

Institut für Kernphysik

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät

Universität zu Köln

Lebensdauerermessung in ^{33}P



Diplomarbeit

Bo Fu

Betreuer: Prof. Dr. P. Reiter

18. Dezember 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Theorie der Isospinsymmetrie	6
2.1.1	Isospinformalismus	6
2.1.2	Isospinsymmetrie	9
2.2	Die Isospinsymmetriebrechung	9
2.2.1	Energienunterschiede in Spiegelkernen	9
2.2.2	Multipol- und Monopolanteil im Coulomb-Term	13
2.2.3	Isospin-Multiplett in der <i>sd</i> - Schale	16
2.2.4	Das $T_z = \pm 3/2$ Spiegelpaar $^{33}\text{Ar} - ^{33}\text{P}$	21
2.3	Lebensdauerermessung	24
2.3.1	Lebensdauerermessung	24
2.3.2	Indirekte Messmethode	26
2.3.3	Direkte Messmethode	28
2.4	Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie	34
2.4.1	Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie	34
2.4.2	Theoretische Berechnung des Energieverlusts	35
2.5	Zerfallsmodell von angeregten Zuständen mit Feeding-Prozess	39
3	Anregungsfunktion	42
3.1	Experimenteller Aufbau	42
3.2	Energieeichung der HORUS-Detektoren	44
3.3	Dopplerkorrektur	46
3.4	Die Reaktion $^{13}\text{C} + ^{26}\text{Mg}$	47
3.5	Der Kern ^{33}P	56
4	Das DSAM-Experiment	60
4.1	Monte-Carlo-Simulation des Abbremsprozesses	60
4.2	Die Analysemethode für Bestimmung der Lebensdauern	67
4.3	Durchführung der Messung	71

Inhaltsverzeichnis

5	Datenanalyse	74
5.1	Übergänge des Kerns ^{33}P	74
5.1.1	Der 2142 keV Übergang	75
5.1.2	Der 3170 keV-Übergang	77
5.1.3	Gatefenster auf 1028 keV	81
5.1.4	Level Scheme für ^{33}P	85
5.2	Bestimmung der Lebensdauern	87
6	Zusammenfassung und Ausblick	89
	Tabellenverzeichnis	94
	Abbildungsverzeichnis	95
	Literaturverzeichnis	98

1 Motivation

Das Verständnis der Isospinsymmetrie und isospinsymmetriebrechenden Effekte ist ein fundamentales Thema der Kernphysik. Mit der Annahme, dass die nukleare Wechselwirkung ladungssymmetrisch bzw. ladungsunabhängig ist, wird die Brechung dieser Symmetrie im Wesentlichen durch die *Mirror Energy Differences* (MED, für Spiegelkerne) bzw. *Triplet Energy Differences* (TED, für isobares Triplett) dargestellt. Anhand aktueller Forschungsergebnisse lässt sich feststellen, dass die MED im Wesentlichen durch die Multipol- und Monopolanteile der Coulomb-Wechselwirkung verursacht wird.

Die Eigenschaften der Kerne in der $1s0d$ -Schale (zwischen ^{16}O und ^{40}Ca) werden durch die modifizierten $\text{USD}_{1,2,3}^m$ -Wechselwirkungen erfolgreich beschrieben. Die USD_3^m -Rechnung kann die MED und reduzierte Übergangsstärken für das $T_z = \pm 3/2$ Spiegelkernpaar ^{33}Ar - ^{33}P mit guter Übereinstimmung reproduzieren. Die reduzierten Übergangsstärken (B(E2)-Werte) der ersten zwei angeregten Zustände in ^{33}Ar wurden im letzten Jahr erstmals experimentell präzise bestimmt [1], während die Eigenschaften des Spiegelkerns ^{33}P vor 40 Jahren gemessen und mit relativ großem Fehler bestimmt wurden. Deswegen ist es sinnvoll, die B(E2)-Werte der ersten zwei angeregten Zustände in ^{33}P in der vorliegenden Arbeit durch die Lebensdauermessung mit der *Doppler-Shift-Attenuation-Method* (kurz:DSAM) neu zu bestimmen. Mit Hilfe der erhobenen experimentellen Daten ist eine Überprüfung der theoretischen Schalenmodellrechnung möglich.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Theorie der Isospinsymmetrie

2.1.1 Isospinformatismus

Im Jahre 1932 hat James Chadwick neben dem bekannten Proton einen weiteren Baustein von Atomkernen entdeckt. Dieser hat fast die selbe Masse wie ein Proton und ist elektrisch neutral [2]. Das neu entdeckte Teilchen wird ‘Neutron’ genannt. Diese Entdeckung motivierte Werner Heisenberg eine Hypothese zu entwickeln, wonach Neutron und Proton zwei Zustände eines Teilchens, des Nukleons, sind. Beide Zustände unterscheiden sich durch ihre Ladung und eine sehr kleine Massendifferenz. Heisenberg definierte die zwei Zustände, ähnlich wie im Spinformalismus, mit einem internen Freiheitsgrad T , der Isobarensin (kurz: Isospin) genannt wird. Analog zum Spin treten auch beim Isospin Komponenten T_i auf. Die Projektion des Isospins auf die Achse z wird definiert als T_z . Man kann hier die Basiszustände des Isospins mathematisch darstellen [3] durch:

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

$$|n\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Mit dem Isospinoperator \hat{T} kann der Eigenwert von \hat{T}_z unter $|p\rangle$ oder $|n\rangle$ berechnet werden:

$$\hat{t}_z|n\rangle = +\frac{1}{2}|n\rangle \quad \text{für das Neutron} \quad (2.3)$$

$$\hat{t}_z|p\rangle = -\frac{1}{2}|p\rangle \quad \text{für das Proton} \quad (2.4)$$

2 Theoretische Grundlagen

Die Projektion des Isospinoperators in z -Richtung eines Kerns mit N Neutronen und Z Protonen wird durch

$$T_z = \sum_{N+Z} t_z = \frac{N - Z}{2} \quad (2.5)$$

dargestellt. Der gesamte Isospinoperator \hat{T} wird definiert als die Vektorsumme der einzelnen Isospins:

$$\hat{T} = \sum_{i=1}^{N+Z} \hat{t}_i \quad (2.6)$$

Dazu werden die möglichen Werte von T durch N und Z begrenzt:

$$\frac{|N - Z|}{2} \leq T \leq \frac{N + Z}{2} \quad (2.7)$$

Der Isospin eines physikalischen Systems ist bezüglich der nuklearen Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße und eine gute Quantenzahl. Des Weiteren kann man noch die Ladung von Kernen in Abhängigkeit des Isospins angeben. Diese ist für ein Nukleon gegeben durch:

$$\hat{q} = -e(\hat{t}_z - \frac{1}{2}) \quad (2.8)$$

und für einen Kern mit A Nukleonen gegeben durch:

$$\hat{Q} = -e(\hat{T}_z - \frac{A}{2}) \quad (2.9)$$

Dabei ist \hat{q} bzw. \hat{Q} der Ladungsoperator eines einzelnen Nukleons bzw. der Ladungsoperator des Atomkerns.

2 Theoretische Grundlagen

Für ein System mit zwei Nukleonen existieren vier unterschiedliche Isospin-Zustände (T, T_z) , wie in Abbildung 2.1 gezeigt wird.

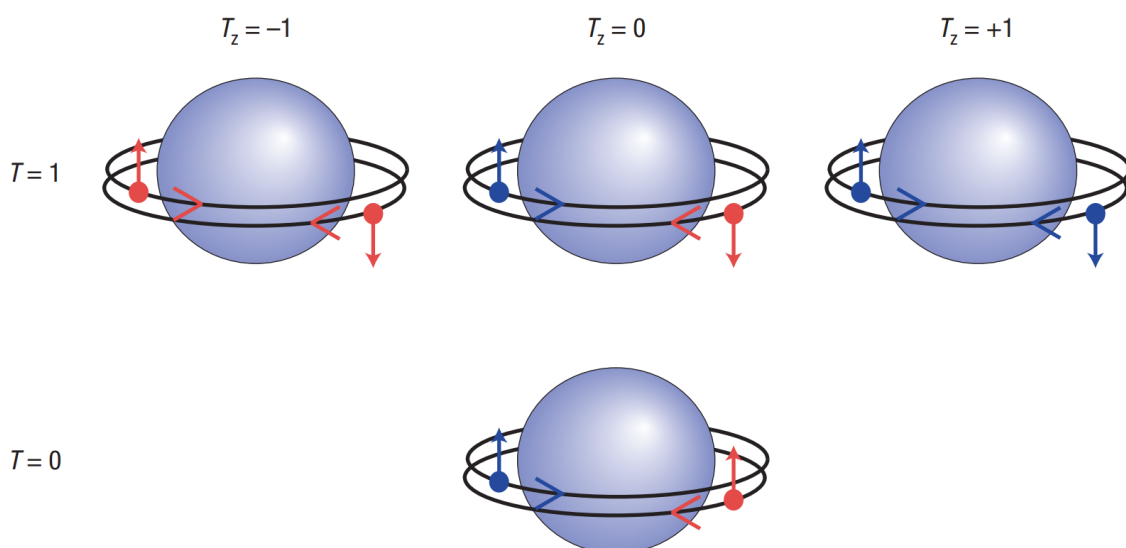


Abbildung 2.1: Gekoppelte Zustände von zwei Nukleonen (Neutronen in blau; Protonen in rot). Spins der Nukleonen werden durch Pfeile dargestellt. Abbildung entnommen aus [4].

Die oberen drei Isospin-Zustände beschreiben das sogenannte Isospin-Triplett mit $T = 1$ und Spin $S = 0$. Der untere Zustand mit $T = 0$ und $S = 1$ beschreibt das Isospin-Singulett. Offensichtlich sind die zwei $T_z = 0$ Zustände nach dem Pauli-Prinzip nur möglich, wenn sie durch unterschiedlicher Nukleonen besetzt werden. Die Basis des in Abbildung 2.1 dargestellten Isospin-Singuletts bzw. Isospin-Tripletts kann durch die Kombination der vier Zuständen beschrieben werden: $|p_1\rangle|p_2\rangle$, $|n_1\rangle|n_2\rangle$, $|p_1\rangle|n_2\rangle$ und $|n_1\rangle|p_2\rangle$. Die gekoppelten Zustände können somit beschrieben werden durch:

$$|T = 1, T_z = -1\rangle = |p_1\rangle|p_2\rangle \quad (2.10)$$

$$|T = 1, T_z = +1\rangle = |n_1\rangle|n_2\rangle \quad (2.11)$$

$$|T = 1, T_z = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|p_1\rangle|n_2\rangle + |n_1\rangle|p_2\rangle) \quad (2.12)$$

$$|T = 0, T_z = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|n_1\rangle|p_2\rangle - |p_1\rangle|n_2\rangle) \quad (2.13)$$

2.1.2 Isospinsymmetrie

Zwischen n ($n \geq 2$) Nukleonen wirken die elektromagnetische Wechselwirkung abstoßend und die starke Wechselwirkung anziehend. Wenn man die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Protonen vernachlässigt, verhalten sich Neutronen und Protonen fast identisch. Das bedeutet, dass beim Austausch von Neutronen und Protonen die nukleare Wechselwirkung invariant bleibt. In dieser Invarianz begründet sich die sogenannte Isospinsymmetrie. Mit Hilfe des Zweikörperpotentials kann die Wechselwirkung zwischen Nukleonen dargestellt werden: V_{pp} (Proton-Proton), V_{nn} (Neutron-Neutron) und $V_{pn} = V_{np}$ (Proton-Neutron). Die Isospinsymmetrie fordert als Folge dieser Invarianz eine Ladungssymmetrie: $V_{pp} = V_{nn}$, bzw. sogar eine Ladungsunabhängigkeit der nuklearen Wechselwirkung: $V_{np} = \frac{V_{nn} + V_{pp}}{2}$ [4].

Aufgrund der Annahme, dass die nukleare Wechselwirkung beim Austausch von Neutronen und Protonen invariant ist, bezeichnet man zwei Kerne mit ausgetauschter Neutronen- bzw. Protonenzahl als 'Spiegelkerne': ${}^{N+Z}_Z X - {}^{N+Z}_N Y$. Besonders interessant sind die Spiegelkerne mit $N \approx Z$ in der Nähe des Tals der Stabilität. Durch die Untersuchung solcher Paare von Spiegelkernen, vor allem im Hinblick auf ihre Unterschiede bezüglich von Anregungsenergien und Übergangsstärken, bekommt man einen Einblick in die symmetriebrechenden Effekte, die wesentlich durch die elektrische Ladung des Protons und die elektromagnetische Wechselwirkung verursacht werden.

2.2 Die Isospinsymmetriebrechung

2.2.1 Energienunterschiede in Spiegelkernen

Unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung erfordert die Ladungsunabhängigkeit, dass die Existenz eines angeregten Zustands in einem isobaren Multiplett, die Existenz eines analogen Zustands im jeweiligen Spiegelkern zur Folge hat. Der Grundzustand der Kerne, die neben der $N = Z$ Linie stehen, hat normalerweise den niedrigsten Isospin T . Solche Zustände, die die gleichen Quantenzahlen (wie z.B. T , J^π usw.) aber unterschiedliche T_z haben, werden *Isobaric Analog States* (IAS) genannt. Die energienunterschiede zwischen IAS werden durch sogenannte isospinsymmetriebrechende Kräfte, wie z.B. Coulomb-Wechselwirkung, welche im Wesentlichen aber nicht ausschließlich beiträgt, verursacht.

Isobaric Multiplet Mass Equation (IMME)

Um die Energienunterschiede zu untersuchen, betrachtet man zuerst die Bindungsenergie von Isobaren (die Bindungsenergie für Grundzustände wird mit der Weizsäcker-Massenformel[5] dargestellt). Gegenüber den IAS in einem benachbarten Isobar mit niedrigerer Ladungszahl Z , verringert die Coulomb-Wechselwirkung die gesamte Bindungsenergie eines Zustands in dem Kern (mit größerem Z) des Isobaren Multipletts. Durch die sogenannte *Isobaric Multiplet Mass Equation* (IMME), die im Jahre 1957 von E.P. Wigner [6] erstmals ermittelt wurde, wird die Bindungsenergie als eine Funktion von Z (oder T_z) dargestellt. Zuerst wird der ladungsunabhängige Hamiltonian \hat{H}_0 mit den Eigenzuständen $|\beta TT_z\rangle$ betrachtet. Dabei enthält β alle zusätzlichen Quantenzahlen, mit denen ein Zustand fest definiert wird. Da \hat{H}_0 den gesamten Isospin T erhält, hängen die Eigenwerte nicht vom T_z ab, d.h. die IAS sind komplett entartet. Wenn man die ladungsunabhängigen Wechselwirkungen (z.B. Coulomb-Wechselwirkung) berücksichtigt, wird die Bindungsenergie mit der Störungstheorie behandelt [7], wenn die dadurch verursachte Aufspaltung der Bindungsenergie deutlich kleiner als die Bindungsenergie der nuklearen Wechselwirkung ist:

$$BE(\beta TT_z) = \langle \beta TT_z | \hat{H}_0 + \hat{H}' | \beta TT_z \rangle \quad (2.14)$$

Hierbei \hat{H}' den ladungsabhängigen Wechselwirkungen entspricht. Mit der Annahme, dass \hat{H}' allein durch Zweikörperkräfte dargestellt wird, gilt dann:

$$\hat{H}' = \sum_{i=0}^2 \hat{H}^{(i)} \quad (2.15)$$

Dabei $i = 0, 1, 2$ jeweils den isoskalaren, isovektoren und isotensoren Komponenten der Wechselwirkung entspricht. Dadurch wird die Aufspaltung der Bindungsenergie gegeben:

$$\Delta BE(\beta TT_z) = \langle \beta TT_z | \sum_{i=0}^2 \hat{H}^{(i)} | \beta TT_z \rangle \quad (2.16)$$

Für ΔBE gilt noch:

$$\Delta BE(\beta TT_z) = a + b \cdot T_z + c \cdot T_z^2 \quad (2.17)$$

Hierbei die Koeffizienten a , b und c von β und T , aber nicht explizit von T_z abhängen. Eine grobe Schätzung der Koeffizienten a , b und c kann man auf die folgende Art durchführen: Mit der Annahme, dass Atomkerne als eine gleichmäßig geladene Ku-

2 Theoretische Grundlagen

gel behandelt werden können, kann man mit der vereinfachten Abschätzung die Coulomb-Koeffizienten der IMME als eine Funktion der Massenzahl ableiten. Die Coulomb-Energie einer gleichmäßig geladenen Kugel ist dann:

$$E_C = \frac{3e^Z(Z-1)}{5R_C} = \frac{3e^2}{5r_0A^{1/3}} \cdot \left[\frac{A}{4}(A-2) + (1-A)T_z + T_z^2 \right] \quad (2.18)$$

(Wobei $A = N + Z$; $T_z = \frac{N - Z}{2}$.) Somit erhält man die Darstellung [7] für a , b und c :

$$a = \frac{3e^2A(A-2)}{20r_0A^{1/3}} \quad (2.19)$$

$$b = -\frac{3e^2(A-1)}{5r_0A^{1/3}} \quad (2.20)$$

$$c = \frac{3e^2}{5r_0A^{1/3}} \quad (2.21)$$

Tatsächlich trägt der Massenunterschied zwischen Proton und Neutron Δ_{np} zum Koeffizient b auch bei. Unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips, gilt für den Abstand zwischen Protonen weiter auseinander als von klassischem Modell erlaubt wird. D.h. durch klassische Behandlung wird b um bis zum ≈ 1 MeV überschätzt.

Coulomb Displacement Energies (CDE)

Der Unterschied der gesamten Bindungsenergie zwischen einem bestimmten Zustand und seinem analogen Zustand in einem anderen Kern des isobaren Multipletts wird allgemein als *Coulomb Displacement Energies* (CDE) bezeichnet. Für zwei Kerne des isobaren Multipletts mit Isospin T , bei dem d Protonen durch Neutronen ersetzt werden, wird die CDE dargestellt als:

$$CDE(T, T_z) = M_{T, T_z} - M_{T, T_z+d} + d \cdot \Delta_{nH} \quad (2.22)$$

Wobei M die Atommasse, Δ_{nH} der Masseunterschied zwischen Neutron und Wasserstoffatom ist. Mit der Berücksichtigung von IMME kann CDE als Funktion von Coulomb-Koeffizienten dargestellt werden:

$$CDE = \Delta_{BE} = a + bT_z + cT_z^2 - (a' + b'T_z' + cT_z'^2) + d \cdot \Delta_{nH} \quad (2.23)$$

2 Theoretische Grundlagen

Dabei $T'_z = T_z + d$ ist. Mit der Annahme, dass a' , b' und c' gleich a , b und c sind, gilt:

$$CDE = -d(b + c(2T_z + d) - \Delta_{nH}) \quad (2.24)$$

Der CDE-Mechanismus ist schon seit langer Zeit ein wichtiges Thema für nukleare Strukturtheorie. Um die CDE richtig zu verstehen wurden die Werte der CDE für weite Bereiche von IAS berechnet. Die erste Erklärung wurde bei Nolen und Schiffer [8] gegeben. Nach der Theorie von Nolen und Schiffer sind CDE vollständig durch die Effekte der Coulomb-Wechselwirkung verursacht. Dafür werden zwei Terme zur Korrektur eingeführt: Der Erste der sogenannte *Elektro-magnetic-Spin-Orbit* (EMSO)-Term und die Andere ist mit der Berücksichtigung des Pauli-Prinzips der Term für den Austausch von Proton und Neutron. Theoretisch wurden die resultierenden CDE im Vergleich mit den experimentell ermittelten CDE um ca. 7% (entspricht einigen hundert keV) unterschätzt. Das ist die sogenannte „Nolen-Schiffer-Abweichung“ [8]. Diese Abweichung ist noch nicht vollständig verstanden. Einige Interpretationen wie z.B. Neutronen- Haut-Effekte und der Beitrag der Ladungs-Asymmetrie zur Nukleon-Nukleon Wechselwirkung wurden vorgeschlagen [9, 10]. Allerdings bleibt der Ursprung der CDE immer noch eine offene Frage.

Energieunterschiede zwischen angeregten IAS

Die Unterschiede in der Anregungsenergie zwischen angeregten IAS werden allgemein als *Coulomb Energy Differences* (CED) bezeichnet. Bei der Bestimmung der CED zwischen angeregten Zuständen werden die absoluten Bindungsenergien des Grundzustands meistens normalisiert. Dadurch reflektieren die CED nur die Änderung von CDE in Bezug auf den Grundzustand und der Hauptteil von CDE wird ausgelöscht. Die CED für einen angeregten Zustand mit Spin und Parität J^π in einem T -Multipllett wird definiert, indem d Protonen durch Neutronen ersetzt werden:

$$CED_{J^\pi, T} = E_{J^\pi, T, T_z}^* - E_{J^\pi, T, T_z + d}^* \quad (2.25)$$

Mit dieser Gleichung zeigt sich, dass CDE vom Drehimpuls (Spin) und der Anregungsenergie des betroffenen Zustands in einer Reihe von IAS abhängen. Die gemessene CDE ist typischerweise 100 keV oder weniger, und die Werte hängen empfindlich von der feinen Kernstruktur ab. In den letzten Jahrzehnten ist es durch die Entwicklung von experimenteller Technik möglich, den untersuchten Bereich der CDE im $T = 1/2$ Dublett und $T = 1$ Triplet bis zu Zuständen mit hohen Drehimpulsen zu vergrößern.

2 Theoretische Grundlagen

Für ein Paar von Spiegelkernen werden CED insbesondere als *Mirror Energy Differences* (MED) definiert. Die Unterschiede der Anregungsenergie werden als eine Funktion des Spins dargestellt [7] :

$$MED_{J^\pi, T} = E_{J^\pi, T, T_z = -T}^* - E_{J^\pi, T, T_z = T}^* = -d\Delta b_J \quad (2.26)$$

Dabei werden die niedrigsten Isospin-Zustände ($T = |T_z|$) untersucht und d Protonen durch Neutronen ersetzt. In diesen Fall nimmt d den Wert als: $d = 2T = 2|T_z|$ an. Δb_J wird definiert als die Änderung des Koeffizienten b als Funktion des Spins des Grundzustands. Wenn man weiterhin ein $T = 1$ isobares Triplett betrachtet, wird der Energieunterschied als *Triplet Energy Differences* (TED) definiert [7]:

$$TED_{J^\pi} = E_{J^\pi, T_z = -1}^* + E_{J^\pi, T_z = +1}^* - 2E_{J^\pi, T_z = 0}^* = 2\Delta c_J \quad (2.27)$$

Hier fällt es auf, dass MED empfindlich auf die Isektor-Komponente reagieren, während TED empfindlich auf die Isotensor-Komponente sind. Somit beschreiben MED die Abweichung der nuklearen Wechselwirkung der Ladungssymmetrie und TED die Abweichung der Ladungsunabhängigkeit. Das heißt, dass spinabhängige Coulomb-Effekte im Wesentlichen die Verletzung der Isospinsymmetrie verursachen.

2.2.2 Multipol- und Monopolanteil im Coulomb-Term

Mit der Berücksichtigung des Schalen-Modell-Hamiltonian kann man die Coulomb-Wechselwirkung in Multipol- und Monopolkomponenten aufteilen. Für bestimmte Konfiguration der Zustände und bestimmten Massenbereich ist die Multipol- oder Monopolkomponente dominant.

Multipolanteil

Betrachtet wird als ein Beispiel das $A = 51$, und $T_z = 1/2$ Paar der Spiegelkerne $^{51}\text{Fe} - ^{51}\text{Mn}$. Ihre Konfiguration kann als ein doppelt magischer Kern $^{40}_{20}\text{Ca}$ mit zusätzlichen 11 Valenznukleonen dargestellt werden. Alle Valenznukleonen befinden sich in der $1f_{7/2}$ -Schale ($M_J: -7/2 \rightarrow +7/2$), in der sich maximal 8 Nukleonen von jedem Typ befinden dürfen. Diese Schale ist deutlich von den benachbarten Schalen $1d_{3/2}$ und $2p_{3/2}$ getrennt. Deswegen kann man annehmen, dass die Konfiguration nur die Schalen innerhalb $1f_{7/2}$ umfasst.

2 Theoretische Grundlagen

Abbildung 2.2 zeigt die Konfiguration für ^{51}Fe (Valenznukleonen: 6 Protonen und 5 Neutronen) mit $J = \frac{5}{2}, \frac{15}{2}, \frac{17}{2}$ -Zuständen.

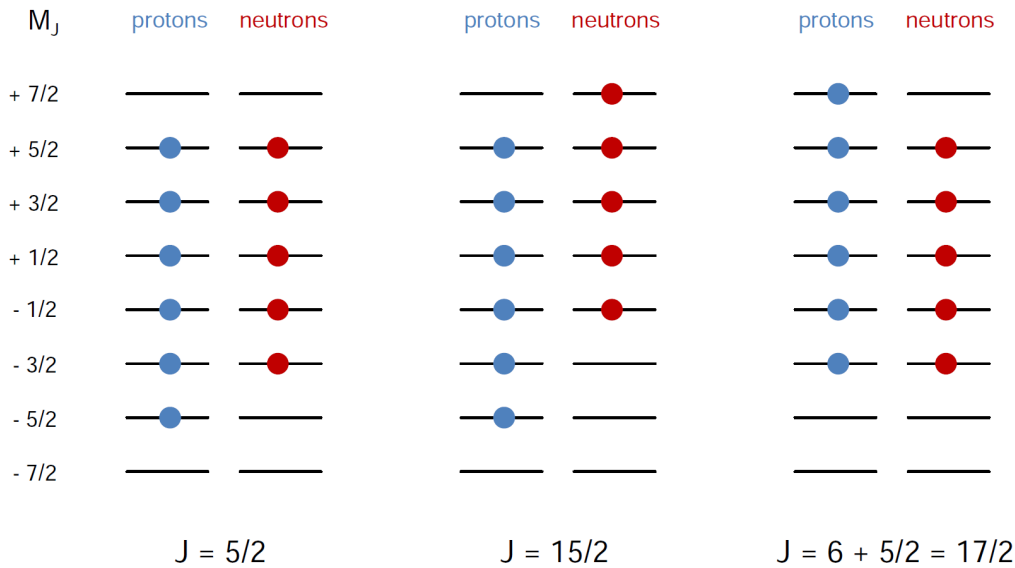


Abbildung 2.2: Illustration der Level-Konfiguration für ^{51}Fe . Abbildung entnommen aus Ref.[1].

Mit einer reinen Neutronenanregung kann der Spin von ^{51}Fe bis $J = 15/2$ erreichen. Aber um noch höhere Spin-Zustände (z.B. $J = 17/2$) zu erzeugen, muss ein Paar von Protonen aufgebrochen werden. Diese Anregung des Protons zum $+7/2$ Niveau führt zu einer Vergrößerung der räumlicher Trennung der Protonen und dadurch wird die abstoßende Coulomb-Wechselwirkung verringert. Das ist der sogenannte *Nuclear-Alignment*-Effekt. Dieser Effekt verursacht die Reduzierung der Energie für $J = 17/2$ -Konfiguration in ^{51}Fe , während das für den analogen Zustand in ^{51}Mn nicht wirkt (in ^{51}Mn ist ein Paar von Neutronen aufgebrochen, aber das verursacht keine Reduzierung der Coulomb-Energie).

Abbildung 2.3(a) zeigt die experimentell bestimmten MED für die Spiegelkerne $^{51}\text{Fe} - ^{51}\text{Mn}$ als eine Funktion vom Drehimpuls. Bei $J = 17/2$ trifft wegen des *Alignment*-Effekts eine große MED (~ 100 keV). In Abbildung 2.3(b) wird das im Rahmen vom Schalenmodell berechnete *Alignment* gezeigt. Das durch den *Alignment*-Effekt beschriebene Coulomb-Multipolpotential (V_{CM}) verursacht bei bestimmter Konfiguration (z.B. für $^{51}\text{Fe} - ^{51}\text{Mn}$ bei $J = 17/2$) eine große MED.

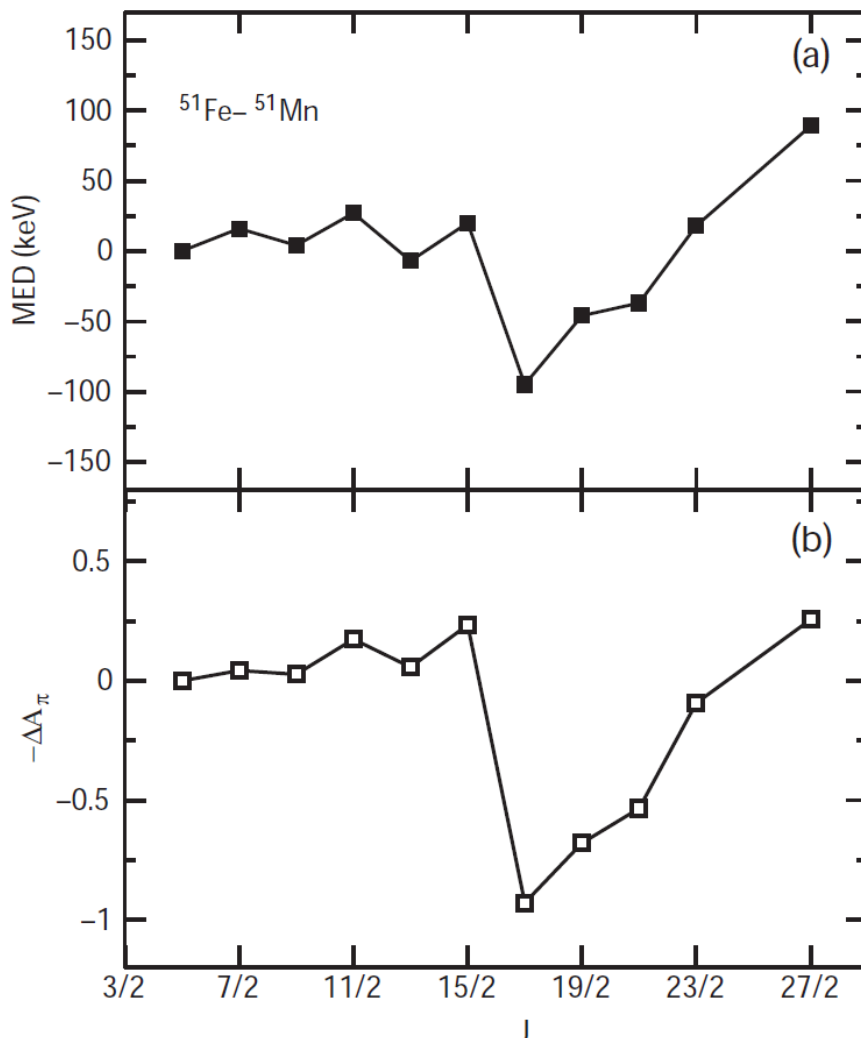


Abbildung 2.3: MED für $A = 51$, $T_z = \pm 1/2$ Spiegelpaar in der Abhängigkeit von J . (b) Nach Schalenmodell berechneter *Alignment*-Effekt. Abbildung entnommen aus Ref.[1].

Monopole Coulomb-Effekte

Wie Lenzi *et. al.* in Ref.[11] zeigt, haben die Monopole Coulomb-Effekte (V_{Cm}) eine entscheidende Auswirkung auf die MED. V_{Cm} kann in drei Teile aufgeteilt werden:

$$V_{Cm} = V_{Cr} + V_{Cu} + V_{Cls} \quad (2.28)$$

Dabei stellt V_{Cr} den radialen Effekt dar. V_{Cu} und V_{Cls} sind die *Single Particle* Korrekturen, die Schalen Effekte berücksichtigen.

V_{Cr} kann unter Berücksichtigung der Coulomb-Energie einer gleichmäßig geladenen Kugel mit Radius R_C abgeleitet werden. Eine gleichmäßig geladene Kugel hat

2 Theoretische Grundlagen

die Coulomb-Energie:

$$E_C = \frac{3}{5} \cdot \frac{Z(Z-1)e^2}{R_C} \quad (2.29)$$

Der Energieunterschied zwischen den Grundzuständen der $T_z = \pm \frac{d}{2}$ Spiegelkerne ($Z_> = Z_< + d, Z_> = N$) ist:

$$\Delta E_C = E_C(Z_>) - E_C(Z_<) \approx \frac{3}{5} \cdot \frac{d(2Z-d)e^2}{R_C} \quad (2.30)$$

Allerdings bewirkt dieser Energieunterschied hauptsächlich einen Beitrag zur CDE, zur MED nur sehr kleinen Beitrag [10]. V_{Cu} wird durch eine Verschiebung der Bahnen im Bezug auf ihre Hauptquantenzahl und den Drehimpuls verursacht. V_{Cl_s} ist die Korrektur durch den *Electromagnetic Spin-Orbit*-Effekt (EMSO), welche von Nolen und Schiffer untersucht wurde [8]. Den Beitrag von V_{Cl_s} kann man verstehen als die Lamor-Präzession der Nukleonen im elektronischen Feld des Kerns (für die genaue mathematische Darstellung der V_{Cu} und V_{Cl_s} siehe Ref.[7]).

Bei der Summierung aller Coulomb-Effekte (V_{CM}, V_{Cr}, V_{Cu} und V_{Cl_s}) fällt auf, dass immer noch ein weiterer Beitrag der gleichen Größenordnung fehlt. Das ist der sogenannte *Isospin Symmetry Breaking* (ISB)-Term (V_B). In Ref.[12] haben Zuker *et. al.* die Kalkulation des V_B für Isospin Triplett: $A = 42, T_z = -1, 0, 1$ durchgeführt.

2.2.3 Isospin-Multiplett in der *sd* - Schale

Um die Gültigkeit der Isospinsymmetrie zu prüfen sollte man die Coulomb-Effekte und andere isospinsymmetriebrechende Effekte in verschiedener Massenbereichen untersuchen. Für die Anregung der Kerne in der *sd*-Schale (Schale: $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$; von ^{16}O bis ^{40}Ca) muss der *electromagnetic Spin-Orbit* (EMSO)-Effekt V_{Cl_s} berücksichtigt werden. Abbildung 2.4 zeigt die Tabelle für die Kerne in der *sd*-Schale mit $T_z = 0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1, \pm \frac{3}{2}, \pm 2$.

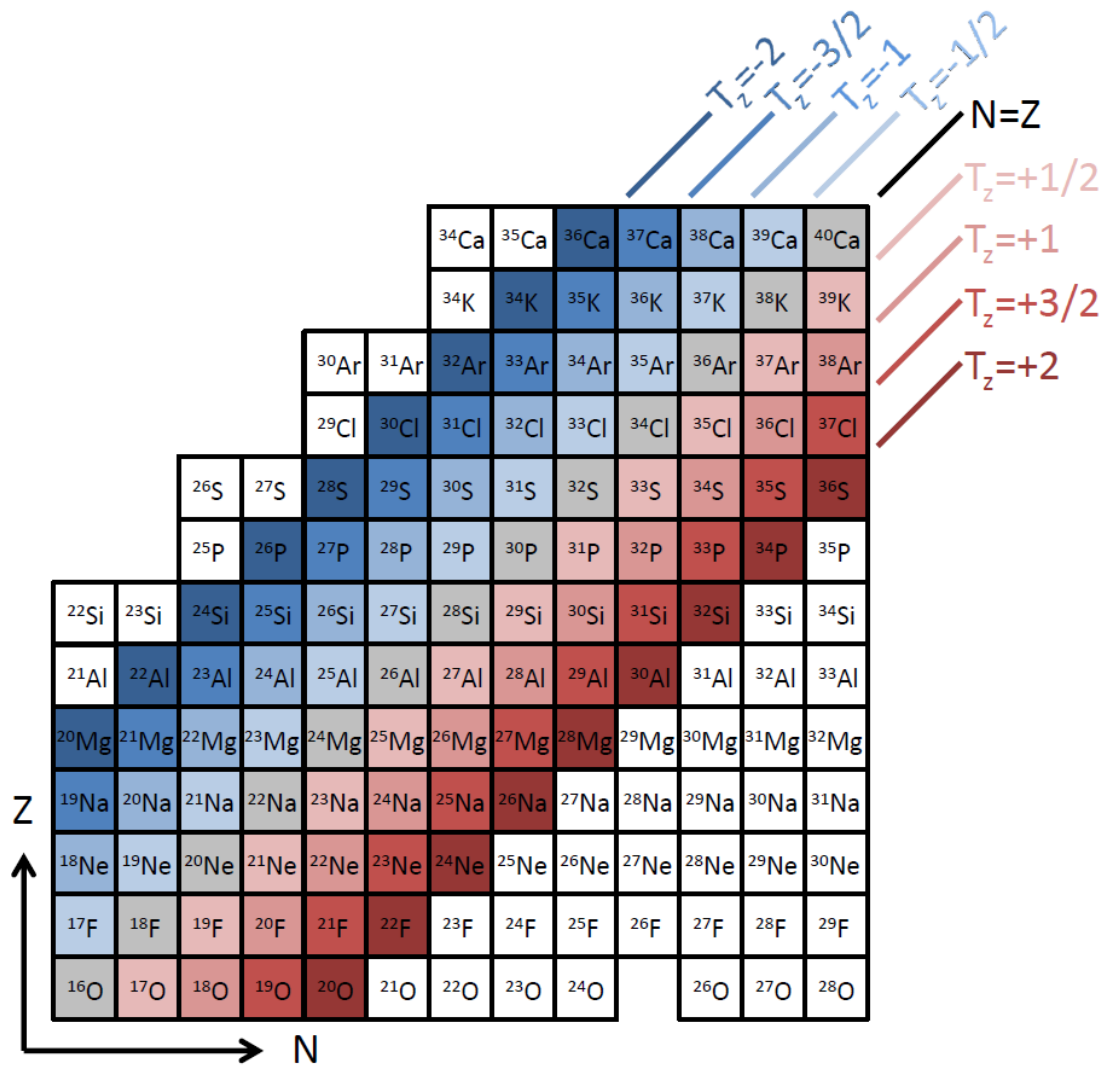


Abbildung 2.4: Illustration für $T_z = 0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1, \pm\frac{3}{2}, \pm 2$ Kerne in der sd -Schale. Abbildung entnommen aus Ref.[1].

Der V_{Clis} -Term hat einen großen Einfluss auf Paare von Spiegelkernen, wenn sie von $j = l - s$ zu $j = l + s$ angeregt werden. Abbildung 2.5 zeigt die Wirkung des EMSO-Effekts für Kerne aus der sd -Schale. Für Protonen (*links*) wird der energetische Abstand zwischen einem anti-parallelen $l-s$ Zustand und dem benachbarten parallelen $l-s$ Zustand reduziert, während es für Neutronen (*rechts*) vergrößert wird. Dadurch ändern sich die *Single-Particle*-Energien erheblich (in der Größenordnung von einigen hundert keV). Die genauen Änderungen der Energien wurde von F. D. Vedova [13] berechnet. Beispielsweise beträgt der Energieunterschied für eine Anregung von der $d_{3/2}$ - auf die $f_{7/2}$ -Bahn für Neutronen und Protonen etwa 230 keV.

2 Theoretische Grundlagen

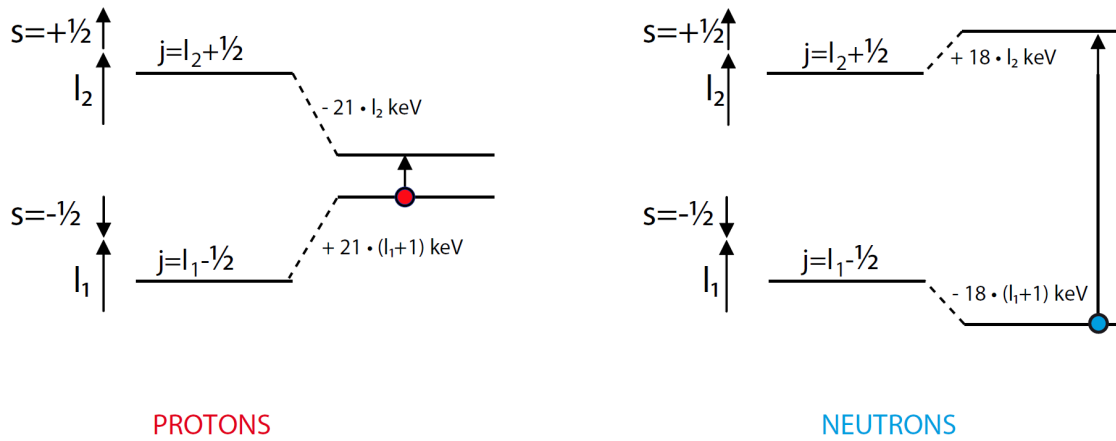


Abbildung 2.5: Der durch V_{Cts} verursachte Energieunterschied zwischen Neutronen und Protonen. Abbildung entnommen aus Ref.[1].

Abbildung 2.6 zeigt den Vergleich zwischen experimentellen MED und den Beiträgen von verschiedenen Coulomb-Effekten für Spiegelkerne mit $A = 35, 39$ und $T_z = \pm 1/2$.

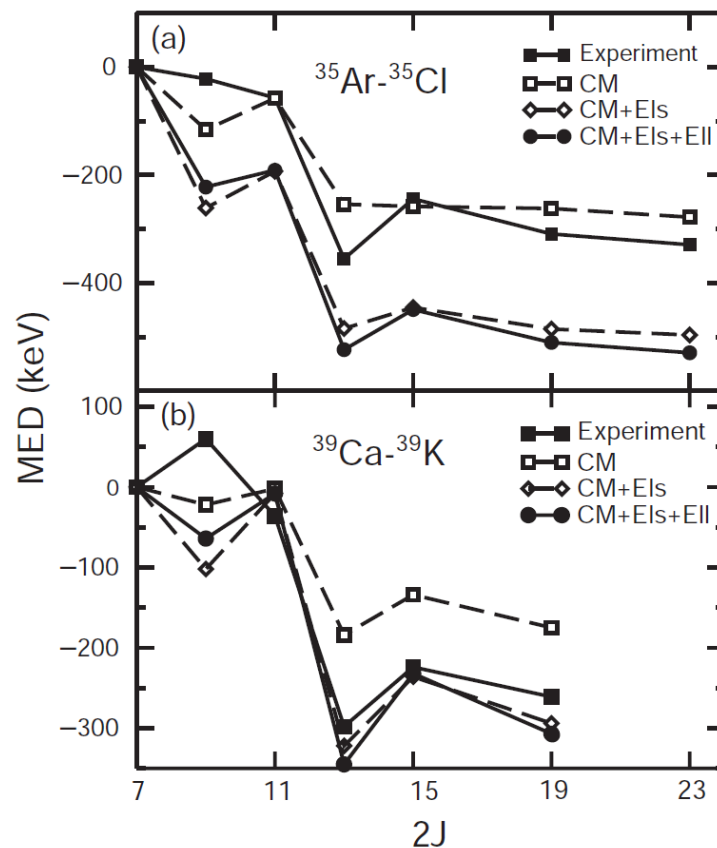


Abbildung 2.6: Illustration für experimentelle MED im Vergleich mit den verschiedenen Coulomb-Effekten, für Spiegelkerne mit $A = 35, 39$ und $T_z = \pm 1/2$. Abbildung entnommen aus Ref.[14].

2 Theoretische Grundlagen

Es fällt auf, dass die Größenordnung von V_{Cl_s} vergleichbar mit dem Coulomb Multipol-Effekt ist. Die MED für $A = 35$ Spiegelkerne werden mit V_{CM} mit guter Übereinstimmung reproduziert. Wenn der Beitrag von V_{Cl_s} in die Berechnung eingebracht wird, werden die MED überschätzt. Im Fall $A = 39$ ist der V_{Cl_s} entscheidend für die Reproduktion der experimentellen MED.

Um die Eigenschaften der Kerne in sd -Schale zu beschreiben wurde im Rahmen der Schalenmodell-Theorie die USD-Wechselwirkung entwickelt [15, 16], welche mit der Annahme der vollständigen Isospinsymmetrie erstellt ist. Mit den folgenden Parametern wird die Wechselwirkung für sd -Schale beschrieben:

- Single-Particle Energies (SPE): $0d_{5/2}, 1s_{1/2}, 0d_{3/2}$
- Two-Body Matrix Elements (TBME): $\langle j_1, j_2 | V | j_3, j_4 \rangle^{J,T}$, wobei j_i eine beliebige Bahn in der sd -Schale und J, T die Spin / Isospin ist.

Damit die theoretische Berechnung mit den experimentellen Daten übereinstimmt, wurde ein paar weitere Korrekturen zur USD-Wechselwirkung entwickelt. Mit der Berücksichtigung der isospinsymmetriebrechenden Effekte wurde eine Reihe von sogenannten USD^m -Wechselwirkungen erstellt. Mit der USD_1^m -Wechselwirkung wird der Monopolanteil der TBME modifiziert. Nach Ref. [17] sind die relativen Modifikationen bezüglich der USD-Wechselwirkung:

$$\delta V_{d_{5/2}, d_{3/2}}^{T=1,0} = +0.2 \text{ MeV (T=1), } -0.6 \text{ MeV (T=0)}$$

$$\delta V_{d_{5/2}, s_{1/2}}^{T=1,0} = -0.1 \text{ MeV (T=1), } +0.1 \text{ MeV (T=0)}$$

Für zusätzliche Verbesserung der theoretischen Beschreibung werden zwei andere Wechselwirkungen verwendet:

- die USD_2^m für die Kerne mit der Massenzahl $A \leq 28$: die SPE für Protonen in der Bahn $\pi 0d_{5/2}$ wird um 200 keV erhöht und die TBME $\pi(0d_{5/2}, 0d_{5/2})$ wird um bis zu 5% gedämpft.
- die USD_3^m für die Kerne mit der Massenzahl $A > 28$: die SPE für Protonen in der Bahn $\pi 0d_{5/2}$ wird um 300 keV reduziert und die SPE für Neutronen in der Bahn $\nu 0d_{5/2}$ wird um 900 keV erhöht.

2 Theoretische Grundlagen

Abbildung 2.7 zeigt die experimentell bestimmten MED für erste angeregte Zustände der Spiegelkerne in der sd -Schale mit Isospin $T_z = 3/2$. Die experimentellen Daten stimmen mit der $USD_{2,3}^m$ -Wechselwirkung gut überein [1]. Reynolds *et. al.* haben die Anregungsenergien von ^{25}Si und ^{29}S mit dem Neutron-*Knockout* Experiment untersucht [18]. In der Messung fanden sie heraus, dass im Bezug auf den Wirkungsquerschnitt für Besetzung von Grundzuständen der Wirkungsquerschnitt für Besetzung von angeregten Zuständen deutlich niedriger als erwartet war. Zur Erklärung wurde es angenommen, dass die ersten zwei angeregten Zustände von den beiden Kernen die Rotationsanregung der Grundzustände sind. Dadurch werden nach der Schalenmodell-Rechnung die starken $E2$ -Übergänge erwartet (9 - 15 W.U. in ^{25}Si und 6 - 16 W.U. in ^{29}S).

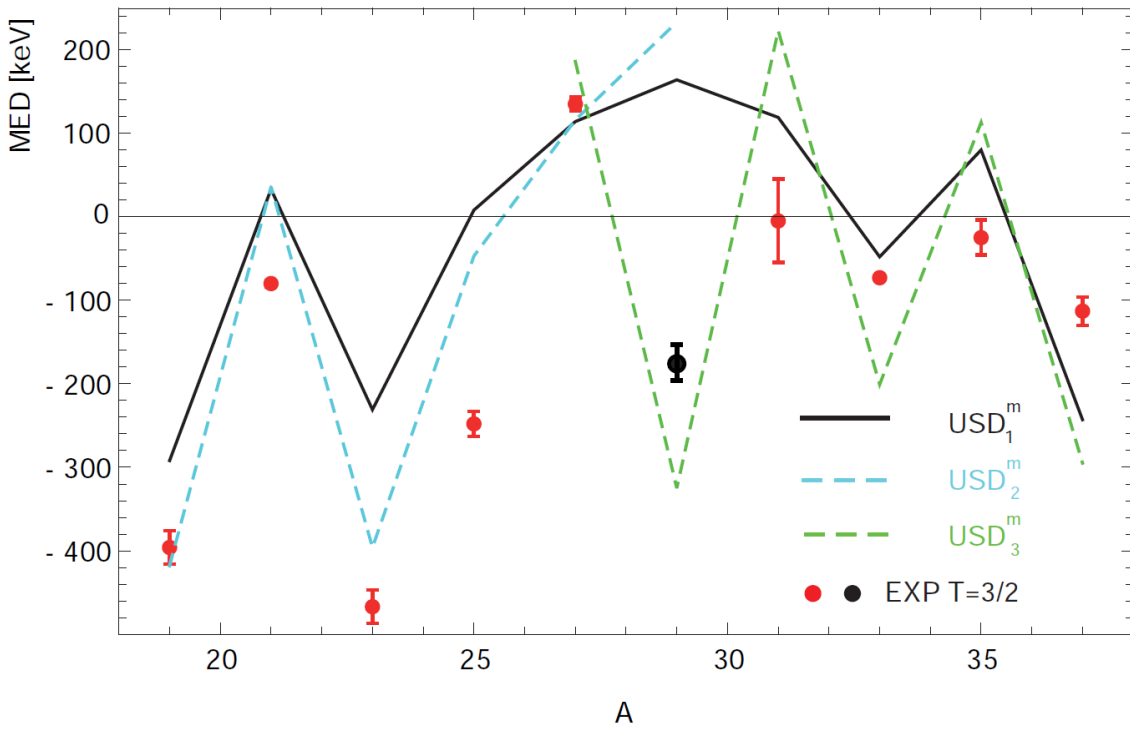


Abbildung 2.7: Experimentelle und nach Schalenmodell simulierte MED für erste angeregte Zustände der Spiegelkerne in sd -Schale mit $T_z = 3/2$ (Abbildung entnommen aus Ref. [1]).

2.2.4 Das $T_z = \pm 3/2$ Spiegelpaar $^{33}\text{Ar} - ^{33}\text{P}$

Der $T_z = +\frac{1}{2}$ Kern ^{33}P wurde durch viele Arbeiten untersucht [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30] und die Informationen über die Energie, Spin und Parität der angeregten Zustände sind gut bekannt. Die Lebensdauer der niederenergetischen Zustände wurde durch DSAM-Messung bestimmt [31, 32], mit Fehler $\Delta\tau/\tau \approx 15\%$. Für seinen Spiegelkern ^{33}Ar sind nur beschränkte experimentelle Informationen über die Energiezustände bekannt. Die angeregten Zustände des Kerns ^{33}Ar wurden bei H.Nann *et.al* [33] und R.R.C. Clement *et.al* [34] untersucht. Die reduzierten Übergangsstärken der erst zwei angeregten Zustände von ^{33}Ar wurde bei A. Wendt mit Coulomb-Anregung erstmals experimentell bestimmt [1]. Abbildung 2.8 zeigt die Levelscheme für ^{33}Ar (vollständig) und ^{33}P (bis 3628 keV).

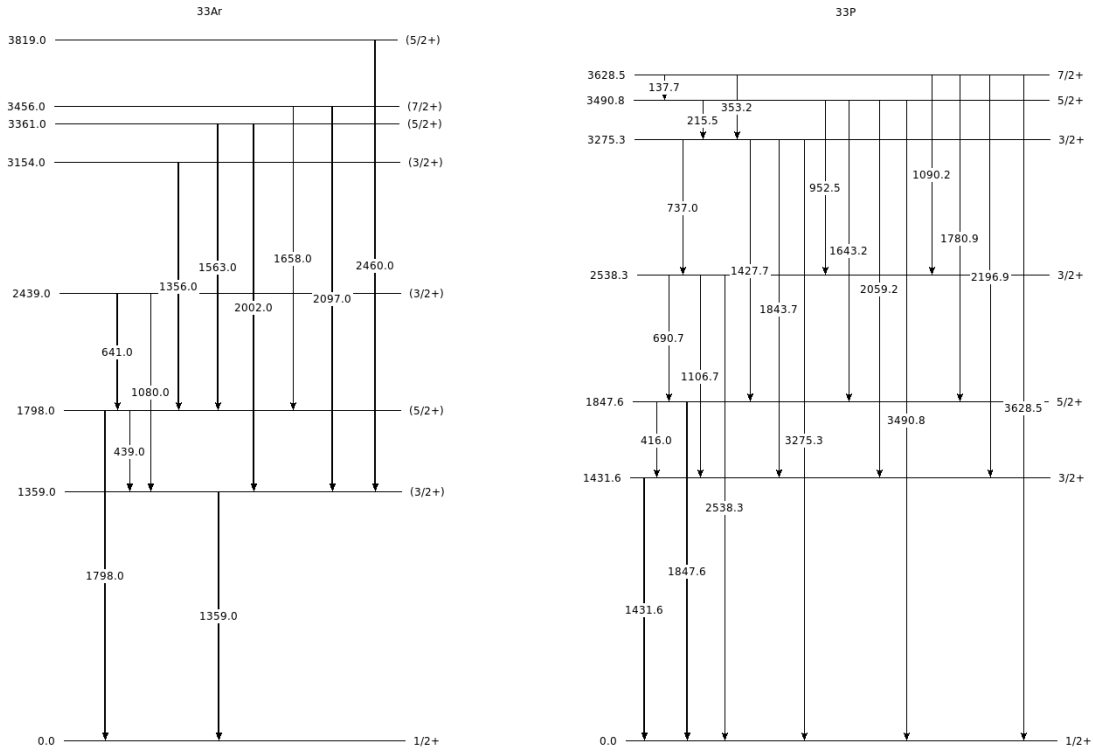


Abbildung 2.8: Levelscheme für ^{33}Ar (vollständig) und ^{33}P (bis 3628 keV). Daten entnommen aus [35].

Die MED unterschiedlicher Spinzustände für ^{33}Ar - ^{33}P werden in Abbildung 2.9 gezeigt. Es fällt auf, dass durch die USD_3^m -Simulation die experimentellen MED auf die beste Weise reproduziert werden. Die ~ 130 keV Abweichung zwischen USD_3^m -Simulation und experimentellen Daten wird wahrscheinlich durch isospinsymmetriebrechende Effekte V_B verursacht. Die genaue Erklärung ist noch nicht bekannt.

2 Theoretische Grundlagen

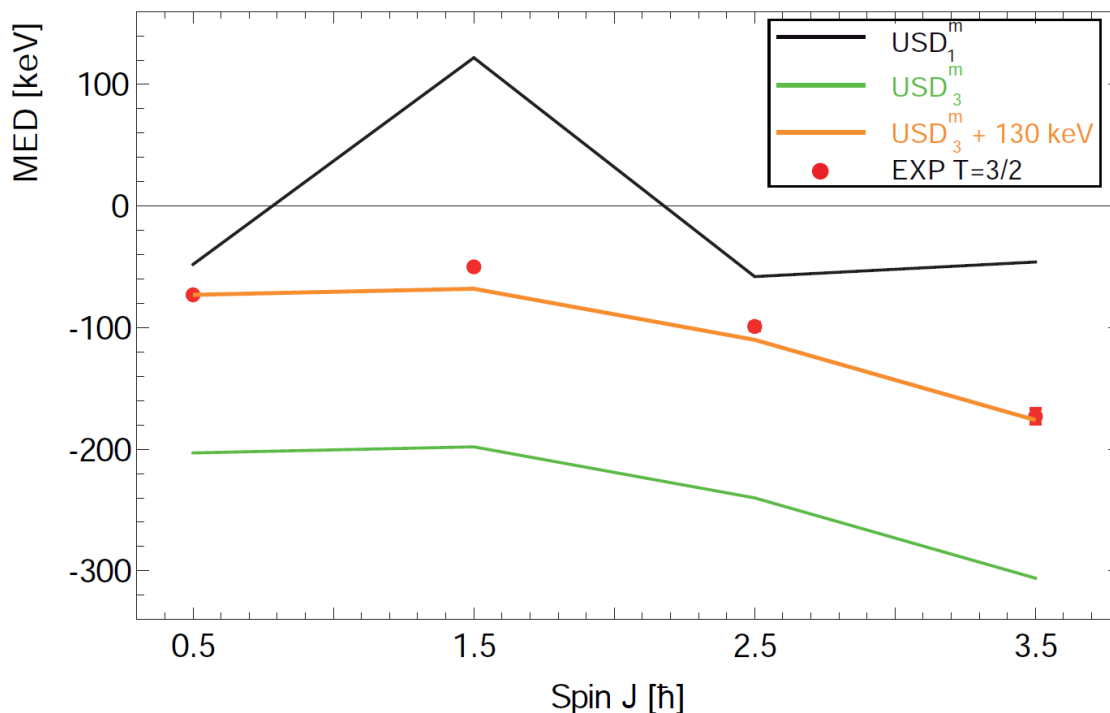


Abbildung 2.9: MED verschiedener Spinzustände für Spiegelpaar ^{33}Ar - ^{33}P . Abbildung entnommen aus [1].

Tabelle 2.1 zeigt die reduzierten Übergangsstärke $B(E2)$ und $B(M1)$ (in Weisskopf-Einheit), die durch Experimenten und Schalenmodell-Berechnung bestimmten wurden.

Kern	$J_i \rightarrow J_f$	Multipol	USD	USD ₁ ^m	USD ₃ ^m	Exp.	Ref.	Exp.	Ref.
^{33}Ar	$3/2 \rightarrow 1/2$	(E2+(M1))	5.115	5.013	4.790	6.39(1.49)			
	$5/2 \rightarrow 1/2$	(E2)	6.705	6.684	6.225	5.80(1.62)	[1]		
	$5/2 \rightarrow 3/2$	E2	1.533	1.550	1.410	-			
		M1	0.0174	0.0167	0.00017	-			
^{33}P	$3/2 \rightarrow 1/2$	E2+M1	5.830	5.916	5.827	10.0(4.0)		8.1(2.4)	
	$5/2 \rightarrow 1/2$	E2(+M3)	4.558	4.932	4.658	5.1(0.8)	[31]	4.8(0.6)	[32]
	$5/2 \rightarrow 3/2$	E2	0.676	0.809	0.797	< 24		< 37	
		M1	0.0202	0.0154	0.0304	0.025(5)		0.031(9)	

Tabelle 2.1: Die durch Experimenten und Schalenmodell-Berechnung bestimmten $B(E2)$ - und $B(M1)$ -Werte (in Weisskopf-Einheit). Daten entnommen aus [1].

Eine schematische Darstellung für die $B(E2)$ -Werte wird in Abbildungen 2.10 und 2.11 gezeigt. Die durch Lebensdauer-messung in ^{33}P [31, 32] bestimmten Übergangsstärke sind mit relativ großen Abweichungen und stimmen mit der USD_3^m -Berechnung nicht gut überein (besonders die $B(E2): \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$ und die $B(E2): \frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$

2 Theoretische Grundlagen

Werte in ^{33}P). Deswegen ist es notwendig, die Übergangsstärke (bzw. Lebensdauer) in ^{33}P mittels moderner experimentellen Technik präzise zu bestimmen.

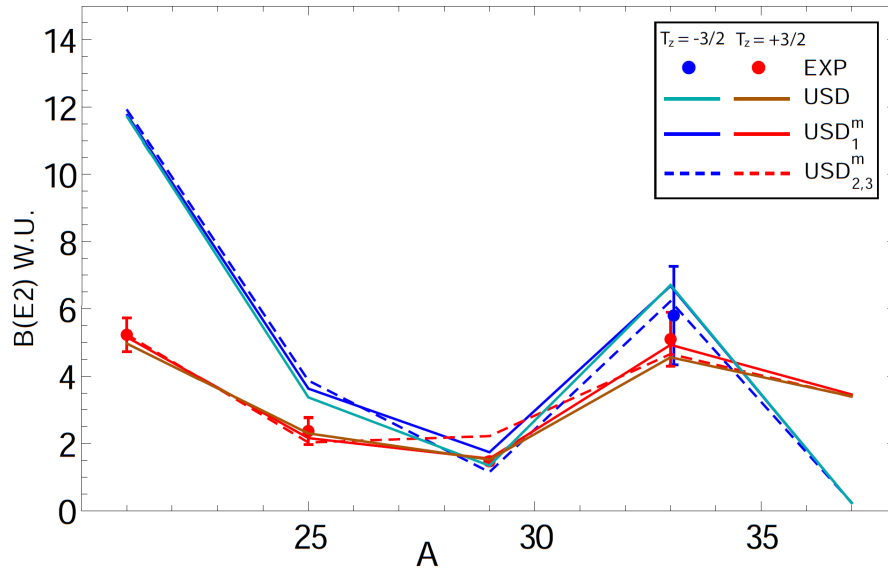


Abbildung 2.10: $B\left(E2; \left(\frac{5}{2}\right)_1^+ \rightarrow \left(\frac{1}{2}\right)_1^+\right)$ -Werte für Speigelpaar ^{33}Ar - ^{33}P . Abbildung entnommen aus [1].

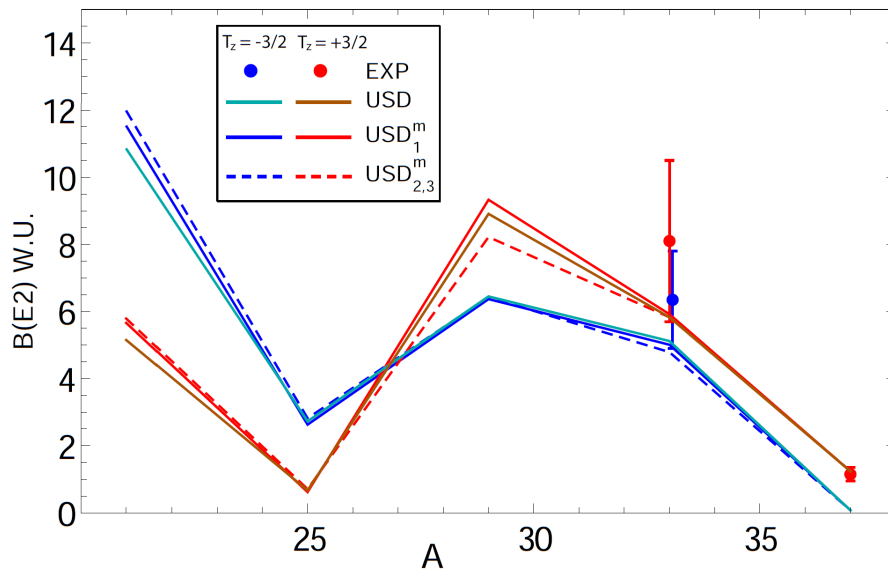


Abbildung 2.11: $B\left(E2; \left(\frac{3}{2}\right)_1^+ \rightarrow \left(\frac{1}{2}\right)_1^+\right)$ -Werte für Speigelpaar ^{33}Ar - ^{33}P . Abbildung entnommen aus [1].

2.3 Lebensdauerermessung

2.3.1 Lebensdauerermessung

Für die experimentelle Überprüfung des theoretischen Kernmodells gibt es einige physikalisch messbare Variablen wie z.B. Energie E_x , Lebensdauer τ , Drehimpuls J und Parität π der angeregten Zustände, die empfindlich bezüglich der mikroskopischen Struktur der Kerne sind und experimentell in einer modellunabhängigen Weise bestimmt werden können. Davon spielt die Lebensdauerermessung von angeregten Zuständen für die Untersuchung von Kernmodellen eine wichtige Rolle, weil die Lebensdauer τ von angeregten Zuständen direkt mit den reduzierten Matrixelementen der Übergänge zusammenhängt.

Für die elektromagnetische Wechselwirkung gilt:

$$\lambda = 1/\tau \quad (2.31)$$

Wobei λ die Übergangswahrscheinlichkeit ist, dass ein Kern von einem Anfangszustand $|i\rangle$ in einen Endzustand $|f\rangle$ zerfällt und ein Photon mit Wellenzahl κ und Drehimpuls l emittiert. Wegen der Erhaltung des Drehimpulses gilt:

$$\vec{J}_i + \vec{l} = \vec{J}_f \quad (2.32)$$

Dadurch ist der Drehimpuls des Photons folgendermaßen eingeschränkt:

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \quad (2.33)$$

Aus dem Verhalten unter Paritätstransformation folgt eine weitere Auswahlregel für l :

$$\pi_i \pi_f = (-1)^l \quad \text{für elektrische Übergänge: } El \quad (2.34)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{l+1} \quad \text{für magnetische Übergänge: } Bl \quad (2.35)$$

Die jeweils zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten sind:

$$\lambda^{(E)}(l, m) = \frac{8\pi\kappa^{2l+1}}{\hbar[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{l+1}{l}\right) |\langle f|Q_{lm}|i\rangle + \langle f|Q'_{lm}|i\rangle|^2 \quad (2.36)$$

und

$$\lambda^{(M)}(l, m) = \frac{8\pi\kappa^{2l+1}}{\hbar[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{l+1}{l}\right) |\langle f|M_{lm}|i\rangle + \langle f|M'_{lm}|i\rangle|^2 \quad (2.37)$$

2 Theoretische Grundlagen

Wobei Q_{lm}, Q'_{lm} die elektrischen Multipolmomente und M_{lm}, M'_{lm} die magnetischen Multipolmomente sind.

Wenn man die Polarisation des Photons ignoriert, können die Ausdrücke $|\langle f|Q_{lm}|i\rangle + \langle f|Q'_{lm}|i\rangle|^2$ bzw. $|\langle f|M_{lm}|i\rangle + \langle f|M'_{lm}|i\rangle|^2$ einfach mit $B(El)$ (und $B(Ml)$) für sog. reduzierte Übergangsstärke bezeichnet werden. Dann ändern sich die Übergangswahrscheinlichkeiten zu:

$$\lambda(\sigma, l) = \frac{8\pi\kappa^{2l+1}}{\hbar[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{l+1}{l}\right) B(\sigma, l) \quad (2.38)$$

Wobei $\sigma = E, M$. Die Übergangswahrscheinlichkeit λ hängt stark von der Energie des Photons ($\kappa = \omega/c$ und $E_\gamma = \kappa\hbar c$) ab.

Um die Übergangswahrscheinlichkeit λ experimentell zu bestimmen ist nach Gleichung 2.32 die Messung der Lebensdauern von angeregten Zuständen eine sinnvolle Methode. Für die experimentelle Bestimmung der Lebensdauer von angeregten Zuständen steht eine Auswahl von etablierten Verfahren zur Verfügung, wobei jedes von ihnen auf einen bestimmten Bereich der Lebensdauer spezialisiert ist. Abbildung 2.12 zeigt den Einsatzbereich der verschiedenen experimentellen Techniken zur Lebensdauerermessung. Die obige Skala Γ (eV) entspricht der Linienbreite des γ -Übergangs.

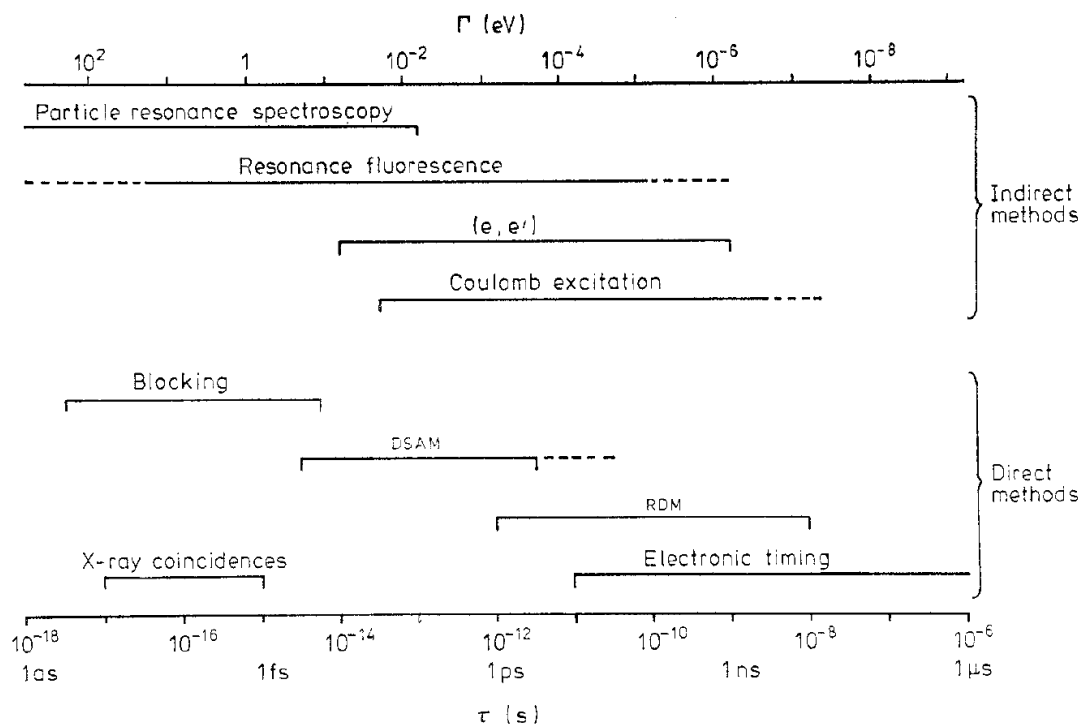


Abbildung 2.12: Einsatzbereich der verschiedenen experimentellen Techniken zur Lebensdauerermessung (Abbildung entnommen aus Ref.[36]).

2.3.2 Indirekte Messmethode

Die Lebensdauer kann bei verschiedenen Techniken durch direkte oder indirekte Messmethoden bestimmt werden. Eine indirekte Messmethode ist, die mittlere Lebensdauer durch die Messung der spektralen Linienbreite Γ -wie in der Abbildung 2.13 gezeigt- (durch Verwendung von z.B. Mößbauer-Spectroscopy oder Nuclear Resonance Fluorescence) zu bestimmen, da aus der Heisenberg'schen Energie-Zeit Unschärferelation $\Gamma = \hbar/\tau$ gilt. Falls es bei einem angeregten Zustand mehr als eine Möglichkeit des Zerfalls gibt, gilt, dass die gesamte Linienbreite Γ_{total} die Summe von Teilbreiten Γ_j ist:

$$\Gamma_{total} = \sum_j \Gamma_j \quad (2.39)$$

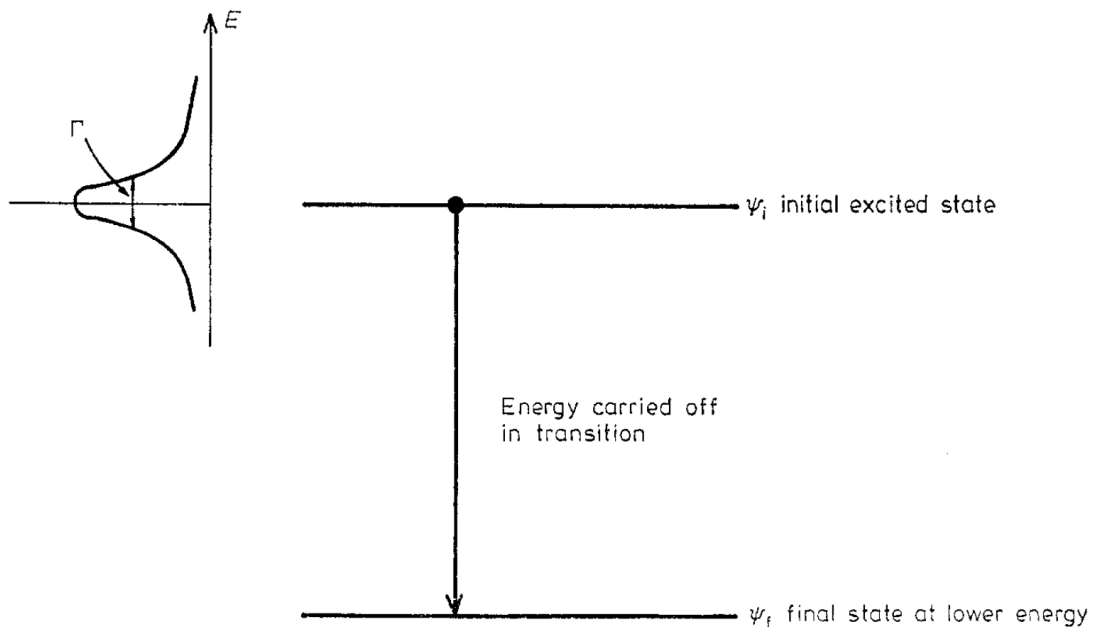


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines Zerfalls von einem angeregten Zustand mit Linienbreite Γ (Abbildung von Ref.[36]).

Eine weitere indirekte Messmethode der Lebensdauerermessung ist die Coulomb-Anregung. In Coulombanregungsexperimenten schießt man die Projektile mit einer Energie aufs Target, die geringer ist, als die Coulomb-Barriere des Targetkerns:

$$E_{coul,CM} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_p Z_t}{r_0(A_p + A_t)^{1/3}} \quad \text{im CM-System} \quad (2.40)$$

$$E_{coul,lab} = \frac{A_p + A_t}{A_t} E_{coul,CM} \quad \text{im Labor-System} \quad (2.41)$$

2 Theoretische Grundlagen

Wobei Z_p, A_p die Ordnungszahl und Masse des Projektils und Z_t, A_t die Ordnungszahl und Masse des Targets sind. Mit solcher Energie kommen sich die Kerne von Projektil und Target, wie Abbildung 2.14 gezeigt wird, nicht näher als die Summe ihrer Ladungsradien. Wegen der kurzen Reichweite der Kernkräfte, ist die Wechselwirkung dazwischen nicht hadronisch, sondern nur elektromagnetisch. Durch die Wirkung des Austauschs virtueller Photonen werden die Kerne des Projektils und Targets in höher liegende Zustände angeregt.

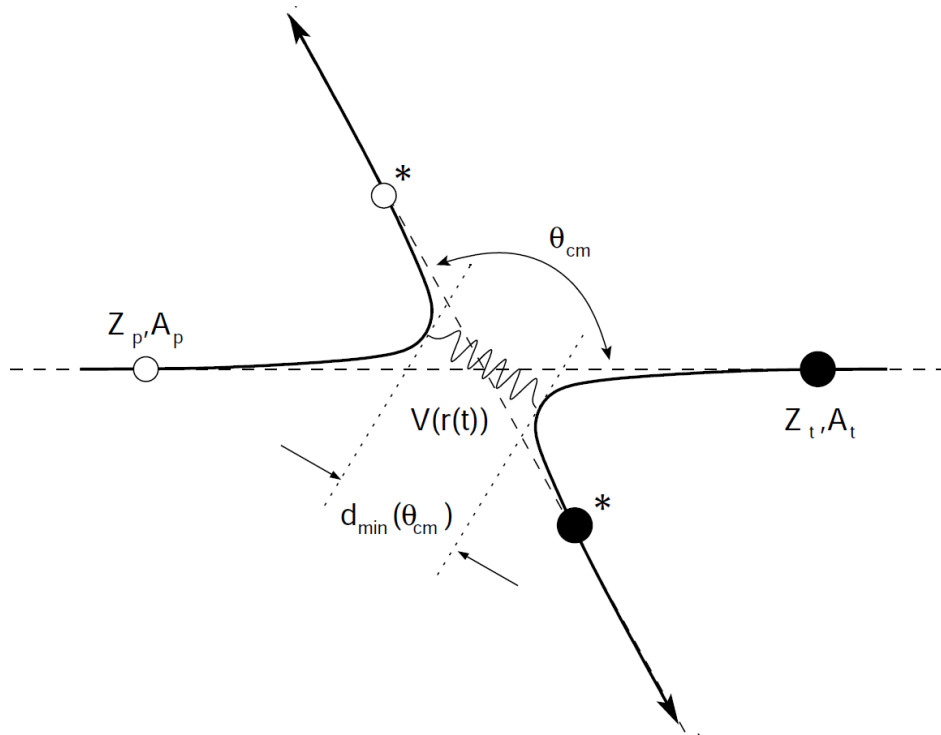


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Coulomb-Anregung im CM-System (Abbildung entnommen aus Ref.[37]).

Dieser inelastische Streuprozess kann durch die semiklassische Störungstheorie beschrieben werden. Nach dieser Störungstheorie(erster Ordnung) ist der Wirkungsquerschnitt von elektronischen bzw. magnetischen Übergängen proportional zu den jeweiligen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$\sigma_{El,Bl} \propto B(El, Ml) \quad (2.42)$$

Nach experimenteller Bestimmung des Wirkungsquerschnitts kann ein reduziertes Übergangsmatrixelement berechnet und mit der Relation von τ und $B(El, Ml)$ die Lebensdauer des angeregten Zustands ermittelt werden.

2 Theoretische Grundlagen

Für ein Modell, an dem nur ein Multipolübergang beteiligt ist, gilt:

$$B(E\ell, M\ell) \propto 1/\tau \quad (2.43)$$

oder für ein Modell mit gemischten Multipolübergängen (z.B. einem $E2/M1$ Übergang) [36]:

$$B(E2) \propto \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \quad (2.44)$$

Wobei δ das Mischungsverhältnis ist:

$$\delta = \frac{\langle i || E2 || f \rangle}{\langle i || M1 || f \rangle} \quad (2.45)$$

2.3.3 Direkte Messmethode

Die Lebensdauer von angeregten Zuständen können auch folgenderweise abhängig vom effektiven Messbereich experimentell direkt bestimmt werden:

- Die Electronic-Timing Methode (Für Lebensdauern der Größenordnung 10^{-11} s \sim 10^{-6} s).

Bei der Electronic-Timing Methode besteht die Lebensdauerermessung im Wesentlichen aus der Bestimmung der Zeitdauer, zwischen der Bevölkerung eines angeregten Zustands, als Start-Signal und der Messung des γ -Quants, wenn sich der Kern entregt, als Stopp-Signal. Das exponentielle Zerfallsgesetz wird benutzt um die mittlere Lebensdauer abzuleiten:

$$n(t) = n_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad (2.46)$$

Abbildung 2.15 zeigt als ein Beispiel eine Kernreaktion, bei der die Lebensdauer des ersten angeregten Zustands ($\tau > 10$ ps) mit Electronic-Timing bestimmt werden kann. In diesem Fall wird das Start-Signal, entweder durch die Detektion von den emittierten Teilchen (p_1 oder n_1) oder durch die Detektion von γ -Quant, das durch den Zerfall des zweiten angeregten Zustands ($\tau > 1$ ps) emittiert wird, festgelegt.

- Die Recoil-Distance Doppler-Shift Methode (RDDS/Plunger) (Für Lebensdauern der Größenordnung 10^{-12} s \sim 10^{-10} s). Für die Bestimmung von Lebensdauern im Bereich von weniger als einer Nanosekunde bis zu einigen Pikosekunden ist die RDDS/Plunger-Methode eine ideale Messmethode.

Abbildung 2.16 zeigt beispielsweise den experimentellen Aufbau der RDDS/Plunger-Messung. Nach der Kernreaktion werden in dem dünnen Target angeregte Kerne emittiert, die entlang der Richtung des Strahls weiter fliegen und nach einer Strecke von d (typischerweise einige μm) in einem dicken Stopper komplett gestoppt werden.

2 Theoretische Grundlagen

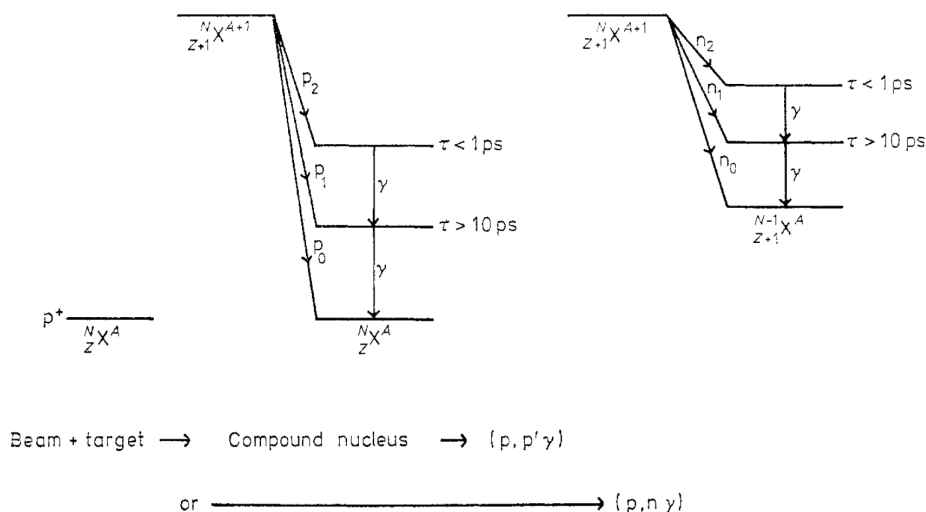


Abbildung 2.15: Beispiel-Reaktion für eine Lebensdauerermessung mit Electronic Timing (Abbildung entnommen aus Ref.[36]).

Gleichzeitig werden γ -Quanten von den Kernen emittiert. Je nach Lebensdauer des angeregten Zustands und dem Abstand d entregen sich die emittierten angeregten Kerne teilweise im Flug zwischen dem Target und Stopper; die restlichen entregen sich nach der Abbremsung im Stopper.

Die emittierten γ -Quanten werden durch die Detektoren, die unter Vorwärts- und Rückwärtswinkel zur Strahlrichtung um die RDDS/Plunger-Kammer eingesetzt werden, nachgewiesen. Die detektierte Doppler-verschobene γ -Energie E'_γ wird mit der folgenden Gleichung dargestellt:

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta_\gamma} \approx E_\gamma (1 + \beta \cos \theta_\gamma) \quad (2.47)$$

Wobei β (mit $\beta = v/c$) die Geschwindigkeit der emittierten Kerne, θ_γ der Winkel zwischen Strahlrichtung und Detektoren und E_γ die unverschobene γ -Energie ist.

Um die Lebensdauer von angeregten Zuständen zu bestimmen, kann die Intensität der verschobenen γ -Quanten I_{sh} mit der Intensität der unverschobenen I_{un} verglichen werden. Für den einfachsten Fall, dass der angeregte Zustand nicht durch höher liegende Zustände gefüttert wird, wird die Lebensdauer mit den bekannten Parametern, dem Abstand d und der Geschwindigkeit der Kerne β , nach der unteren Gleichung berechnet:

$$\frac{I_{sh}}{I_{sh} + I_{un}} = e^{d/(\beta c \tau)} \quad (2.48)$$

- Die Doppler-Shift-Attenuation Methode (DSAM) (Für Lebensdauern der Größenordnung $10^{-14} \text{ s} \sim 10^{-12} \text{ s}$). Falls die Lebensdauer von angeregten Zuständen weniger

2 Theoretische Grundlagen

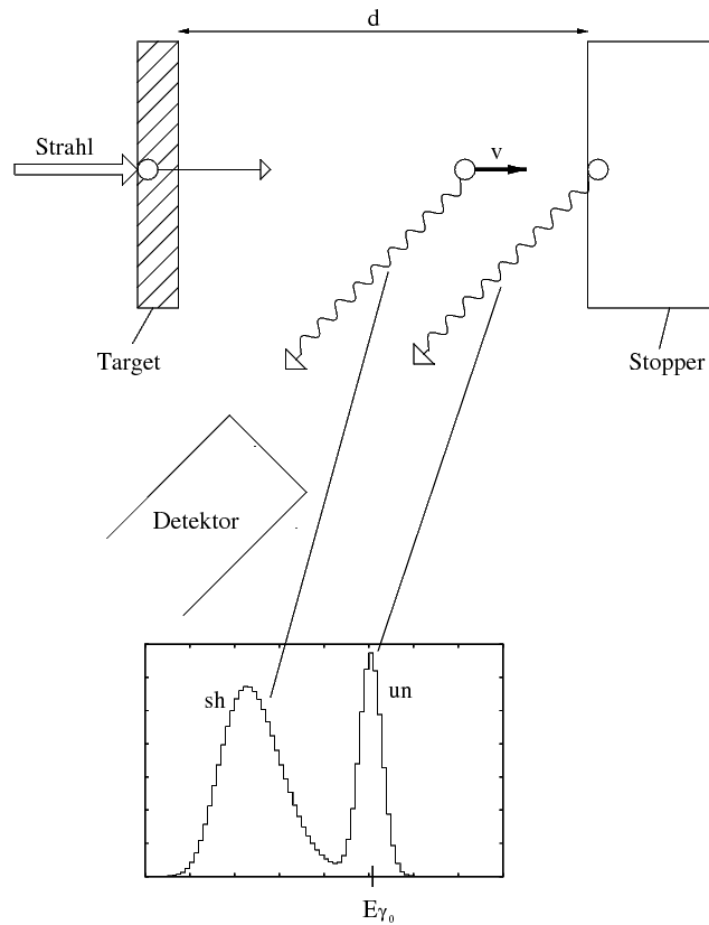


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung der RDDS/Plunger Messmethode (Abbildung entnommen aus Ref.[38]).

als einige Pikosekunden beträgt, ist die RDDS/Plunger-Methode nicht mehr geeignet dafür. Denn in diesem Fall zerfallen die emittierten angeregten Kerne trotz des kleinen Abstands d zwischen Target und Stopper meistens schon im Flug. Dann werden nur γ -Quanten mit verschobener Energie detektiert. Dieses Problem kann man lösen, indem man den Stopper direkt hinter das Target stellt. Mit einem solchen Target+Stopper Aufbau werden die emittierten angeregten Kerne sofort im Stopper abgebremst und gleichzeitig γ -Quanten bei Entregung emittiert.

Abbildung 2.17 zeigt den Abbremsprozess. Zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 ($t_2 > t_1$) emittieren die angeregten Kerne γ -Quanten. Da die Geschwindigkeit β_1 bei t_1 größer ist als β_2 bei t_2 , sind die bei Vorwärtswinkeln ($\theta < 90^\circ$) detektierten verschobenen γ -Energien E_{γ_2} (bei t_2) kleiner als E_{γ_1} (bei t_1) (Die Verschiebung der Energie wird durch Gleichung 2.48 dargestellt). Schließlich wird von den Detektoren für einen bestimmten γ -Übergang ein kontinuierliches Spektrum aufgenommen, wie in Abbildung 2.18 gezeigt wird. Diese Technik ist die sog. Doppler-Shift-Attenuation

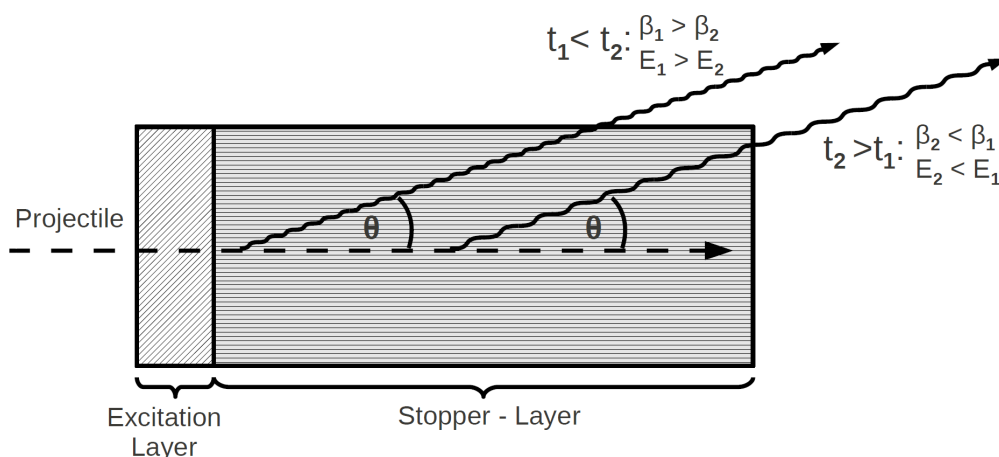


Abbildung 2.17: DSAM experimenteller Aufbau: ein dünnes Target + dicker Stopper, damit die Kerne im Stopper vollständig abgebremst werden (Abbildung entnommen aus Ref.[39]).

Methode (DSAM). Die mittels DSAM detektierten γ -Spektren enthalten die kompletten Informationen über den Zerfall der emittierten angeregten Kerne zu jedem Zeitpunkt des Abbremsprozesses. Durch die Analyse der Linienform kann die Lebensdauer ausgewertet werden.

Wegen des Abbremsprozesses sind die Geschwindigkeit β und der Winkel θ zeitabhängig, daher hängt die detektierte Doppler-verschobene γ -Energie E'_γ auch vom Zeitpunkt der Emission ab:

$$E'_\gamma(t) = E_\gamma(1 + \beta(t)\cos\theta(t)) \quad (2.49)$$

(Bei normaler Behandlung wird die Variation von θ nach t ignoriert: $\theta(t) = \theta$)

Das Verhältnis von τ/t_{stop} entscheidet über die Linienform eines bestimmten γ -Übergangs (t_{stop} entspricht der mittleren Stoppzeit bestimmter Ionen im bestimmten Stopper, die durch Monte-Carlo-Simulation berechnet werden kann.)

Die Abbildung 2.19 zeigt die Abhängigkeit der Linienform vom Verhältnis τ/t_{stop} . Betrachtet wird als Beispiel die Monte-Carlo-Simulation bei einem Vorwärtswinkel von $\theta = 10^\circ$ für den ($E2$)-Übergang mit der Energie $E_\gamma=1250$ keV ($J^\pi: 24^+ \rightarrow 22^+$) von ^{114}Sn , der durch Coulomb-Anregung $^{nat}\text{Cu}(^{114}\text{Sn}, ^{114}\text{Sn})^{nat}\text{Cu}$ @ $E_{beam} = 3.8$ MeV/u erzeugt wird [40]. Hierbei wird die mittlere Stoppzeit t_{stop} des Kupferstoppers festgelegt, und die Lebensdauer τ des 24^+ Zustands als variierender Parameter behandelt.

Für das erste Spektrum gilt $\tau/t_{stop} > 1$. In diesem Fall werden die 1250 keV γ -Quanten teilweise im Flug emittiert und der Rest nach der vollständigen Abbremsung. Für das zweite Spektrum gilt $\tau/t_{stop} \approx 1$, hierbei wird der wesentliche Anteil

2 Theoretische Grundlagen

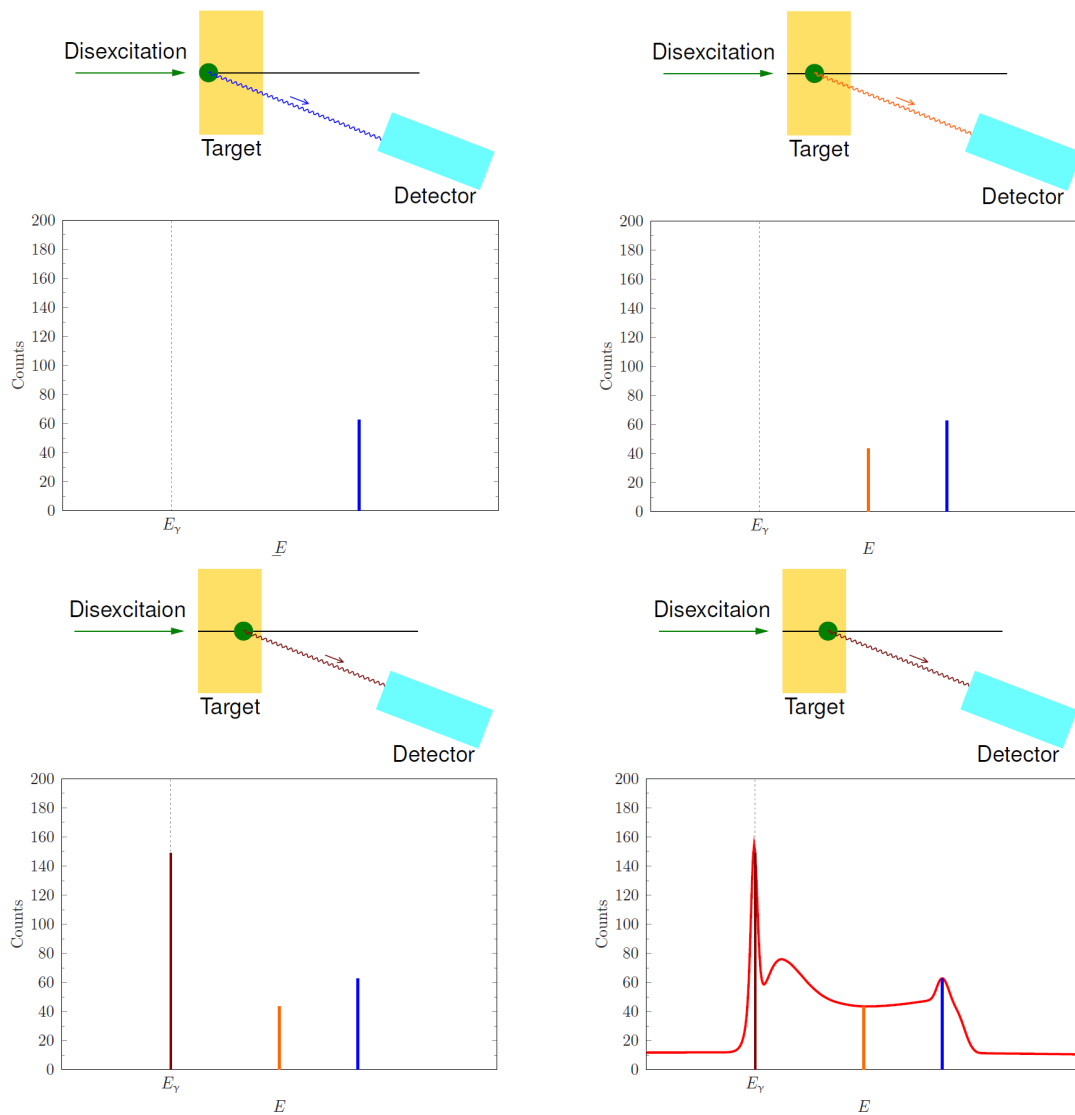
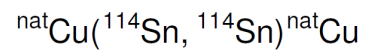
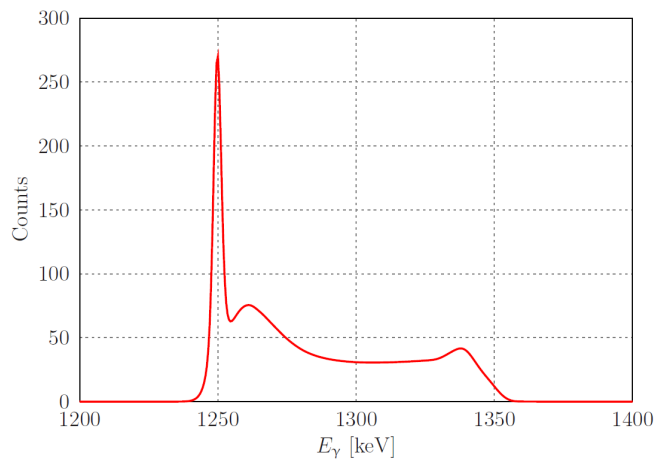


Abbildung 2.18: Die schrittweise Darstellung für DSAM mit einem γ -Detektor bei einem Vorwärtswinkel (Abbildung entnommen aus Ref.[40]).

der γ -Quanten im Flug emittiert. Beim dritten Spektrum gilt $\tau/t_{stop} < 1$, d.h. die 1250 keV γ -Quanten werden nur im Flug mit Doppler-verschobener Energie detektiert, und an der Position der unverschobenen Energie $E_\gamma = 1250$ keV wird kein Peak beobachtet.

Die Theorie, wie man die Lebensdauer anhand der Linienform mittels Analyse-Software auswerten kann, wird in Kapitel 4 detaillierter dargestellt.

2 Theoretische Grundlagen

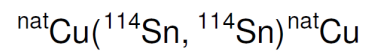
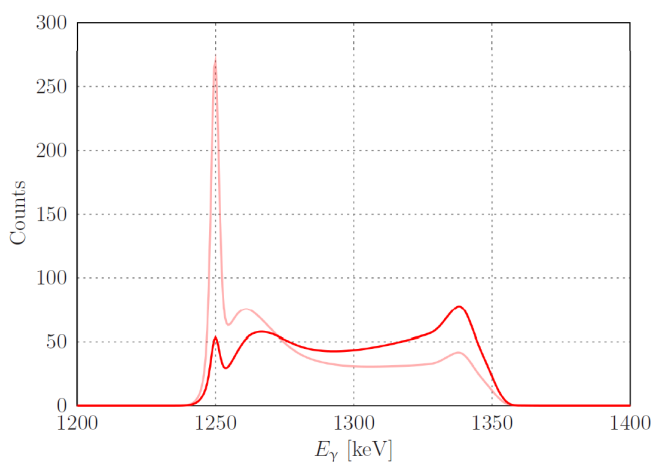


$$E_{\text{beam}} = 3.8 \text{ MeV/u}$$

$$E_{\gamma} = 1250 \text{ keV}$$

$$\theta = 10^{\circ}$$

$$\tau = 1.0 \text{ ps}$$

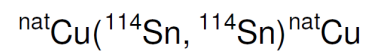
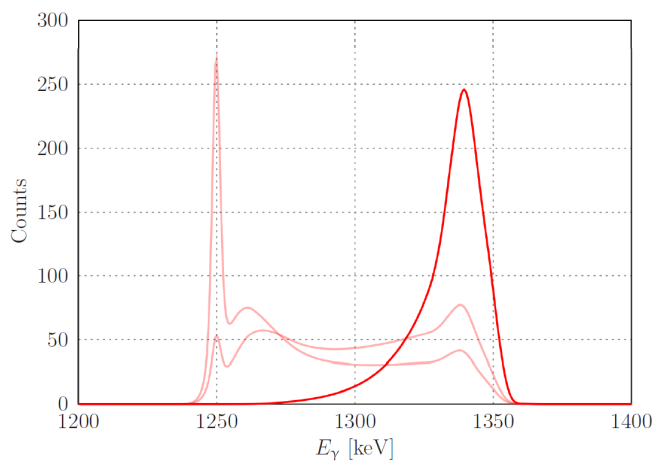


$$E_{\text{beam}} = 3.8 \text{ MeV/u}$$

$$E_{\gamma} = 1250 \text{ keV}$$

$$\theta = 10^{\circ}$$

$$\tau = 0.5 \text{ ps}$$



$$E_{\text{beam}} = 3.8 \text{ MeV/u}$$

$$E_{\gamma} = 1250 \text{ keV}$$

$$\theta = 10^{\circ}$$

$$\tau = 0.1 \text{ ps}$$

Abbildung 2.19: Beispiele für die Abhängigkeit der DSAM-Linienform vom Verhältnis τ/t_{stop} . Oben: $\tau/t_{\text{stop}} > 1$; Mitte: $\tau/t_{\text{stop}} \approx 1$; Unten: $\tau/t_{\text{stop}} < 1$ (Abbildung entnommen aus Ref.[40]).

2.4 Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie

2.4.1 Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie

Um die zeitabhängige Geschwindigkeit $\beta(t)$ zu bestimmen, ist es notwendig, die Abbrems- und Streuprozesse schwerer Ionen in Materie zu betrachten.

Es gibt vier verschiedene Effekte, welche zur Abbremsung der Ionen führen:

- unelastische Streuung von Ionen mit den Elektronen des Stoppers

Wenn Ionen an den Atomen des Stoppers vorbeifliegen, erhalten die Elektronen der äußeren Schalen der Atome des Stoppers durch die Coulomb-Wechselwirkung Energie. Falls die Energie kleiner als die Bindungsenergie der Elektronen ist, werden Elektronen auf einen höher liegenden Zustand angeregt. Da der angeregte Zustand des Atoms nicht stabil ist, zerfällt es nach kurzer Zeit unter Emission eines Photons wieder in den Grundzustand. Falls die von den Ionen transportierte Energie größer als die Bindungsenergie der Schale ist, werden Atome des Stoppers ionisiert und freie Elektronen mit kinetischer Energie E_k entstehen. Wenn E_k groß genug ist, ionisieren die freien Elektronen durch Stöße andere Atome, wodurch weitere freie Elektronen entstehen. Die durch unelastische Streuung mit Elektronen verlorene kinetische Energie der Ionen heißt 'elektronische Stopping-Power'. Dies ist der wesentliche Anteil des Energieverlusts der Ionen im Stoppermaterial.

- elastische Streuung von Ionen mit den Elektronen des Stoppers

Die durch elastische Streuung mit gebundenen Elektronen verlorene kinetische Energie der Ionen ist normalerweise kleiner als die geringste Anregungsenergie der gebundenen Elektronen. Der dadurch verursachte Energieverlust wird meistens vernachlässigt.

- unelastische Streuung von Ionen mit Atomkernen des Stoppers

Ein typischer Effekt der unelastischen Streuung mit Atomkernen ist, wie im Abschnitt 2.2.2 schon erklärt, die Coulomb-Anregung. Dieser Effekt spielt für einfallende Ionen mit hoher Energie eine wichtige Rolle. Für niederenergetische Ionen ist der Wirkungsquerschnitt der Coulomb-Anregung jedoch sehr klein.

- elastische Streuung von Ionen mit Atomkernen des Stoppers

Durch elastische Streuung mit Atomkernen wird die Flugrichtung der Ionen geändert. Der Energieverlust der Ionen bei jedem Stoß mit Atomkernen ist gering, deswegen finden viele Stöße mit den Atomkernen des Stoppers statt, bis einfallende Ionen

vollständig abgebremst werden. Der Energieverlust durch diesen Effekt (sog. nukleare Stopping-Power) ist kontinuierlich und trägt einen großen Beitrag zur Abbremsung der niederenergetischen Ionen mit einer Geschwindigkeit kleiner als die Bohr-Geschwindigkeit $v_0 \approx \frac{c}{137}$ bei.

2.4.2 Theoretische Berechnung des Energieverlusts

Wenn sich Ionen mit einer Geschwindigkeit $v \gg v_0$ in Stopper bewegen, spielt die elektronische Stopping-Power zur Abbremsung eine entscheidende Rolle. Der Energieübertrag $\delta E/E$ bei einer Kollision mit Elektronen hängt vom Masse-Verhältnis m_e/m_{Ion} ab:

$$\frac{\delta E}{E} = 4 \cdot \frac{m_e}{m_{Ion}} \leq \frac{1}{500} \quad (2.50)$$

Der komplette Prozess des Abbremsung von Ionen mit einer Energie $E \sim 1 \text{ MeV/u}$ dauert normalerweise 10^{-9} s (in gasförmigen Stoffen) bis zu 10^{-12} s (in Festkörper). Das entscheidet den Messbereich von DSAM für Lebensdauer $\tau \leq 1 \text{ ps}$. Die elektronische Stopping-Power pro Streckeneinheit wird definiert als $(-dE/dx)_e$. Für hochenergetische Ionen ($v \gg v_0$) wird $(-dE/dx)_e$ durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{4\pi e^4 z^2 c^2 N Z}{m_e \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) + \ln \frac{1}{1 - \beta^2} - \beta^2 \right] \quad (2.51)$$

dabei $\beta = v/c$ die relative Geschwindigkeit der Ionen, z bzw. Z die Ladungszahlen der Ionen bzw. des Stoppers, N die Teilchendichte des Stoppers und I das gemittelte Anregungs- und Ionisationspotential ist (I ist ein empirischer Parameter und wird durch Experiment bestimmt. Näherungsweise kann I durch: $I = I_0 Z$, mit $I_0 \approx 10 \text{ eV}$ beschrieben werden). für eine nicht-relativistischen Näherung $\beta \ll 1$, gilt:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e \approx \frac{4\pi e^4 z^2 c^2 N Z}{m_e \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) \right] \quad (2.52)$$

Mit Gleichung 2.52 lässt sich folgern, dass:

(1) die elektronische Stopping-Power von der Geschwindigkeit v der einfallenden Ionen abhängt ($\sim 1/v^2$), und unabhängig von den Massen der Ionen ist, das heißt, für verschiedene Ionen ist sie gleich, wenn die einfallenden Geschwindigkeiten gleich sind ($E_i/m_i = E_j/m_j$).

(2) die elektronische Stopping-Power vom Quadrat der Ladungszahl der Ionen (z^2) abhängt, und proportional zum Produkt der Ladungszahl und Dichte des Stoppers

2 Theoretische Grundlagen

($\propto NZ$) ist. Das heißt, für bestimmtes Ion hat der Stopper mit höherer Ladungszahl und Dichte eine höhere Stopping-Power.

Aus diesen Eigenschaften haben Northcliffe und Schilling die bekannte '**Range and Stopping-Power**' Tabelle für schwere Ionen in verschiedener Materialien entwickelt [41].

Die durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschriebene elektronische Stopping-Power ist aber nicht für alle Energiebereiche von Ionen geeignet. Wie in Abbildung 2.20 zu erkennen ist, gilt für hochenergetische (und nicht relativistische) Ionen die Bethe-Bloch-Gleichung mit der Relation $(-dE/dx)_e \propto 1/v^2$. Für mittlere Ionen gibt es noch keine geeignete Theorie. Um die Stopping-Power zu bestimmen, werden normalerweise einige empirische Formeln benutzt, die durch Simulation der experimentellen Daten ermittelt werden (in Kapitel 4 wird die Simulation vertieft). Für den niederenergetischen Bereich (typischerweise $v < v_0 z^{2/3}$, wobei $v_0 z^{2/3}$ die mittlere Geschwindigkeit der gebundenen Elektronen der Ionen ist) spielt der Elektroneinfang-Effekt, beidem einfallende Ionen die gebundenen Elektronen des Stoppers einfangen, eine wichtige Rolle. Dadurch wird die effektive Ladung der einfallenden Ionen reduziert.

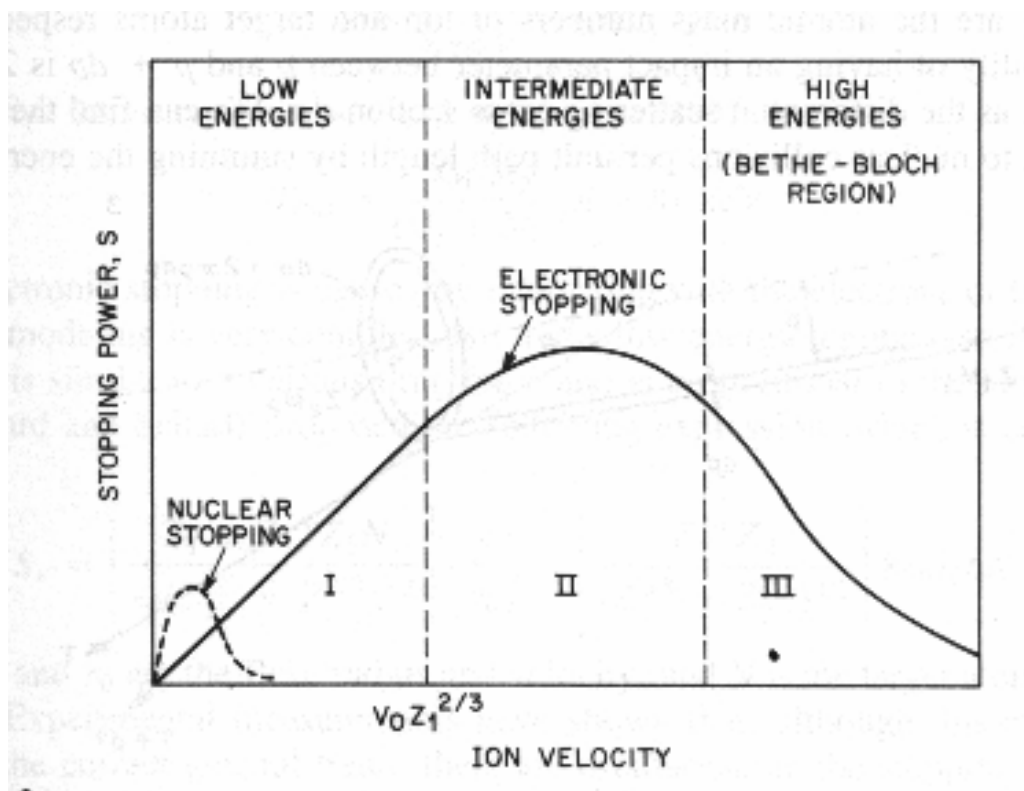


Abbildung 2.20: Die Kurve der Stopping-Power in verschiedenen Energiebereichen. (Abbildung entnommen aus Ref.[42]).

2 Theoretische Grundlagen

Die Lindhard-Scharff-Schiøtt (LSS)-Theorie [43, 44, 45, 46] beschreibt die elektronische Stopping-Power für niederenergetische Ionen mit der Gleichung:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = 8\pi e^2 z^{1/6} a_0 N \cdot \frac{zZ}{(z^{2/3} + Z^{2/3})^{3/2}} \cdot \frac{v}{v_0} \quad (2.53)$$

wobei $a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$ der Bohrsche Radius ist.

Nach Gleichung 2.53 ist die elektronische Stopping-Power $(-dE/dx)_e$ proportional zur Geschwindigkeit des Ions. Für Ionen mit sehr geringer kinetischer Energie ist der Beitrag der nuklearen Stopping-Power (siehe Abbildung 2.20) nicht mehr vernachlässigbar und manchmal sogar größer als die elektronische Stopping-Power. Nach der LSS-Theorie wird die nukleare Stopping-Power mit dimensionsloser Variablen ϵ und ρ dargestellt:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n = \frac{E}{\epsilon} \cdot \frac{\rho}{x} \cdot \left(-\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n \quad (2.54)$$

mit:

$$\epsilon = \frac{aA_S E}{zZe^2(A_I + A_S)} \quad (2.55)$$

und

$$\rho = \frac{4\pi a^2 A_I A_S N x}{(A_I + A_S)^2} \quad (2.56)$$

dabei A_I bzw. A_S die Atommasse der einfallenden Ionen bzw. des Stoppers ist. $a = 0.8853(z^{2/3} + Z^{2/3})^{-1/2} \cdot a_0$, mit dem Bohrsche Radius a_0 . Für niederenergetische Ionen kann man die elektronische und nukleare Stopping-Power zusammenfassen:

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e + \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n = f_e \kappa_e \epsilon^p + \frac{f_n \epsilon^p}{0.67\phi_n + 2.07\epsilon} \quad (2.57)$$

mit

$$\kappa_e = z^{1/6} \cdot \frac{0.0793 z^{1/2} Z^{1/2} (A_I + A_S)^{3/2}}{(z^{2/3} + Z^{2/3})^{3/4} A_I^{3/4} A_S^{1/2}} \quad (2.58)$$

wobei f_e , f_n , ϕ_n und p die zu variierenden Parameter sind, welche durch Simulation an experimentelle Daten angepasst werden (für LSS: $f_e = 1, p = 1/2$).

In Abbildung 2.21 wird nach der LSS-Theorie die elektronische Stopping-Power mit unterschiedlicher κ_e mit der nuklearen Stopping-Power verglichen. Kurve 1 bezeichnet die nukleare Stopping-Power, die nach der Verringerung von Geschwindigkeit des Ions schnell steigt und bei sehr geringen Energien wieder stark fällt. Die Linien 2-4 stellen die elektronische Stopping-Power bei immer kleinerem κ_e bei. Für den

2 Theoretische Grundlagen

Fall $\kappa_e > 1$ (z.B. Proton schießt auf Si-Target, ist $\kappa_e = 2.08$) dominiert über einen Großteil des energetisch interessanten Bereich die elektronische Stopping-Power.

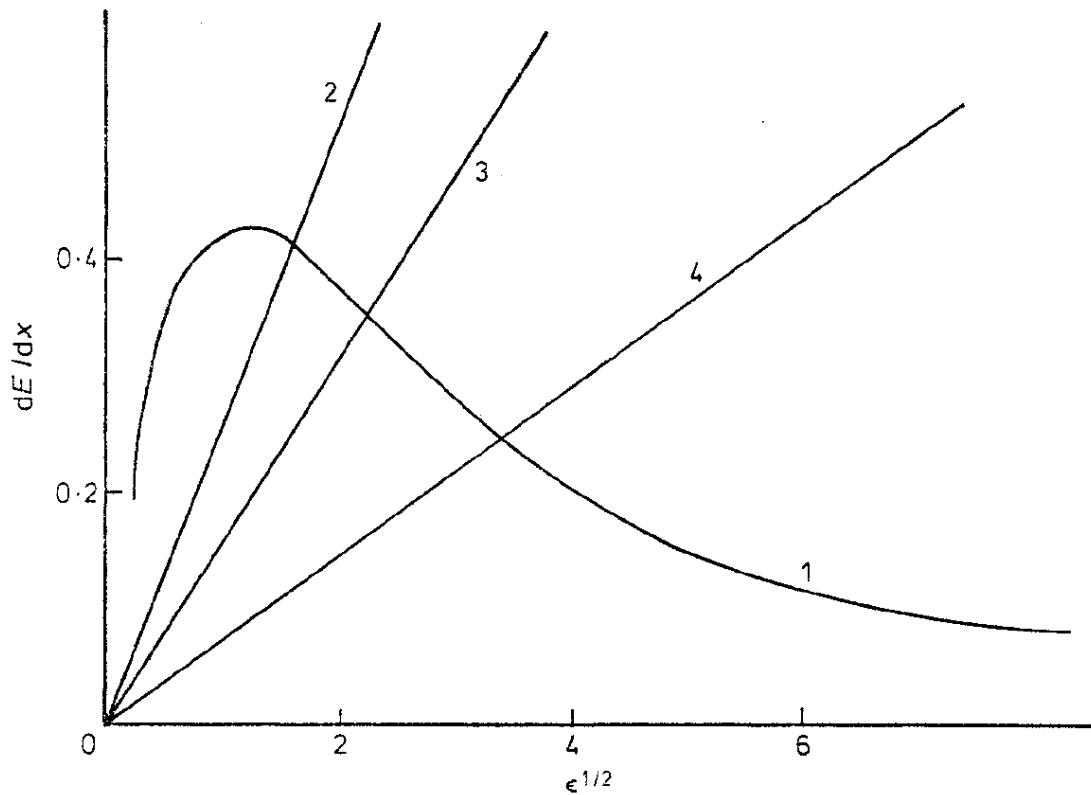


Abbildung 2.21: Vergleich von nuklearer Stopping-Power (Kurve 1) mit elektronischer Stopping-Power (Kurve 2-4). Für die Aufnahme des Kurven 2-4 werden verschiedene κ_e gewählt: (Abbildung entnommen aus Ref.[36]).

Linie 2: $\kappa_e = 0.50$ (1 MeV Ar stopping in Au)

Linie 3: $\kappa_e = 0.30$ (1 MeV Ar stopping in Cd)

Linie 4: $\kappa_e = 0.15$ (1 MeV Ar stopping in S)

2.5 Zerfallsmodell von angeregten Zuständen mit Feeding-Prozess

Die oben erwähnte Analyse von Lebensdauer gilt nur für das einfachste Zerfallsmodell, indem ein angeregter Zustand direkt zum Grundzustand zerfällt und ohne Bevölkerung (Feeding) von höher liegenden angeregten Zuständen. Das Zerfallsgesetz wird durch die Gleichung 2.46 beschrieben. Für eine zeitliche Änderung gilt:

$$\dot{n}(t) = -\frac{n_0}{\tau} \cdot e^{-t/\tau} \quad (2.59)$$

wobei $n(t)$ die Bevölkerung des Zustands zum Zeitpunkt t ist.

Für einen realistischen Fall müssen jedoch die Feeding-Prozesse berücksichtigt werden. Betrachtet wird der einfachste Feeding-Prozess, dass, der erste angeregte Zustand J_1^π (mit Lebensdauer τ_1) durch den Zerfall des zweiten angeregten Zustands J_2^π (mit Lebensdauer τ_2) gefüttert wird (siehe Abbildung 2.22).

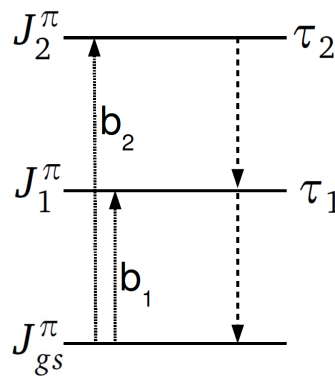


Abbildung 2.22: Beispiel für den einfachsten Feeding-Prozess (Abbildung entnommen aus Ref.[39]).

Falls eine Anregung des Grundzustands zum Zeitpunkt $t = 0$ existiert, lassen sich die beiden angeregten Zustände mit $J_1^\pi = b_1 n_0$ und $J_2^\pi = b_2 n_0$ beschreiben, mit der Bedingung $b_1 + b_2 = 1$. Für die Entregung gilt:

$$\dot{n}_2(t) = -\frac{n_2(t)}{\tau_2} \quad (2.60)$$

und

$$\dot{n}_1(t) = -\frac{n_1(t)}{\tau_1} + \frac{n_2(t)}{\tau_2} \quad (2.61)$$

Durch das Lösen der Differentialgleichung erhält man:

$$n_2(t) = b_2 n_0 e^{-t/\tau_2} \quad (2.62)$$

2 Theoretische Grundlagen

und

$$n_1(t) = b_1 n_0 e^{-t/\tau_1} + \frac{b_2 n_0 \tau_1}{\tau_1 - \tau_2} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}) \quad (2.63)$$

Für Kerne mit mehr als zwei angeregten Zuständen (siehe Abbildung 2.23), ist die Feeding-Prozesse auch wesentlich komplizierter.

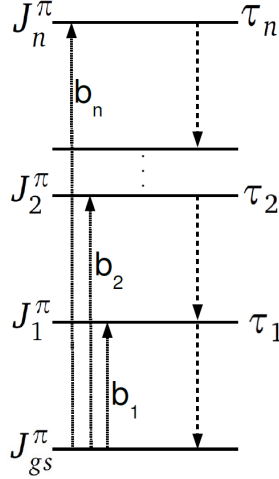


Abbildung 2.23: Feeding mit n angeregten Zuständen (Abbildung entnommen aus Ref.[39]).

Falls ein Zustand nur von dem nächst höher liegenden Zustand allein gefüttert wird, gilt für den i -ten ($1 \leq i < n$) angeregten Zustand:

$$\dot{n}_i(t) = -\frac{n_i(t)}{\tau_i} + \frac{n_{i+1}(t)}{\tau_{i+1}} \quad (2.64)$$

Um die Gleichung 2.64 zu lösen, wird der extreme Fall betrachtet, dass zum Zeitpunkt $t = 0$ der Kern bereits komplett in den höchsten Zustand J_n^π angeregt wurde (das heißt $b_n = 1$ und $b_{j < n} = 0$). Die Lösung wird durch die Bateman-Gleichung [47] gegeben:

$$n_1(t) = \tau_1 b_n n_0 \sum_{i=1}^n K_i e^{-t/\tau_i} \quad (2.65)$$

mit:

$$K_i = \frac{\tau_i^{(n-2)}}{\prod_{j=1; j \neq i}^n (\tau_i - \tau_j)} \quad (2.66)$$

Darüber hinaus existiert noch eine andere Möglichkeit des Feeding-Prozesses, dass ein Zustand durch mehr als einen Feeder direkt bevölkert wird. In diesem Fall gilt:

$$\dot{n}_i(t) = -\frac{n_i(t)}{\tau_i} + \sum_{j>i} \frac{b_j n_j(t)}{\tau_j} \quad (2.67)$$

2 Theoretische Grundlagen

Um die Lebensdauer τ_i zu bestimmen wird diese Gleichung integriert:

$$\int_t^\infty \dot{n}_i(t') dt' = \int_t^\infty -\frac{n_i(t')}{\tau_i} dt' + \int_t^\infty \sum_{j>i} \frac{n_j(t') b_j}{\tau_j} dt' \quad (2.68)$$

Für die linke Seite gilt:

$$\int_t^\infty \dot{n}_i(t') dt' = n_i(\infty) - n_i(t) = -n_i(t) \quad (2.69)$$

mit $n_i(\infty) = 0$ bei endlicher Lebensdauer. Die erste Integration von rechts wird definiert als:

$$N_i(t) := \int_t^\infty \frac{n_i(t')}{\tau_i} dt' \quad (2.70)$$

Dann gilt:

$$-n_i(t) = -N_i(t) + \sum_{j>i} b_j N_j(t) \quad (2.71)$$

Mit $\dot{N}_i(t) = -\frac{n_i(t)}{\tau_i}$ lässt sich die Lebensdauer τ_i berechnen [38]:

$$\tau_i = \frac{-N_i(t) + \sum_{j>i} b_j N_j(t)}{\dot{N}_i(t)} \quad (2.72)$$

3 Anregungsfunktion

3.1 Experimenteller Aufbau

Um die Machbarkeit einer Lebensdauerermessung angeregter Zustände von ^{33}P zu untersuchen wurde im Januar 2013 die Anregungsfunktionen für die Fusion-Verdampfung Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$) mit Hilfe des Kölner Tandem-Beschleunigers gemessen. Der untersuchte Energiebereich umfasste Projektilenergien von 46 bis 58 MeV. Auf der Target Position befand sich eine ^{26}Mg Folie mit einer Dicke von 1.0 mg/cm^2 . Die ^{13}C Ionen trafen mit einer Strahlintensität von durchschnittlich 3 pA auf das Target. Die jeweiligen Energien wurden zwischen 80 und 212 Minuten untersucht.

Die emittierten γ -Quanten wurden mit dem 4π HORUS (High efficiency Oberseavatory for γ -Ray Unique Spectroscopy)-Würfelspektrometer nachgewiesen. Abbildung 3.1 zeigt die Geometrie von HORUS. In der Tabelle 3.1 werden die Winkel der 14 Germaniumdetektoren von HORUS angegeben. Dabei ist Θ der Winkel zwischen der Germaniumdetektors und dem Strahl und Φ der Winkel zwischen Detektoren und der Horizontalen. Die Effizienz von HORUS in Abhängigkeit der Energie der zu detektierenden Gamma Quanten wird in Abbildung 3.2 gezeigt[48]. Als Trigger-Bedienung wurde die Koinzidenz zweier γ -Quanten verwendet.

Ge	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Θ [°]	90	90	90	90	90	90	135	45	45	135	145	145	35	35
Φ [°]	0	55	125	180	235	305	270	270	90	90	0	180	180	0

Tabelle 3.1: Winkelverteilung der HORUS-Detektoren

3 Anregungsfunktion

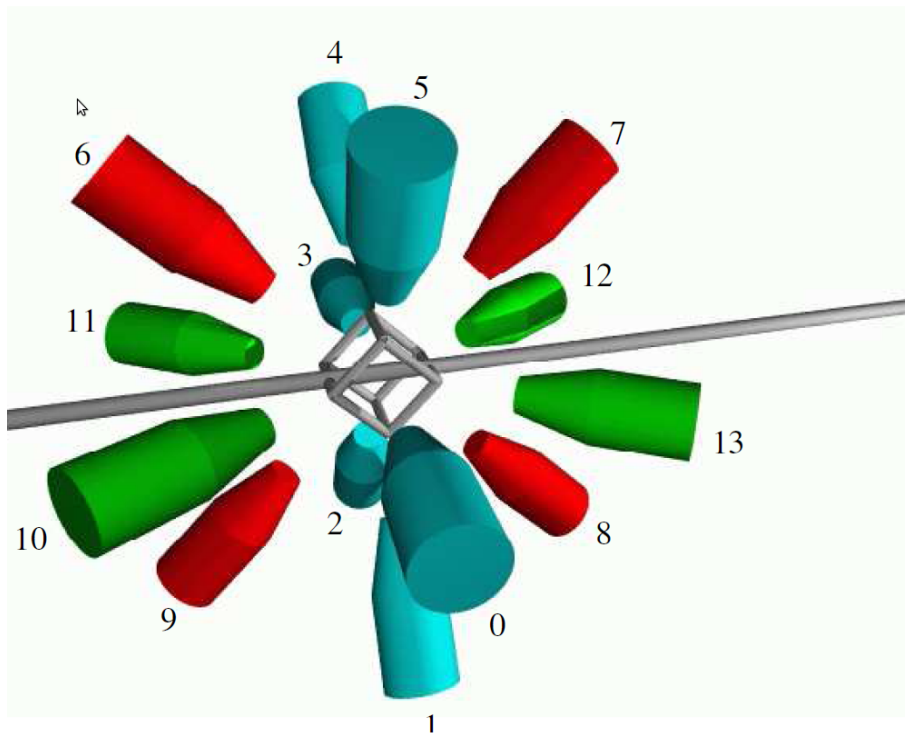


Abbildung 3.1: Geometrie des HORUS-Spektrometers mit 14 HPGe-Detektoren.
Abbildung entnommen aus [48].

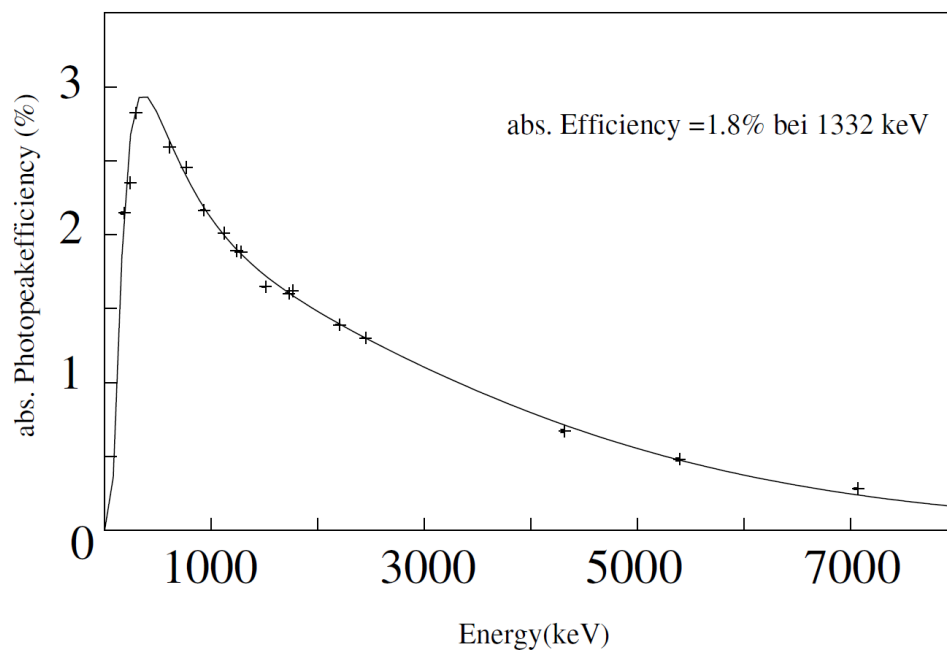


Abbildung 3.2: HORUS Absolute γ -Nachweiseffizienz nach energetischem Verlauf.
Abbildung entnommen aus [48].

3.2 Energieeichung der HORUS-Detektoren

Zur Eichung der Germanium-Detektoren wurde das radioaktive Präparat ^{152}Eu benutzt. Um eine hohe Stabilität der Energieeichung zu gewährleisten wurden vier Eichmessungen (zwei Mal vor den ersten beiden eigentlichen ^{33}P Messungen (Run101 & Run103) und zwei Mal zwischen den Messungen mit den höheren Energien (Run410 & Run411)) durchgeführt. Von den 14 HPGe-Detektoren arbeiteten zehn (ge01; ge02; ge03; ge04; ge05; ge08; ge09; ge10; ge11; ge12) stabil. Dies wurde durch die Positionsänderung des 1408 keV Peaks in den ungeeichten Spektren der Eichruns charakterisiert. Ein Abweichung ≤ 4 Kanäle (≈ 1 keV) wurde akzeptiert. Bei den anderen vier Detektoren sind die Abweichungen (siehe Tabelle 3.2 und Abbildung 3.3) deutlich größer. Ein Extremfall tritt bei Detektor ge13 auf, die Abweichung zwischen Run103 und Run410 ist größer als 20 Kanäle (≈ 5 keV). Deswegen ist es für diese vier Detektoren nötig, eine individuelle Eichfunktion für die einzelnen Messungen zu bestimmen.

Eine Messung zur Bestimmung der absoluten Effizienz des HORUS-Arrays wurde im Rahmen dieses Experiments nicht durchgeführt. Die verwendeten Informationen über die Effizienz vom HORUS sind entnommen aus Ref.[48].

	ge00	ge06	ge07	ge13
Run101	5606,98	5714,57	5646,06	6343,35
Run103	5591,99	5710,23	5642,70	6341,28
Run410	5601,34	5680,59	5642,05	6364,00
Run411	5599,73	5678,99	5640,89	6362,83

Tabelle 3.2: Abweichung der Germanium-Detektoren ge00, ge06, ge07 und ge13 von Kanälen am 1408 keV bei Energieeichung.

3 Anregungsfunktion

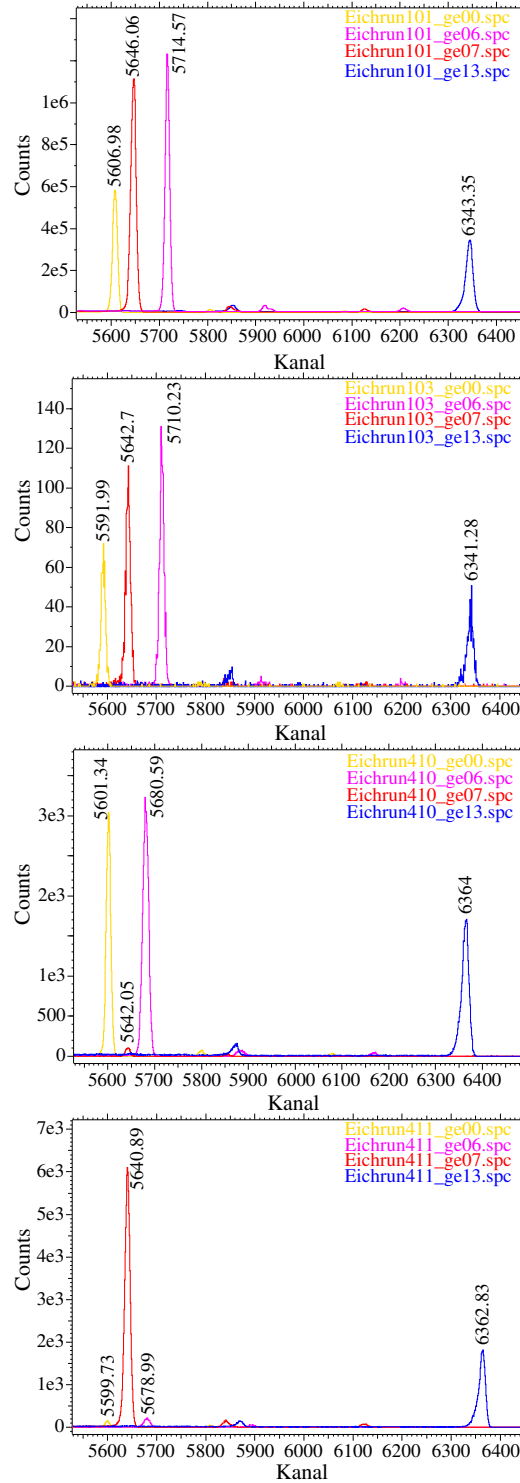


Abbildung 3.3: Abweichung der Germanium-Detektoren ge00, ge06, ge07 und ge13 am 1408 keV (Quelle ^{152}Eu) bei vier hintereinander durchföhrenden Eichruns.

3.3 Dopplerkorrektur

Die Energie von γ -Quanten, die ein Kern mit der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ während Fluges emittiert, ist durch den Doppler-Effekt verändert. Die Dopplerverschiebung der Energie ist bestimmt durch:

$$E'_\gamma = E_\gamma(1 + \beta \cos\theta_\gamma) \quad (3.1)$$

Hier ist E_0 die ursprüngliche Energie des γ -Quants im Ruhrsystem, E_γ die detektierte, verschobene Energie und θ_γ der Winkel zwischen dem detektierten γ -Quant und der Flugrichtung des Kerns.

Abbildung 3.4 zeigt den 186 keV Übergangs im Spektrum von ^{33}P (gemessen bei einer Strahlenergie von 46 MeV) vor und nach der Dopplerkorrektur. Vor der Korrektur ist der Peak in einem Detektor unter Vorwärtswinkel zu höheren Energien (ge08, Pink, $\theta = 45^\circ$) und der Peak in einem Detektor unter Rückwärtswinkel (ge09, blau, $\theta = 135^\circ$) zu niedrigeren Energien verschoben.

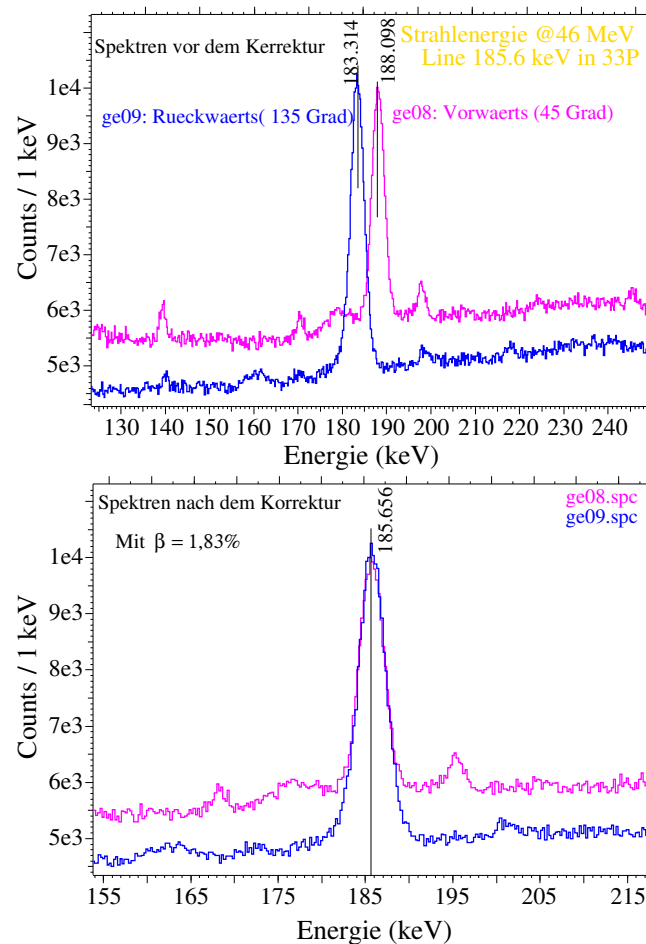


Abbildung 3.4: Dopplerkorrektur für Spektren bei Strahlenergie 46 MeV

3 Anregungsfunktion

Der Dopplereffekt wird verwendet um die Geschwindigkeit mit Hilfe von bekannten Übergängen zu bestimmen. Nach Formel 3.1 wird die Geschwindigkeit des emittierenden Kerns ^{33}P für alle Strahlenergien berechnet:

$$\beta = 1,83\% \text{ @ } 46 \text{ MeV}$$

$$\beta = 1,95\% \text{ @ } 50 \text{ MeV}$$

$$\beta = 2,09\% \text{ @ } 54 \text{ MeV}$$

$$\beta = 2,22\% \text{ @ } 58 \text{ MeV}$$

3.4 Die Reaktion $^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$

Vor der experimentellen Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte wurde die Wahrscheinlichkeit der unterschiedlichen Reaktionskanälen theoretisch untersucht. Hierzu wurden Simulation mit dem Programm *Cascade* durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Abbildung 3.5 (oben: Tabellenform; unten: schematisch) gezeigt. In dem untersuchten Energiebereich liegt das Maximum der Produktion von ^{33}P bei 46 MeV. Um die Ergebnisse unter verschiedenen Reaktionsbedingungen zu vergleichen werden bei der Messung auch drei weitere Strahlenergien von 50 MeV, 54 MeV und 58 MeV betragen. Deutliche Peaks der starken Übergängen wie z.B. 788 keV vom ^{36}Cl (788 [3⁺] → g.s.[2⁺]), 1967 keV vom ^{33}S (1967 [5/2⁺] → g.s.[3/2⁺]) und 1848 keV vom ^{33}P (1848 [5/2⁺] → g.s.[1/2⁺]) bei 46 MeV bzw. 2230 keV vom ^{32}S (2230 [2⁺] → g.s.[0⁺]) und 3163 keV vom ^{35}Cl (3163 [7/2⁻] → g.s.[3/2⁺]) werden im γ -Spektrum erwartet.

Abbildungen 3.6 bis 3.10 zeigen die summierten γ -Spektren aller 14 Detektoren bei der Reaktion $^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$ mit den vier unterschiedlichen Strahlenergien. Die durch $\gamma - \gamma$ Koinzidenz identifizierten, emittierenden Kerne sind in Rot gekennzeichnet. In den Spektren der verschiedenen Strahlenergien wird eine Veränderung der Produktionsraten sichtbar. Mit ansteigender Strahlenergie verringert sich der relative Anteil der starken Übergängen in ^{36}Cl (788 keV , 1731 keV) und ^{33}S (1932 keV, 1967 keV), wohingegen der Übergang in ^{35}Cl (3163 keV) häufiger beobachtet wird. Diese γ Spektren wurden mit dem Programm *TV* analysiert. Die Energien und Intensitäten der γ -Quanten der beobachteten Übergänge sind in Tabellen 3.3 und 3.4 aufgeführt.

Um die Genauigkeit der theoretischen Voraussage zu überprüfen, werden die Ergebnisse des Experiments mit der *Cascade*-Rechnung verglichen. Tabelle 3.5 zeigt

3 Anregungsfunktion

die absoluten Intensitäten der Übergänge einiger Kerne. Hierfür wurde auf die Messdauer normiert, sowie die Energieabhängigkeit der Effizienz korrigiert.

$$I_{\text{absolut}}/[\text{min}] = \frac{I_{\text{gemessen}}}{\epsilon_{\gamma} \times \text{Messdauer}[\text{min}]} \quad (3.2)$$

Tabelle 3.6 zeigt diese normierten Ergebnisse vom Experiment und von der *Cascade*-Kalkulation. Im Vergleich mit der Simulation liegen die Abweichung der experimentellen Ergebnisse bei bis zu 50%. Möglicher Erklärungen sind: 1. Die Normierung nach der Messdauer berücksichtigt keine Variation der Strahlintensität. 2. Wegen der Dopplerverbreitung wird die Auflösung nicht mehr optimal gewesen (bei 1967 keV Linie mit 17 keV Auflösung). Der Inhalt breiterer Peaks ist nur mit größerem Fehler zu bestimmen. Auch überlagern sich möglicherweise Übergänge mit ähnlicher Energie und werden dann aufsummiert.

Allerdings stimmen Experiment und Vorhersage in der Größenordnung überein, somit ist die Simulation ein hilfreiches Mittel zur Vorhersage von Reaktionsprodukten von Fusions-Verdampfungs-Reaktionen.

3 Anregungsfunktion

CASCADE Calculation <small>LaTeX Output © F. Seiffert</small> <small>code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267</small>		Target: 26Mg Projectile: 13C									
Date of calc: 20130812		Compound Nucleus: 39Ar					Vcoul.= 17.26 MeV		Lcrit.= 21h		
E [MeV]	ClO	44.00	46.00	48.00	50.00	52.00	54.00	56.00	58.00		
	<i>h</i>	20.50	20.66	20.67	20.68	20.68	20.68	20.68	20.68		
Nuc.	chan.	σ / mb									
37Ar	2n	10.29	8.10	5.27	2.96	2.33	1.53	0.84	0.65		
36Ar	3n	93.46	86.45	74.74	45.43	38.91	32.44	17.23	14.58		
35Ar	4n						0.28	0.38	0.63		
37Cl	np	15.04	11.79	7.63	5.02	3.88	2.41	1.46	1.04		
36Cl	2np	349.02	295.31	260.79	206.80	161.16	135.82	101.77	76.76		
35Cl	3np	60.78	86.17	108.38	150.45	178.18	187.92	208.86	219.58		
34Cl	4np								0.03		
37S	2p	0.12	0.07	0.04	0.01						
36S	n2p	29.87	25.73	24.06	22.79	18.31	15.82	14.27	10.99		
35S	α	0.07	0.02	0.01							
35S	2n2p	13.03	27.23	32.93	34.90	50.81	54.01	53.52	65.72		
34S	n α	24.12	13.78	11.47	8.69	4.81	4.04	3.05	1.58		
34S	3n2p					2.33	7.76	10.91	14.81		
33S	2n α	280.37	246.95	217.95	192.76	159.53	127.61	103.13	83.26		
32S	3n α	35.28	37.98	40.64	83.31	75.97	69.11	101.80	83.00		
34P	p α	7.43	5.50	4.33	3.38	2.37	1.83	1.39	0.95		
33P	np α	101.34	120.64	119.84	106.08	109.19	99.87	80.30	77.21		
32P	2np α	12.91	14.55	25.45	47.46	49.29	73.10	97.96	95.77		
31P	3np α					0.17	0.34	0.62	3.61		
32Si	n2p α		0.12	0.11	0.11	0.70	0.70	0.84	1.83		
31Si	2 α	7.42	5.03	4.27	3.23	2.02	1.70	1.26	0.76		
30Si	n2 α	73.10	86.67	76.12	64.09	64.99	55.10	46.44	42.75		
29Si	2n2 α	4.14	9.09	22.92	17.54	30.51	47.63	38.72	55.26		
28Si	3n2 α					0.03	0.31	0.53	2.05		
30Al	p2 α		0.13	0.22	0.31	0.36	0.47	0.58	0.51		
29Al	np2 α					0.53	0.76	1.05	2.41		
27Mg	3 α		0.17	0.31	0.42	0.57	0.70	0.77	0.84		
26Mg	n3 α					0.13	0.28	0.41	0.73		
σ_{fusion}		1121.92	1085.55	1041.66	1000.13	961.67	926.06	892.98	862.19		

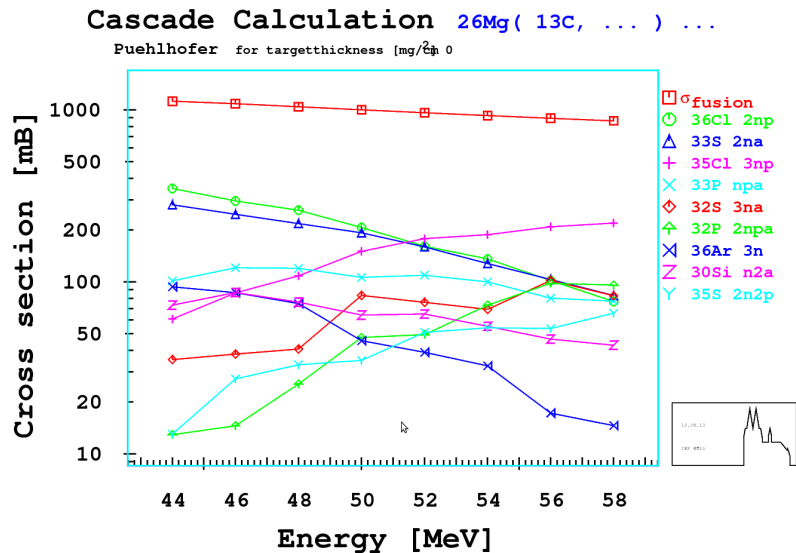


Abbildung 3.5: Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$) mit dem Programm *Cascade*

3 Anregungsfunktion

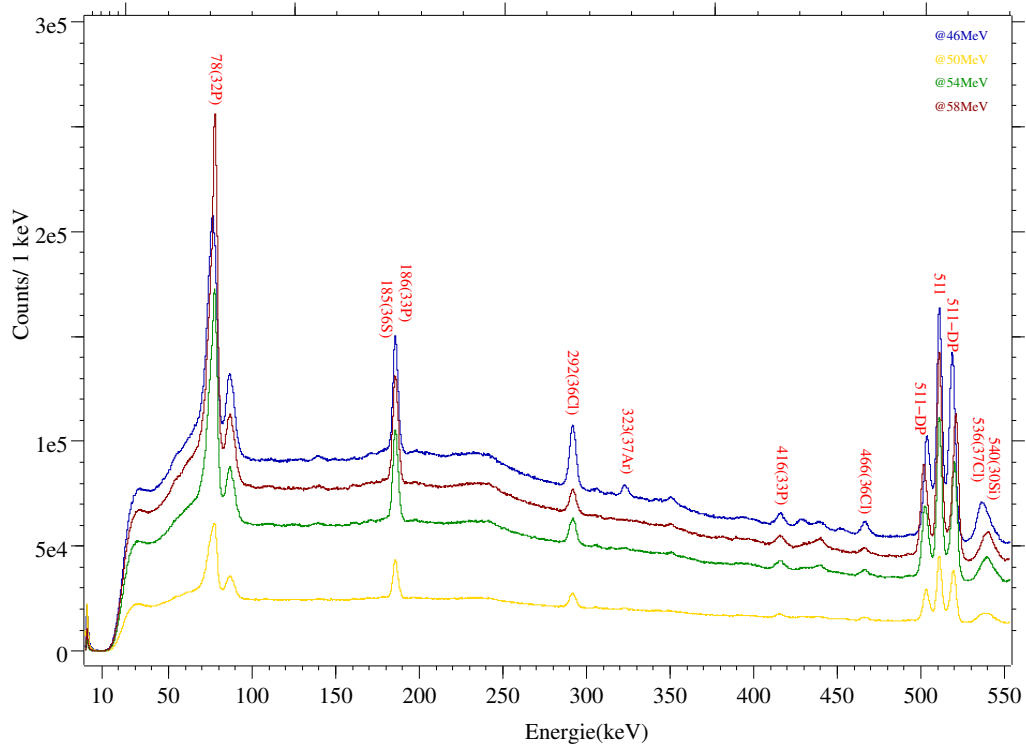


Abbildung 3.6: γ Spektrum (10-550 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C} + ^{26}\text{Mg}$) bei Strahl Energie 46 MeV; 50 MeV; 54 MeV und 58 MeV

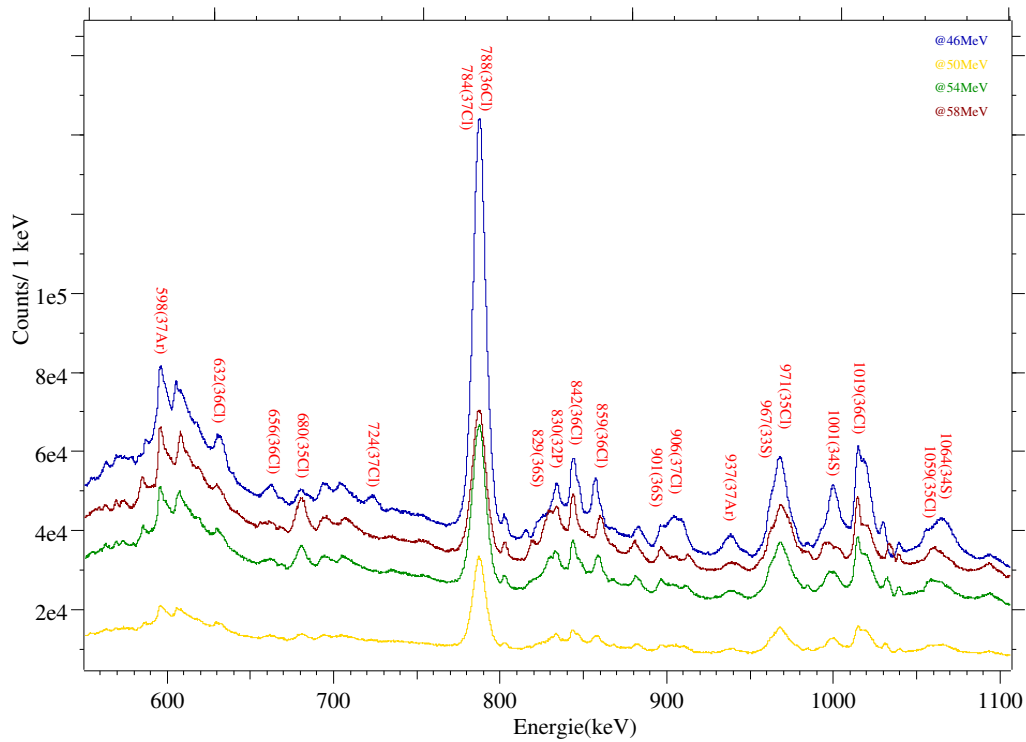


Abbildung 3.7: γ Spektrum (550-1100 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C} + ^{26}\text{Mg}$)

3 Anregungsfunktion

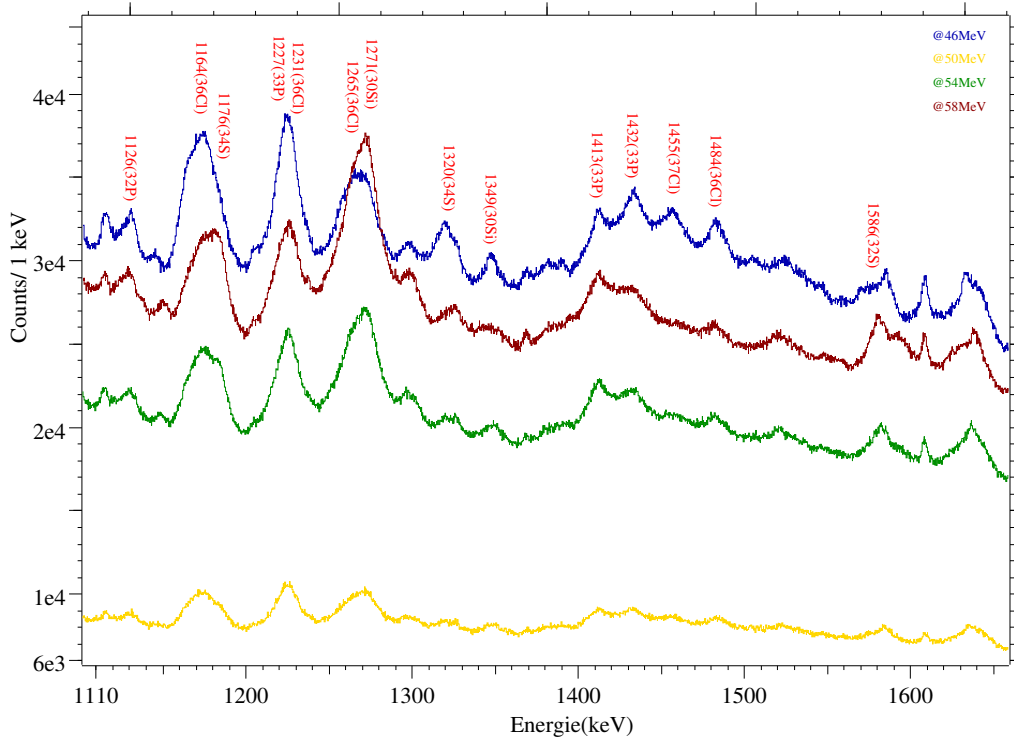


Abbildung 3.8: γ Spektrum (1100-1650 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$)

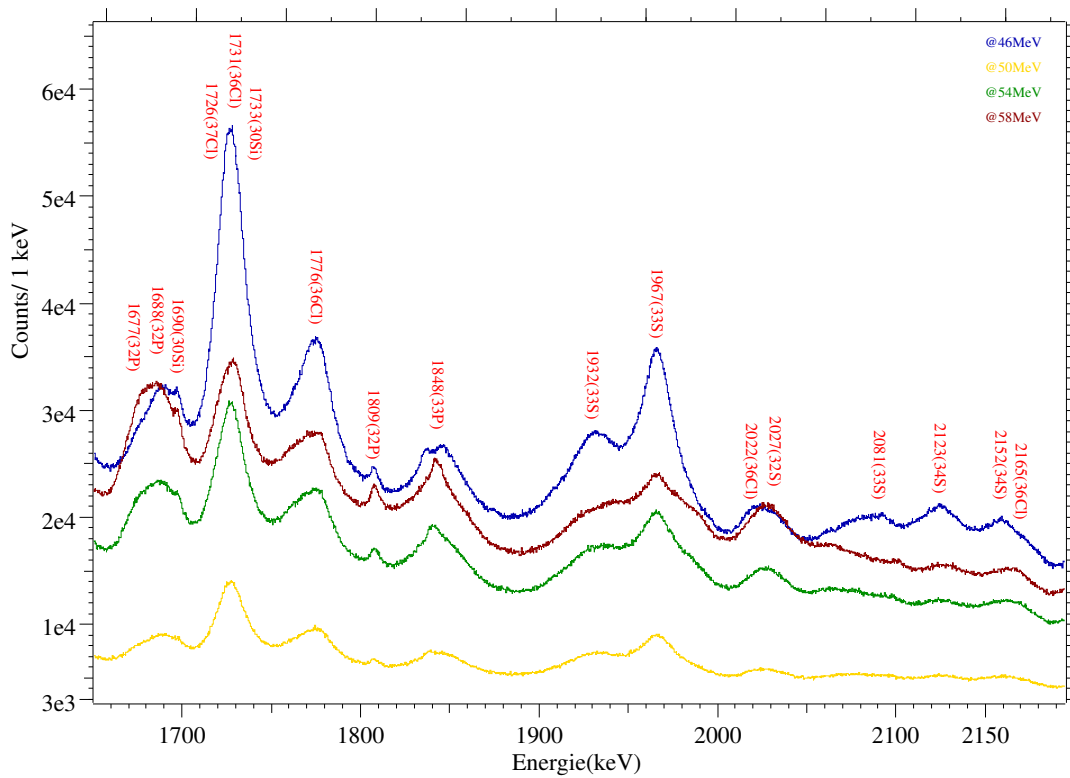


Abbildung 3.9: γ Spektrum (1650-2200 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$)

3 Anregungsfunktion

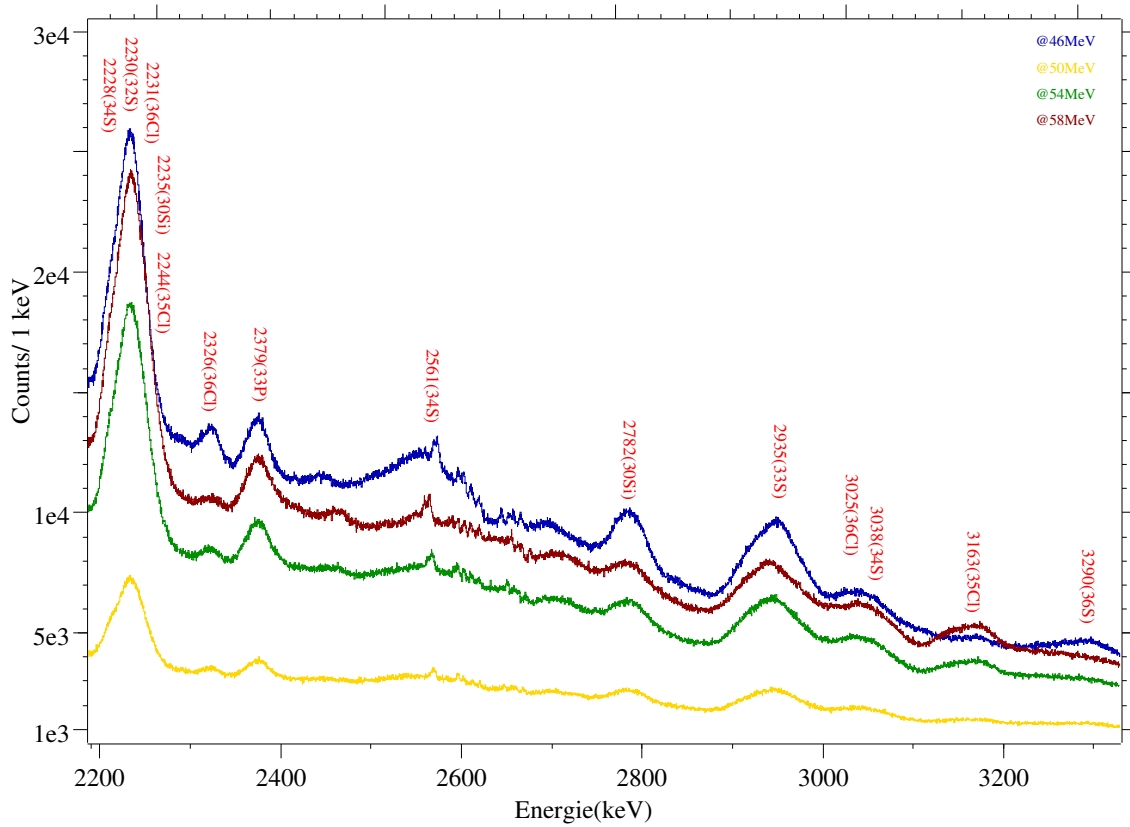


Abbildung 3.10: γ Spektrum (2200-3300 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C} + ^{26}\text{Mg}$)

Farbenordnung: (Blau: bei 46 MeV; Gelb: bei 50 MeV; Grün: bei 54 MeV; Braun: bei 58 MeV)

3 Anregungsfunktion

Kern	$J_{ini}^{\pi} \rightarrow J_{fin}^{\pi}$	@46 MeV		@50 MeV		@54 MeV		@58 MeV	
		$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet	$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet	$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet	$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet
³³ P	11/2 ⁻ → 9/2 ⁻	185.71(43)	858929(2014)	185.72(69)	289848(1070)	185.72(46)	732876(1717)	185.71(44)	846976(1937)
³⁶ Cl	4 ⁻ → 5 ⁻	291.78(80)	556239(1978)	291.66(17)	123773(984)	291.71(16)	229007(1559)	291.76(19)	207873(1738)
³³ P	5/2 ⁺ → 3/2 ⁺	415.94(41)	120066(1851)	415.83(70)	36724(952)	415.75(46)	90859(1495)	415.80(47)	113883(1785)
511 - DP	-	503.72(42)	929780(1594)	503.21(71)	275648(833)	502.65(47)	656387(1298)	501.96(42)	855698(1493)
511	-	511.06(23)	1883724(1920)	510.99(43)	500207(984)	511.01(27)	1262820(1563)	511.06(24)	1615073(1779)
511 - DP	-	518.65(27)	1589425(1847)	519.25(50)	416809(934)	519.84(34)	970877(1441)	520.65(31)	1243018(1654)
³⁷ Cl	11/2 ⁻ → 9/2 ⁻	537.58(15)	717783(2370)	536(3)	-	536(3)	-	536(3)	-
³⁰ Si	5 ⁻ → 4 ⁻	540(3)	-	538.87(32)	188915(39)	539.45(20)	426394(1852)	539.75(19)	484894(2087)
³⁵ Cl	13/2 ⁻ → 11/2 ⁻	681.07(74)	91472(1955)	680.88(81)	40004(962)	680.58(34)	146934(1506)	680.57(24)	246236(1749)
³⁶ Cl	3 ⁺ → 2 ⁺	787.56(32)	3999386(2758)	787.45(72)	885257(1361)	787.32(60)	1629664(2017)	787.30(71)	1485435(2156)
³² P	5 ⁻ → 4 ⁻	830(3)	-	830.50(96)	13096(602)	829.11(53)	67830(1224)	828.67(36)	134149(1525)
³⁶ Cl	unkannt	843.75(19)	174385(1879)	843.67(35)	36860(726)	843.75(20)	102912(1177)	843.83(19)	135267(1615)
³⁶ Cl	unkannt	857.50(18)	197976(1535)	858.21(45)	44635(802)	859.07(27)	106220(1225)	860.41(24)	117469(1316)
³³ S	7/2 ⁻ → 5/2 ⁺	967.73(12)	1130602(2268)	967.74(25)	281707(1186)	967.87(84)	702924(1967)	968.90(19)	909804(2362)
³⁴ S	5 ⁻ → 4 ⁺	999.76(19)	376128(1867)	999.24(41)	76087(895)	999.01(40)	160509(1543)	1002.23(97)	67428(1493)
³⁶ Cl	7 ⁺ → 6 ⁻	1020.52(19)	308000(1729)	1020.63(38)	78792(839)	1020.80(25)	164333(1169)	1020.02(23)	172403(1217)
³⁵ Cl	11/2 ⁻ → 9/2 ⁻	1058.57(11)	249628(5409)	1058.70(15)	63029(1549)	1059.35(93)	144658(2504)	1060.19(10)	179115(3623)
³⁶ Cl	1 ⁺ → 2 ⁺	1164(3)	-	1164(3)	-	1164(3)	-	1164(3)	-
³⁴ S	2 ⁺ → 2 ⁺	1173.05(39)	774903(2765)	1174.37(77)	192374(1398)	1175.88(54)	465808(2298)	1177.59(50)	541494(2545)
³³ P	9/2 ⁻ → 7/2 ⁻	1224.59(31)	531933(2228)	1224.82(59)	141183(1161)	1224.69(45)	300934(1844)	1224.41(52)	325347(2143)
³⁶ Cl	unkannt	1231(3)	-	1231(3)	-	1231(3)	-	1231(3)	-
³⁶ Cl	unkannt	1267.38(60)	460190(2641)	1268.68(91)	152663(1392)	1265(3)	-	1265(3)	-
³⁰ Si	4 ⁻ → 3 ⁺	1271(3)	-	1271(3)	-	1269.06(47)	494812(2262)	1269.41(34)	767363(2559)
³³ P	11/2 ⁻ → 7/2 ⁻	1412.02(12)	54368(1629)	1411.78(21)	18141(939)	1411.87(13)	(1559)	1411.56(14)	49934(1882)
³³ P	3/2 ⁺ → 1/2 ⁺	1433.23(11)	79990(1803)	1432.83(25)	15909(903)	1433.60(20)	40430(1548)	1432(3)	-
³⁷ Cl	13/2 ^(?) → 11/2 ⁻	1457.01(17)	59899(1966)	1457.21(58)	8759(1009)	1455(3)	-	1455(3)	-
³⁶ Cl	6 ⁻ → 4 ⁻	1483.60(12)	78756(1841)	1483.42(25)	18876(931)	1482.77(22)	38196(1531)	1482.59(29)	28939(1654)

Tabelle 3.3: Population der Reaktion ¹³C+²⁶Mg bei Strahlenergie 46 MeV; 50 MeV; 54 MeV; 58 MeV mit $\gamma - \gamma$ Trigger (*Teil - 1*)

3 Anregungsfunktion

Kern	$J_{ini}^{\pi} \rightarrow J_{fin}^{\pi}$	@46 MeV		@50 MeV		@54 MeV		@58 MeV	
		$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet	$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet	$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet	$E_{\gamma}(keV)$	Intensitaet
^{32}S	$2^+ \rightarrow 1^+$	1584.83(13)	30034(1412)	1583.86(19)	36549(1077)	1582.95(11)	88321(1599)	1582.20(97)	71065(1555)
^{32}P	$3^+ \rightarrow 2^+$	1677(3)	—	1677(3)	—	1677(3)	—	1677(3)	—
^{32}P	$4^- \rightarrow 3^+$	1688(3)	—	1688(3)	—	1688(3)	—	1688(3)	—
^{30}Si	$5^- \rightarrow 4^-$	1690(3)	—	1690(3)	—	1690(3)	—	1690(3)	—
^{37}Cl	$1/2^+ \rightarrow 3/2^+$	1726(3)	—	1726(3)	—	1726(3)	—	1726(3)	—
^{36}Cl	$2^- \rightarrow 1^+$	1727.42(11)	1951838(2625)	1727.41(26)	431798(1324)	1727.13(22)	782192(2008)	1727.49(27)	674171(2190)
^{30}Si	$3^+ \rightarrow 2^+$	1733(3)	—	1733(3)	—	1733(3)	—	1733(3)	—
^{36}Cl	$6^- \rightarrow 5^-$	1774.67(30)	748088(2462)	1774.38(66)	195417(1308)	1773.55(54)	401269(2155)	1773.39(61)	426044(2558)
^{32}P	unbekannt	1807.69(87)	28709(1145)	1808.14(14)	9565(558)	1808.10(87)	26700(904)	1808.16(68)	37469(1022)
^{33}P	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$	1844.95(56)	560619(2483)	1844.80(97)	172417(1350)	1843.92(59)	416668(2062)	1843.89(52)	410764(2234)
^{33}S	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	1929.23(42)	982360(2244)	1929.46(96)	252542(1213)	1929.97(88)	523793(2051)	1932.05(15)	478312(2568)
^{33}S	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	1965.71(23)	1755779(2627)	1966.41(56)	429304(1409)	1967.16(51)	883711(2411)	1968.30(79)	808377(3353)
^{36}Cl	$4^- \rightarrow 3^+$	2025.36(89)	243118(2103)	2025.24(61)	108771(31879)	2022(3)	—	2022(3)	—
^{32}S	unbekannt	2027(3)	—	2027(3)	—	2027.19(93)	175197(1667)	2028.06(67)	307320(1990)
^{34}S	$9^+ \rightarrow 7^+$	2229(3)	—	2229(3)	—	2229(3)	—	2229(3)	—
^{32}S	$2^+ \rightarrow 0^+$	2232.26(28)	1778209(2664)	2233.26(50)	553767(1418)	2233.67(29)	1567161(2289)	2234.49(26)	2141877(2638)
^{36}Cl	unbekannt	2231(3)	—	2231(3)	—	2231(3)	—	2231(3)	—
^{30}Si	$2^+ \rightarrow 0^+$	2235(3)	—	2235(3)	—	2235(3)	—	2235(3)	—
^{35}Cl	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	2244(3)	—	2244(3)	—	2244(3)	—	2244(3)	—
^{33}P	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	2374.86(98)	238578(1800)	2375.13(17)	7443(940)	2375.22(11)	208235(1537)	2375.89(11)	247014(1788)
^{30}Si	$4^- \rightarrow 3^+$	2786.78(99)	351815(1833)	2787.05(24)	78054(996)	2787.63(19)	147365(1541)	2787.28(23)	140301(1721)
^{33}S	$7/2^- \rightarrow 3/2^+$	2944.14(83)	786351(2165)	2942.39(16)	209643(1125)	2941.15(12)	458758(1763)	2939.49(13)	461526(1990)
^{35}Cl	$7/2^- \rightarrow 3/2^+$	3163(3)	—	3165.77(86)	22968(837)	3164.07(31)	114808(1397)	3163.56(20)	205457(1586)

Tabelle 3.4: Population der Reaktion $^{13}C + ^{26}Mg$ bei Strahlenergie 46 MeV; 50 MeV; 54 MeV; 58 MeV mit $\gamma - \gamma$ Trigger (*Teil - 2*)

3 Anregungsfunktion

		@46 MeV	@50 MeV	@54 MeV	@58 MeV
Kern / Übergang	ϵ_γ	$I_{\text{absolut}} / \text{min.}$			
$^{36}\text{Cl}/787 \text{ keV}: 3^+ \rightarrow 2^+ (g.s.)$	2,15%	$9,2 \times 10^5$	$5,15 \times 10^5$	$4,58 \times 10^5$	$3,32 \times 10^5$
$^{35}\text{Cl}/3163 \text{ keV}: \frac{7^-}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2} (g.s.)$	1,05%	/	$0,28 \times 10^5$	$0,65 \times 10^5$	$0,96 \times 10^5$
$^{33}\text{S}/1967 \text{ keV}: \frac{5^+}{2} \rightarrow \frac{3^+}{2} (g.s.)$	1,50%	$5,86 \times 10^5$	$3,57 \times 10^5$	$2,98 \times 10^5$	$2,51 \times 10^5$
$^{33}\text{P}/1848 \text{ keV}: \frac{5^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2} (g.s.)$	1,55%	$1,81 \times 10^5$	$1,43 \times 10^5$	$1,63 \times 10^5$	$1,25 \times 10^5$

Tabelle 3.5: Absolute Intensität der Übergänge von ^{36}Cl , ^{35}Cl , ^{33}S , ^{33}P bei verschiedener Strahlenergien

	@46 MeV		@50 MeV		@54 MeV		@58 MeV	
Kerne	<i>Cascade</i>	Exp.	<i>Cascade</i>	Exp.	<i>Cascade</i>	Exp.	<i>Cascade</i>	Exp.
^{36}Cl	100%	100%	70%	56%	46%	50%	26%	36%
^{35}Cl	39%	/	69%	30%	85%	70%	100%	100%
^{33}S	100%	100%	78%	61%	51%	51%	34%	43%
^{33}P	100%	100%	88%	79%	83%	90%	64%	69%

Tabelle 3.6: Vergleich zwischen Experiment und *Cascade* Ergebnissen

3.5 Der Kern ^{33}P

Abbildung 3.11 zeigt schematisch die Energiezustände des Kerns ^{33}P . Die mit Sternchen gezeichneten γ -Übergänge sind in der Veröffentlichung [22] zum ersten Mal beschrieben. Mit der Reaktion $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ wurde, bei einer Strahlenergie von 34 MeV, der emittierte Kern ^{33}P bis zu dem $J^\pi = 17/2^{(+)}$ Zustand mit $E_x \sim 8$ MeV Anregungsenergie produziert. Mit der bei dieser Messung verwendeten Strahlenergien oberhalb von 46 MeV, sollten noch höher angeregte Zustände populiert werden.

Deswegen werden abregende Übergänge von den $15/2^{(-)}$ (1298 keV), $17/2^{(+)}$ (1028 keV) und sogar noch höheren Zuständen erwartet.

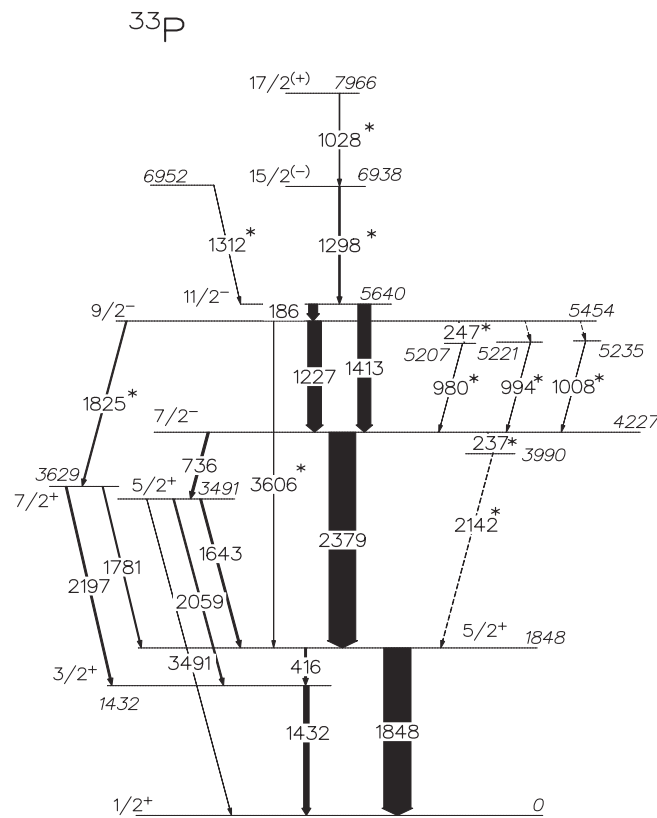


Abbildung 3.11: Energieniveau-Schema des ^{33}P . Abbildung entnommen aus [22].

Um den Zerfallspfad von ^{33}P zu überprüfen werden die γ - γ Matrizen mit Koinzidenz-Bedienung erstellt. Abbildung 3.12 zeigt das Koinzidenz Spektrum mit einem Gate auf den 186 keV Übergang in ^{33}P bei einer Strahlenergie von 46 MeV. Die mit Koinzidenz bestimmten Übergänge und die angehörigen emittierten Kerne sind in Blau gekennzeichnet. Die zwei Übergänge von ^{36}S (829 keV, 901 keV) sind koinzident mit dem Übergang 185 keV von ^{36}S .

3 Anregungsfunktion

Tabelle 3.7 zeigt die Informationen der γ -Peaks, die in Koinzidenz mit dem 186 keV Übergang bestimmt worden sind. Es fällt auf, dass wegen des (nicht unterdrückten) Compton-Untergrundes und der Dopplerverbreiterung die erwarteten Übergänge von ^{33}P , die koninzident mit 186 keV sind (wie z.B. 1312 keV, 1825 keV usw.), nicht alle identifiziert werden.

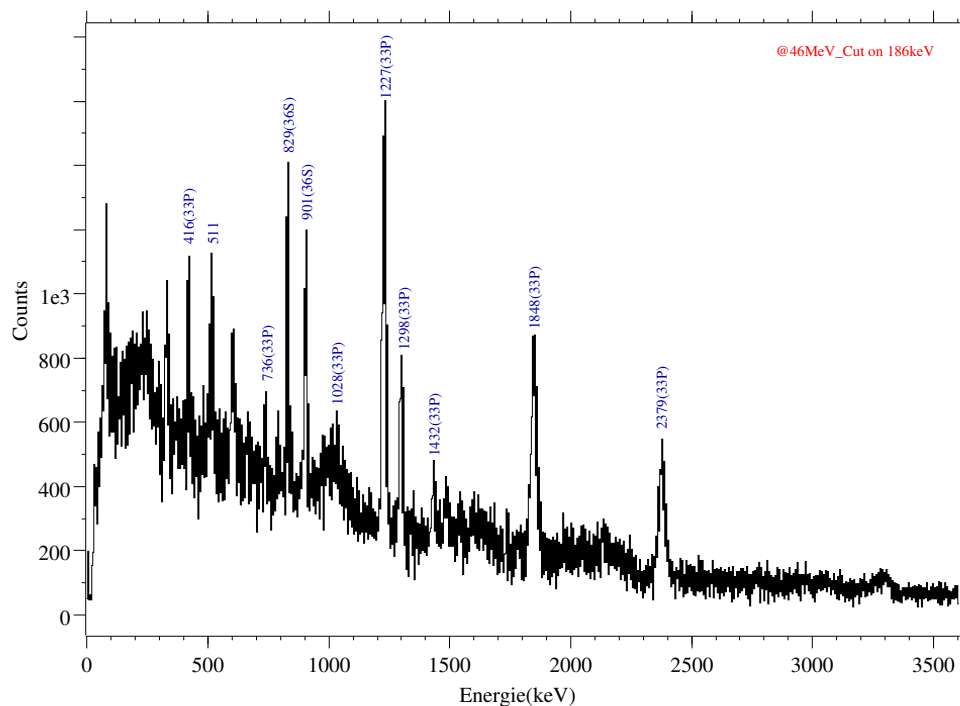


Abbildung 3.12: γ - γ Koinzidenzspektrum mit Gate auf 186 keV in ^{33}P

Gate auf 186 keV in ^{33}P ($11/2^-$: $T_{1/2} \sim 10$ ps \rightarrow $9/2^-$)			
Übergang	E_γ (keV)	Intensität	Breite
^{33}P : 1432 [$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (g.s.)]	1431,17(70)	2726(273)	14,20(16)
^{33}P : 416 [$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$]	415,34(19)	2981(232)	5,03(45)
^{33}P : 1848 [$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (g.s.)]	1846,14(26)	17190(335)	27,49(60)
^{33}P : 2378 [$7/2^- \rightarrow 5/2^+$]	2375,33(36)	12215(270)	32,90(82)
^{33}P : 735 [$7/2^- \rightarrow 5/2^+$]	734,72(51)	2395(263)	9,4(12)
^{33}P : 1227 [$9/2^- \rightarrow 7/2^-$]	1225,61(13)	21798(336)	17,30(30)
^{33}P : 1298 [$15/2^{(-)} \rightarrow 11/2^-$]	1296,82(26)	8135(286)	15,24(61)
^{33}P : 1028 [$17/2^{(+)} \rightarrow 15/2^{(-)}$]	1028(3)	nicht fitbar	wegen Peakform
^{36}S : 828 [$4^- \rightarrow 3^-$]	826,10(11)	9591(255)	8,67(26)
^{36}S : 901 [$3^- \rightarrow 2^+$]	901,83(14)	8372(258)	9,55(33)

Tabelle 3.7: Mit 186 keV koinzidente Übergänge

3 Anregungsfunktion

Tabelle 3.8 zeigt die Lebensdauerinformation der Energiezustände von ^{33}P . Es fällt auf, dass in ^{33}P zwei lange lebende Energiezustände (5454 keV, 5640 keV) gibt. Nach dem bekannten Zerfallspfad werden die darunter liegenden Energiezustände durch diese zwei Zuständen gefüttert. Dies stellt eine Schwierigkeit bei der Lebensdauer-messung der tiefliegenden Zustände mit Hilfe der DSA-Methode dar. Eine typische Abbremszeit vom Schwerionen in einem Degradier liegt im Bereich von ≤ 1 ps. Innerhalb dieser Zeit zerfallen nur $\sim 5\%$ von ^{33}P von $11/2^-$ Zustand(5640 keV) durch $E2$ -Übergang 1413 keV zu $7/2^-$ (4227 keV); und weniger als 1% von den Kernen zerfallen durch 186 keV und dann 1227 keV Übergänge. Die Lebensdauern von den höher liegenden Zuständen $15/2^{(-)}$ bzw. $17/2^{(+)}$ sind noch nicht bekannt. Falls die Lebensdauern davon auch in der Größenordnung von ~ 1 ps lägen, wären nur γ -Quanten von gestoppten Kernen nachweisbar. Dies verursacht einen großen Fehler bei einer Lebensdauer-Auswertung.

Um die 5% Statistik durch den 1413 keV Übergang zu nutzen wird ein neues Gate-Fenster darauf gesetzt und das dadurch erzeugte Koinzidenz Spektrum wird mit TV analysiert. Die Ergebnisse werden in Abbildung 3.13 und Tabelle 3.9 gezeigt. Die koinzidenten Linien 416 keV, 2378 keV und 1848 keV sind deutlich hingewiesen.

E_{level} (keV)	1432	1848	3275	3491	3629
$T_{1/2}$	0,43 ps (7)	0,77 ps (11)	0,14 ps (3)	58 fs (12)	0,14 ps (3)
E_{level} (keV)	4227	5454	5640	6938	7966
$T_{1/2}$	0,32 ps (7)	24 ps (5)	9,7 ps (14)	<i>unbekannt</i>	<i>unbekannt</i>

Tabelle 3.8: Lebensdauer der Energiezustände von ^{33}P . Daten entnommen aus [35].

3 Anregungsfunktion

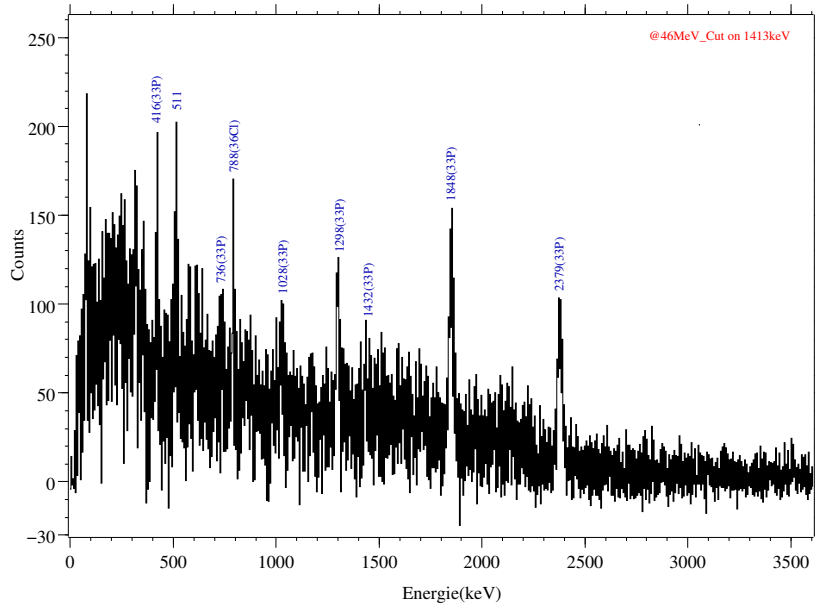


Abbildung 3.13: γ - γ Koinzidenzspektrum mit Gate auf 1413 keV in ^{33}P

Gate auf 1413 keV in ^{33}P ($11/2^-$: $T_{1/2} \sim 10$ ps \rightarrow $7/2^-$)			
Übergang	E_γ (keV)	Intensität	Breite
^{33}P : 2378 [$7/2^- \rightarrow 5/2^+$]	2374,57(53)	4145(163)	27,70(12)
^{33}P : 735 [$7/2^- \rightarrow 5/2^+$]	734,83(60)	625(136)	5,60(14)
^{33}P : 1848 [$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (g.s.)]	1847,53(48)	5310(208)	25,00(11)
^{33}P : 416 [$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$]	416,03(86)	1548(226)	12,00(20)
^{33}P : 1432 [$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (g.s.)]	1432,90(13)	741(162)	12,10(31)

Tabelle 3.9: Mit 1413 keV koinzidente Übergänge

Durch die Anregungsfunktion wird die Reaktionsbedingung untersucht, so dass ^{33}P durch die Fusion-Verdampfung Reaktion $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, \alpha n)^{33}\text{P}$ optimal erzeugt wird. Zur Verbesserung der γ -Spektrum sollten die BGO-Schilde zur Unterdrückung des Compton-Untergrunds verwendet werden. Weil die Peakform von den γ -Übergängen die entscheidende Rolle bei DSAM-Asuwertung spielt, ist notwendig, die Auflösung von Detektoren zu optimieren.

4 Das DSAM-Experiment

4.1 Monte-Carlo-Simulation des Abbremsprozesses

Wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, wird die gesamte Stopping-Power des Stoppers für niederenergetische einfallende Ionen durch Gleichung 2.57 beschrieben:

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e + \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n = f_e \kappa_e \epsilon^p + \frac{f_n \epsilon^p}{0.67\phi_n + 2.07\epsilon}$$

Wobei f_e , f_n , ϕ_n und p die variierten Parameter sind. Um diese benötigten Parameter für die DSAM-Auswertung zu erhalten, werden experimentelle Daten der Stopping-Power aus den semi-empirischen Tabellen von Northcliffe und Schilling[41] verwendet. Abbildung 4.1 zeigt die Stopping-Power für ^{31}P Ionen für verschiedene Stopper bei unterschiedlichen kinetischen Energien. In der Tabelle werden nur die Daten für stabile Ionen und stabile Stopper aufgelistet).

NORTHCLIFFE AND SCHILLING

^{31}P IONS

ENERGY PER MASS UNIT MEV/AMU	ELECTRONIC STOPPING POWER IN UNITS OF MEV/(MG/SQ CM)											ENERGY FOR A=31 MEV	
	BE	C	AL	TI	NI	GE	ZR	AG	EU	TA	AU		U
0.0125	4.649	3.846	2.918	1.874	1.522	1.381	1.279	1.183	0.752	0.644	0.592	0.507	0.3872
0.0160	5.260	4.351	3.188	2.120	1.721	1.562	1.447	1.339	0.851	0.728	0.669	0.574	0.4456
0.0200	5.891	4.865	3.584	2.370	1.925	1.744	1.618	1.497	0.952	0.814	0.748	0.652	0.5195
0.0250	6.575	5.459	3.982	2.650	2.152	1.953	1.809	1.674	1.064	0.911	0.839	0.717	0.5743
0.0320	7.430	6.158	4.508	2.998	2.439	2.218	2.047	1.893	1.204	1.032	0.951	0.816	0.6912
0.0400	8.286	6.900	5.040	3.362	2.742	2.500	2.303	2.132	1.355	1.167	1.074	0.922	1.2390
0.0500	9.231	7.737	5.635	3.776	3.094	2.818	2.598	2.406	1.527	1.327	1.223	1.051	1.2687
0.0600	10.075	8.525	6.173	4.161	3.420	3.105	2.871	2.661	1.704	1.482	1.367	1.176	1.8984
0.0700	10.835	9.268	6.668	4.521	3.734	3.387	3.134	2.907	1.887	1.634	1.514	1.300	2.1682
0.0800	11.546	10.004	7.136	4.874	4.032	3.654	3.379	3.140	2.034	1.784	1.668	1.420	2.4379
0.0900	12.197	10.705	7.578	5.209	4.315	3.922	3.611	3.362	2.203	1.927	1.807	1.561	2.7077
0.1000	12.803	11.383	7.977	5.528	4.595	4.164	3.829	3.582	2.361	2.066	1.914	1.651	3.0074
0.1250	14.114	13.022	8.877	6.249	5.219	4.731	4.350	4.074	2.730	2.388	2.232	1.931	3.8717
0.1600	15.494	15.060	9.875	7.071	5.945	5.392	4.947	4.641	3.160	2.775	2.602	2.271	4.9558
0.2000	16.550	16.806	10.698	7.777	6.679	5.959	5.467	5.124	3.552	3.134	2.942	2.567	6.1948
0.2500	17.426	18.330	11.442	8.455	7.185	6.522	5.973	5.595	3.947	3.490	3.272	2.860	7.7435
0.3200	18.252	19.831	12.234	9.212	7.866	7.181	6.545	6.117	4.380	3.890	3.652	3.211	9.9117
0.4000	18.943	21.029	12.957	9.873	8.500	7.774	7.087	6.621	4.820	4.289	4.030	3.537	12.2390
0.5000	19.596	22.022	13.704	10.593	9.181	8.428	7.674	7.153	5.290	4.714	4.433	3.906	15.4887
0.6000	19.917	22.431	14.206	11.123	9.688	8.921	8.097	7.543	5.640	5.053	4.752	4.219	18.584
0.7000	20.049	22.506	14.539	11.486	10.046	9.261	8.389	7.822	5.903	5.278	4.987	4.420	21.682
0.8000	20.024	22.324	14.745	11.752	10.307	9.540	8.626	8.036	6.104	5.465	5.173	4.600	24.779
0.9000	19.936	22.031	14.855	11.914	10.503	9.745	8.794	8.155	6.284	5.645	5.333	4.754	27.877
1.0000	19.763	21.640	14.893	12.049	10.634	9.874	8.921	8.296	6.404	5.764	5.451	4.870	30.974
1.2500	19.159	20.518	14.771	12.113	10.763	10.045	9.055	8.405	6.603	5.953	5.628	5.037	38.717
1.6000	18.125	18.998	14.317	11.954	10.680	9.979	8.991	8.304	6.657	6.027	5.698	5.111	49.558
2.0000	16.904	17.641	13.463	11.556	10.383	9.741	8.732	8.050	6.549	5.916	5.648	5.089	61.948
2.5000	15.492	16.233	12.772	10.971	9.924	9.324	8.340	7.740	6.360	5.785	5.492	4.981	77.435
3.2000	13.855	14.636	11.653	10.138	9.229	8.601	7.784	7.202	6.013	5.500	5.221	4.743	99.117
4.0000	12.367	13.170	10.570	9.291	8.509	8.012	7.219	6.659	5.434	5.158	4.915	4.671	123.90
5.0000	10.935	11.722	9.476	8.396	7.732	7.296	6.576	6.084	5.212	4.757	4.558	4.160	154.87
6.0000	9.842	10.582	8.403	7.674	7.030	6.710	6.057	5.601	4.800	4.431	4.241	3.897	185.84
7.0000	8.951	9.669	7.693	7.072	6.536	6.212	5.620	5.202	4.499	4.136	3.970	3.655	216.82
8.0000	8.233	8.912	7.305	6.575	6.085	5.788	5.260	4.858	4.222	3.854	3.740	3.448	247.79
9.0000	7.647	8.213	6.809	6.149	5.700	5.427	4.937	4.569	3.988	3.677	3.534	3.269	278.77
10.0000	7.139	7.727	6.386	5.792	5.364	5.115	4.655	4.323	3.768	3.493	3.365	3.110	309.74
11.0000	6.705	7.265	6.019	5.477	5.080	4.845	4.412	4.111	3.587	3.335	3.220	2.967	340.71
12.0000	6.331	6.855	5.698	5.197	4.826	4.610	4.199	3.920	3.425	3.191	3.077	2.838	371.69

Abbildung 4.1: Northcliffe - Schillings Tabelle der Stopping-Power für den Kern ^{31}P in verschiedenen Materialien. Abbildung entnommen aus [41].

4 Das DSAM-Experiment

Da die Northcliffe-Schillings Tabellen auf experimentellen Daten basieren, und nach der Bethe-Bloch-Gleichung die Stopping-Power von der Ladungszahl von Ionen und Stopper und der Energie pro Masseneinheit (E/m) von Ionen abhängt, können die nicht gemessene Stopping-Power als Funktion der Ladungszahl von Ionen und Stopper interpoliert werden. Um die Parameter f_e und p für die elektronische Stopping-Power verschiedener Stopper zu ^{33}P -Ionen zu bestimmen, wird eine empirische Formel benutzt:

$$f(E) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = a \cdot E^b \quad (4.1)$$

Hierbei a und b die zu bestimmten Parameter sind, E die kinetische Energie des Ions, die in der ganz rechten Spalte der Northcliffe-Schillings Tabelle gezeigt wird, und $(-dE/dx)_e$ die entsprechende elektronische Stopping-Power zu der kinetischen Energie E , die in der großen Mittereihe von Tabellen für verschiedene Stopper aufgelistet wird. Die durch Gleichung 4.1 berechneten Parameter a und b werden als Eingabe zum Programm STOPPING_POWER eingegeben, mit dem f_e und p ($p = b$) berechnet wird.

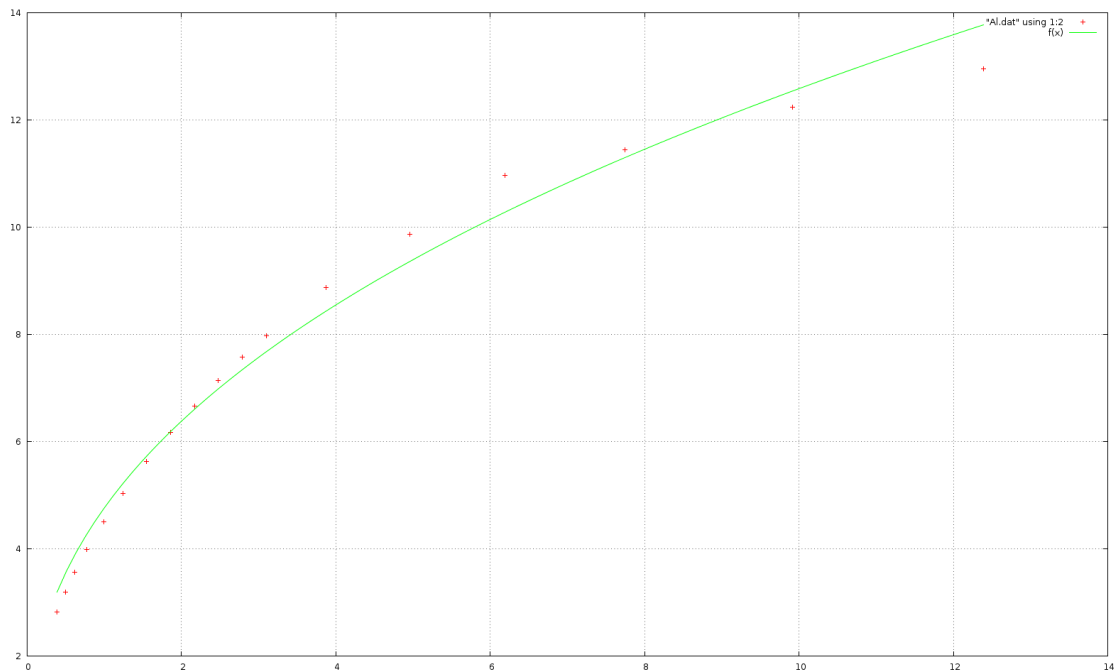


Abbildung 4.2: Interpolation für elektronische Stopping-Power : $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e = a \times E^b$ für ^{31}P Ionen in Aluminium; mit $a = 4.76412$, $b = 0.421847$.

4 Das DSAM-Experiment

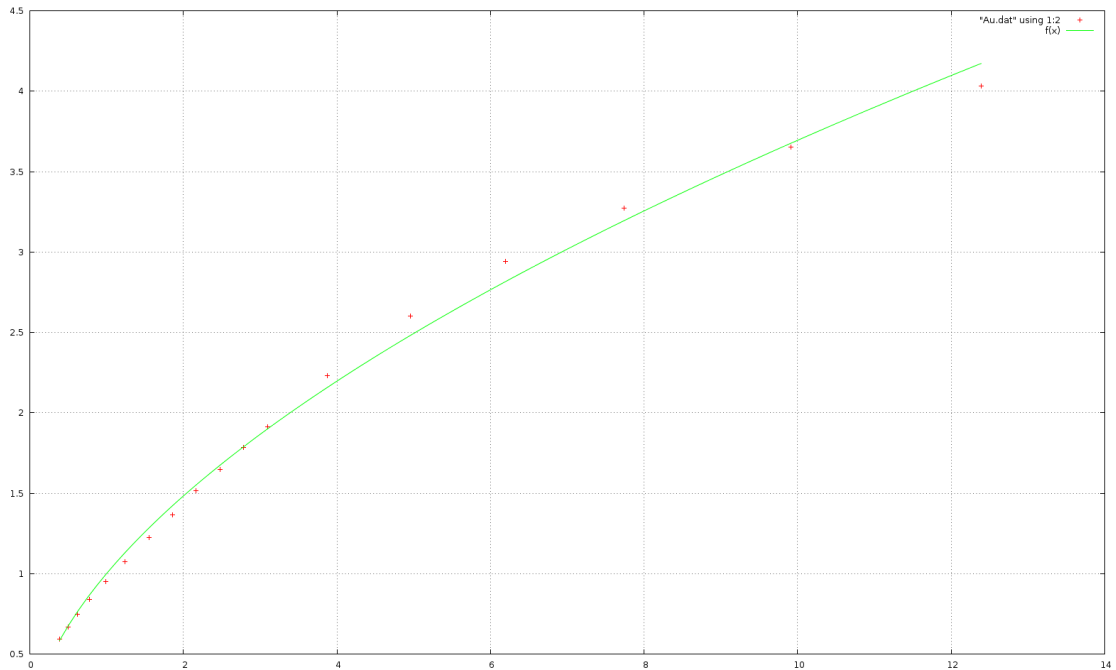


Abbildung 4.3: Interpolation für elektronische Stopping-Power: $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^-} = a \times E^b$ für ^{31}P Ionen in Gold; mit $a = 1.00083$, $b = 0.567208$.

Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen die interpolierten $f(E)$ Kurven für ^{31}P Ionen in Aluminium und Gold mit den jeweiligen angefitzten a und b . Um die richtigen Parameter a und b für ^{33}P zu bestimmen, müssen noch weitere Korrekturen durchgeführt werden.

(1) Die Korrektur für den Masseunterschied der Isotope. Da die Stopping-Power für Isotope nur von der Geschwindigkeit der Ionen abhängt, gilt:

$$f_{33\text{P}}(E) = a \cdot \left(\frac{A(^{33}\text{P})}{A(^{31}\text{P})}\right) \cdot E_{31\text{P}}^b = (1.065)^b \cdot f_{31\text{P}}(E) = \alpha_1 \cdot f_{31\text{P}}(E) \quad (4.2)$$

(2) Die Korrektur für die Stopping-Power von Stoppern, die nicht in den Tabellen stehen (wie z.B. Magnesium statt Aluminium als Target und Bismut statt Gold als Stopper). Abbildung 4.4 zeigt die relative Stopping-Power von verschiedenen Stoppern gegen Aluminium in der Abhängigkeit von der Ladungszahl Z . Für die vorliegende Messung wird der Faktor α_2 für die Korrektur abgeschätzt als:

$$\begin{aligned} \alpha_{2,\text{Mg}} &\approx 1.05 \\ \alpha_{2,\text{Bi}} &\approx 0.95 \end{aligned}$$

4 Das DSAM-Experiment

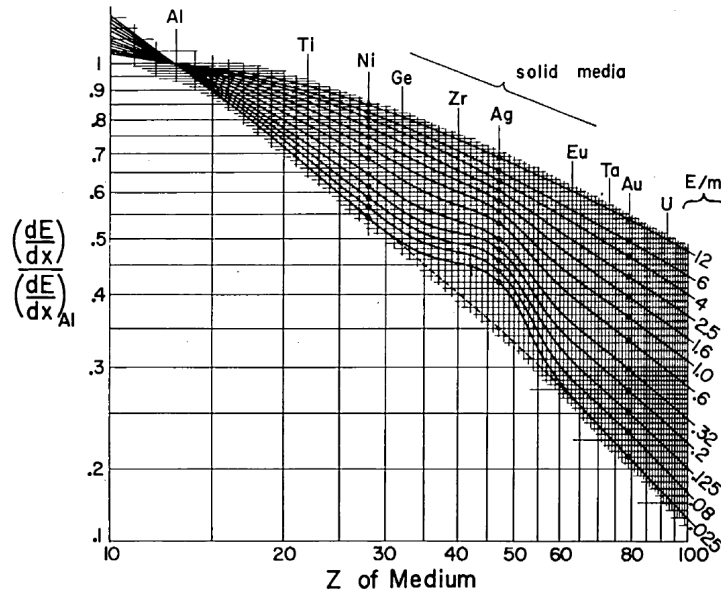


Abbildung 4.4: Die relative Stopping-Power verschiedener Stopper gegen Aluminium in der Abhängigkeit von der Ladungszahl Z . Abbildung entnommen aus [41].

(3) Die Korrektur für die durch Atomstrukturen der Stopper beeinflusste Abweichung der Stopping-Power. Zehn Jahre nach den Northcliffe-Schillings Tabellen wurden von J. F. Ziegler *et.al* neue Daten über die Stopping-Power von verschiedenen Stoppern zu Helium-Ion veröffentlicht[49]. Wie in Abbildung 4.5 gezeigt wird, treten bei den neuen Daten starke Abweichungen gegenüber der Northcliffe-Schillings Tabellen bei manchen Stoppermaterialien auf. Zur Berücksichtigung des Effekts muss noch ein Korrekturfaktor α_3 dazu multipliziert werden.

Endlich erhält man die Gleichung mit aller Korrekturfaktoren:

$$f_{33P}(E) = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \cdot a \cdot E^b \quad (4.3)$$

Mittels des Programms STOPPING_POWER werden die Parameter f_e und p für ^{33}P -Ionen in ^{26}Mg , Gold und Bismut berechnet:

$$\text{in } ^{26}\text{Mg: } f_e = 1.710 \quad p = b = 0.421$$

$$\text{in Au: } f_e = 0.935 \quad p = b = 0.567$$

$$\text{in Bi: } f_e = 1.412 \quad p = b = 0.479$$

Für die Bestimmung der nuklearen Stopping-Power ist der Parameter f_n normalerweise empirisch bestimmt. In der Auswertung der vorliegenden Messung wurde $f_n = 0.7$ verwendet[50].

Soweit die alle benötigten Parameter bekannt sind, ist die Simulation des Abbremsprozesses möglich. Mit der Monte-Carlo-Methode wird der Wirkungsquer-

4 Das DSAM-Experiment

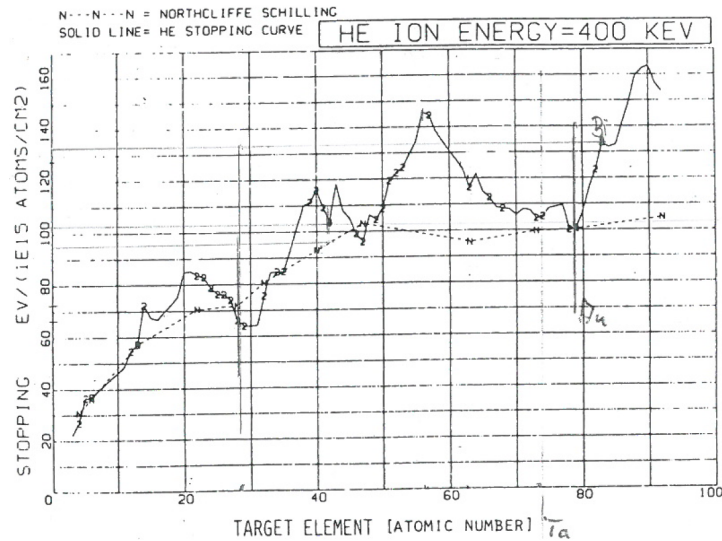


Abbildung 4.5: Stopping-Power für He-Ionen in verschiedenen Stoppern. Abbildung entnommen aus[49].

schnitt der Streuung von einfallenden Ionen im Stopper nach *LSS*-Theorie berechnet und die Bewegung von Ionen durch den Stopper wird simuliert. Hierfür wurden die Programme DSTOP96 und FROM_WINT2 eingesetzt. Dadurch wurde eine statistische Distribution von der Geschwindigkeit der Ionen v gegen Zeit t eingebaut. Eine solche Verteilung $F(v, t)$ ist die sog. **Stopping-Matrix**. Abbildungen 4.6 bis 4.9 zeigen die Simulationen des Abbremsprozesses im Au-Stopper bzw. Bi-Stopper mit den jeweiligen Abbremsdauern von ~ 1 ps (in Au) bzw. ~ 1.5 ps (in Bi). Die längere Abbremsdauer in Bismut als in Gold ist wie erwartet, da nach der *LSS*-Theorie die Stopping-Power proportional zur Dichte N des Stoppers ist. Die Dichte vom Gold (19.32 g/cm^3) ist fast doppelt so groß wie von Bismut (9.78 g/cm^3). Deswegen hat Bismut eine kleinere Stopping-Power als Gold. Für die vorliegende Messung ist, wegen des Feeding-Prozesses durch zwei lange lebende Zustände in ^{33}P , ist eine möglichst lange Abbremsdauer mit Bi-Stopper gefordert.

4 Das DSAM-Experiment

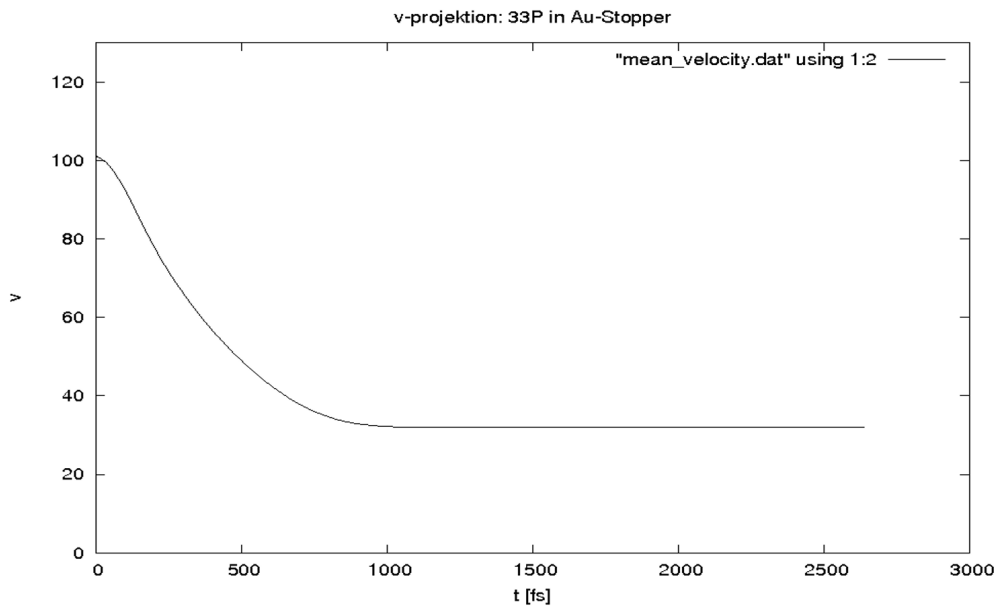


Abbildung 4.6: Simulation des Abbremsprozesses: Verhalten der mittleren Geschwindigkeit der ^{33}P Ionen in Au-Stopper für 45° Vorwärts-Detektoren, mit $v = 0$ im Kanal 32.

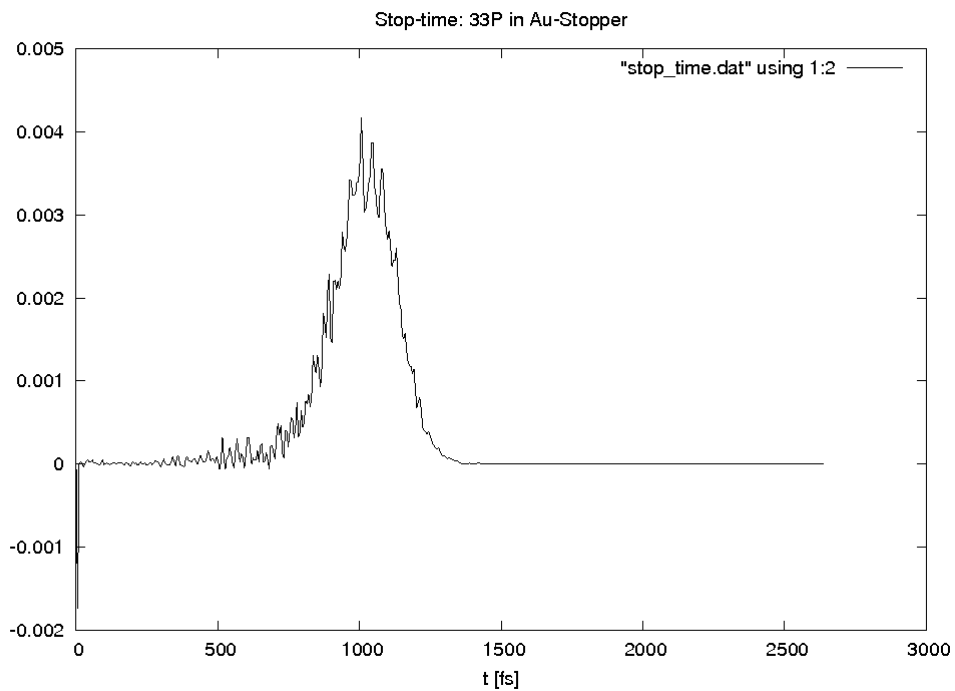


Abbildung 4.7: Simulation des Abbremsprozesses: Stop-time von ^{33}P in Au, mit einer Mittleren Abbremsdauer $t \approx 1$ ps.

4 Das DSAM-Experiment

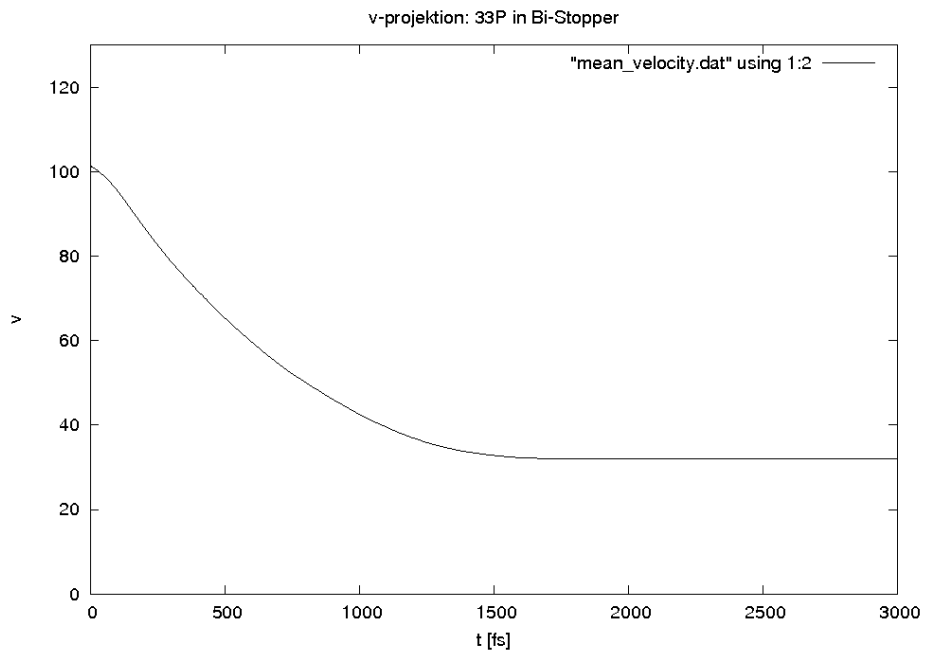


Abbildung 4.8: Simulation des Abbremsprozesses: Verhalten der mittleren Geschwindigkeit der ^{33}P Ionen in Bi-Stopper für 45° Vorwärts-Detektoren, mit $\beta = 0$ im Kanal 32.

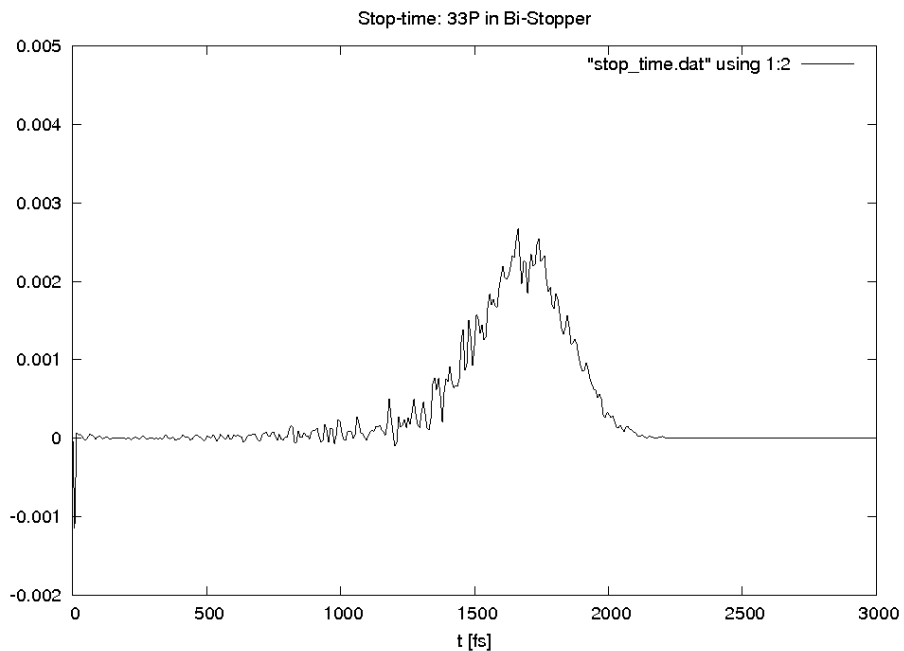


Abbildung 4.9: Simulation des Abbremsprozesses: Stop-time von ^{33}P in Bi, mit einer mittleren Abbremsdauer $t \approx 1.7$ ps.

4.2 Die Analysemethode für Bestimmung der Lebensdauern

Mit der Monte-Carlo-Simulation wird, für eine ausreichend große Anzahl von einfallenden Ionen, die Geschwindigkeitsverteilung zu jedem Zeitpunkt t bis zur kompletten Abbremsung ermittelt. Die Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeit von Ionen auf der Detektorrichtung v_D ($v_D = \frac{v}{c} \cos\theta$) wird durch die Berechnung von v_D an verschiedenen Zeitpunkten t mit gleichem Abstand Δt bestimmt. Die Werte von v_D werden in der Stopping-Matrix $F(v_D, t)$ gespeichert. In der Ausgangsdatei vom Programm DSTOP96 werden die Daten in eine 128 Kanäle (für v_D) x 512 Kanäle (für t) Matrix sortiert (siehe Abbildung 4.10). Jedes Matrix-Element (v_D, t) entspricht die Häufigkeit, dass Ionen zum Zeitpunkt t die Projizierte der Geschwindigkeit v_D haben.

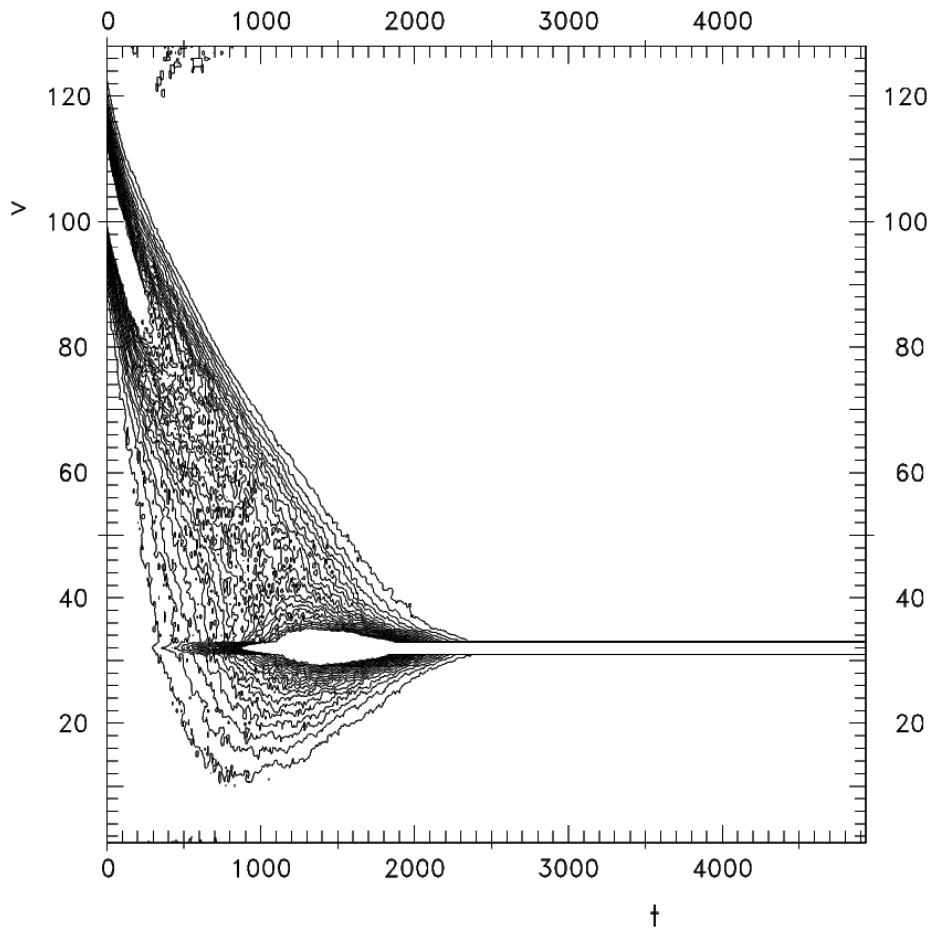


Abbildung 4.10: Ein Beispiel für eine 128 x 512 Stopping-Matrix für Ge-Detektoren in Vorwärtswinkel mit $v = 0$ Kanal $k = 32$. Abbildung entnommen aus [38].

4 Das DSAM-Experiment

Sobald die Funktion der Stopping-Matrix $F(v_D, t)$ bestimmt wurde, lässt sich die Auswertung des DSAM-Experiments zur Bestimmung der Lebensdauer fortführen. Das Energiespektrum $s(E)$ eines beobachteten γ -Übergangs lässt sich als eine zeitabhängige Populationskurve $s(t)$ betrachten:

$$s(E) \leftrightarrow s(v_D) = \int_0^{\infty} s(t) \cdot F(v_D, t) dt \quad (4.4)$$

(Hierbei $E'_\gamma = E_\gamma(1 + \frac{v}{c} \cos\theta) = E_\gamma(1 + v_D)$.)

Für ein realistisches Zerfallsmodell mit Feeding-Prozessen wird die Funktion $s(t)$ für einen angeregten Zustand i wie folgend formuliert:

$$s(t) = s(t; \tau_i, \tau_{f_1}, \dots, \tau_{f_n}; I_i, I_{f_1}, \dots, I_{f_n}) \quad (4.5)$$

Hierbei $\tau_{f_1} \dots \tau_{f_n}$ und $I_{f_1} \dots I_{f_n}$ die Lebensdauern bzw. Intensitäten der Feeder $f_1 \dots f_n$ zu dem Zustand i sind. Manchmal sind nicht alle Lebensdauern und Intensitäten von Feeder bekannt, wodurch die Analyse dann nicht allein von τ_i abhängt. Eine Lösung dazu ist, dass beim Fitprozess die Parameter τ und I der Feeder zuerst mit geeigneter Werte festlegen und die Lebensdauer τ_i als variiertes Parameter behandelt wird. Das auf diese Weise berechnete Energiespektrum $s(E)$ wird mit dem experimentellen Spektrum verglichen und die Abweichung mittels eines χ^2 -Tests als Funktion von τ_i bestimmt. Die richtige τ_i liefert dann den kleinsten Fehler χ^2 und die physikalisch sinnvolle Populationskurve $s(t)$.

Abbildung 4.11 zeigt ein Beispiel für den Zusammenhang zwischen Energiespektrum, Stopping-Matrix und Populationskurve, die in vier Fitbereichen unterteilt werden. Da es normalerweise schwierig ist, den Fitprozess über den gesamten Fitbereich mit einer einzigen Funktion durchzuführen, werden stattdessen die Fitprozesse in jedem Teilbereich mit einem Polynom durchgeführt, wobei als Randbedingung gilt, dass die Polynome an den Grenzen der Teilbereiche stetig sind. Denn das ist normalerweise schwierig, dass der Fitprozess über den gesamten Fitbereich mit einer einzigen Funktion durchgeführt wird, werden dann stattdessen die Fitprozesse in jedem Teilbereich mit irgend einer polynomiellen Funktion durchgeführt und mit der Randbedingung, dass die Polynomiellen Funktionen an den Grenzen von jedem Teilbereich stetig sind.

4 Das DSAM-Experiment

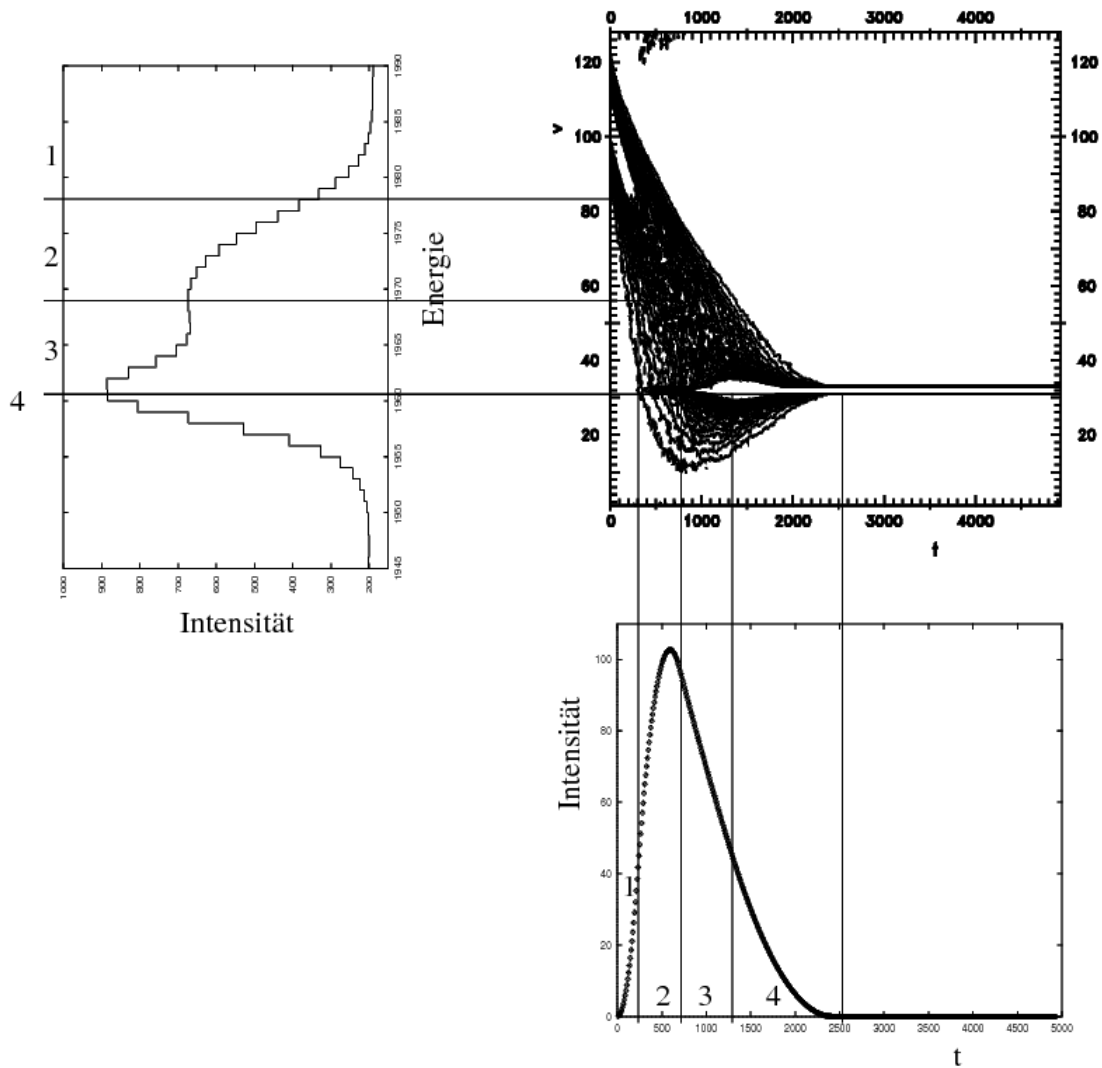


Abbildung 4.11: Kombination zwischen DSAM-Peak und Stopping Matrix. Oben links: das Energiespektrum, oben rechts: die Stopping-Matrix, unten rechts: die Populationskurve. Abbildung entnommen aus [38].

Falls die Kurve der Population aus der Messung schon bestimmt wird, kann das wie folgend formuliert werden:

$$s_i(t) = \epsilon(E_i)\omega_i(\theta)p \cdot \frac{n_i(t)}{\tau_i} \quad (4.6)$$

Hierbei $\epsilon(E_i)$ die Nachweiseffizienz der Detektoren von γ -Quanten, $\omega_i(\theta)$ die Winkelverteilung der emittierten γ -Quanten, p ein Proportionalitätsfaktor, der von der Geometrie des Detektors und Messdauer abhängt und $n_i(t)$ die Bevölkerung des

4 Das DSAM-Experiment

Zustands i am Zeitpunkt t , ist. Durch Integration folgt:

$$S_i(t) := \int_t^{\infty} s_i(t') dt' = \epsilon(E_i) \omega_i(\theta) p N_i(t) \quad (4.7)$$

Hier $N_i(t)$ die in Kapitel 2 definierte Integration ist:

$$N_i(t) = \int_t^{\infty} \frac{n_i(t')}{\tau_i} dt' \quad (4.8)$$

Die Lebensdauer τ_i lässt sich dann berechnen als [38]:

$$\tau_i(t) = \frac{-S_i(t) + \sum_{j>i} b_j \frac{\epsilon(E_i) \omega_i(\theta)}{\epsilon(E_j) \omega_j(\theta)} S_j(t)}{s_i(t)} \quad (4.9)$$

Damit kann $\tau_i(t)$ für jeden Zeitpunkt berechnet werden. Durch die Mittelung von $\tau_i(t)$ über die Zeit wird schließlich die Lebensdauer vom Zustand i bestimmt.

4.3 Durchführung der Messung

Im August 2013 wurde die Lebensdauerermessung in ^{33}P mit DSAM(Doppler-Shift-Attenuation-Methode) an dem Köln-Tandem-HORUS-Aufbau durchgeführt. Die Reaktionsbedingung ist genauso wie die Anregungsfunktion bestimmt worden. Die ^{13}C -Kerne wurden bei einer Intensität von 5 pA auf 46 MeV beschleunigt. Als Target wird ^{26}Mg mit einer Dicke von 0.22 mg/cm^2 auf das ^{209}Bi -Backing(Dicke: 66 mg/cm^2) gedampft. Wegen des schlechten Wärmetransports wird das Bi-Backing mittels 1 mg/cm^2 Indium-Folie auf Kupfer geklebt, damit die durch ^{13}C Strahl verursachte Wärme schnell abgegeben wird. Das HORUS-Spektrometer wird eingesetzt um die emittierten γ -Quanten zu detektieren. Tabelle 4.1 zeigt die genaue Reaktionsdaten dieser DSAM-Messung.

	DSAM-Messung
Reaktion	$^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, \alpha n)^{33}\text{P}$
Strahlenergie	46 MeV
Target	0.22 mg/cm^2 ^{26}Mg
Stopper	66 mg/cm^2 Bi
max. v/c	1.90 %
Detektor	HORUS: 14 \times Ge-Detektoren
abs. Effizienz	1.8% (bei 1332 keV)
Trigger	Koinzidenz zwei γ -Quanten

Tabelle 4.1: Reaktionsdaten der DSAM-Messung

Damit der Compton-Untergrund effektiv unterdrückt wird, werden $6 \times$ BGO-Schilde symmetrisch um die Ge-Detektoren gebaut, bei 90° (ge00 und ge03), 45° (ge07 und ge08) und 135° (ge06 und ge09). Abbildung 4.12 zeigt die Wirkung des BGO-Schilds an Beispiel der auf 90° gebauten Ge-Detektoren ge00 (mit BGO) und ge02 (ohne BGO). Bei 230 keV Position wird die Compton-Kante durch BGO deutlich um bis zu den Faktor sieben unterdrückt.

4 Das DSAM-Experiment

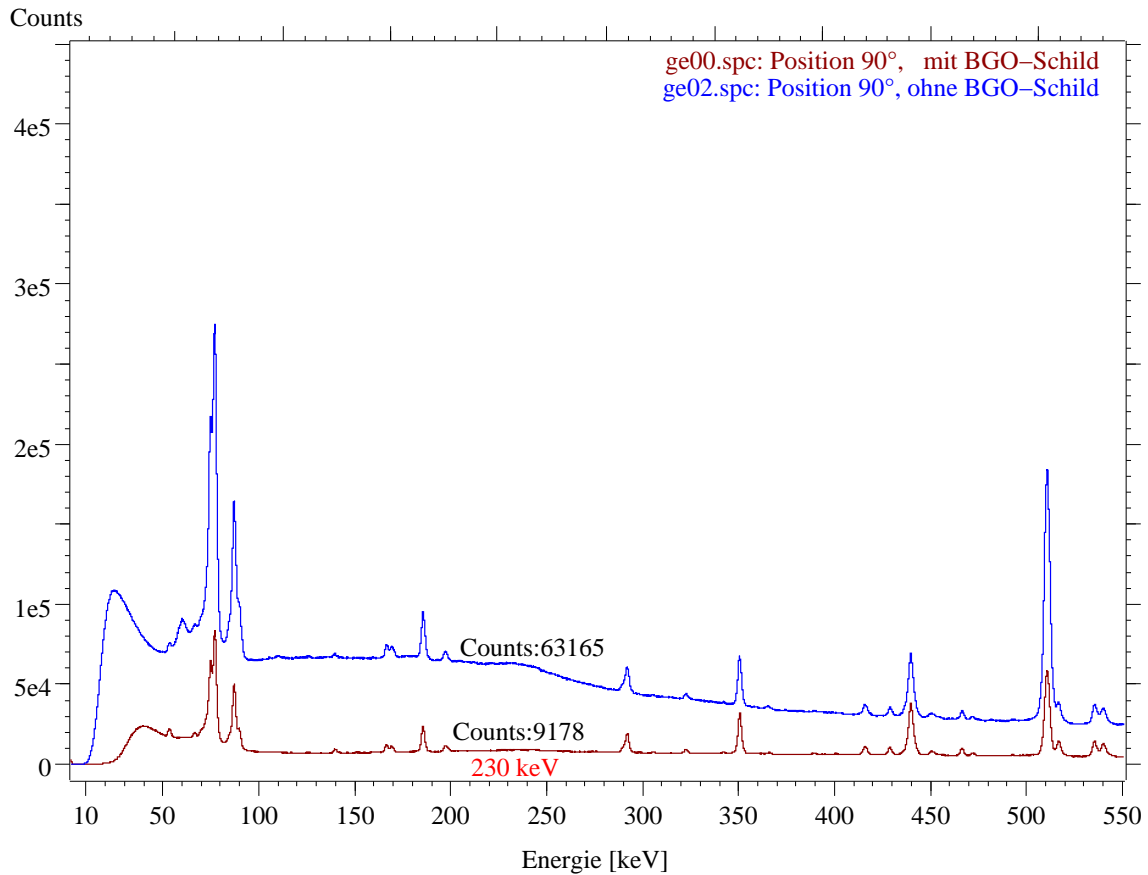


Abbildung 4.12: Wirkung der BGO Schilde. Im Vergleich mit ge02 ohne BGO, ist der Compton-Untergrund von ge00 mit BGO deutlich unterdrückt.

Zur Energieeichung diente das Eichpräparat ^{226}Ra , mit dem das γ -Spektrum bis 2.4 MeV erfolgreich geeicht wird. Um die detektierten γ -Quanten zu identifizieren werden die genommenen Messdaten in γ - γ Koinzidenzmatrizen einsortiert. Hier wurde die Koinzidenz zwischen zwei detektierter γ -Quanten bei einem Zeitfenster von ~ 300 ns Länge benutzt (siehe Abbildung 4.13). Bei Bestimmung des Zeitfensters muss die Regel verfolgt werden, dass die Summe aus Untergrundregion links und rechts vom Peak genauso groß wie die Peakregion sein sollte. Hier gilt:

$$\Delta t(\text{Peak}) = \Delta t(\text{Untergrund}_{\text{links}}) + \Delta t(\text{Untergrund}_{\text{rechts}}) \quad (4.10)$$

4 Das DSAM-Experiment

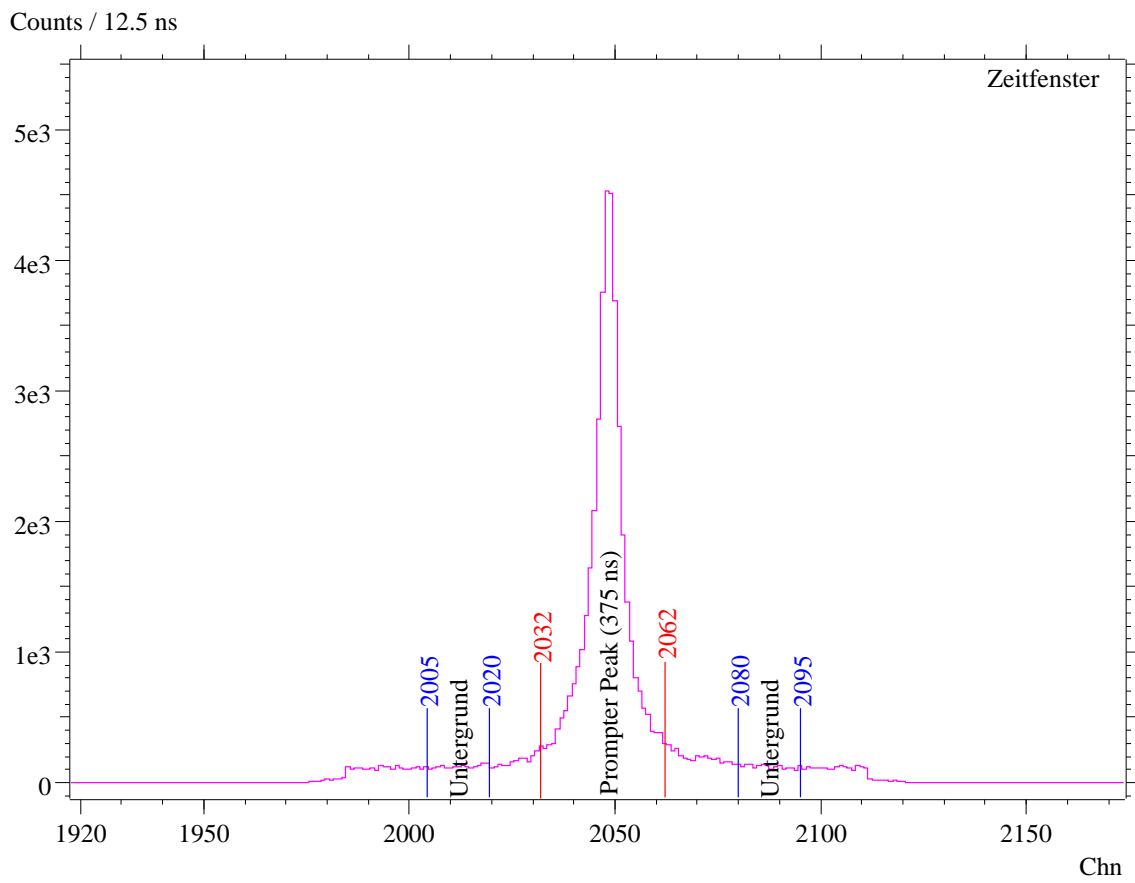


Abbildung 4.13: Ein Beispiel für das Zeitfenster der Kombination zweier Ge-Detektoren. Zeit-Skala für X-Achse: 12.5 ns.

5 Datenanalyse

5.1 Übergänge des Kerns ^{33}P

In der vorherigen Arbeit wurde der Kern ^{33}P mit der Reaktion $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ [22] erstmalig in eine Fusion von schweren Ionen produziert und bis zu dem höher liegenden Zustand $J^\pi = 17/2^{(+)}$ und $E_x \sim 8$ MeV angeregt. Abbildung 5.1 zeigt das Level-Schema des Kerns ^{33}P , das bei der vorherigen Arbeit identifiziert wurde.

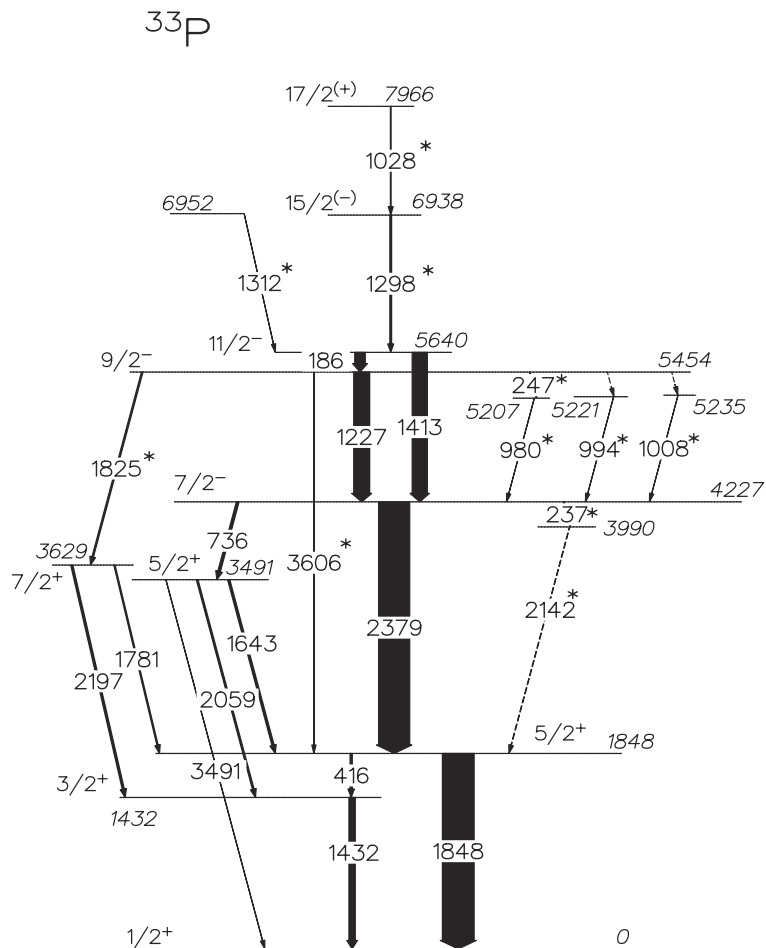


Abbildung 5.1: Level-Schema für ^{33}P der vorherigen Arbeit. Abbildung entnommen aus [22].

Es ist sinnvoll, mit der Fusionverdampfungsreaktion $^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$ das Ergebnis vorheriger Arbeit zu überprüfen. Zur Untersuchung angeregter Zustände und Übergänge wurden die Messdaten der vorliegenden Arbeit zuerst in die γ - γ -Matrix ohne Winkelkorrelation einsortiert.

5.1.1 Der 2142 keV Übergang

Abbildung 5.2 zeigt das Koinzidenzspektrum mit einem Gate-Fenster auf dem 2378 keV Übergang in ^{33}P . Es fällt auf, dass in dem Koinzidenzspektrum der Übergang 2142 keV (von 3990 keV zu 1848 keV) auftaucht. Darin liegt jedoch ein Widerspruch. Falls der Übergang 2142 keV wirklich zwischen den Zuständen 3990 keV und 1848 keV liegen sollte, so tritt dieser parallel zum Übergang 2378 keV auf, und darf nicht in dem Koinzidenzspektrum (mit 2378 keV) erscheinen. Um die Richtigkeit der Koinzidenz zwischen 2378 keV- und 2142 keV-Übergängen zu überprüfen wurde ein neues Gate-Fenster auf 2142 keV gesetzt. Abbildung 5.3 zeigt das Koinzidenzspektrum mit dem Gate auf dem Übergang 2142 keV. Damit wird es deutlich bestätigt, dass der Übergang 2142 keV koinzident mit allen Übergängen vom Hauptzerfallspfad (1028 keV \rightarrow 1298 keV \rightarrow 1413 keV \rightarrow 2378 keV \rightarrow 1848 keV) ist. Das bedeutet, dass die 2142 keV- γ -Quanten nicht von den soweit bekannten angeregten Zuständen des ^{33}P , sondern von einem unbekanntem Zustand emittiert werden.

Da die niedrigen Energiezuständen bis zu 5640 keV ($J^\pi = 11/2^-$) schon in diversen Veröffentlichungen detektiert und bestätigt wurden, ist es nur möglich, dass der 2142 keV-Übergang entweder über dem 1028 bzw. 1298 keV-Übergang oder zwischen den zwei Übergängen steht. In diesem Fall kann man vermuten, dass ein neuer angeregter Zustand mit der Energie $(5640 + 1298 + 1028 + 2142) \text{ keV} = 10108 \text{ keV}$ in ^{33}P existiert. Ein hoher energetischer Zustand in der Nähe von 10,000 keV in ^{33}P wurde vorher in der Arbeit von N.J. Davis und J.M. Nelson mit der direkten Reaktion $^{30}\text{Si}(\alpha, p)^{33}\text{P}$ @25 MeV [51] detektiert (10120 keV \pm 150 keV). Die Energie 10108 keV liegt gerade in dem 150 keV-Fehlerbereich. Um den genauen Feedingsprozess zwischen 1298 keV, 1028 keV und 2142 keV zu bestimmen ist das nötig, die Koinzidenzrelation zwischen den Zuständen mittels Gatefenstern zu untersuchen.

5 Datenanalyse

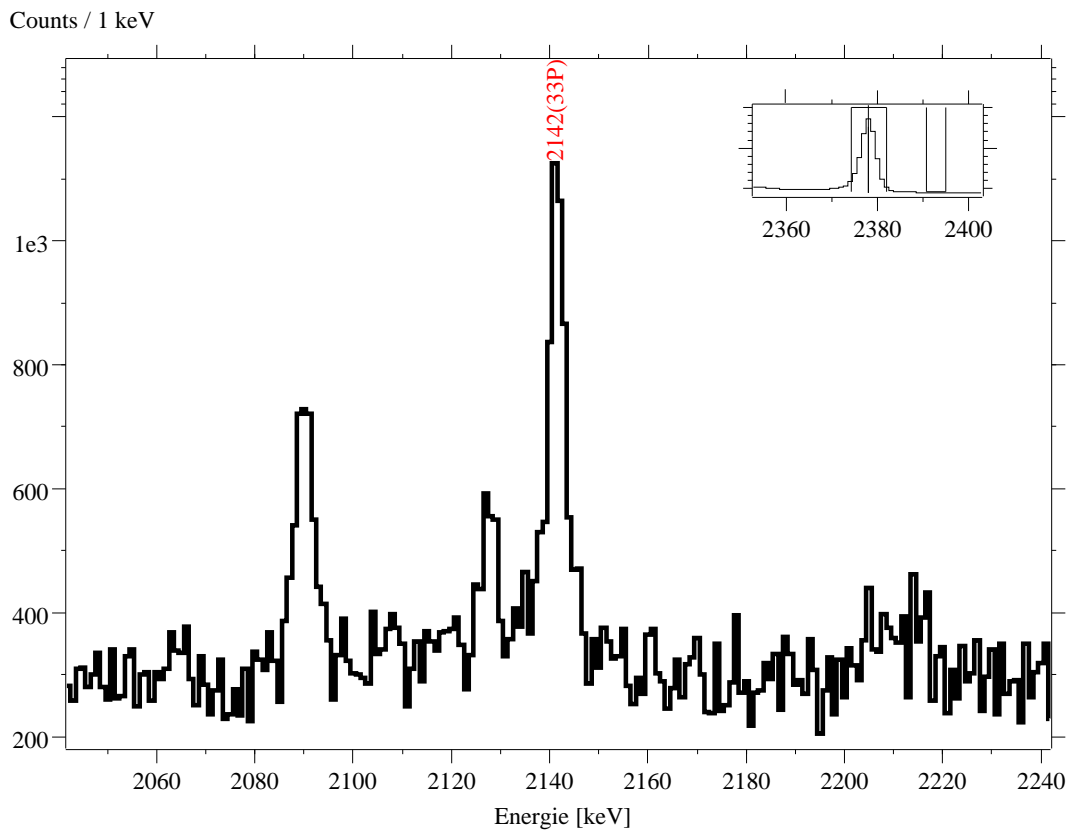
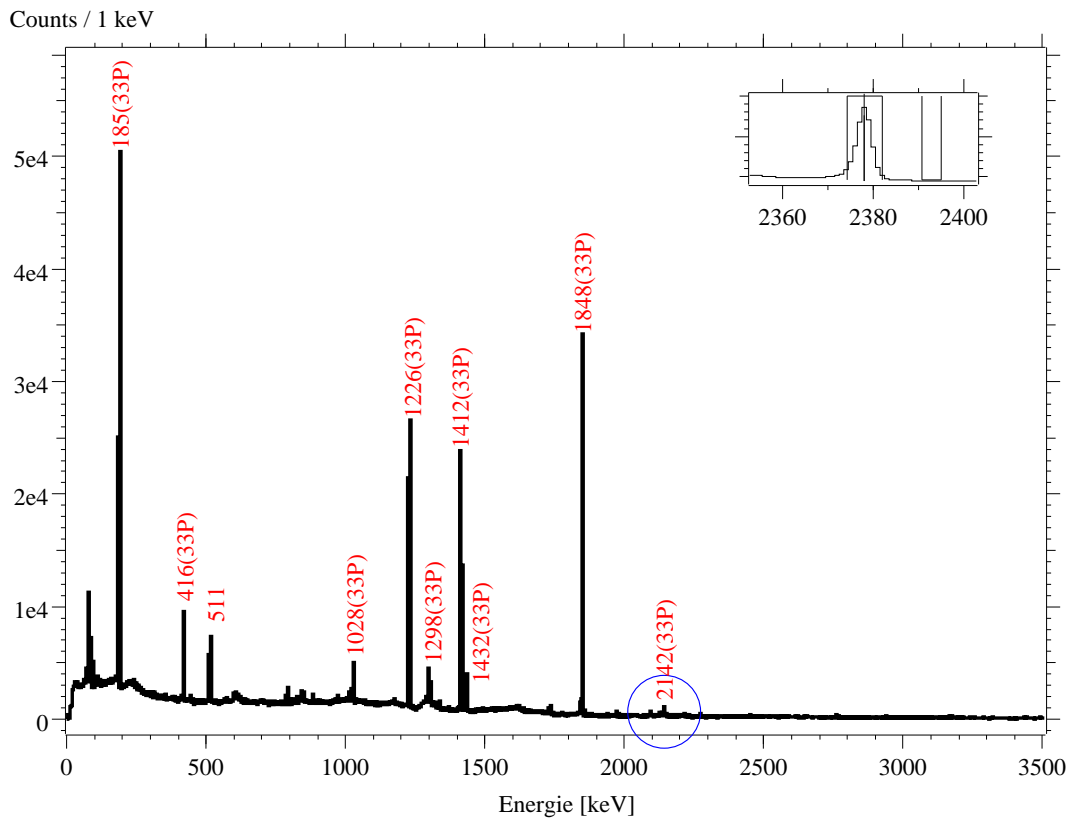


Abbildung 5.2: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2378 keV

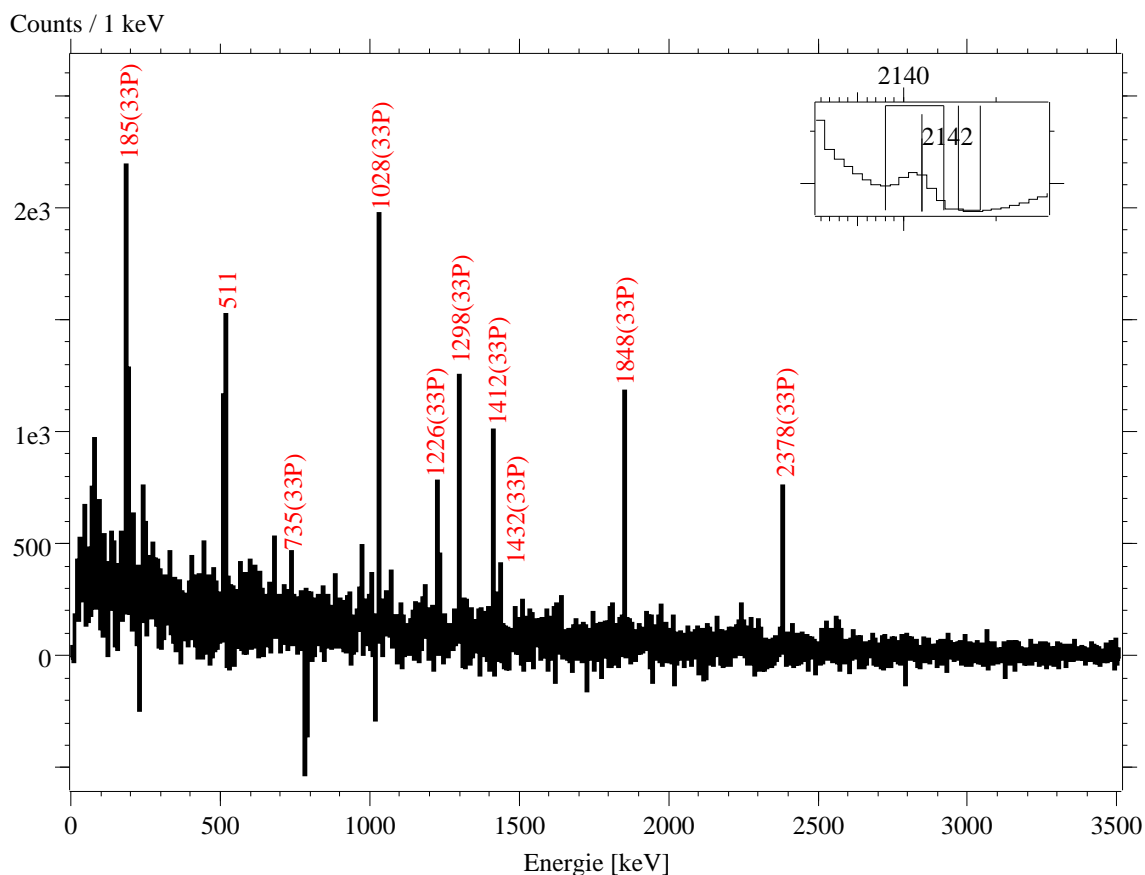


Abbildung 5.3: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2142 keV

5.1.2 Der 3170 keV-Übergang

Das Koinzidenzspektrum mit dem Gate auf dem Übergang 1298 keV wird in der Abbildung 5.4 gezeigt. Ein unbekannter Peak mit der Energie 3170 keV wird detektiert. Das Durchsuchen per *NNDC Datenbank*[35] erbrachte jedoch weder Koinzidenzrelation zwischen 1298 keV und 3170 keV-Übergängen, noch konnte der entsprechende Kern identifiziert werden. Es auf, dass die Energie 3170 keV gerade die Summe von den zwei Übergängen 1028 keV und 2142 keV ist. Bevor man bei 3170 keV einen richtigen γ -Übergang feststellt, muss man prüfen, ob die γ -Quanten von 1028 und 2142 keV als ein γ -Quant mit der Energie von 3170 keV von Detektoren detektiert wurden. In diesem Fall gilt dann durch Korrektur der Nachweiseffizienz der Detektoren:

$$\frac{I_{1028}}{\epsilon_{1028}} + \frac{I_{2142}}{\epsilon_{2142}} = \frac{I_{3170}}{\epsilon_{1028} \cdot \epsilon_{2142}} \quad (5.1)$$

Hierbei sind I_i und ϵ_i die detektierte Intensität bzw. absolute Effizienz des γ -Peaks. Mittels Fit (mit dem Programm *TV*) von Messdaten wurde die Gleichung 5.1 ge-

prüft. Der Betrag von der rechten Seite ist deutlich größer als der von der linken Seite. Deshalb ist diese Möglichkeit sehr unwahrscheinlich.

Der zweite Möglichkeit ist, dass 3170 keV überhaupt ein neuer Übergang in ^{33}P ist. Um diese Möglichkeit zu überprüfen ist eine weitere Untersuchung der Koinzidenz zwischen 3170 keV und anderen Übergängen von ^{33}P notwendig. Abbildung 5.5 zeigt das Koinzidenzspektrum mit dem Gate auf 3170 keV. In diesem Spektrum werden außer 1028 keV und 2142 keV alle Übergänge des Hauptzerfallspfad von ^{33}P gefunden. Das heißt, dass der Übergang 3170 keV zu dem Kern ^{33}P gehört und verläuft parallel zu den 1028- und 2142 keV-Übergängen. Es ist daher sehr wahrscheinlich, dass die 3170 keV- γ -Quanten durch den Zerfall des Kerns vom Zustand 10108 keV in den Zustand 5640 keV emittiert werden. Die Reihenfolge der Übergängen 1028 keV und 2142 keV ist noch nicht bestimmbar.

In dem von Abbildung 5.5 gezeigten Koinzidenzspektrum erscheint ein starker Peak mit der Energie 169 keV. Durch ein umgekehrtes Gate auf 169 keV wurde bestätigt, dass der 169 keV-Übergang mit einem Übergang der Energie 3173 keV koinzident ist. Durch der Untersuchung in der Nuclear Datenbank *NNDC*[35] wurde festgelegt, dass der 169 keV-Übergang zu dem Kern des Strahls ^{13}C gehört und durch die Coulomb-Anregung zwischen den Kernen vom Strahl ^{13}C und Stopper ^{209}Bi verursacht wird.

5 Datenanalyse

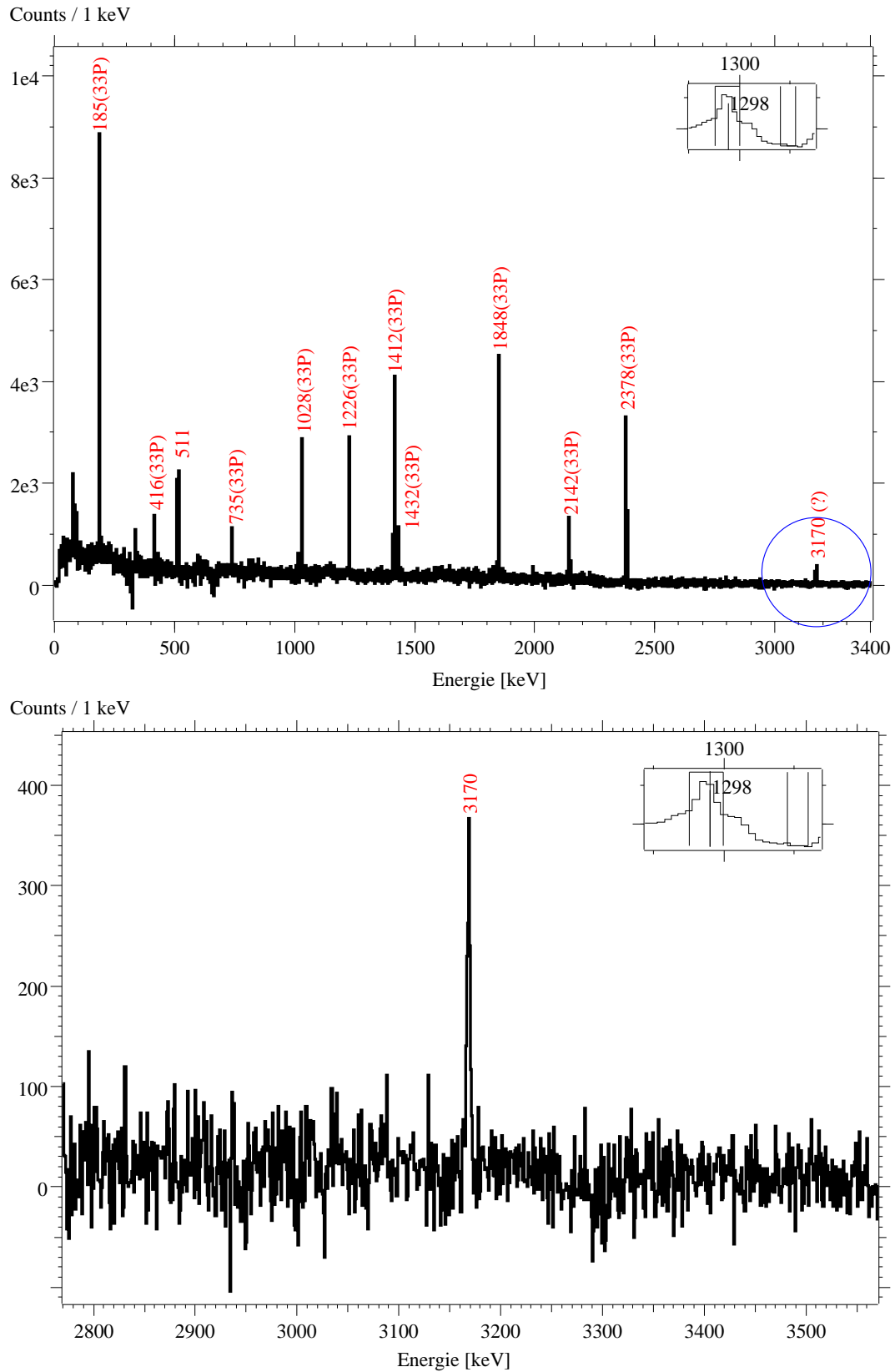


Abbildung 5.4: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 1298 keV

5 Datenanalyse

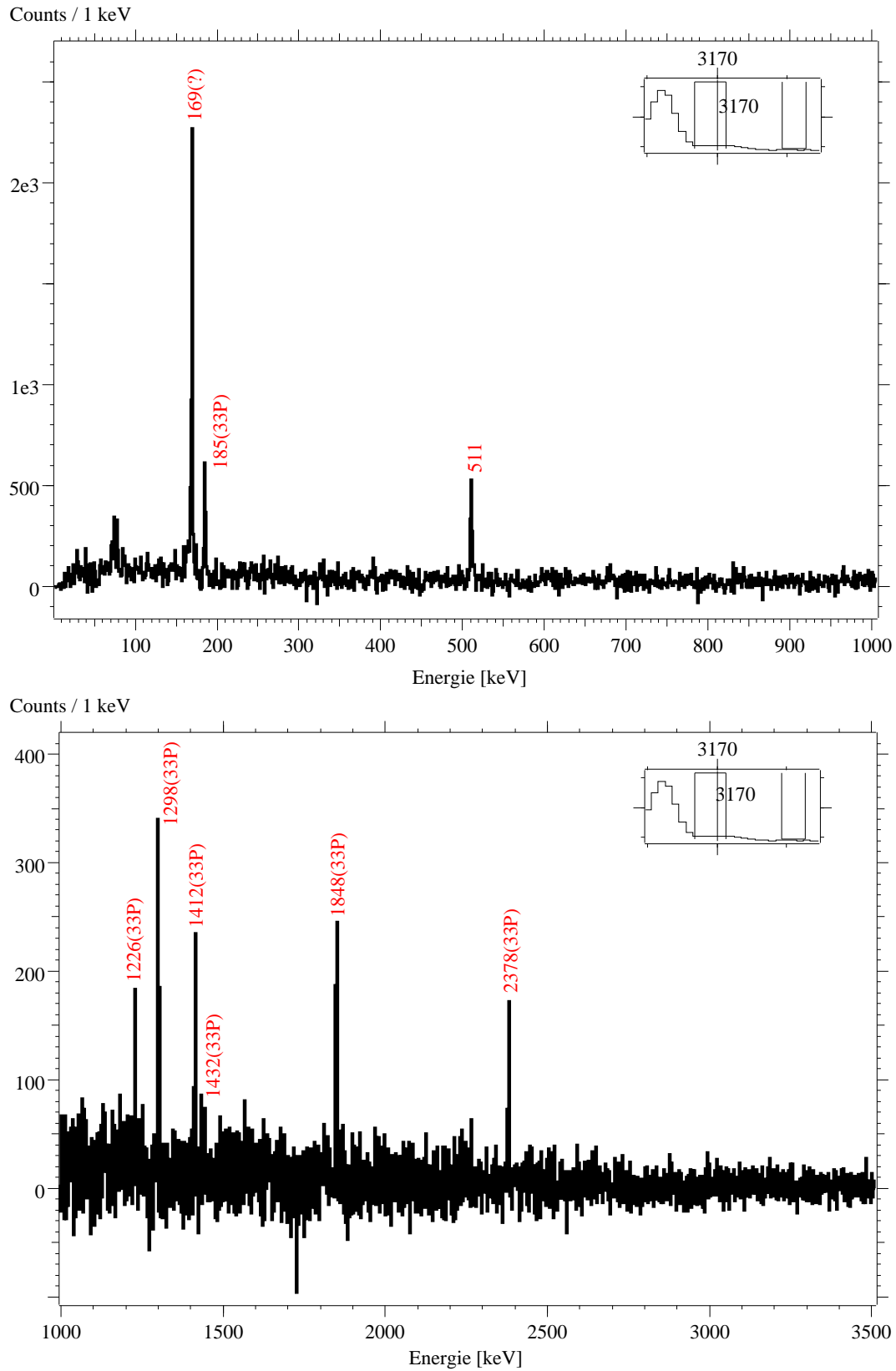


Abbildung 5.5: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 3170 keV

5.1.3 Gatefenster auf 1028 keV

Abbildung 5.6 zeigt das Koinzidenzspektrum mit dem Gate auf 1028 keV. In diesem Spektrum tauchen drei Übergänge jeweils mit der Energie 2090 keV, 2762 keV und 3440 keV auf. Durch Suche in *NNDC* kann die Koinzidenzrelation zwischen den drei Übergängen und dem Übergang 1028 keV nicht identifiziert werden. Zur Untersuchung wurden Gatefenster auf die drei Übergängen gesetzt.

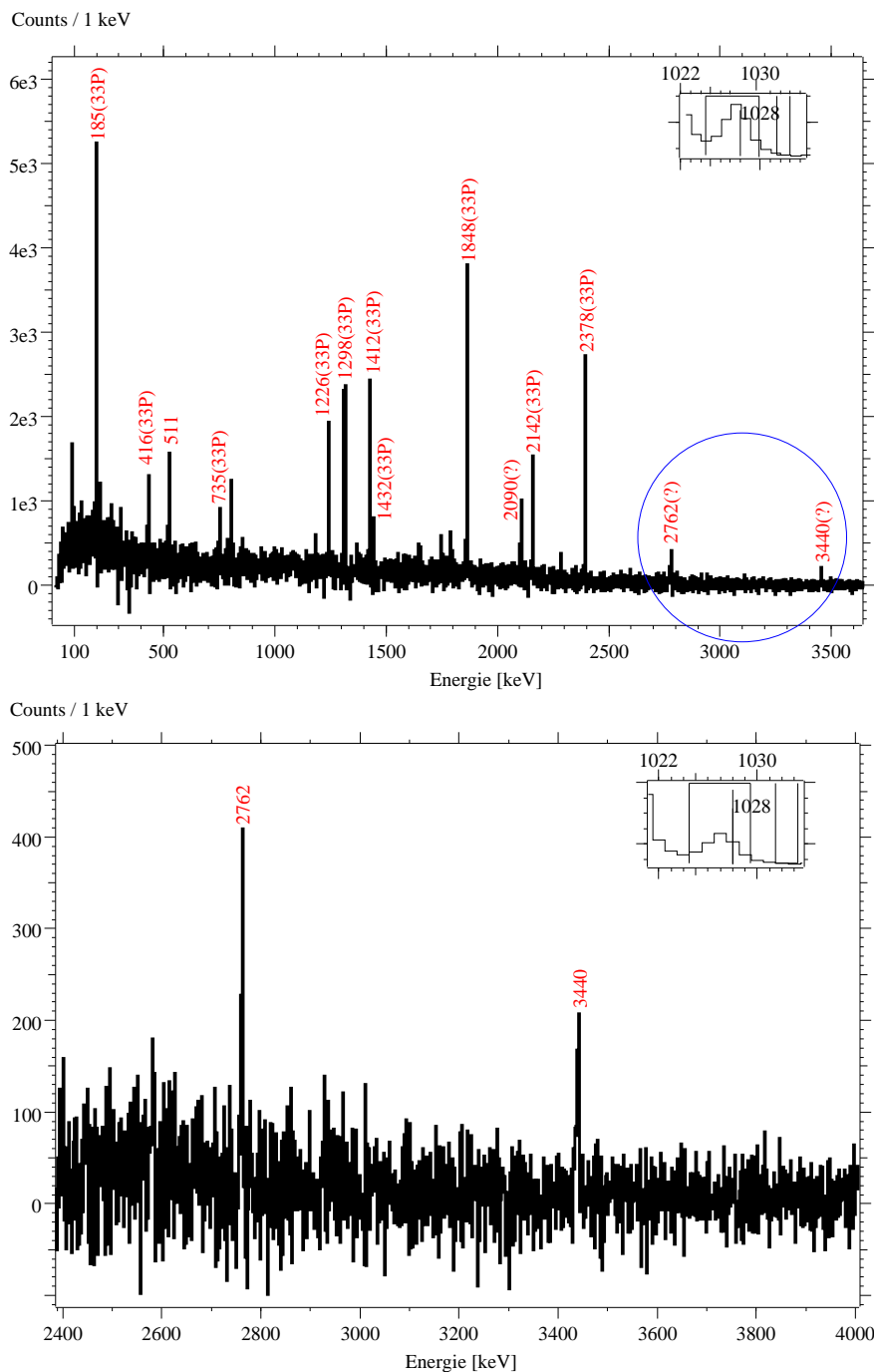


Abbildung 5.6: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 1028 keV

5 Datenanalyse

Abbildungen 5.7, 5.8 und 5.9 zeigen die jeweiligen Koinzidenzspektren mit Gates auf 3440 keV, 2090 keV und 2762 keV. Im Spektrum 5.7 sind die Übergänge von ^{33}P , 1848, 2378, 1413 und 1028 keV zusehen. Die 1298 und 2142 keV-Übergänge wurden nicht gefunden. Die Summe der Energien von 1298 und 2142 ist aber gerade gleich 3440 keV. Die Situation bei 3440 keV ist ähnlich wie bei 3170 keV. Durch die Prüfung der detektierten Intensitäten der drei Peaks mittels Gleichung 5.1 kann man die Möglichkeit ausschließen, dass die 1298 und 2142 keV γ -Quanten gleichzeitig zusammen als 3440 keV γ -Quanten detektiert werden. Daraus folgt nur eine einzige Möglichkeit: Der 3440 keV-Übergang gehört zu dem Kern ^{33}P und steht in Koinzidenz zu dem 1298 bzw. 2142 keV-Übergängen. Durch die Analyse der Übergänge 3170 keV und 3440 keV kann man feststellen, dass der Übergang 2142 keV zwischen den Niveaus bei 1028 keV und 1298 keV steht. Die richtige Zerfallsreihenfolge der Übergänge ist so aber noch nicht bestimmbar. Es existieren noch zwei Möglichkeiten:

- (1) $10108 \text{ keV} \xrightarrow{1028} 9080 \text{ keV} \xrightarrow{2142} 6938 \text{ keV} \xrightarrow{1298} 5640 \text{ keV}$
- (2) $10108 \text{ keV} \xrightarrow{1298} 8810 \text{ keV} \xrightarrow{2142} 6668 \text{ keV} \xrightarrow{1028} 5640 \text{ keV}$

Im Spektrum 5.8 erscheinen die γ -Peaks 1028, 1848 und 2378 keV des Kerns ^{33}P . Der unbekanntes Übergang 2762 keV ist in diesem Spektrum koinzident mit 2090 keV sichtbar. Im Spektrum 5.9 werden die 1028, 1848 und 2378 keV-Übergängen auch deutlich gefunden. Das Auftreten der Linie 2090 keV bestätigt die Koinzidenzrelation zwischen 2090 und 2762 keV. In den beiden Koinzidenzspektren tauchen die Übergänge 1412, 1298 und 2142 keV vom ^{33}P nicht mehr aus. Darüber hinaus ist die Summe von 2090 und 2762 gerade gleich die Summe von 1412, 1298 und 2142 keV.

$$(2090 + 2762 = 1412 + 1298 + 2142 = 4852)$$

Dieses Ergebnis bestätigt die erste Hypothese von der Zerfallsreihenfolge, dass ein Energiezustand mit der Energie 9080 keV im Kern ^{33}P existiert. Dieser zerfällt in einem Nebenpfad durch die Übergänge 2091 und 2762 keV und landet in dem Zustand 4227 keV. Zur Bestimmung der Reihenfolge von 2091 und 2762 keV-Übergängen fehlen da aber noch weitere Hinweise.

5 Datenanalyse

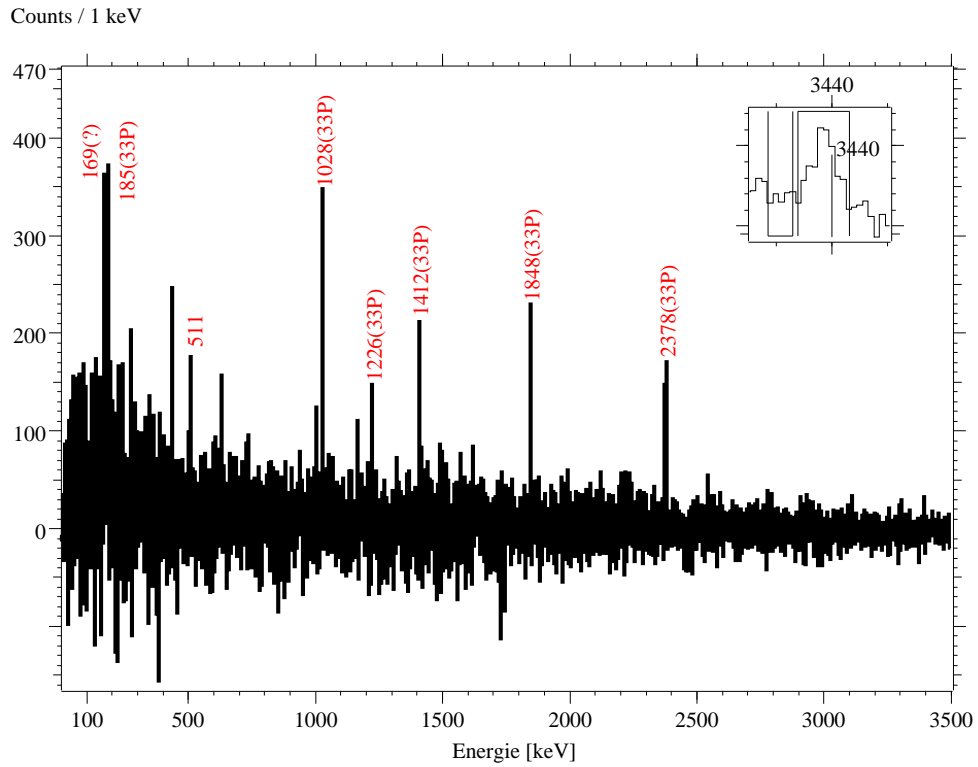


Abbildung 5.7: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 3440 keV

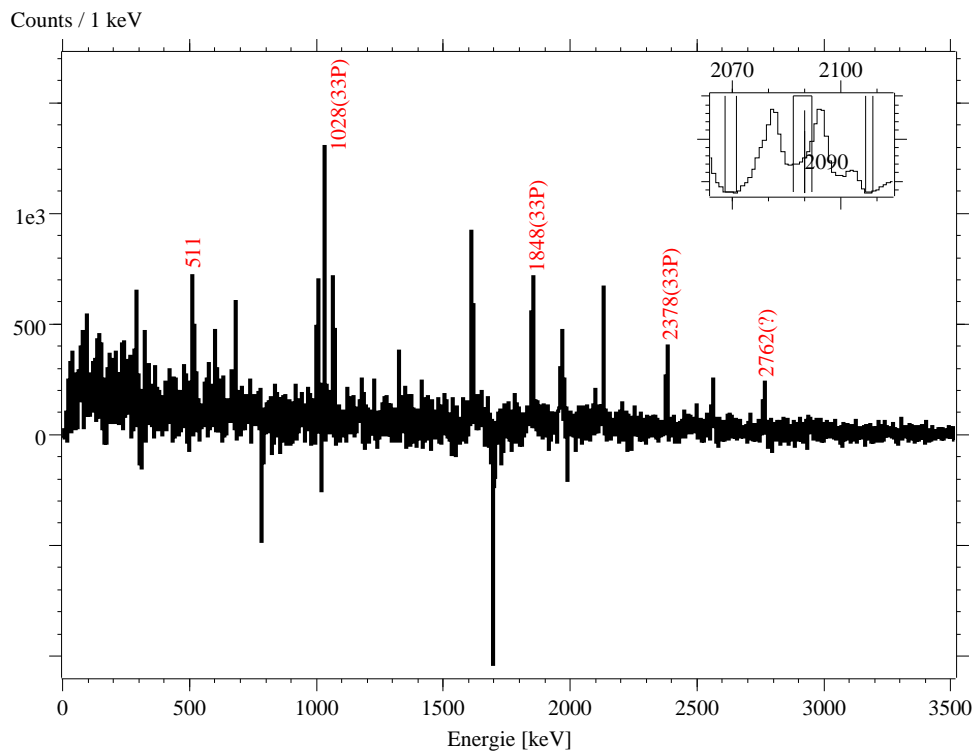


Abbildung 5.8: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2090 keV

5 Datenanalyse

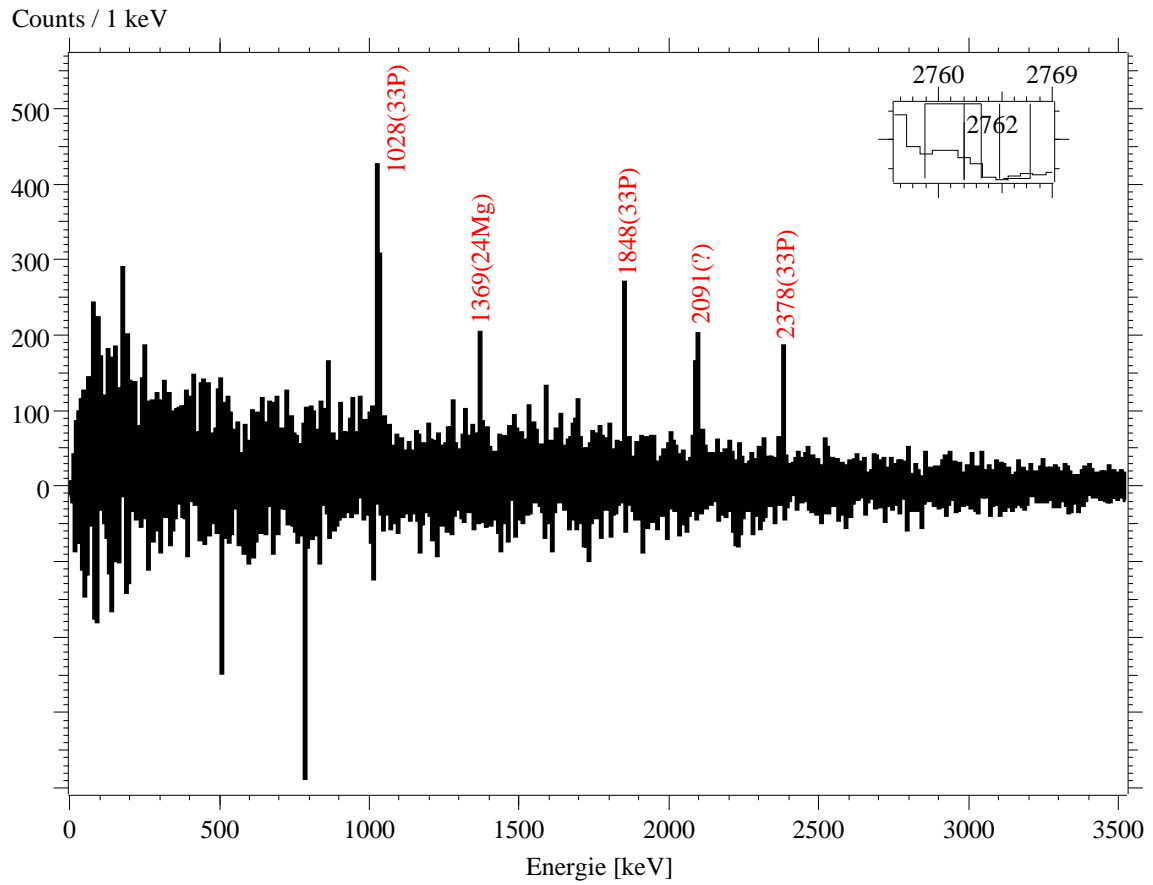


Abbildung 5.9: Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2762 keV

5.1.4 Level Scheme für ^{33}P

Abbildung 5.10 zeigt das Levelscheme für ^{33}P . Die in dieser Arbeit neu detektierten Übergänge sind mit Sternchen bezeichnet. Die Breite der Pfeile jedes Übergangs ist proportional zur relativen Wahrscheinlichkeit des γ -Übergangs. Die Reihenfolge des Zerfalls durch 2091 bzw. 2762 keV ist bestimmt durch die Analyse der gefitteten absoluten Intensitäten der γ -Peaks. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Mit dem Gate auf 1028 keV-Übergang erscheint 2091 keV- γ -Peak deutlich stärker als 2762 keV. Eine Analyse zur Bestimmung von Spin und Parität der Energiezustände bzw. der Multipolarität neuer Übergänge wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

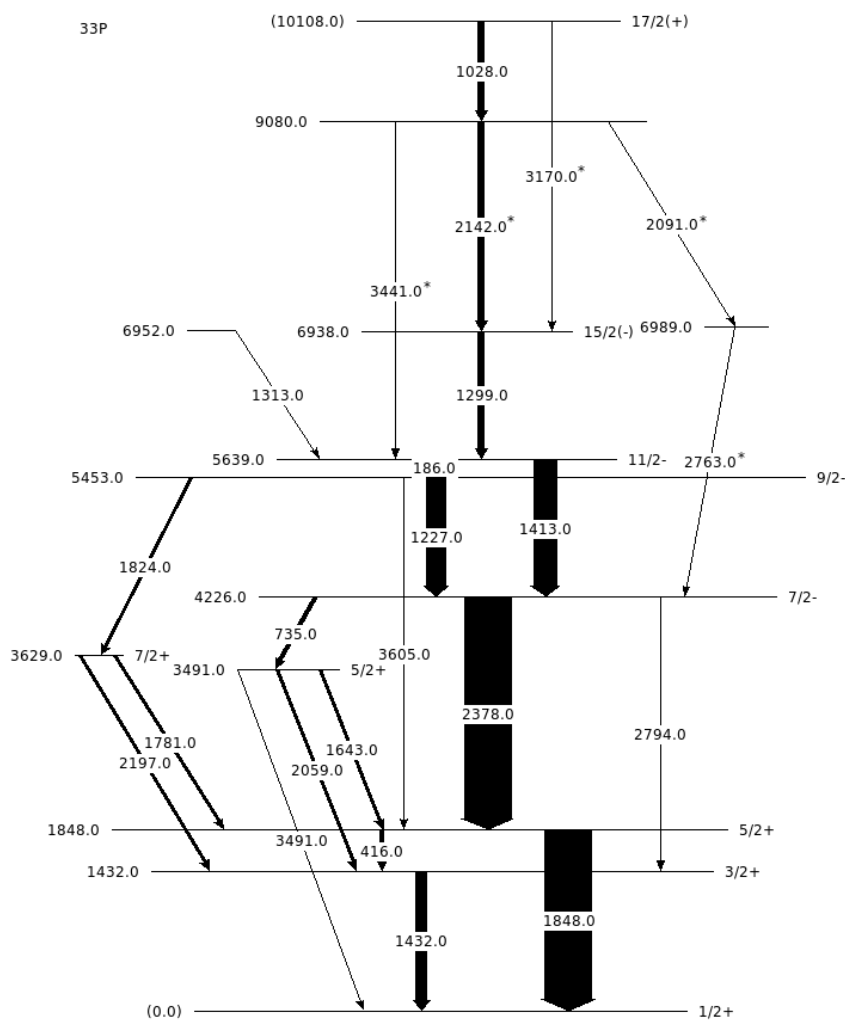


Abbildung 5.10: Level Scheme für ^{33}P mit den neu detektierten γ -Übergängen, die mit Sternchen bezeichnet werden. Die Breite des Pfeils ist proportional zur relativen γ -Intensität.

Gate auf \rightarrow		1028	2142	1298	3170	3440	2091	2762
Linie	$\epsilon_{abs.}$	$I_{abs.}$						
	Pos. (Fehler)							
1028	2.10%	/	2.75×10^5	3.71×10^5	/	0.49×10^5	1.33×10^5	0.58×10^5
2142	1.40%	4.55×10^5	/	3.65×10^5	/	/	/	/
1298	1.90%	4.34×10^5	2.31×10^5	/	0.53×10^5	/	/	/
3170	1.05%	/	/	1.32×10^5	/	/	/	/
3440	0.95%	1.16×10^5	/	/	/	/	/	/
2091	1.50%	2.44×10^5	/	/	/	/	/	0.42×10^5
2762	1.20%	1.43×10^5	/	/	/	/	0.61×10^5	/
1413	1.75%	4.68×10^5	1.85×10^5	7.53×10^5	0.44×10^5	0.32×10^5	/	/
2378	1.38%	7.43×10^5	2.26×10^5	9.98×10^5	0.45×10^5	0.43×10^5	1.12×10^5	0.44×10^5
1848	1.54%	8.29×10^5	2.52×10^5	10.60×10^5	0.57×10^5	0.45×10^5	1.20×10^5	0.46×10^5

Tabelle 5.1: Intensitätsverhältnisse von Übergängen, die durch Koinzidenz Bedingung bestimmt werden.

5.2 Bestimmung der Lebensdauern

Die experimentell bestimmten Lebensdauern der vorherigen Arbeiten sind in Tabelle 3.8 gegeben. Um die Lebensdauern der ersten zwei angeregten Zustände zu bestimmen, muss man den kompletten Feeding-Prozess in ^{33}P berücksichtigen.

Wie in Abbildung 5.10 gezeigt wird, läuft der Feeding-Prozess im Wesentlichen über den Hauptzerfallsweg ab. Die niederenergetischen Zustände ($E_x < 4.3$ MeV) sind meistens durch die zwei langlebigen Zustände 5639 keV ($T_{1/2} = 9.7$ ps) und 5453 keV ($T_{1/2} = 24$ ps) bevölkert. In Kapitel 4 wurde die Abbremsdauer der ^{33}P -Ionen im Bismut-Stopper durch eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt, wobei die ^{33}P -Ionen innerhalb von 2 ps vollständig im Bismut-Stopper abgebremst werden. Da die ^{33}P -Kerne bis $E_x \approx 10$ MeV hoch angeregt sind, spielen die unbekanntes Lebensdauern der neu detektierten hochenergetischen Zustände auch eine wichtige Rolle. Die Lebensdauern der Zustände 10108 keV, 9080 keV und 6938 keV sind nicht bekannt, haben aber schätzungsweise eine Lebensdauer in Größenordnung von einigen hundert Femtosekunden. Das heißt, die meisten Kerne sind schon vollständig gestoppt, wenn sie über den Hauptzerfallsweg auf dem 1848 keV (bzw. 1432 keV)-Zustand landen. Ohne den Beitrag der bewegenden Kerne zur Linienform des zu betrachtenden γ -Übergangs ist die Ermittlung der Lebensdauer nicht oder nur mit großem Fehler möglich.

Mit den in der vorliegenden Arbeit neu detektierten Übergängen (2091 keV und 2762 keV), können die angeregten ^{33}P -Kerne jedoch über einen sekundären Zerfallspfad die ersten zwei angeregten Zustände erreichen:

$$(1) 10108 \text{ keV} \xrightarrow{1028} 9080 \text{ keV} \xrightarrow{2091} 6989 \text{ keV} \xrightarrow{2762} 4227 \text{ keV} \xrightarrow{2379} 1848 \text{ keV}$$

bzw.

$$(2) 10108 \text{ keV} \xrightarrow{1028} 9080 \text{ keV} \xrightarrow{2091} 6989 \text{ keV} \xrightarrow{2762} 4227 \text{ keV} \xrightarrow{2794} 1432 \text{ keV}$$

Dadurch stellen einerseits die zwei langlebigen Zustände für eine DSAM-Auswertung kein Problem mehr dar, andererseits besteht die Schwierigkeit in der geringen Zerfallsstatistik dieser Zerfallskaskade. Mit den in Tabelle 5.1 gegebenen Informationen der absoluten Intensitäten kann man die *Branching ratios* (Verzweigung) der Übergänge 3440, 2142 und 2091 keV bestimmen:

$$I_{2142} : I_{3440} : I_{2091} = 100 : 24.56 : 50.88$$

Die relative Intensität des 2091 keV-Übergangs zum 2762 keV-Übergang ist gegeben durch:

$$I_{2091} : I_{2762} = 100 : 58.60$$

5 Datenanalyse

Das heißt, dass über die oben genannte sekundäre Zerfallskaskade nur etwa 17% aller Zerfälle stattfinden. Da die DSAM-Analyse eine saubere und glatte Linienform erfordert, sind die Linienformen der Übergänge, die zum 2762 keV-Übergang koinzident sind, für eine präzise Analyse nicht geeignet.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das in der vorliegenden beschriebene Experiment liefert Ergebnisse, anhand derer neue Energiezustände und γ -Übergänge in ^{33}P nachgewiesen werden konnten. Danach wurde das Level-Scheme des ^{33}P -Kerns bis zum Energiezustand $E_x = 10108$ keV entwickelt. Die Multipolaritäten dieser neuen Übergänge sind noch nicht bekannt. Die in der Arbeit von R. Chakrabarti *et. al* [22] bestimmten Spins und Paritäten der Übergänge 10108 keV ($J^\pi = 17/2(+)$) und 6938 keV ($J^\pi = 15/2(-)$) sind dabei zu bezweifeln. Zur Bestimmung der Multipolarität der Übergänge (bzw. J^π der Zustände) ist eine weitere Analyse mit der Winkel-Korrelationsbedingung notwendig.

Die Bestimmung der Lebensdauern der ersten zwei angeregten Zustände in ^{33}P war ohne Erfolg. Die Ursache liegt daran, dass:

(1) durch die Fusionverdampfungsreaktion $^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$ zahlreiche verschiedene Kerne produziert wurden. Alleine mit einer γ - γ Koinzidenzbedingung konnte kein sauberes Koinzidenzspektrum erzeugt werden, was die Zuordnung der γ -Übergänge zu denen zugehörigen Kernen erschwerte.

(2) mit der Strahlenergie von 46 MeV die ^{33}P -Kerne mit Energien bis zu $E_x \approx 10$ MeV angeregt wurden. Nach dem Feeding-Prozess über die zwei langlebigen Zustände sind nur γ -Quanten, die von vollständig gestoppten Kernen emittiert werden, nachweisbar. Das heißt, dass dieser experimentelle Aufbau mit der beschriebenen Reaktionsbedingung für eine DSAM-Messung nicht geeignet ist. Um die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zu überprüfen und die Lebensdauerermessung in ^{33}P mit DSAM durchzuführen, ist es notwendig, eine alternative Reaktion durchzuführen und einen geeigneten experimentellen Aufbau zu verwenden.

Es besteht die Möglichkeit, bei einer Messung Teilchendetektoren einzusetzen, um das erste Problem zu lösen. Somit kann man γ - p (bzw. γ - n) Koinzidenzbedingungen setzen. Dadurch sollten die Zielkerne erfolgreich identifiziert werden. Abbildung 6.1 zeigt einen CD-förmigen Detektor DSSSD (Doppelseitiger segmentierter Silizium-Detektor), welcher auf der Vorderseite (*links*) in 32 Ringe und auf der Rückseite (*rechts*) in 64 konisch verlaufende Streifen unterteilt ist. Der DSSSD kann in

6 Zusammenfassung und Ausblick

Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkel der Targetposition eingebaut werden. Mit dem Detektor kann man die Art, die Trajektorie und die kinetische Energie der einfallenden geladenen Teilchen identifizieren.

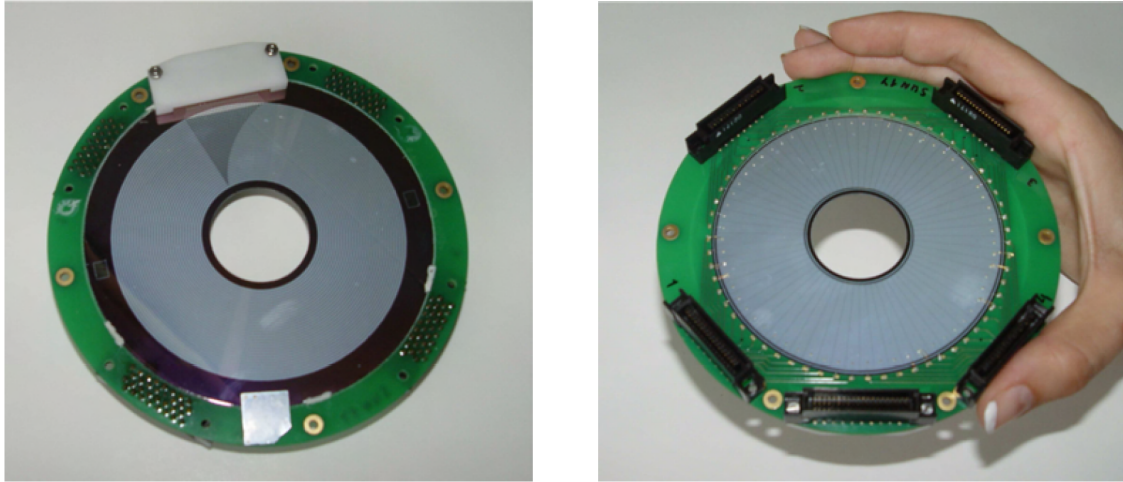


Abbildung 6.1: Ein CD-förmiger DSSSD. Links: die in 32 Ringe unterteilte Vorderseite; Rechts: die in 64 Streifen unterteilte Rückseite. Abbildung entnommen aus [52].

Ein alternativer Aufbau ist das im IKP der Universität zu Köln betriebene SONIC-Spektrometer (Silicon Identification Chamber) [53]. Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen die Innenansicht, sowie die Außenansicht des SONIC-Aufbaus.

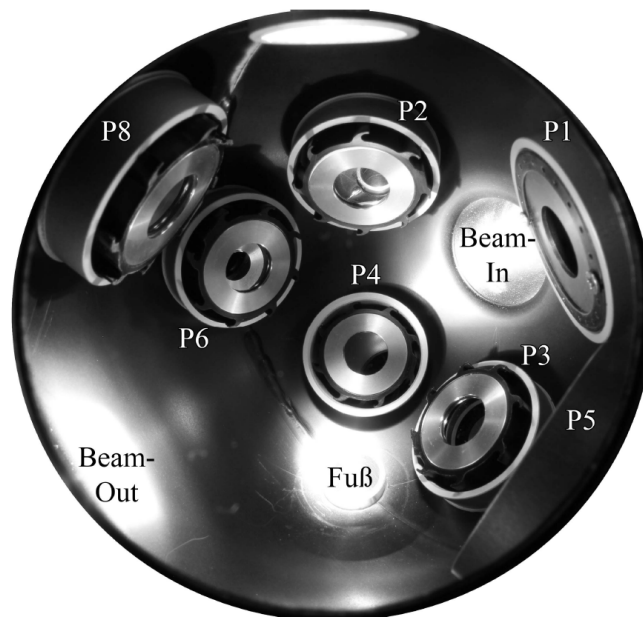


Abbildung 6.2: Das SONIC-Spektrometer aus der Sicht eines Detektors an Pos. 7. Abbildung entnommen aus [53].

6 Zusammenfassung und Ausblick

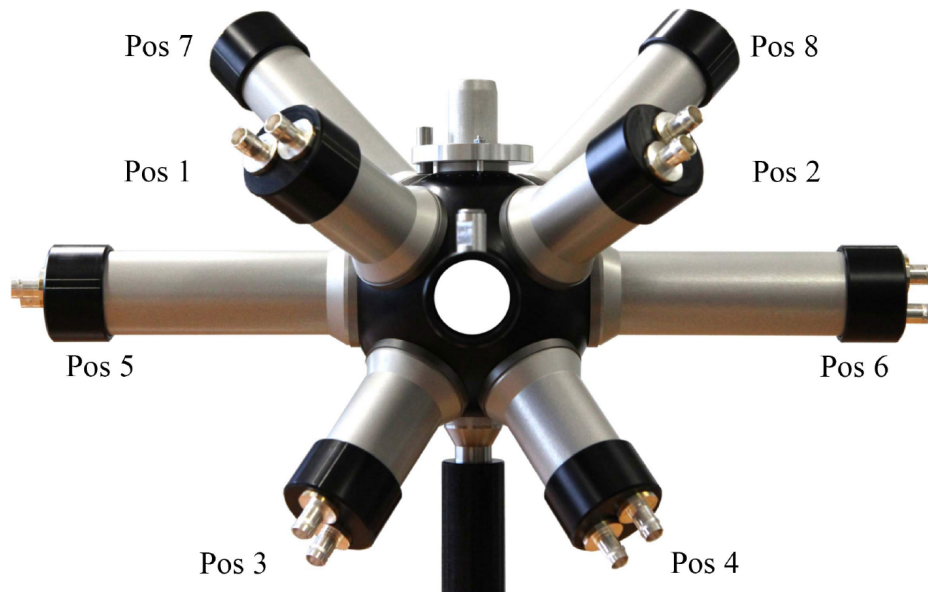


Abbildung 6.3: Die Aussenansicht des SONIC-Spektrometers. Abbildung entnommen aus [53].

Mit einer Anzahl von 8 Silizium-Detektoren werden die 90° (bei P5 und P6), Vorwärtswinkel (bei P7 und P8) und Rückwärtswinkel (bei P1, P2, P3 und P4) abgedeckt. Mit dieser Art von Teilchendetektoren können die verschiedenen geladenen Teilchen durch die Analyse ihrer $\Delta E/E$ -Verhältnisse identifiziert werden (Beispiel siehe Abbildung 6.4).

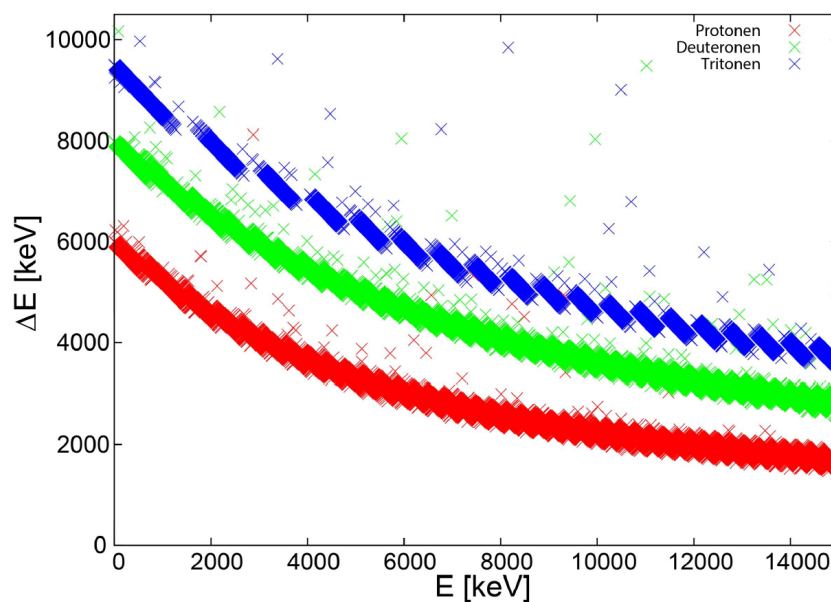


Abbildung 6.4: Ein Beispiel für die $\Delta E/E$ -Verhältnisse der Protonen, Deuteronen und Tritonen. Abbildung entnommen aus [53].

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im beschriebenen Experiment von N.J. Davis und J.M. Nelson [51] wurden die ^{33}P -Kerne mit der direkten Reaktion $^{30}\text{Si}(\alpha, p)^{33}\text{P}$ @25 MeV-Strahlenergie produziert, wobei der angeregte Zustand mit $E_x \approx 10$ MeV detektiert wurde. Mit der *Cascade*-Berechnung wird die Produktion dieser Reaktion simuliert (Siehe Abbildung 6.5).

CASCADE Calculation <small>LaTeX Output © F. Seiffert</small> <small>code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267</small>								Target: ^{30}Si Projectile: ^4He				
Date of calc: 20131210			Compound Nucleus: ^{34}S					Vcoul.= 5.41 MeV		Lcrit.= $9\hbar$		
E	[MeV]	15.00	17.00	19.00	21.00	23.00	25.00	27.00	29.00	31.00	33.00	
C10	\hbar	8.17	8.60	8.65	8.65	8.65	8.65	8.65	8.65	8.65	8.65	
Nuc.	chan.	σ / mb										
^{33}S	n	651.62	484.13	290.05	183.45	92.81	59.13	31.77	20.58	10.16	5.01	
^{32}S	$2n$	32.66	116.05	187.14	168.39	152.50	166.32	142.48	96.38	63.06	43.57	
^{33}P	p	193.73	203.67	159.79	134.62	82.89	51.13	29.19	16.46	12.69	6.81	
^{32}P	np		4.88	55.25	85.03	174.61	191.86	220.06	226.77	205.54	162.62	
^{31}P	$2np$								6.42	25.57	59.85	
^{32}Si	$2p$				0.88	1.05	2.01	1.97	3.01	4.62	5.66	
^{31}Si	$n2p$									0.40	2.12	
^{30}Si	α	172.57	176.97	152.32	106.83	61.63	43.24	25.15	13.38	6.58	3.12	
^{29}Si	$n\alpha$	3.00	6.61	51.30	132.04	174.78	166.23	173.93	188.45	180.14	152.36	
^{28}Si	$2n\alpha$							1.28	9.34	30.97	60.38	
^{29}Al	$p\alpha$					0.06	1.14	0.64	1.86	4.47	8.57	
^{26}Mg	2α					0.41	0.50	0.68	1.21	1.94	2.87	
σ_{fusion}		1053.58	992.47	895.97	811.39	740.90	681.64	631.15	587.62	549.71	516.39	

Abbildung 6.5: Cascade-Berechnung für die Reaktion $^{30}\text{Si}(\alpha, p)^{33}\text{P}$.

Es fällt auf, dass die ^{33}P -Kerne bei Strahlenergien im Bereich von 15 MeV bis 25 MeV stark produziert werden. Mit Hilfe von Teilchendetektoren ist gut vorstellbar, dass die erzeugten Spektren nach der Identifikation der emittierten Protonen, nur noch Übergänge der Kerne ^{33}P und ^{32}P enthalten. Dadurch wird der Nachweis von γ -Übergängen stark vereinfacht. Darüber hinaus können Teilchendetektoren die kinetische Energie der emittierten Protonen genau nachweisen. Dadurch wird ein Proton-Spektrum mit separaten Energiepeaks erzeugt (siehe Abbildung 6.6). Das bringt einen weiteren Vorteil für die Lebensdauerermessung in ^{33}P mit DSAM, da durch die Koinzidenz mit den hochenergetischen Protonen nur die niederenergetischen Zustände in ^{33}P bevölkert werden. Abbildung 6.7 zeigt eine gemessene γ - p Koinzidenzrelation aus dem Jahr 1970 [27]. Somit können saubere γ -Spektren erzeugt werden und es besteht die Möglichkeit, die Lebensdauer der entsprechenden Zustände zu bestimmen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

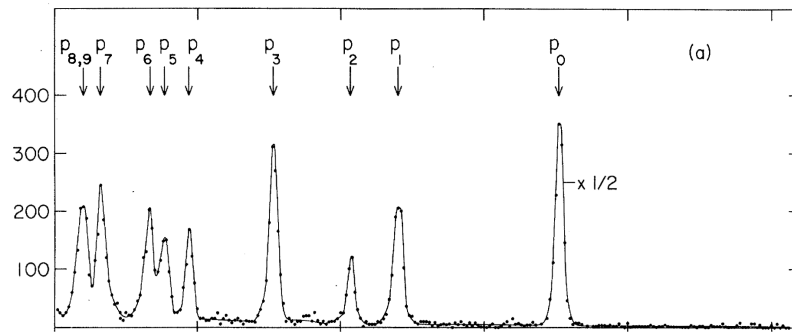


Abbildung 6.6: Das Proton-Spektrum mit separaten Energiepeaks. P_i entspricht den angeregten Zuständen, auf die der Kern ^{33}P nach Emission eines Protons landet. Abb. entnommen aus [27].

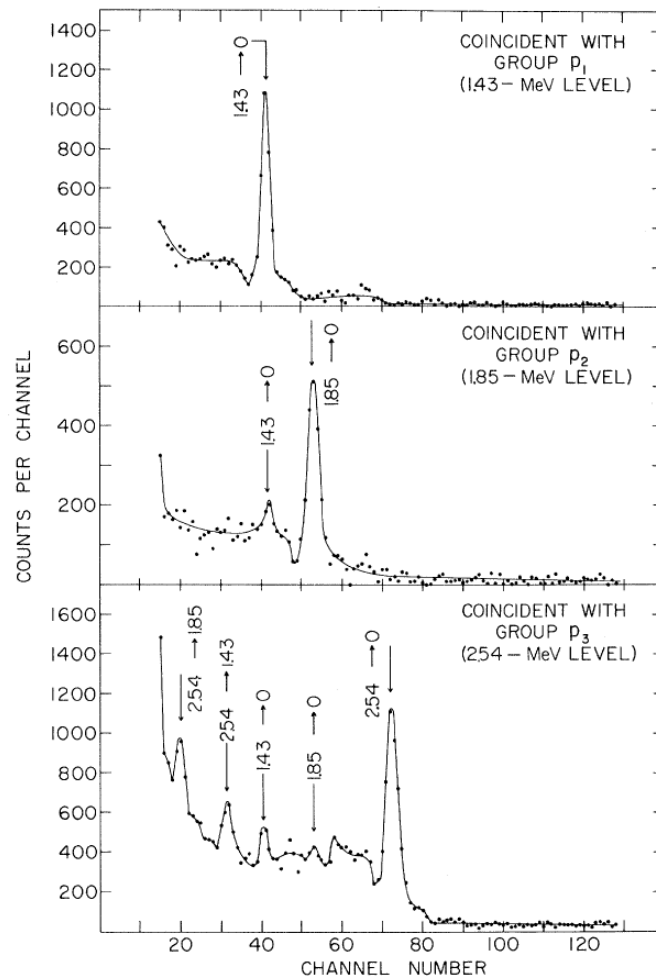


Abbildung 6.7: Durch γ - p Koinzidenzrelationen bestimmte γ -Spektren in ^{33}P . $P_{1,2,3}$ entspricht den in Abb. 6.6 gezeigten Proton-Peaks. Abb. entnommen aus [27].

Tabellenverzeichnis

2.1	Die durch Experimenten und Schalenmodell-Berechnung bestimmten B(E2)- und B(M1)-Werte (in Weisskopf-Einheit). Daten entnommen aus [1].	22
3.1	Winkelverteilung der HORUS-Detektoren	42
3.2	Abweichung der Germanium-Detektoren ge00, ge06, ge07 und ge13 von Kanälen am 1408 keV bei Energieeichung.	44
3.3	Population der Reaktion $^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$ bei Strahlenergie 46 MeV; 50 MeV; 54 MeV; 58 MeV mit $\gamma - \gamma$ Trigger (<i>Teil - 1</i>)	53
3.4	Population der Reaktion $^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$ bei Strahlenergie 46 MeV; 50 MeV; 54 MeV; 58 MeV mit $\gamma - \gamma$ Trigger (<i>Teil - 2</i>)	54
3.5	Absolute Intensität der Übergänge von ^{36}Cl , ^{35}Cl , ^{33}S , ^{33}P bei verschiedener Strahlenergien	55
3.6	Vergleich zwischen Experiment und <i>Cascade</i> Ergebnissen	55
3.7	Mit 186 keV koinzidente Übergänge	57
3.8	Lebensdauer der Energiezustände von ^{33}P . Daten entnommen aus [35].	58
3.9	Mit 1413 keV koinzidente Übergänge	59
4.1	Reaktionsdaten der DSAM-Messung	71
5.1	Intensitätsverhältnisse von Übergängen, die durch Koinzidenz Bedingung bestimmt werden.	86

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gekoppelte Zustände von zwei Nukleonen	8
2.2	Illustration der Level-Konfiguration für ^{51}Fe	14
2.3	Experimentelle MED für $A = 51$, $T_z = \pm 1/2$ Doublet	15
2.4	sd -Schale Kerne mit $T_z = 0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1, \pm \frac{3}{2}, \pm 2$	17
2.5	Die Wirkung des EMSO Effekts	18
2.6	MED für Spiegelkerne mit $A = 35, 39$, $T_z = \pm 1/2$	18
2.7	Experimentelle MED für erste angeregte Zustände der Spiegelkerne in sd -Schale mit $T_z = 3/2$	20
2.8	Levelscheme für ^{33}Ar und ^{33}P	21
2.9	MED für Spiegelpaar ^{33}Ar - ^{33}P	22
2.10	$B\left(E2; \left(\frac{5}{2}\right)_1^+ \rightarrow \left(\frac{1}{2}\right)_1^+\right)$ -Werte für Speigelpaar ^{33}Ar - ^{33}P	23
2.11	$B\left(E2; \left(\frac{3}{2}\right)_1^+ \rightarrow \left(\frac{1}{2}\right)_1^+\right)$ -Werte für Speigelpaar ^{33}Ar - ^{33}P	23
2.12	Einsatzbereich der verschiedenen experimentellen Techniken zur Le- bensdauerermessung	25
2.13	Schematische Darstellung eines Zerfalls von einem angeregten Zu- stand mit Linienbreite Γ	26
2.14	Schematische Darstellung der Coulomb-Anregung im CM-System	27
2.15	Eine Reaktion als Beispiel für eine Lebensdauerermessung mit Electro- nic Timing	29
2.16	Schematische Darstellung der RDDS/Plunger Messmethode	30
2.17	Experimenteller Aufbau der DSAM	31
2.18	Die schrittweise Darstellung für DSAM mit einem γ -Detektor bei ei- nem Vorwärtswinkel.	32
2.19	Beispiele für die Abhängigkeit der DSAM-Linienform an τ/t_{stop}	33
2.20	Die Kurve der Stopping-Power in verschiedenen Energiebereichen	36
2.21	Vergleich von nuklearer Stopping-Power mit elektronischer Stopping- Power	38
2.22	Beispiel für den einfachsten Feeding-Prozess	39

Abbildungsverzeichnis

2.23	Feeding mit n angeregten Zuständen	40
3.1	Geometrie des HORUS-Würfelspektrometers	43
3.2	HORUS γ -Nachweiseffizienz nach energetischem Verlauf	43
3.3	Abweichung der Germanium-Detektoren am 1408 keV	45
3.4	Dopplerkorrektur für Spektren bei Strahlenergie 46 MeV	46
3.5	Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$) . . .	49
3.6	γ Spektrum (10-550 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$) bei Strahl Energie 46 MeV; 50 MeV; 54 MeV und 58 MeV	50
3.7	γ Spektrum (550-1100 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$)	50
3.8	γ Spektrum (1100-1650 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$)	51
3.9	γ Spektrum (1650-2200 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$)	51
3.10	γ Spektrum (2200-3300 keV) für die Reaktion ($^{13}\text{C}+^{26}\text{Mg}$)	52
3.11	Energieniveau-Schema des ^{33}P	56
3.12	γ - γ Koinzidenzspektrum mit Gate auf 186 keV in ^{33}P	57
3.13	γ - γ Koinzidenzspektrum mit Gate auf 1413 keV in ^{33}P	59
4.1	Northcliffe - Schillings Tabelle der Stopping-Power für den Kern ^{31}P in verschiedenen Materialien	60
4.2	Interpolation für Elektronische Stopping-Power: ^{31}P Ionen in Alumi- nium	61
4.3	Interpolation für elektronische Stopping-Power: ^{31}P Ionen in Gold . .	62
4.4	Die relative Stopping-Power gegen Aluminium	63
4.5	Stopping-Power für He-Ionen in verschiedenen Stoppern	64
4.6	Simulation des Abbremsprozesses: Verhalten der mittleren Geschwin- digkeit der ^{33}P Ionen in Au-Stopper für 45° Vorwärts-Detektoren . .	65
4.7	Simulation des Abbremsprozesses: Stop-time ^{33}P in Au	65
4.8	Simulation des Abbremsprozesses: Verhalten der mittleren Geschwin- digkeit der ^{33}P Ions in Bi-Stopper für 45° Vorwärts-Detektoren	66
4.9	Simulation des Abbremsprozesses: Stop-time ^{33}P in Bi	66
4.10	Ein Beispiel für eine 128 x 512 Stopping-Matrix	67
4.11	Kombination zwischen DSAM-Peak und Stopping Matrix	69
4.12	Wirkung der BGO Schilde	72
4.13	Zeitfenster der Detektorkombination	73
5.1	Level-Scheme für ^{33}P der vorherigen Arbeit	74
5.2	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2378 keV	76
5.3	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2142 keV	77
5.4	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 1298 keV	79

Abbildungsverzeichnis

5.5	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 3170 keV	80
5.6	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 1028 keV	81
5.7	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 3440 keV	83
5.8	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2090 keV	83
5.9	Koinzidenzspektrum mit Gate auf 2762 keV	84
5.10	Level Scheme für ^{33}P	85
6.1	geladener Teilchen-Detektor DSSSD	90
6.2	Innenansicht des SONIC-Spektrometers	90
6.3	Aussenansicht des SONIC-Spektrometers	91
6.4	Die $\Delta E/E$ -Verhältnisse der Protonen, Deuteronen und Tritonen . . .	91
6.5	Cascade-Berechnung für die Reaktion $^{30}\text{Si}(\alpha, p)^{33}\text{P}$	92
6.6	Proton-Spektrum mit separaten Energiepeaks	93
6.7	Durch γ - p Koinzidenzrelationen bestimmte γ -Spektren in ^{33}P	93

Literaturverzeichnis

- [1] WENDT, Anderas: *Isospin symmetry in the sd shell: Coulomb excitation of ^{33}Ar at relativistic energies and the new Lund-York-Cologne-Calorimeter*, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, Diss., 2012. – Dissertation
- [2] CHADWICK, J.: The possible existence of the Neutron. In: *Nature* 192 (1932), S. 312
- [3] GREINER, Walter ; MARUHN, Joachim: *Kernmodelle*. Europa Lehrmittel Verlag, 1995
- [4] WARNER, D. D. ; BENTLEY, M.A. ; ISACKER, P. V.: The role of isospin symmetry in collective nuclear structure. In: *Nature Phys.* 2 (2006), S. 311
- [5] WEIZSÄCKER, C. F.: Zur Theorie der Kernmassen. In: *Zeitschrift für Physik* 96 (1935), S. 431
- [6] WIGNER, E.P.: In: *Proceedings of the Robert A Welch Conference on Chemical Research* (1957)
- [7] LENZI, S.M. ; BENTLEY, M.A.: Test of Isospin Symmetry Along the $N = Z$ Line. In: *Lect. Notes Phys.* 764 (2009)
- [8] NOLEN, J. A. ; SCHIFFER, J. P.: Coulomb energies. In: *Ann. Rev. Nucl. Sci* 19 (1969), S. 471–526
- [9] SHAHNAS, M. H.: Nolen-Schiffer anomaly of mirror nuclei and charge symmetry breaking in nuclear interactions. In: *Phys. Rev. C* 50 (1994), Nov, 2346–2350. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.50.2346>. – DOI 10.1103/PhysRevC.50.2346
- [10] DUFLO, J. ; ZUKER, A. P.: Mirror displacement energies and neutron skins. In: *Phys. Rev. C* 66 (2002), Nov, 051304. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.66.051304>. – DOI 10.1103/PhysRevC.66.051304

- [11] LENZI, S. M. ; *et al*: Coulomb Energy Differences in $T = 1$ Mirror Rotational Bands in ^{50}Fe and ^{50}Cr . In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), Aug, 122501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.122501>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.87.122501
- [12] ZUKER, A. P. ; LENZI, S. M. ; MARTINEZ-PINEDO, G. ; POVES, A.: Isobaric Multiplet Yrast Energies and Isospin Nonconserving Forces. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), Sep, 142502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.142502>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.89.142502
- [13] VEDOVA, F.D.: *Isospin Symmetry in the sd shell: The $A = 31$ and $A = 35$ Mirror Nuclei*, University of Padova, Diss., 2004. – Dissertation
- [14] EKMAN, J. ; RUDOLPH, D. ; FAHLANDER, C. ; ZUKER, A. P. ; BENTLEY, M. A. ; LENZI, S. M. ; ANDREOIU, C. ; AXIOTIS, M. ; ANGELIS, G. de ; FARNEA, E. ; GADEA, A. ; KRÖLL, Th. ; FIRGINEAN, N. Mifmode u. ; MARTINEZ, T. ; MINEVA, M. N. ; ROSSI-ALVAREZ, C. ; UR, C. A.: Unusual Isospin-Breaking and Isospin-Mixing Effects in the $A = 35$ Mirror Nuclei. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), Apr, 132502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.132502>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.92.132502
- [15] BROWN, B. A. ; WILDENTHAL, B. H.: Status of the nuclear shell model. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 38 (1988)
- [16] WILDENTHAL, B. H. ; HALBERT, E. C. ; MCGRORY, J. B. ; KUO, T. T. S.: Calculations with a $1s, 0d$ Shell Model for $A = 34 - 38$ Nuclei. In: *Phys. Rev. C* 4 (1971), Oct, 1266–1314. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.4.1266>
- [17] UTSUNO, Yutaka ; OTSUKA, Takaharu ; MIZUSAKI, Takahiro ; HONMA, Michio: Varying shell gap and deformation in $N \sim 20$ unstable nuclei studied by the Monte Carlo shell model. In: *Phys. Rev. C* 60 (1999), Oct, 054315. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.054315>
- [18] REYNOLDS, R. R. ; COTTLE, P. D. ; GADE, A. ; BAZIN, D. ; CAMPBELL, C. M. ; COOK, J. M. ; GLASMACHER, T. ; HANSEN, P. G. ; HOAGLAND, T. ; KEMPER, K. W. ; MUELLER, W. F. ; ROEDER, B. T. ; TERRY, J. R. ; TOSTEVIN, J. A.: ^{25}Si and ^{29}S studied via single neutron knockout reactions. In: *Phys. Rev. C* 81 (2010), Jun, 067303. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.81.067303>. – DOI 10.1103/PhysRevC.81.067303

- [19] JENSEN, Erling N. ; NICHOLS, R. T. ; CLEMENT, J. ; POHM, A.: The Beta-Spectra of P^{32} and P^{33} . In: *Phys. Rev.* 85 (1952), Jan, 112–119. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.85.112>. – DOI 10.1103/PhysRev.85.112
- [20] NICHOLS, R. T. ; JENSEN, E. N.: Radioisotope P^{33} . In: *Phys. Rev.* 94 (1954), Apr, 369–371. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.94.369>. – DOI 10.1103/PhysRev.94.369
- [21] GOOSMAN, D. R. ; DAVIDS, C. N. ; ALBURGER, D. E.: Accurate Masses and β -Decay Schemes for ^{34}P and ^{33}Si . In: *Phys. Rev. C* 8 (1973), Oct, 1324–1330. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.8.1324>. – DOI 10.1103/PhysRevC.8.1324
- [22] CHAKRABARTI, R. ; MUKHOPADHYAY, S. ; KRISHICHAYAN ; CHAKRABORTY, A. ; GHOSH, A. ; RAY, S. ; GHUGRE, S. S. ; SINHA, A. K. ; CHATURVEDI, L. ; DEO, A. Y. ; MAZUMDAR, I. ; JOSHI, P. K. ; PALIT, R. ; NAIK, Z. ; KUMAR, S. ; MADHAVAN, N. ; SINGH, R. P. ; MURALITHAR, S. ; YOGI, B. K. ; GARG, U.: Experimental study of nuclei in the vicinity of the “island of inversion” through the fusion-evaporation reaction. In: *Phys. Rev. C* 80 (2009), Sep, 034326. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.80.034326>. – DOI 10.1103/PhysRevC.80.034326
- [23] BEARSE, R. C. ; YOUNGBLOOD, D. H. ; YNTEMA, J. L.: Proton Hole States in ^{29}Al , ^{31}P , and ^{33}P . In: *Phys. Rev.* 167 (1968), Mar, 1043–1048. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.167.1043>. – DOI 10.1103/PhysRev.167.1043
- [24] BERKOWITZ, E.H. ; ROLLEFSON, A.A. ; BERNERS, E.D. ; BROWNE, C.P.: Excitation energies in ^{33}P . In: *Nuclear Physics A* 140 (1970), Nr. 1, 173 - 176. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947470908936>. – ISSN 0375–9474
- [25] MOSS, C. E. ; POORE, R. V. ; ROBERSON, N. R. ; TILLEY, D. R.: Spins of Levels in ^{33}P . In: *Phys. Rev.* 174 (1968), Oct, 1333–1337. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.174.1333>. – DOI 10.1103/PhysRev.174.1333
- [26] DAVIES, W.G. ; HARDY, J.C. ; DARCEY, W.: The $^{31}P(t, p)^{33}P$ reaction and the usefulness of double-stripping in distinguishing among shell-model calculations. In: *Nuclear Physics A* 128 (1969), Nr. 2, 465 - 480. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947469904175>. – ISSN 0375–9474

- [27] HARRIS, W. R. ; NAGATANI, K. ; OLNESS, J. W.: Levels in P^{33} of $E_{\text{ex}} < 4.3$ MeV. In: *Phys. Rev. C* 2 (1970), Oct, 1412–1426. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.2.1412>. – DOI 10.1103/PhysRevC.2.1412
- [28] THORN, C. E. ; OLNESS, J. W. ; WARBURTON, E. K. ; RAMAN, S.: $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ and $^{34,36}\text{S}(d,^3\text{He})^{33,35}\text{P}$ reactions. In: *Phys. Rev. C* 30 (1984), Nov, 1442–1453. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.30.1442>. – DOI 10.1103/PhysRevC.30.1442
- [29] KHAN, S. ; MAIRLE, G. ; KNÖPFLE, K.T. ; KIHM, Th. ; LIU-KEN, Pao ; GRABMAYR, P. ; WAGNER, G.J. ; FRIEDRICH, L.: Hole-strength distributions from the $^{34}\text{S}(d,^3\text{He})^{33}\text{P}$ and $^{34}\text{S}(d,t)^{33}\text{S}$ reactions. In: *Nuclear Physics A* 481 (1988), Nr. 2, 253 - 268. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947488904964>. – ISSN 0375–9474
- [30] NIXON, M.R. ; JONES, G.D. ; LORNIE, P.R.G. ; NAGEL, A. ; NOLAN, P.J. ; PRICE, H.G. ; TWIN, P.J.: High spin negative parity states in ^{33}P . In: *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1 (1975), S. 430–437
- [31] WAGNER, P. ; COFFIN, J. P. ; ALI, M. A. ; ALBURGER, D. E. ; GALLMANN, A.: Lifetime Measurements of Low-Lying States of ^{33}P . In: *Phys. Rev. C* 7 (1973), Jun, 2418–2426. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.7.2418>. – DOI 10.1103/PhysRevC.7.2418
- [32] POLETTI, A. R. ; BARDIN, T. T. ; PRONKO, J. G. ; McDONALD, R. E.: Lifetimes in ^{33}P by the Doppler-Shift-Attenuation Method. In: *Phys. Rev. C* 7 (1973), Apr, 1433–1440. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.7.1433>. – DOI 10.1103/PhysRevC.7.1433
- [33] NANN, H. ; BENENSON, W. ; KASHY, E. ; TUREK, P.: Isobaric mass quartets in $A = 33$ nuclei. In: *Phys. Rev. C* 9 (1974), May, 1848–1850. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.9.1848>. – DOI 10.1103/PhysRevC.9.1848
- [34] CLEMENT, R. R. C. ; BAZIN, D. ; BENENSON, W. ; BROWN, B. A. ; COLE, A. L. ; COOPER, M. W. ; DEYOUNG, P. A. ; ESTRADE, A. ; FAMIANO, M. A. ; FRANK, N. H. ; GADE, A. ; GLASMACHER, T. ; HOSMER, P. T. ; LYNCH, W. G. ; MONTES, F. ; MUELLER, W. F. ; PEASLEE, G. F. ; SANTI, P. ; SCHATZ, H. ; SHERRILL, B. M. ; GOETHEM, M-J. van ; WALLACE, M. S.: New Approach for Measuring Properties of rp -Process Nuclei. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), Apr, 172502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.172502>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.92.172502

- [35] <http://www.nndc.bnl.gov>
- [36] NOLAN, P.J. ; SHARPEY-SCHAFFER, J.F.: The measurement of the lifetimes of excited nuclear states. In: *Rep. Prog. Phys.* 42 (1979)
- [37] SEIDLITZ, Michael: *Coulomb-Anregung von instabilen, ungeraden Mg-Isotopen*. 2008. – Diplomarbeit
- [38] GABLESKE, Jörg: *Kollektivität der Intruderbanden im Kern ^{114}Sn* , Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, Diss., 2000. – Dissertation
- [39] STAHL, Christian: *Winkel-kontinuierliches DSAM: Lebensdauer-Messungen mit ortssensitiven Detektorsystemen*. 2011. – Masterarbeit
- [40] THÜRAUF, Michael: *Lifetime measurements using DSAM with the MINIBALL set-up*. 2012
- [41] NORTHCLIFFE, L. C. ; SCHILLING, R. F.: Range and stopping-power tables for heavy ions. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 7 (1970), Januar, 233-463. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1970ADNDT...7..233N>
- [42] <http://www.jhaj.net/jasjeet/tcad/Learn3/13d.htm>
- [43] LINDHARD, J.: On the properties of a gas of charged particles. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 28 (1954)
- [44] LINDHARD, J. ; SCHARFF, M.: Energy Dissipation by Ions in the kev Region. In: *Phys. Rev.* 124 (1961), Oct, 128–130. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.124.128>. – DOI 10.1103/PhysRev.124.128
- [45] LINDHARD, J. ; SCHARFF, M. ; SCHIOTT, H. E.: Range Concepts and Heavy Ion Ranges. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33 (1963)
- [46] LINDHARD, J. ; WINTHER, A.: Stopping power of electron gas and equipartition rule. In: *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 34 (1964)
- [47] BATEMAN, H.: Solution of a system of differential equations occurring in the theory of radio-active transformations. In: *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 15 (1910), S. 423
- [48] LINNEMANN, Andreas: *Das HORUS-Würfelspektrometer und Multiphononanregungen in ^{106}Cd* , Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, Diss., 2005. – Dissertation

Literaturverzeichnis

- [49] ZIEGLER, J.F.: *Helium Stopping Powers and Ranges in ALL Elements*. Pergamon Press, New York, 1978. – 78 S.
- [50] PETKOV, P. ; GABLESKE, J. ; VOGEL, O. ; DEWALD, A. ; BRENTANO, P. von ; KRÜCKEN, R. ; PEUSQUENS, R. ; NICOLAY, N. ; GIZON, A. ; GIZON, J. ; BAZZACCO, D. ; ROSSI-ALVAREZ, C. ; LUNARDI, S. ; PAVAN, P. ; NAPOLI, D.R. ; ANDREJTSCHIEFF, W. ; JOLOS, R.V.: In-band {M1} and {E2} transition rates and collective structures in ^{128}Ba . In: *Nuclear Physics A* 640 (1998), Nr. 3–4, 293 - 321. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947498004291>. – ISSN 0375–9474
- [51] DAVIS, N.J. ; NELSON, J.M.: A study of $^{31,32,33}\text{P}$ by the use of (α ,p) reactions on silicon isotopes. In: *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 13 (1987), S. 375–392
- [52] WENDT, Andreas: *Isomerer Protonenzerfall aus der pf-Schale*. 2008. – Diplomarbeit
- [53] PICKSTONE, Simon G.: *Inbetriebnahme des SONIC-Spektrometers*. 2013. – Masterarbeit

Danksagung

Die Erstellung dieser Diplomarbeit konnte nur durch die Hilfe von vielen Personen möglich sein. Bei folgenden Menschen möchte ich ganz herzlich bedanken:

- Herrn Prof. Dr. Peter Reiter danke ich für die Vergabe des Themas, sowie die exzellente Betreuung meiner Arbeit.
- Herrn Dr. Andreas Wendt und Herrn Dr. Michael Seidlitz danke ich für die angenehme Zusammenarbeit und die Betreuung in fachlichen Fragen.
- Frau Dr. Kerstin Geibel danke ich für die Hilfe bei Software- und Datenaufnahme-Fragen.
- Herrn Konrad Arnswald und Herrn Andreas Vogt danke ich für die Hilfe bei der Anwendung des LaTeX-Programms.
- Herrn Dr. Christoph Fransen und Herrn Andreas Hennig danke ich für die fachkundige Unterstützung beim Arbeiten mit Germanium-Detektoren und XIA-Datenaufnahme.
- Frau Hannah Duckwitz danke ich für das ausführliche Protokoll der DSAM-Auswertung.
- Herrn Konrad Arnswald, Herrn Lars Lewandowski, Herrn Michael Queiser, Herrn Tim Steinbach, Herrn Andreas Vogt und Herrn Kai Wolf danke ich besonders für die Korrektur der deutschen Fehler dieser Arbeit.
- Der restlichen Arbeitsgruppe danke ich für die fleißige Durchführung von Schichten meiner Messung.

Literaturverzeichnis

- Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich für die finanzielle Unterstützung meines Studiums. Ich danke meiner Frau Xiaorong Liu, die die größten Geduld und alle Unterstützung während meiner Arbeit gegeben hat.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit selbständig und ohne Hilfe von Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Quellen und Zitate sind als solche im Text kenntlich gemacht.

Köln, 18. Dezember 2013