cup gemessene Ionenstrom ident. In diesem Fall gelangen alle Projektile auf das Target. Des Weiteren können die inneren beiden Faraday Cups dank dieser Anordnung kalibriert werden, da die Summe der dort gemessenen Ströme, der Strommessung am ersten Cup entsprechen muss.

Damit diese Strommessungen nicht durch entweichende Elektronen verfälscht werden, sind an den Faraday Cups Suppresorspannungen von je -100 V angelegt.



3) Die Aufnahme der Gammaskpektren

Die bei der Kollision der Berylliumionen mit den Aluminiumatomen auftretenden Kernreaktionen werden durch die dabei entstehenden spezifischen Photonen nachgewiesen. Kernreaktionen, welche keine solchen Photonen zur Folge haben, können demnach nicht beobachtet werden. Die Detektion der Photonen erfolgte mit einem high purity Germaniumdetektor.

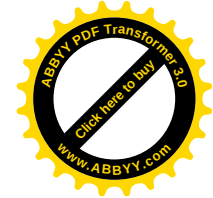
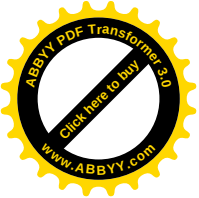
3.1) Der HPGe-Detektor (High Purity Germanium Detector)

3.1.1) Funktionsweise

Der verwendete Detektor der Firma ORTEC besteht aus einer mit ca. 3500 V in Sperrrichtung betriebenen Diode aus hochreinem Germanium (Verunreinigungskonzentration $<10^{-10}$). Gelangt nun ein Gammaquant in die Sperrzone, so überträgt es seine Energie auf ein Elektron des Detektormaterials und dieses verliert seinerseits, in einer Vielzahl von Stoßvorgängen, seine Energie durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Diese Ladungsträger werden auf Grund der angelegten Spannung zur Sammelelektroden geleitet. Proportional der Anzahl der dort gesammelten Paare kommt es zu einem charakteristischen Spannungsimpuls.

Da die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Germanium lediglich eine Energie von etwa 0,7eV in Anspruch nimmt, werden sehr viele dieser Paare gebildet, wodurch der Germaniumdetektor eine hohe Energieauflösung besitzt: Wird nämlich die Anzahl der gesammelten Paare mit N bezeichnet, so ist die relative Energieauflösung nach dem Poissonmodell proportional zu

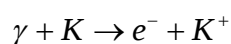
$$\frac{\sqrt{N}}{N} \quad (3.1).$$



3.1.2) Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Photonen werden über drei Arten der Wechselwirkung mit dem Detektormaterial nachgewiesen.

a.) Photoeffekt



Das Photon gibt dabei seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron des Atomes K ab (Full-Energy-Peak). Der Photoeffekt kann auch in der Umgebung des Detektors stattfinden und bei der Nachbesetzung der dabei entstandenen Löcher, kommt es zu charakteristischer Röntgenstrahlung des umgebenden Materials. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zur fünften Potenz der Kernladungszahl Z.

b.) Comptonstreuung

Bei der Comptonstreuung gibt das Photon nur einen Teil seiner Energie an ein (quasifreies) Hüllenelektron ab.

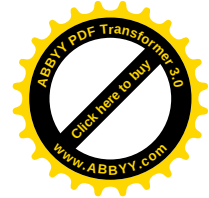
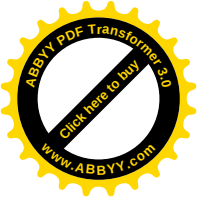
$$h \cdot \nu + E_e \rightarrow h \cdot \nu' + E_e'$$

mit

h	Plancksches Wirkungsquantum
ν	Frequenz des einfallenden Photons
ν'	Frequenz des Photons nach der Streuung
E_e	Energie des Elektrons vor dem Stoß ($\ll h \cdot \nu$)
E_e'	Energie des Elektrons nach dem Stoß

Der Energieübertrag auf das Elektron hängt vom Streuwinkel des Photons ab und ist maximal, wenn das Photon rückgestreut wird. Da grundsätzlich alle Streuwinkel möglich sind, kommt es zu einer kontinuierlichen Verteilung der kinetischen Energie der Comptonelektronen (Comptonkontinuum). Dieses Kontinuum endet mit der so genannten Comptonkante (maximaler Energieübertrag).

Der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung ist direkt proportional zur Kernladungszahl Z.



c.) Paarbildung

Im Feld eines Kernes kann ein γ -Quant in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert werden sobald die Photonenenergie die zweifache Ruheenergie des Elektrons ($\approx 1022\text{keV}$) übersteigt:

$$\gamma \rightarrow e^{-} + e^{+}.$$

Auch der inverse Effekt, die Annihilation eines Positrons mit einem Elektron, unter Aussendung von zwei γ -Quanten wird bei der Auswertung unserer Spektren zu beachten sein. Dies ist nur möglich, wenn das Positron durch diverse Stoßvorgänge seine kinetische Energie bereits abgegeben hat, weshalb die Energie der entstehenden Photonen der Ruheenergie des Positrons beziehungsweise Elektrons entspricht (511keV). Entweicht nun ein γ -Quant ohne weitere Wechselwirkung aus dem Detektor, so wird eine um 511keV verminderte Energie gemessen werden (Single-Escape-Peak). Entweichen beide γ -Quanten, dann wird eine um 1022keV kleinere Energie detektiert werden (Double-Escape-Peak).

3.1.3) Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors

Die Wahrscheinlichkeit für einen Photoeffekt sinkt mit größer werdender Energie der γ -Quanten, wohingegen die Wahrscheinlichkeit einer Paarbildung, und somit auch die Möglichkeit für das Auftreten eines Escape- beziehungsweise Double-Escape-Peaks, steigt. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Photoeffekts als Funktion der Photonenenergie bezeichnet man als interne Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit.

Einen wesentlichen Beitrag zur effektiven Nachweiswahrscheinlichkeit liefert der Raumwinkel zwischen dem Target und dem Eintrittsfenster des Detektors. Je größer dieser ist, sprich je näher der Detektor am Target steht, desto höher wird die Nachweiswahrscheinlichkeit sein.

3.1.3.1) Relative Nachweiswahrscheinlichkeit

Die relative Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{rel} kann wie folgt berechnet werden:

$$\varepsilon_{rel} = \frac{N_{Peak}}{p_{\gamma}} \quad (3.2)$$

mit

N_{Peak} Anzahl der Counts im Peak

p_{γ} Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Photons pro Zerfall

Die dabei auftretenden Zahlenwerte machen nur in Bezug aufeinander Sinn, das heißt, dass der qualitative Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden kann. Diese relative Nachweiswahrscheinlichkeit wird später mit einer ^{60}Co -Quelle bekannter Aktivität normiert (siehe Abschnitt 3.1.3.2). Um den Verlauf der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit zu bestimmen, wurde ein ^{152}Eu -Spektrum aufgenommen (Abbildung 3.1) und mit dem Programm WIRUKplus analysiert

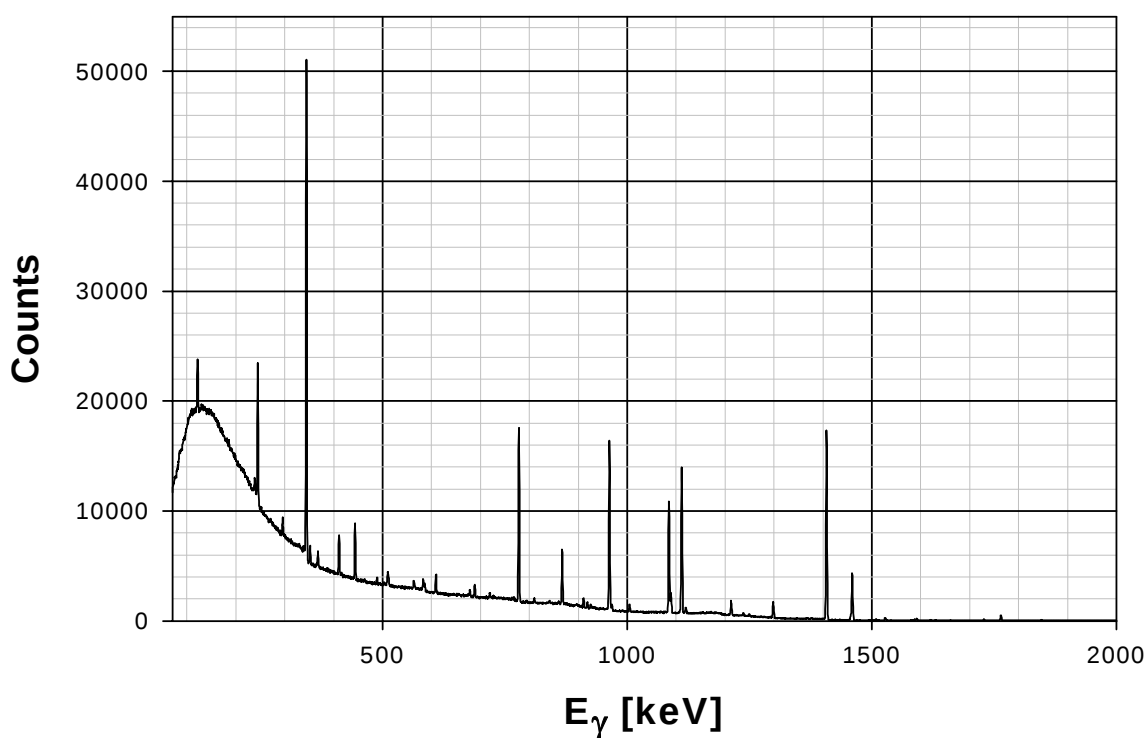


Abbildung 3.1: ^{152}Eu -Spektrum für die Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Aus dem ^{152}Eu -Spektrum beziehungsweise aus der Datenbank NuDat2 [10] wurden folgende Daten für die Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit herangezogen:

Peakenergie Literaturwert [keV]	Peakenergie Messwert [keV]	Wahrscheinlichkeit pro Zerfall [%]	Peakfläche	$\varepsilon_{rel.}$
$121,7817 \pm 0,0003$	122,1	$28,67 \pm 0,15$	$20996,1 \pm 585,3$	$0,091 \pm 0,003$
$244,6975 \pm 0,0008$	245,0	$7,61 \pm 0,04$	$58488,2 \pm 577,6$	$0,953 \pm 0,011$
$344,2785 \pm 0,0012$	344,5	$26,6 \pm 0,05$	$214585,4 \pm 630,5$	$1,000 \pm 0,019$
$411,1163 \pm 0,0011$	411,2	$2,237 \pm 0,025$	$17718,0 \pm 330,3$	$0,982 \pm 0,021$
$778,9040 \pm 0,0018$	778,6	$12,96 \pm 0,14$	$81756,7 \pm 366,2$	$0,782 \pm 0,009$
$867,373 \pm 0,003$	867,0	$4,26 \pm 0,03$	$25527,2 \pm 284,8$	$0,743 \pm 0,010$
$963,390 \pm 0,012$	963,6	$14,785 \pm 0,007$	$82906,9 \pm 333,3$	$0,695 \pm 0,004$
$964,079 \pm 0,018$	963,6			
$1112,069 \pm 0,003$	1111,5	$13,69 \pm 0,07$	$74414,7 \pm 309,5$	$0,674 \pm 0,004$
$1212,948 \pm 0,011$	1212,3	$1,426 \pm 0,009$	$7245,3 \pm 143,7$	$0,630 \pm 0,013$
$1299,140 \pm 0,009$	1298,5	$1,625 \pm 0,019$	$8190,6 \pm 130,8$	$0,625 \pm 0,012$
$1408,006 \pm 0,003$	1407,2	$21,07 \pm 0,01$	$101351,6 \pm 324,8$	$0,596 \pm 0,003$
$1528,103 \pm 0,018$	1527,5	$0,282 \pm 0,005$	$1300,1 \pm 50,5$	$0,571 \pm 0,024$

Tabelle 3.1: Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge-Detektors mit Hilfe des ^{152}Eu -Spektrums.

Der Verlauf der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abbildung (3.2) gezeigt.

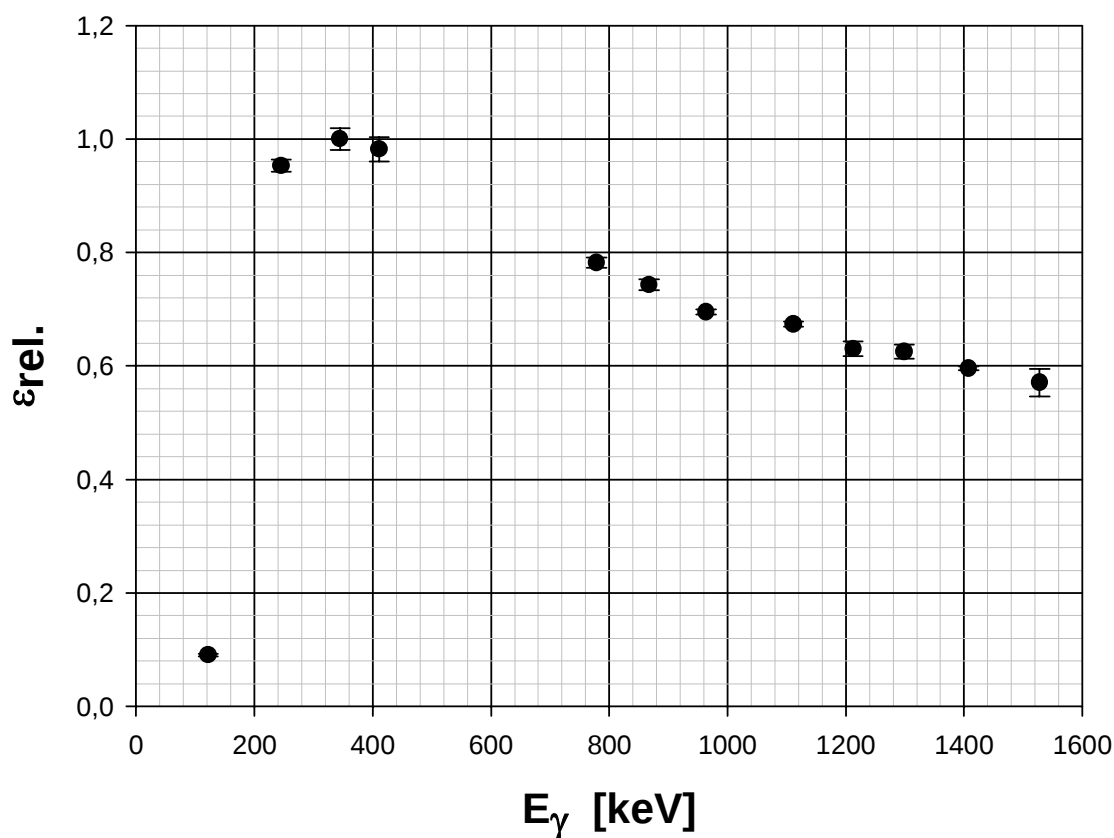


Abbildung 3.2: relative Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt bei etwa 300 keV ein Maximum. Das liegt daran, dass die erzeugten Photonen den Mantel des Strahlrohrs durchdringen müssen. Auch hierbei ist die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung der Photonen mit dem Mantelmaterial um so höher je niedriger ihre Energie ist, weshalb viele niederenergetischen Photonen gestreut oder absorbiert werden, bevor sie in die Diode gelangen können.

Die im Verlauf dieser Arbeit untersuchten Kernreaktionen erzeugen alle Photonen mit Energien, die größer als 400keV sind. Der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit ist also vor allem für die Energien über dem Maximum der Nachweiswahrscheinlichkeit von Interesse. Lediglich für eine Konsistenzüberlegung werden einmal Photonen auch mit einer niedrigeren Energie untersucht.

Um eine hinreichend genaue Funktion für den Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten, ist es also sinnvoll diese in zwei Verläufe aufzuteilen. Der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonenenergien ab 400keV ist in Abbildung (3.3) dargestellt.

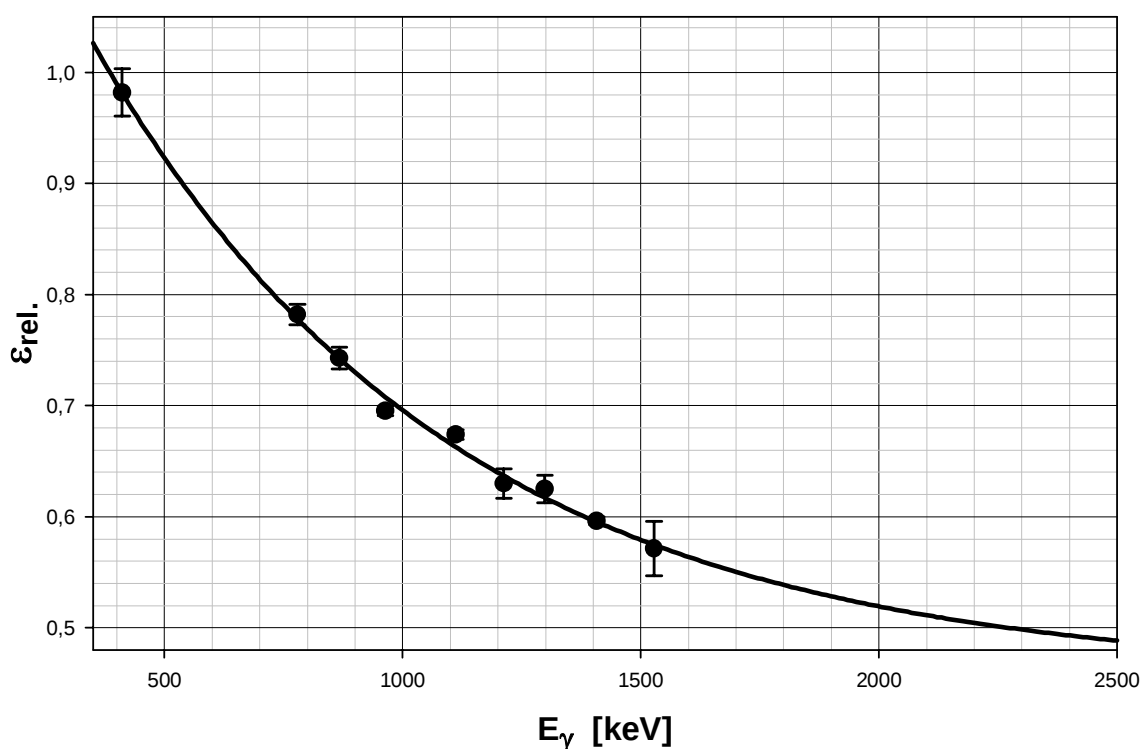
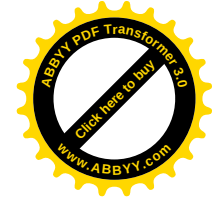
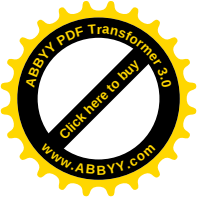


Abbildung 3.3: relative Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors für Gammaenergien größer als 400keV, ermittelt mit einer ^{152}Eu -Quelle.

Die relative Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie kann in diesem Fall sehr gut mit einer Exponentialfunktion beschrieben werden:



$$\varepsilon_{rel.} = d + a \cdot \exp(-b \cdot E_{\gamma}) \quad (3.3)$$

mit

$$d = (4,560 \pm 0,294)E - 1$$

$$a = (9,088 \pm 0,333)E - 1$$

$$b = (1,332 \pm 0,153)E - 3.$$

3.1.3.2) absolute Nachweiswahrscheinlichkeit

Die absolute Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors, welche stark von der Geometrie der Messanordnung abhängt, wurde mit Hilfe einer ^{60}Co -Quelle bekannter Aktivität bestimmt. Die Aktivität zum Zeitpunkt der Messung kann aus dem Datenblatt der ^{60}Co -Quelle berechnet werden:

Nuklid	Aktivität A_0	bestimmt am	gesamte Unsicherheit
^{60}Co	$10,14\mu\text{Ci} = 3,75\text{E}5 \text{ Bq}$	01.04.1973	1,90%

Tabelle 3.2: Datenblatt der Kobaltquelle.

Die Aufnahme des Kobaltspektrums erfolgte am 28. August 2008. Unter Berücksichtigung der Schaltjahre sind somit seit der ursprünglichen Bestimmung der Aktivität 12934 Tage vergangen. Die Zerfallskonstante λ von ^{60}Co beträgt $3,6002\text{E}-4 \text{ Tage}^{-1}$. Die Aktivität A zum Zeitpunkt der Messung kann somit gemäß dem radioaktiven Zerfallsgesetz berechnet werden:

Aktivität des ^{60}Co zum Zeitpunkt der Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit
$A(12934\text{Tage}) = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot 12934\text{Tage}) = (3,0792 \pm 0,0585)E8 \frac{\text{Zerfälle}}{\text{Tag}}$

Abbildung (3.4) zeigt das Zerfallsschema von ^{60}Co :

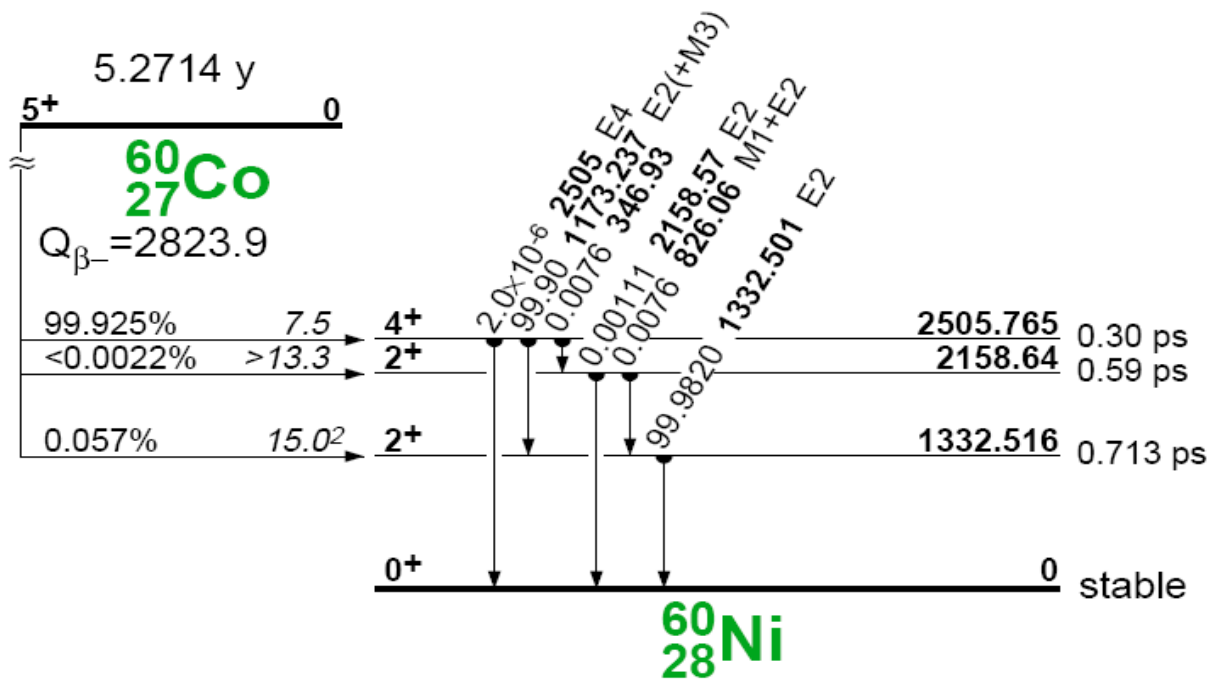


Abbildung 3.4: Zerfallsschema von ^{60}Co [11].

^{60}Co zerfällt über einen β^- -Übergang vorwiegend in den zweiten angeregten Zustand von ^{60}Ni . Dieser regt sich unter Aussendung eines 1173,1 keV-Quants in den ersten angeregten Zustand ab. Nach einer mittleren Lebensdauer von nur 0,7 ps zerfällt dieser wiederum, unter Aussendung eines 1332,4 keV-Quants, in den Grundzustand von ^{60}Ni . Der direkte Abfall vom zweiten angeregten Zustand des Nickelkernes in den Grundzustand ist auf Grund einer Spindifferenz von +4 stark behindert. Um die absolute Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors zu ermitteln, muss die Aktivität mit der tatsächlich gemessenen Zählrate verglichen werden.

Das gemessene ^{60}Co -Spektrum ist in Abbildung (3.5) dargestellt.

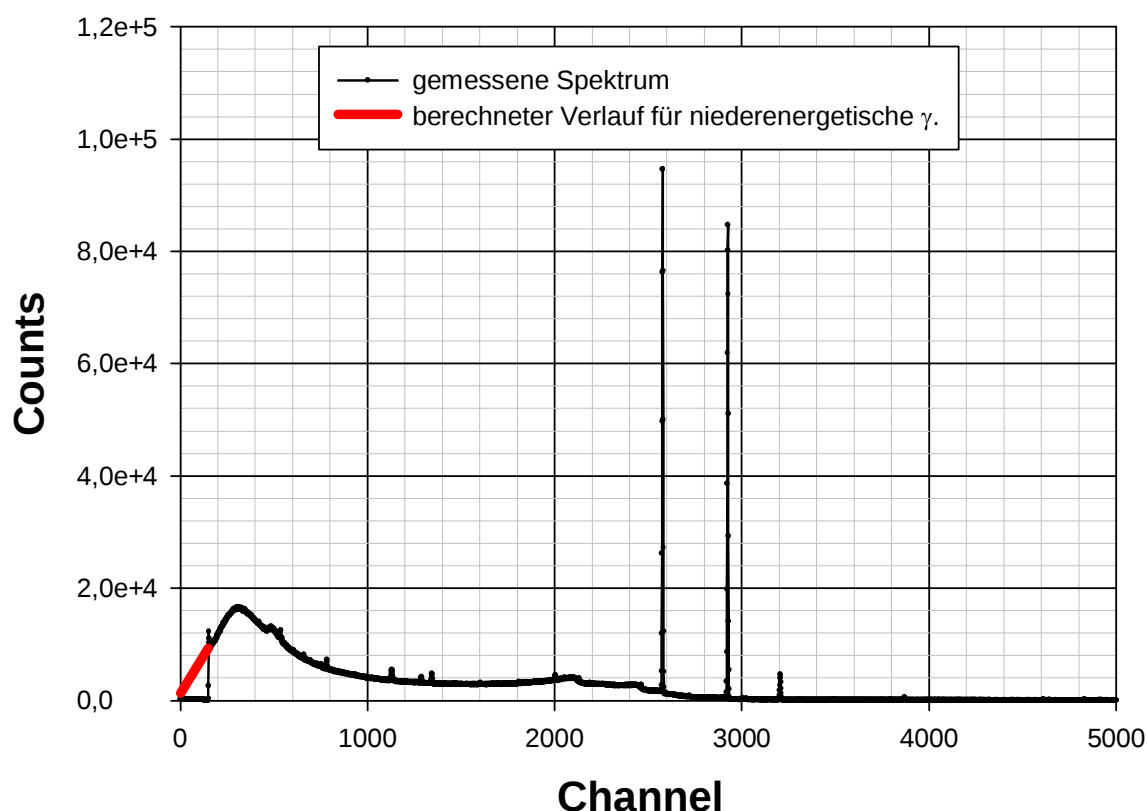


Abbildung 3.5: Für die Bestimmung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit verwendete ^{60}Co -Spektrum.

Die während der Lifetime der Messung von 40000 Sekunden gezählten Photonen der beiden Full-Energy-Peaks, sowie die Fläche des gesamten Spektrums sind in Tabelle (3.3) aufgelistet.

untersuchte Fläche	gezählte Photonen	Zählrate [sec^{-1}]
gesamtes Spektrum	15365000 ± 3920	$384,12 \pm 0,10$
1. Full-Energy-Peak (1173,1keV)	5116711 ± 743	$12,79 \pm 0,02$
2. Full-Energy-Peak (1332,4keV)	469368 ± 690	$11,73 \pm 0,02$

Tabelle 3.3: Ausgewertetes Kobaltspektrum.

Abbildung (3.6) zeigt das gemessene Hintergrundspektrum:

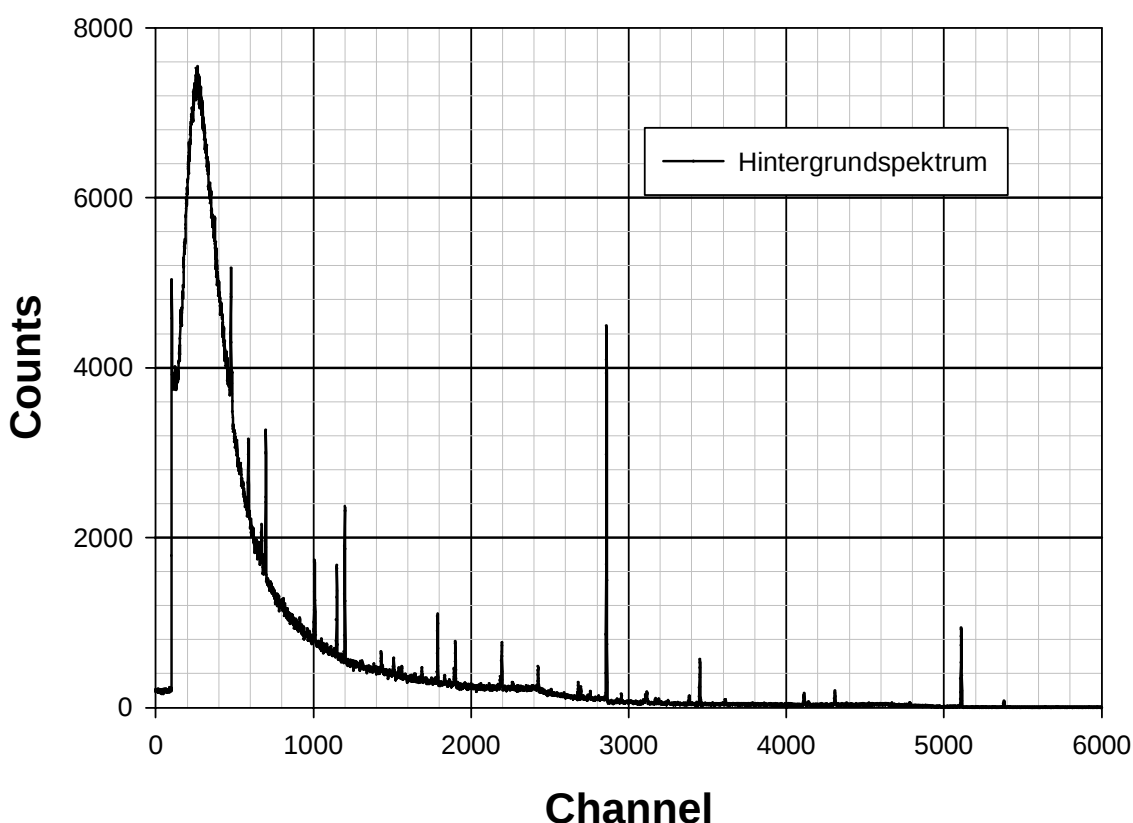
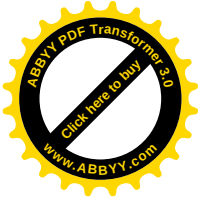
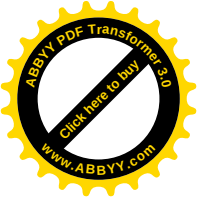


Abbildung 3.6: Hintergrundspektrum nach einer Livetime von 36000 Sekunden.

untersuchte Fläche	Zählrate [sec^{-1}]
gesamtes Spektrum	$102,48 \pm 0,05$

Tabelle 3.4: Hintergrundzählrate für das gesamte Spektrum.

Für die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Full-Energy-Peaks aus ihren Flächen muss berücksichtigt werden, dass ^{60}Co pro Zerfall zwei Photonen aussendet. Dies hat zur Folge, dass Koinzidenzen bei den Messungen dieser γ -Quanten auftreten können, da ein Photon, das einen Photoeffekt verursacht, bei gleichzeitiger Detektion eines anderen Photons, nicht im Full Energy Peak aufscheint. Ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer solchen Koinzidenz gleich k , so unterscheidet sich die gemessene Wahrscheinlichkeit ε_m für den Full Energy Peak von der wirklichen Peak-Nachweiswahrscheinlichkeit ε_p um den Faktor $(1 - k)$. Sei $N_{\text{Ges.}}$ die Anzahl der Counts im gesamten ^{60}Co -Spektrum und N_{HG} die Counts aus dem Hintergrundspektrum, so kann k näherungsweise wie folgt berechnet werden:



$$k = \frac{N_{Ges.} - N_{HG}}{A \cdot \text{sec} \cdot \text{Übergang}} = 0,0395 \pm 0,0008 \quad (3.4)$$

Die wirkliche Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen des Full-Energy-Peaks kann somit wie folgt aus der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet werden:

$$\varepsilon_p = \frac{\varepsilon_m}{1 - k} \quad (3.5)$$

Durch Division der gemessenen Zählraten der beiden Full-Energy-Peaks mit der berechneten Aktivität, können die gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten ermittelt werden. Tabelle (3.5) fasst diese Nachweiswahrscheinlichkeiten samt die in Gleichung (3.5) durchgeführte Korrektur dieser Effizienzen zusammen.

Energie des Peaks	ε_m	ε_p
1173,1 keV	$(0,360 \pm 0,001)\%$	$(0,374 \pm 0,001)\%$
1332,4 keV	$(0,329 \pm 0,001)\%$	$(0,343 \pm 0,001)\%$

Tabelle 3.5: Absolute Peak-Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Photonen aus dem Zerfall von ^{60}Co .

Durch Division der absoluten Peak-Nachweiswahrscheinlichkeiten mit den aus Gleichung (3.3) berechneten relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten zu den jeweiligen Energien, kann der Faktor $\langle u \rangle$ berechnet werden, mit denen die relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Gammalinien des ^{152}Eu -Spektrums angehoben werden müssen, um diese in absolute Nachweiswahrscheinlichkeiten umzurechnen.

E_p [keV]	ε_p [%]	$\varepsilon_{rel.}$ [%]	u	$\langle u \rangle$
1173,1	$0,374 \pm 0,001$	$0,6465 \pm 0,0129$	$0,579 \pm 0,010$	$0,570 \pm 0,009$
1332,4	$0,329 \pm 0,001$	$0,6101 \pm 0,0122$	$0,562 \pm 0,012$	

Tabelle 3.6: Umrechnungsfaktor $\langle u \rangle$ für die Umrechnung der relativen in absolute Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Abbildungen (3.7) und (3.8) zeigen die mit Hilfe von $\langle u \rangle$ berechneten absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten, samt ihrem gefitteten Verlauf.

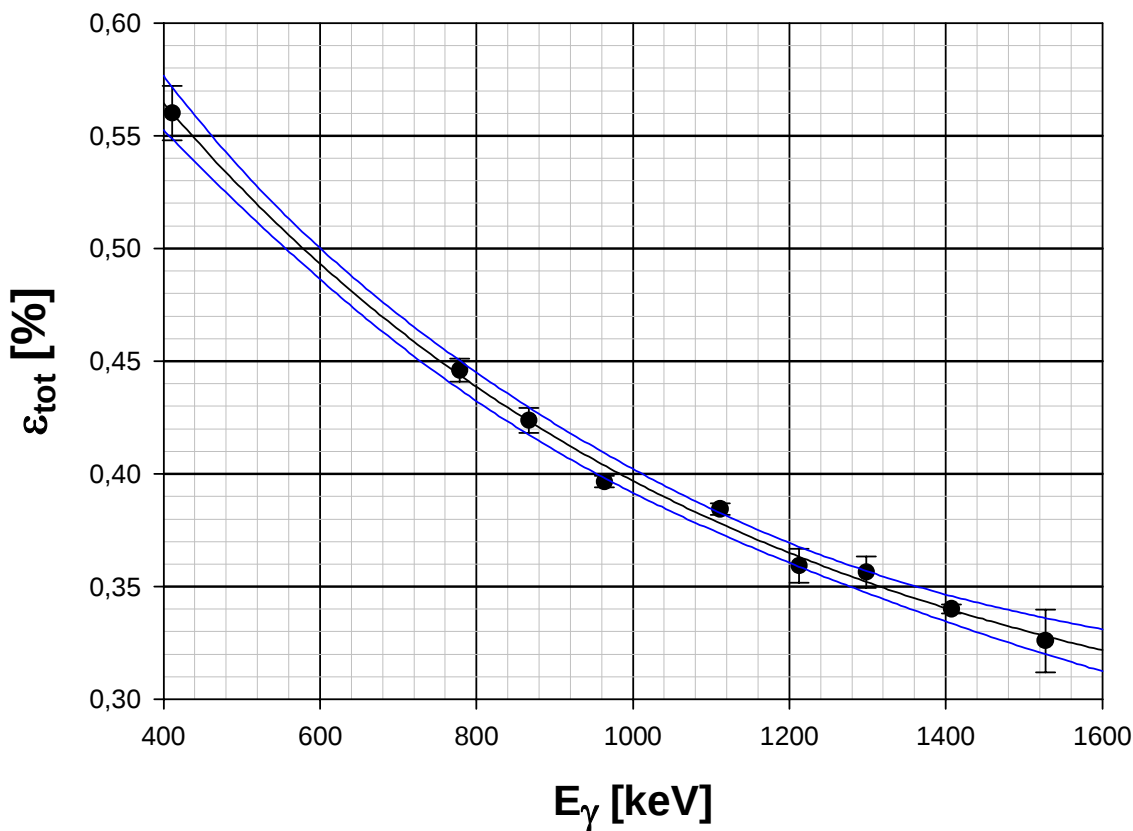


Abbildung 3.7: Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des HPGe-Detektors für Photonenenergien größer 400keV.

In der Abbildung (3.7) sind auch die Vertrauensbänder eingezeichnet. Innerhalb dieser Linien liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 95,4 % ($2 \cdot \sigma$) die wahre totale Nachweiswahrscheinlichkeit.

$$\varepsilon_t = d_t + a_t \cdot \exp(-b \cdot E_\gamma) \dots\dots\dots(3.6)$$

mit

$$d_t = (2,608 \pm 0,161)E - 1$$

$$a_t = (5,187 \pm 0,137)E - 1$$

$$b_t = (1,338 \pm 0,001)E - 3$$

Für den weiteren Verlauf der Untersuchungen wird im Bereich der Messpunkte eine relative Unsicherheit von 2% angenommen.

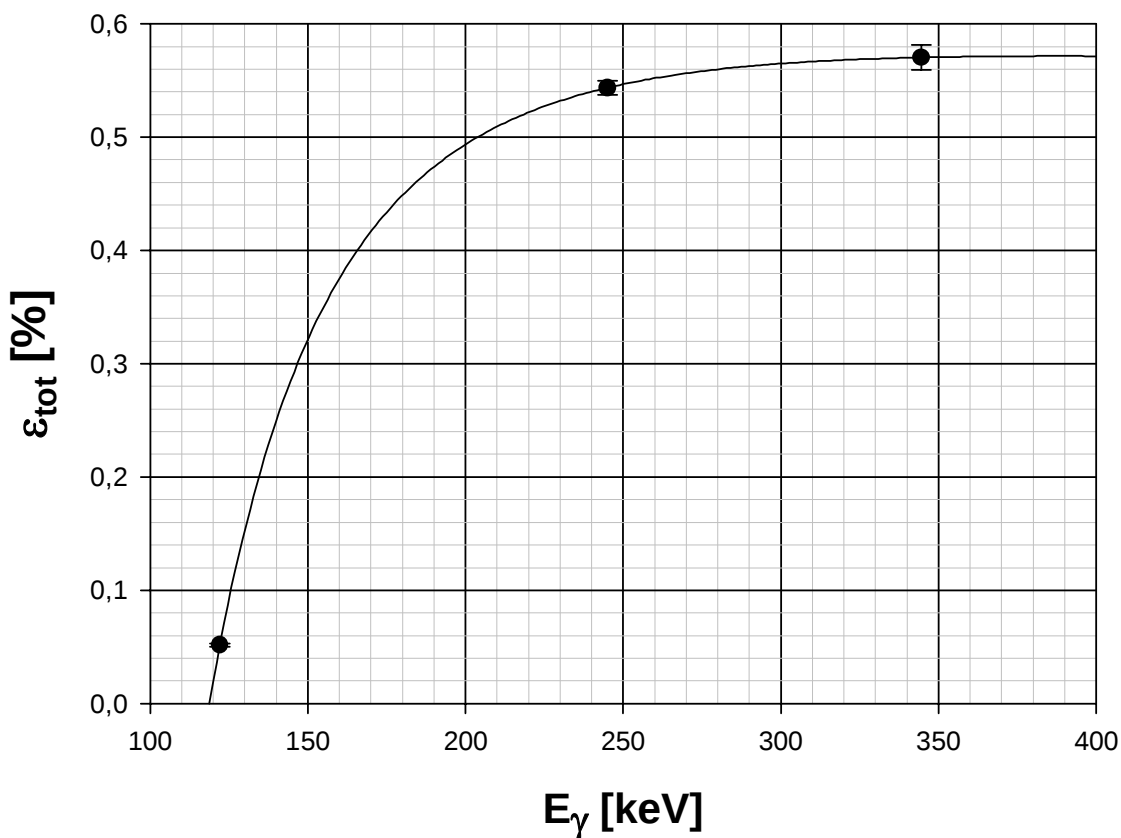


Abbildung 3.8: Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des HPGe-Detektors für Photonenenergien unter 400keV.

Der Verlauf der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten für niedrigere Gammaenergien kann mit einem inversen Polynom dritter Ordnung beschrieben werden:

$$\varepsilon_t = y + \frac{c_1}{E_\gamma} + \frac{c_2}{E_\gamma^2} + \frac{c_3}{E_\gamma^3} \quad (3.5)$$

mit

$$y = 0,5165$$

$$c_1 = 36,06$$

$$c_2 = -3112,45$$

$$c_3 = -1003468$$

Die relative Unsicherheit der absoluten Nachweiswahrscheinlich kann mit 4% abgeschätzt werden.

3.2) Der Messaufbau

Das folgende Blockschaltbild skizziert die verwendete Messanordnung:

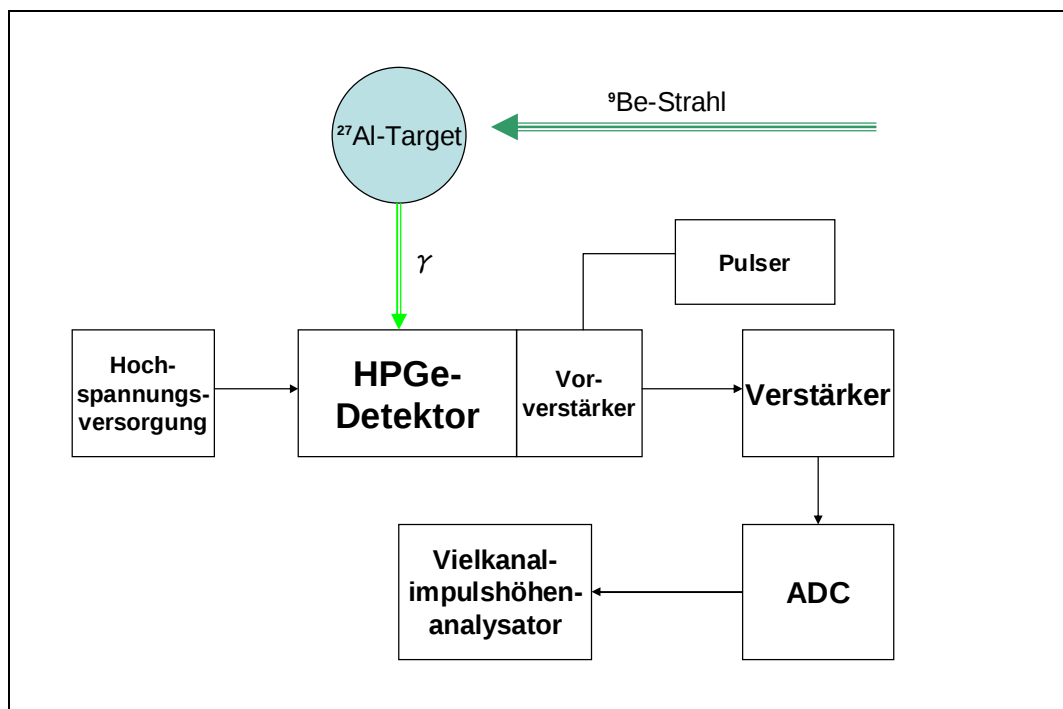
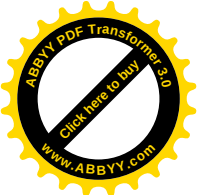


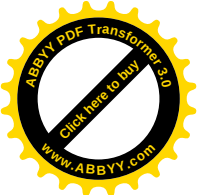
Abbildung 3.9: Blockschaltbild der Messanordnung.

Der im Detektor eingebaute Vorverstärker fungiert als Impedanzwandler und Pulsformer. Das Detektorsignal wird mit Hilfe einer Integrierstufe in einen Puls mit langer Abfallzeit umgewandelt. Diese Impulsformung ist zweckmäßig um in der Differenzierstufe des Hauptverstärkers ein Unterschwingen zu minimieren. Im Hauptverstärker (ORTEC 572) kommt es zur eigentlichen Verstärkung und Impulsformung. Die Verstärkung muss dabei so gewählt werden, dass die Signale nicht übersteuern ($\leq 10V$). Mit Hilfe von Differenzier - und Integrierstufen wird nun ein quasi gaußförmiges, einige μs langes Signal geformt. Aufgrund der auftretenden Zählraten wurde eine shaping time von $3\mu s$ gewählt.

Die Impulshöhen wurden mittels eines ADCs (Analog Digital Converter) in binäre Zahlen konvertiert und im so genannten Listmode gespeichert. Dabei wird neben der Impulshöhe auch der Zeitpunkt des Nachweises dokumentiert. Somit ist es möglich die Entstehung der



Spektren innerhalb beliebiger Zeitintervalle zu rekonstruieren und gesondert zu untersuchen.
Diese Rekonstruktionen erfolgten mit dem Replaymode (siehe Abschnitt (4.1)).



4) Bestimmung der Reaktionsquerschnitte

4.1) Der Replay-Modus

Die Listmodedateien können mit dem Programm MPANT (Version 1.66) der Firma FAST ComTec ausgewertet werden. Die Listmodedatei des gewünschten Spektrums wird dazu in das Programm eingelesen, und mit dem so genannten Replay-Modus kann die Entstehung des Spektrums innerhalb eines beliebigen Zeitintervalls nachgebildet werden. Der Anfangszeitpunkt sowie das gewünschte Zeitintervall können manuell eingegeben werden.

Damit können die Impulse im untersuchten Peak für den gewünschten Zeitbereich gezählt und durch Division mit dem jeweiligen Zeitintervall in eine Zählrate umgerechnet werden. Der Replay-Modus erlaubt also die zeitliche Änderung der Zählraten für ausgewählte γ -Übergänge zu bestimmen.

4.2) Zählratenkorrekturen

4.2.1) Die Stromkorrektur

Da die Bildungsrate der untersuchten Kerne und somit die Zählraten entsprechender γ -Übergänge proportional dem Teilchenflux am Target ist, müssen Schwankungen des Ionenstromes berücksichtigt werden. Der Ionenstrom kann innerhalb einer Messung um bis zu 10% variieren und in manchen Fällen, in Folge von elektrischen Überschlügen im Terminal, kurzzeitig sogar ganz ausfallen, weshalb diese Korrektur von außerordentlicher Wichtigkeit ist.

Der Strom am Target wird mittels des Faradaycups im Targethalter alle 15 Sekunden gemessen und abgespeichert. Abbildung(4.1) zeigt ein Beispiel eines solchen Verlaufes.

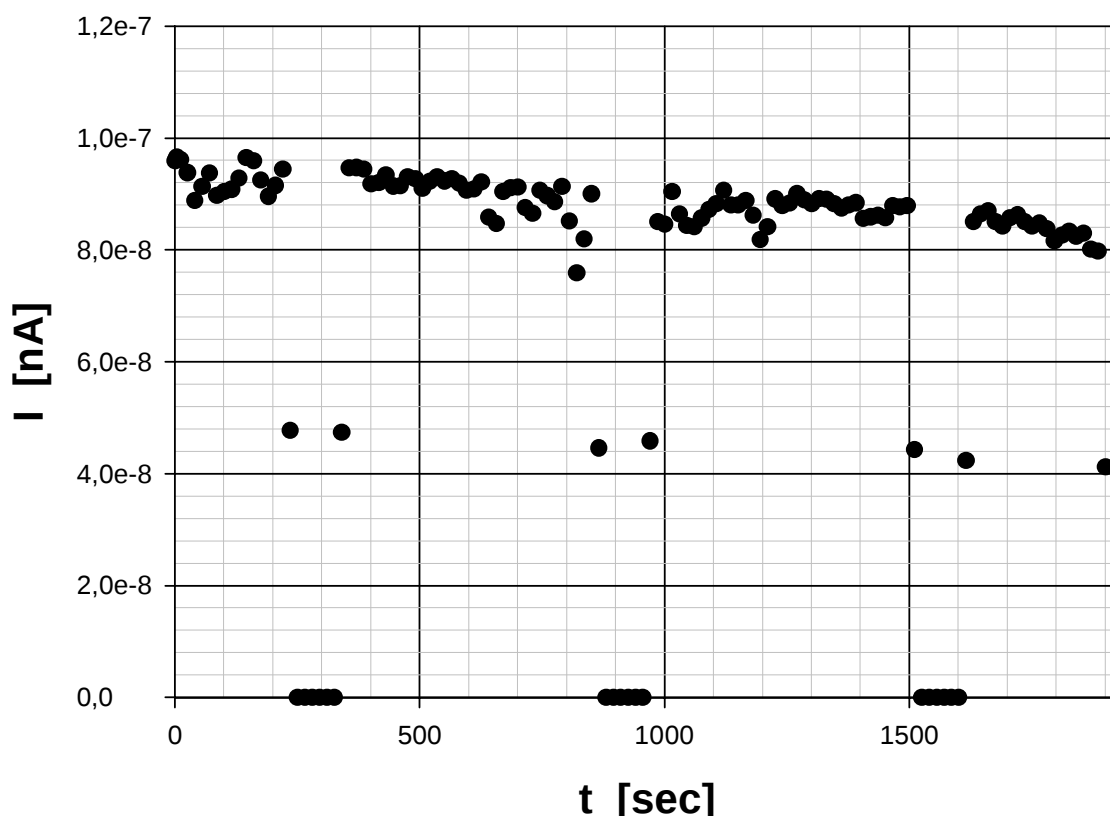


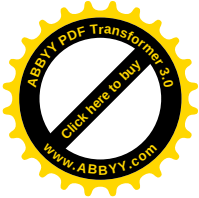
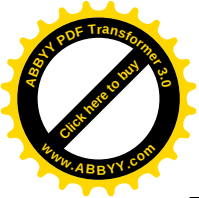
Abbildung 4.1: Stromverlauf der 10,3MeV Be-Ionen am Target.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, fällt der Strom in diesem Fall tendenziell ab. Außerdem ist es zu Überschlügen im Terminal gekommen (sog. Sparks). In solchen Fällen wird der Ionenstrahl nicht mehr in den Tandembeschleuniger geleitet, damit sich das elektrische Feld wieder stabilisieren kann. Dies erklärt die drei großen Einbrüche im obigen Verlauf.

Die genaue Methode der Korrektur ist davon abhängig, ob das Gammaquant der betreffenden Kernreaktion prompt oder erst mit einer gewissen Halbwertszeit verzögert ausgesendet wird.

4.2.1.1) Der Einfluss der Stromschwankung auf die Zählraten verzögerter γ -Quanten

Aus der untersuchten Reaktion gehe ein Kern hervor welcher, mit der charakteristischen Halbwertszeit $T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$, in einen angeregten Zustand eines Tochterkernes zerfällt. Unter Aussendung eines Photons fällt der Tochterkern in ein energetisch tiefer liegendes Niveau ab.



Die Zählrate dieser Photonen zum Zeitpunkt t sei $Z(t)$ und die Zeitpunkte der Strommessungen seien t_i . Der aus der i -ten Strommessung zu berücksichtigende Beitrag des gemessenen Stromes I_i zur Zählrate ($I_{i,korr.}(t)$) ist dann:

$$I_{i,korr.}(t) = I_i \cdot \exp(-\lambda \cdot (t - t_i)) \quad (4.1)$$

Der gesamte für die Zählrate relevante Strom $I_{korr.}(t)$ ist die Summe aller Beiträge für welche die Bedingung $t_i \leq t$ gilt.

$$I_{korr.}(t) = \sum_{t_i \leq t} I_{i,korr.}(t) = \exp(-\lambda \cdot t) \cdot \sum_i I_i \cdot \exp(\lambda \cdot t_i) \quad (4.2)$$

Dividiert man die beobachtete Zählrate durch den relevanten Strom

$$\frac{Z(t)}{I_{korr.}(t)} = C \quad (4.3)$$

so erhält man eine Konstante C , welche bereits den gesuchten Reaktionsquerschnitt beinhaltet. Nach Gleichung (1.6) gilt

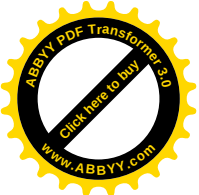
$$C_v = \frac{Z_v}{\alpha_{eff}} = \lambda \cdot n_{Al} \cdot \sigma \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma) = \frac{C}{f} \quad (4.4)$$

mit f den Umrechnungsfaktor von Strom (in A) in Teilchenstrom (Teilchen/s). Für einen Ladungszustand q des Projektils folgt

$$f = \frac{6,242 \cdot 10^{18} \text{ Berylliumatome}}{q \text{ A}} \quad (4.5)$$

Für den Reaktionsquerschnitt in expliziter Darstellung folgt:

$$\sigma(E) = \frac{C_v}{\lambda \cdot n_{Al} \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma)} \quad (4.6)$$



Um C zu bestimmen, werden die Ströme und die Zeiten ihrer Messung t_i , sowie die mit dem Replay-Modus ermittelten Zählraten Z_z samt den dazugehörigen Zeiten t_z in das Programm SigmaPlot eingegeben. Danach wird eine Zeitreihe mit den Elementen t_n definiert, wobei die Reihe bei Null beginnt und jeweils um eine Sekunde weiterspringt, bis das Ende der Messzeit erreicht ist. Die zu den Zeiten t_i gemessenen Stromwerte werden sodann auf alle Zeiten t_n interpoliert und somit erhält man für jede Sekunde der Messzeit einen Wert für den Strom der Größe I_n . Wendet man nun Gleichung (4.2) auf die Stromwerte I_n an, so kann der oben beschriebene für die Zählrate relevante Strom $I_{\text{kor.}}(t)$ für jede Sekunde des Messvorganges berechnet werden. Die so erhaltene Korrektur kann ihrerseits auf die Zeiten der Zählraten t_z interpoliert werden. Somit bekommt man für alle Zählraten Z_z den dazugehörigen relevanten Strom $I_{z,\text{kor.}}$. Es ist zu beachten, dass die Interpolation des Stromes auf die Zeiten t_n zweckmäßig ist, da auch die Zählrate selber die Dimension Sekunde enthält und somit kein Umrechnungsfaktor nötig ist.

Mit Hilfe obiger Überlegungen kann nun nach Gleichung (4.3) die Konstante C_z für die z -te Zählrate gemäß

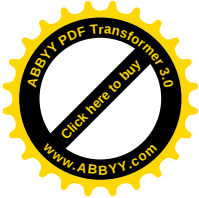
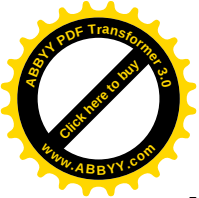
$$\frac{Z_z(t)}{I_{\text{kor.},z}(t)} = C_z \quad (4.7)$$

berechnet werden. Mittels Zuhilfenahme einer von SigmaPlot unterstützten linearen Regression, kann unter Berücksichtigung aller Konstanten C_z der wahrscheinlichste Wert für C erhalten werden¹.

4.2.1.2) Der Einfluss der Stromschwankung auf die Zählraten prompter γ -Quanten

Werden die Photonen, die auf die zu untersuchende Kernreaktion schließen lassen, nicht verzögert emittiert, sondern innerhalb einer Zeitspanne der Größenordnung von Piko- bzw. Nanosekunden, so kann die Photonenemission als quasi instantan betrachtet werden. In solchen Fällen muss die Zählrate mit dem momentanen Strom I ins Verhältnis gesetzt werden. Um die

¹ Auf eine Wichtung der C_z wurde verzichtet, da der Einfluss auf die Berechnung von C vernachlässigbar ist.



Messgenauigkeit insbesondere bei geringen Zählraten zu erhöhen, wurde die Zählung der Photonen über einen Zeitraum von bis zu zwei Minuten vorgenommen. Auch hier wird der Strom zweckmäßigerweise zuerst auf jede Sekunde der Messzeit interpoliert. Wird der so errechnete durchschnittliche Stromwert für die z -te Zählrate mit $\langle I \rangle_z$ bezeichnet, so gilt für C_z die folgende Relation:

$$\frac{Z_z(t)}{\langle I \rangle_z} = C_z \quad (4.8)$$

Wie schon bei den verzögerten Zählrate, kann auch hier unter Zuhilfenahme einer von SigmaPlot unterstützten linearen Regression aus allen Konstanten C_z der wahrscheinlichste Wert für C bestimmt werden.

4.2.2) Die Zeitkorrektur

Für prompte Reaktionen wurde die im Messintervall $[t_1, t_2]$ ermittelte Zählrate der Zeit $t^* = t_1 + \frac{t_2 - t_1}{2}$ zugeschrieben.

Für verzögerte Photonen wird die Zählrate $Z(t)$ während Bestrahlung gemäß

$$Z(t) = Z_\infty \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t)) \quad (4.9)$$

in Richtung der Sättigungszählrate Z_∞ hin ansteigen, und nach der Beendigung der Bestrahlung fällt die Zählrate gemäß

$$Z(t) = Z(t_{\max}) \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (4.10)$$

exponentiell ab, wobei $Z(t_{\max})$ die Zählrate am Ende der Bestrahlung darstellt.

Abbildung (4.2) zeigt ein typisches Beispiel eines solchen Aktivierungs- bzw. Abfallverlaufes.

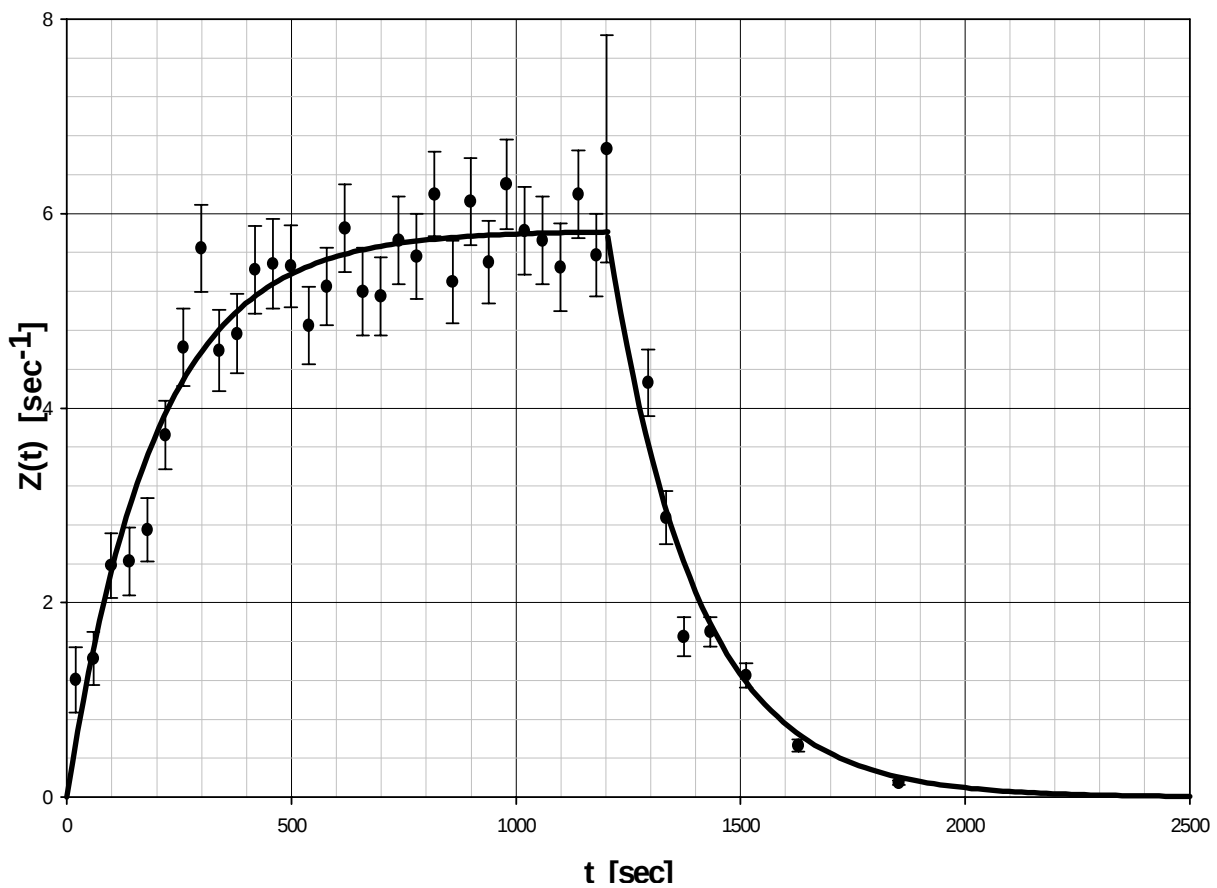


Abbildung 4.2: Beispiel des Verlaufs einer Zählrate verzögert emittierter Photonen.

Um nun einen geeigneten, für die Zählrate repräsentativen, Zeitpunkt ausfindig zu machen, wurde die folgende Überlegung gemacht:

Die während der Zeitspanne Δt gezählten Photonen Z_{int} , können als Integration von $Z(t)$ über diesen Zeitraum aufgefasst werden. Das über diesen Zeitraum gewichtete Mittel der Zählrate $\hat{Z}$ ist somit

$$\hat{Z} = \frac{Z_{\text{int}}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \cdot \int_{t_a}^{t_e} dt \cdot Z(t). \quad (4.11)$$

Als Ansatz zur Auffindung des repräsentativen Zeitpunkts t^* , kann gefordert werden, dass t^* die Bedingung

$$Z(t^*) = \hat{Z} \quad (4.12)$$

erfüllen muss. Die eben beschriebene Methode ist in Abbildung (4.3) illustriert. Durch Anwendung von Gleichung (4.12) auf die Wachstums- bzw. Abfallkurve von $Z(t)$ ergibt sich somit

$$t^* = \frac{1}{-\lambda} \cdot \ln \left[\frac{1}{\lambda \cdot \Delta t} \cdot (\exp(-\lambda \cdot t_a) - \exp(-\lambda \cdot t_e)) \right] \quad (4.13)$$

wobei t_a den Anfangszeitpunkt einer Zählung darstellt, also t_1 beziehungsweise t_3 in Abbildung (4.3) entspricht. t_e ist der Zeitpunkt am Ende einer Zählung, entspricht also t_2 beziehungsweise t_4 in der Illustration.

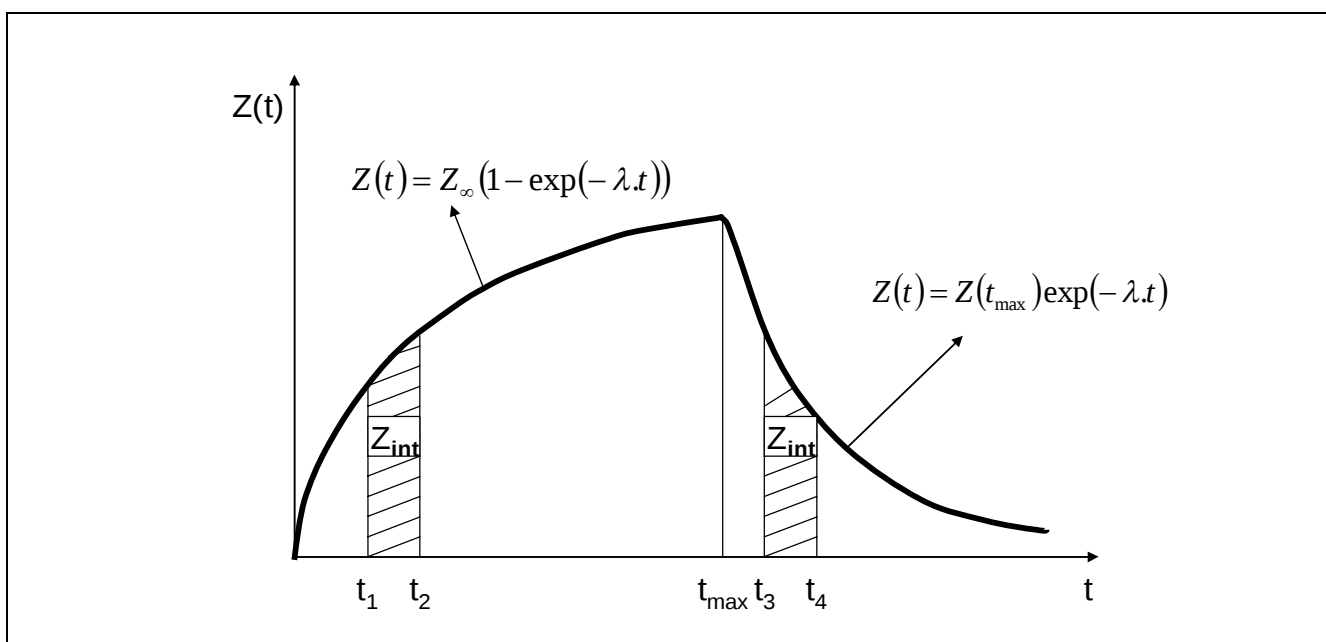
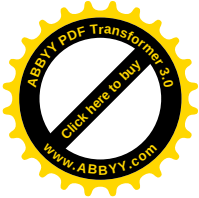
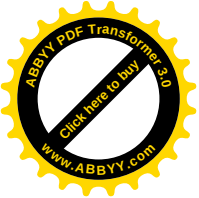


Abbildung 4.3: Zur Berechnung einer repräsentativen Zeit für die Zählrate von verzögerten Photonen.

4.3) Kinematische Betrachtungen

4.3.1) Coulombbarriere und Tunneleffekt

Ein bestimmendes Kriterium, wie viele Be-Ionen die Target-Kerne erreichen, ist die Höhe der so genannten Coulombbarriere. Diese Barriere ist ein Maß für die elektrische Abstoßung zwischen den Target- und Projektilkernen. Sie setzt sich aus der kurzreichweitigen (im Femtome-



terbereich), bindenden, starken Wechselwirkung zwischen den Nukliden und dem abstoßenden $\frac{1}{r}$ -Coulombpotential sowie der so genannten Zentrifugalbarriere (vom Bahndrehimpuls l abhängig) zusammen. Letztere kann bei den hier auftretenden Energien vernachlässigt werden. Eine Näherungsformel zur Abschätzung der Höhe der zu überwindenden Coulombbarriere V_C ist:

$$V_C = 1,24 \cdot \frac{Z_P \cdot Z_T}{\left(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} + 2\right)} \text{ MeV} \quad (4.14)$$

mit

Z_P Protonenzahl des Projektils

Z_T Protonenzahl des Targets

A_P Massenzahl des Projektils

A_T Massenzahl des Targets

Setzt man in Gleichung (4.14) die entsprechenden Werte für ^{27}Al und ^9Be ein, so ergibt sich die Höhe des Coulombpotentials zu

$$V_C(^9\text{Be}, ^{27}\text{Al}) \approx 9,1 \text{ MeV} . \quad (4.15)$$

Es finden aber auch Kernreaktionen unterhalb dieser Schwelle statt. Den Bereich, in dem solche niederenergetischen Reaktionen stattfinden, bezeichnet man als „subcoulomb“. Subcoulombe Reaktionen sind quantenmechanisch erklärbar. Ein Teilchen, das im klassischen Sinne nicht genug kinetische Energie hätte, um ein bestimmtes Potential zu überwinden, kann dieses Potential auf Grund seiner Welleneigenschaften durchtunneln. Die Amplitude $u(r)$ des Radialteils der Wellenfunktion Ψ dieses Teilchens nimmt innerhalb des Potentials exponentiell ab. Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Teilchens proportional zu dem Quadrat der Wellenfunktion ist, kann ein Teilchen mit einer kleineren kinetischen Energie als die Coulombbarriere dadurch trotzdem diese Barriere durchtunneln. Abbildung (4.4) veranschaulicht diesen Sachverhalt:

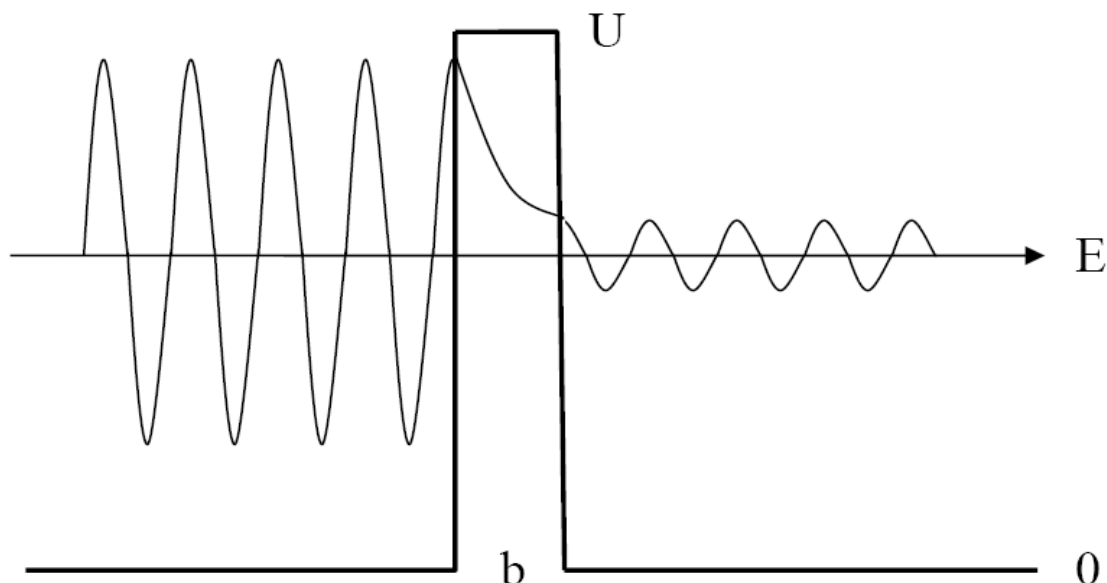


Abbildung 4.4: Exponentielle Abnahme der Amplitude $u(r)$ des Radialteils der Wellenfunktion Ψ innerhalb des Potentials U der Breite b .

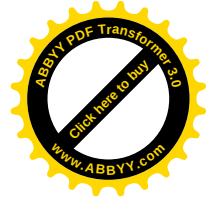
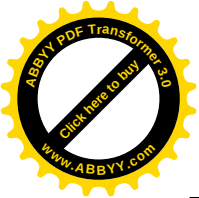
4.3.2) Die Übertragung von Anregungsenergie

Da bei den Kollisionen von Be-Ionen mit den Aluminiumatomen in diesen Experiment nur inelastische Stoßvorgänge untersucht werden, stellt sich die Frage, wie hoch die Anregungsenergie des produzierten Kernes ist. Es ist anzunehmen, dass der Großteil der untersuchten Kerne aus der Abdampfung von Nukleonen des Compoundkernes hervorgeht. Unter einem Compoundkern versteht man die Verschmelzung aller Nuklide von Projektil und Target. Die Lebensdauer des Compoundkernes ist in der Größenordnung von 10^{-16} bis 10^{-19} Sekunden. Diese Zeit ist ausreichend, um die aus dem Stoßvorgang übertragene Anregungsenergie auf die Nukleonen zu verteilen. Der Compoundkern von ^9Be und ^{27}Al ist das Chlorisotop mit der Massenzahl 36:



Dieser hoch angeregte (bis zu 33,3 MeV) Compoundkern kann durch Abdampfung von Kernfragmenten in andere Kerne übergehen, welche ein tieferes Energieniveau aufweisen. Den Übergang zu einem bestimmten Kern bezeichnet man als Kanal. Auf die beobachteten Kanäle wird in Abschnitt (4.4) eingegangen.

Hier soll nun abgeschätzt werden, mit welcher Energie der Compoundkern angeregt wird.



Das Bezugssystem sei das Laborsystem. In diesem System ruhen die Aluminiumkerne des Targets. Aus der Impulserhaltung folgt somit:

$$m_p \cdot v_p = (m_p + m_t) \cdot v \quad (4.16)$$

mit

m_p Masse des Projektils

m_t Masse des Targets

v_p Geschwindigkeit des Projektils

v Geschwindigkeit des Compoundkernes

Aus der Energieerhaltung folgt:

$$E_p = \frac{m_p \cdot v_p^2}{2} = \frac{(m_p + m_t) \cdot v^2}{2} - \Delta B + E_{exc} \quad (4.17)$$

wobei

E_p Einschussenergie des Projektils

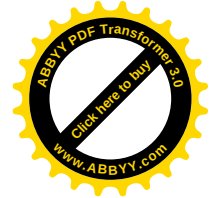
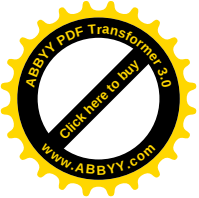
ΔB bei der Reaktion frei werdende Bindungsenergie

E_{exc} Anregungsenergie des Compoundkernes

Durch Auflösen der Gleichungen (4.16) und (4.17) nach E_{exc} kann die auf den Compoundkern übertragene maximale Anregungsenergie folgend dargestellt werden:

$$E_{exc} = E_p \frac{m_t}{m_p + m_t} + \Delta B. \quad (4.18)$$

Setzt man in Gleichung (4.18) die Massenzahlen der beteiligten Nuklide ein, also die Massen ohne Berücksichtigung der Massendefekte, so erhält man als Ergebnis, dass etwa drei Viertel der Einschussenergie zur Anregungsenergie des Compoundkernes beitragen:



$$E_{exc} \approx \frac{3}{4} \cdot E_p + \Delta B \quad (4.19)$$

Tabelle (4.1) zeigt die maximal übertragbare Anregungsenergie auf den Compoundkern für die von uns verwendeten Einschussenergien an. Compoundkernreaktionen konnten erst ab einer Projektilenergie von etwa 9 MeV beobachtet werden, weshalb tiefer liegende Energien in der Tabelle nicht berücksichtigt sind.

Einschussenergie E_p [MeV]	maximale E_{exc} [MeV]
9,0	~30,5
10,3	~31,4
11,5	~32,3
12,8	~33,3
13,3	~33,7

Tabelle 4.1: Anregungsenergie in Abhängigkeit von der Einschussenergie.

4.4) Spezielle Reaktionsquerschnitte

4.4.1) ^{28}Al

Die $1p_{3/2}$ Neutronen von ^9Be sind die am losesten gebundenen Neutronen aller stabilen Elemente. Bezeichnet man mit Δ den Massenüberschuss, so gilt [12]:

$$\Delta(^9\text{Be}) = 11,3470 \text{ MeV}$$

$$\Delta(^8\text{Be}) = 4,9417 \text{ MeV}$$

$$\Delta(n) = 8,0713 \text{ MeV}$$

$$\Delta(^{27}\text{Al}) = -17,1960 \text{ MeV}$$

$$\Delta(^{28}\text{Al}) = -16,8504 \text{ MeV}$$

Beim Transfer eines Neutrons von einem Berylliumatom auf ein Aluminiumatom im Target wird somit eine Energie von 6,06 MeV frei. Da keine γ -Linien von hochangeregtem ^{28}Al beobachtet wurden, kann davon ausgegangen werden, dass der Neutronentransfer selektiv in den Grundzustand von ^{28}Al erfolgte.

Abbildung (4.5) zeigt das Zerfallsschema von ^{28}Al .

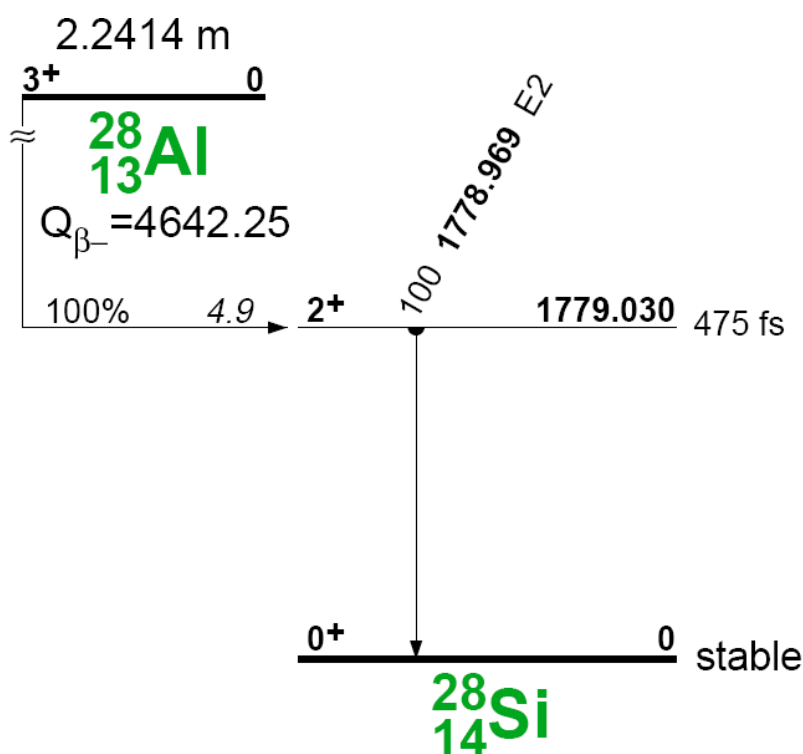


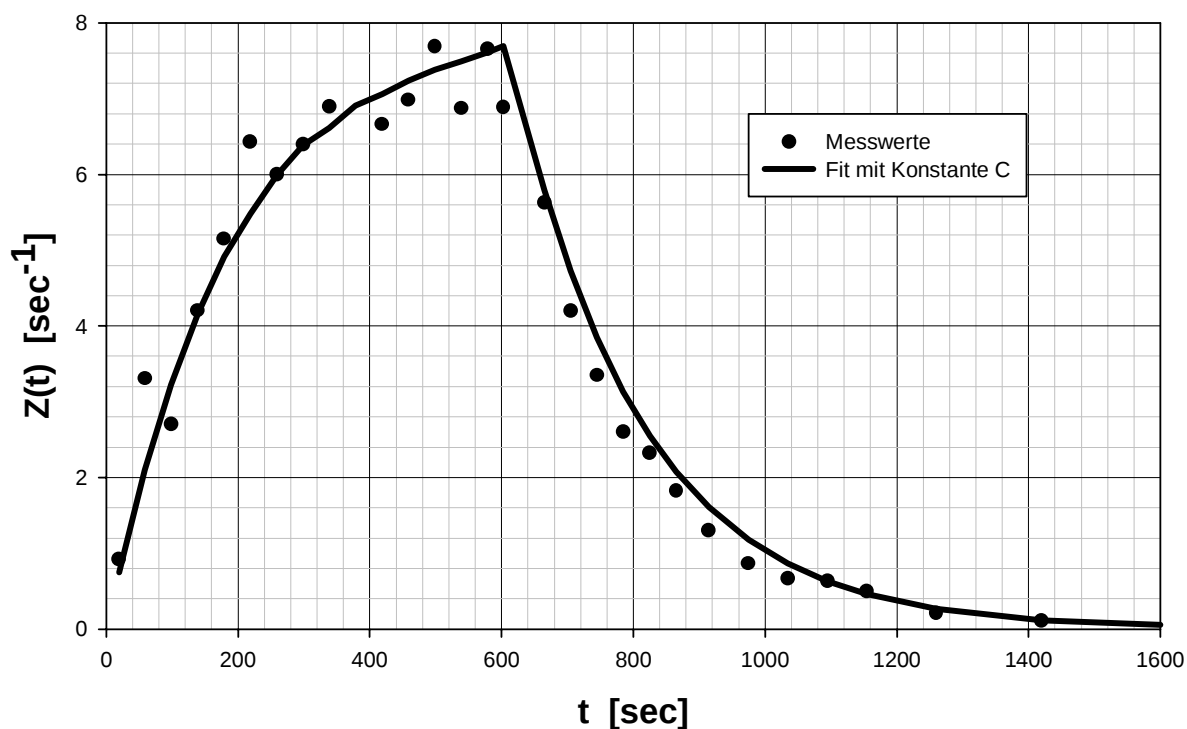
Abbildung 4.5: Zerfallsschema von ^{28}Al [13].

Im Grundzustand zerfällt ^{28}Al zu 100% über einen β^- -Übergang mit einer Halbwertszeit von 2,24 Minuten in den ersten angeregten Zustand von ^{28}Si (Q-Wert: 4,64 MeV) und, unter Aussendung eines 1778,9 keV-Photons, regt sich dieser innerhalb einer halben Pikosekunde in den Grundzustand ab.

Die Wahrscheinlichkeit p_γ der Aussendung eines 1778,9 keV-Photons pro Zerfall ist 1:

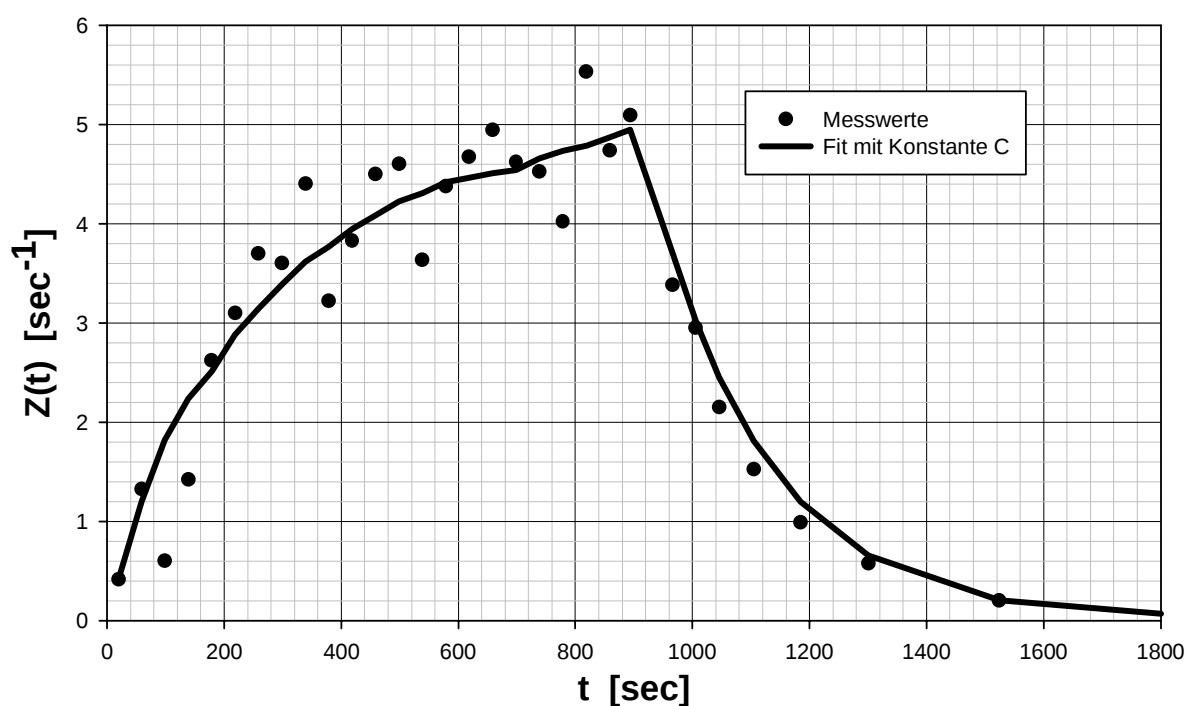
$$p_\gamma(1778,9 \text{ keV}) = 1 \quad (4.20)$$

Die Konstante C wurde nach den in Kapitel 4.2 beschriebenen Methoden aus den stromnormierten Zählraten berechnet. Die Abbildung (4.6 bis 4.16) zeigen neben den Messwerten auch den mit der Konstante C berechneten Verlauf der Zählraten als Funktion der Zeit.



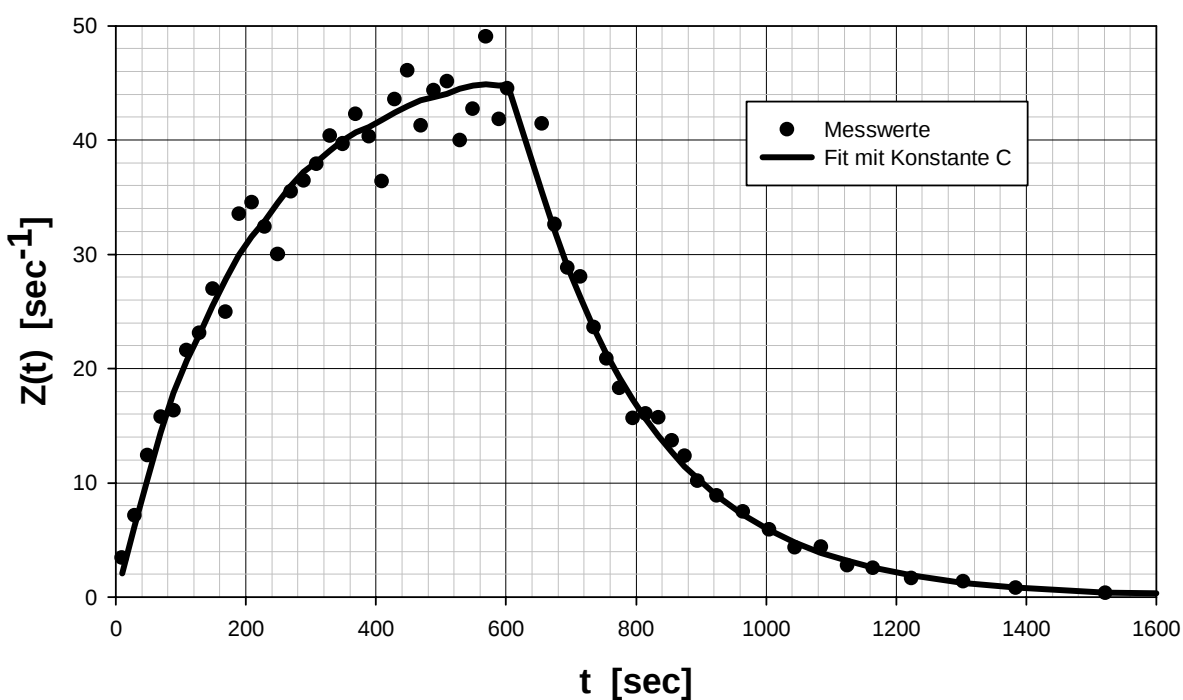
$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = (5,78 \pm 0,12) \cdot 10^{-5}$$

Abbildung 4.6: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 5,6 MeV.



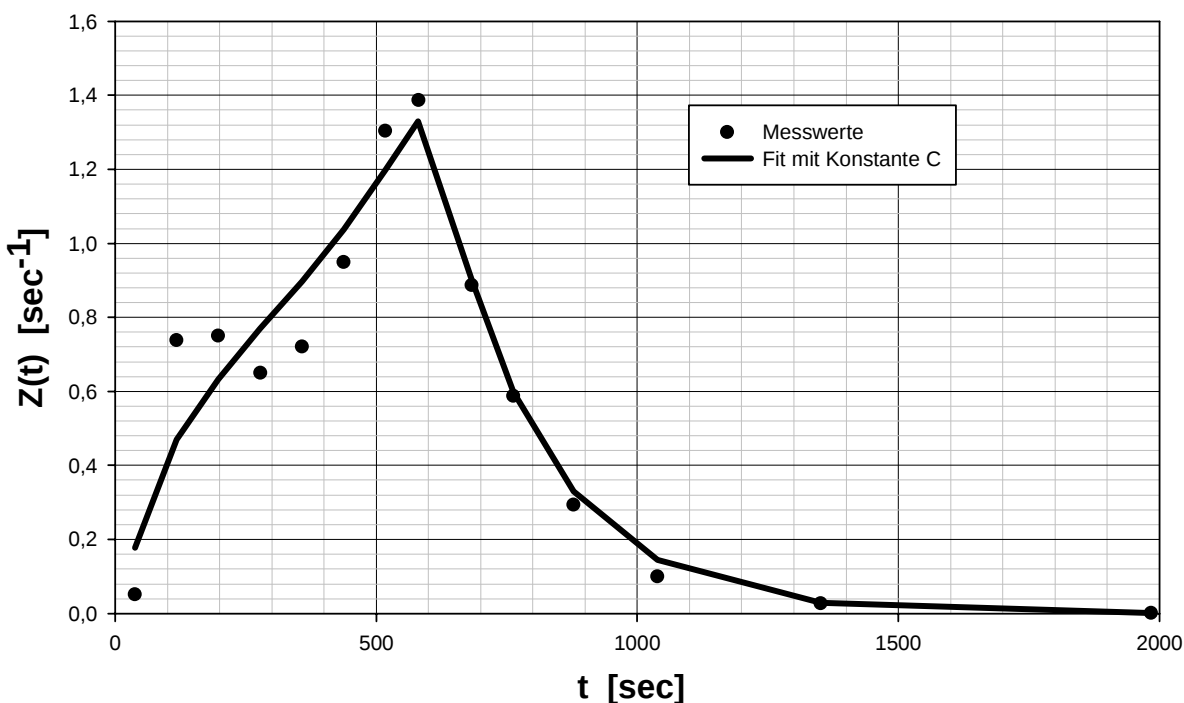
$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = (1,169 \pm 0,027) \cdot 10^{-4}$$

Abbildung 4.7: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 5,9 MeV.



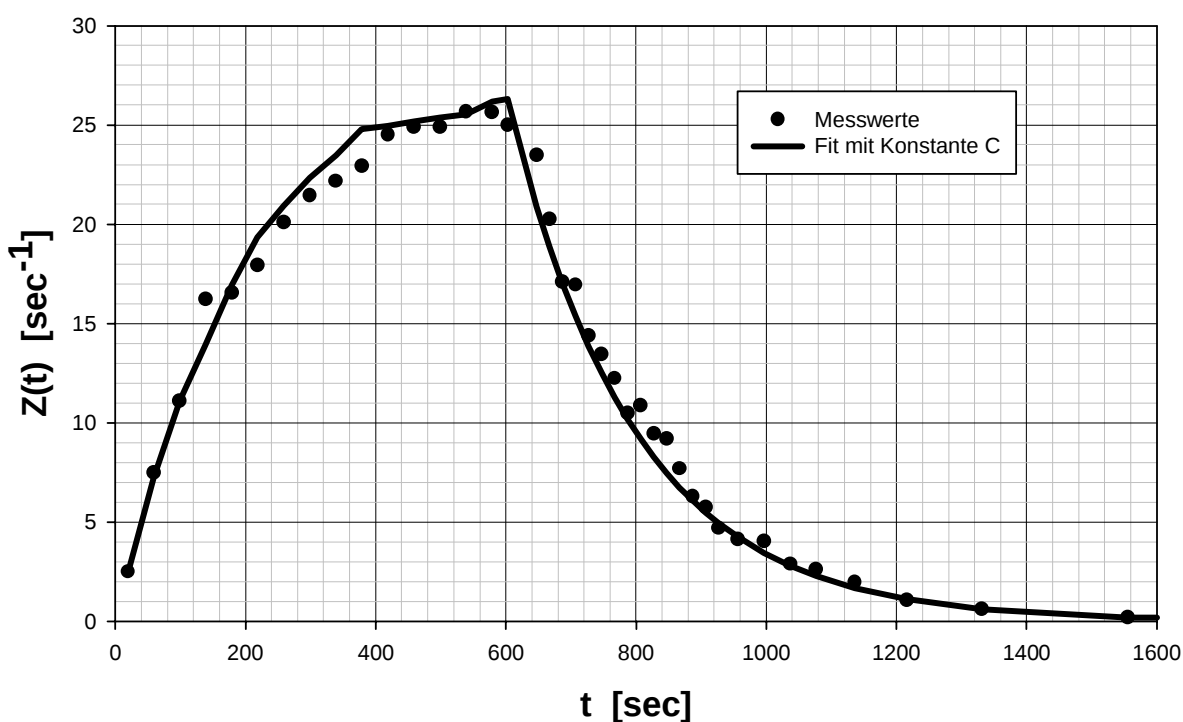
$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = (2,815 \pm 0,026) \cdot 10^{-4}$$

Abbildung 4.8: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 6,4 MeV.



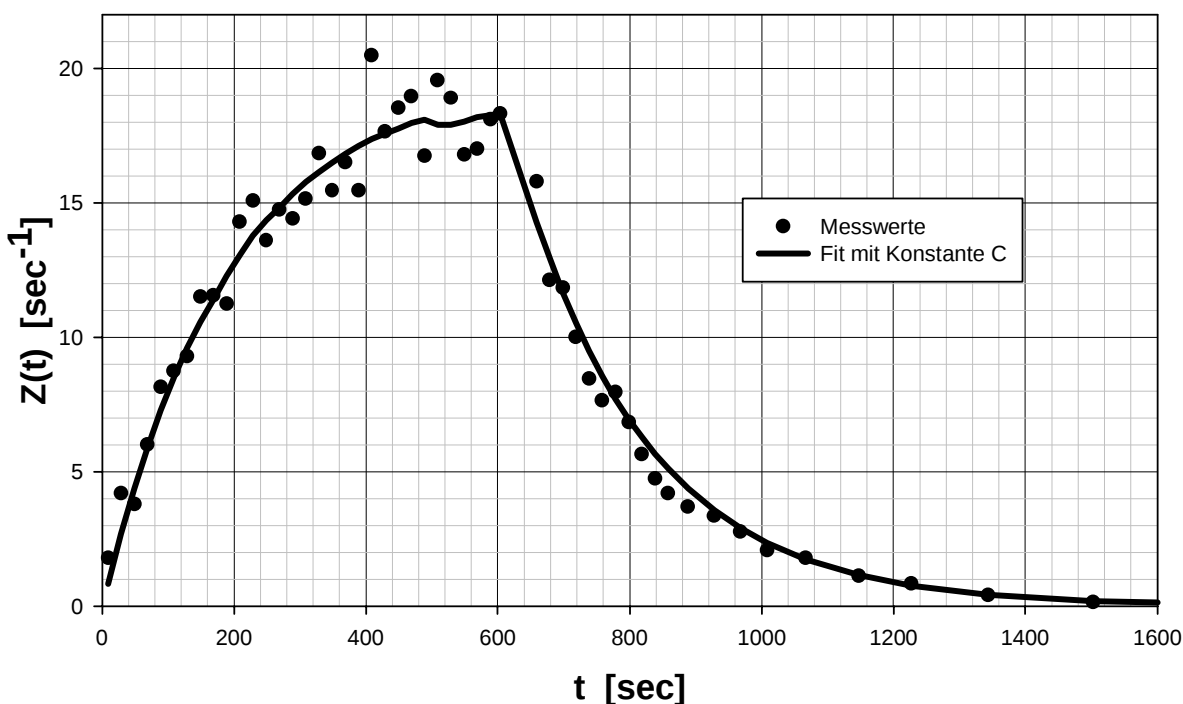
$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = (4,96 \pm 0,21) \cdot 10^{-4}$$

Abbildung 4.9: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 7,0 MeV.



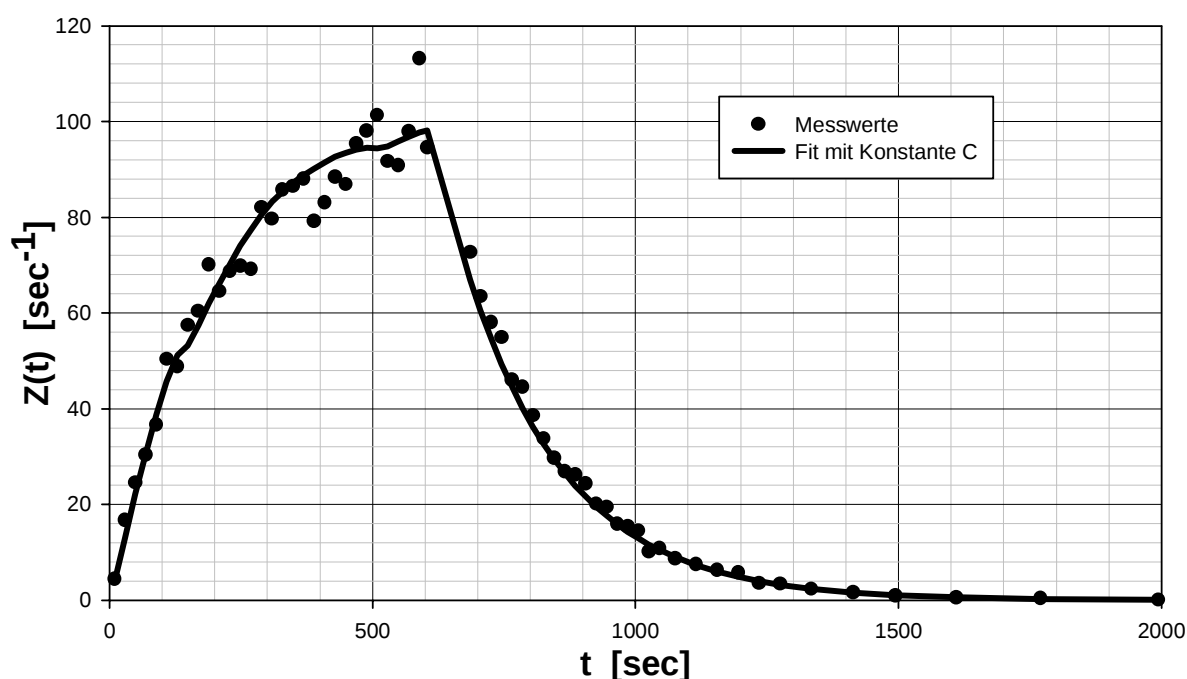
$$Z(t)=C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C=(8,316 \pm 0,086)E-4$$

Abbildung 4.10: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 7,2 MeV.



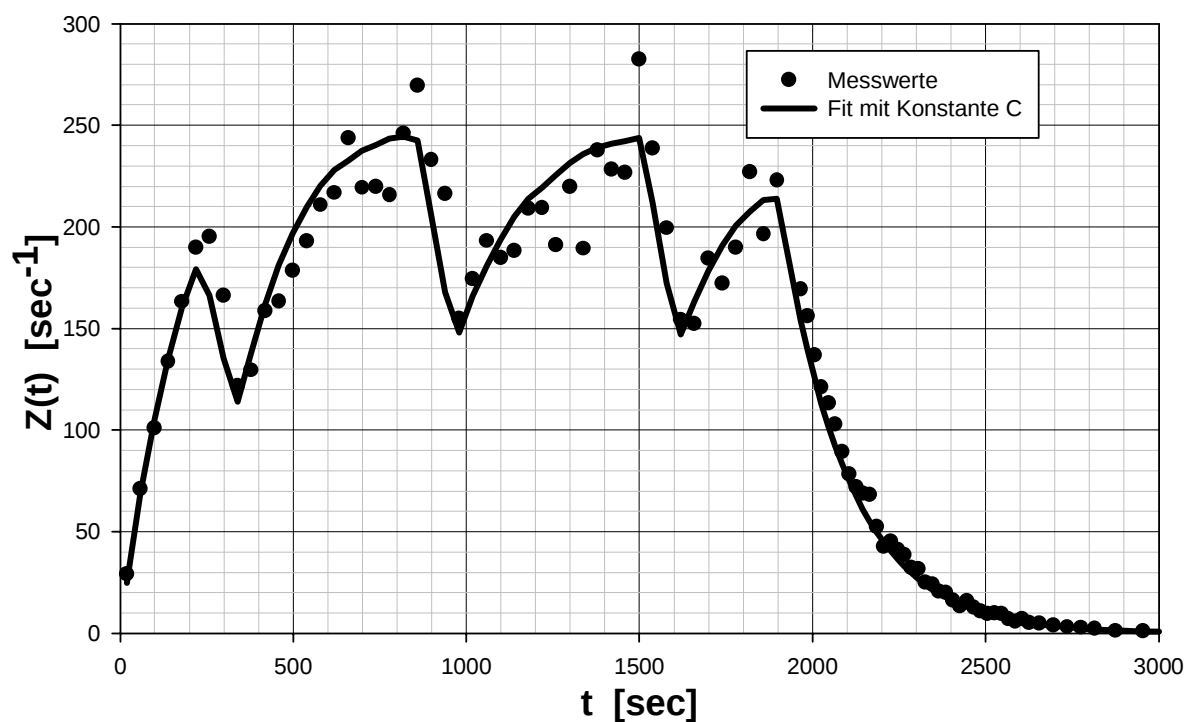
$$Z(t)=C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C=(2,207 \pm 0,023)E-3$$

Abbildung 4.11: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 8,0 MeV.



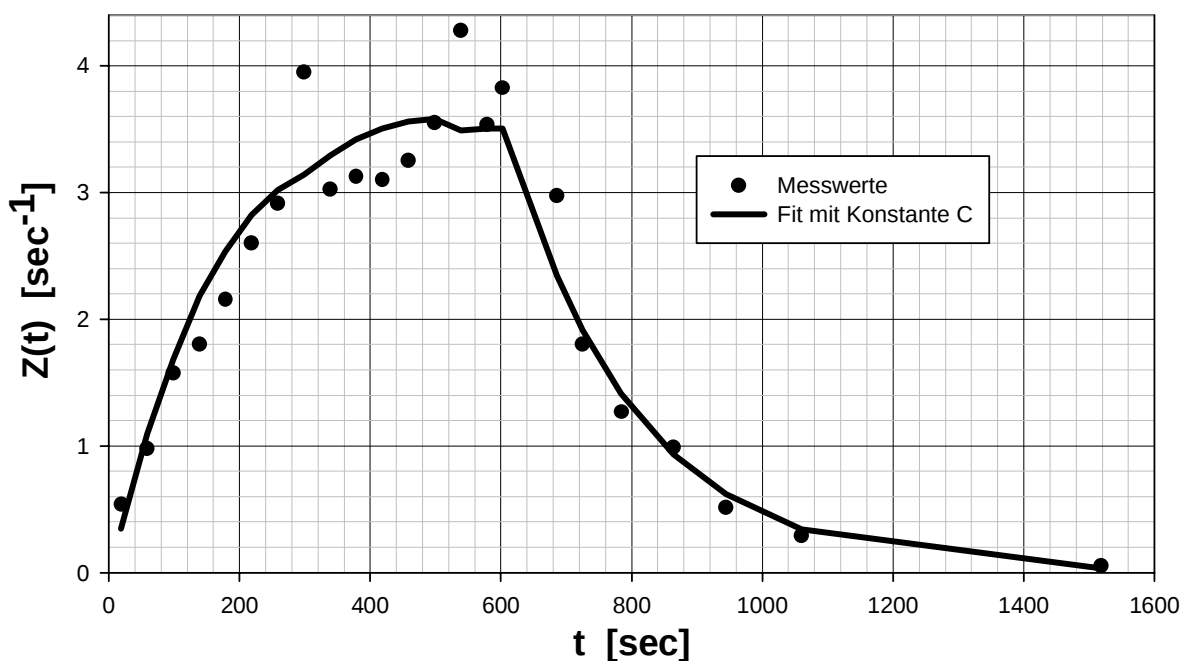
$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = (6,046 \pm 0,053) \cdot 10^{-3}$$

Abbildung 4.12: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 9,0 MeV.



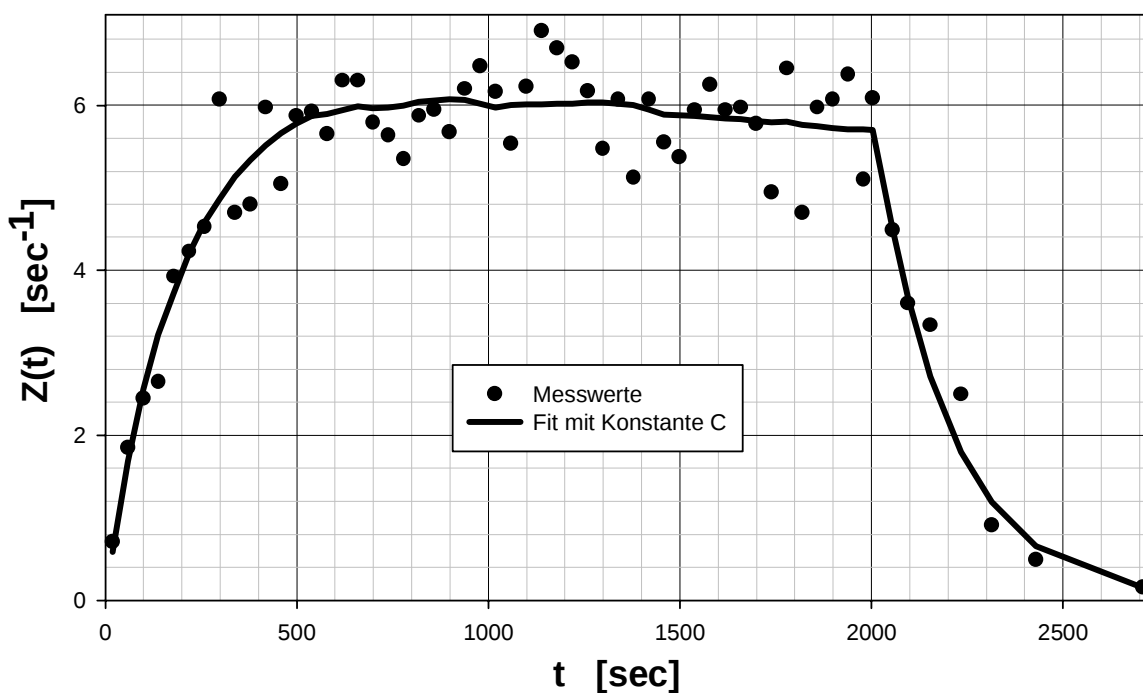
$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = 0,0148 \pm 0,0002$$

Abbildung 4.13: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 10,3 MeV.



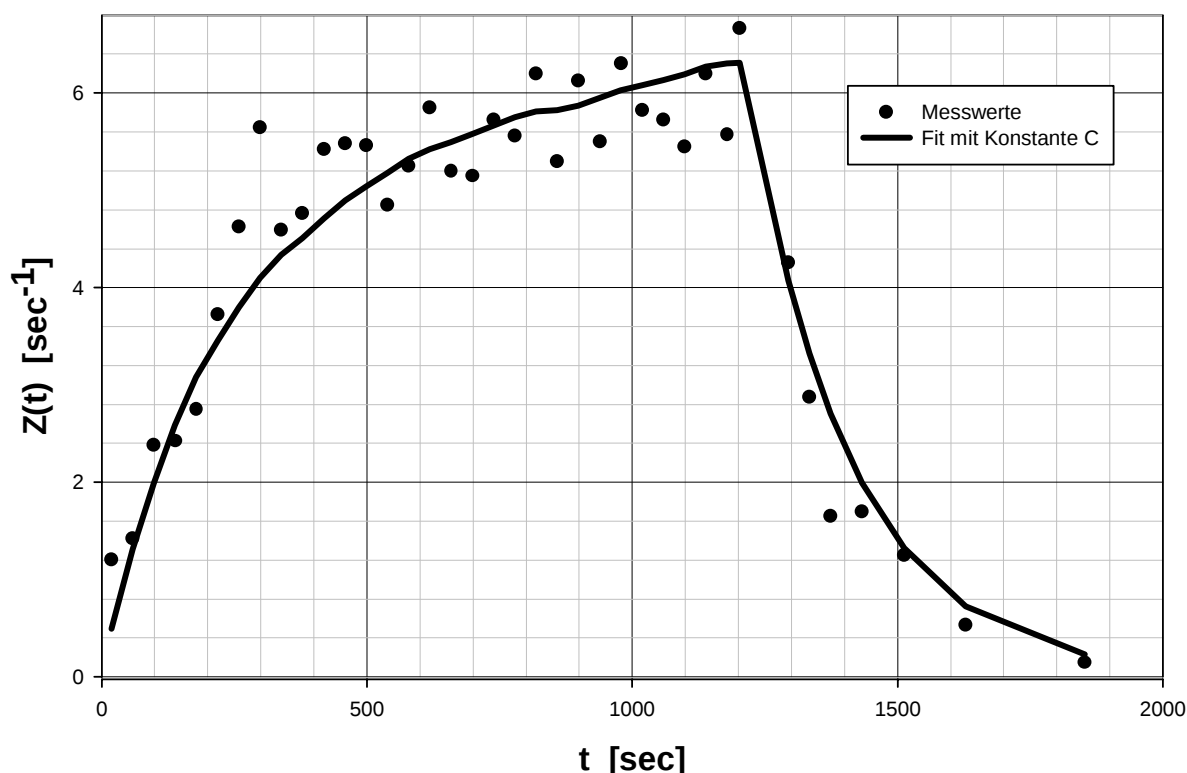
$$Z(t)=C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C=0,0262 \pm 0,0007$$

Abbildung 4.14: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 11,5 MeV.



$$Z(t)=C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C=0,0397 \pm 0,0005$$

Abbildung 4.15: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 12,8 MeV.



$$Z(t) = C \cdot \Sigma [I(t') \cdot \exp(-\lambda(t-t'))] \quad (I \text{ in nA}) \text{ mit } C = 0,0406 \pm 0,0007$$

Abbildung 4.16: Zählraten von 1778,78 keV-Photonen aus dem Zerfall von ^{28}Al , bei einer Projektilenergie von 13,3 MeV.

Mit Hilfe der Gleichung (4.5) können die Konstanten aus den Abbildungen (4.6 bis 4.16) in Reaktionsquerschnitte umgerechnet werden (siehe Tabelle (4.2)).

E_p [MeV]	σ [mb]
5,60	$(9,61 \pm 0,33)E-2$
5,93	$(1,94 \pm 0,07)E-1$
6,40	$(4,68 \pm 0,14)E-1$
7,01	$1,24 \pm 0,06$
7,22	$1,38 \pm 0,04$
8,01	$5,51 \pm 0,16$
9,00	$15,09 \pm 0,44$
10,31	$37,18 \pm 1,15$
11,50	$87,16 \pm 3,36$
12,82	$132,08 \pm 4,03$
13,32	$135,07 \pm 4,42$

Tabelle 4.2: Reaktionsquerschnitte für die Bildung von ^{28}Al in Abhängigkeit von der Projektilenergie E_p vor dem Eindringen in das Target.

Der Verlauf der Reaktionsquerschnitte als Funktion der Projektilenergie ist in Abbildung (4.17) gezeigt. Es muss beachtet werden, dass die Projektilenergie die höchste Energie darstellt, bei der die Kernreaktion stattgefunden haben kann, da das Projektil beim Durchdringen der Aluminiumfolie Energie verliert. Die untersuchte Reaktion kann demnach auch bei einer niedrigeren Energie stattgefunden haben. Den berechneten Reaktionsquerschnitten müssen daher entsprechend gemittelte Energien zugeordnet werden (siehe Abschnitt 5).

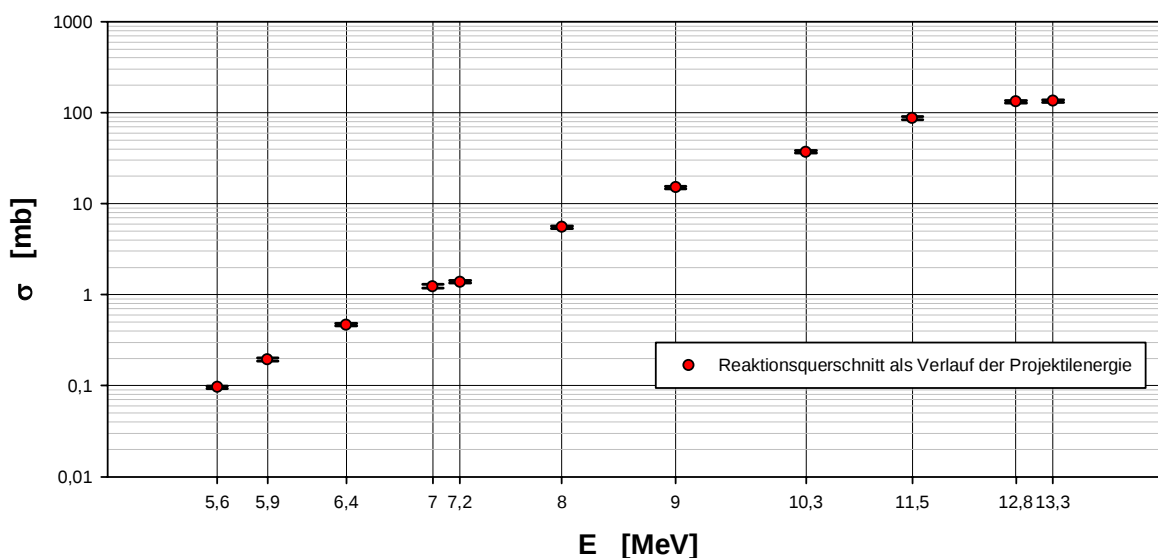


Abbildung 4.17: Verlauf der Reaktionsquerschnitte für die Bildung von ^{28}Al beim Beschuss von ^{27}Al mit ^9Be in doppellogarithmischer Darstellung.

4.4.2) Promptes und verzögertes ^{34}Cl

Dieses Chlorisotop kann sowohl durch die Detektion von prompten als auch verzögerten Photonen nachgewiesen werden.

4.4.2.1) Promptes ^{34}Cl

Die Energiebilanz bei der Erzeugung eines Anregungszustands von ^{34}Cl , kann mit dem Massenüberschuss der beteiligten Nuklide abgeschätzt werden:

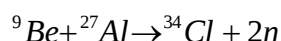
$$\Delta(^9\text{Be}) = +11,3470 \text{ MeV}$$

$$\Delta(^{27}\text{Al}) = -17,1960 \text{ MeV}$$

$$\Delta(^{34}\text{Cl}) = -24,4390 \text{ MeV}$$

$$\Delta(n) = +8,0713 \text{ MeV}$$

Ohne Berücksichtigung der kinetischen Energie des Projektils sowie der Reaktionsprodukte ergibt die Energiebilanz für die Reaktion



einen Q-Wert von etwa 2,3 MeV. Nach Gleichung (4.19) tragen noch dreiviertel der Einschussenergie zur Anregungsenergie bei. Zudem muss beachtet werden, dass kinetische Energie an die Reaktionsprodukte übertragen wird.

Das resultierende ^{34}Cl kann somit in einem Anregungszustand entstehen und unter Aussendung der in Abbildung (4.18) gezeigten Photonen in tiefere Energieniveaus übergehen.

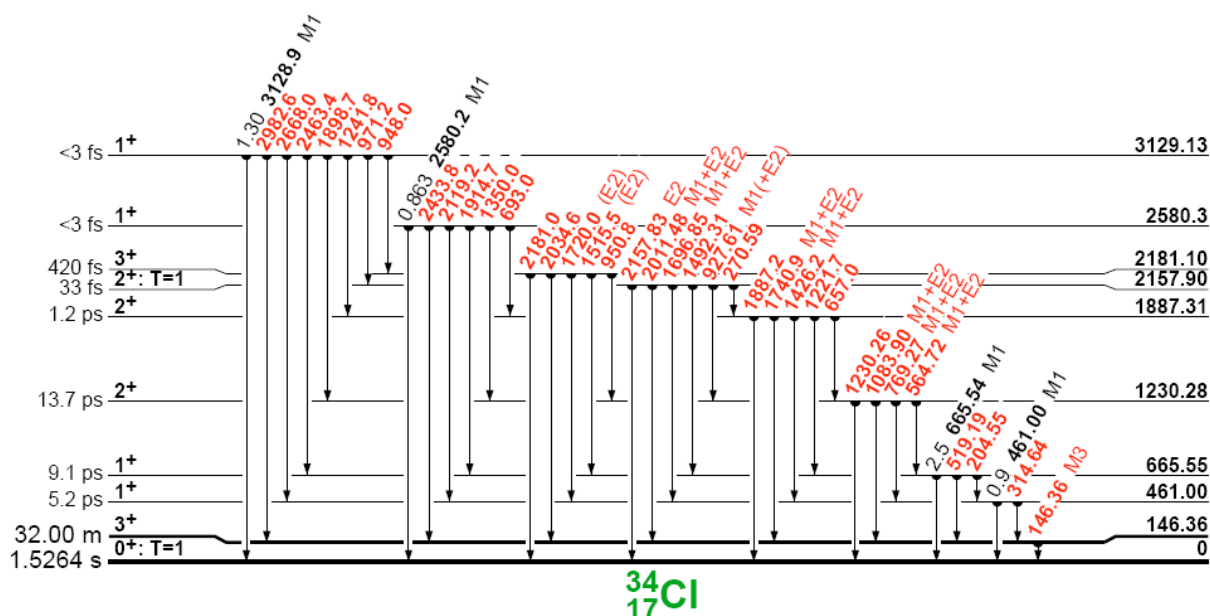
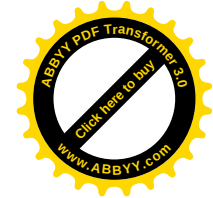
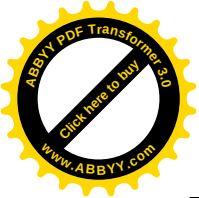


Abbildung 4.18: Niveauschema für ^{34}Cl [14].

Es konnten prompte Photonen mit den Energien 461,00 keV und 665,54 keV beobachtet werden. Die Zählraten waren jedoch so gering, dass lediglich der von den 461,00 keV-Photonen erzeugte Gammapeak geeignet ist, um eine Anregungsfunktion für promptes ^{34}Cl zu ermitteln.



Bei einer Projektilenergie von 10,3 MeV war der Strom hoch genug, um auch den Übergang vom 665,54 keV-Niveau in den Grundzustand auswerten zu können.

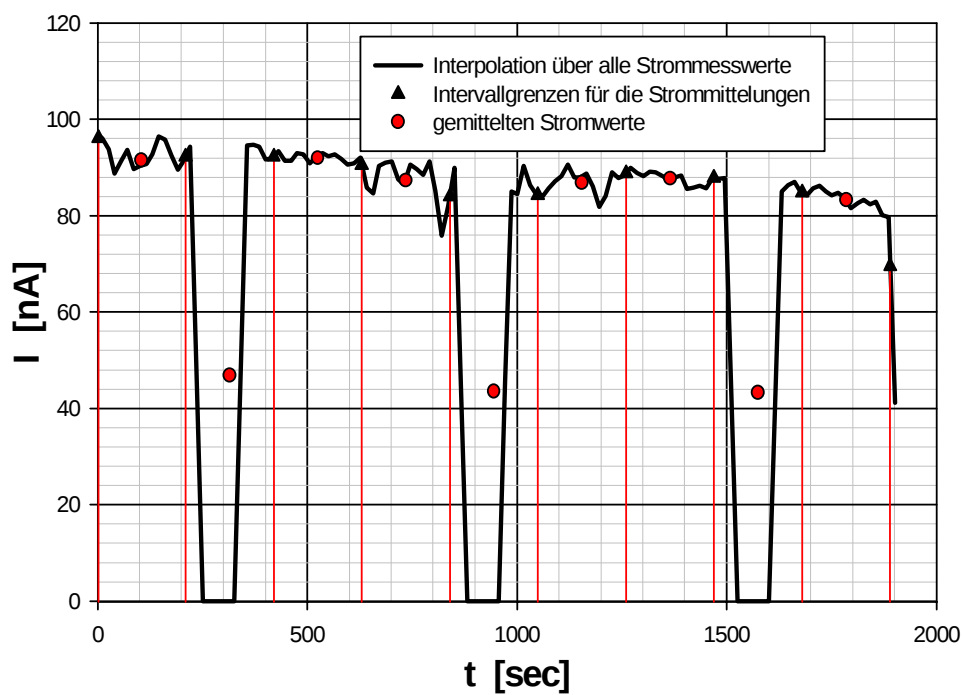
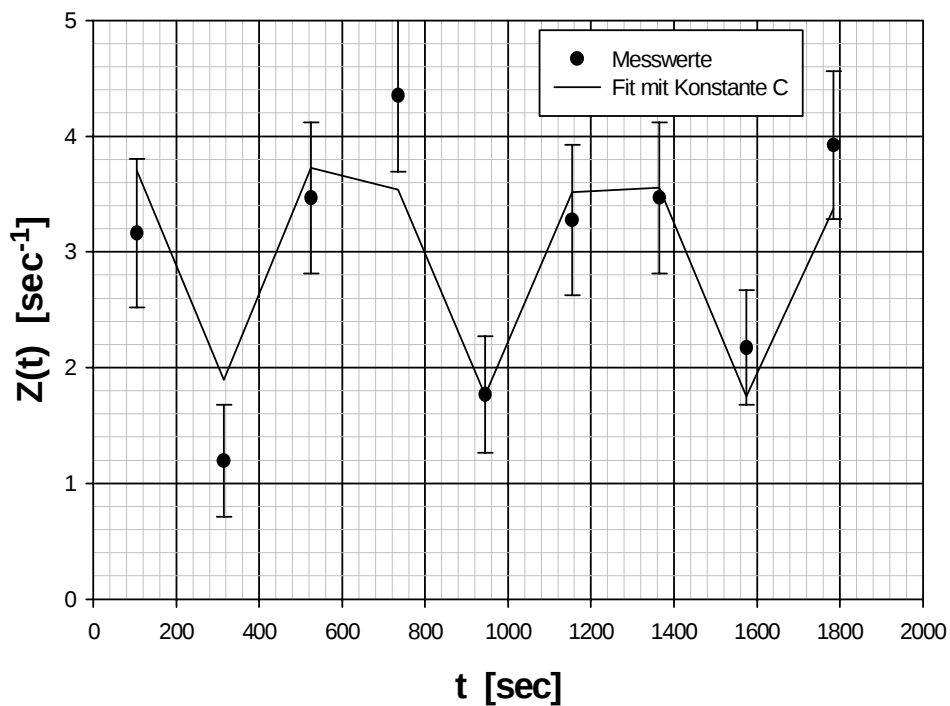
Der Übergang in den Grundzustand läuft entweder über eines der oben erwähnten Niveaus (461,00 keV oder 665,54 keV) oder es erfolgt ein Übergang in den metastabilen isomeren Anregungszustand (146,36 keV). Die relative Wahrscheinlichkeit eines dieser Niveaus zu überspringen liegt laut NuDat-Datenbank [15] stets unter einem Prozent.

Durch Addition der Bildungswahrscheinlichkeiten² dieser drei Niveaus kann somit der Reaktionsquerschnitt für die Bildung von ^{34}Cl bestimmt werden.

4.4.2.1.1) Das 461,00 keV-Niveau

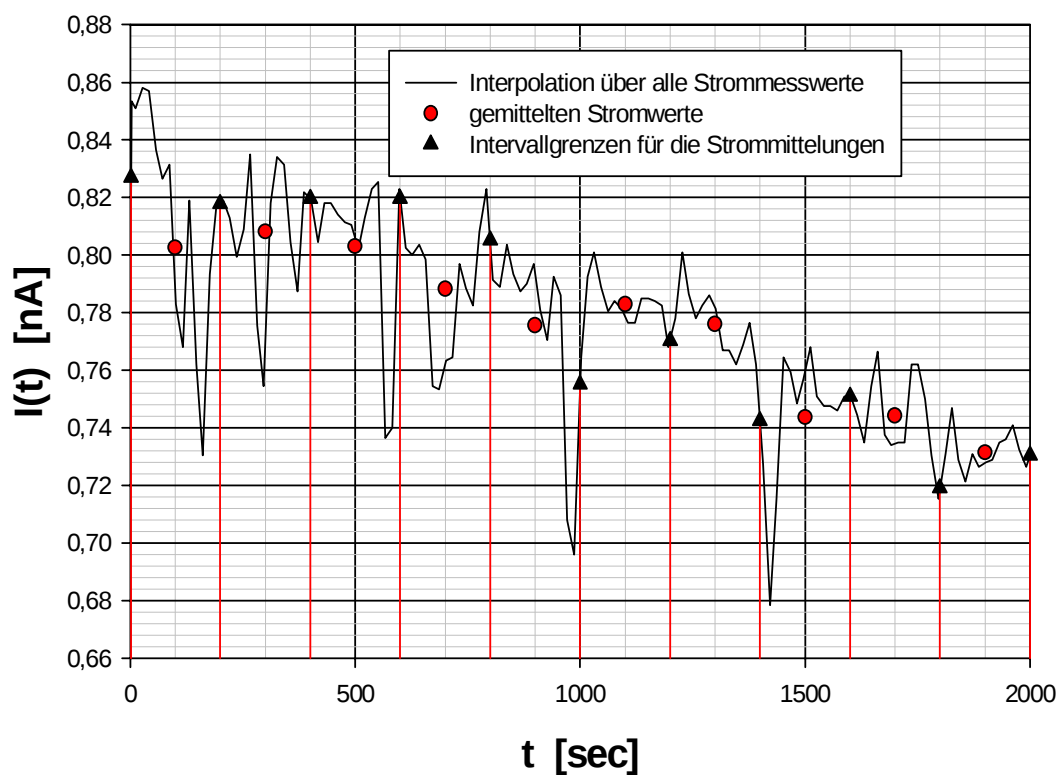
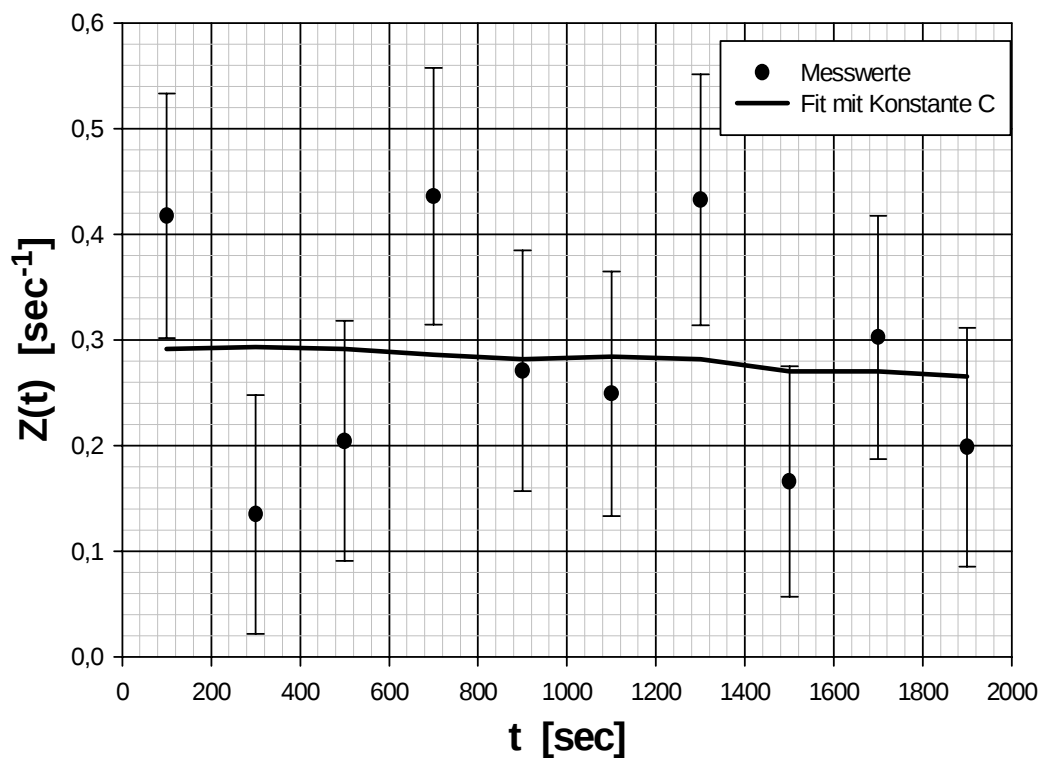
Der Verlauf der Zählraten für die 461 keV-Linie ist in den Abbildungen (4.19 bis 4.21) dargestellt. Zur Auswertung wurden die in Abschnitt (4.2.1.2) beschriebenen Methoden verwendet. Zusätzlich zu den gemessenen und gefitteten Zählraten (jeweils oberer Teil der Abbildungen) wird, um diese Auswertungsmethode zu illustrieren (jeweils unterer Teil der Abbildungen), auch der Stromverlauf, samt den über den Zeitintervallen der einzelnen Zählraten gemittelte Strom, gezeigt.

² Da bei der Erzeugung von Anregungszuständen nicht von einem Reaktionsquerschnitt gesprochen werden kann, wird der Begriff der Bildungswahrscheinlichkeit verwendet. Diese Bildungswahrscheinlichkeit kann mittels Division durch n_{Al} in Einheiten des Reaktionsquerschnittes umgerechnet werden.



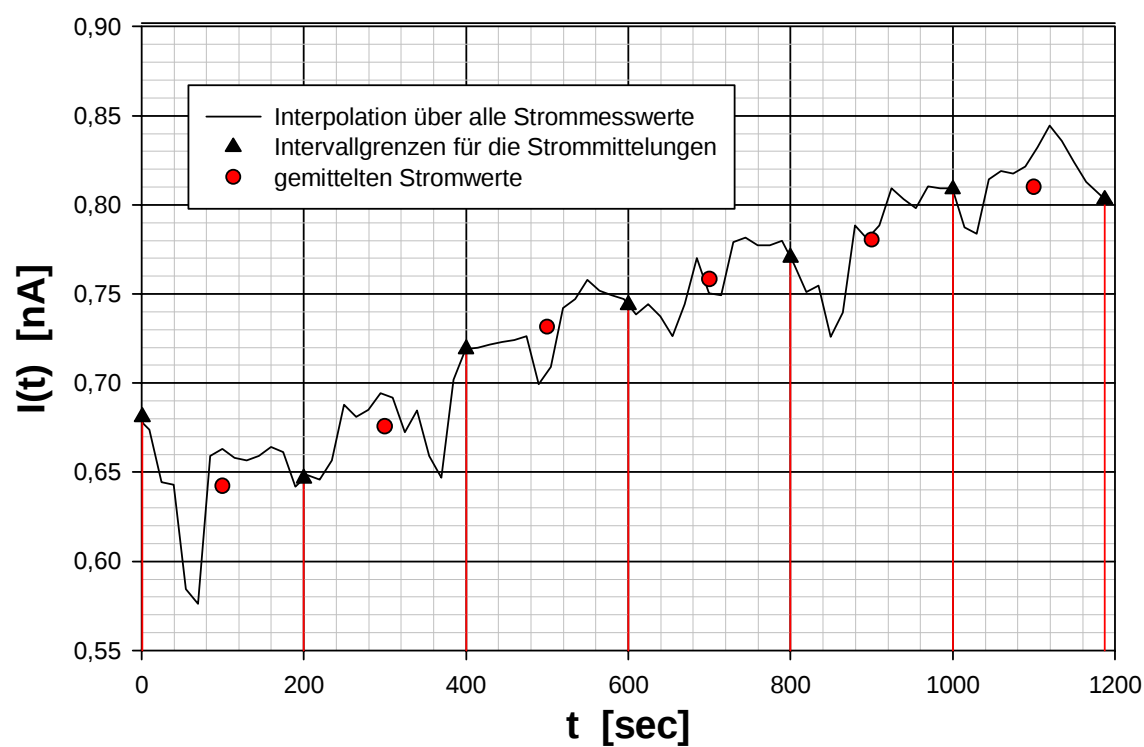
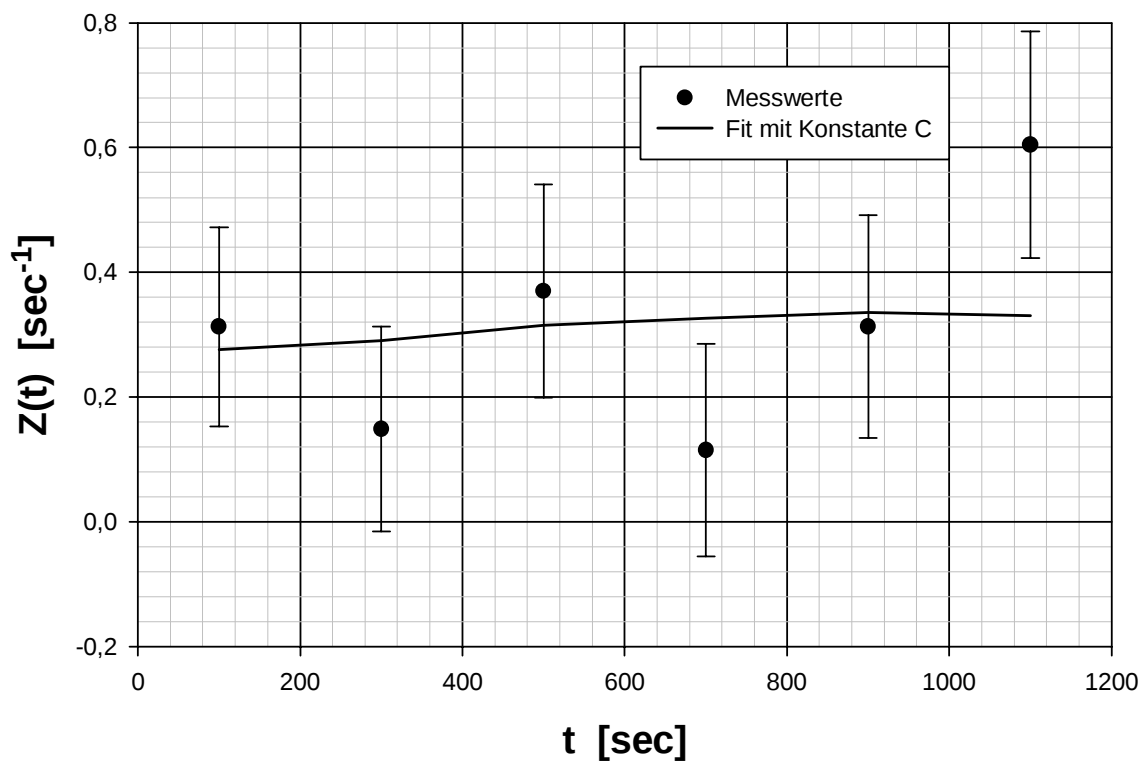
$$Z(t) = C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA} \quad \text{mit} \quad C = 0,04050 \pm 0,00222$$

Abbildung 4.19: Zählrate der 461,00 keV-Linie nach Kollision von ^9Be mit ^{27}Al bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV, sowie der Stromverlauf, Stromintervallgrenzen und gemittelte Stromwerte.



$$Z(t) = C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA} \quad \text{mit } C = 0,3630 \pm 0,0454$$

Abbildung 4.20: Zählrate der 461,00 keV-Linie nach Kollision von ^9Be mit ^{27}Al bei einer Einschussenergie von 12,8 MeV, sowie der Stromverlauf, die Stromintervallgrenzen und gemittelte Stromwerte.



$$Z(t) = C \cdot I(t)$$

I in nA

mit

$$C = 0,4304 \pm 0,0956$$

Abbildung 4.21: Zählrate der 461,00 keV-Linie nach Kollision von ^9Be mit ^{27}Al bei einer Einschussenergie von 13,3 MeV, sowie der Stromverlauf, die Stromintervallgrenzen und gemittelten Stromwerte.

Die aus den Konstanten C bestimmten Bildungswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle (4.3) zusammengefasst. Abbildung (4.22) zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes für prompten γ -Emission (461,00 keV-Photonen).

E_p [MeV]	$\frac{b}{n_{Al}} \cdot 10^{27}$ [mb]
10,31	$(2,98 \pm 0,18)E-1$
12,82	$3,56 \pm 0,46$
13,32	$4,22 \pm 0,94$

Tabelle 4.3: In mb umgerechnete Bildungswahrscheinlichkeiten des 461,00 keV-Niveaus.

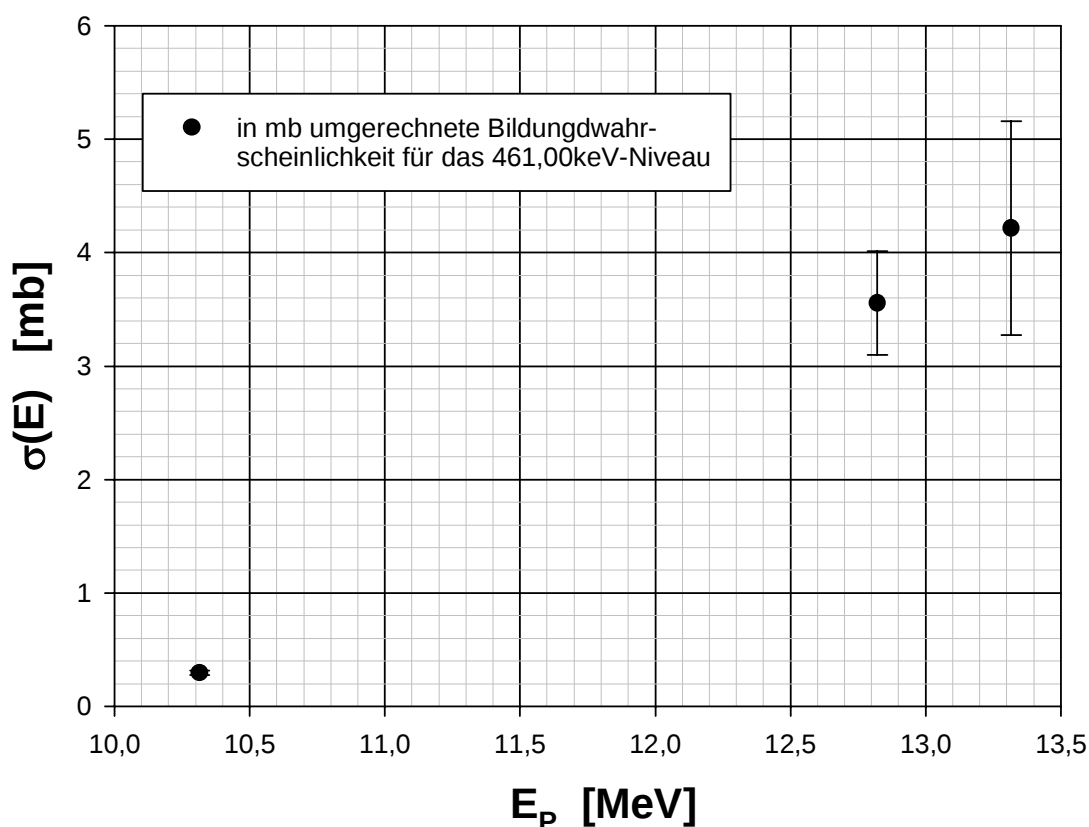
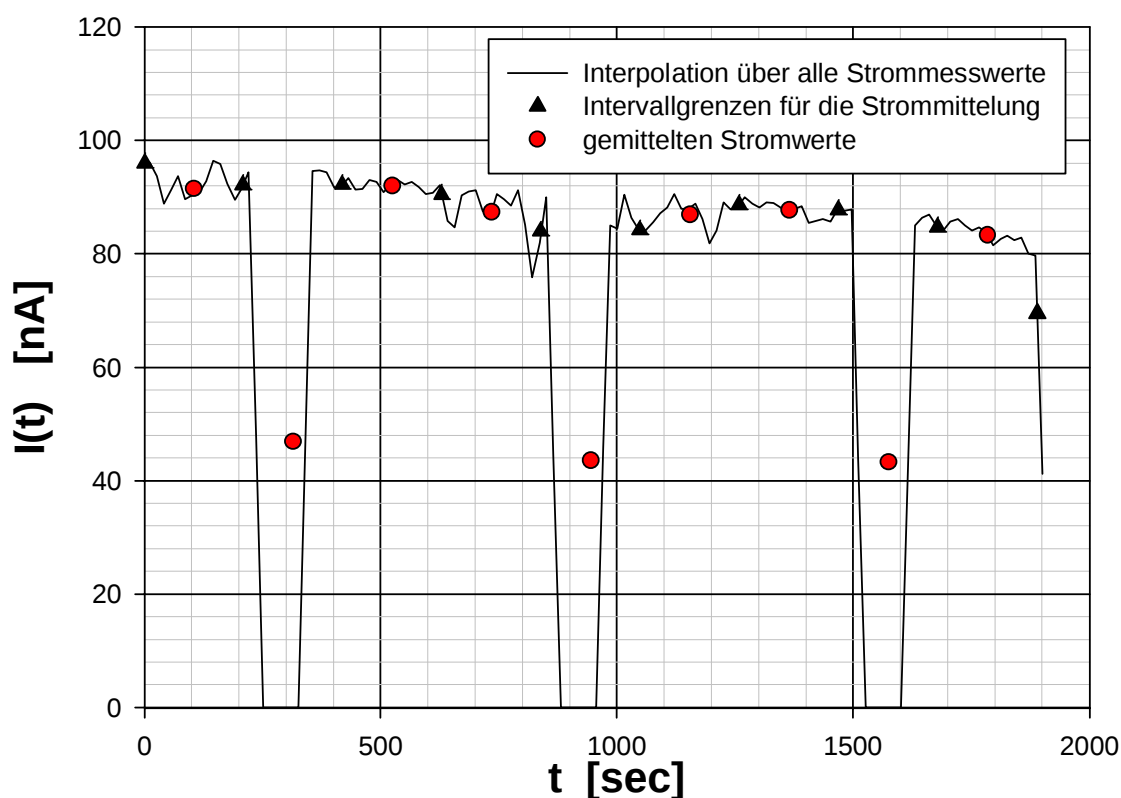
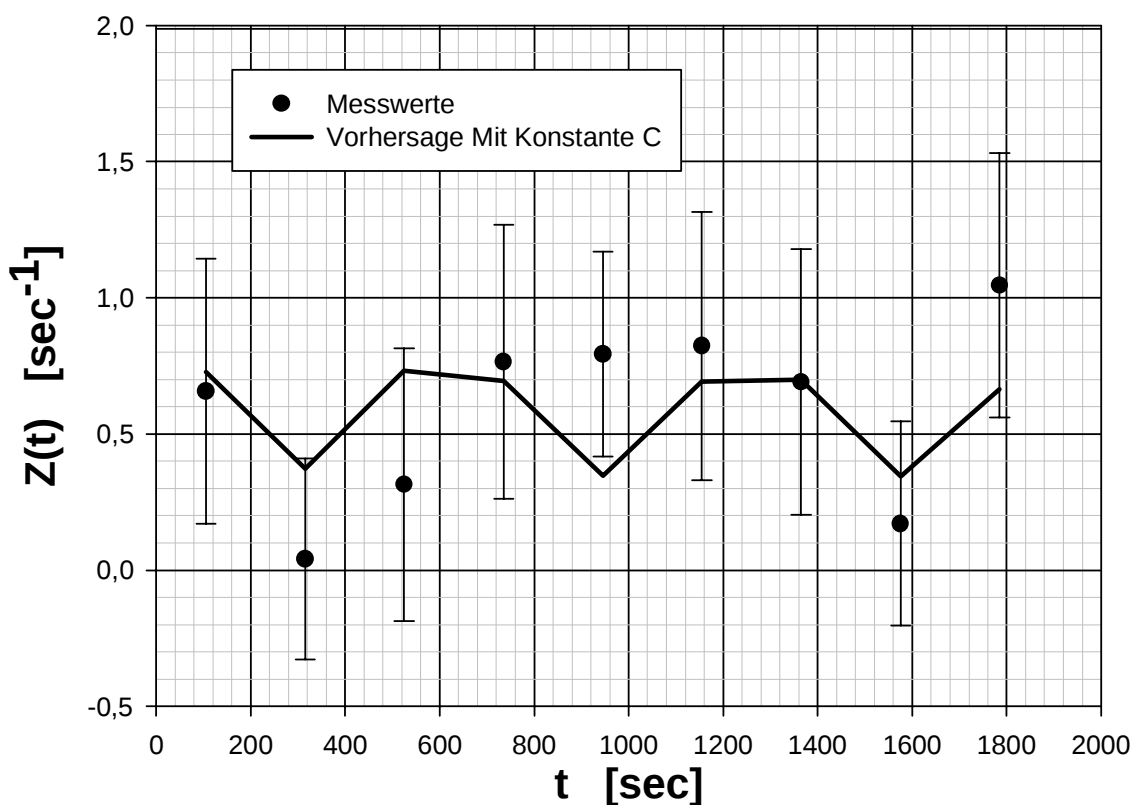


Abbildung 4.22: Verlauf der in mb umgerechneten Bildungswahrscheinlichkeiten des 461 keV-Niveaus im angeregten ^{34}Cl .

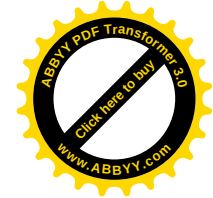
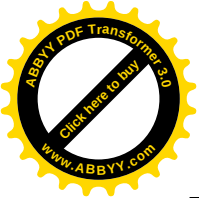
4.4.2.1.2) Das 665,54 keV-Niveau

Der Verlauf der Zählraten für die 665,54 keV-Linie bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV ist in Abbildung (4.23) dargestellt.



$$Z(t) = C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA} \quad \text{mit} \quad C = (7,965 \pm 1,278) \cdot 10^{-3}$$

Abbildung 4.23: Zählrate der 665,54 keV-Linie nach Kollision von ^9Be mit ^{27}Al bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV, sowie der Stromverlauf, die Stromintervallgrenzen und gemittelten Stromwerte.



Die aus den stromnormierten Zählraten berechneten Werte der Konstanten C für die 665,54 keV und 461,00 keV Anregungszustände von ^{34}Cl , bei einer Projektilenergie von 10,3 MeV, können nun miteinander verglichen werden:

$C(461,00\text{keV})$	$C(665,54\text{keV})$	$\frac{C(665,54\text{keV})}{C(461,00\text{keV})}$
$(4,505 \pm 0,222)\text{E-2}$	$(7,965 \pm 1,278)\text{E-3}$	$(1,967 \pm 0,333)\text{E-1}$

Tabelle 4.4: Bildung des 665,54 keV Zustandes in Relation zu jener des 461,00 keV Zustandes.

Die Bildungswahrscheinlichkeit von 665,54 keV-Zuständen ist also um etwa einen Faktor fünf kleiner als jene von 461,00 keV-Zuständen³. Da die $C(665,54\text{keV})$ -Konstanten bei den höheren Einschussenergien nicht ausgewertet werden konnten, wurde dasselbe Konstantenverhältnis auch bei den anderen Einschussenergien angenommen. Die auf diese Weise berechneten Bildungswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle (4.5) zusammengefasst.

$E_p [\text{MeV}]$	$\frac{b}{n_{Al}} \cdot 10^{27} [\text{mb}]$
10,31	$(6,68 \pm 1,20)\text{E-2}$
12,82	$(7,98 \pm 1,69)\text{E-1}$
13,32	$(9,47 \pm 2,66)\text{E-1}$

Tabelle 4.5: In mb umgerechnete Bildungswahrscheinlichkeiten des 665,54 keV-Niveaus.

Abbildung (4.24) zeigt die graphische Darstellung der in Tabelle (4.5) aufgelisteten Werte.

³ Weniger als 1% vom 665 keV-Niveau geht in das 461 keV-Niveau über.

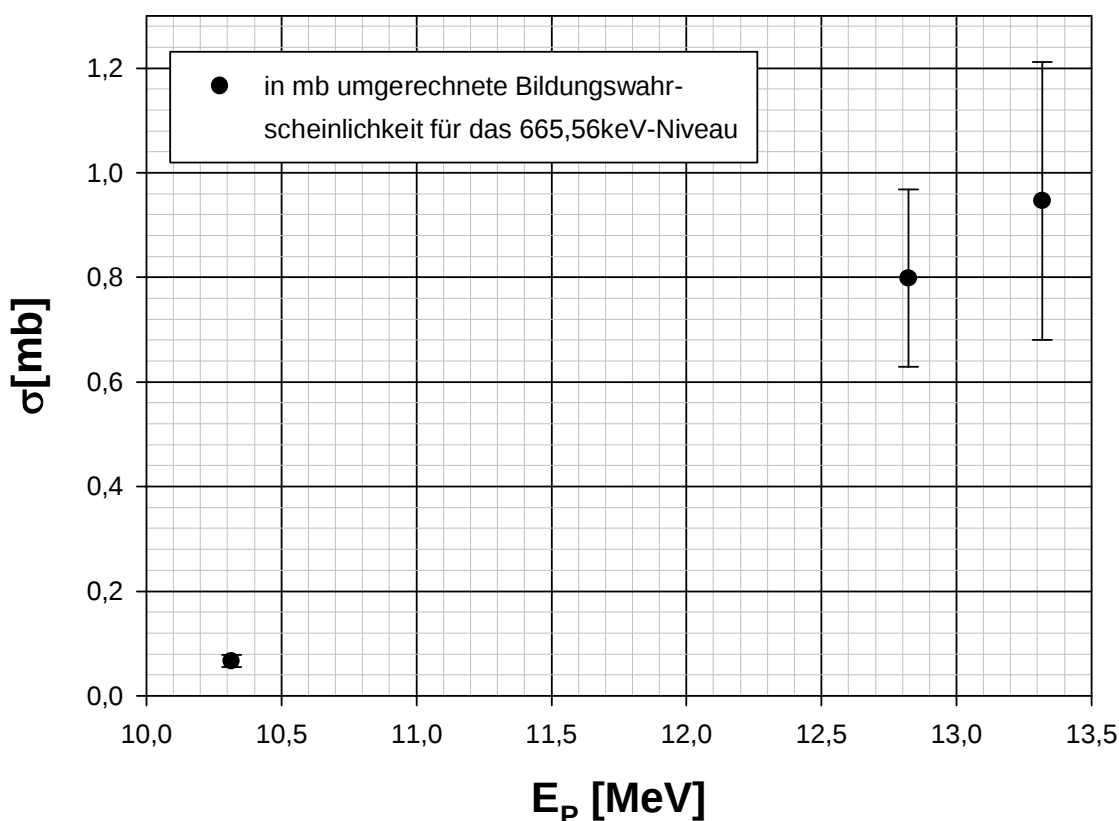


Abbildung 4.24: Verlauf der in mb umgerechneten Bildungswahrscheinlichkeiten des 665 keV-Niveaus im angeregten ^{34}Cl .

4.4.2.2) Verzögertes ^{34}Cl

Aus dem Zerfallsschema (Abbildung (4.18)) erkennt man, dass der Übergang vom 146,4 keV-Niveau in den Grundzustand aufgrund des Drehimpulsunterschiedes stark behindert ist. Dieser isomere Zustand hat eine Halbwertszeit von 32,00 Minuten und zerfällt entweder unter Aussendung eines Photons, beziehungsweise durch innere Konversion in den Grundzustand von ^{34}Cl , oder durch den Einfang eines Elektrons in einen angeregten Zustand des Schwefel-isotops mit der Massenzahl 34.

Abbildung (4.25) zeigt das Zerfallsschema dieses Isomeres. Aufgrund der geringen Zählraten kann nur der 2127,54 keV-Übergang im ^{34}S für die Bestimmung der Anregungsfunktion verwendet werden

Da es beim Beschuss der Be-Ionen auf die Aluminiumatome auch zu der prompten Bildung von ^{34}S (siehe Abschnitt (4.4.4)) kommt und die γ -Zählraten von diesen prompt erzeugten Schwefelisotopen um etwa eine Größenordnungen höher als die der verzögert erzeugten ist, kann der Übergang vom $^{34}\text{Cl}^m$ nur im verzögertem Spektrum gemessen werden.

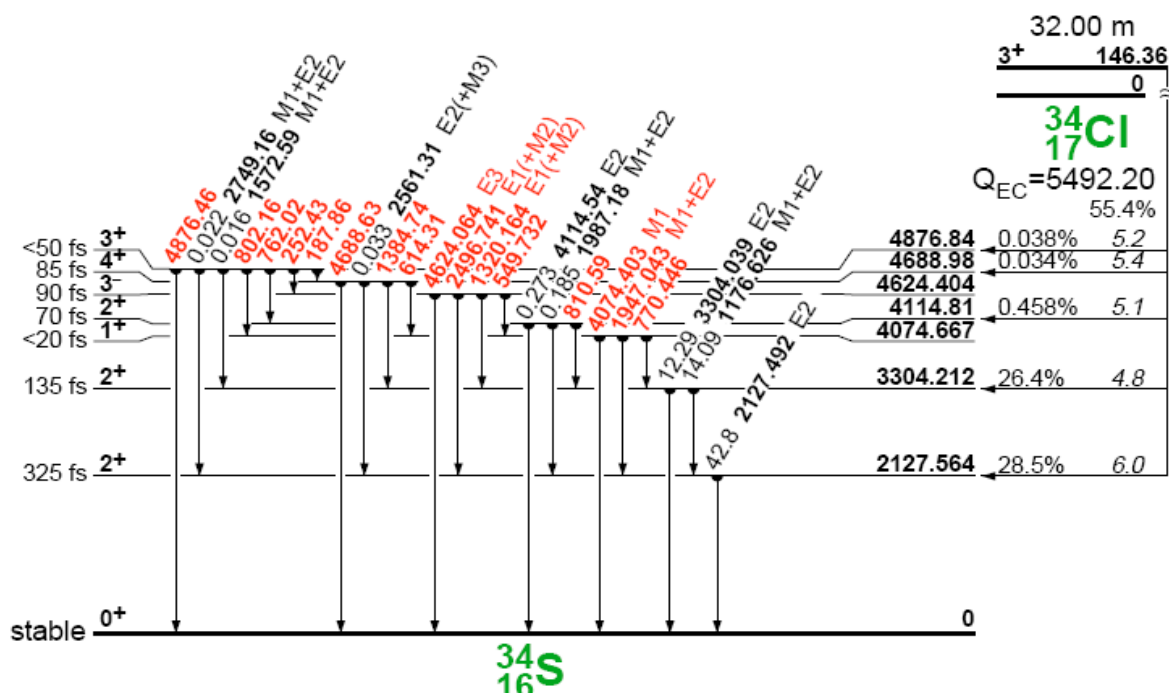


Abbildung 4.25: Zerfallsschema von $^{34}\text{Cl}^m$ [16].

Nur bei der Einschussenergie von 10,3 MeV war die Erzeugung von $^{34}\text{Cl}^m$ ausreichend groß, um auch die bei dem Übergang in den Grundzustand von ^{34}Cl entstehenden 146,4 keV-Photonen quantitativ zu bestimmen. Diese γ -Linie kann über das bekannte Verzweungsverhältnis zur Überprüfung der Bildungswahrscheinlichkeit von $^{34}\text{Cl}^m$ aus der Messung der 2127,5 keV-Photonen verwendet werden (siehe Abschnitt (4.4.2.2.1)).

Der Grundzustand von ^{34}Cl zerfällt mit einer Halbwertszeit von ca. 1,5 Sekunden direkt in den Grundzustand von ^{34}S (siehe Abbildung (4.26)). Aus diesem Grund können nur die Übergänge über den isomeren Zustand nachgewiesen werden.

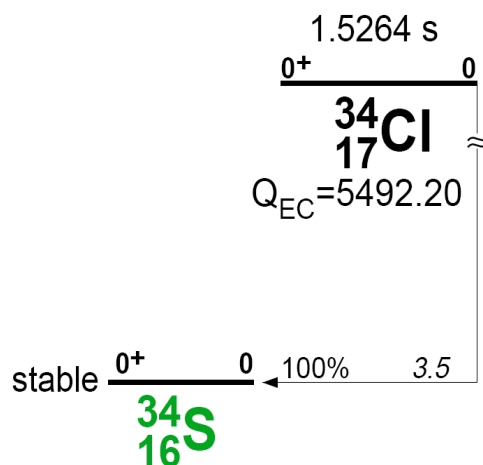
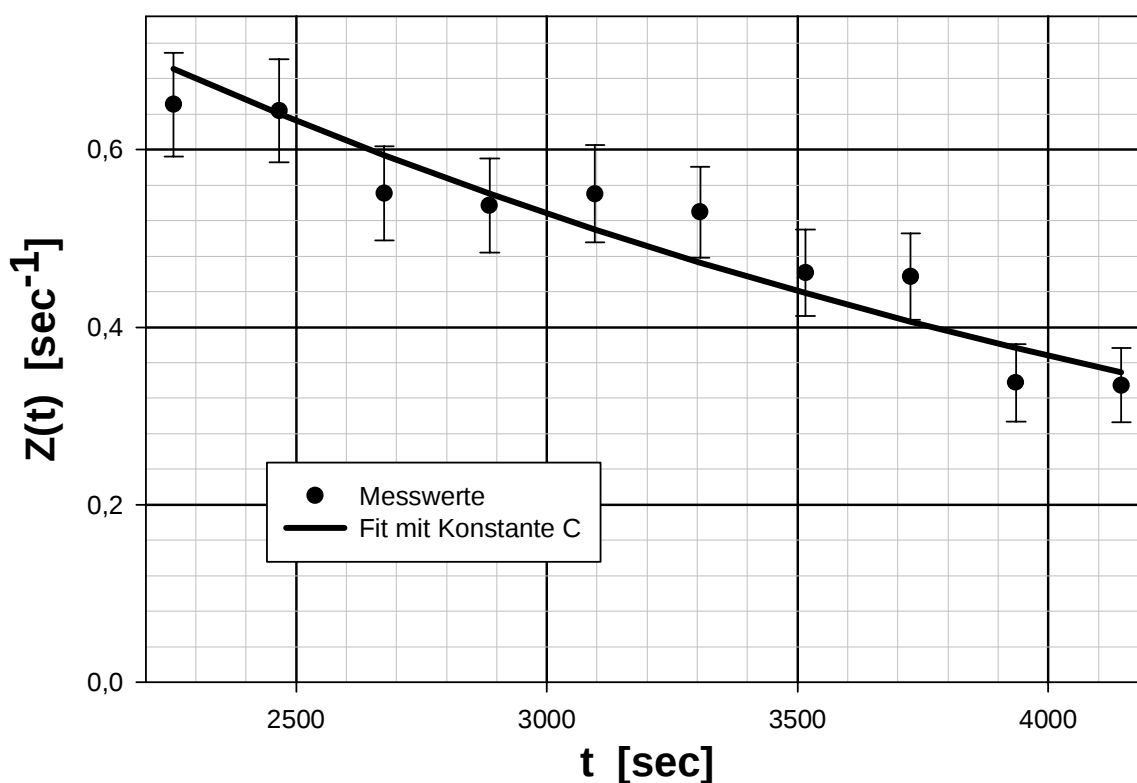


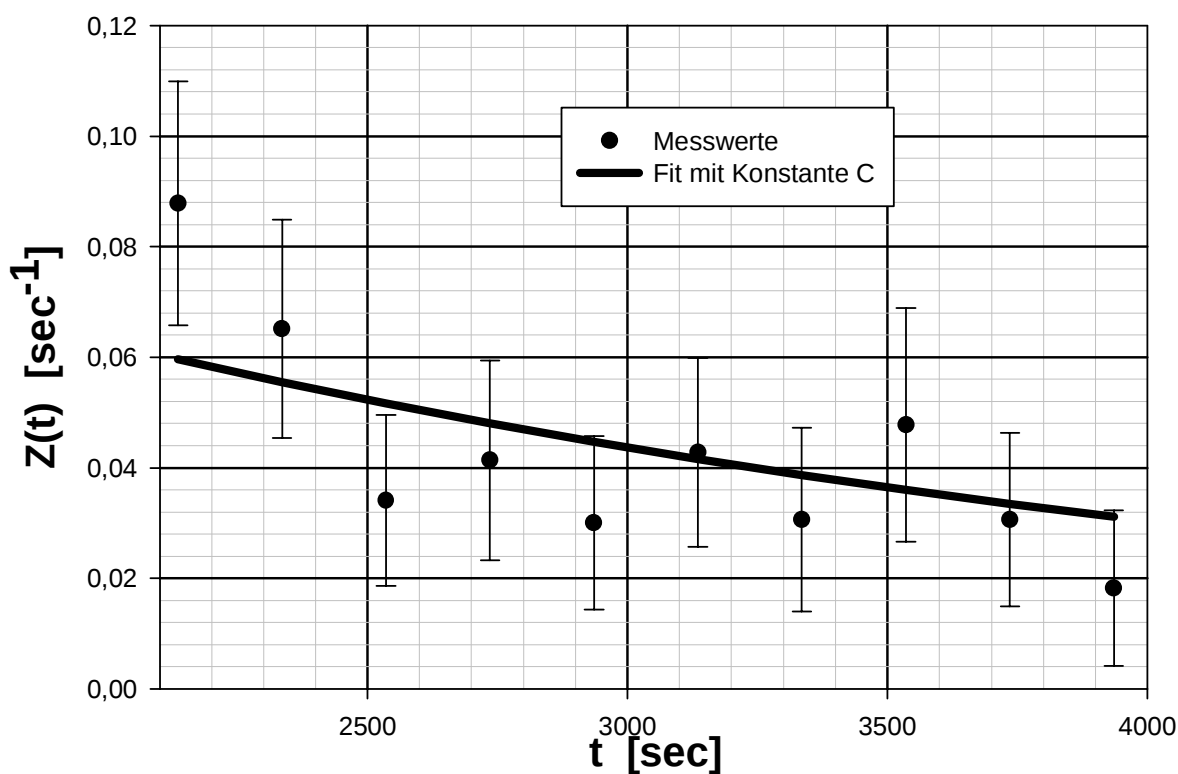
Abbildung 4.26: Zerfall von ^{34}Cl in den Grundzustand von ^{34}S [17].

Bei den Einschussenergien von 10,3 MeV, 12,8 MeV und 13,3 MeV war die Erzeugung von $^{34}\text{Cl}^m$ groß genug, um die Zählraten der 2127,5 keV-Photonen auswerten zu können. Die für die Auswertung der Reaktionsquerschnitte für ^{28}Al beschriebenen Methoden wurden auch für die Auswertung des 2127,5 keV-Übergangs übernommen (siehe Abbildungen(4.27 bis 4.29)).



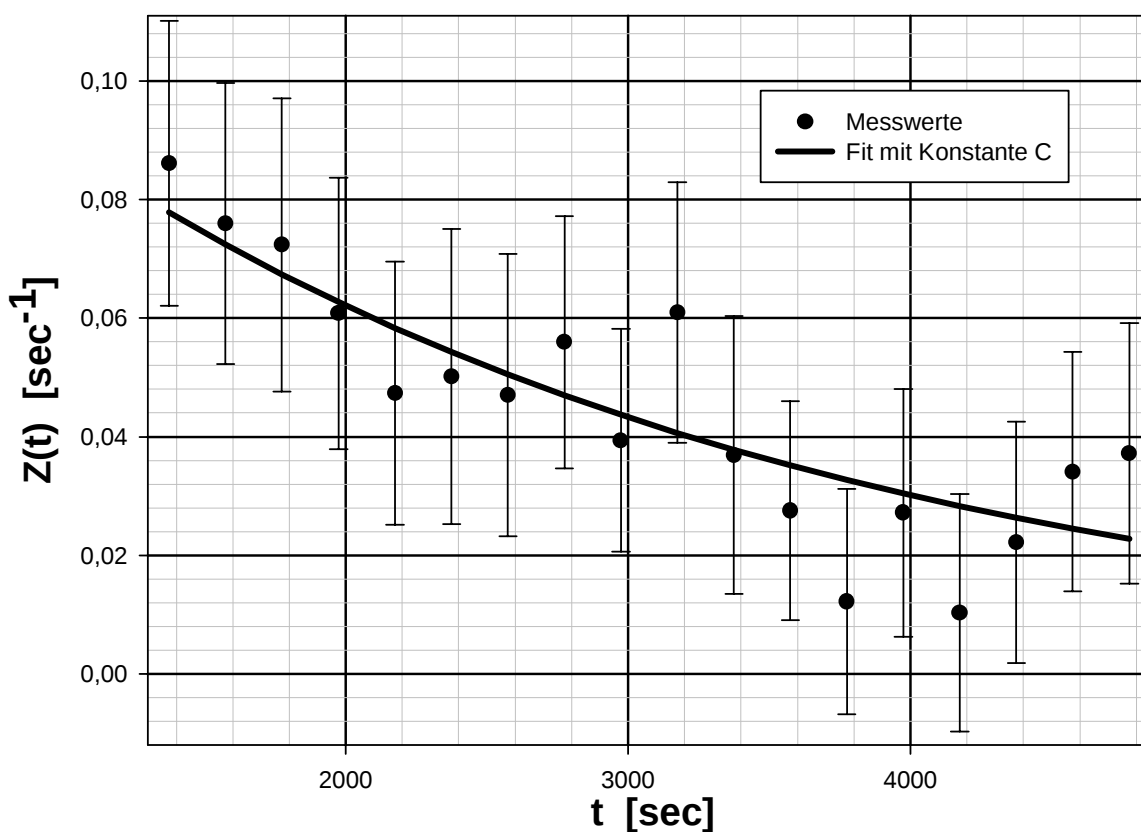
$$Z(t)=C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t-t'))] \quad I \text{ in nA} \quad \text{mit } C=(7,79 \pm 0,18) \cdot 10^{-6}$$

Abbildung 4.27: Gemessene und gefittete Zählraten (2127,5 keV-Linie) aus dem Zerfall von $^{34}\text{Cl}^m$ in ^{34}S bei einer Projektilenergie von 10,3 MeV.



$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t - t'))] \quad I \text{ in nA} \quad \text{mit } C = (5,67 \pm 0,57) \cdot 10^{-5}$$

Abbildung 4.28: Gemessene und gefittete Zählraten (2127,5 keV-Linie) aus dem Zerfall von $^{34}\text{C}^m$ in ^{34}S , bei einer Projektilenergie von 12,8 MeV.



$$Z(t) = C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t - t'))] \quad I \text{ in nA} \quad \text{mit } C = (1,136 \pm 0,059) \cdot 10^{-4}$$

Abbildung 4.29: Gemessene und gefittete Zählraten (2127,5 keV-Photonen) aus dem Zerfall von $^{34}\text{C}^m$ in ^{34}S , bei einer Projektilenergie von 13,3 MeV.

Aus den Konstanten C der Abbildungen (4.27 bis 4.29) wurden die Bildungswahrscheinlichkeiten des isomeren Zustandes, wie sie in Tabelle (4.6) zusammengefasst sind, berechnet.

E_p [MeV]	$\frac{b}{n_{Al}} \cdot 10^{27}$ [mb]
10,31	$(6,88 \pm 0,11)E-1$
12,82	$6,68 \pm 0,30$
13,32	$13,43 \pm 0,34$

Tabelle 4.6: Reaktionsquerschnitte für die Bildung von $^{34}\text{Cl}^m$ in Abhängigkeit von der Einschussenergie.

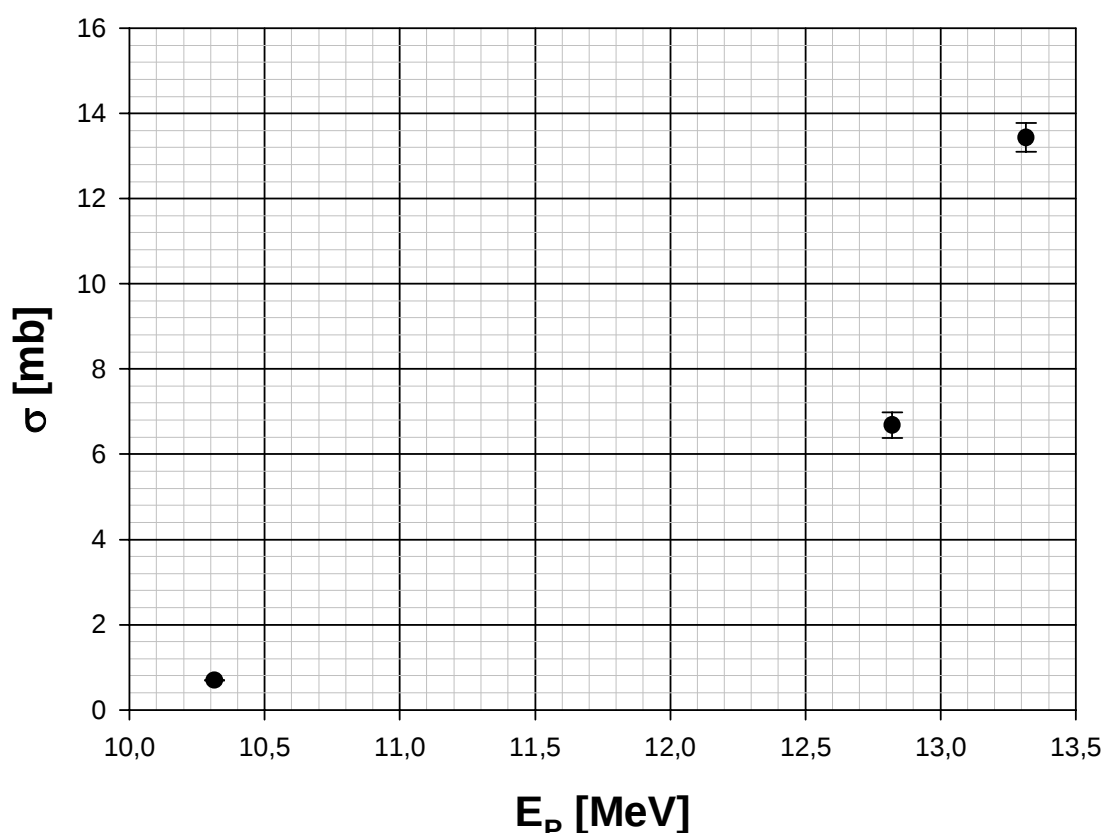


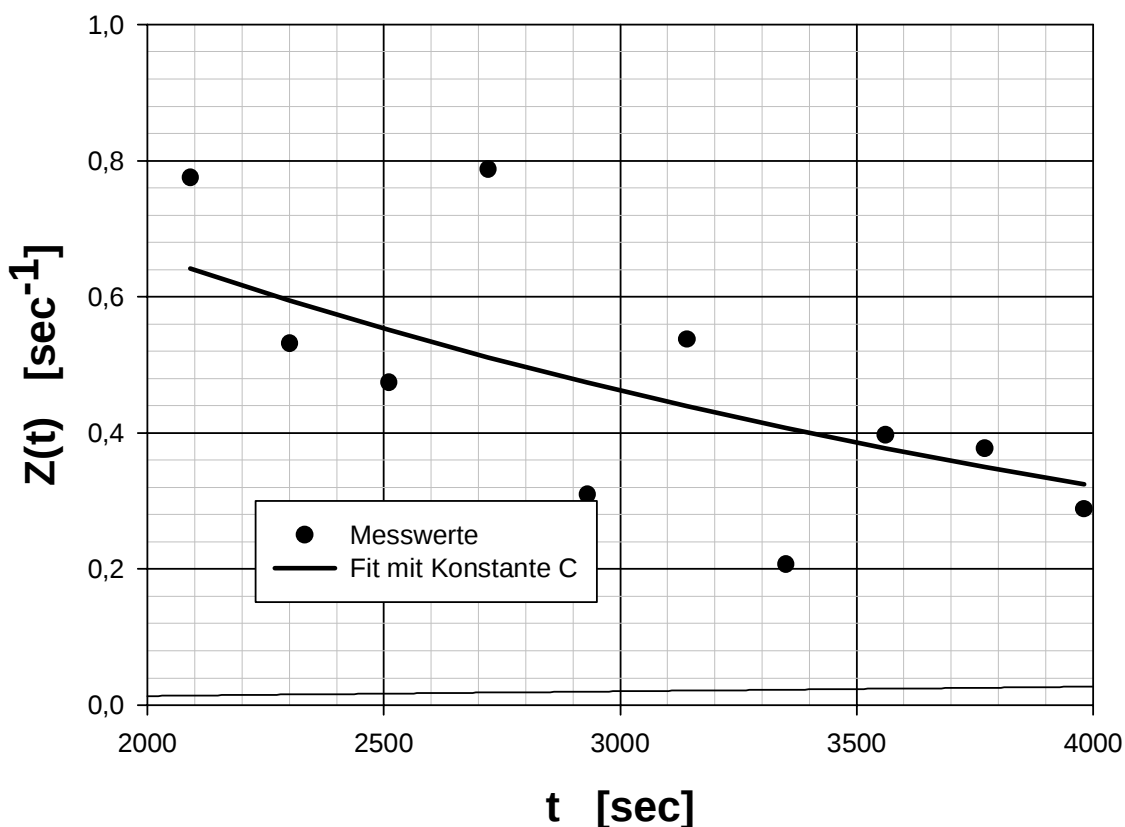
Abbildung 4.30: Verlauf der Reaktionsquerschnitte für die Bildung von $^{34}\text{Cl}^m$ beim Beschuss von ^{27}Al mit ^9Be .

4.4.2.2.1) Die Überprüfung mit der 146,4 keV-Linie

Zu 55,40(6)% geht $^{34}\text{Cl}^m$ über Elektroneneinfang in einen angeregten Zustand des ^{34}S -Atomes über. Die restlichen Chlorisotope zerfallen über einen isomeren Übergang in den Grundzustand von ^{34}Cl . Dabei kann der isomere Übergang durch Aussendung eines entsprechenden 146,36 keV-Photons oder Übertragung der Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron (innere

Konversion) geschehen. Der Anteil der isomeren Übergänge, welche durch Photonen aussendung in den Grundzustand übergehen, beträgt 90,9(8)%.

Bei der Einschussenergie von 10,3 MeV war der Strom groß genug, um eine entsprechenden 146,36 keV-Linie im aufgezeichneten Gammaspektrum sichtbar zu machen. Die Auswertung dieser Linie mit den im Abschnitt (4.2.1.1) beschriebenen Methoden ist in Abbildung (4.31) zu sehen.



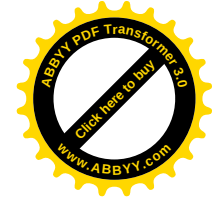
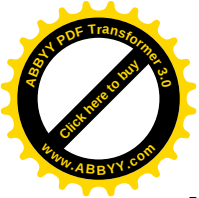
$$Z(t)=C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t-t'))] \text{ mit } C=(6,81 \pm 0,70)E-6$$

Abbildung 4.31: Gemessene und gefittete Zählraten (146,36 keV-Photonen) aus dem Zerfall von $^{34}\text{Cl}^m$ in ^{34}S , bei einer Projektilenergie von 10,3 MeV.

Für den durch Aussendung eines 146,36 keV-Photons verursachten isomeren Übergang (IT_γ) gilt:

$$p\left(^{34}\text{Cl}^m \xrightarrow{IT_\gamma} ^{34}\text{Cl}\right) = (0,446 \pm 0,006) \cdot (0,909 \pm 0,008)$$

$$\varepsilon(146,36 \text{ keV}) = (0,0024 \pm 0,0001)$$



Nach Gleichung (4.20) folgt somit eine in mb umgerechnete Bildungswahrscheinlichkeit für das isomere ^{34}Cl von

$$\frac{b}{n_{Al}} \cdot 10^{27} = \frac{C_v}{\lambda \cdot n_{Al} \cdot p_\gamma \cdot \varepsilon(E_\gamma)} \cdot 10^{27} = (7,63 \pm 0,78) E - 1$$

Die aus den Messungen ermittelten Werte für die Bildungswahrscheinlichkeiten für das isomere ^{34}Cl aus den 146,36 keV - beziehungsweise 2127,56 keV-Photonen sind also innerhalb der Fehlergrenzen konsistent.

4.4.2.3) Gesamter Reaktionsquerschnitt für die Bildung von ^{34}Cl

Unter Vernachlässigung der minimalen Wahrscheinlichkeiten, dass eines der drei untersuchten Niveaus bei der Abregung des angeregten ^{34}Cl übersprungen wird und die Übergänge zwischen diesen Niveaus vernachlässigbar sind, kann der gesamte Reaktionsquerschnitt für die Bildung von ^{34}Cl aus Summe der Bildungswahrscheinlichkeiten dieser Niveaus berechnet werden.

Tabelle (4.7) fasst nochmals diese (in mb umgerechneten) Bildungswahrscheinlichkeiten samt ihrer Summe zusammen.

E_p [MeV]	$\sigma(146,36 \text{ keV})$	$\sigma(461,00 \text{ keV})$	$\sigma(665,54 \text{ keV})$	$\sigma(^{34}\text{Cl})$
10,31	$(6,88 \pm 0,11)E-1$	$(2,98 \pm 0,18)E-1$	$(6,68 \pm 1,20)E-2$	$1,05 \pm 0,02$
12,82	$6,68 \pm 0,30$	$3,56 \pm 0,46$	$(7,98 \pm 1,69)E-1$	$11,04 \pm 0,57$
13,32	$13,43 \pm 0,34$	$4,22 \pm 0,94$	$(9,47 \pm 2,66)E-1$	$18,60 \pm 1,03$

Tabelle 4.7: Übersicht der in mb umgerechneten Bildungswahrscheinlichkeiten der ersten drei Anregungsniveaus von ^{34}Cl , samt ihrer Summe für die Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, 2n)^{34}\text{Cl}$.

Der Verlauf der Reaktionsquerschnitte für den gesamten Kanal ist in Abbildung (4.32) dargestellt.

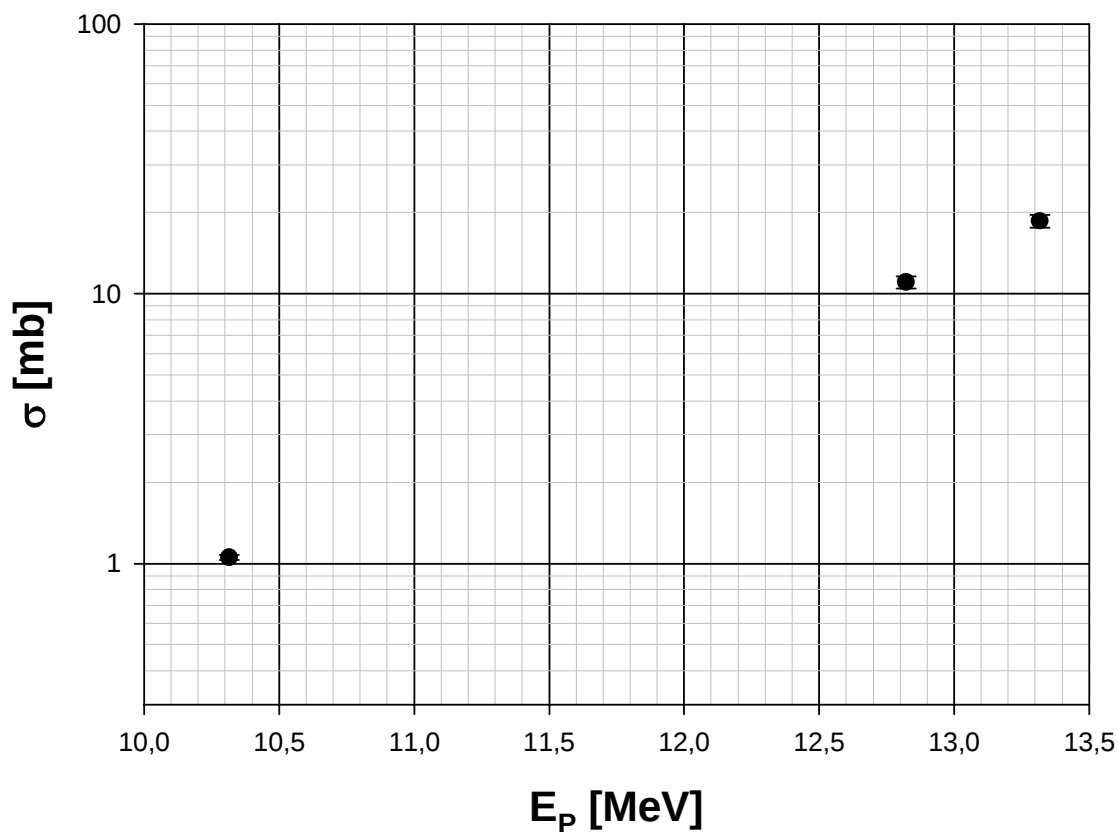
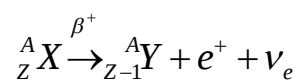


Abbildung 4.32: Verlauf des Reaktionsquerschnittes für die Reaktion: $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},2\text{n})^{34}\text{Cl}$.

4.4.3) ^{30}P

In den untersuchten Spektren können bei einer Energie von ca. 511 keV signifikante γ -Peaks ausgemacht werden. Ein Großteil der 511 keV-Photonen entstehen durch die Elektron-Positron Paarvernichtung aus den β^+ -Zerfällen der gebildeten Nuklide:

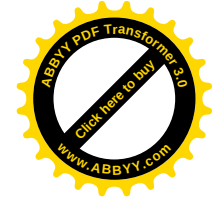
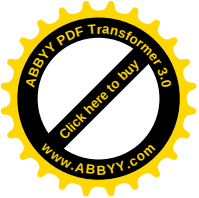


mit

^A_ZX Element X mit Protonenzahl Z und Nuklidzahl A

$^A_{Z-1}\text{Y}$ Element Y mit Protonenzahl Z-1 und Nuklidzahl A

ν_e Elektronneutrino



Ein Positron verliert durch Stoßvorgänge im Targetmaterial allmählich an Energie. Trifft das abgebremste Positron auf ein Elektron, so vernichten sich diese unter Aussendung zweier Photonen mit einer Energie von jeweils ca. 511 keV, was der Ruheenergie eines Elektrons beziehungsweise Positrons entspricht. Der Winkel zwischen den Emissionsrichtungen der Photonen beträgt dabei 180° ⁴.

β^+ -Zerfälle treten bei jenen Isotopen auf, die auf der Nuklidkarte links der stabilen Elemente angesiedelt sind (protonreiche Nuklide). In Konkurrenz dazu steht der Zerfall über Elektro-neneinfang.

Die detektierten 511 keV-Photonen können aus verschiedenen Kernreaktionen stammen. Die Identifikation des relevanten Nuklids erfolgt aus dem zeitlichen Wachstums- bzw. Abfallverhalten der Zählraten dieser Photonen. Es zeigt sich, dass die verzögerten Spektren dafür weit besser geeignet sind, da die Anzahl der beteiligten Reaktionen bei denen 511 keV-Photonen erzeugt werden, wesentlich geringer ist, als in den prompten Spektren.

Potentielle Quellen für 511 keV-Photonen sind alle durch β^+ -Übergänge zerfallenden Kerne, die auf der Nuklidkarte zwischen dem Projektil- und dem Compoundkern angesiedelt sind.

Zerfälle mit zu kleinen Halbwertszeiten lassen sich kaum analysieren, da die Wartezeit zwischen dem Ende der Bestrahlung und Aufnahme des verzögerten Spektrums etwa eine Minute beträgt. Am besten lassen sich Zerfälle analysieren, die Halbwertszeiten in der Größenordnung von einigen wenigen Minuten aufweisen.

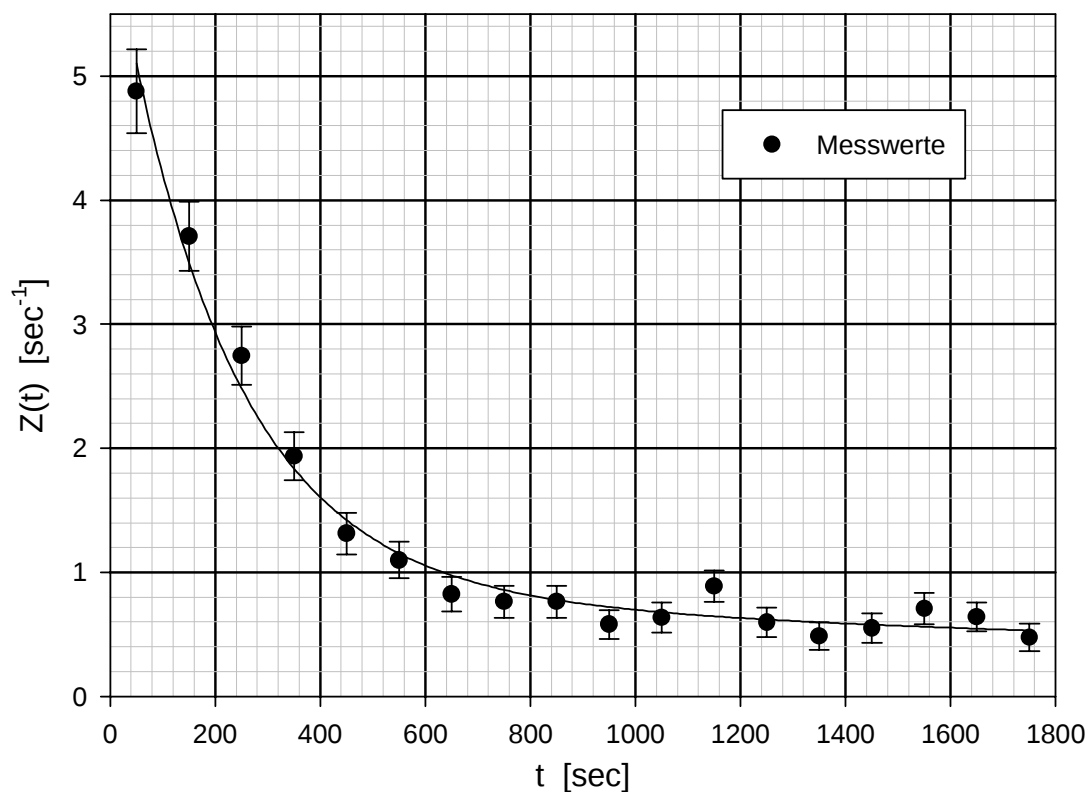
Kerne, welche diese Eigenschaften aufweisen, sind $^{34}\text{Cl}^m$ und ^{30}P . Der Verlauf der Zählraten der 511 keV-Photonen sollte demnach aus der Überlagerung der Zerfallskurven dieser beiden Kerne erklärt werden können.

$$Z(t) = Z_0 + a \cdot \exp(-\lambda_{Cl} \cdot t) + b \cdot \exp(-\lambda_P \cdot t) \quad (4.17)$$

Die Halbwertszeit von $^{34}\text{Cl}^m$ ist mit 32 Minuten etwa zwölf mal so lang wie jene von ^{30}P . Der erwartete Zählratenverlauf setzt sich demnach aus einer „langlebigen“ und „kurzlebigen“ Exponentialfunktion, sowie aus einem Untergrund Z_0 zusammen.

Bei Einschussenergien ab 9 MeV konnte dieser Verlauf tatsächlich gefunden werden. Abbildungen (4.33 und 4.34) zeigen dazu zwei Beispiele.

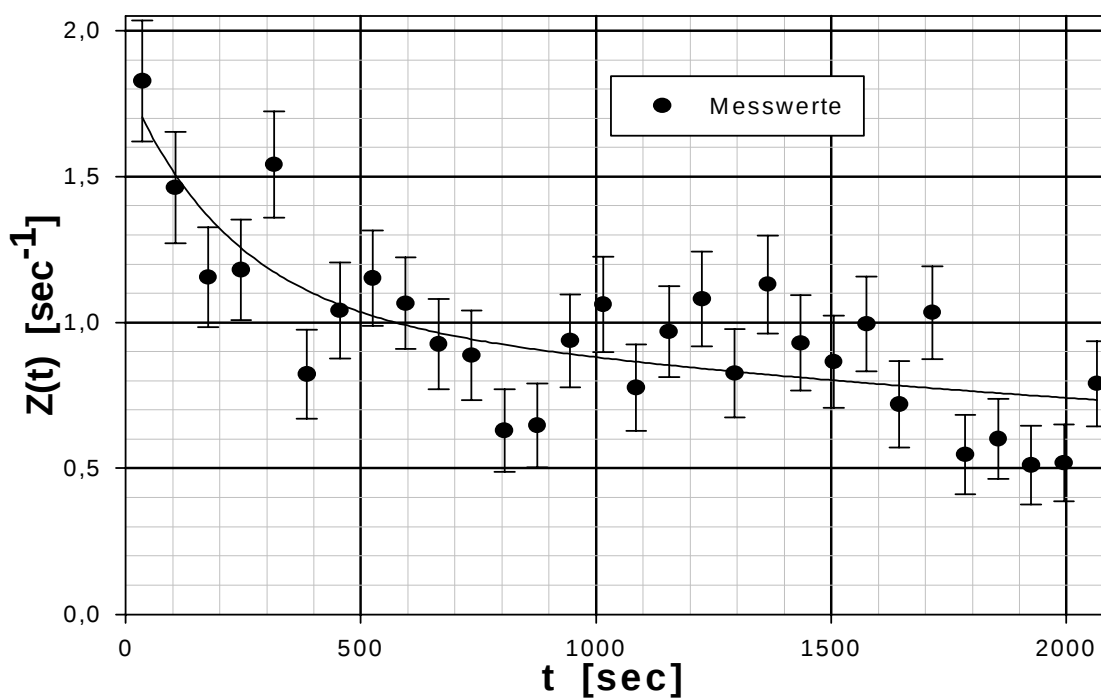
⁴ Diese Korrelation hat keinen Einfluss auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der 511 keV-Photonen!



$$Z(t) = Z_0 + a \cdot \exp(-\lambda_{CI} \cdot t) + b \cdot \exp(-\lambda_P \cdot t)$$

mit $Z_0 = 0,159 \pm 0,291$ $a = 0,698 \pm 0,428$ $b = 5,36 \pm 0,28$

Abbildung 4.33: Verlauf der Zählraten der 511 keV-Photonen im verzögerten γ -Spektrum bei einer Einschussenergie von 9,0 MeV.



$$Z(t) = Z_0 + a \cdot \exp(-\lambda_{CI} \cdot t) + b \cdot \exp(-\lambda_P \cdot t)$$

mit $Z_0 = 0,438 \pm 0,229$ $a = 0,625 \pm 0,351$ $b = 0,762 \pm 0,268$

Abbildung 4.34: Verlauf der Zählraten der 511 keV-Photonen im verzögerten γ -Spektrum bei einer Einschussenergie von 12,8 MeV.

Da ^{30}P im Wesentlichen (99,9%) in den Grundzustand von ^{30}Si zerfällt, kann dieser Übergang nur über die 511 keV Vernichtungsquanten nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass pro Zerfall ein 511 keV-Photon erzeugt wird 199,710(10)%, jeder Zerfall liefert somit durchschnittlich fast 2 Photonen [18]:

$$p_{\gamma}(511 \text{ keV}) = 1,99710(10) \quad (4.18)$$

Es muss jedoch beachtet werden, dass die Annihilation nicht am Ort der Probe erfolgt. Der dadurch benötigte Korrekturfaktor für Photonen aus der Annihilation wurde auf Grund der Geometrie der Probenhalterkonstruktion auf $0,85 \pm 0,1$ geschätzt.

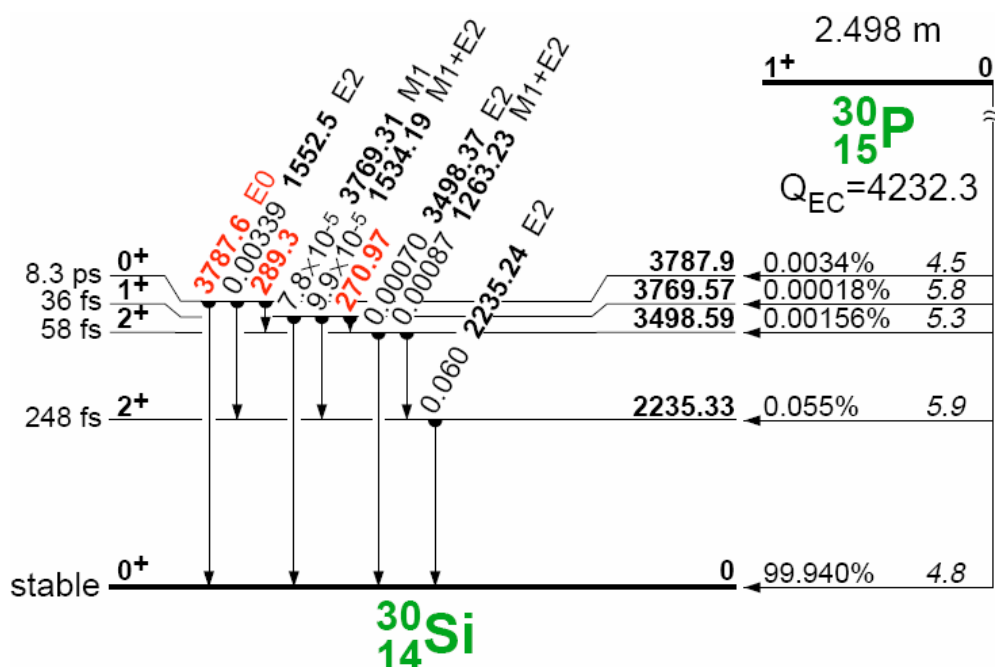
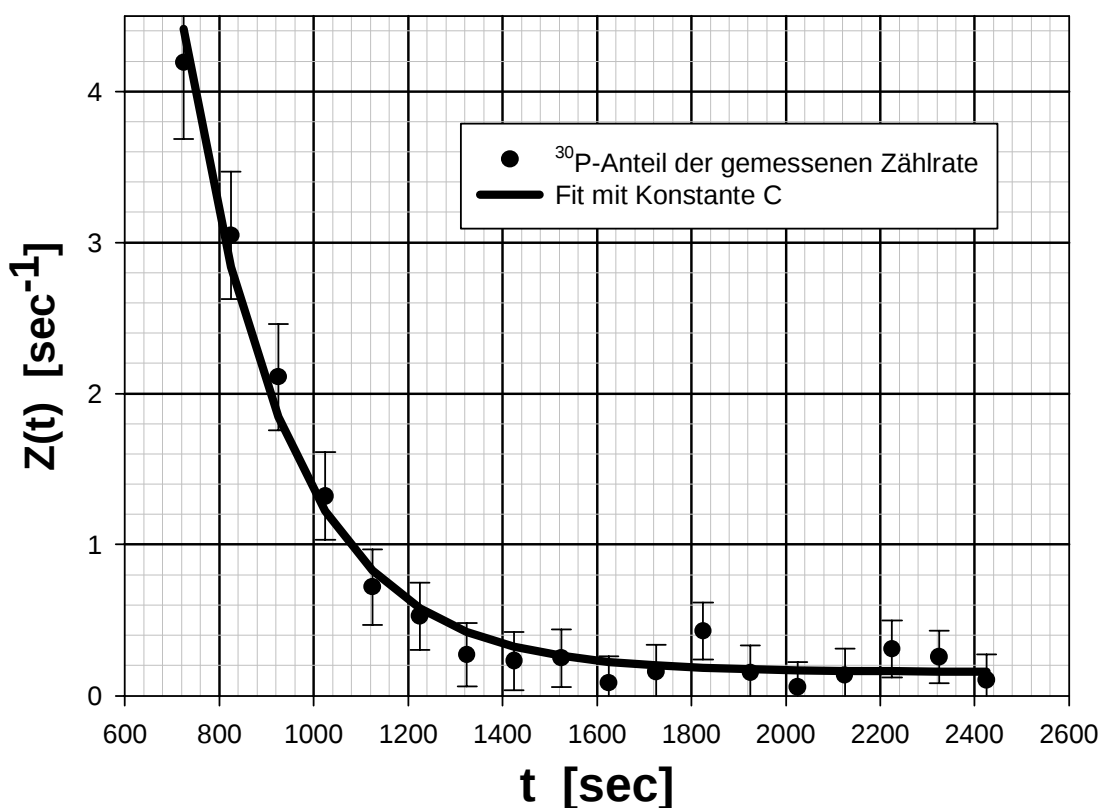


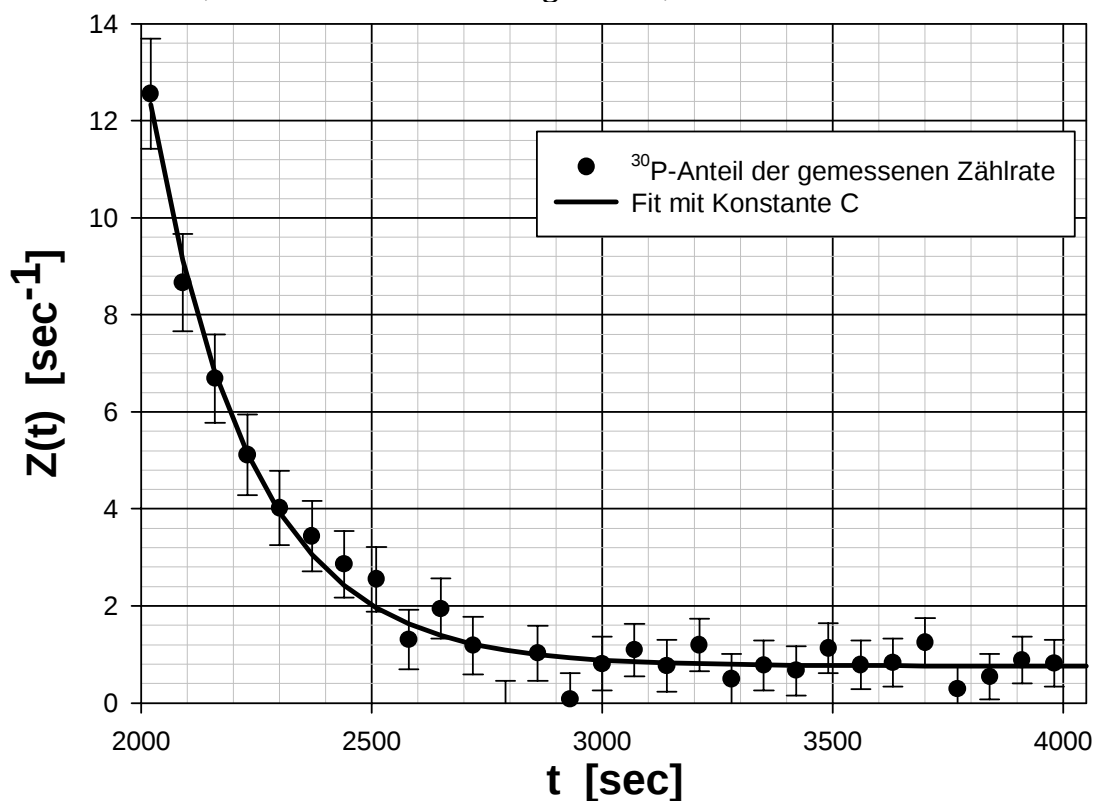
Abbildung 4.35: Zerfallsschema von ^{30}P [19].

Um aus den gemessenen Zählraten der 511 keV-Linien die von ^{30}P verursachten Anteile zu ermitteln, müssen von diesen Messwerten die berechneten $^{34}\text{Cl}^m$ -Anteile (siehe Abbildung (4.33 bzw. 4.34)) abgezogen werden. Die so berechneten Zählraten der aus dem Zerfall von ^{30}P erzeugten 511 keV-Photonen sind in den Abbildungen (4.36 bis 4.39) gezeigt.



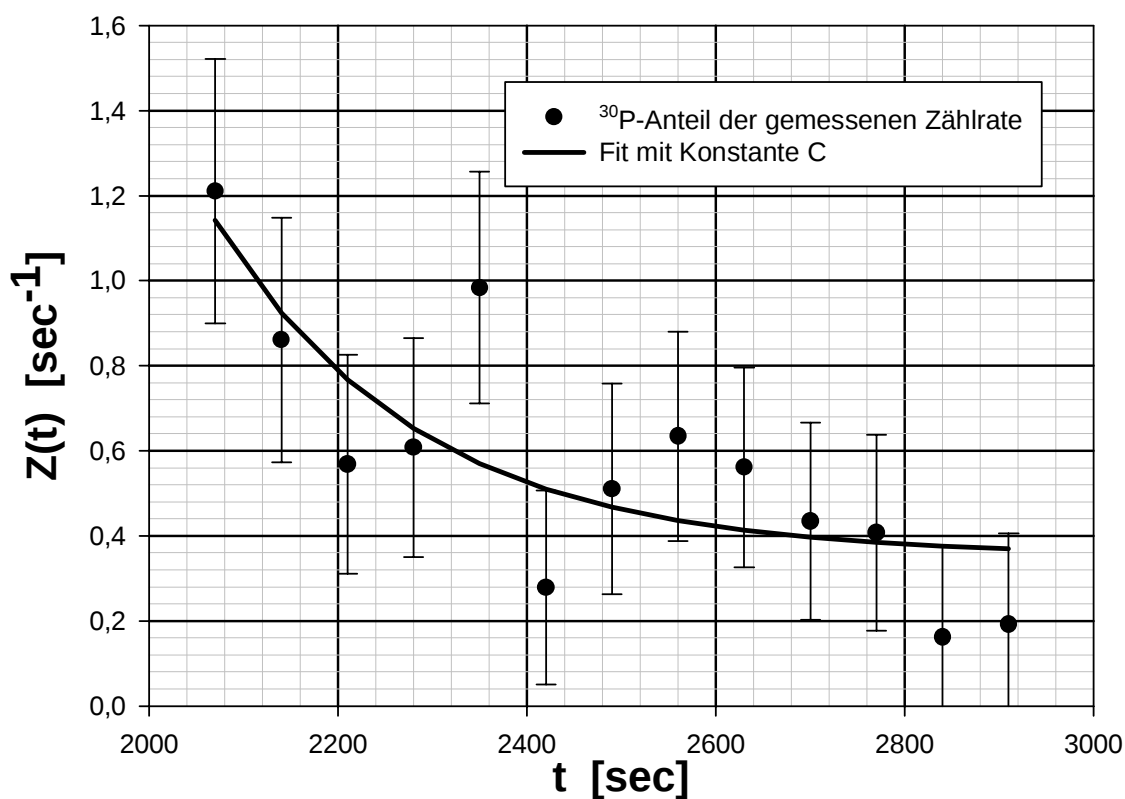
$$Z(t) = Z_0 + C \cdot \Sigma [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t-t'))] \quad \text{mit } C = (4,03 \pm 0,12) \text{E-4}$$

Abbildung 4.36: Zählraten der aus dem ^{30}P -Zerfall stammenden 511 keV-Photonen als Funktion der Zeit, bei einer Einschussenergie von 9,0 MeV.



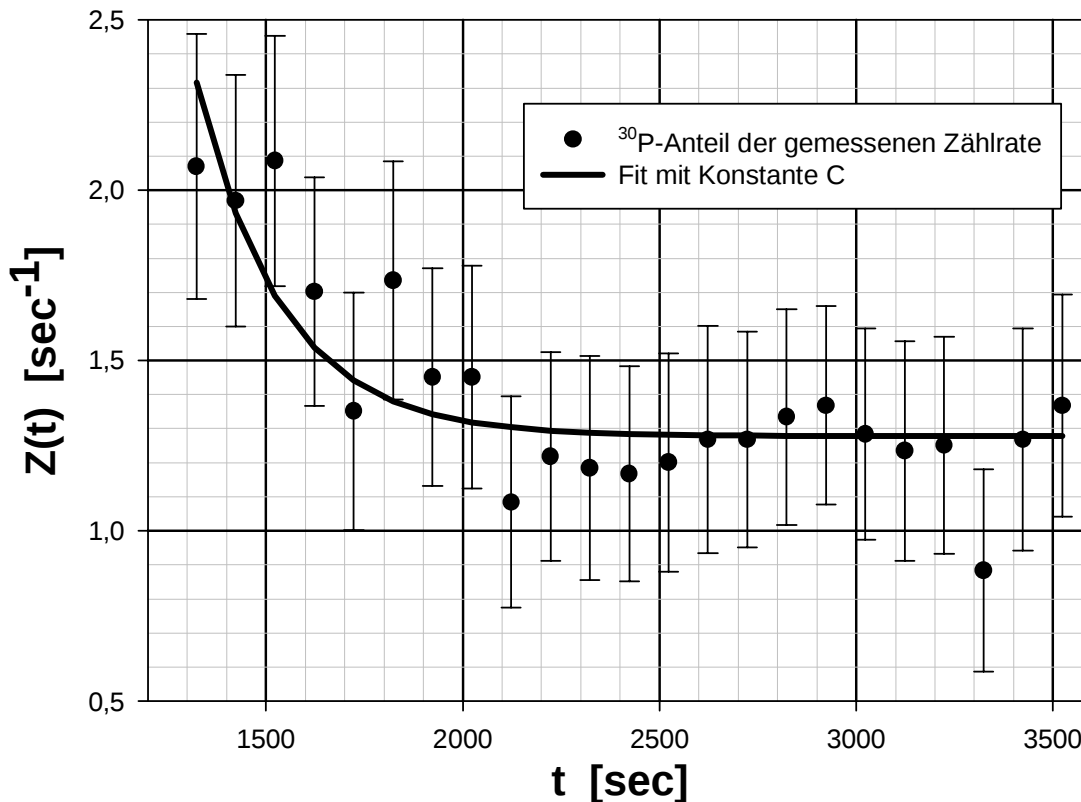
$$Z(t) = Z_0 + C \cdot \Sigma [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t-t'))] \quad \text{mit } C = (1,248 \pm 0,034) \text{E-3}$$

Abbildung 4.37: Zählraten der aus dem ^{30}P -Zerfall stammenden 511 keV-Photonen als Funktion der Zeit, bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV.



$$Z(t) = Z_0 + C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t - t'))] \text{ mit } C = (6,51 \pm 1,53) \cdot 10^{-3}$$

Abbildung 4.38: Zählraten der aus dem ^{30}P -Zerfall stammenden 511 keV-Photonen als Funktion der Zeit, bei einer Einschussenergie von 12,8 MeV.



$$Z(t) = Z_0 + C \cdot \sum [I(t') \cdot \exp(-\lambda \cdot (t - t'))] \text{ mit } C = (1,020 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$$

Abbildung 4.39: Zählraten der aus dem ^{30}P -Zerfall stammenden 511 keV-Photonen als Funktion der Zeit, bei einer Einschussenergie von 13,3 MeV.

Die aus den Konstanten C aus den Abbildungen (4.36 bis 4.39) berechneten Werte für die Reaktionsquerschnitte sind in Tabelle (4.8) aufgelistet:

E_p [MeV]	σ [mb]
9,00	$(3,91 \pm 0,49)E-1$
10,31	$1,21 \pm 0,15$
12,82	$8,43 \pm 2,19$
13,32	$13,20 \pm 2,54$

Tabelle 4.8: Reaktionsquerschnitte für die Bildung von ^{30}P als Funktion der Einschussenergie.

Der Verlauf der Reaktionsquerschnitte ist in Abbildung (4.40) dargestellt.

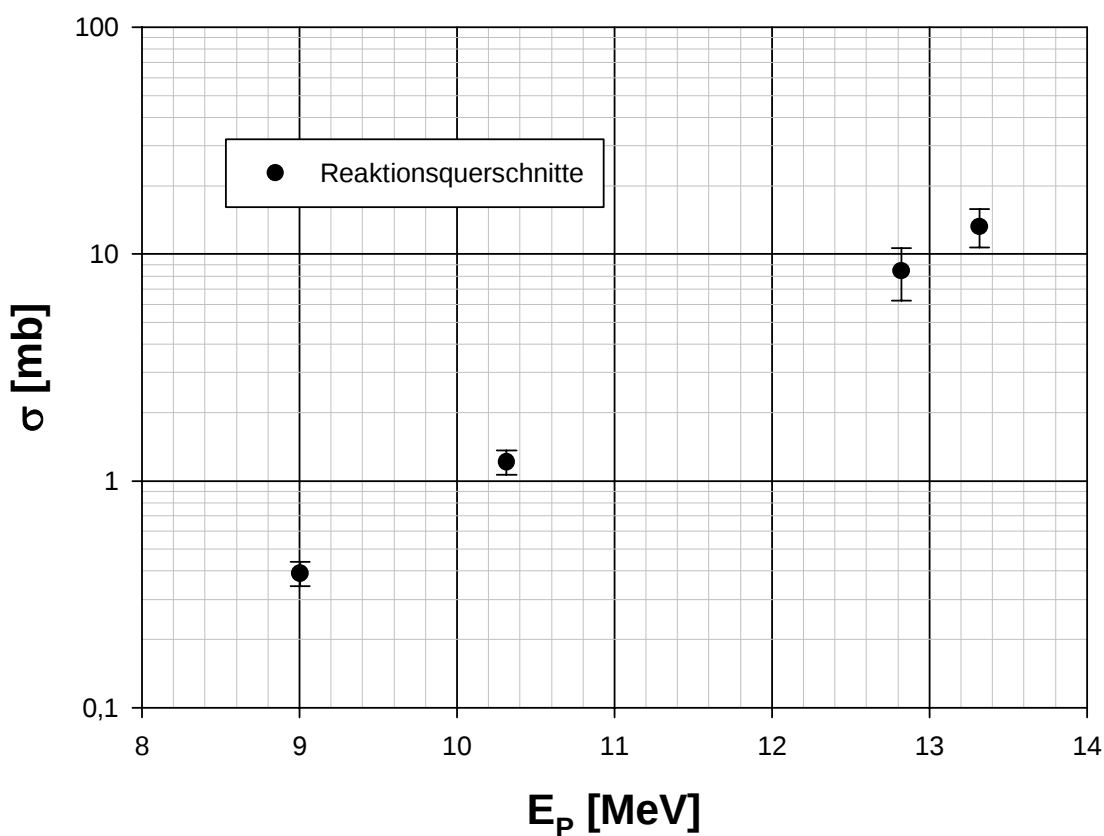
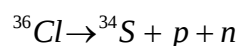


Abbildung 4.40: Verlauf der Reaktionsquerschnitte für die Bildung von ^{30}P .

4.4.4) ^{34}S

^{34}S kann durch die Abdampfung von einem Proton sowie einem Neutron aus dem Compoundkern entstehen:



Das dabei erzeugte Schwefelisotop ist hoch angeregt. Dies wird dadurch belegt, dass bei Einschussenergien von 10,3 und 13,3 MeV deutliche γ -Linien bei Energien von 2561,31 bzw. 1320,16 keV nachzuweisen sind. Diese stammen von den 4688,98 bzw. 4624,40 keV Anregungszuständen des Schwefels.

Das Niveauschema von ^{34}S ist in Abbildung (4.41) dargestellt.

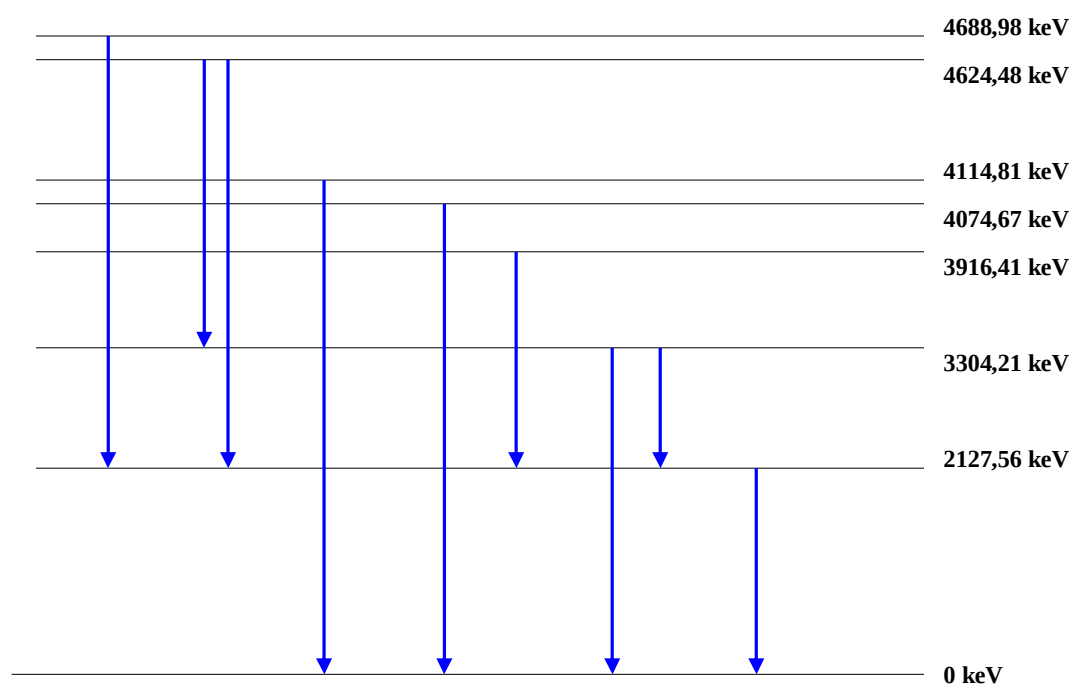
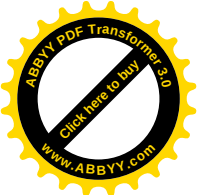


Abbildung 4.41: Niveau- und Abfallsschema von ^{34}S .

Bei den Anregungsniveaus von 4074,67 bzw. 4114,81 keV ist die relative Wahrscheinlichkeit direkt in den Grundzustand zu zerfallen jeweils 100%. γ -Quanten mit diesen Energien konnten aber nicht beobachtet werden, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass keine solchen Zustände erzeugt wurden. Alle anderen möglichen Zustände erreichen den Grundzustand nahezu (>99%) ausschließlich über den ersten (2127,49 keV) bzw. zweiten (3304,21 keV)



Anregungszustand. Das zweite Anregungsniveau geht zu 55,9% durch Aussendung eines 1176,63 keV-Photons in den ersten angeregten Zustand über.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},\text{np})^{34}\text{S}$ wurde über die Zählung von 1176,63 keV bzw. 2127,49 keV-Photonen vermessen.

4.4.4.1) Der Einfluss von $^{34}\text{Cl}^{\text{m}}$ auf die gemessenen Zählraten im ^{34}S -Spektrum

Da $^{34}\text{Cl}^{\text{m}}$ durch Elektroneneinfang in einen angeregten Zustand von ^{34}S übergeht, muss der Einfluss der dabei emittierten Photonen auf die gemessenen Zählraten der ^{34}S -Linien berücksichtigt werden. Bei dieser Korrektur muss darauf geachtet werden, dass die spezifischen γ -Quanten von direkt erzeugten ^{34}S prompt, wohingegen jene von $^{34}\text{Cl}^{\text{m}}$ verzögert gemessen werden. Aus diesem Grund ist es notwendig die Aktivierung von $^{34}\text{Cl}^{\text{m}}$ während der Bestrahlung zu bestimmen.

Da die Reaktionsquerschnitte $\sigma_{\text{Cl}}(E_p)$ für die Erzeugung von $^{34}\text{Cl}^{\text{m}}$ bereits in den verzögerten Spektren ermittelt wurde, können die Zählraten der verzögert emittierten γ -Quanten im prompten Spektrum $Z_{\gamma,\text{Cl}}(t)$ gemäß

$$Z_{\gamma,\text{Cl}}(t) = \lambda \cdot p_{\gamma} \cdot \varepsilon(E_{\gamma}) \cdot \sigma_{\text{Cl}}(E_p) \cdot n_{\text{Al}} \cdot \alpha_{\text{eff}}(t) = d(E_p, E_{\gamma}) \cdot \alpha_{\text{eff}}(t) \quad (4.19)$$

berechnet werden (Gleichung (4.19) folgt direkt aus Gleichung (1.5)).

Sei nun $Z_{\gamma}(t)$ die gemessene Zählrate und $Z_{\gamma,\text{S}}(t)$ der gesuchte Anteil aus den direkt erzeugten ^{34}S , so gilt

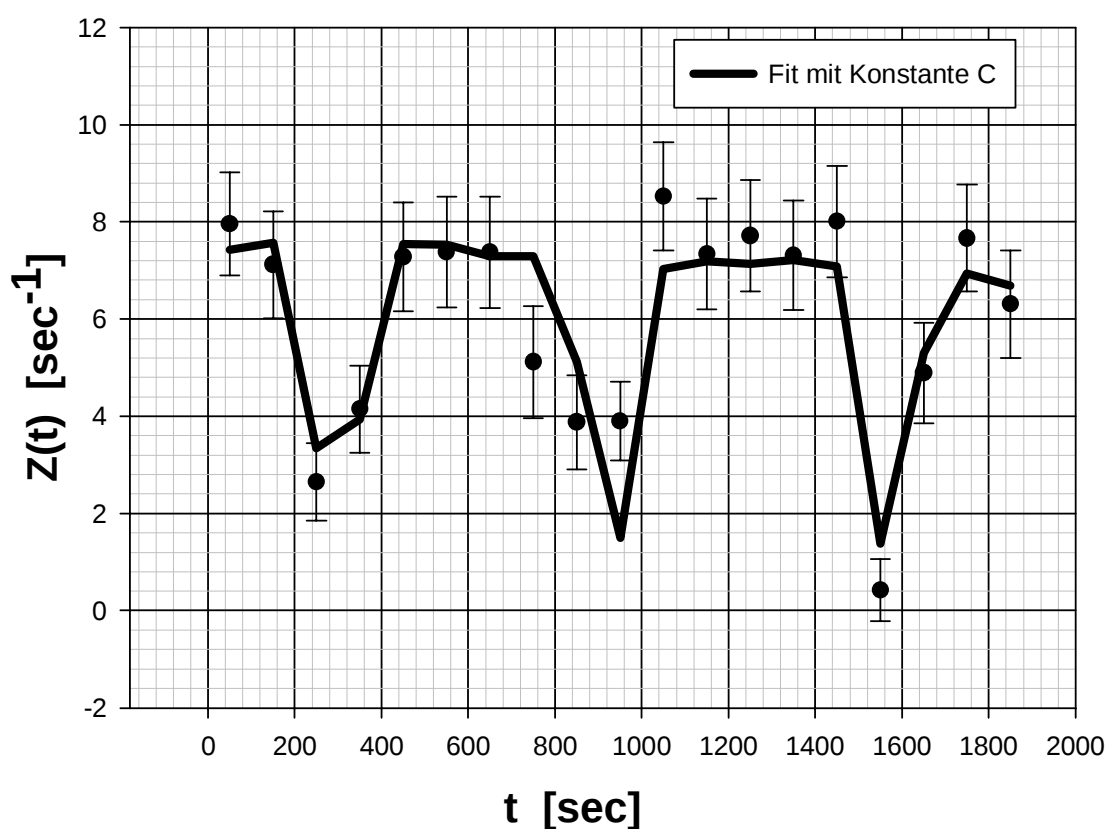
$$Z_{\gamma,\text{S}}(t) = Z_{\gamma}(t) - Z_{\gamma,\text{Cl}}(t) \quad (4.20).$$

Auf den Verlauf von $Z_{\gamma,\text{S}}(t)$ können nun die im Abschnitt (4.2.1.2) beschriebenen Methoden angewendet werden, um die Bildungswahrscheinlichkeit von ^{34}S zu bestimmen.

4.4.4.2) Bestimmung der Bildungswahrscheinlichkeiten der ersten beiden Anregungszustände

4.4.4.2.1) Die 1176,63keV-Linie

Der Verlauf der nach Gleichung (4.20) korrigierten Zählraten ist in den Abbildungen (4.42 bis 4.44) dargestellt.



$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=0,08175 \text{ und } s(C)=0,00299$$

Abbildung 4.42: Zählratenverlauf der 1176,63 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},np)^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV.

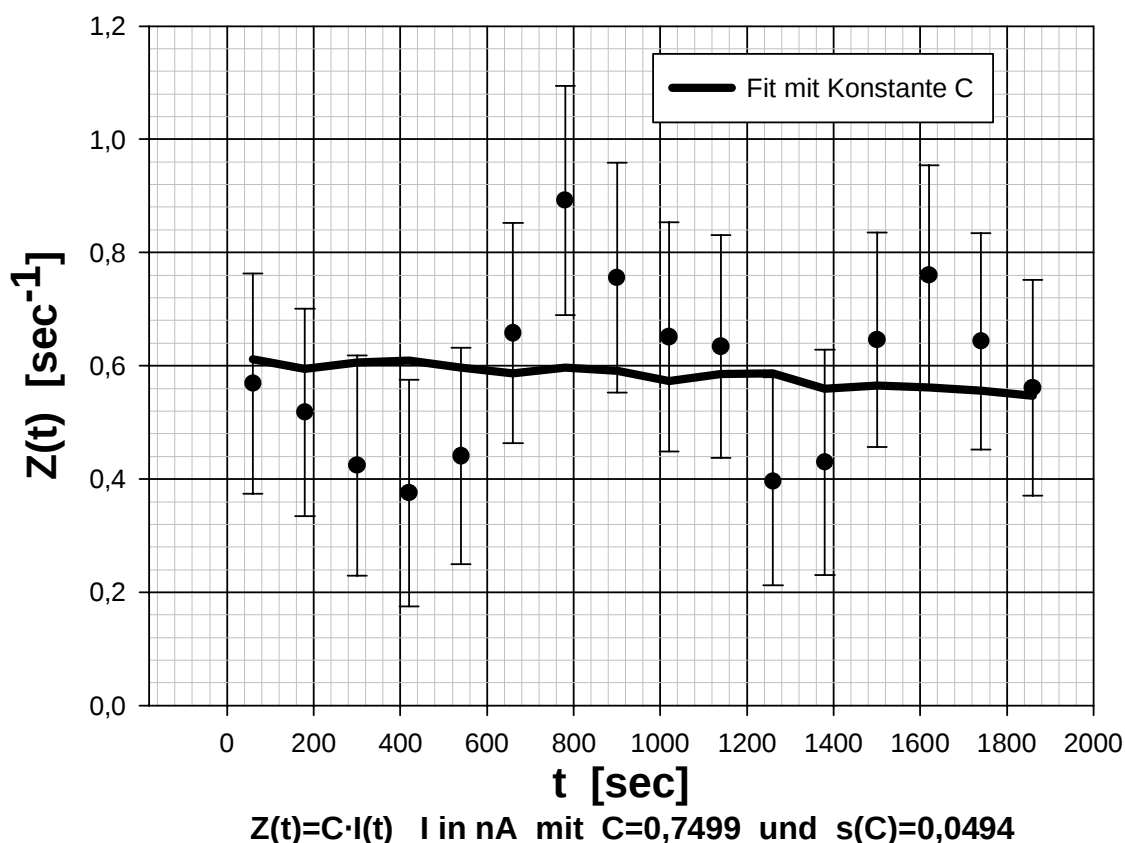


Abbildung 4.43: Zählratenverlauf der 1176,63 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, np)^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 12,8 MeV.

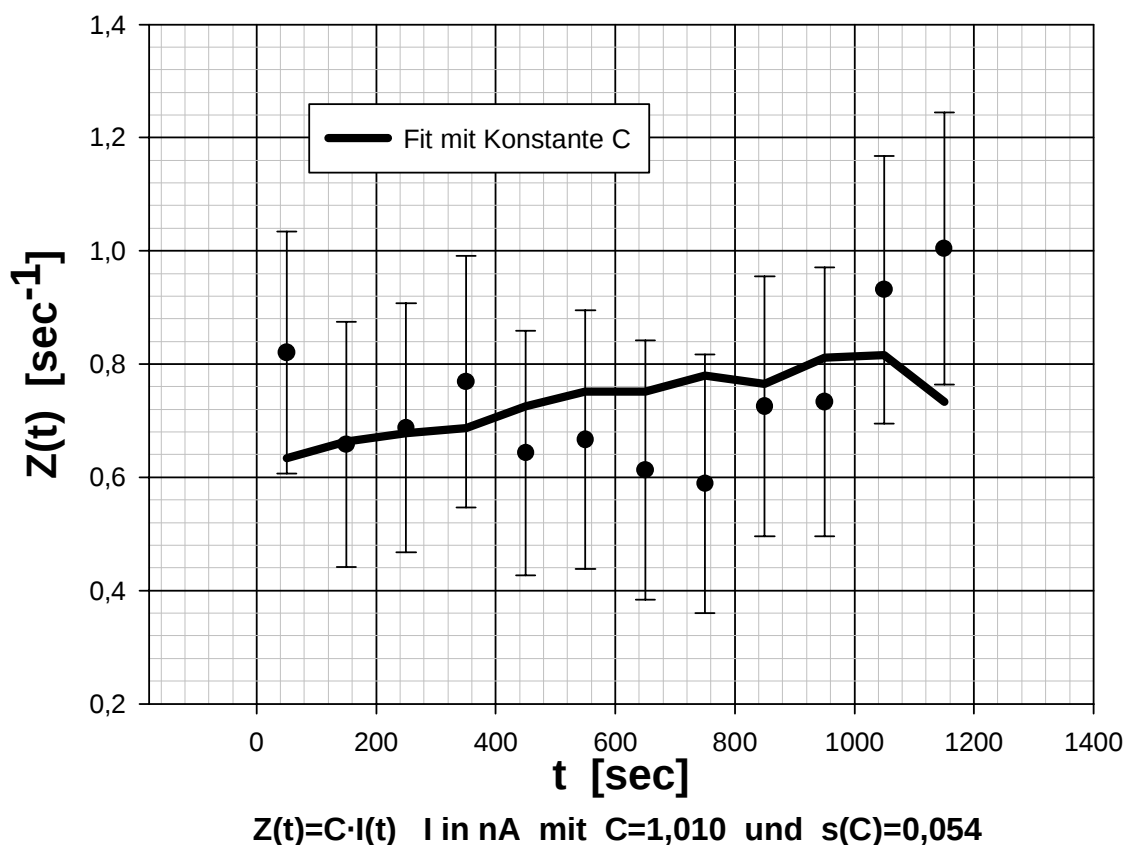


Abbildung 4.44: Zählratenverlauf der 1176,63 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, np)^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 13,3 MeV.

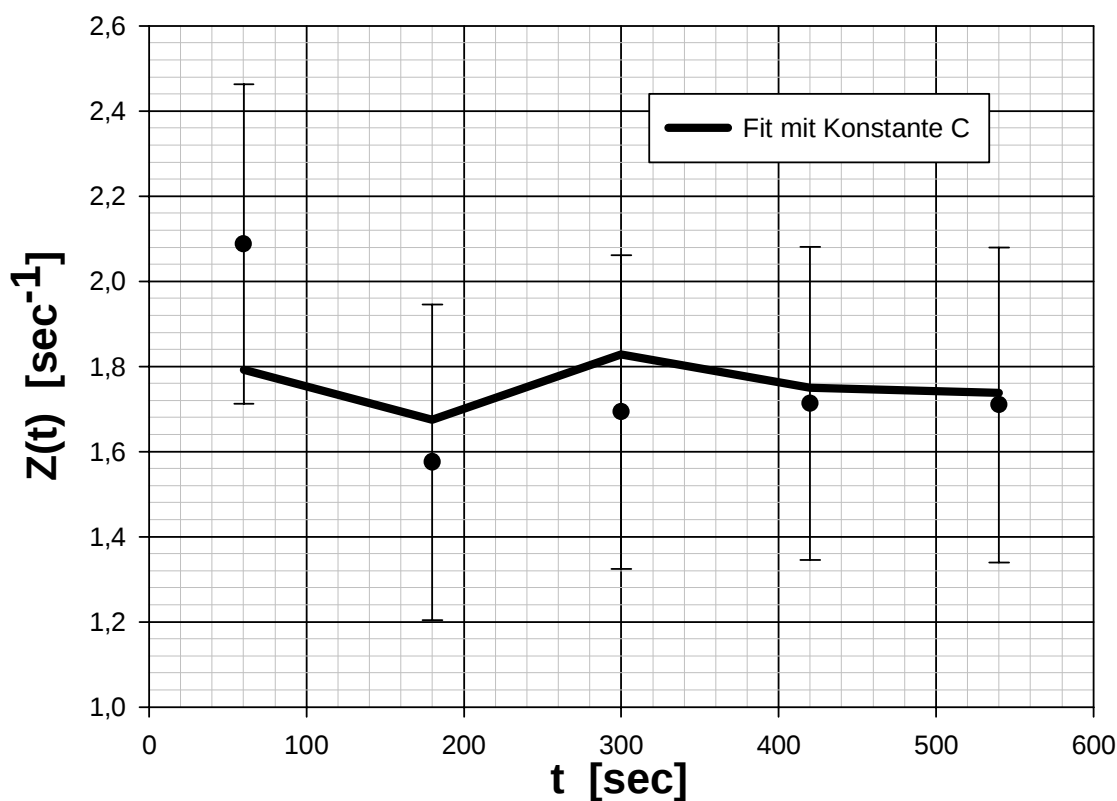
Die aus den Konstanten C berechneten anteilige Bildungswahrscheinlichkeiten $b(1176)$ für das 3303,43 keV-Niveau (aus dem 1176,73 keV Übergang) sind in Tabelle (4.9) aufgelistet.

E_P [MeV]	$\frac{b(1176)}{n_{Al}} \cdot 10^{27}$ [mb]
10,3	$(8,82 \pm 0,41)E-1$
12,8	$10,79 \pm 0,77$
13,3	$14,53 \pm 0,88$

Tabelle 4.9: In mb umgerechnete anteilige Bildungswahrscheinlichkeiten des 3303,43 keV-Niveau (aus 1176,73 keV Übergang) aus direkt erzeugtem ^{34}S , als Funktion der Projektilenergie.

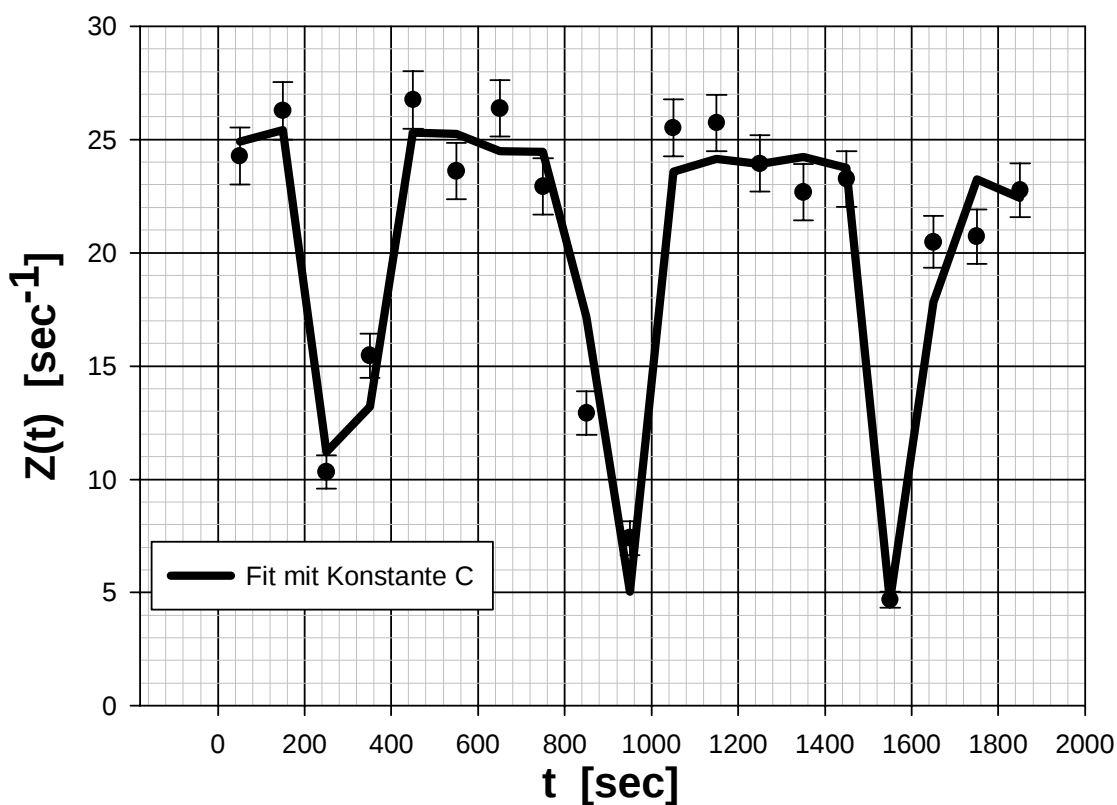
4.4.4.2.2) Die 2127,56keV-Linie

Der Verlauf der nach Gleichung (4.20) korrigierten Zählraten ist in den Abbildungen (4.45 bis 4.49) dargestellt.



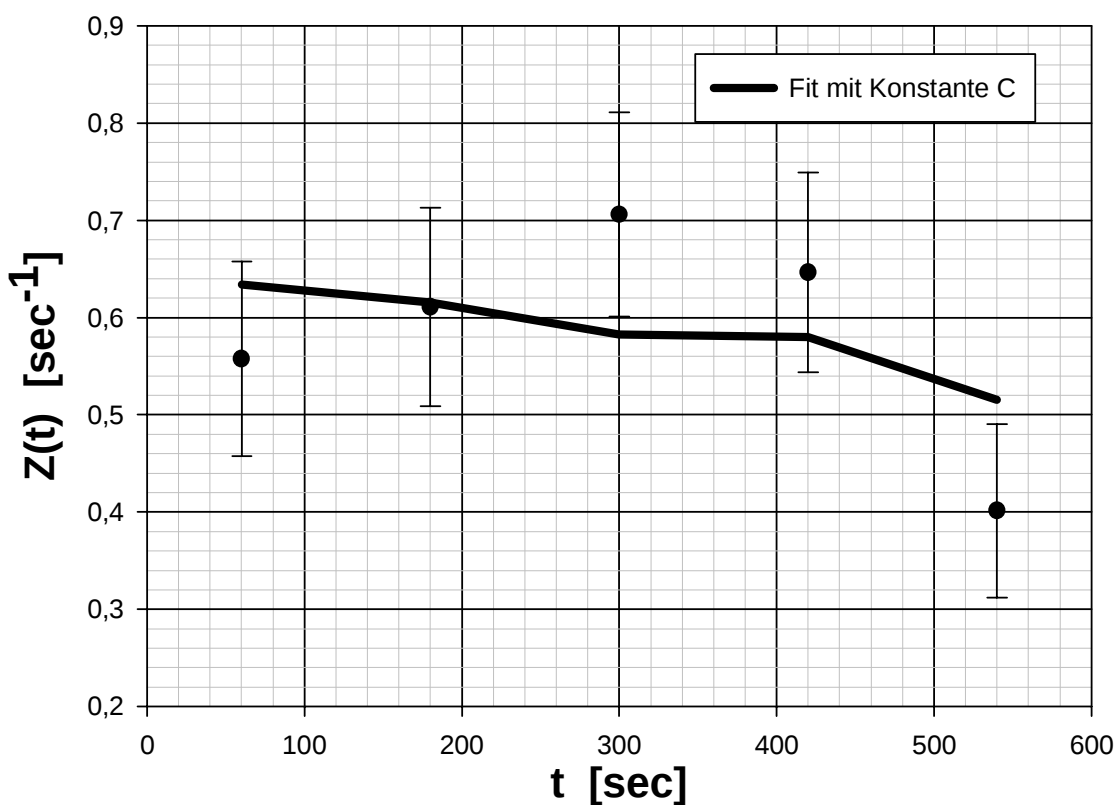
$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=0,02014 \text{ und } s(C)=0,00088$$

Abbildung 4.45: Zählratenverlauf der 2127,49 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},np)^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 9,0 MeV.



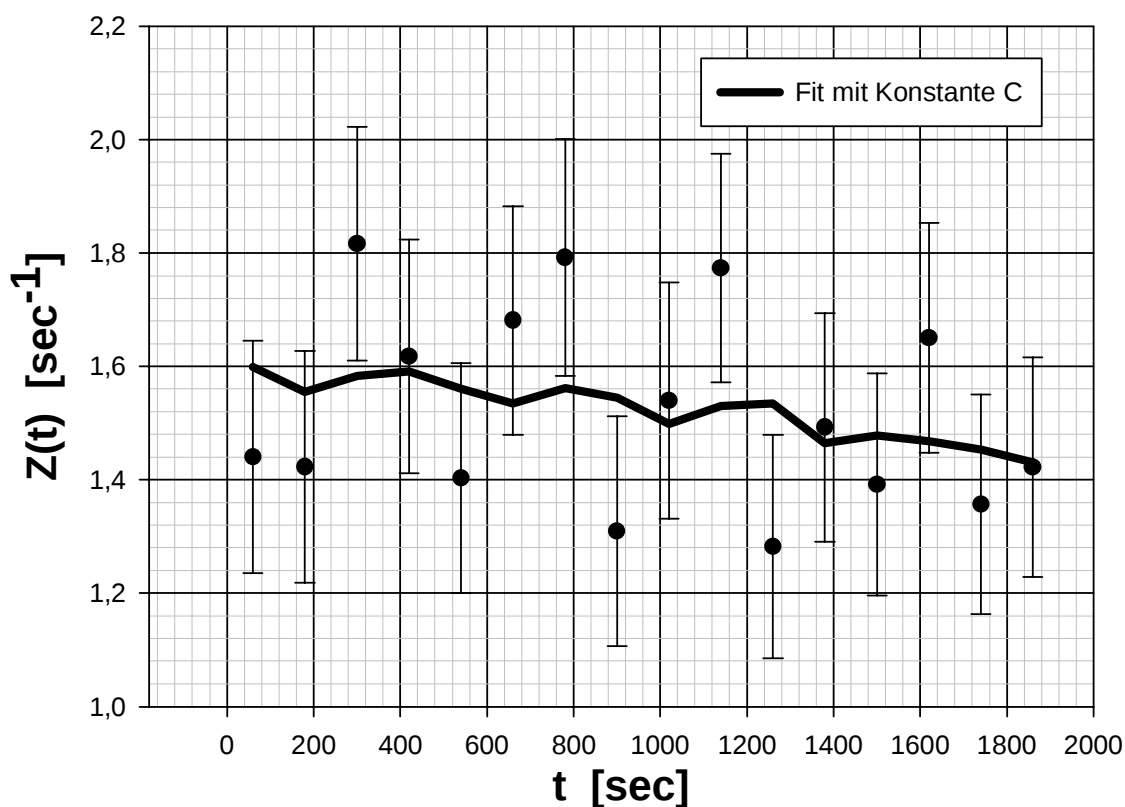
$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=0,2743 \text{ und } s(C)=0,0056$$

Abbildung 4.46: Zählratenverlauf der 2127,49 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,np})^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV.



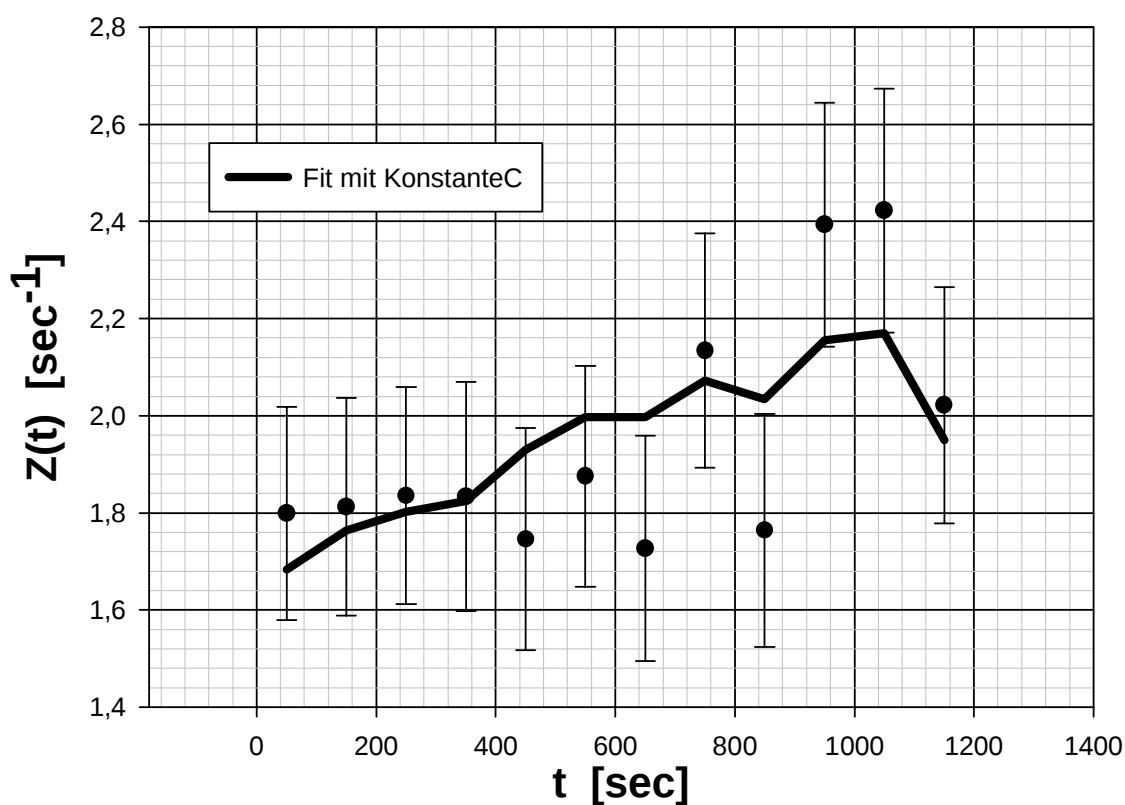
$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=0,7705 \text{ und } s(C)=0,0576$$

Abbildung 4.47: Zählratenverlauf der 2127,49 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,np})^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 11,5 MeV.



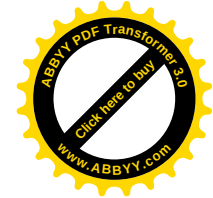
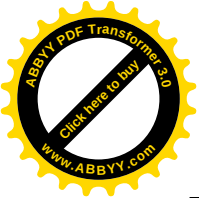
$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=1,961 \text{ und } s(C)=0,054$$

Abbildung 4.48: Zählratenverlauf der 2127,49 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},np)^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 12,8 MeV.



$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=2,684 \text{ und } s(C)=0,070$$

Abbildung 4.49: Zählratenverlauf der 2127,49 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},np)^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 13,3 MeV.



Die aus den Konstanten C berechneten Bildungswahrscheinlichkeiten $b(2127)$ für das 2127,49 keV-Niveau sind in Tabelle (4.10) aufgelistet.

E_p [MeV]	$\frac{b(2127)}{n_{Al}} \cdot 10^{27}$ [mb]
9,0	$(2,75 \pm 0,14)E-1$
10,3	$3,75 \pm 0,13$
11,5	$14,03 \pm 1,12$
12,8	$35,71 \pm 1,40$
13,3	$48,87 \pm 1,86$

Tabelle 4.10: In mb umgerechnete Bildungswahrscheinlichkeiten für das 2127,49keV-Niveau aus direkt erzeugten ^{34}S , als Funktion der Projektilenergie.

4.4.4.3) Die Bestimmung der Reaktionsquerschnitte

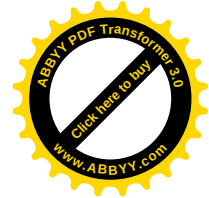
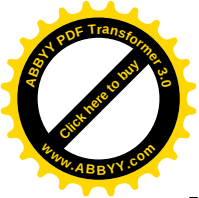
Da der zweite angeregte Zustand von ^{34}S zu 55,9% durch Emission eines 1176,63keV-Photons in das erste Niveau übergeht ergibt sich die Bildungswahrscheinlichkeit für das zweite angeregte Niveau $B_{^{34}\text{S}}(2.\text{Niveau})$ zu:

$$B_{^{34}\text{S}}(2.\text{Niveau}) = \frac{b(1176)}{0,559} \quad (4.21)$$

wobei $b(1176)$ die in Abschnitt (4.4.4.2.1) berechnete anteilige Bildungswahrscheinlichkeit des 1176,63 keV-Niveaus darstellt.

Bei der Bestimmung der Bildungswahrscheinlichkeit des ersten angeregten Niveaus muss beachtet werden, dass ein Teil von dem im Abschnitt (4.4.4.2.2) berechneten $b(2127)$ bereits in die Berechnung von $B_{^{34}\text{S}}(2.\text{Niveau})$ eingegangen ist. Um eine zweifache Zählung von Photonen zu vermeiden, muss also die Bildungswahrscheinlichkeit für das erste angeregte Niveau $B_{^{34}\text{S}}(1.\text{Niveau})$, welches nicht von dem zweiten Anregungszustand gefüttert wurde, ermittelt werden.

$$B_{^{34}\text{S}}(1.\text{Niveau}) = b(2127) - b(1176) \quad (4.22)$$



Um die Bestimmung der Reaktionsquerschnitte für alle Einschussenergien ab 9 MeV zu ermöglichen, wurde die fehlenden Bildungswahrscheinlichkeiten des zweiten Anregungszustandes bei $E_p=9,0$ MeV und 11,5 MeV aus den Werten bei $E_p=10,3$ MeV, 12,8 MeV und 13,3 MeV extrapoliert:

$$\frac{b(1176)}{n_{Al}} \cdot 10^{27} = y_0 + a \cdot \exp(b \cdot E_p)$$

mit

$$y_0 = 1,000E - 4$$

$$a = 2,488E - 4$$

$$b = 0,7589$$

In Tabelle (4.11) sind $B_{34S}(2.Niveau)$, $B_{34S}(1.Niveau)$, sowie σ_{34S} aufgelistet.

E_p [MeV]	$\frac{B_{34S}(1.Niveau)}{n_{Al} \cdot 10^{-27}}$ [mb]	$\frac{B_{34S}(2.Niveau)}{n_{Al} \cdot 10^{-27}}$ [mb]	σ_{34S} [mb]
9,0	$(2,00 \pm 0,15)E-2$	$(1,34 \pm 0,06)E-1$	$(3,34 \pm 0,16)E-1$
10,3	$2,86 \pm 0,14$	$1,58 \pm 0,07$	$4,44 \pm 0,15$
11,5	$10,28 \pm 1,19$	$6,70 \pm 0,72$	$16,98 \pm 1,39$
12,8	$24,92 \pm 1,60$	$19,30 \pm 1,38$	$44,21 \pm 2,11$
13,3	$34,34 \pm 2,06$	$25,99 \pm 1,57$	$60,33 \pm 2,59$

Tabelle 4.11: Bildungswahrscheinlichkeiten der beiden ersten Anregungsniveaus, sowie der daraus resultierende Reaktionsquerschnitt für $^{27}Al(^9Be,np)^{34}S$, als Funktion der Projektilenergie.

Abbildung (4.50) zeigt den Verlauf der Reaktionsquerschnitte für $^{27}Al(^9Be,np)^{34}S$.

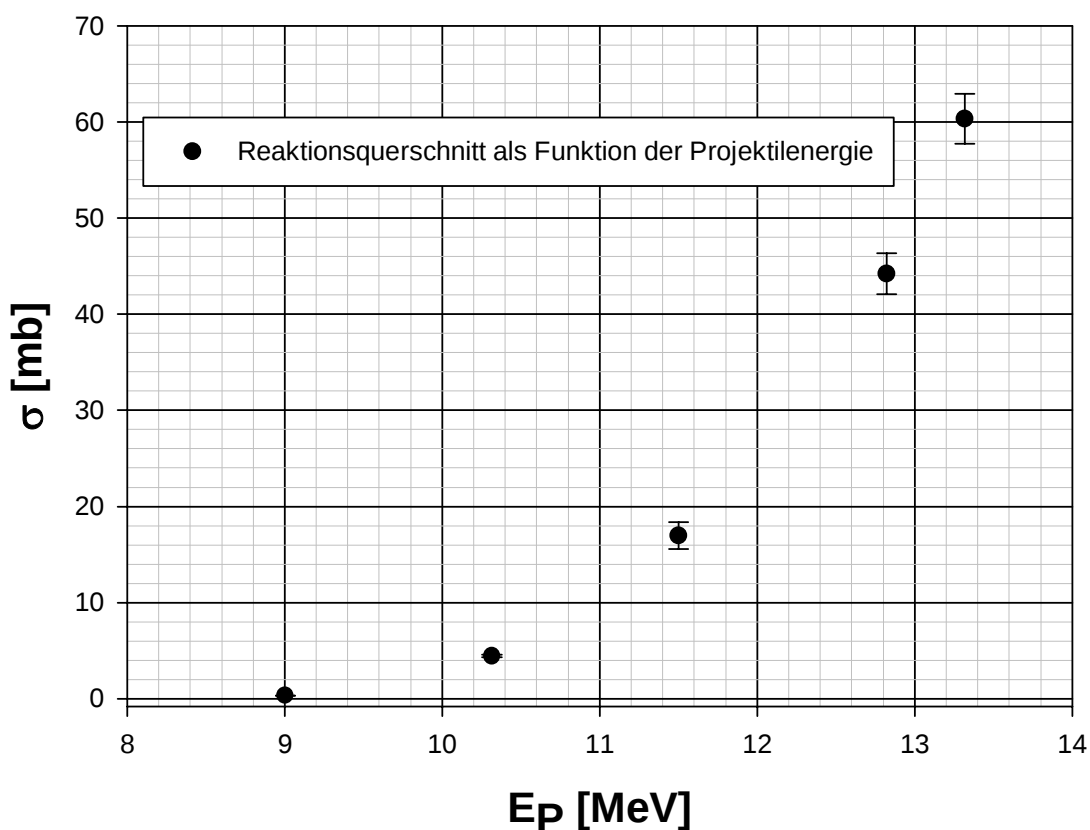
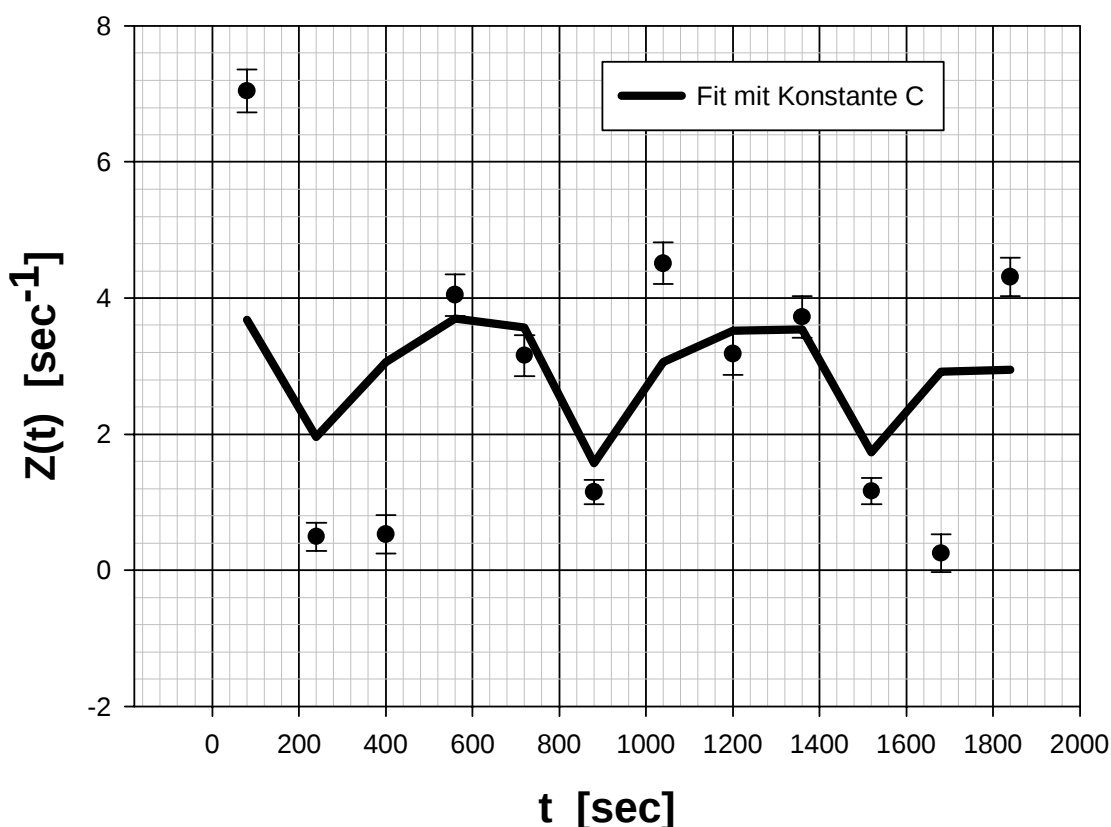


Abbildung 4.50: Reaktionsquerschnitt für die Bildung von ^{34}S als Funktion der Projektilenergie.

4.4.4.4) Die Überprüfung der Bildungswahrscheinlichkeit des 2. Niveaus mit der 3303,21keV-Linie

Mit einer Wahrscheinlichkeit von 44,1% fällt der zweite angeregte Zustand direkt in den Grundzustand von ^{34}S ab. Da die Zählraten dieser 3303,21keV-Photonen sehr klein sind, war lediglich bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV die Auswertung dieser Linie möglich. Der Verlauf der nach Gleichung (4.20) korrigierten Zählraten ist in der Abbildung (4.51) dargestellt.



$$Z(t)=C \cdot I(t) \quad I \text{ in nA mit } C=4,024\text{E-}2 \text{ und } s(C)=6,53\text{E-}3$$

Abbildung 4.51: Zählratenverlauf der 3303,21 keV-Linie aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},\text{np})^{34}\text{S}$ bei einer Einschussenergie von 10,3 MeV.

Aus der erhaltenen Konstante C folgt eine Besetzungswahrscheinlichkeit des zweiten angeregten Niveaus zu

$$\frac{B_{^{34}\text{S}}(2.\text{Niveau})'}{n_{\text{Al}} \cdot 10^{-27}} = (1,35 \pm 0,26) \text{mb}$$

Die aus der 1176,63 keV-Linie berechnete Besetzungswahrscheinlichkeit ist mit

$$\frac{B_{^{34}\text{S}}(2.\text{Niveau})}{n_{\text{Al}} \cdot 10^{-27}} = (1,58 \pm 0,07) \text{mb}$$

um etwa 16% größer. Die beiden Werte sind innerhalb ihrer Unsicherheit konsistent. Die relative Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit der 3303,21keV-Photonen wurde allerdings mit 10% angenommen. Der Grund hierfür ist, dass der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit

scheinlichkeit mit Photonen bestimmt wurde, die eine Energie von maximal etwa 1500keV besitzen. Dies bedeutet, dass weit von den Messwerten hinaus extrapoliert werden muss, um die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für sehr hohe Photonenenergien zu bestimmen und somit die Unsicherheit dieses Wertes außerordentlich hoch ist (siehe Abbildung 4.42).

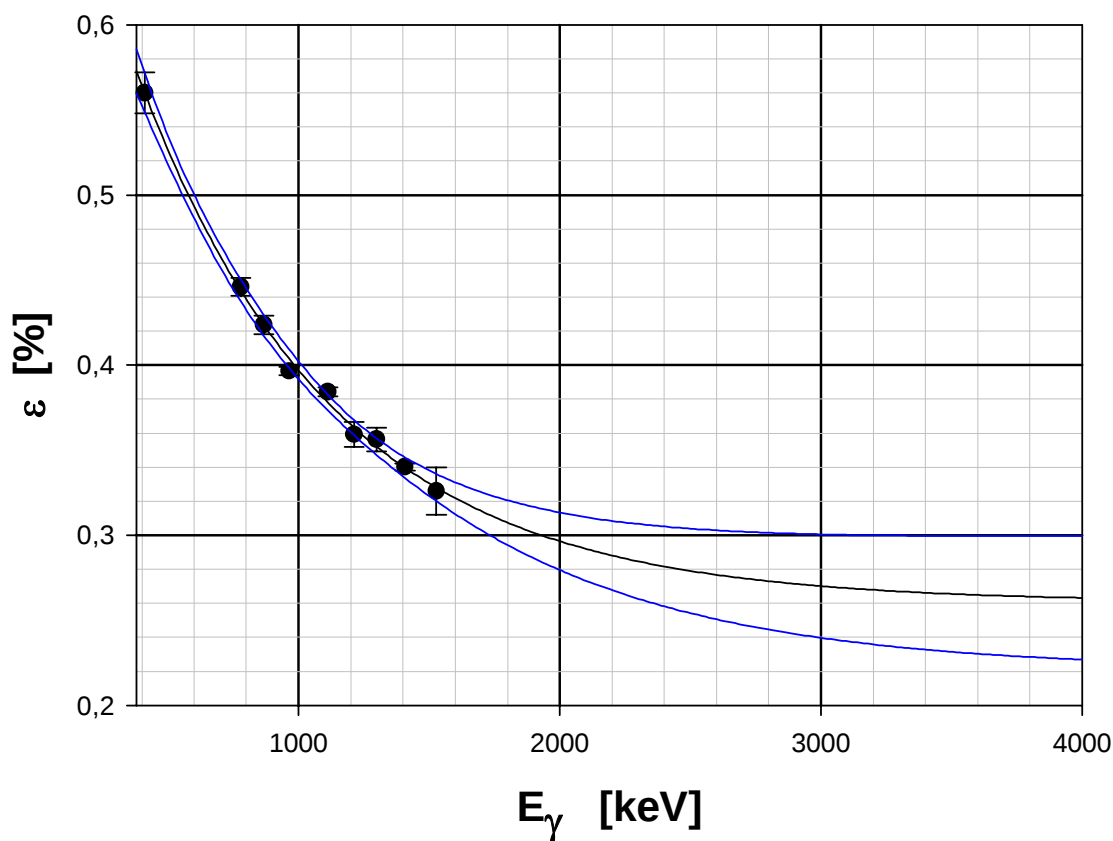
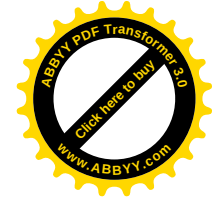
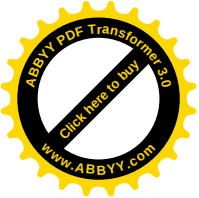


Abbildung 4.52: Illustration zur Darstellung der großen Unsicherheit der totale Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge-Detektors für Photonen mit Energien über 3000keV.



5) Energieverluste der Projektile im Targetmaterial und die Erstellung der Anregungsfunktionen

Die berechneten Reaktionsquerschnitte $\sigma(E)$ dürfen nicht der vollen Einschussenergie⁵ des Projektils E_p zugeschrieben werden, da diese beim Durchdringen der Aluminiumfolie abgebremst werden und somit $\sigma(E)$ den Reaktionsquerschnitt für ein ganzes Energieintervall repräsentiert.

Im Folgenden sollen einerseits die Energieverluste der Be-Ionen bestimmt und andererseits die Auswirkungen dieser Verluste auf die Energiezuordnung der gemessenen Reaktionsquerschnitte diskutiert werden.

5.1) Abbremsung von Ionen in Materie

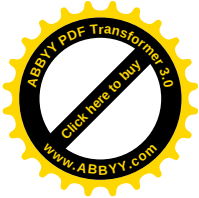
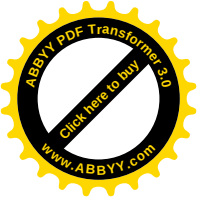
5.1.1) Allgemeine Betrachtungen

Der Energieverlust von Ionen innerhalb einer Schichtdicke des zu durchlaufenden Mediums $\frac{dE}{dx}$, kann entweder durch Streuung an Elektronen (elektronischer Anteil) oder durch Streuung am Atomkern (nuklearer Anteil) resultieren.

5.1.1.1) Elektronische Abbremsung

Durch inelastische Stöße des Projektils mit den Hüllenelektronen des Targetmaterials, werden diese entweder, bei Stoßparametern weit größer als der klassische Atomradius, in höhere Energieniveaus gehoben, die Targetatome werden also angeregt, oder, bei Stoßparametern in der Größenordnung des klassischen Atomradius, aus der Atomhülle hinausgestreut, was zu

⁵ Die Einschussenergie welche sich aus der Beschleunigerspannung ergibt, wurde mit Si-Sperrschichtdetektor gegen eine α -Quelle kalibriert. Es ergab sich eine Korrektur von (10 ± 10) keV. Diese Korrektur ist in den Tabellen dieses Abschnittes berücksichtigt



einer Ionisierung der Targetatome führt. In beiden Fällen verliert also das Projektil durch inelastische Stoßprozesse mit den Elektronen des Targetmaterials an kinetischer Energie. Für Energien über einigen hundert keV gilt, dass langsamere Teilchen mehr Energie verlieren, da sie sich länger im Wirkungsbereich der Elektronen aufhalten. Für den Bereich der 5- bis 13 MeV-Be-Ionen ist der Energieverlust $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$ annähernd proportional $\frac{1}{v^2}$, wobei v die Geschwindigkeit des Projektils darstellt.

Der Verlauf der elektronischen Abbremsung kann in erster Näherung durch die BETHE-BLOCH-Formel beschrieben werden:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{4\pi n_e z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right]$$

wobei

n_e elektronische Dichte des Targetmaterials

c Lichtgeschwindigkeit

β $\frac{v}{c}$

e Elementarladung

$z \cdot e$ Ladung des Projektils

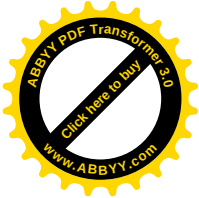
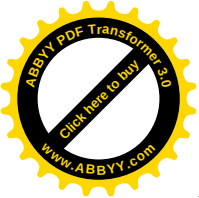
m_e Ruhemasse des Elektrons

I mittleres Anregungspotential des Targetmaterials

BETHE hat diese Gleichung 1932 mit Hilfe der quantenmechanischen Störungstheorie entwickelt [20], wobei er nach der Größe z entwickelt hat. Obige Gleichung berücksichtigt die Terme bis einschließlich der Entwicklung nach z^2 . Es gibt Korrekturen der BETHE – Formel durch Entwicklung bis z^4 . Zudem kann die Bewegung der Hüllenelektronen in den Atomen des Targetmaterials berücksichtigt werden, was zu der sogenannten Schalenkorrektur führt.

5.1.1.2) Nukleare Abbremsung

Bei der Annäherung des Projektils an das Target erfährt dieses ein abstoßendes Coulombpotential $V(\vec{r})$, wodurch es zu elastischen Stößen zwischen Projektil und Target kommt (Ru-



therford–Streuung). Der Energieverlust dE des Ions durch elastische Kernstreuung in der Targetschicht dx ist proportional der atomaren Dichte n_a des Targetmaterials und der Summe aller im Einzelstoß möglichen Energieüberträgen T_i :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = n_a \int_0^{T_{\max}} T_i \cdot d\sigma(E, T_i)$$

wobei $T_{\max}$ den maximalen Energietransfer bei einem zentralen Stoß darstellt und $d\sigma$ den energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt für den Energietransfer T_i bei der Projektilenergie E .

Für die relativ hohen Energien der Be-Ionen ist der Anteil der elektronischen Abbremsung um 2 bis 3 Größenordnungen höher als der nukleare Anteil.

5.1.2) Energieverluste der Be-Ionen im Aluminium-Target

Um die Energieverluste der Be-Ionen im Aluminium-Target zu berechnen wurde die von ZIEGLER und BIRSACK entwickelte SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) Software verwendet [21]. Durch Eingabe des Target- und Projektilmaterials, der Dicke der Targetfolie sowie der Einschussenergien konnten die in Tabelle(5.1) angegebenen Werte für die Energieverluste pro Weglänge errechnet werden, wobei die Autoren von SRIM für die verwendete Version von 2003 eine Gesamtgenauigkeit von 4,8% angeben.

$E \text{ [keV]}$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e \left[\frac{\text{keV}}{100\text{nm}}\right]$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n \left[\frac{\text{keV}}{100\text{nm}}\right]$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ges} \left[\frac{\text{keV}}{100\text{nm}}\right]$
5000	7,50E+01	9,49E-02	7,51E+01
5500	7,34E+01	8,75E-02	7,35E+01
6000	7,18E+01	8,13E-02	7,19E+01
6500	7,03E+01	7,59E-02	7,04E+01
7000	6,89E+01	7,12E-02	6,90E+01
8000	6,62E+01	6,35E-02	6,63E+01
9000	6,38E+01	5,74E-02	6,39E+01
10000	6,16E+01	5,24E-02	6,16E+01
11000	5,95E+01	4,83E-02	5,96E+01
12000	5,76E+01	4,48E-02	5,76E+01
13000	5,58E+01	4,18E-02	5,59E+01
13300	5,53E+01	4,10E-02	5,53E+01

Tabelle 5.1: Energieverluste der Berylliumionen pro Wegstrecke durch elektronische und nukleare Abbremsung in der Aluminiumfolie bei unterschiedlichen Energien.

Abbildung (5.1) stellt den exponentiellen Verlauf der in Tabelle (5.1) aufgelisteten Energieverluste pro Wegstrecke als Funktion der momentanen Energie dar:

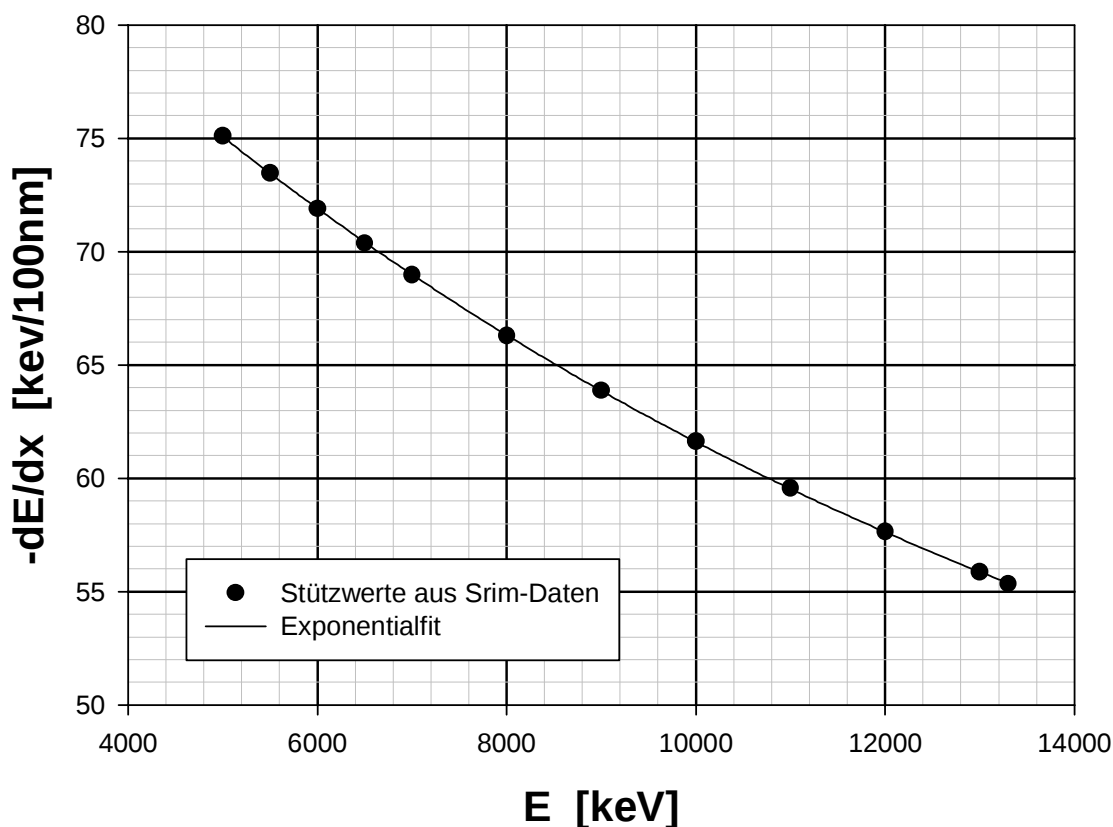
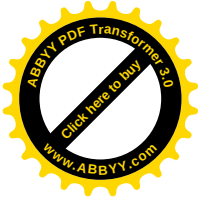
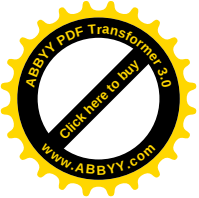


Abbildung 5.1: Energieverlust pro Wegstrecke von ^9Be -Ionen bei der Durchdringung von ^{27}Al in Abhängigkeit der momentanen Energie.



$$-\frac{dE}{dx} = y_0 + a \cdot \exp(-b \cdot E)$$

mit

$$y_0 = 36,13 \pm 3,99$$

$$a = 59,53 \pm 0,2348$$

$$b = (8,487 \pm 0,122)E - 5$$

Um den Energieverlust für die unterschiedlichen Einschussenergien zu berechnen gilt es also folgende Differentialgleichung zu lösen:

$$-\frac{dE}{dx} = y_0 + a \cdot \exp(-b \cdot E) = y_0 + a(1 - b \cdot E) \quad (5.1)$$

Der letzte Ausdruck aus Gleichung (5.1) folgt aus der Potenzreihenentwicklung der Exponentialfunktion, die nach dem zweiten Term abgebrochen werden kann, da höhere Potenzen der Konstante $b \cong 10^{-4}$ vernachlässigbar sind.

Aus $E' - a \cdot b \cdot E = -y_0 - a$ folgt durch Auftrennen in einen homogenen Teil E_H und einer speziellen Lösung E_S , welche mit Hilfe der Variation der Konstanten der homogenen Lösung gewonnen werden kann, folgende allgemeine Lösung von Gleichung (5.1):

$$E(x) = C \cdot e^{a \cdot b \cdot x} + \frac{y_0 + a}{a \cdot b} \quad (5.2)$$

Da vor der Durchdringung des Targetmaterials die volle Projektilenergie E_p vorhanden ist, gilt $E(0) = E_p$.

Daraus ergibt sich C zu

$$C = E_p - \frac{y_0 + a}{a \cdot b} \quad (5.3).$$

Aus den Gleichungen (5.2) und (5.3) kann somit der Energieverlust nach Durchdringung der gesamten Folie ($x = 20$), für die unterschiedlichen Einschussenergien, wie folgt angegeben werden:

$$E(20) = \left(E_p - \frac{y_0 + a}{a \cdot b} \right) \cdot e^{a \cdot b \cdot 20} + \frac{y_0 + a}{a \cdot b} \quad (5.4)$$

Tabelle (5.2) zeigt die Energieverluste für alle verwendeten Einschussenergien.

$E_p [\text{MeV}]$	$E_v [\text{keV}]$
4,167	1557 ± 75
5,603	1488 ± 71
5,926	1473 ± 71
6,401	1450 ± 70
7,009	1420 ± 68
7,222	1410 ± 68
8,007	1372 ± 66
9,003	1324 ± 64
10,315	1261 ± 61
11,500	1204 ± 58
12,822	1140 ± 55
13,317	1116 ± 54

Tabelle 5.2: Energieverluste E_v für die Einschussenergien E_p .

Abbildung (5.2) zeigt die in Tabelle (5.2) aufgelistet Energieverluste als Funktion der Einschussenergie:

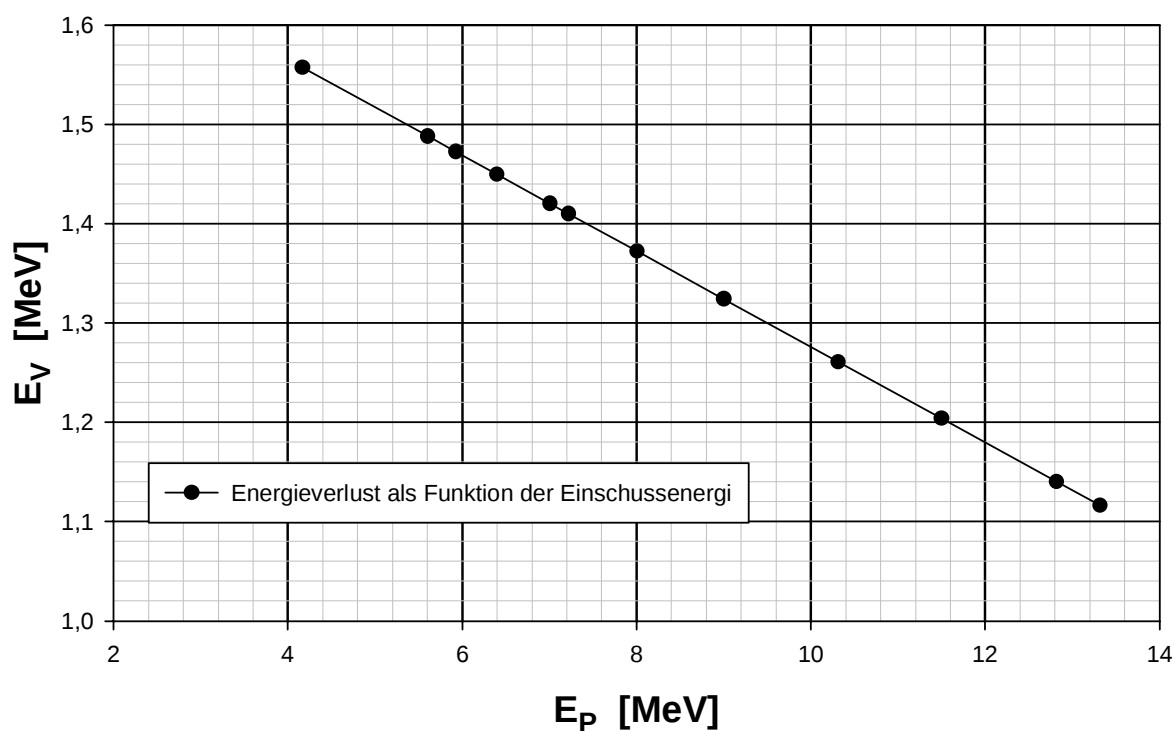


Abbildung 5.2: gesamter Energieverlust von ^9Be -Ionen bei der Durchdringung einer 2μm dicken ^{27}Al -Folie in Abhängigkeit der Einschussenergie.

5.2) Auswirkung der Abbremsung auf die Anregungsfunktionen

5.2.1) Methode zur Errechnung der repräsentativen Energien der Reaktionsquerschnitte

Die aus den untersuchten Reaktionen hervorgegangenen Reaktionsquerschnitte dürfen also nicht lediglich der anfänglichen Projektilenergie E_p zugeschrieben werden. Die Reaktion kann in dem gesamten Energieintervall mit der Breite des Energieverlustes E_v , das heißt mit einer Energie zwischen E_p und $E_p - E_v$, stattfinden.

Der unten gezeigte Graph soll die Methode zur Berechnung einer repräsentativen Energie E^* illustrieren:

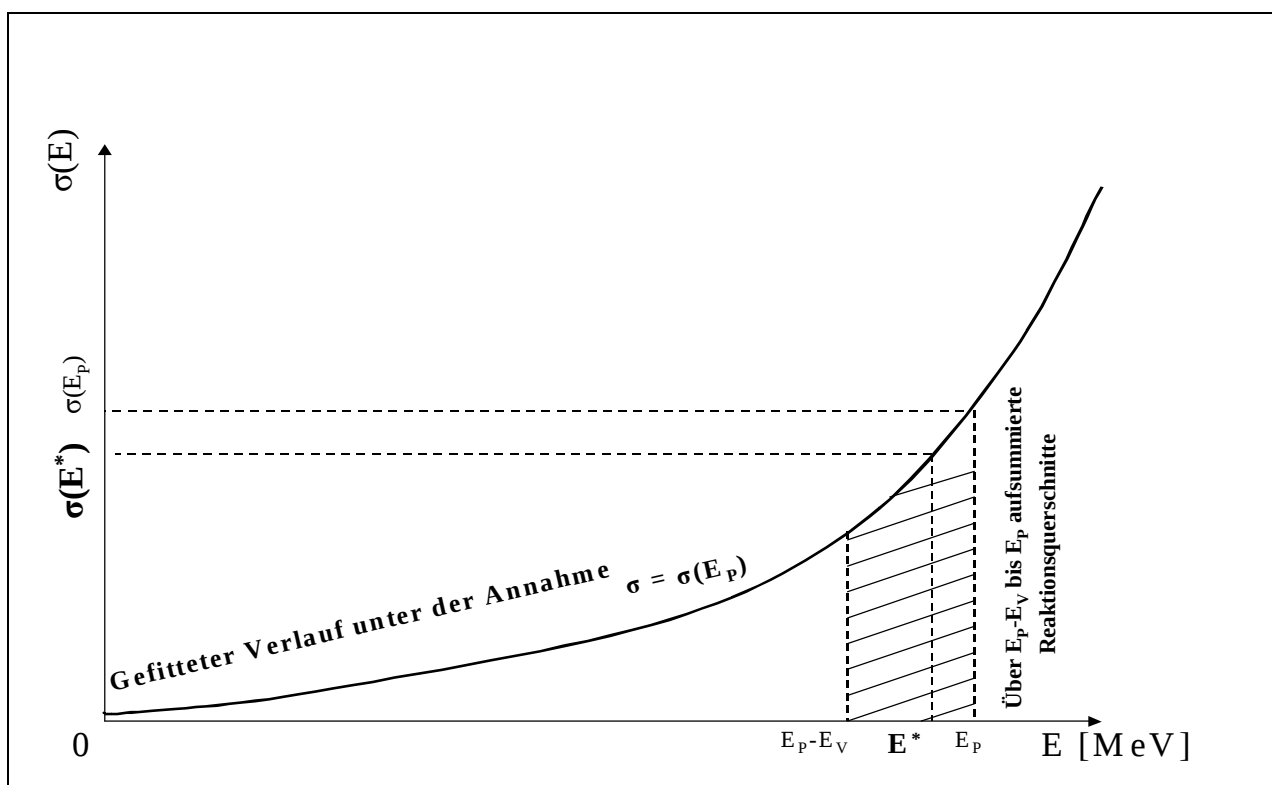
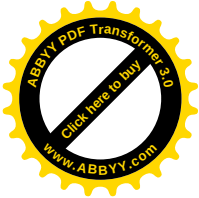
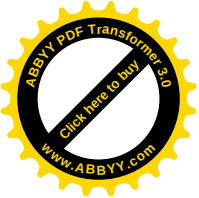


Abbildung 5.3: Illustration zur Auffindung einer repräsentativen Energie für den Reaktionsquerschnitt

Da die Werte der Reaktionsquerschnitte bereits bekannt sind, kann durch das Auffinden eines geeigneten Fits, eine Funktion für die Reaktionsquerschnitte $\sigma = f(E)$ gefunden werden, wobei beachtet werden muss, dass die Argumente dieser Funktion, jeweils die Einschussener-



gien der Be-Ionen E_p sind. Man kann nun das gewichtete Mittel $\hat{\sigma}$ von $\sigma(E)$ innerhalb des gesuchten Energieintervalls bilden:

$$\hat{\sigma} = \frac{\int_{E_p - E_v}^{E_p} dE \cdot \sigma(E)}{E_v} \quad (5.5)$$

$\hat{\sigma}$ entspricht dem Reaktionsquerschnitt zur Energie E^* , welche die gewichtete mittlere Energie im Target darstellt:

$$\hat{\sigma} = \sigma(E^*) \quad (5.6)$$

5.2.2) Anwendung auf die untersuchten Reaktionen

5.2.2.1) Die ^{28}Al -Anregungsfunktion

Abbildung (5.4) zeigt den Verlauf des Reaktionsquerschnittes $\sigma(E_p)$ für $^{27}\text{Al} + ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + ^{28}\text{Al}$:

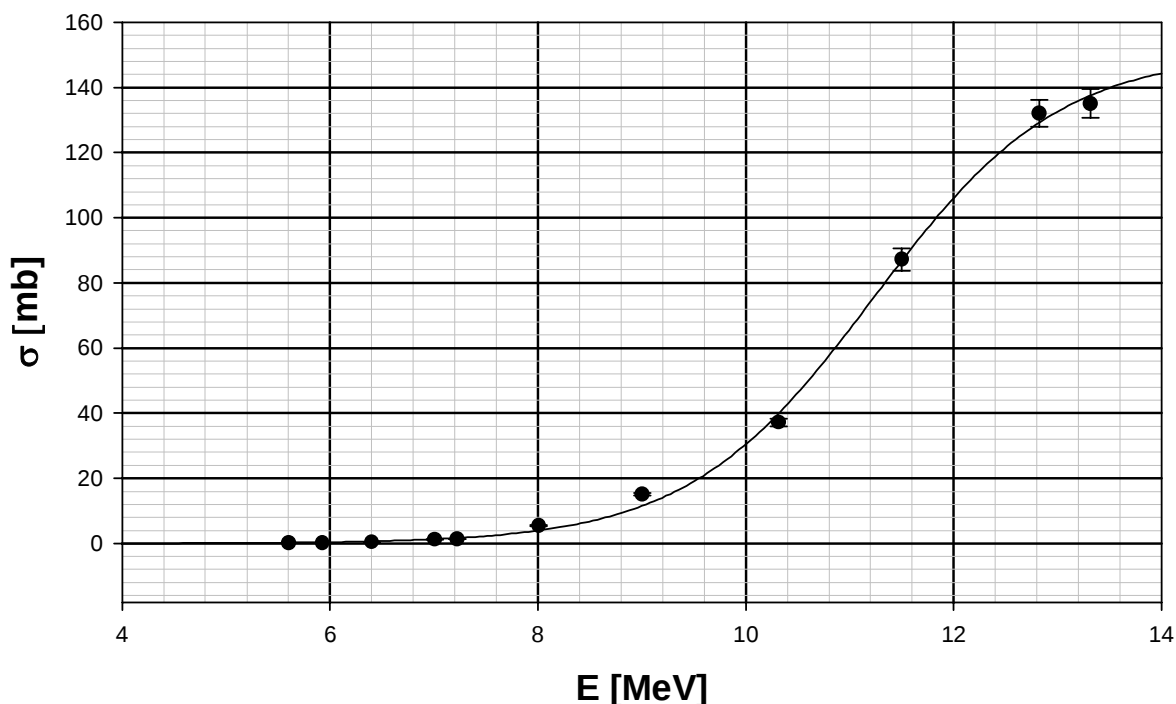


Abbildung 5.4: Einschussenergie zugeschriebene Reaktionsquerschnitte von ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^{28}\text{Al}$. samt Fit mit 3-parametriger Sigmoidalfunktion.

Es boten sich einige Möglichkeiten an einen geeigneten Fit zu finden. Eine gut integrierbare Funktion mit hinreichender Genauigkeit ($R^2 = 0,9987$) ist die in Abbildung(5.4) dargestellte 3-parametrische Sigmoidalfunktion:

$$\sigma(E) = a \cdot ((1 + \exp(-(E - \frac{y_0}{b}))))^{-1}$$

mit

$$a = (1,51 \pm 0,04)E - 2$$

$$b = (8,93 \pm 0,55)E - 1$$

$$y_0 = 11,22 \pm 0,08$$

Die integrierte 3-parametrische Sigmoidalfunktion $\Sigma(E)$ hat folgende allgemeine Form:

$$\Sigma(E) = a \cdot b \cdot \ln\left(\exp\left(\frac{E}{b}\right) + \exp\left(\frac{y_0}{b}\right)\right) \quad (5.7)$$

Die Integrationsgrenzen können der Tabelle (5.2) entnommen werden und durch Anwendung der Gleichung (5.5) können so die gewichteten Mittel der Reaktionsquerschnitte bestimmt

werden. Durch Einsetzen der Sigmoidalfunktion in die Gleichung (5.6) folgt für die repräsentativen Energien E^* die Beziehung:

$$E^* = y_0 - b \cdot \ln\left(\frac{a}{\hat{\sigma}} - 1\right) \quad (5.8)$$

Die aus Gleichung (5.8) errechneten repräsentativen Energien für alle Einschussenergien sind in Tabelle (5.3) zusammengefasst.

E_p [MeV]	E^* [MeV]
5,60	4,96
5,93	5,29
6,40	5,77
7,01	6,39
7,22	6,61
8,01	7,40
9,00	8,41
10,32	9,73
11,50	10,91
12,82	12,22
13,32	12,72

Tabelle 5.3: Die repräsentative Energie E^* für den Reaktionsquerschnitt von ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^{28}\text{Al}$ als Funktion der Projektilenergie.

Um die Anregungsfunktion aus dem im Abschnitt (4) ermittelten Verlauf der Reaktionsquerschnitte zu ermitteln, muss die i -te Einschussenergie $E_{p,i}$ um den Betrag $E_{p,i} - E^*_i$ nach links verschoben, was folgende Abbildung verdeutlichen soll:

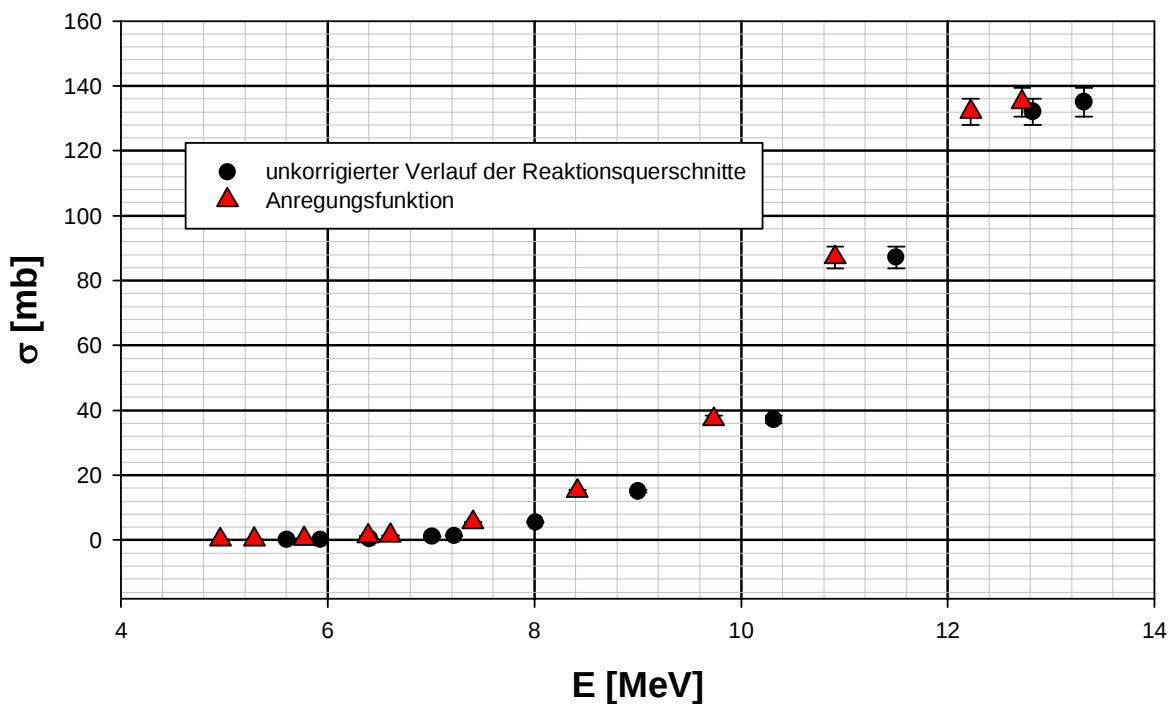


Abbildung 5.5: unkorrigierter Verlauf der Reaktionsquerschnitte und Anregungsfunktion von ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^{28}\text{Al}$.

5.2.2.2) Die ${}^{34}\text{Cl}$ -Anregungsfunktion

Analog wie bei der Erstellung der Anregungsfunktion von ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^{28}\text{Al}$, kann auch bei den anderen Reaktionen vorgegangen werden. Der Verlauf der Reaktionsquerschnitte von ${}^{27}\text{Al}({}^9\text{Be}, 2n){}^{34}\text{Cl}$ als Funktion der Einschussenergie ist in Abbildung (5.6) dargestellt:

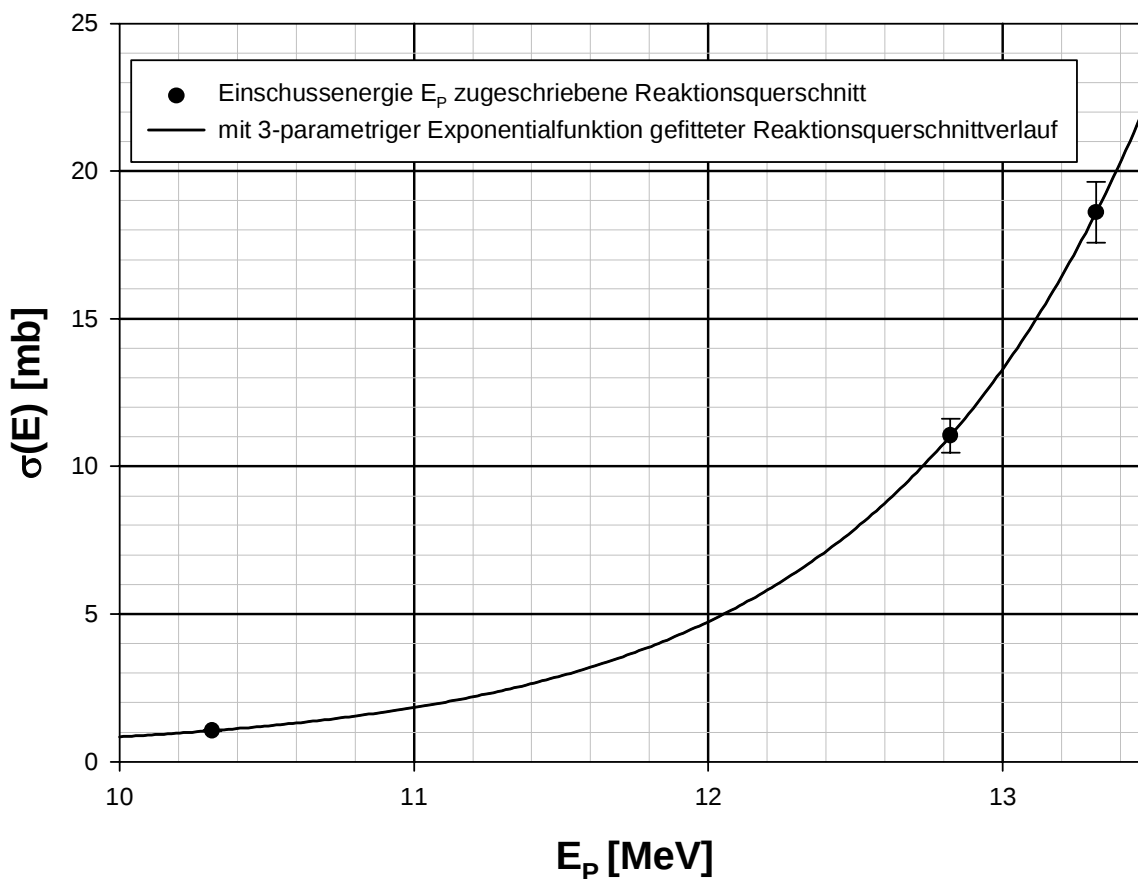


Abbildung 5.6: Einschussenergie zugeschriebene Reaktionsquerschnitte von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, 2n)^{34}\text{Cl}$ samt Fit mit 3-parametrischer Exponentialfunktion.

Der Verlauf des Reaktionsquerschnittes $\sigma(E)$ konnte mit einer 3-parametrischen Exponentialfunktion beschrieben werden:

$$\sigma(E) = y_0 + a \cdot \exp(b \cdot E)$$

mit

$$y_0 = 3,35E - 1$$

$$a = 1,05E - 5$$

$$b = 1,08$$

Die integrierte 3-parametrische Exponentialfunktion $\Sigma(E)$ hat folgende allgemeine Form:

$$\Sigma(E) = y_0 \cdot E + \frac{a}{b} \cdot \exp(b \cdot E).$$

Die Integrationsgrenzen können der Tabelle (5.2) entnommen werden und durch Anwendung der Gleichung (5.5) können so die gewichteten Mittel der Reaktionsquerschnitte bestimmt werden:

Die aus Gleichung (5.8) errechneten repräsentativen Energien für alle Einschussenergien sind in Tabelle (5.3) zusammengefasst.

$$E^* = \frac{1}{b} \cdot \ln \left(\frac{\hat{\sigma} - y_0}{a} \right) \quad (5.9)$$

Die aus Gleichung (5.8) errechneten repräsentativen Energien für alle Einschussenergien sind in Tabelle (5.4) zusammengefasst.

E_p [MeV]	E^* [MeV]
10,32	9,76
12,82	12,31
13,32	12,81

Tabelle 5.4: Die repräsentative Energie E^* für den Reaktionsquerschnitt von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, 2n)^{34}\text{Cl}$ als Funktion der Projektilenergie.

Abbildung (5.7) zeigt die Anregungsfunktion von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, 2n)^{34}\text{Cl}$ im Vergleich zu dem in Abschnitt (4) ermittelten Verlauf der Reaktionsquerschnitte.

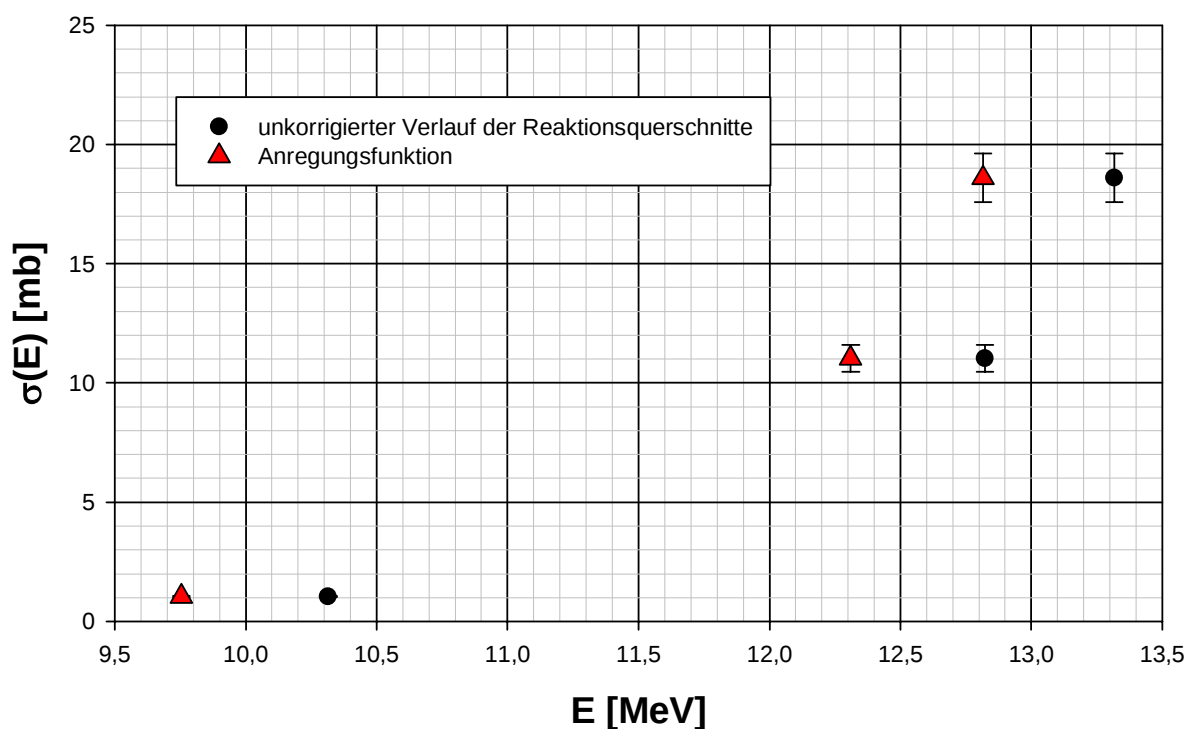


Abbildung 5.7: unkorrigierter Verlauf der Reaktionsquerschnitte und Anregungsfunktion von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, 2n)^{34}\text{Cl}$.

5.2.2.3) Die ^{30}P -Anregungsfunktion

Der Verlauf des Reaktionsquerschnittes für die Bildung von ^{30}P konnte ebenfalls mit einem 3-parametrischen Exponentialfit beschrieben werden:

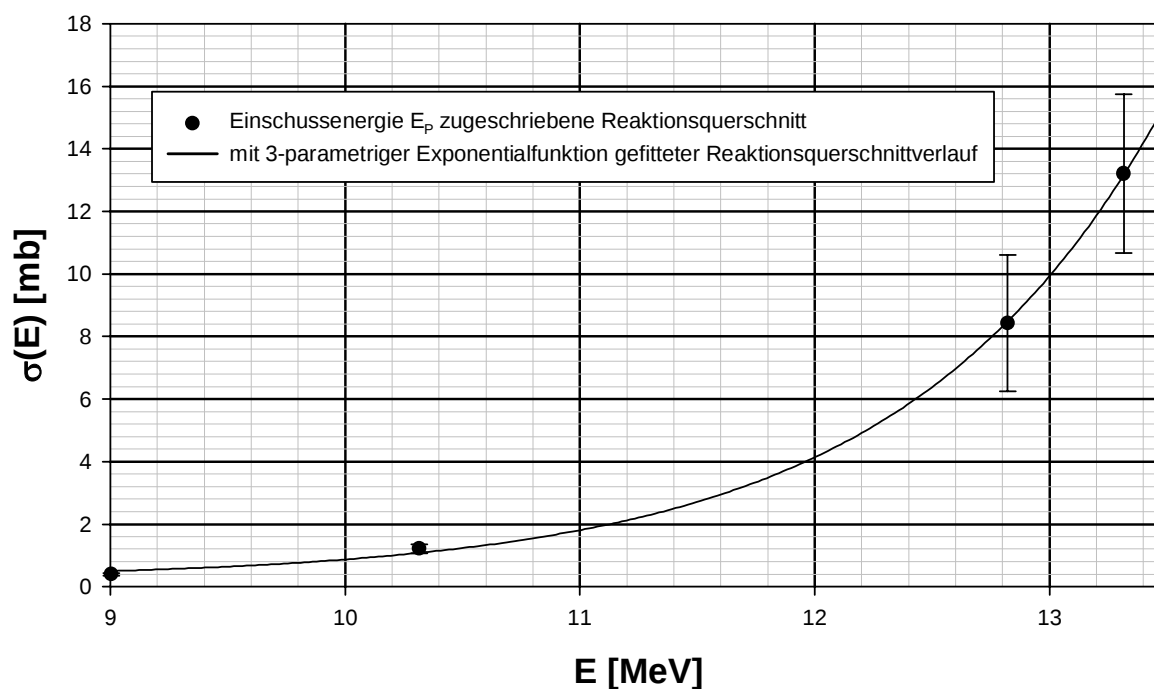


Abbildung 5.8: Einschussenergie zugeschriebene Bildungsquerschnitte von ^{30}P , samt Fit mit 3-parametrischer Exponentialfunktion.

Da die gleiche Funktion wie im Falle des ^{34}Cl den Verlauf der Reaktionsquerschnitte beschreibt, gelten auch dieselben obigen Beziehungen; einzig die Werte der Parameter unterscheiden sich voneinander.

$$\sigma(E) = y_0 + a \cdot \exp(b \cdot E)$$

mit

$$y_0 = (2,43 \pm 1,86)E - 1$$

$$a = (6,92 \pm 5,49)E - 5$$

$$b = (9,12 \pm 0,59)E - 1$$

Die daraus resultierenden Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle (5.5) zusammengefasst:

E_p [MeV]	E^* [MeV]
9,00	8,41
10,32	9,74
12,82	12,30
13,32	12,81

Tabelle 5.5: Die repräsentative Energie E^* für den Bildungsquerschnitt von ^{30}P als Funktion der Projektilenergie.

Abbildung (5.9) zeigt die Anregungsfunktion von ^{30}P im Vergleich zu dem in Abschnitt (4) ermittelten Verlauf der Reaktionsquerschnitte.

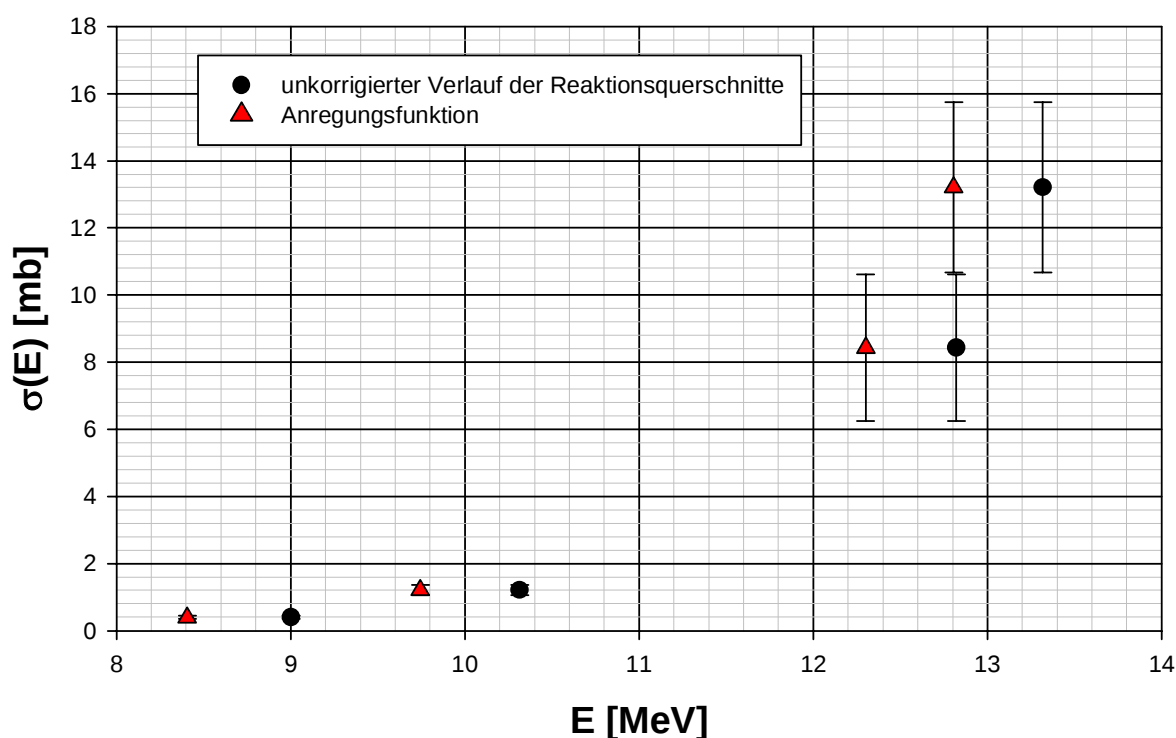


Abbildung 5.9: unkorrigierter Verlauf der Reaktionsquerschnitte und Anregungsfunktion von ^{30}P .

5.2.2.4) Die ^{34}S -Anregungsfunktion

Der Verlauf des Reaktionsquerschnittes von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,pn})^{34}\text{S}$ konnte ebenfalls mit einem 3-parametrischen Exponentialfit beschrieben werden:

Da die gleiche Funktion wie im Falle des ^{34}Cl beziehungsweise ^{30}P den Verlauf der Reaktionsquerschnitte beschreibt, gelten auch dieselben obigen Beziehungen; einzig die Werte der Parameter unterscheiden sich voneinander.

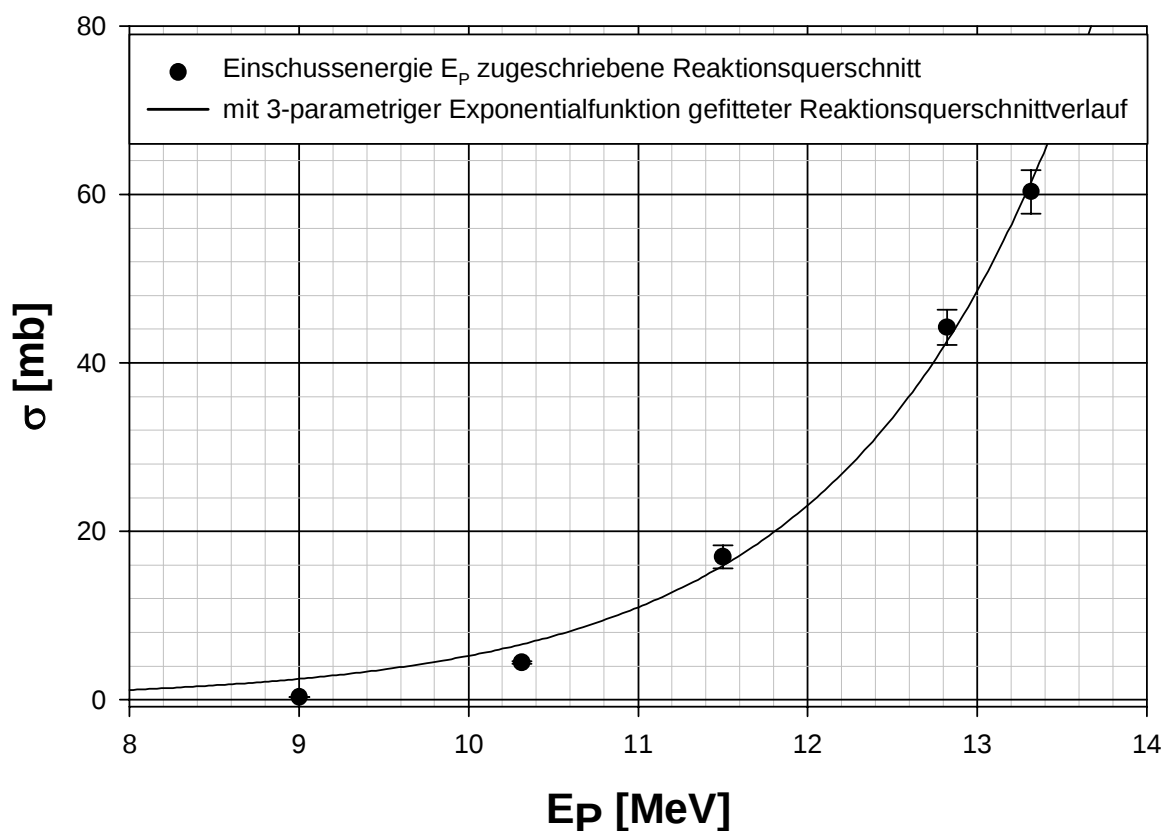


Abbildung 5.10: Einschussenergie zugeschriebene Reaktionsquerschnitte von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,pn})^{34}\text{S}$ samt Fit mit 3-parametriger Exponentialfunktion.

$$\sigma(E) = y_0 + a \cdot \exp(b \cdot E)$$

mit

$$y_0 = 1,00E - 4$$

$$a = 3,10E - 3$$

$$b = 7,43E - 1$$

Die daraus resultierenden Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle (5.5) zusammengefasst:

E_p [MeV]	E^* [MeV]
9,00	8,39
10,32	9,73
11,50	10,94
12,82	12,29
13,32	12,80

Tabelle 5.6: Die repräsentative Energie E^* für den Reaktionsquerschnitt von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,pn})^{34}\text{S}$ als Funktion der Projektilenergie.

Abbildung (5.11) zeigt die Anregungsfunktion von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,pn})^{34}\text{S}$ im Vergleich zu dem in Abschnitt (4) ermittelten Verlauf der Reaktionsquerschnitte.

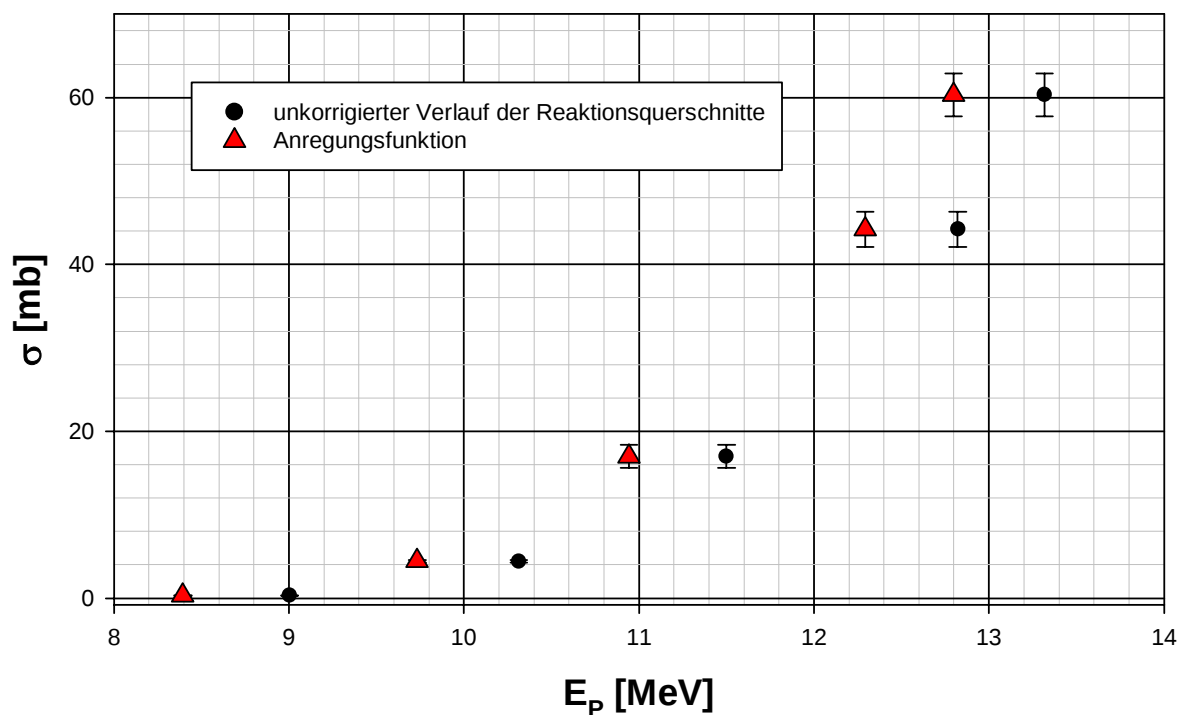


Abbildung 5.11: unkorrigierter Verlauf der Reaktionsquerschnitte und Anregungsfunktion von $^{27}\text{Al}(^9\text{Be,pn})^{34}\text{S}$.

6) Diskussion

Abschließend soll auf einen Vergleich der Messergebnisse mit jenen von G.V. Marti *et al.* [1] eingegangen werden, welche wie in der Einleitung beschrieben den totale Fusionsquerschnitt $\sigma(t.f.)$ von $^{27}\text{Al} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{36}\text{Cl}$ bestimmt haben. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle (6.1) zusammengefasst.

Messung G. V. Marti <i>et al.</i>	
E_p [MeV]	$\sigma(t.f.)$ [mb]
12,0	339 ± 62
14,0	428 ± 48
16,0	700 ± 61

Tabelle 6.1: Totaler Fusionsquerschnitt für $^9\text{Be} + ^{27}\text{Al}$ als Funktion der Projektilenergie, gemessen von G.V. Marti *et al.* [1] am Tandarbeschleuniger (Buenos Aires).

Unter der Annahme, dass die von uns vermessenen Nuklide ^{34}S , ^{34}Cl und ^{30}P aus einer Compoundkernreaktion hervorgegangen sind, können die Summen ihrer Reaktionsquerschnitte mit den Fusionsquerschnitten in Tabelle (6.1) verglichen werden.

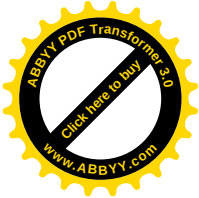
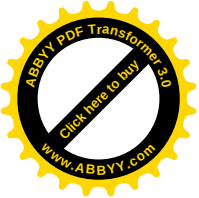
Tabelle(6.2) fasst die Reaktionsquerschnitte dieser Reaktionen samt ihrer Summe zusammen.

E_p [MeV]	$\sigma(^{34}\text{S})$ [mb] $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},np)^{34}\text{S}$	$\sigma(^{34}\text{Cl})$ [mb] $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},2n)^{34}\text{Cl}$	$\sigma(^{30}\text{P})$ [mb] $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},2n\alpha)^{30}\text{P}$	$\sigma(\text{ges.})$ [mb]
9,7	$4,44 \pm 0,15$	$1,05 \pm 0,02$	$1,21 \pm 0,15$	$6,70 \pm 0,21$
12,3	$44,21 \pm 2,11$	$11,04 \pm 0,57$	$8,43 \pm 2,19$	$63,68 \pm 3,09$
12,8	$60,33 \pm 2,59$	$18,60 \pm 1,03$	$13,20 \pm 2,54$	$92,13 \pm 3,77$

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der in dieser Arbeit vermessenen Reaktionsquerschnitte samt den aus diesen Reaktionen folgenden Gesamtquerschnitt (unter der Annahme, dass jene Kerne aus einem Compoundkern hervorgegangen sind).

Wie erwartet ist der von G.V. Marti *et al.* gemessene Fusionsquerschnitt größer als die Summe der in Tabelle (6.2) angeführten Reaktionsquerschnitte. Es stellt sich die Frage welche Compoundkernreaktionen sich mit unseren Methoden nicht beobachten ließen?

Einerseits besteht die Möglichkeit, dass ^{28}Al nicht nur durch Neutronentransfer, sondern auch durch $^{27}\text{Al}(^9\text{Be},2\alpha)^{28}\text{Al}$ entstanden ist und somit auch einen Beitrag zum Fusionsquerschnitt liefert. Andererseits sind viele aus einem Compoundkern stammende Nuklide nicht γ -aktiv oder haben zu hohe Halbwertszeiten, um durch Aktivierung in den verzögerten Spektren spe-

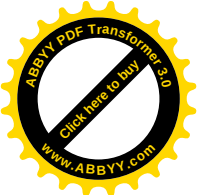


zifiziert werden zu können. Aus diesem Grund kann etwa die mögliche Reaktion $^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, \alpha)^{32}\text{P}$ nicht beobachtet werden. Selbiges gilt für andere potentiell gebildete Kerne wie ^{31}S , ^{35}S , ^{33}P , ^{31}Si und ^{32}Si .

Die abschließende Tabelle gibt einen Überblick über die möglichen, von unserer Messung nicht erfassten Compoundkernreaktionen.

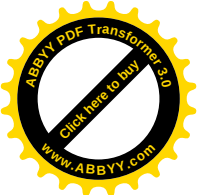
Reaktionsprodukt	Reaktion
^{35}S	$^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, \text{p})^{35}\text{S}$
^{32}P	$^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, \alpha)^{32}\text{P}$
^{33}P	$^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, 2\text{pn})^{33}\text{P}$
^{31}Si	$^{27}\text{Al}(^9\text{Be}, \alpha\text{p})^{31}\text{Si}$

Tabelle 6.3: Mögliche, von unserer Messung nicht erfasste Compoundkernreaktionen.

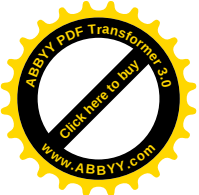


7) Quellenangabe

- [1] G. V. Marti, P. R. S. Gomes, M. D. Rodriguez, J.O. Fernandez Niello, O. A. Capurro, A. J. Pacheco, J. E. Testoni, M. Ramirez, A. Arazi, I. Padron, R. M. Anjos, J. Lubian and E. Crema: *Fusion, reaction, and breakup cross section of ^9Be on a light mass target*. Physical Review **C71** (2005).
- [2] E. de Babara, G. V. Marti, A. Arazi, O. A. Capurro, J. O. Fernandez Niello, J. M. Figueira, A. J. Pacheco, M. Ramirez, M. D. Rodriguez, J. E. Testoni, M. Verruno, I. Padron, P. R. S. Gomes and E. Crema: *Fusion Cross section for the $^6,7\text{Li}+^{27}\text{Al}$, $^9\text{Be}+^{27}\text{Al}$ system*. **CP884**, VI Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications.
- [3] W. Kutschera, P. Collon, H. Friedmann, R. Golser, P. Hille, A. Priller, W. Rom, P. Steier, S. Tagesen, A. Wallner, E. Wild and G. Winkler: *VERA: a new AMS facility in Vienna*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 123** (1997): 47-50.
- [4] A. Priller, R. Golser, P. Hille, W. Kutschera, W. Rom, P. Steier, A. Wallner and E. Wild: *First performance tests of VERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 123** (1997): 193-198.
- [5] P. Steier, R. Golser, W. Kutschera, A. Priller, C. Vockenhuber, and S. Winkler: *VERA, an AMS facility for "all" isotopes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 223-224** (2004): 223–224.
- [6] P. Steier, R. Golser, V. Liechtenstein, W. Kutschera, A. Priller, C. Vockenhuber, and A. Wallner: *Opportunities and limits of AMS with 3-MV tandem accelerators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B 240** (2005):445–451.
- [7] C. E. Mortimer and U. Müller: *Das Basiswissen der Chemie (8. Auflage 2003)*: 95
- [8] C. Vockenhuber: *The upgrade of VERA for heavy ion AMS and the long-lived radionuclide ^{182}Hf* . PhD thesis, Universität Wien, Februar 2004.



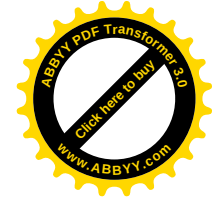
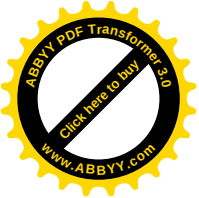
- [9] C. Vockenhuber. *Entwicklung eines Foliendetektors zur Teilchenidentifizierung für AMS*. Diploma Thesis, Universität Wien, Februar 1999
- [10] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory*
<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=152EU&unc=nds>
- [11] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S. Y. Frank Chu, Coral M. Baglin and Jean Zipkin: *Table of Isotopes, CD ROM Edition (Version 1.0 1996)*: 1423
- [12] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory*
<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jsp>
- [13] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S. Y. Frank Chu, Coral M. Baglin and Jean Zipkin: *Table of Isotopes, CD ROM Edition (Version 1.0 1996)*: 590
- [14] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S. Y. Frank Chu, Coral M. Baglin and Jean Zipkin: *Table of Isotopes, CD ROM Edition (Version 1.0 1996)*: 714
- [15] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory*
<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp?nucleus=34CL&unc=nds>
- [16] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S. Y. Frank Chu, Coral M. Baglin and Jean Zipkin: *Table of Isotopes, CD ROM Edition (Version 1.0 1996)*: 712
- [17] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S. Y. Frank Chu, Coral M. Baglin and Jean Zipkin: *Table of Isotopes, CD ROM Edition (Version 1.0 1996)*: 711
- [18] *National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory*
<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=30P&unc=nds>
- [19] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, S. Y. Frank Chu, Coral M. Baglin and Jean Zipkin: *Table of Isotopes, CD ROM Edition (Version 1.0 1996)*: 630



[20] H. Bethe: *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*. Annalen der Physik, **Vol. 397**, Issue 3: 325-400.

[21] J. F. Ziegler and J. P. Biersack. *SRIM-2003—the stopping and range of ions in matter. program package, 2003*.

<http://www.srim.org/>.



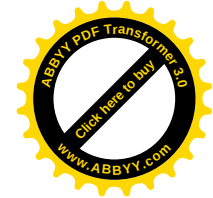
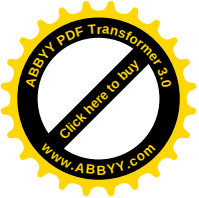
8) Danksagung

Mein ausdrücklicher Dank gilt Professor Harry Friedmann, Professor Hille, Professor Winckler, Dr. Forster und Dr. Pavlik. Neben ihrer fachlichen Kompetenz, ohne die die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen wäre, haben sie für ein entspanntes, angenehmes, ja fast schon freundschaftliches Arbeitsklima am Institut gesorgt. Allein diese menschlichen Qualitäten sind schon ausreichend, um die Zeit meiner Diplomarbeit als eine außerordentlich gute in Erinnerung zu behalten.

Die großen Stützen während meines gesamten Studiums waren meine Eltern und mein Stiefvater Rudolf Mosler. Für die bedingungslose Unterstützung und eueren unversiegbaren Glauben an mich, werde ich euch in aller Ewigkeit dankbar sein!

Des Weiteren möchte ich mich bei Susanne Schramm bedanken, die sich die Mühe gemacht hat die gesamte Arbeit hinsichtlich Stil und Rechtschreibung durchzulesen.

Das Entgegenkommen meines Vorgesetzten Dieter Schimanek in der Kletterhalle Wien, mir die Arbeitszeiten vollkommen frei einzuteilen, hat das Vorankommen dieser Arbeit ungemein erleichtert. Auch ihm sei an dieser Stelle mein ausdrücklicher Dank ausgesprochen.



9) Curriculum Vitae

Name: Patrik Törnström

Geburtsdatum: 16.11.1981

Geburtsort: Stockholm

Familienstand: ledig

Staatsbürgerschaft: Österreich

1992 – 2000: Bundesrealgymnasium, Akademiestrasse 18, Salzburg

Matura am 28. Juni 2000

Okt. 2000: Beginn des Diplomstudiums für Physik an der Hauptuniversität Wien

Feb. 2004 – Jan. 2005: Zivildienst in der Lebenshilfe Salzburg

Mär. 2005: Wiederaufnahme des Diplomstudiums für Physik an der Hauptuniversität Wien

Seit Aug. 2008: Diplomarbeit am Institut für Kernphysik bei Ao. Univ. Prof. Harry Friedmann mit dem Thema „*Anregungsfunktionen beim Beschuss von ^{27}Al mit ^9Be* “