

Universität zu Köln
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Kernphysik

Bachelorarbeit

**Bestimmung der Lebensdauer
angeregter Zustände in ^{40}Ca mit der
Doppler-Shift-Attenuation Methode**



Erstgutachter: Prof. Dr. Peter Reiter
Zweitgutachter: Prof. Dr. Andreas Zilges

Vorgelegt von:

Timon Sültenfuß

Matrikelnummer 7370718

Köln im April 2023

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	γ -Übergänge angeregter Kernzustände	7
2.2	Lebensdauer angeregter Kernzustände	8
2.3	Doppler-Verschiebung	9
3	Experimenteller Aufbau	10
3.1	FN Tandembeschleuniger	10
3.2	HORUS	10
3.3	SONIC	11
3.4	Target und Stopper	12
4	Doppler-Shift-Attenuation Methode	13
4.1	Reaktionskinematik	13
4.2	Lebensdauer	15
5	Aufbereitung der Daten	18
5.1	Energiekalibrierung	18
5.2	Nachweiseffizienz	18
5.3	Identifizierung der Zerfälle im Single Gamma Spektrum	20
5.4	Gemessene angeregte Zustände von ^{40}Ca	22
6	Bestimmung der Lebensdauern	27
6.1	Lebensdauer des 2^+ Zustands	28
6.2	Lebensdauer des 4^+ Zustands	39
6.3	Lebensdauer des 6^+ Zustands	49
7	Zusammenfassung und Ausblick	53
	Literaturverzeichnis	55
	Abbildungsverzeichnis	59
	Tabellenverzeichnis	59
	Danksagung	61

1 Motivation

Schalenmodellrechnungen in der pf-Schale sind mittlerweile in der Lage auch Isotope fernab des Tals der Stabilität zu beschreiben. Etablierte Interaktionen wie die GXPF1A [1], können beispielsweise die auftretenden $N=32$ und $N=34$ Unterschalenabschlüsse erklären. Hierbei gehen diese Interaktionen von dem abgeschlossenen doppelt magischen ^{40}Ca Kern aus und betrachten für die Berechnung angeregter Zustände die Wechselwirkung verbleibender Valenznukleonen [2]. Durch die Verwendung des abgeschlossenen ^{40}Ca Kerns als Grundlage zahlreicher Schalenmodellrechnungen, sind die genaue Kenntnis der angeregten Energieniveaus und Lebensdauern von besonderer Bedeutung.

In Abbildung 1 sind die Anregungsenergien und $B(E2)$ Werte der 2^+ , 4^+ und 6^+ Yrast-Zustände für $N = Z$ Kerne mit N zwischen 20 und 30 dargestellt. Bei einem Vergleich der $N = Z$ Kerne fällt auf, dass die $B(E2)$ Werte der 4^+ und 6^+ Yrast-Zustände von ^{40}Ca einen großen Fehler, in Relation zu den $B(E2)$ Werten der folgenden $N = Z$ Kerne, aufweisen [3]. Speziell die Lebensdauer des 6^+ Zustands, mit einem Literaturwert von 490_{-250}^{+130} fs, die bisher nur einmal mit einer $^{28}\text{Si}(^{14}\text{N}, \text{pn}\gamma)$ Reaktion bestimmt wurde [4], kann durch eine $(\text{p}, \text{p}'\gamma)$ Reaktion potentiell genauer bestimmt werden. Die Lebensdauer des 4^+ Zustand wurde bisher mittels $(\text{p}, \text{p}'\gamma)$, $(\text{n}, \text{n}'\gamma)$ und (p, γ) -Reaktionen bestimmt. Aus dem gewichteten Mittelwert dieser Messungen ergibt sich eine Lebensdauer von $303(58)$ fs [5]. Die Lebensdauer des 2^+ Zustands, von $50(10)$ fs, ist mit verschiedenen Methoden präzise bestimmt worden [6]. Daher wird dieser Zustand im Rahmen dieser Arbeit zur Überprüfung der Qualität der Daten des durchgeführten Experiments verwendet.

Die Lebensdauern der zu messenden Zustände liegen im Subpicosekunden-Bereich. Daher eignet sich zur Bestimmung der Lebensdauer die Doppler-Shift-Attenuation Methode. Dazu wurde im April 2022 ein Experiment am FN Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt. Mit dem Tandembeschleuniger wurden ein Protonenstrahl auf 15 MeV beschleunigt. Durch eine $(\text{p}, \text{p}'\gamma)$ Reaktion an einem natürlichen Kalzium-Target wurden die angeregten Zustände in ^{40}Ca populiert. Um die Rückstoßkerne direkt nach dem Target zu stoppen wurde ein ^{197}Au Stopper verwendet. Die Gammaquanten

und gestreuten Protonen wurden mit dem Detektoraufbau SONIC@HORUS detektiert. Dabei wird die sehr gute Energieauflösung von Silizium-Detektoren für Protonen mit der exzellenten Energieauflösung von HPGe-Detektoren für Gammaquanten kombiniert.

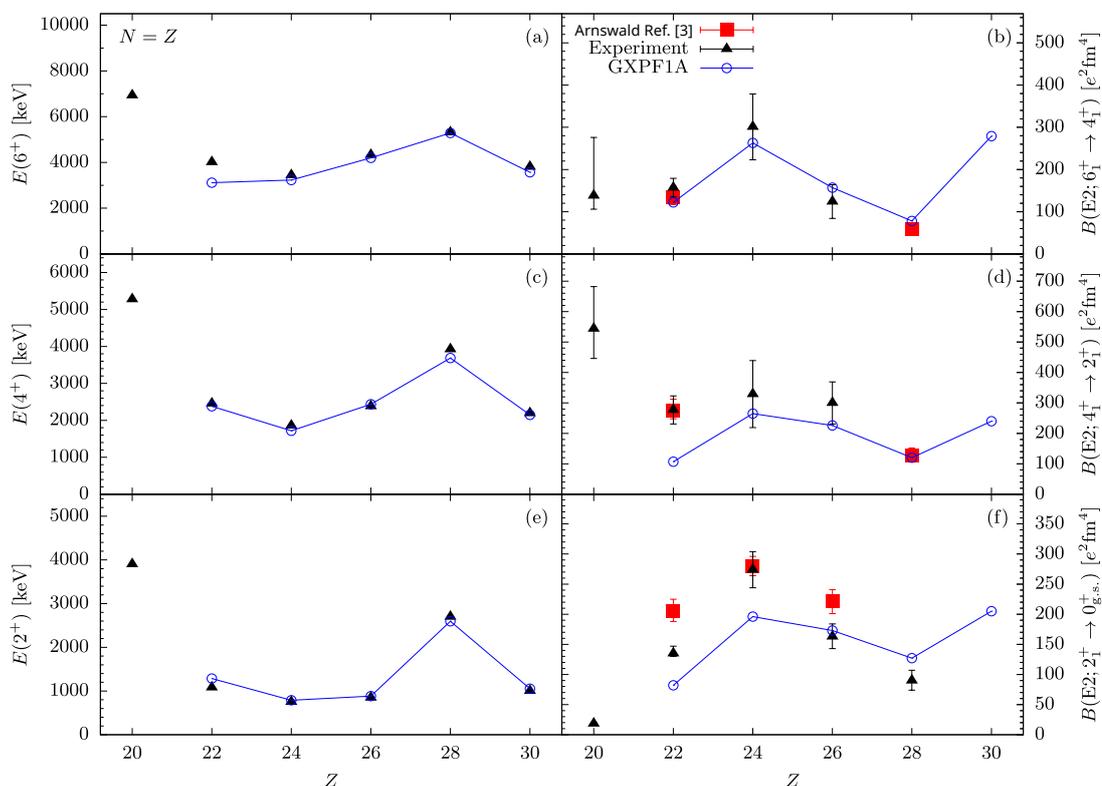


Abbildung 1: Anregungsenergien und $B(E2)$ Werte der 2^+ , 4^+ und 6^+ Yrast Zustände für $N = Z$ Kerne mit N zwischen 20 und 30. In blau sind mit der GXPFI1A Interaktion berechneten Werte dargestellt. In rot und schwarz sind experimentell ermittelte Werte abgebildet. Gegenstand dieser Arbeit sind die $B(E2)$ Werte für den 4^+ und 6^+ Zustand in ^{40}Ca ($N = Z = 20$). Bild entnommen und bearbeitet aus Ref. [3].

2 Physikalische Grundlagen

2.1 γ -Übergänge angeregter Kernzustände

Befindet sich ein Kern, nach einer Kernreaktion, in einem angeregten Zustand, so ist dieser Zustand instabil. Der Kern zerfällt oft in den Grundzustand oder über Zwischenzustände in den Grundzustand. Liegt die Energie des angeregten Zustands unter der Teilchenschwelle, so sendet der Kern häufig ein Gammaquant aus. Diese haben typischerweise eine Energie zwischen 0,1 MeV und 10 MeV. Die Energie des ausgesendeten Photons ist die Energiedifferenz zwischen dem angeregten Kernzustand und dem Zustand, in den der Kern zerfällt abzüglich einer Rückstoßenergie. Damit hat das ausgesendete Photon die Energie:

$$E_\gamma = E_i - E_f - E_{\text{rück}} \approx E_i - E_f - \frac{(E_i - E_f)^2}{2Mc^2} \quad (2.1)$$

Dabei sind E_i die Anregungsenergie, E_f die Energie des Endzustands, c die Lichtgeschwindigkeit und M die Masse des Rückstoßkerns.

Für den Übergang eines angeregten Kerns in einen anderen Zustand gelten quantenmechanische Auswahlregeln. Diese werden über den Drehimpuls \vec{L} des ausgesendeten Photons definiert.

$$\vec{L}_\gamma = \vec{I}_i - \vec{I}_f \quad (2.2)$$

Die Drehimpulsquantenzahl L muss dabei die Dreiecksungleichung

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f| \quad (2.3)$$

erfüllen. Mit I_i und I_f werden hier die Kerndrehimpulse des Ausgangskerns und des Endkerns bezeichnet. Aus 2^L ergibt sich die Multipolordnung des Übergangs. Weiterhin werden

Übergänge in elektrische und magnetische Übergänge [7] unterteilt. Diese unterscheiden sich für ein festes L jeweils in der Paritätsänderung.

$$\begin{aligned} \text{elektrisch: } \pi_f &= (-1)^{L+1} \cdot \pi_i \\ \text{magnetisch: } \pi_f &= (-1)^L \cdot \pi_i \end{aligned}$$

2.2 Lebensdauer angeregter Kernzustände

Der Zerfall eines Kerns in einen Zustand niedrigerer Energie ist ein statistischer Prozess. In jedem infinitesimalen Zeitintervall dt gibt es eine feste Wahrscheinlichkeit λ , dass der Kern zerfällt. Daraus ergibt sich für N Kerne die sich im gleichen angeregten Zustand befinden [7]:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (2.4)$$

Durch Integration dieser Gleichung ergibt sich:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet N_0 die Anzahl der Kerne die sich zum Zeitpunkt $t = 0$ im angeregten Zustand befunden haben und $N(t)$ die Anzahl der Kerne, die sich zum Zeitpunkt t im angeregten Zustand befinden. Ein übliches Maß für die Zeit, nach der ein Kern durchschnittlich zerfällt, ist die Lebensdauer des Kerns. Die Lebensdauer ist das Inverse der Zerfallswahrscheinlichkeit λ

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.6)$$

und bezeichnet die Zeit, nach der die Anzahl der angeregten Kerne auf einen Faktor von $\frac{1}{e}$ absinkt.

2.3 Doppler-Verschiebung

Die Doppler-Verschiebung beschreibt die Veränderung der Energie eines Photons, welches von bewegte Kernen emittiert wird. Bewegt sich das zerfallende Nuklid mit einer Geschwindigkeit $v(t)$ relativ zum Beobachter, so wird die Energie des ausgesendeten Photons durch

$$E_\gamma(\Theta, t) = E_\gamma^0 \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta(t)^2}}{1 - \beta(t) \cos \Theta} \quad (2.7)$$

beschrieben. Dabei gilt $\beta(t) = \frac{v(t)}{c}$. Der Winkel Θ beschreibt den Winkel zwischen der Bewegungsrichtung \vec{v} des Kerns und dem ausgesendeten Photon. Für gegenüber der Lichtgeschwindigkeit kleine Geschwindigkeiten $\beta \ll 1$ kann die Doppler-Verschiebung durch

$$E_\gamma(\Theta, t) = E_\gamma^0 \cdot \left(1 + \frac{v(t)}{c} \cos \Theta \right) \quad (2.8)$$

genähert werden. Bewegt sich das Photon in die gleiche Richtung wie die Quelle, so hat es eine höhere Energie, als es ursprünglich hatte. Bewegt es sich in entgegengesetzte Richtung so besitzt es eine geringere Energie.

3 Experimenteller Aufbau

Das Experiment wurde im April 2022 am FN Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt. Gemessen wurde eine $(p,p'\gamma)$ -Reaktion an ^{40}Ca auf ^{197}Au -Backing bei einer Strahlenergie von 15 MeV und einer Strahlzeit von 40 Stunden. Emittierte Gammaquanten wurden mit dem HORUS [8] Spektrometer detektiert. Zusätzlich wurden rückgestreute Protonen mit dem Teilchenspektrometer SONIC [9] gemessen. Im Folgenden werden die einzelnen Bestandteile eingeführt.

3.1 FN Tandembeschleuniger

Der FN Tandembeschleuniger der Universität zu Köln wird zur Beschleunigung von geladenen Ionen verwendet. Am FN Tandembeschleuniger kann eine Potentialdifferenz von maximal 10 MV angelegt werden. Diese Spannung wird durch ein Pelletron erzeugt, das nach dem Van-der-Graaf Prinzip eine Spannung zwischen der Ionenquelle und dem sich in der Mitte des Beschleunigers befindenden Terminal anlegt. Dieses wird positiv geladen, sodass negativ geladenen Ionen aus der Ionenquelle in Richtung des Terminals beschleunigt werden. Dort durchqueren sie eine Kohlenstoff-Stripper-Folie. Dabei werden äußere Elektronen der Ionen abgestreift, wodurch die Ionen positiv geladen werden und eine zweite Beschleunigung erfahren. Der Strahl wird anschließend durch Magneten und ionenoptische Linsen auf das Target gelenkt, das sich im Zentrum des SONIC@HORUS Aufbaus befindet.

3.2 HORUS

HORUS (**H**igh Efficiency **O**bservatory for γ -**R**ay **U**nique **S**pectroscopy) ist ein Detektoraufbau, der am Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln eingesetzt wird. Er besteht aus bis zu 14 HPGe Detektoren (**H**igh-**P**urity **G**ermanium Detektoren) und dient der Detektion von Photonen. Die 14 HPGe Detektoren sind dabei in zwei Halbkugeln angeordnet. Dabei sind die Detektoren so angeordnet, dass sie auf den Ecken und Seiten eines imaginären Würfels sitzen. Die Detektorpositionen sind in

Tabelle 1 aufgelistet. Um den Compton-Untergrund aktiv zu unterdrücken, können sechs der Detektoren mit BGO-Schilden (Bismuthgermanat-Veto-Detektoren) versehen werden. Bei der Durchführung des Experiments wurden alle 14 HPGe Detektoren, sowie alle sechs BGO-Schilde verwendet.

Tabelle 1: Positionen der HPGe-Detektoren in HORUS relativ zur Strahlachse. θ_γ ist dabei der Winkel in Polarrichtung und ϕ_γ der Winkel in Azimutrichtung

HPGe	00	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13
Θ_γ [°]	90	90	90	90	90	90	135	45	45	135	145	145	35	35
ϕ_γ [°]	0	55	125	180	235	305	270	270	90	90	0	180	180	0

3.3 SONIC

Im Inneren des HORUS-Spektrometers wurde der Detektoraufbau SONIC (**Silicon Identification Chamber**) eingesetzt. In diesem Experiment wurde der aktuelle Aufbau SONIC III verwendet, der in Abbildung 2 betrachtet werden kann.

Die Si-Detektoren sind in der Targetkammer und dienen der Detektion geladener Teilchen. SONIC III besteht aus zwölf Si-Detektoren, die alle unter Rückwärtsrichtung angeordnet sind. Damit werden Protonen detektiert, bei denen ein besonders großer Impulsübertrag

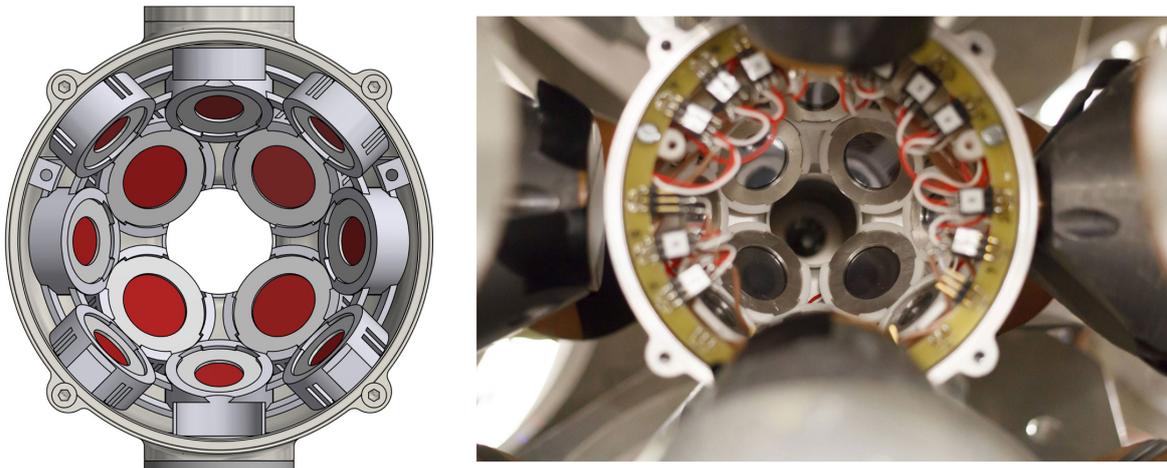


Abbildung 2: Links Computer-Zeichnung, rechts Foto des SONIC III Aufbaus. Die SONIC-Halbkugel wird in Rückstreurichtung des Strahls verwendet, der Strahl kommt aus der Bildebene raus. In der Zeichnung sind die aktiven Flächen der Siliziumdetektoren rot markiert. Im Foto ist außen im Vordergrund die Bleiabdeckung der BGO-Schilde von HORUS zu erkennen. Die Bilder sind entnommen aus Ref. [10].

stattgefunden hat. Die Si-Detektoren befinden sich auf drei Ringen unter Rückwärtswinkeln mit jeweils vier Detektoren. Die Detektoren im inneren Ring unter einem Winkel von 145° besitzen jeweils die doppelte Fläche der Detektoren in den äußeren beiden Ringen bei 123° und 107° . Die Positionen der Detektoren sind in Tabelle 2 angegeben. SONIC III ist von einer Halbkugel umschlossen, die aus Aluminium besteht. In diese Targetkammer wurde eine Tantalschicht senkrecht zur Strahlachse eingefügt. Durch die Tantalschicht wird der Aluminiumuntergrund reduziert. Die Kombination aus SONIC und HORUS ermöglicht es in Koinzidenz eintreffende Protonen und Photonen aufzuzeichnen.

Tabelle 2: Positionen der Si-Detektoren in SONIC im Bezug zur Strahlachse. $\theta_{p'}$ ist dabei der Winkel in Polarrichtung und $\phi_{p'}$ der Winkel in Azimutrichtung

Si-Detektor	00	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11
$\Theta_{p'} [^\circ]$	145	145	145	145	123	123	123	123	107	107	107	107
$\phi_{p'} [^\circ]$	45	135	225	315	0	90	180	270	45	135	225	315

3.4 Target und Stopper

Beim Experiment wurde ein $0,2 \text{ mg/cm}^2$ dickes natürliches Kalzium Target mit Protonen bestrahlt. Auf der Vorderseite des Targets wurde eine $0,08 \text{ mg/cm}^2$ dicke Schicht ^{197}Au aufgedampft, um eine Oxidierung der Kalzium Schicht zu unterdrücken. Auf der Rückseite des Targets befand sich eine $1,6 \text{ mg/cm}^2$ dicke Schicht ^{197}Au , die als Stopper für die aus dem Target geschlagenen ^{40}Ca Kerne fungierte. Die angegebenen Dicken der einzelnen Schichten wurden mit einer Rutherford Back-Scattering Messung (RBS) bestimmt. Während des Experiments war auf einer anderen Stufe der Targetleiter eine ^{56}Co Quelle eingesetzt. Durch Messung der bekannten Gammaenergien dieser Quelle konnten zeitliche Energieveränderungen (Energieshifts) in den Detektoren für jeden Subrun einzeln bestimmt und korrigiert werden.

4 Doppler-Shift-Attenuation Methode

Die zu untersuchenden Lebensdauern, der angeregten Zustände in ^{40}Ca liegen im Bereich von einigen Femtosekunden bis zu circa einer Picosekunde. In diesem Bereich lassen sich Lebensdauern gut mit der Doppler-Shift Attenuation Methode (DSAM) bestimmen. Bei dieser Methode wird ein angeregter Kern, mit einer Anfangsgeschwindigkeit v_0 , gestoppt. Während dieses Bremsprozesses zerfällt der Kern und gibt ein Photon ab. Die Energie dieses Photons ist abhängig vom Winkel Θ , den es gegenüber der Bewegungsrichtung des Kerns hat und der Geschwindigkeit $v(t)$, die der Kern zum Zeitpunkt des Zerfalls hatte, Doppler-verschoben.

4.1 Reaktionskinematik

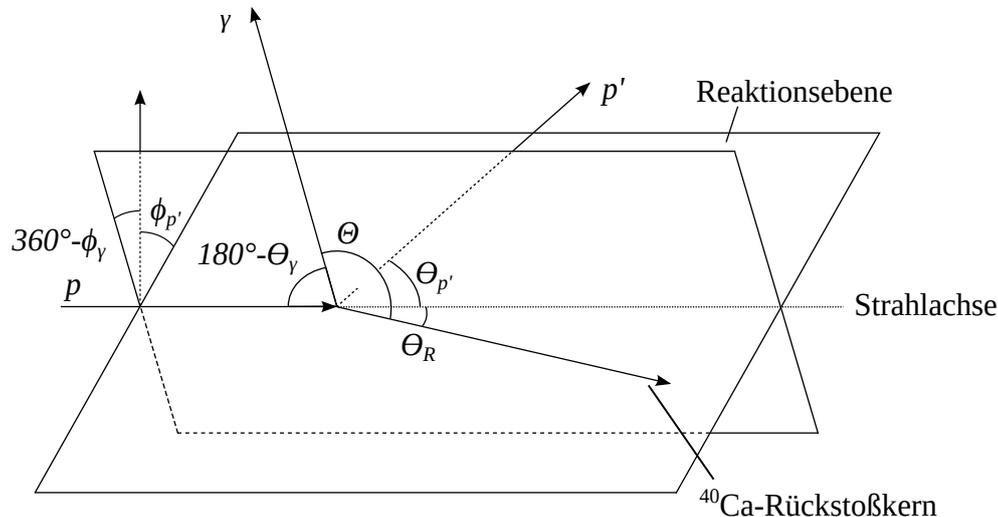


Abbildung 3: Kinematik der $(p,p'\gamma)$ Reaktion. Aus der Impulserhaltung folgt, dass sich die gesamte Reaktion in einer Reaktionsebene abspielt. Der für den Doppler-Shift verantwortliche Winkel ist Θ . Er kann aus den Positionen der getroffenen Silizium und HPGe Detektoren und der Energie des gestreuten Protons bestimmt werden. Die Winkel $\theta_{p'}$, $\phi_{p'}$, ϕ_γ und θ_γ sind im Bezug zum HORUS Koordinatensystem, das in [11] definiert ist, angegeben. Abbildung entnommen und bearbeitet aus [12].

In diesem Versuch wird eine (p,p'γ) Reaktion untersucht. Dabei wird ein Proton auf ein Target geschossen. Dort erfährt es eine inelastische Streuung, bei der der Targetkern angeregt wird. Anschließend wird die Energie des Gammaquants und Protons, sowie deren Winkel relativ zur Strahlachse, detektiert.

Aus den getroffenen Detektoren lassen sich die in Abbildung 3 eingetragenen Winkel $\theta_{p'}$, $\phi_{p'}$, ϕ_γ und θ_γ bestimmen. $\theta_{p'}$ beschreibt den Winkel zwischen der Strahlrichtung und dem gestreuten Proton. $\phi_{p'}$ beschreibt den Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des gestreuten Protons und der senkrecht auf der Strahlachse nach oben zeigenden Achse. Analog beschreibt θ_γ den Winkel zwischen dem ausgesendeten Photon und der Strahlachse, sowie ϕ_γ den Winkel zwischen dem Photon und der senkrecht nach oben zeigenden Achse. Aus diesen Winkeln ergibt sich der, für die Doppler-Verschiebung relevante, Winkel Θ . Der Winkel Θ befindet sich zwischen dem emittierten Photon und der Bewegungsrichtung \vec{v} des ^{40}Ca Rückstoßkerns. [12]

$$\cos \Theta = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}} \left(\cos \theta_\gamma - x \cdot \sin \theta_\gamma \cdot \cos (\phi_\gamma - \phi_{p'}) \right) \quad (4.1)$$

mit

$$x = \frac{\sin \theta_{p'}}{\sqrt{\frac{E_p}{E_{p'}} - \cos \theta_{p'}}} \equiv \tan \theta_R \quad (4.2)$$

E_p ist die Energie des Protons vor der Kollision mit dem Target und $E_{p'}$ ist die Energie, nach dem Stoß. Zusätzlich kann aus der Energieerhaltung die Anfangsgeschwindigkeit des Rückstoßkerns v_0 berechnet werden. Das Proton des Strahls teilt seine Energie auf die Anregungsenergie des Targetkerns, die Restgeschwindigkeit des Protons und die Bewegungsgeschwindigkeit des Rückstoßkerns auf. In dieser Arbeit liegen die Geschwindigkeiten der ^{40}Ca Kerne bei unter 1% der Lichtgeschwindigkeit. Daher wird weiterhin die Näherung $\beta \ll 1$ verwendet und v_0 kann durch

$$E_{kin} \approx \frac{1}{2} m_R v_0^2 \quad (4.3)$$

$$E_p \approx E_{p'} + E_{kin} + E_\gamma \quad (4.4)$$

$$v_0 \approx \sqrt{\frac{2}{m_R} (E_p - E_{p'} - E_x)} \quad (4.5)$$

berechnet werden. Dabei sind E_p als Strahlenergie und $E_{p'}$ als Energie, des Protons nach dem Stoß, sowie E_x als Anregungsenergie des ^{40}Ca Kerns, als gemessene Größen bekannt. E_{kin} ist die kinetische Energie des ^{40}Ca Rückstoßkerns.

4.2 Lebensdauer

In diesem Kapitel wird kurz eine Methode zur Bestimmung der Lebensdauer auf Grundlage des Dopplereffekts beschrieben. Die Methode ist ausführlich in Ref. [12] beschrieben.

Je kürzer die Lebensdauer eines angeregten Zustands ist, desto kürzer ist die Zeit, in der der Rückstoßkern gebremst werden kann, bevor er ein Photon aussendet. Somit haben Kerne in einem Zustand kürzerer Lebensdauern beim Abstrahlen des Photons im Mittel eine höhere Bewegungsgeschwindigkeit. Dies führt dazu, dass die Doppler-Verschiebung bei diesen Kernen größer ist. Nach Formel 2.8 ist die Doppler-Verschiebung abhängig von der Geschwindigkeit des Rückstoßkerns zum Zeitpunkt des Zerfalls. Die Geschwindigkeit beim Zerfall ergibt sich aus der Anfangsgeschwindigkeit des Rückstoßkerns unter Kenntnis über das Abstoppverhalten des Rückstoßkerns im Target, sowie dem Abstoppverhalten im sich direkt dahinter befindenden Stopper. Daraus ergibt sich ein Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ für die Stärke der Doppler-Verschiebung. Mit diesem Abschwächungsfaktor ändert sich die Formel 2.8 der Doppler-Verschiebung zu:

$$E_\gamma(\cos \Theta, \tau) = E_\gamma^0 \cdot \left(1 + F(\tau) \cdot \frac{v_0}{c} \cos \Theta \right) \quad (4.6)$$

Zur Berechnung der Lebensdauer wird der Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ theoretisch und experimentell bestimmt. Die theoretische Bestimmung des Abschwächungsfaktors erfolgt mit einer Monte-Carlo-Simulation. Hierbei wird ab einer zufällig im Target gewählten Position die Vielzahl an Stößen zwischen dem Rückstoßkern und den Targetatomen, sowie dem Rückstoßkern und den Stopperatomen simuliert. Weiterhin werden der Zeitpunkt, nach dem ein Photon ausgesendet wird, die Anfangsgeschwindigkeit des Rückstoßkerns, die freie Weglänge zwischen zwei Stößen in Target oder Stopper, sowie der Winkel der Kollisionen in Target und Stopper zufällig variiert. Die Simulation endet, sobald der Kern ein Photon aussendet, aus dem Stopper austritt oder seine Energie auf 0,05 % seiner

Ursprungsenergie absinkt. Ebenfalls gehen in die Simulation die Reaktionskinematik und die Größe der effektiven Detektorflächen ein. Daraus ergibt sich für jede Lebensdauer eines angeregten Zustands des Targets kern ein Abschwächungsfaktor $F(\tau)$. In Abbildung 4 ist beispielhaft der theoretische Abschwächungsfaktor des ersten 2^+ Zustands in ^{40}Ca mit $\theta_{p'} = 107^\circ$ dargestellt. Am Verlauf der Kurve des Abschwächungsfaktors $F(\tau)$ gegenüber der Lebensdauer τ lässt sich erkennen, dass Zustände mit großem Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ von geringer Lebensdauer sind.

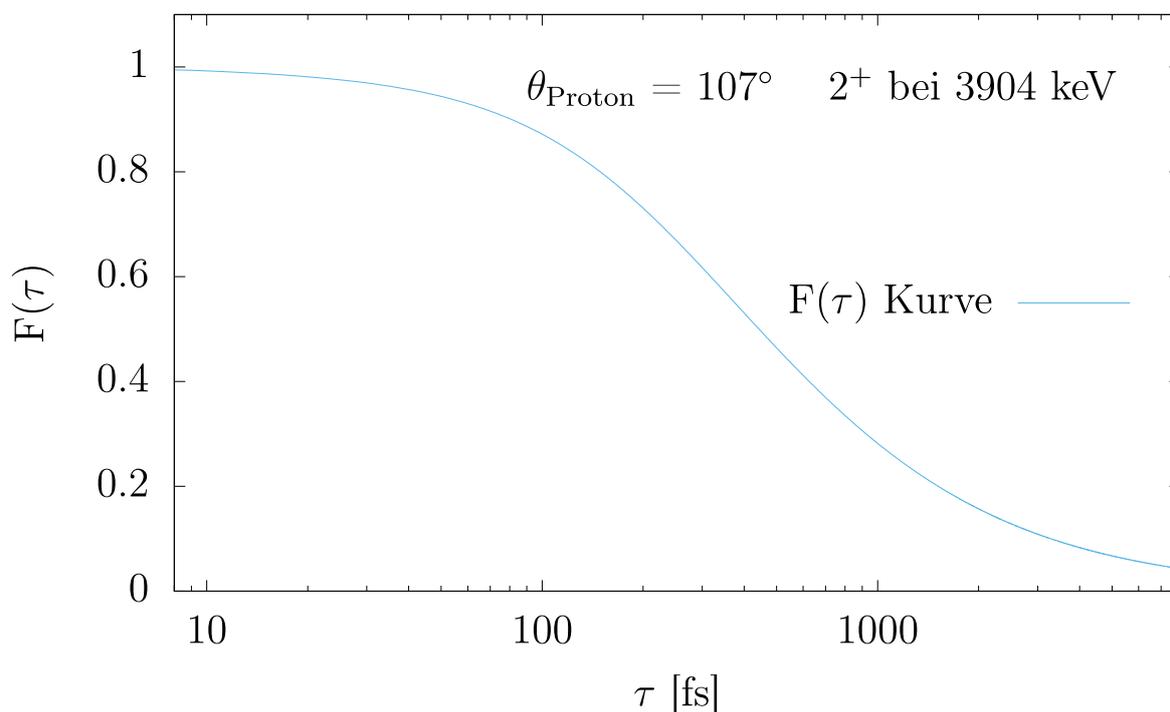


Abbildung 4: Monte-Carlo-Simulation des Abschwächungsfaktors $F(\tau)$. Die Simulation wurde für das in dieser Arbeit verwendete Target ^{40}Ca mit ^{197}Au Stopper durchgeführt. Die hier aufgetragene Simulation bezieht sich auf den 2^+ Zustand von ^{40}Ca mit einer Anregungsenergie von 3904 keV. Festgesetzt war in der Simulation der Winkel $\theta_{p'} = 107^\circ$, was dem äußersten Siliziumring entspricht.

Der experimentell bestimmten Abschwächungsfaktor wird mit den theoretisch simulierten Abschwächungsfaktoren verglichen. Anschließend wird an der X-Achse die Lebensdauer des jeweiligen Zustands abgelesen. Der experimentelle Abschwächungsfaktor wird aus der Abhängigkeit der Energie des detektierten Photons vom Winkel Θ zwischen Rückstoßkern und emittiertem Photon berechnet. Die Doppler-verschobene Energie des Photons wird in Abhängigkeit von $\cos \Theta$ als Gerade aufgetragen.

$$E_\gamma(\Theta) = m \cdot \cos(\Theta) + E_\gamma^0 \quad (4.7)$$

m ist dabei:

$$m = \frac{F(\tau)}{E_\gamma^0 \beta_0} \quad (4.8)$$

Wird Formel 4.8 in Formel 4.7 eingesetzt, ergibt sich die ursprüngliche Formel 4.6 für die Dopplerverschiebung unter Berücksichtigung des Abschwächungsfaktors $F(\tau)$. Durch umstellen von Formel 4.8 ergibt sich für den experimentell bestimmten Abschwächungsfaktor $F(\tau)$:

$$F(\tau) = \frac{m}{E_\gamma^0 \beta_0} \quad (4.9)$$

Alle auf der rechten Seite stehenden Größen sind dabei experimentell bestimmbar. v_0 ist durch Formel 4.5 gegeben, m ist durch Formel 4.7 experimentell bestimmbar, c ist die Lichtgeschwindigkeit und E_γ ist durch Formel 2.1 gegeben.

In Ref. [12] wird über die Winkel des gestreuten Protons θ_p gemittelt. In dieser Analyse werden die drei gemessenen Winkel des zurückgestreuten Protons von 107° , 123° und 145° getrennt voneinander betrachtet. β_0 ist für die Siliziumringe unterschiedlich und wird in dieser Analyse nicht gemittelt. Dadurch ist eine unabhängige Lebensdauerbestimmung für jeden der drei Siliziumringe möglich. Diese drei Lebensdauerwerte sind statistisch unabhängig. Daher wird die Lebensdauer des Zustands durch bilden des Mittelwerts berechnet.

5 Aufbereitung der Daten

5.1 Energiekalibrierung

Vor Beginn dieser Arbeit wurden die Daten der HPGe-Detektoren kalibriert und sortiert. Hierzu wurde zu Beginn und Ende des Experimentes eine ^{226}Ra Quellenmessung durchgeführt. Durch die hohe Anregungsenergie des 2^+ Zustands in ^{40}Ca bei 3904 keV, wurde zusätzlich eine ^{56}Co Quelle vermessen, mit Gammaenergien über 3 MeV. Diese Quelle war während der gesamten Messdauer eingesetzt. Daraus wurde eine Energieeichung für jeden Subrun mit einer Länge von ca. 10 Minuten durchgeführt. Sprünge in den Zeitsignalen der HPGe Detektoren wurden untersucht und korrigiert.

Um das Protonenspektrum zu kalibrieren wurde auf Peaks im Protonenspektrum gegated. Anschließend wurden koinzidente Gammaquanten analysiert. Über bekannte Gammalinien von ^{40}Ca , wurde für jeden Siliziumdetektor die Protonenenergie einer Anregungsenergie zugeordnet. Die Events wurden mit `ND_BUILDEVENTS` [13] erzeugt und anschließend mit dem `root` basierten `PSONAR` [14] sortiert und die in dieser Analyse ausgewerteten Matrizen und Spektren erzeugt.

5.2 Nachweiseffizienz

Für jeden der 14 HPGe Detektoren wurde die relative Nachweiseffizienz bestimmt. Dazu wurde eine Eichmessung mit ^{56}Co und eine zweite Eichmessung mit ^{226}Ra verwendet. Die Nachweiseffizienz durch ^{56}Co zu bestimmen ist sinnvoll, da der zu untersuchende 2^+ Zustand von ^{40}Ca eine Energie von 3904 keV besitzt. Dazu wurden die Volumen der Peaks mit der höchsten Intensität mit `HDTV` bestimmt. Als Literaturwerte für die Intensitäten der einzelnen Übergangsenergien wurde für ^{56}Co Ref. [15] und für ^{226}Ra Ref. [16] verwendet. Anschließend wurden die Intensitäten der ^{56}Co Peaks auf die Intensität des 846,7 keV Zerfalls normiert und die Intensitäten der ^{226}Ra Peaks auf die Intensität des 609 keV Peaks normiert. Daraus wurde die Nachweiseffizienz für jede der Zerfallsenergien berechnet.

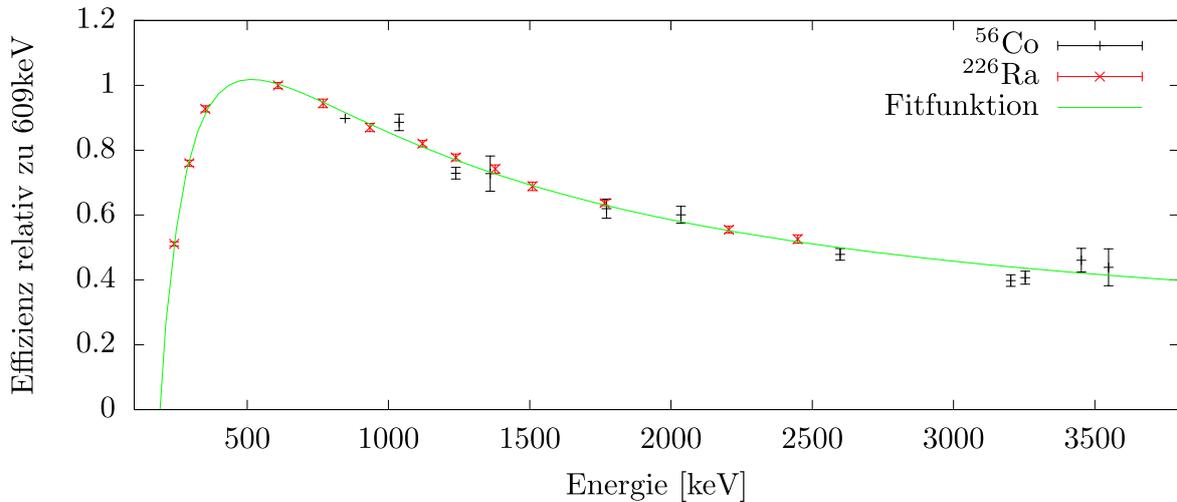


Abbildung 5: Relative Nachweiseffizienz des Detektors Ge00. Die dargestellte Fitfunktion ist der Fit einer Debertin-Funktion auf die aufeinander normierten Nachweiseffizienzen von ^{56}Co und ^{226}Ra .

$$\epsilon = \frac{I_{mess}}{I_{theo}} \quad (5.1)$$

Die Nachweiseffizienz der Detektoren ist energie-abhängig. Diese Energieabhängigkeit wird mit einer Debertin-Funktion [17]

$$\epsilon(E) = a_1 \frac{\log E}{E} + a_2 \frac{(\log E)^2}{E} + a_3 \frac{(\log E)^3}{E} + a_4 \frac{(\log E)^4}{E} + a_5 \frac{(\log E)^5}{E} \quad (5.2)$$

angepasst. Diese Fitfunktion wurde für jeden Detektor einmal an die ^{56}Co Nachweiseffizienzen und einmal an die ^{226}Ra Nachweiseffizienzen gefittet. Bisher sind diese beiden Fitfunktionen voneinander unabhängig und müssen noch aufeinander normiert werden. Dazu werden die beiden Fitfunktionen für die Energie 1238 keV gleichgesetzt. Diese Zerfallsenergie liegt in den Spektren beider Quellen vor. Daher wurde in einer vorherigen Bestimmung der Nachweiseffizienz, die berechnete Nachweiseffizienz der beiden Quellen für 1238 keV an dieser Stelle direkt gleichgesetzt. Diese Methode ist allerdings sehr sensitiv gegenüber Schwankungen des Volumens der 1238 keV Peaks. Ist einer der Werte bei 1238 keV schlecht, kann er die Eichung ruinieren. Daher wurde in dieser Auswertung, vor der Normierung der beiden Quellen aufeinander, jeweils ein Fit durch die Nachweiseffizienzen der beiden Quellen gelegt. Anschließend wurden die Fitfunktionen bei 1238 keV gleichgesetzt.

Nachdem die Nachweiseffizienzen der beiden Quellen aufeinander normiert wurden, wurde der, in Abbildung 5 dargestellte Fit, mit der Debertin-Funktion durch die Nachweiseffizienzen beider Quellen gelegt. Dargestellt ist die Nachweiseffizienz des Detektor Ge00.

5.3 Identifizierung der Zerfälle im Single Gamma Spektrum

Als erster Analyseschritt, der mit HORUS gemessenen Energien der Gammaquanten, wurden den detektierten Linien im Gammaskpektrum ihre jeweilige Quelle zugeordnet um potentielle Kontaminanten zu identifizieren. Einige Quellen von Gammaquanten sind aufgrund des Versuchsaufbaus zu erwarten. Die wichtigste dieser Quellen ist ^{40}Ca , woraus das Target besteht. Da ein natürliches Kalziumtarget verwendet wurde sind weitere stabile Kalziumisotope zu erwarten, da Kalzium nicht monoisotopisch ist. Der in diesem Experiment verwendete Stopper besteht aus ^{197}Au . Dieses kann durch Kollision mit einem Proton angeregt werden. Daher sind Linien die sich ^{197}Au zuordnen lassen erwartbar. Aus diesem kann durch Fusion ^{198}Hg entstehen. Aus diesem werden über Neutronenverdampfung ^{196}Hg und ^{197}Hg . Wirkungsquerschnitte für die Reaktion wurden mit CASCADE [18] berechnet. Daraus ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von 699 mb für 2n Verdampfung zu ^{196}Hg und 214 mb für 1n Verdampfung zu ^{197}Hg . Während des Experimentes war auf einer Stufe der Targetleiter eine ^{56}Co Quelle positioniert. Durch diese ist es möglich während des Experiments stattfindende Veränderungen, der den Kanälen zugeordneten Energien, zu korrigieren. Entsprechend sind auch ^{56}Co Linien im Single Gammaskpektrum zu erwarten. Die letzte zu erwartende Quelle ist ^{27}Al . Die Kugel in der das Target sich befindet besteht aus Aluminium, wodurch auch $(p, p'\gamma)$ Reaktionen an ^{27}Al gemessen werden. In Abbildung 6 sind Gammaskpektren ohne Teilchentrigger, aufsummiert über alle HPGe Detektoren, zu erkennen. Verschiedene Quellen sind hierbei farblich markiert. Paarvernichtung, ^{27}Al , ^{42}Ca und ^{44}Ca sind unter dem Punkt „sonstiges“ zusammengefasst. Während des Experimentes wurden Gammaquanten in einem Energiebereich von 0-5000keV aufgezeichnet. Gammaquanten höherer Energie kommen dadurch in Daten nicht vor und können nicht in die Analyse eingehen. Die in Abbildung 6 zu erkennenden Peaks sind zusätzlich in Tabelle 3 aufgelistet. Gammaenergien aller erwarteten Quellen konnten im Spektrum identifiziert werden. Die ^{197}Au und ^{56}Co Peaks sind deutlich zu erkennen. Am dominantesten sind die ^{196}Hg Linien und die 511 keV Linie, die durch Paarvernichtung entsteht. Außerdem können in dem Single-Gammaskpektrum auch schon eine Vielzahl an ^{40}Ca Übergangsenergien erkannt werden, sowie einzelne Linien der Kalziumisotope ^{42}Ca und ^{44}Ca , die nach ^{40}Ca die häufigsten Kalziumisotope sind [19]. Auch zwei Peaks, die sich ^{27}Al zuordnen lassen, sind zu erkennen.

Damit konnten alle prominenten Peaks den zu erwartenden Quellen zugeordnet werden und es gibt in den Daten keine unvorhergesehene Kontaminante.

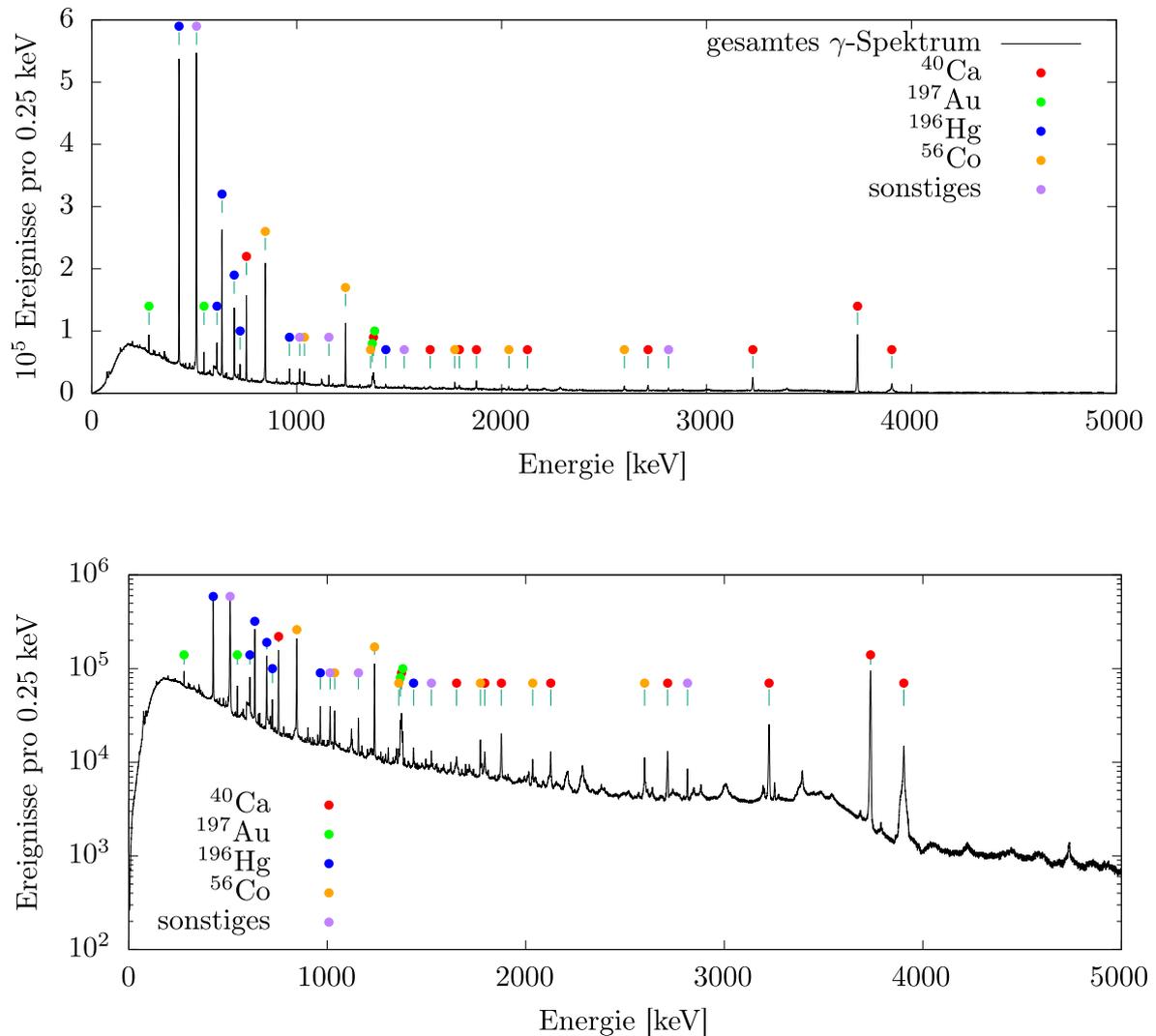


Abbildung 6: γ -Energiespektrum der aufsummierten HORUS Detektoren. Die Energie ist im oberen Graphen linear und im unteren Graphen logarithmisch aufgetragen. Auftretenden Peaks wurden nach ihrem Ursprung sortiert. Sonstiges fasst hier Paarvernichtung, ²⁷Al, ⁴²Ca und ⁴⁴Ca zusammen. Verbreiterte Peaks entstehen durch den Dopplereffekt. Die Gammaenergien und Ursprünge dieser sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Tabelle 3: Durch Gaußfits bestimmte Energien E_{mess} der Peaks, des Single-Gammaspektrums 6. Diesen wurde ihre Quelle Energie E_{theo} zugeordnet. Die Zuordnung erfolgte über Ref. [15] für die ^{56}Co Werte. Für alle anderen Quellen wurde ENSDF [20] verwendet. DE steht für ein double-escape Peak und SE für ein single-escape Peak.

E_{mess} [keV]	E_{lit} [keV]	Peak-Ursprung	E_{mess} [keV]	E_{lit} [keV]	Peak-Ursprung
278,8	279	^{197}Au	1374,3	1374,0	^{40}Ca
425,8	426,0	^{196}Hg	1380,2	1380	^{197}Au
510,8	511,0	Paarvernichtung	1434,8	1434,2	^{196}Hg
547,5	547,5	^{197}Au	1524,8	1524,7	^{42}Ca
610,7	610,5	^{196}Hg	1651,4	1651,8	^{40}Ca
635,4	635,3	^{196}Hg	1771,5	1771,7	^{56}Co
695,5	695,6	^{196}Hg	1793,6	1793,4	^{40}Ca
723,7	723,7	^{196}Hg	1876,9	1877,0	^{40}Ca
754,7	754,8	^{40}Ca	2034,9	2034,8	^{56}Co
846,7	846,8	^{56}Co	2125,2	2124,4	^{40}Ca
965,1	964,6	^{196}Hg	2598,8	2598,7	^{56}Co
1014,4	1014,5	^{27}Al	2714,5	DE 3736,5	^{40}Ca
1037,5	1037,9	^{56}Co	3006,9		
1157	1157	^{44}Ca	3225,5	SE 3736,5	^{40}Ca
1238,3	1238,2	^{56}Co	3736,6	3736,5	^{40}Ca

5.4 Gemessene angeregte Zustände von ^{40}Ca

In diesem Abschnitt werden die gemessenen angeregten Zustände in ^{40}Ca diskutiert. Über die Reaktionskinematik kann aus der Energie und dem Streuwinkel des detektierten Protons die Anregungsenergie des ^{40}Ca -Kerns bestimmt werden. In Abbildung 7 ist das Spektrum der Anregungsenergie, aufsummiert über alle zwölf Siliziumdetektoren, dargestellt. Dabei ist auf der x-Achse die Anregungsenergie des Kerns und auf der y-Achse die Anzahl der detektierten Protonen aufgetragen. Es werden nur Protonen aufgetragen bei denen in Koinzidenz ein Gammaquanten detektiert wurde. Peaks im Anregungsenergiespektrum entsprechen den angeregten Zuständen von ^{40}Ca . Um das zu überprüfen wurde ein Intervall aus Anregungsenergien gewählt. Anschließend wurde ein Spektrum aller Gammaquanten, die in Koinzidenz mit Protonen des ausgewählten Anregungsenergiebereich detektiert wurden, erstellt. Dieses Selektieren einer Menge an Gammaquanten wird als gaten bezeichnet. Das Spektrum, das durch gaten auf den 5^- Zustand mit einer Anregungsenergie von 4491 keV entsteht, ist in Abbildung 8 dargestellt.

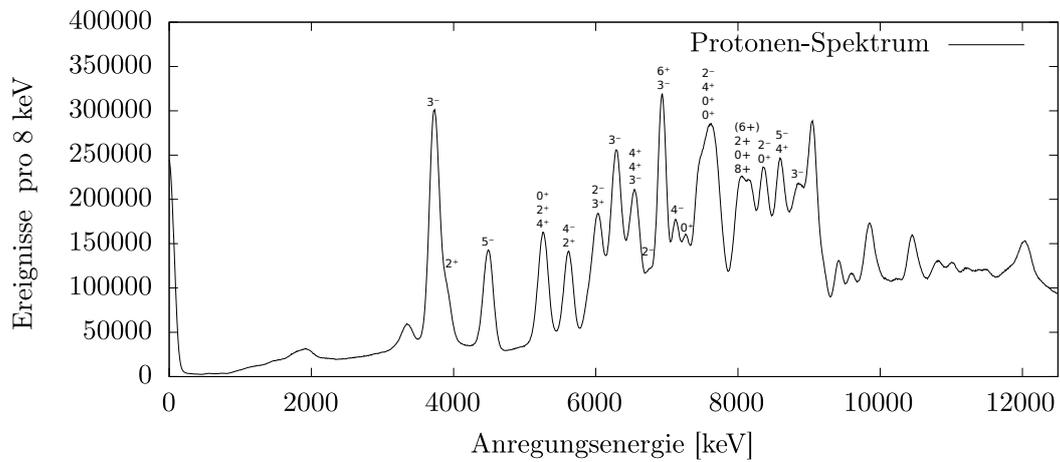


Abbildung 7: SONIC Protonenspektrum. Auf der x-Achse ist die Anregungsenergie des ^{40}Ca Kerns aufgetragen, die über die Energie des Protons und die Kinematik bestimmt wurde. An den Peaks stehen jeweils die nach ENSDF [20] bekannten Spins und Paritäten der Zustände.

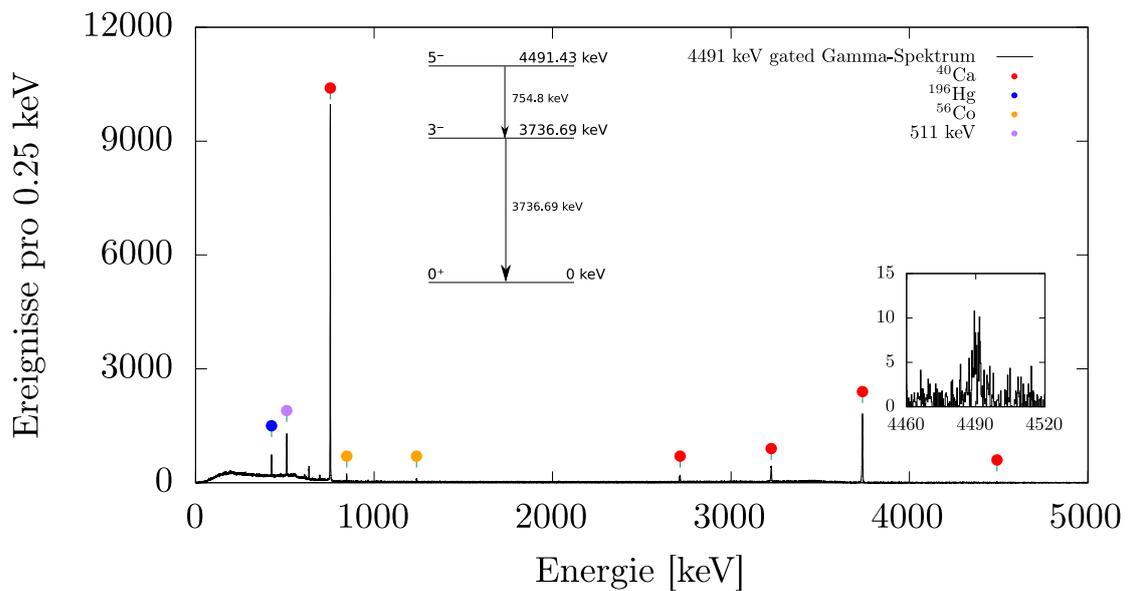


Abbildung 8: Das Spektrum entsteht durch ein Gate im Protonenspektrum, auf die Anregungsenergie des ^{40}Ca Kerns von 4491 keV. Deutlich zu erkennen sind die Zerfälle des 5^- in den 3^- mit einer Übergangsenergie von 754,8 keV und vom 3^- in den Grundzustand mit einer Übergangsenergie von 3736,7 keV. Der kleinere Plot zeigt die Umgebung der Anregungsenergie vergrößert. In diesem ist der Summenpeak der beiden dominanten Zerfälle zu sehen.

Die dominante Linie in diesem Spektrum ist der Übergang von dem ausgewählten 5^- Zustand in den 3^- Zustand mit einer Übergangsenergie von 754,8 keV. Der so populierte ^{40}Ca Kern im 3^- Zustand zerfällt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im Koinzidenzintervall von 250 ns in den Grundzustand. Daher kann auch der Zerfall des 3^- in den Grundzustand im Spektrum, dass auf den 5^- Zustand gegatet wurde, erkannt werden. Auch der Single-Escape und der Double-Escape Peak des Übergangs sind eindeutig im Spektrum zu erkennen. Der Großteil der, im Single-Gamma-Spektrum (Abbildung 6), sichtbaren Linien verschwindet durch das Gaten auf den 5^- Zustand. Im Spektrum sind allerdings trotz Untergrundabzug noch einzelne Linien, die sich ^{56}Co , ^{196}Hg und Paarvernichtung zuordnen lassen, ersichtlich. Außerdem ist ein potentieller Full-Energy-Peak des 5^- Zustands, dass in Abbildung 8 auch vergrößert dargestellt ist zu erkennen. Ein direkter Zerfall wäre als E5 Übergang jedoch so unwahrscheinlich, dass es der Summenpeak der beiden dominanten Übergänge ist.

Analog zum hier beschriebenen 5^- Zustand wurde auf alle Anregungsenergien, der Zustände in ^{40}Ca , gegatet. Dabei konnten Zustände, die in Abbildung 7 übereinander notiert sind nicht getrennt von einander betrachtet werden, sondern waren im gleichen Gate. In jedem der so entstandenen Gammaspektren wurden die ^{40}Ca zugehörigen Linien identifiziert. Übergänge mit einer Übergangsenergie über 5000 keV wurden nicht aufgezeichnet. Daher konnten Zustände, die nur Übergänge mit über 5000 keV Übergangsenergie besitzen, nicht nachgewiesen werden. Alle Zustände samt ihrer zugehörigen Übergänge, die in den gegateten Spektren nachgewiesen werden konnten, sind in Tabelle 4 gelistet. Die Energien, Kernspins, Intensitäten und Halbwertszeiten sind nach ENSDF [20]. Die Daten bieten damit eine Vielzahl an Zuständen, deren Lebensdauern potentiell analysiert werden kann.

Tabelle 4: Liste aller angeregten Zustände und Übergängen von ^{40}Ca , die durch gaten auf die jeweiligen Anregungsenergien des Kerns im Protonenspektrum, im dadurch erzeugten γ -Spektrum identifizierbar sind. Gelistete Energien, Kernspins, Halbwertszeiten und Intensitäten nach ENSDF [20]. Bei Kernspins in Klammern ist die Datenlage nicht eindeutig.

E_x	J_i^π	$T_{\frac{1}{2}}$	E_γ	I_γ	E_f	J_f^π
3736,69	3^-	41 (4) ps	3736,69	100	0	0^+
3904,38	2^+	35 (7) fs	3904	100	0	0^+
4491,43	5^-	289 (8) ps	754,8	100	3736,69	3^-
5211,56	0^+	1.02 (21) ps	1307,7	100	3904,38	2^+
5248,79	2^+	83_{-9}^{+11} fs	1344,4	19,4	3904,38	2^+
			1896,1	6,3	3352,62	0^+
5278,8	4^+	0.21 (4) ps	1374	100	3904,38	2^+

5.4. Gemessene angeregte Zustände von ^{40}Ca

E_x	J_i^π	$T_{\frac{1}{2}}$	E_γ	I_γ	E_f	J_f^π
5613,52	4^-	0.69 (11) ps	1122,7	41,4	4491,43	5^-
			1877	100	3736,69	3^-
5629,41	2^+	40 (15) fs	2277	14	3352,62	0^+
6025,47	2^-	171 (21) fs	2289	100	3736,69	3^-
6029,71	3^+	0.40 (8) ps	780,7	20	5248,79	2^+
			2124,4	100	3904,38	2^+
6285,15	3^-	0.33 (4) ps	1793,4	100	4491,43	5^-
			2380	27,4	3904,38	2^+
			2548,4	4,4	3736,69	3^-
6507,87	4^+	128 (21) fs	1259	17	5248,79	2^+
			2603,2	100	3904,38	2^+
6542,8	4^+	121 (21) fs	913,3	32	5629,41	2^+
			1264	14	5278,8	4^+
			1294	24	5248,79	2^+
			2638,1	100	3904,38	2^+
6582,47	3^-	0.173 (28) fs	969	26	5613,52	4^-
			2678,1	24,7	3904,38	2^+
			2845,1	100	3736,69	3^-
6750,41	2^-	96 (28) fs	3014	100	3736,69	3^-
6930,2	6^+	0.34_{-17}^{+9} ps	1651,8	100	5278,8	4^+
6931,29	3^-	1.4 (6) ps	1301,8	7	5629,41	2^+
			1682,4	7,4	5248,79	2^+
			3194,5	100	3736,69	3^-
7113,73	4^-	55 (28) fs	2623,2	40,7	4491,43	5^-
			3378,5	100	3736,69	3^-
7239,07	$(3^-, 4, 5^-)$	0.10 (5) ps	2746	100	4491,43	5^-
			3501,4	100	3736,69	3^-
7277,82	$(2,3)^+$	49 (35) fs	3541	100	3736,69	3^-
7300,67	0^+	118 (35) fs	2050,3	100	5248,79	2^+
7421,9	?	0.20 (14) ps	3684,9	100	3736,6	3^-
7446,23	$3^+, 4^+$	0.14 (5) ps	2198	100	5248,79	2^+
7532,26	2^-	0.16 (4) ps	1917,6	57	5613,52	4^-
			3795,4	100	3736,69	3^-
7561,17	4^+	0.17 (4) ps	1531,4	44	6029,71	3^+
			2312,1	100	5248,79	2^+
7623,11	$(2^-, 3, 4^+)$	0.111 (28) ps	1993,6	100	5629,41	2
			2009,5	90	5613,52	4^-
7701,8	0^+		3797,2	100	3904,38	2^+

E_x	$J_i^{P_i}$	$T_{\frac{1}{2}}$	E_γ	I_γ	E_f	$J_f^{P_f}$
7769,4	$(3,4,5^-)$	166 (35) fs	4032,5	100	3736,3	3^-
7814,7	0^+		2565	43	5248,79	2^+
7974,4	(6^+)		1432		6542,8	4^+
7976,55	2^+	21 (21) fs	4072,1	100	3904,38	2^+
8018,8	0^+		2770	100	5248,79	2^+
8100,1	8^+	12.5 (17) ps	1168,8	100	6930,2	6^+
8187,5	$(3,4,5^-)$	<17 fs	4451,6	100	3736,69	3^-
8323,16	$(1^-, 2^+)$	58 (21) fs	4586,2	100	3736,69	3^-
8424,81	2^-	<17 fs	4687,8	100	3736,69	3^-
8439	0^+		2809,5	100	5629,41	2^+
8551,1	5^-	<17 fs	4060,8		4491,43	5^-
8587	$(2^+, 3)$	3.6_{-8}^{+13} fs	2562	25	6025,47	2^-
			4850	100	3736,69	3^-
8678,29	4^+	42 (35) fs	4941,3	100	3736,69	3^-
8764,18	3^-		3485,2	100	5278,8	4^+
			4859,5	65	3904,38	2^+

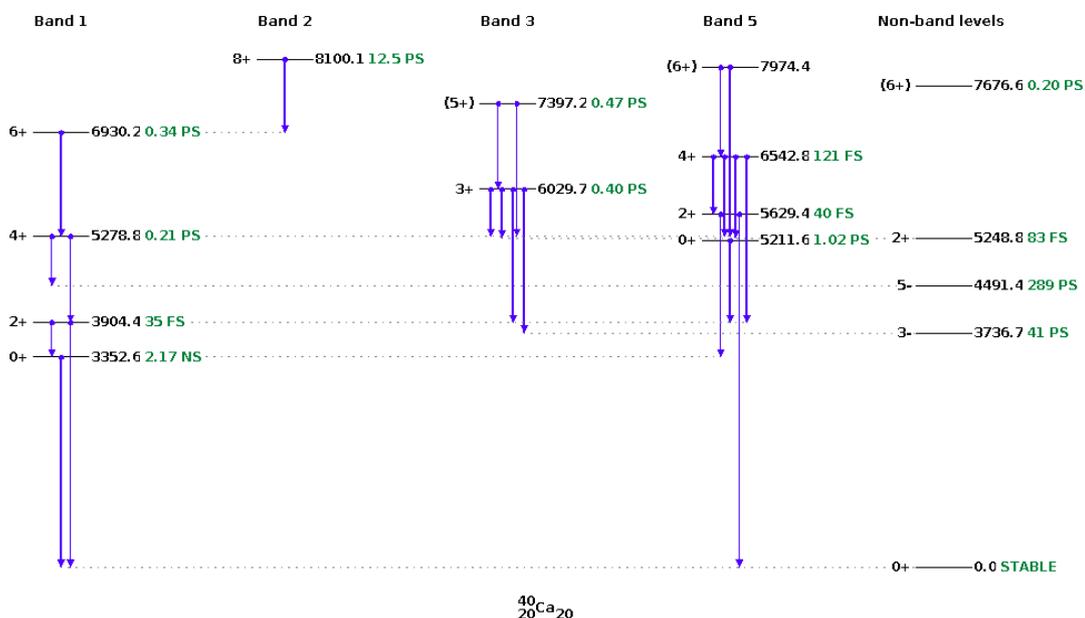


Abbildung 9: Ausschnitt aus dem Levelschema von ^{40}Ca . Die neben den Level stehenden Zeiten sind Halbwertszeiten. Die Energien der Level sind in keV angegeben. Abbildung entnommen aus Ref. [21]

6 Bestimmung der Lebensdauern

Durch drei Siliziumringe mit jeweils vier Detektoren in SONIC und 14 Germaniumdetektoren in HORUS gibt es 168 verschiedene Winkelkombinationsmöglichkeiten. Die hohe Statistik in den vorliegenden Daten erlaubt es, unabhängige Lebensdaueranalysen für die drei Streuwinkel θ_{pr} der Protonen durchzuführen. Außerdem kann für jeden, in dieser Arbeit untersuchten, Zustand jeder Emissionswinkel Θ der Gammaquanten einzeln analysiert werden. In dieser Arbeit werden als erster Schritt die Ereignisse nach dem Winkel des gestreuten Protons θ_{pr} getrennt. Das ermöglicht die unabhängige Bestimmung der Lebensdauern für jeden der drei Siliziumringe. In diesem Kapitel wird zuerst eine Möglichkeit gezeigt, die Abschwächungsfaktoren mit HDTV zu berechnen. Anschließend werden die experimentellen Abschwächungsfaktoren mit einem Python-Skript berechnet. Das Python-Skript wurde als Teil dieser Arbeit geschrieben um die Analysedauer weiterer Zustände zu reduzieren.

Um die Lebensdauer angeregter Zustände zu ermitteln, wird auf eine Anregungsenergie von ^{40}Ca im Protonenspektrum gated. Anschließend werden koinzident eintreffende Gammaquanten analysiert. Die Koinzidenzmatrix von Anregungsenergie und Gammaquanten ist in Abbildung 10 dargestellt. Vertikale Linien entsprechen angeregten Zuständen in ^{40}Ca . Horizontale Linien entsprechen Gammaquanten, die anregungsenergieunabhängig detektiert werden. Die in dieser Arbeit analysierten Übergänge von ^{40}Ca sind punktuelle Anhäufungen, wie beispielsweise bei 3904 keV Anregungsenergie und 3904 keV Gammaenergie. Diese Anhäufung entsteht durch den $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang. Die Anhäufungen sind in der Matrix nicht punktförmig, sondern besitzen eine Ausdehnung sowohl in horizontaler, als auch in vertikaler Richtung. Die Ausdehnung in vertikaler Richtung entsteht durch die Dopplerverschiebung der Gammaquanten. Die Ausdehnung in horizontaler Richtung ist auf die Energieauflösung der Siliziumdetektoren zurück zu führen.

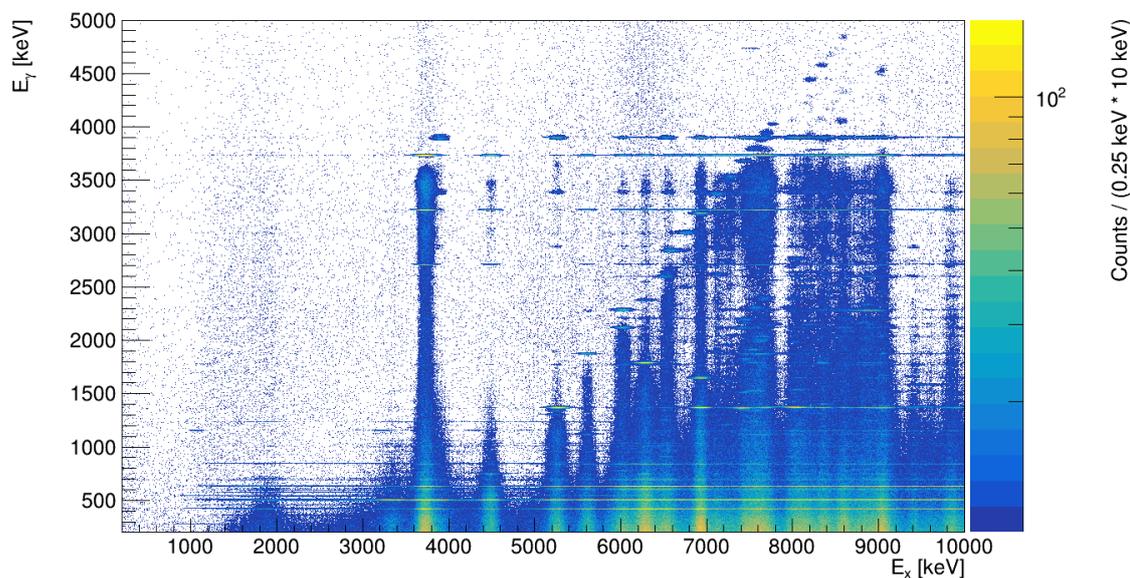


Abbildung 10: Matrix an Gammaquanten, die in Koinzidenz mit einem Proton detektiert wurden. Auf der Y-Achse ist die Energie der Gammaquanten aufgetragen. An der X-Achse ist die, aus der Energie des Protons berechnete, Anregungsenergie des ^{40}Ca Kerns aufgetragen. Die logarithmische Farbkodierung gibt die Häufigkeit detektierter Kombinationen aus Anregungsenergie und Gammaenergie an.

6.1 Lebensdauer des 2^+ Zustands

Um die Qualität der gemessenen Daten und der Analyse zu überprüfen, wird als erster Zustand der 2^+ Zustand mit einer Anregungsenergie von 3904 keV analysiert. Die Lebensdauer dieses Zustands ist gut bekannt und wurde mit unterschiedlichen unabhängigen Methoden bestimmt [6].

Durch setzen eines Gates im Protonenspektrum auf die Anregungsenergie des 2^+ Zustands von 3904 keV, werden koinzident detektierte Gammaquanten ausgewählt. Die Gammaquanten können nun nach dem Winkel Θ , der zwischen der Bewegungsrichtung des Rückstoßkerns und dem ausgesendeten Photon liegt, aufgeteilt werden. In Abbildung 11 rechts sind die, nach dem Winkel aufgeteilten und koinzident zu einer Anregungsenergie von 3904 keV auftretenden, Gammaquanten dargestellt. Links in der Abbildung sind auf die Y-Achse projizierte Spektren gezeigt. Bei 3900 keV ist der kosinusartige Verlauf des $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergangs zu erkennen, der durch die Dopplerverschiebung entsteht. Bei 3737 keV ist der $3^- \rightarrow 0^+$ Übergang zu erkennen.

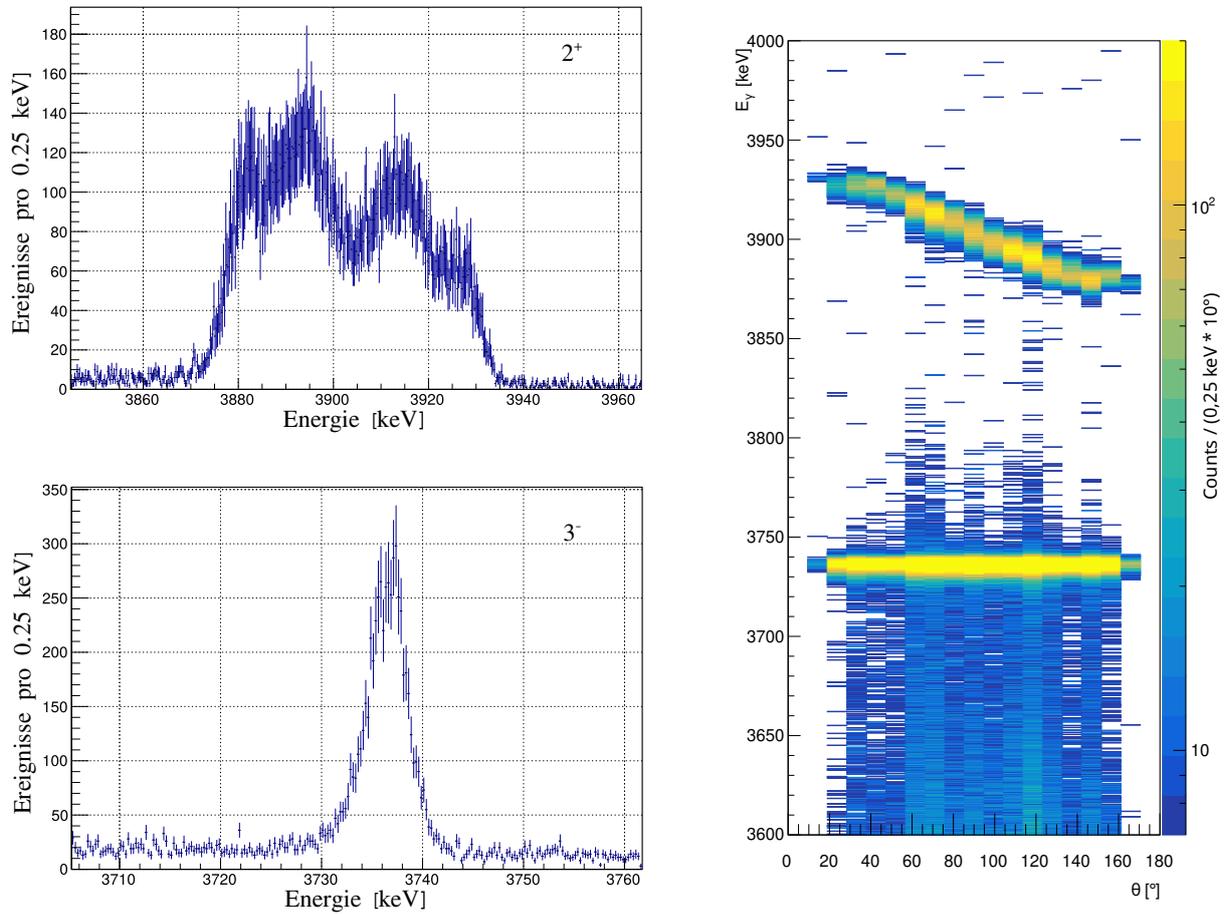


Abbildung 11: Rechts: Matrix an Gammaquanten, die in Koinzidenz mit einem Proton detektiert wurden. An der Y-Achse kann die Energie der Gammaquanten abgelesen werden. Auf der X-Achse ist der Winkel zwischen Gammaquant und Rückstoßkern mit 10° Binning aufgetragen. Die Farbkodierung gibt die Häufigkeit der detektierten Kombinationen aus Winkel und Gammaenergie an.

Links: Gammaspektren des 2^+ und 3^- Übergangs. Aufsummiert über alle Winkel.

Der Kern im 3^- Zustand mit einer Lebensdauer von $59(6)$ ps [5] zerfällt fast immer vollständig gestoppt. Daher kann bei diesem Zustand keine Dopplerverschiebung beobachtet werden. Die Energie der detektierten Gammaquanten ist somit winkelunabhängig immer die Übergangsenergie. Der 3^- Zustand liegt mit einer Anregungsenergie von 3737 keV außerhalb des 100 keV großen Gates um die Anregungsenergie von 3904 keV. Die Energieauflösung der Siliziumdetektoren sorgt dafür, dass eine vollständige Trennung der Zustände nicht möglich

ist. Dadurch ist der 3^- Zustand im Gate um den 2^+ Zustand, bei 3904 keV, zu erkennen. Links der Koinzidenzmatrix sind 2 Spektren, die eine Projektion auf die E_γ -Achse darstellen. Auch in diesen Spektren lässt sich die Dopplerverschiebung des 2^+ Zustands erkennen. Diese äußert sich durch die Verbreiterung des Peaks gegenüber einem nicht Doppler-verschobenen Peak wie es beim 3^- der Fall ist.

Um die Lebensdauer des 2^+ Zustands zu bestimmen, wird für jeden Winkel Θ , der sich aus den Winkeln der getroffenen Detektoren ergibt, ein eigenes Spektrum erstellt. Das Binning der Winkel beträgt 1° . In diesen Spektren (Abbildung 12) ist die Energie des, aus dem Zerfall entstehenden, Photons Doppler-verschoben. Der Schwerpunkt der Übergangsenergie wurde in jedem der Spektren durch Integrieren des Peaks mit HDTV bestimmt. Diese Energien wurden gegen den Kosinus des zugehörigen Winkel Θ zwischen Photon und Rückstoßkern aufgetragen. Der Fehler der Winkel betrug dabei $3,1^\circ$ für den 145° Siliziumring und $2,1^\circ$ für die 123° und 107° Siliziumringe und wurden aus [12] übernommen. Woraus sich für den Kosinus des Winkels der Fehler

$$\cos \Theta = \Delta \Theta \cdot \sin \Theta \quad (6.1)$$

ergibt. Durch diese Daten wird nun eine Gerade gelegt, aus deren Steigung der experimentelle Abschwächungsfaktor, wie in Kapitel 4 diskutiert, berechnet werden kann. Die Geraden der Übergangsenergie gegenüber dem Kosinus des Winkels Θ zwischen Photon und Rückstoßkern sind in Abbildung 13 zu sehen.

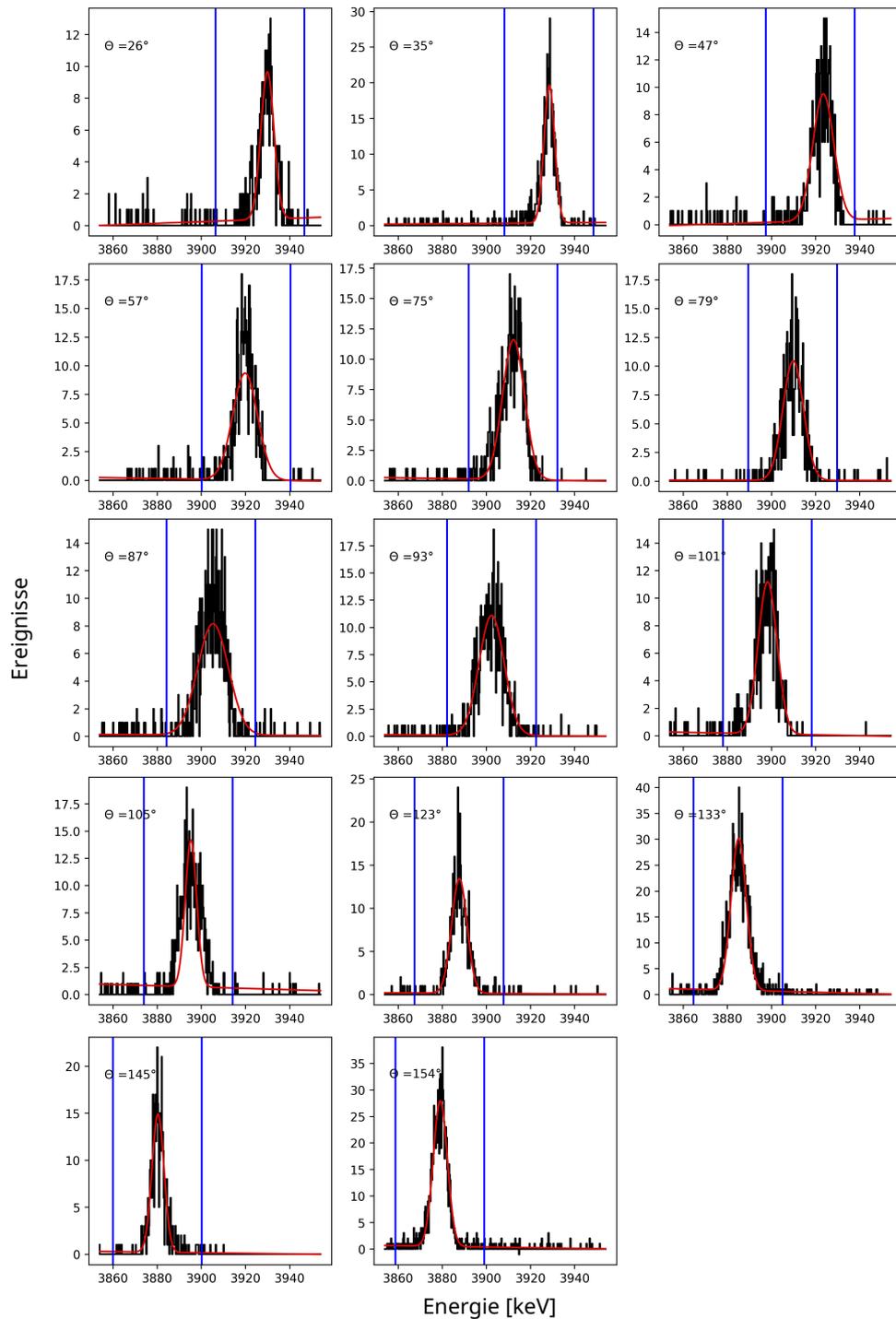


Abbildung 12: Gammaspektren des $2^+ \rightarrow 0^+$ Zustands mit einer Übergangsenergie von 3904 keV unter einem Rückstreuwinkel der Protonen von 145° getrennt nach Emissionswinkel Θ . Für weitere Informationen siehe Text.

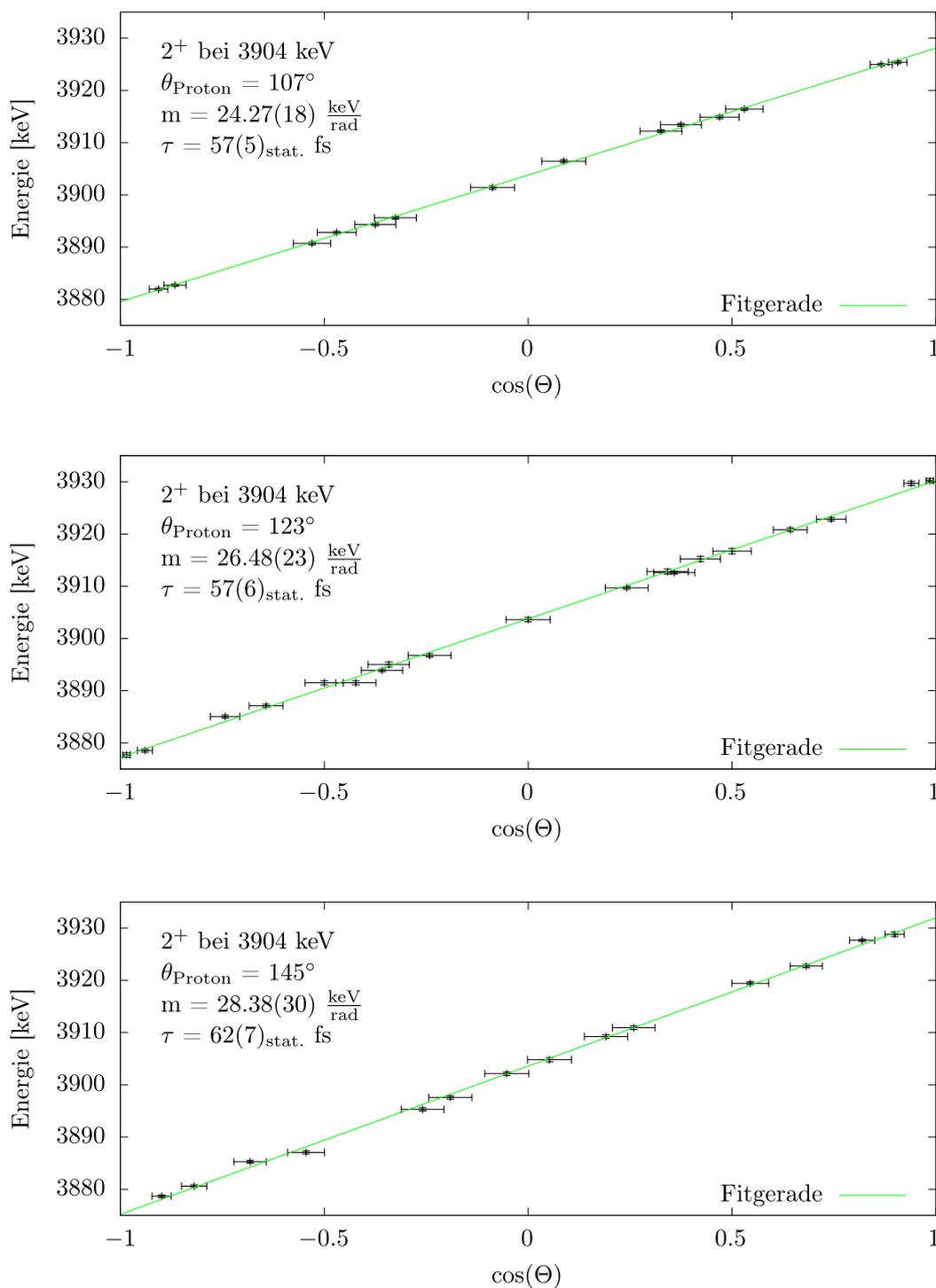


Abbildung 13: Abhängigkeit der Energie des detektierten Photons vom Winkel zwischen Photon und Rückstoßkern für alle drei Winkel θ_p . Die Lebensdauern ergeben sich aus dem Vergleich, des aus der Steigung m der Geraden gewonnen experimentellen Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ mit der theoretischen Simulation.

Aus den Steigungen der Geraden wurden die experimentellen Abschwächungsfaktoren $F(\tau)$ bestimmt. Zur Bestimmung der Lebensdauer aus dem experimentellen Abschwächungsfaktor, muss der theoretische Abschwächungsfaktor simuliert werden. Dazu wurde das Abstoppverhalten des ^{40}Ca Kerns im Kalziumtarget und im daran grenzenden ^{197}Au Stopper mit der LSS Theorie [22] simuliert. Die LSS Theorie beschreibt das gesamte Abstoppverhalten als Summe von elektronischem und nuklearem Stopping:

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e + f_n \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n \quad (6.2)$$

Das nukleare Stopping beschreibt dabei die Interaktion der beschleunigten ^{40}Ca Kerne mit den Kernen des umgebenen Target- und Stoppermaterials. Der Faktor f_n wurde empirisch zu 0,7 bestimmt [23] [24] und als solcher in dieser Arbeit verwendet. Das elektronische Stopping wird in der LSS Theorie beschrieben als:

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e = f_e \cdot k_{\text{LSS}} \cdot \epsilon^a \quad (6.3)$$

wobei k_{LSS} eine vom Stoppermaterial abhängige Konstante ist. In der LSS Theorie sind die Parameter f_e und a gegeben als $f_e \sim 1$ und $a \sim 0,5$. Experimentell gefundene Abweichungen wurden in dieser Arbeit berücksichtigt. Sie wurden durch einen Fit [12, 23, 25] an semiempirischen Stoppingpowers, die mithilfe von SRIM bestimmt wurden, ermittelt. Es ergibt sich für einen ^{40}Ca Kern im natürlichen Kalzium-Target $a = 0,6686$ und $f_e = 0,7509$. Für einen ^{40}Ca Kern im ^{197}Au Stopper ergibt sich $a = 0,7521$ und $f_e = 0,5917$.

Unter Verwendung der so bestimmten Größen f_e , a und f_n , sowie bekannte Größen wie Dichte, Dicke und Protonen und Massezahl von Target und Stopper kann das Abstoppverhalten der Kerne für vorgegebene Strahl- und Anregungsenergie und Streuwinkel des Protons simuliert werden. Hierfür wurde das Programm DSTOP96_PPPRIME_2 [23] verwendet, welches auf dem Programm DESASTOP von G. Winter [25, 26] basiert. Mit dem Abstoppverhalten wird die durchschnittliche Geschwindigkeit des ^{40}Ca Kerns beim emittieren des Gammaquanten simuliert. Mit der durchschnittlichen Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ ergibt sich der theoretische Abschwächungsfaktor zu:

$$F_{\text{theo}}(\tau) = \frac{\langle v \rangle}{v_0} \quad (6.4)$$

Der experimentelle Abschwächungsfaktor wurden mit dem, aus der Monte-Carlo-Simulation des Stoppings erhaltenen, theoretischen Abschwächungsfaktor verglichen. Die theoretische Simulation des Stoppings liefert die in Abbildung 14 dargestellte Kurve $F(\tau)$. Der experimentell bestimmte Abschwächungsfaktor wird nun von der Y-Achse auf die $F(\tau)$ Kurve projiziert. Vom Schnittpunkt aus wird auf die X-Achse projiziert, wo die Lebensdauer des Zustands abgelesen werden kann. Die Lebensdauern für die anderen beiden Winkel θ_p , sind in den Geraden in Abbildung 13 dargestellt.

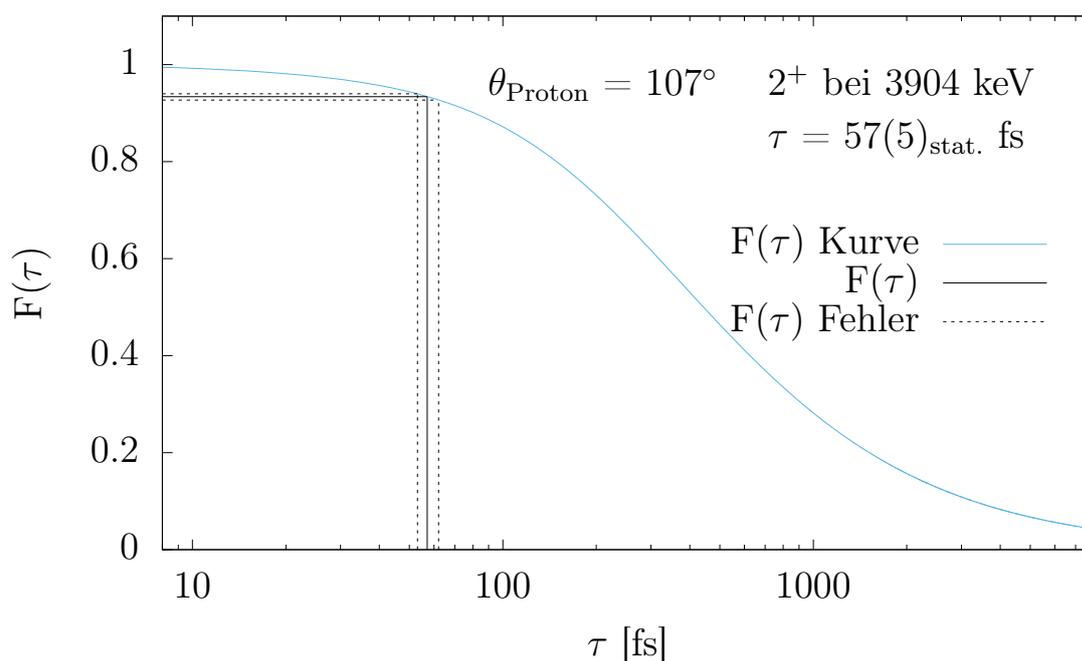


Abbildung 14: Monte-Carlo-Simulation des theoretischen Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ in blau. Der für den 2^+ Zustand experimentell bestimmte Abschwächungsfaktor ist als durchgezogene schwarze Linie eingezeichnet. Die gestrichelten Linien sind die Fehler des experimentellen Abschwächungsfaktors. An der Y-Achse kann der Wert des Abschwächungsfaktors $F(\tau)$ abgelesen werden. An der X-Achse kann die entsprechende Lebensdauer abgelesen werden.

Mit Formel 6.5 kann der gewichtete Mittelwert der drei unabhängigen Lebensdauern berechnet werden. Die Summen laufen dabei über die Winkel $\theta_{p'} = 107^\circ$, $\theta_{p'} = 123^\circ$ und $\theta_{p'} = 145^\circ$. Damit ergibt sich für den 2^+ Yrast-Zustand eine Lebensdauer von $58(4)_{\text{stat}}$ fs. Die Lebensdauer liegt im Fehler des Literaturwerts von $50(10)$ fs. Somit konnte der evaluierte Wert bestätigt werden.

$$\tau_{\text{mittel}} = \frac{\sum \tau_{\theta_{pl}} \cdot 1/(\Delta\tau_{\theta_{pl}})^2}{\sum 1/(\Delta\tau_{\theta_{pl}})^2} \quad (6.5)$$

$$(\Delta\tau)_{\text{mittel}}^2 = \frac{1}{\sum 1/(\Delta\tau_{\theta_{pl}})^2} \quad (6.6)$$

Für jeden untersuchten Übergang muss auf jeden Winkel Θ , für den Daten existieren, gegated werden und die Schwerpunktenenergie bestimmt werden. Da daher die manuelle Analyse der Winkelabhängigkeit der Energie sehr zeitaufwendig ist, wurde diese mit Hilfe eines Python-Skripts automatisiert. Mit diesem wurden, für alle drei Winkel θ_{pl} , die Lebensdauer des 2^+ Zustands bestimmt. Dadurch soll die Konsistenz, der durch das Skript ermittelten Lebensdauern, mit den durch HDTV ermittelten Lebensdauern und den Literaturwerten, überprüft werden.

Das 2D Histogramm der Theta-Energie Matrix (Abbildung 11), wird als Textdatei exportiert, in dem die Daten zeilenweise mit Winkel, Kanalindex und Anzahl der detektierten Ereignisse abgespeichert werden. Diese Textdatei wird vom Analyseskript eingelesen. Anschließend werden dem Skript die

- die Anzahl der in der Theta–Energie Matrix vorkommenden Winkel
- die Anregungsenergie des Zustands
- die Gammaenergie des Übergangs
- das Fitintervall um die Übergangsenergie
- das Binning der Kanäle
- und die Intervallgröße zur Bestimmung des Energieschwerpunkts

übergeben. Zuerst werden, mit dem angegebenen Binning, die Kanalzahlen in die zugehörigen Energien umgerechnet. Anschließend werden alle Daten, deren Gammaenergie nicht im angegebenen Fitintervall um die Übergangsenergie liegt, verworfen. In den Daten sind nach diesem Gate-Schritt noch alle Winkel Θ von 0° bis 180° enthalten. Der experimentelle Aufbau ermöglicht nur die Messung unter einzelnen Winkeln. Daher sind für den Großteil der Winkel keine Ereignisse detektiert worden. Im Folgenden werden alle Winkel, für die keine Detektorkombinationen existieren und somit keine Ereignisse gemessen werden konnten, verworfen. Aus dem so erhaltenen Datensatz wird für jeden Winkel Θ ein Spektrum erstellt.

Diese Spektren sind in Abbildung 12 für den 2^+ Zustand gezeigt.

Als nächster Schritt soll der Schwerpunkt der winkelabhängigen Übergangsenergie bestimmt werden. Für eine akkurate Bestimmung der Übergangsenergie ist der Untergrundabzug entscheidend. Hierzu wurden die Spektren durch die Summe eines Gauss-Peaks und einem linearen Untergrund approximiert. Dieser Fit wird durch LMFIT [27] durchgeführt. Anschließend wurde auf zwei verschiedene Arten der Schwerpunkt der Übergangsenergie bestimmt, die im Folgenden miteinander verglichen werden.

Als erste Methode zur automatisierten Bestimmung der Schwerpunktenenergie des Übergangs wird die Position des Gausspeaks als Schwerpunktenenergie verwendet. Die Schwerpunktenenergie wurde gegen den Kosinus des zugehörigen Winkels aufgetragen. Durch diese Messdaten wird eine Gerade mittels Orthogonaler Regression, im englischen orthogonal distance regression (ODR), gelegt. Die Fitgerade durch die winkelabhängigen Schwerpunktenenergien ist in Abbildung 15 zu sehen. Aus der Steigung wird der experimentelle Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ berechnet und mit dem theoretischen Abschwächungsfaktor verglichen, um die Lebensdauer des Zustands zu erhalten. Durch Bildung des gewichteten Mittelwerts der Lebensdauern der drei Siliziumringe ergibt sich eine Lebensdauer von $51(4)_{\text{stat}}$ fs. Diese deckt sich sehr gut mit dem Literaturwert von $50(10)$ fs. Die für die einzelnen Siliziumringe bestimmten Lebensdauern befinden sich in Tabelle 5.

In dieser Methode wurde die gefittete Position des Gausspeaks als Schwerpunktsenergie verwendet. Daher ist die Methode sehr sensitiv gegenüber der Position des Gaussfit. Außerdem kann ein systematischer Fehler dadurch auftreten, dass die Peaks keine Gausspeaks sind sondern ein Tailing in Richtung der Übergangsenergie E_0 aufweisen. Die bestimmten Energieschwerpunkte liegen potentiell zu weit von der Übergangsenergie E_0 weg. Daraus kann eine größere Steigung folgen, aus der ein größerer Abschwächungskoeffizienten resultiert, welcher zu einer kürzeren Lebensdauer führt.

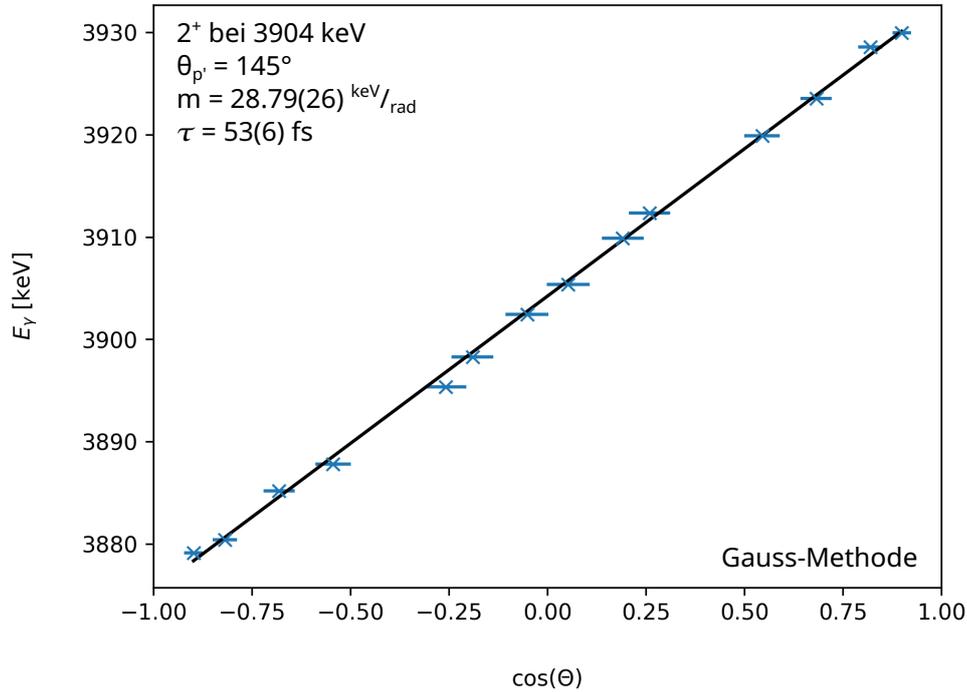


Abbildung 15: Auf der X-Achse ist der Kosinus des Winkels Θ zwischen Rückstoßkern und Photon aufgetragen. Die zugeordneten Energien wurden durch die Position des Gaussfits bestimmt. Anschließend wurde mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

Mit der zweiten Methode wird die Schwerpunktennergie des Übergangs durch Bilden eines Mittelwerts bestimmt. Im Mittelwert wird der Tail des Gausspeaks mit berücksichtigt. Um den Fehler, der durch den linearen Untergrund in den Mittelwert eingeht, gering zu halten wurde ein symmetrisches Intervall um die Position des Peaks gewählt. Die Größe des Intervalls wurde dem Skript als Parameter übergeben und ist konstant 40% des Fitintervalls von 100 keV. In Abbildung 12 ist das Intervall, über das der Mittelwert gebildet wird, durch vertikale blaue Linien dargestellt. In diesem Intervall wird der mit der Anzahl der Ereignisse gewichtete Mittelwert der Energie berechnet.

$$E_{\text{mittel}} = \frac{\sum \#A \cdot E_\gamma}{\sum \#A} \quad (6.7)$$

Aus diesen Energieschwerpunkten wird der Abschwächungsfaktor $F(\tau)$ und durch Vergleich mit der Theorie die Lebensdauer des 2^+ Zustands berechnet. Die berechneten Energieschwerpunkte, sowie der lineare Fit, aus dessen Steigung die Lebensdauer für den 2^+ Zustand

mit $\theta_{p'}$ berechnet wurde, sind in Abbildung 16 dargestellt. Durch Bilden des gewichteten Mittelwerts der berechneten Lebensdauern, der drei Winkel $\theta_{p'}$, ergibt sich eine Lebensdauer von $64(4)_{\text{stat}}$ fs. Die für die einzelnen Siliziumringe berechneten Lebensdauern sind in Tabelle 5 notiert.

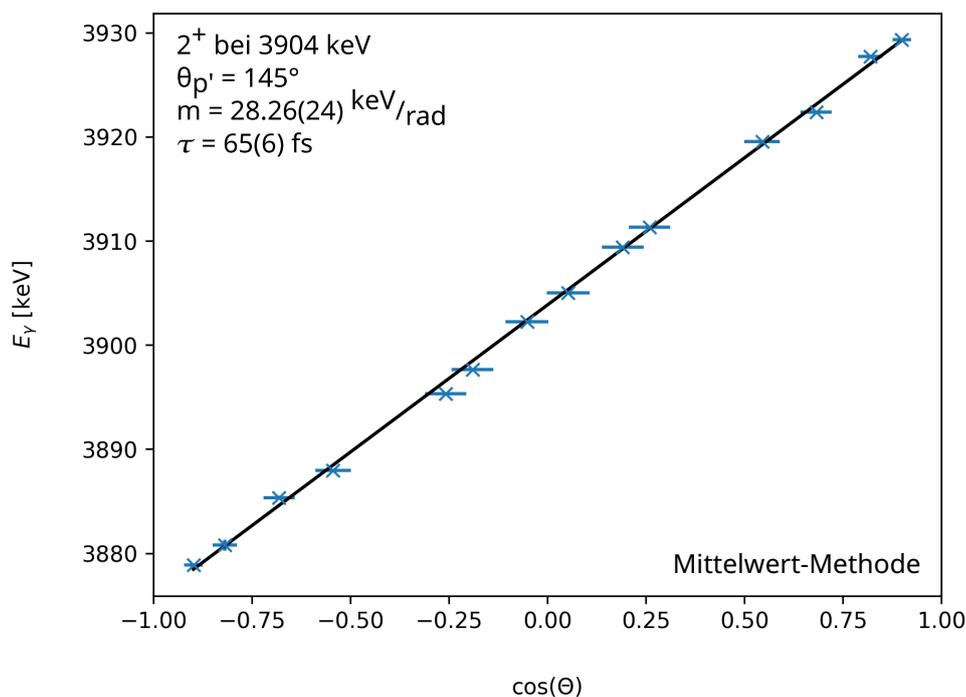


Abbildung 16: Auf der X-Achse ist der Kosinus des Winkels zwischen Rückstoßkern und Photon aufgetragen. Die zugeordneten Energien wurden durch Bilden des Mittelwerts eines symmetrisch um die Schwerpunktenenergie liegenden Intervall von ± 20 keV gebildet und anschließend mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

Tabelle 5: Lebensdauern des 2^+ Zustands, die mit den verschiedenen Methoden ermittelt wurden. In der letzten Spalte ist der gewichtete Mittelwert, der aus den Lebensdauern der drei Siliziumringe berechnet wird, notiert. Alle berechneten Fehler sind statistisch. Der Literaturwert ist aus Ref. [6] entnommen.

Methode	$\tau(107^\circ)$ [fs]	$\tau(123^\circ)$ [fs]	$\tau(145^\circ)$ [fs]	$\tau(\text{mittel})$ [fs]
Integral (HDTV)	57(5)	57(6)	62(7)	58(4)
Mittelwert	66(5)	61(6)	65(6)	64(4)
Gaussmittelwert	48(11)	49(6)	53(6)	51(4)
Literaturwert	50(10)	50(10)	50(10)	50(10)

6.2 Lebensdauer des 4^+ Zustands

Die Lebensdauer des 4^+ Zustands, mit einer Anregungsenergie von 5278 keV und einer Übergangsenergie von 1374 keV, ist in der Literatur mit 303(58) fs [5] angegeben. Während beim 2^+ Yrast-Zustand mit geringerer Lebensdauer der Zerfall fast ausschließlich im Flug stattfindet, sind beim 4^+ in Abbildungen 17 und 18 deutlich zwei Komponenten zu erkennen.

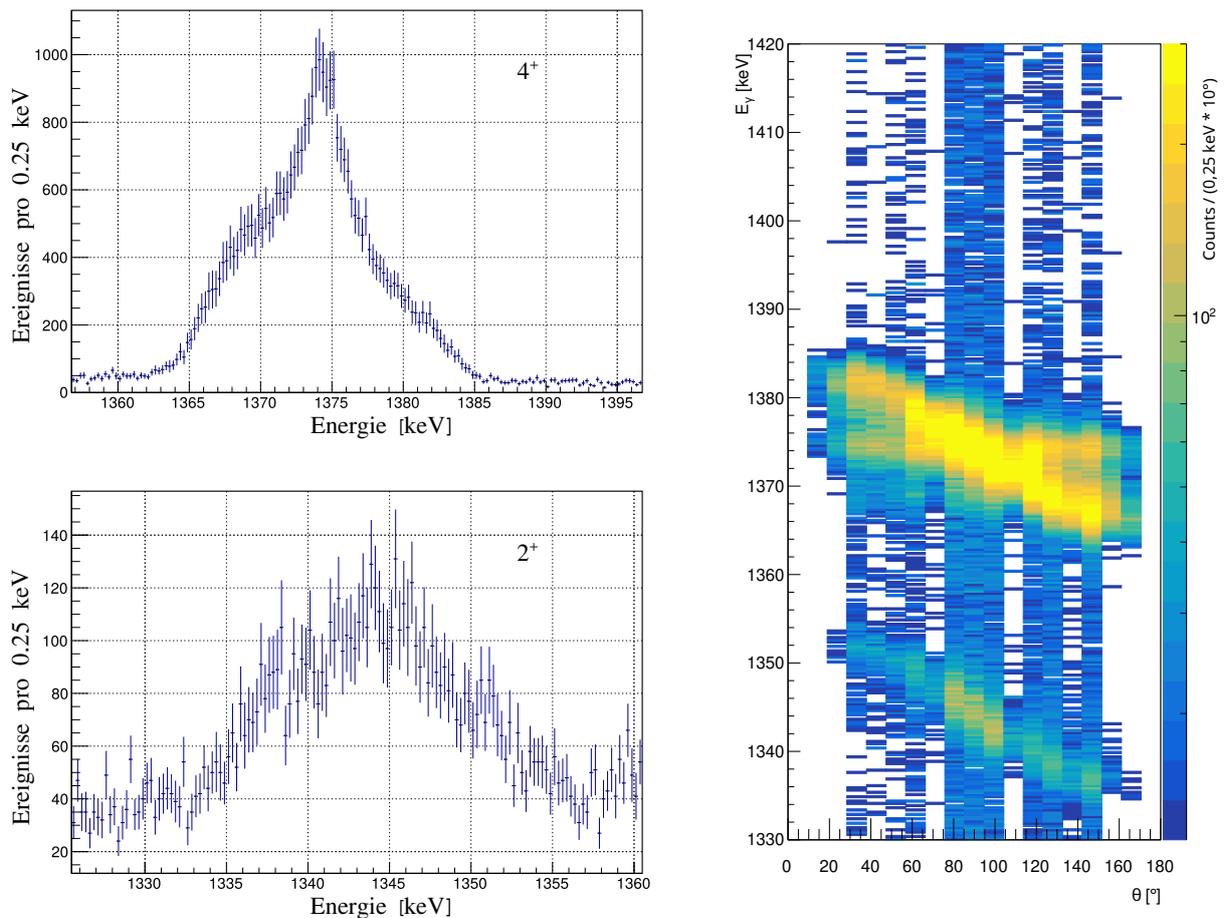


Abbildung 17: Rechts: Matrix an Gammaquanten, die in Koinzidenz mit einem Proton detektiert wurden. An der Y-Achse kann die Energie der Gammaquanten abgelesen werden. Auf der X-Achse ist der Winkel Θ zwischen Gammaquant und Rückstoßkern aufgetragen. Die Farbkodierung gibt an wie häufig die Kombinationen aus Winkel und Gammaenergie detektiert wurden. Links: Aufsummierte Spektren über alle Winkel Θ . Oben der erste $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang. Unten der $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang

In Abbildung 17 ist rechts eine Matrix an Gammaquanten dargestellt, die in Koinzidenz

mit einem Proton, das einer Anregungsenergie von 5279 keV entspricht, detektiert wurden. Auf der X-Achse ist der Winkel Θ zwischen Gammaquant und Proton mit 10° Binning dargestellt. In den Spektren, die sich zur Linken der Matrix befinden, wurden die Ereignisse über alle Winkel summiert. Im unteren Spektrum ist der 2_2^+ Zustand dargestellt. Die Form des Peaks ist ein stark verbreiteter Gausspeak. Im darüber liegenden Spektrum des 4^+ Zustands ist hingegen ein scharfer Peak auf einem breiten Peak zu erkennen. In der Gamma-Winkel Matrix ist eine horizontale Linie mit einer Energie von 1374 keV, sowie eine kosinusförmige Linie um 1374 keV zu erkennen. Eine horizontale Komponente entsteht wenn Gammaquanten von einem ruhenden Kern emittiert werden. Die Kosinus-Form einer Kurve wird durch die Doppler-Verschiebung verursacht und tritt nur für bewegte Kerne auf. In den Daten ist also eine bewegte und eine unbewegte Komponente vorhanden, die beide Gammaquanten mit einer Energie von 1374 keV emittieren. Außerdem ist in der Matrix der Übergang vom zweiten angeregten 2^+ Zustand mit einer Anregungsenergie von 5249 keV in den ersten angeregten 2^+ Zustand zu erkennen. Die Übergangsenergie beträgt 1344 keV und der Zustand besitzt eine Lebensdauer von 120(15) fs [5]. Mit einer Differenz in der Anregungsenergie von 30 keV zum untersuchten 4^+ Zustand können die Zustände nicht durch das Gate auf die Anregungsenergie unterschieden werden. Der 2_2^+ Zustand weist eine Kosinus-Form auf. Daraus lässt sich die Lebensdauer des Zustands bestimmen. In dieser Arbeit wird zunächst die Lebensdauer des 4^+ Zustands untersucht.

Zur Bestimmung der Lebensdauer des 4^+ Zustands ist die Interpretation der zwei Komponenten bei einer Energie von 1374 keV relevant. Die naheliegende Interpretation der zwei Komponenten ist, dass ein Teil der ^{40}Ca Kerne im Flug zerfällt und ein anderer Teil der Kerne gestoppt zerfällt. Eine andere Interpretationsmöglichkeit ist die Existenz eines langlebigen Zustands, der in den 4^+ zerfällt (englisch feeder) oder einer Kontaminante mit einer Energie von 1374 keV. Der Zustand niedrigster Energie, der in den 4_1^+ Zustand zerfällt ist der 4_2^+ Zustand mit einer Anregungsenergie von 6543 keV [5]. Dieser besitzt eine Differenz von über 1200 keV zum untersuchten 4^+ Zustand einer Energie von 5279 keV. Somit sind keine bekannten Feeder im Gate im Protonenspektrum enthalten. Um mögliche Fehler in der Energieeichung einzelner Siliziumdetektoren auszuschließen wurden einzelne Kombinationen aus Silizium- und Germaniumdetektoren untersucht. Für jeden Siliziumdetektor, im Siliziumring unter einem Winkel von 145° , konnten Spektren identifiziert werden, die zwei Komponenten aufweisen und keine fütternden Zustände identifiziert werden. Daher können die zwei Komponenten nicht durch unterschiedlich geeichte Silizium- oder HPGe-Detektoren entstehen.

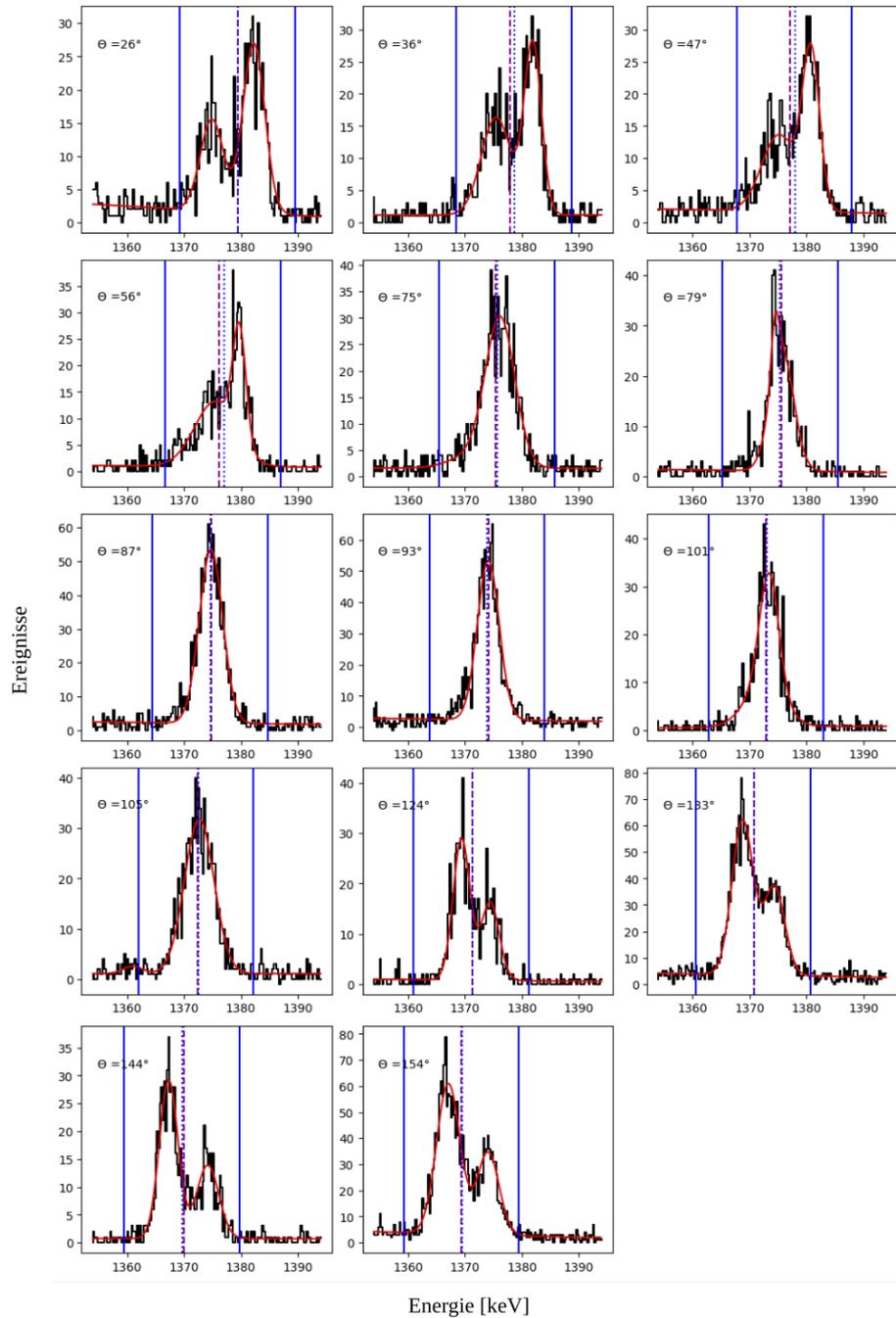


Abbildung 18: Gammaskpektren des $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergangs bei einer Anregungsenergie von 5278 keV mit $\theta_{p'} = 145^\circ$. In rot dargestellt ist die Summe eines linearen Untergrunds und zweier Gausskurven, die an die Daten gelegt wurden. In blau ist das Intervall dargestellt, das in der Analyse für die Erstellung des Mittelwerts verwendet wird. Die Schwerpunktsenergie durch Bilden des Mittelwerts ist als blau gepunktete Linie eingezeichnet. Die durch die Gausspeaks berechnete Schwerpunktsenergie ist in lila eingezeichnet.

Die zwei Komponenten können nicht durch bekannte Feeder entstehen, da diese außerhalb des Gates im Protonenspektrum liegen. Möglich wäre nur ein unbekannter Feeder mit unwesentlich größerer Anregungsenergie als der 4^+ Zustand selbst. Als nächster Schritt wurde versucht eine potentielle Kontaminante zu identifizieren. Die Kontaminante müsste bei einer Anregungsenergie von 5279 keV auch verstärkt kommen, denn bei Gates auf geringere Anregungsenergien wie den 3^- Zustand bei 3737 keV oder den 5^- Zustand bei 4491 keV taucht der 1374 keV Übergang kaum auf. Mit NNDC wurden Gammaquanten mit einer Energie um 1374 keV gesucht. Ein potentieller Kandidat ist ein angeregter 3^- Zustand in ^{42}Ca mit einer Anregungsenergie von 5491 keV. ^{42}Ca kommt in natürlichem Kalzium mit einer Intensität von 0,6% vor und wurde auch im Single-Gamma Spektrum als Kontaminante identifiziert. Genau wie ^{40}Ca sendet ^{42}Ca ein Gammaquant mit einer Energie von 1374,0 keV [28] aus. Auch die Anregungsenergie ist mit einer Differenz von 212 keV durch die Energieauflösung der Siliziumdetektoren potentiell im Gate im Protonenspektrum. Der 3^- Zustand in ^{42}Ca hat jedoch noch einen zweiten Übergang mit einer Intensität von 45% bei 3966 keV. Dieser Übergang ist nicht im Spektrum enthalten. Auch die Folgezerfälle können im Spektrum nicht beobachtet werden. Weiter Kontaminanten, die mit dem beim Versuch vorhandenen Materialien in Verbindung stehen, sind angeregte Zustände in ^{195}Au und ^{195}Hg . Die Entstehung dieser Isotope bei einer Protonenenergie, die 5278 keV Anregungsenergie in ^{40}Ca entspricht, aus einem ^{197}Au Target wäre ungeklärt. Es konnte keine plausible Kontaminante identifiziert werden.

Dadurch erscheint die Hypothese, dass beide Komponenten zum $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang gehören, wahrscheinlicher. Wenn beide Komponenten zum $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang gehören, muss die Lebensdauer des Zustands so sein, dass ein signifikanter Anteil der Kerne abgestoppt zerfällt. Der Literaturwert der Lebensdauer ist 303(58) fs [5]. Bei der Berechnung des theoretischen Abschwächungsfaktors, wurde das Abstoppverhalten der ^{40}Ca Kerne simuliert. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein ^{40}Ca Kern im 4_1^+ Zustand nach 300 fs bereits gestoppt ist, ist sehr klein, wie in Abbildung 19 zu sehen ist. In Abbildung 19 ist für Zeitintervalle von 11,44 fs die Wahrscheinlichkeit angegeben, dass ein ^{40}Ca Kern im 4^+ Zustand zerfällt. θ_p ist in der Abbildung 107° . Die Kerne mit größeren Rückstreuwinkel haben durch die höhere Anfangsgeschwindigkeit eine höhere Lebensdauer. Die Lebensdauer des Zustands müsste deutlich größer sein, als in der Literatur angegeben, damit der beobachtete Anteil der Kerne beim Zerfall gestoppt ist.

Bei Betrachtung der Gamma-Gamma Koinzidenzmatrix mit einem Gate auf 5279 keV Anregungsenergie (siehe Abbildung 20), fallen drei Bereiche auf.

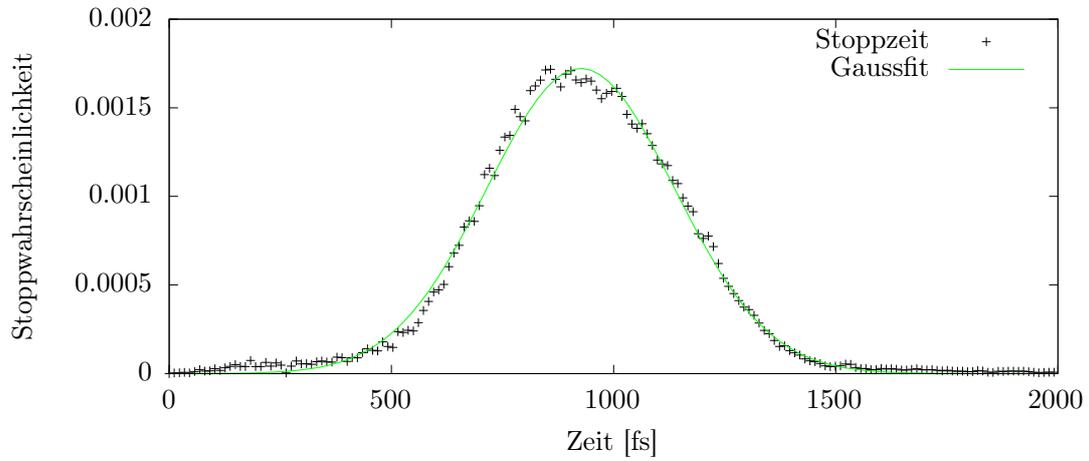


Abbildung 19: Simulierte Stoppzeit von ^{40}Ca Kernen im 4^+ Zustand im Experiment mit $\theta_{p'} = 107^\circ$. Die Wahrscheinlichkeiten sind für Zeitintervalle von 11,44 fs angegeben.

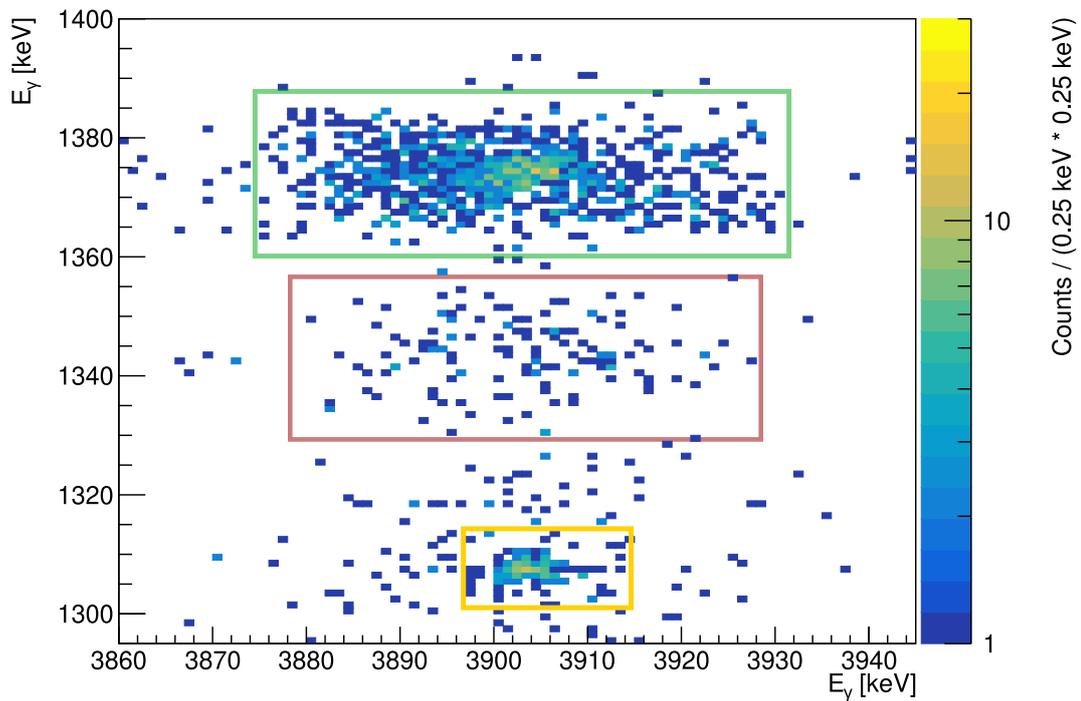


Abbildung 20: Gamma-Gamma Koinzidenzmatrix mit einem Gate auf 5279 keV Anregungsenergie in ^{40}Ca .

Der grün markierte Übergang mit 1374 keV Übergangsenergie, ist der untersuchte $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang. Darunter ist in rot, mit einer Übergangsenergie von 1344 keV, der $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang zu erkennen. Unten in ist der $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang in gelb markiert. Alle drei Übergangsenergien treten in Koinzidenz mit dem $2_1^+ \rightarrow 0_g^+$ Übergang auf. Die Breite der Bereiche hängt von der Geschwindigkeit, die der Kern im 2_1^+ Zustand beim Zerfall besitzt, ab. Die Lebensdauer des 2_1^+ Zustands ist 50(10) fs [6] und konnte in diesem Experiment bestätigt werden. Kerne in Zuständen mit einer längeren Lebensdauer, als der Stoppzeit von 926(212) fs, sind beim Zerfall bereits häufig gestoppt. Der Folgezerfall des 2_1^+ in den Grundzustand findet dadurch auch in einem gestoppten Kern statt. Das ist beim in gelb markierten $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang der Fall. Der 0_2^+ Zustand hat eine Lebensdauer von 1,47(30) ps [5]. Daher ist der Bereich des 0^+ Zustands, in der Gamma-Gamma-Koinzidenz Matrix, schmal. Der 2_2^+ Zustand besitzt eine Lebensdauer von 120(15) fs [5]. Aus dem Zerfall entsteht ein Kern im 2_1^+ Zustand. Nach 120 fs ist der ^{40}Ca Kern noch nicht gestoppt. Auch nach der zusätzlichen Lebensdauer des 2_1^+ Zustands von 50(10) fs ist der Kern nicht gestoppt. Daher erfährt das Photon, das beim $2_1^+ \rightarrow 0_g^+$ Übergang entsteht, eine Doppler-Verschiebung. Die Doppler-Verschiebung sorgt für die horizontale Ausdehnung in der Gamma-Gamma-Koinzidenzmatrix (Abbildung 20). Bei einer Gammaenergie von 1374 keV ist die Energie des Sekundärzerfalls stärker Doppler-verschoben, als beim $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ Übergang. Das lässt darauf schließen, dass der Ausgangszustand eine kürzere Lebensdauer als der 2_2^+ Zustand besitzt. Der Anteil der gestoppten Kerne sagt für den 4^+ Zustand jedoch eine größere Lebensdauer voraus. Diese Diskrepanz könnte durch eine Kontaminante oder einen Feeder erklärt werden. Es befindet sich, aber kein bekannter Feeder im Gate im Protonenspektrum und es konnte keine plausible Kontaminante ermittelt werden.

Falls der 4^+ Zustand nur die beobachtete langlebige Komponente ist, kann die Lebensdauer mit der DSA-Methode nicht ermittelt werden. Für den Fall, dass beide Komponenten zum angeregten 4_1^+ Zustand in ^{40}Ca gehören, wurde die Lebensdauer des Zustands bestimmt. Auch die Lebensdauer der kurzlebigen Komponente wurde bestimmt.

Um die Winkelabhängigkeit der Energie zu bestimmen ist das Annähern der Daten durch eine einzelne Gausskurve ungeeignet. Daher werden die Spektren, wie in Abbildung 18 zu erkennen, für diesen Zustand durch die Summe eines linearen Untergrunds und zweier Gausskurven angenähert. Dadurch, dass sich ein Peak eindeutig als gestoppte Komponente identifizieren lässt, wird beim Fitten der Daten, die Position eines Gausspeaks auf ein Intervall von 1,5 keV um die Übergangsenergie von 1374 keV beschränkt. Die Lebensdauer wurde für jeden der drei Siliziumringe unabhängig bestimmt.

Als eine Methode wurde wieder der Mittelwert im in Abbildung 18, durch vertikale blaue Linien markierten, Intervall berechnet. Das Intervall beinhaltet hier 50% des gesamten Fitintervalls also 15 keV in jede Richtung des Energieschwerpunkts. Hierfür wurde der Energieschwerpunkt durch bilden des Schwerpunkts über das gesamte Fitintervall genähert. Bei der Auswahl der Intervallgröße, mit der der finale Energieschwerpunkt berechnet wird, ist darauf zu achten, dass es beide Peaks vollständig umfasst und nicht aus dem Fitintervall heraus ragt. Die durch diese Methode berechneten Energieschwerpunkte sind in der selben Abbildung als gepunktete blaue Linie eingetragen sowie in Abbildung 21 zu erkennen. Aus der Steigung dieser Geraden wurden erneut die Lebensdauern des 4^+ Zustands berechnet. Durch bilden des gewichteten Mittelwerts, der Lebensdauern der drei Siliziumringe, ergibt sich eine Lebensdauer von $396(6)_{\text{stat}}$ fs.

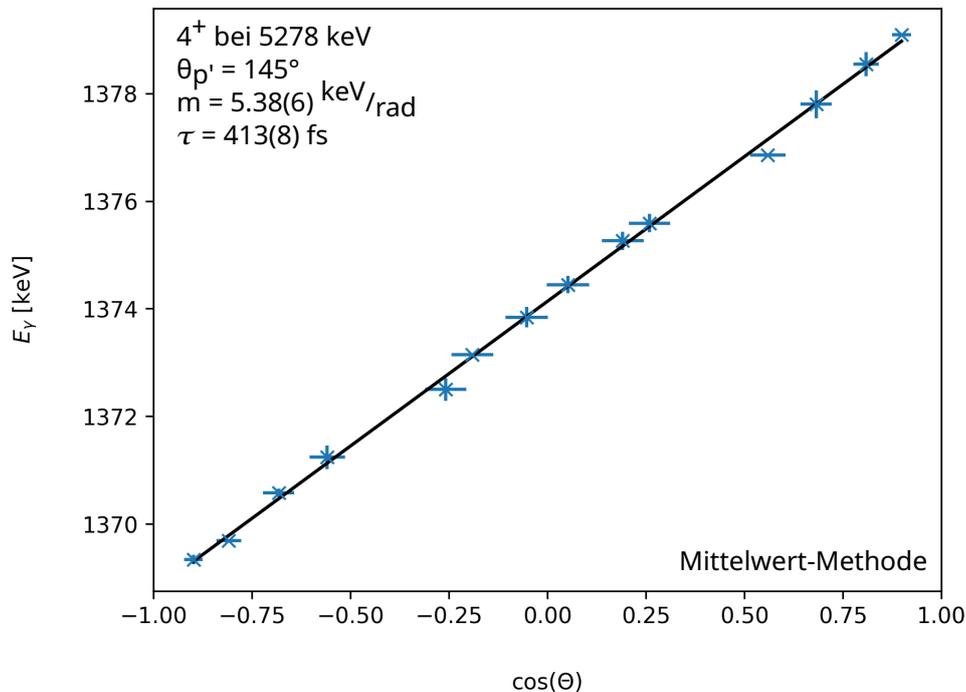


Abbildung 21: Auf der X-Achse ist der Kosinus des Winkels zwischen Rückstoßkern und Photon aufgetragen. Die zugeordneten Energien wurden durch bilden des Mittelwerts eines symmetrisch um die Schwerpunktenenergie liegenden Intervall von $\pm 15 \text{ keV}$ gebildet und anschließend mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

Als weitere Methode wird die Lebensdauer aus der Position der beiden Gausspeaks berechnet. Dazu werden die Positionen der Gausspeaks mit ihrem Volumen gewichtet. Das Volumen

ergibt sich dabei aus der Standardabweichung σ des Peaks und der Amplitude A des Peaks.

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\log 2}} \cdot \sigma \cdot A \cdot (1 + \Gamma(5\sqrt{5 \log 2})) \quad (6.8)$$

Die Standardabweichung σ , die Amplitude A und die Position des Peaks sind die Parameter, die durch den Fitalgorithmus LMFIT bestimmt werden. Γ ist hier die Fehlerfunktion, auch Gammafunktion genannt. Aus den Volumen und Positionen der Peaks lässt sich die Schwerpunktsenergie über

$$E = \frac{E_1 \cdot v_1 + E_2 \cdot v_2}{v_1 + v_2} \quad (6.9)$$

berechnen. Wobei E_1 und E_2 die Positionen der Gausspeaks beschreiben. Die so berechneten Energieschwerpunkte sind in Abbildung 18 als gestrichelte lila Linie und in Abbildung 22 zu erkennen. Aus der Steigung dieser Geraden ergibt sich die Lebensdauer des 4^+ Zustands für $\theta_{p'} = 145^\circ$. Durch Bildung des gewichteten Mittelwerts ergibt sich eine Lebensdauer von $363(15)_{\text{stat}}$ fs.

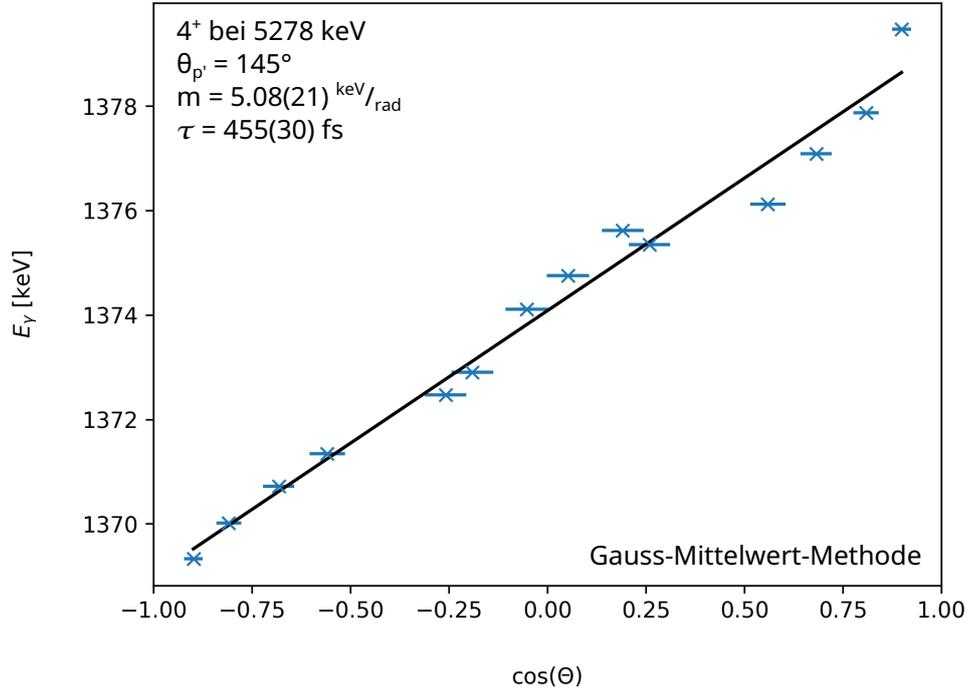


Abbildung 22: Auf der X-Achse ist der Kosinus des Wieserinkels zwischen Rückstoßkern und Photon aufgetragen. Die zugeordneten Energien wurden durch die Positionen und Volumen der Gaussfits bestimmt und anschließend mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

Unter der Annahme, dass nur die Doppler-verschobene Komponente zum $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang gehört, lässt sich die Lebensdauer des 4^+ Zustands aus der Doppler-Verschiebung des wandernden Peaks bestimmen. Daher wurde als dritte Methode, zur Bestimmung der Lebensdauer des 4^+ Zustands, die Position des wandernden Peaks als Energieschwerpunkt interpretiert. Die erhaltenen Energieschwerpunkte mit linearem Fit sind in Abbildung 23 abgebildet. Durch bilden des gewichteten Mittelwerts der drei unabhängigen Lebensdauern für die drei Siliziumringe, ergibt sich die Lebensdauer des 4^+ Zustands von 115(12) fs. Die Lebensdauern der einzelnen Siliziumringe sind in Tabelle 6 aufgelistet. Die mit dieser Methode bestimmte Lebensdauer ist wesentlich kürzer als der Literaturwert von 303(58) fs [5]. Die Methode besitzt einen systematischen Fehler, der für kürzere Lebensdauern sorgt. Kerne, die mit einer geringen Geschwindigkeit zerfallen, werden energetisch im gestoppten Peak landen. Dadurch tragen besonders langsame Kerne, also die Kerne, die besonders lange im 4^+ Zustand geblieben sind, nicht zur Lebensdauerbestimmung bei. Dieser Effekt wird aber die Differenz zum Literaturwert, der mehr als doppelt so groß ist nicht ausgleichen.

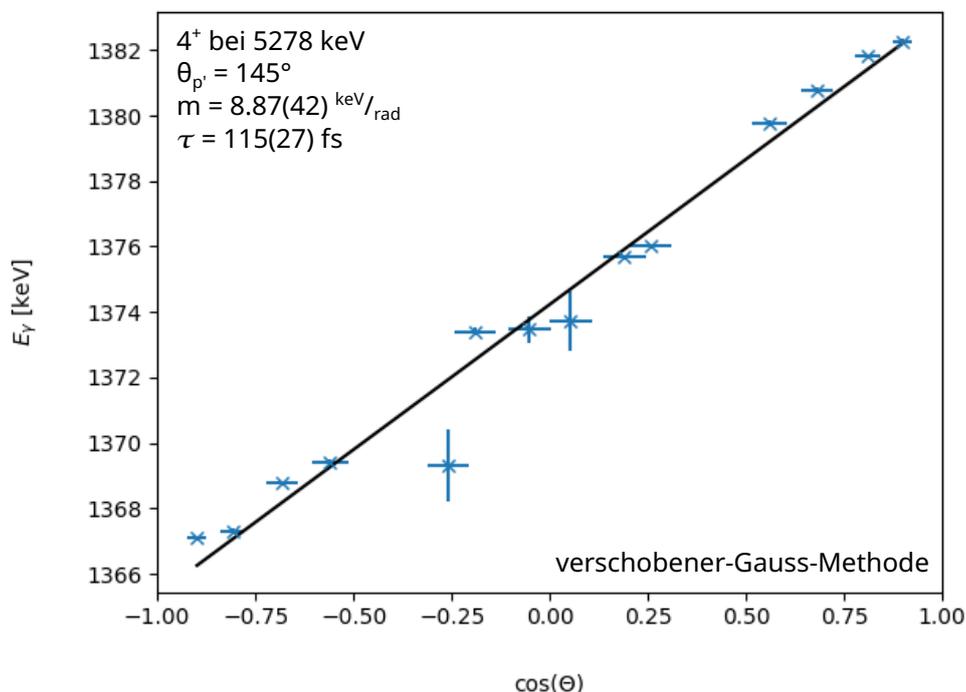


Abbildung 23: Auf der X-Achse ist der Kosinus des Winkels zwischen Rückstoßkern und Photon aufgetragen. Die zugeordneten Energien wurden durch die Positionen und Volumen der Gaussfits bestimmt und anschließend mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

Tabelle 6: Lebensdauern des 4^+ Zustands, die mit den verschiedenen Methoden ermittelt wurden. In der letzten Spalte ist der gewichtete Mittelwert, der aus den Lebensdauern der drei Siliziumringe berechnet wird, notiert. Alle berechneten Fehler sind statistisch. Der Literaturwert ist aus Ref. [5] entnommen.

Methode	$\tau(107^\circ)$ [fs]	$\tau(123^\circ)$ [fs]	$\tau(145^\circ)$ [fs]	$\tau(\text{mittel})$ [fs]
Mittelwert	361(13)	388(11)	413(8)	396(6)
Gaussmittelwert	344(26)	323(23)	455(30)	363(15)
Verschobener Gauss	109(18)	121(19)	115(27)	115(12)
Literaturwert	303(60)	303(60)	303(60)	303(60)

6.3 Lebensdauer des 6^+ Zustands

Ein Ziel dieser Arbeit ist eine genauere Bestimmung der Lebensdauer des 6_1^+ Zustands. Die Matrix an Gammaquanten, die in Koinzidenz mit einem Proton, das auf eine Anregungsenergie von 6930 keV in ^{40}Ca schließen lässt, ist in Abbildung 24 dargestellt. Die Dopplerverschiebung ist eindeutig an der Kosinusform zu erkennen. In Abbildung 25 sind die, nach dem Winkel Θ aufgeteilten Spektren des $6^+ \rightarrow 4^+$ Übergangs zu sehen. Für von 90° weit entfernte Winkel ist eine verschmierte Linienform erkennbar. Ein Teil der Kerne ist beim Zerfall gestoppt, was mit der simulierten Stoppzeit von übereinstimmt. Die Daten werden durch eine Summe aus zwei Gausspeaks und einem Linearen Untergrund genähert, da die Gausspeaks die Linienform weitgehend wiedergeben. Die Position eines der beiden Gausspeaks wird auf ein Intervall von 1,5 keV um die Übergangsenergie von 1651 keV festgesetzt. Das gesamte Fitintervall geht von 1626 – 1676 keV. Die Schwerpunktsenergie wird mit zwei Methoden bestimmt. Als erste Methode wird der Energieschwerpunkt durch Berechnung des mit der Ereignisszahl gewichteten Mittelwerts berechnet. Das dafür verwendete Intervall liegt symmetrisch um die Schwerpunktsenergie und ist in Abbildung 25 blau markiert. Die berechneten Energieschwerpunkte werden gegen den Kosinus von Θ aufgetragen. Aus der Steigung der Geraden wird der Abschwächungsfaktor berechnet. Durch Vergleich mit dem theoretischen Abschwächungsfaktor kann die Lebensdauer für jeden Siliziumring berechnet werden. Die für die einzelnen Ringe berechneten Lebensdauern finden sich in Tabelle 7. Durch Bildung des gewichteten Mittelwerts, der Lebensdauern der drei Siliziumringe, ergibt sich eine Lebensdauer von $190(4)_{\text{stat}}$ fs.

Als zweite Methode wurde der mit den jeweiligen Volumen gewichtete Mittelwert der Positionen der beiden Gausspeaks berechnet und als Energieschwerpunkt verwendet. Die Energieschwerpunkte wurden gegen den Kosinus von Θ aufgetragen und aus der Steigung die Lebensdauer bestimmt. Daraus ergibt sich durch Bildung des gewichteten Mittelwerts der drei Siliziumringe eine Lebensdauer von $253(13)_{\text{stat}}$ fs. Die für die einzelnen Siliziumringe berechneten Lebensdauern finden sich in Tabelle 7.

Die in dieser Arbeit bestimmte Lebensdauer des 6_1^+ Zustands ist deutlich geringer als der Literaturwert von 490_{-250}^{+130} fs [4] und liegt an der unteren Grenze des Fehlerintervalls. Die Lebensdauer des 6_1^+ Zustands wurde bislang nur einmal von Nathan et al. gemessen. Die Gruppe konnte fütternde Zustände nicht ausschließen, was eine mögliche Erklärung für die Abweichung darstellt.

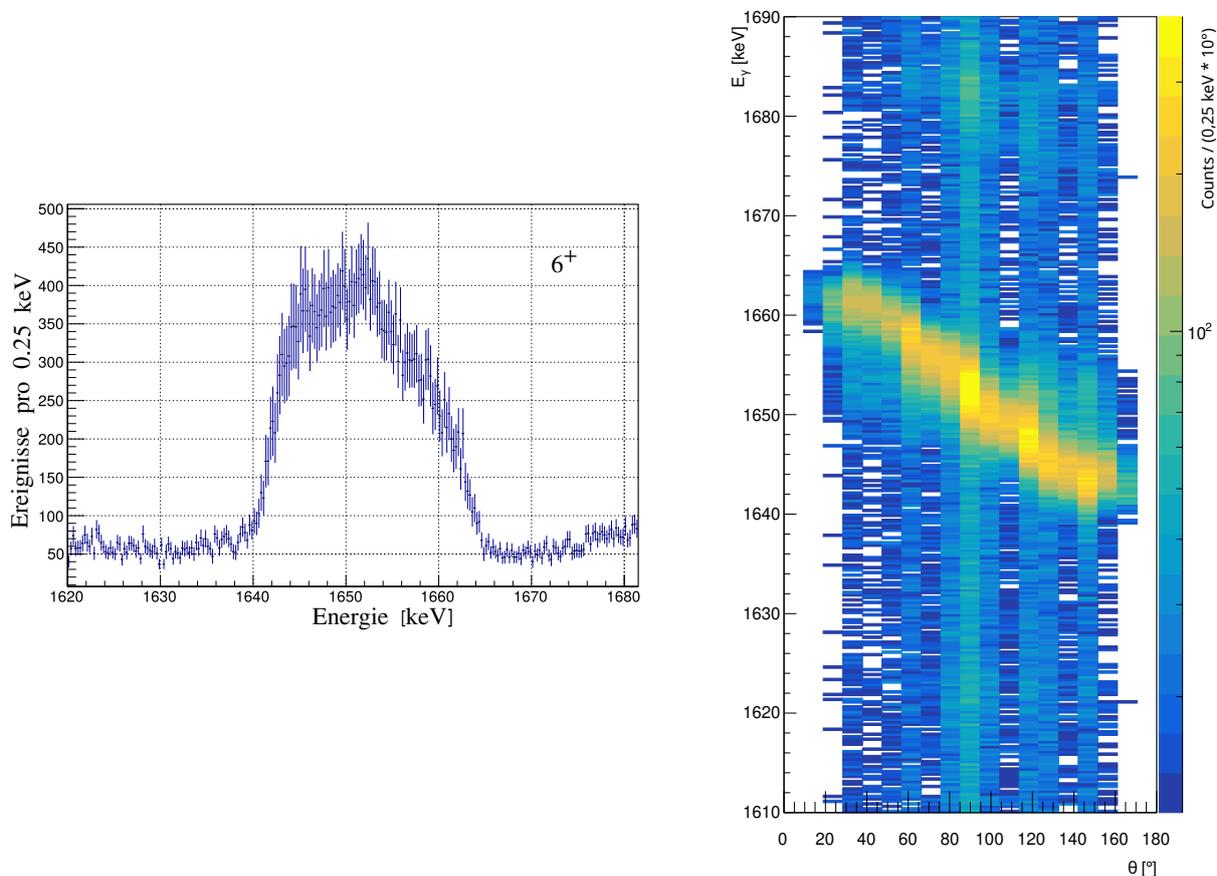


Abbildung 24: Matrix an Gammaquanten, die in Koinzidenz mit einem Proton detektiert wurden, das einer Anregungsenergie von 6930 keV entspricht. An der Y-Achse kann die Energie der Gammaquanten abgelesen werden. Auf der X-Achse ist der Winkel Θ zwischen Gammaquant und Rückstoßkern aufgetragen. Die logarithmische Farbkodierung gibt an wie häufig die Kombinationen aus Winkel und Gammaenergie detektiert wurden.

Tabelle 7: Lebensdauern des 6^+ Zustands, die mit den verschiedenen Methoden ermittelt wurden. In der letzten Spalte ist der gewichtete Mittelwert, der aus den Lebensdauern der drei Siliziumringe berechnet wird, notiert. Alle berechneten Fehler sind statistisch. Der Literaturwert ist aus Ref. [4] entnommen.

Methode	$\tau(107^\circ)$ [fs]	$\tau(123^\circ)$ [fs]	$\tau(145^\circ)$ [fs]	$\tau(\text{mittel})$ [fs]
Mittelwert	181(11)	191(7)	191(5)	190(4)
Gaussmittelwert	244(24)	251(32)	257(16)	253(13)
Literaturwert	490^{+130}_{-245}	490^{+130}_{-245}	490^{+130}_{-245}	490^{+130}_{-245}

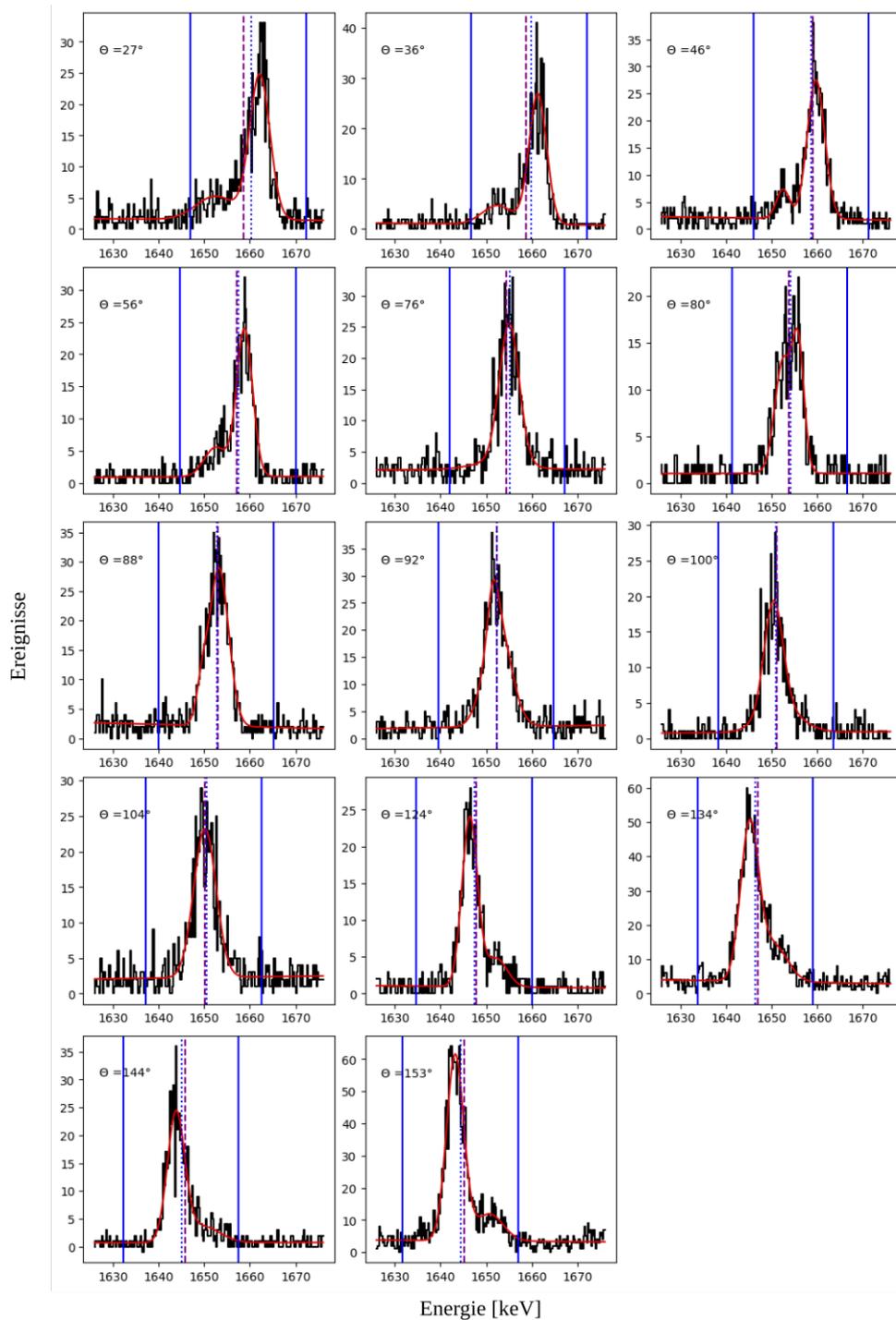


Abbildung 25: Gammaspektren des $6^+ \rightarrow 4^+$ Übergangs mit einer Übergangsenergie von 6930 keV unter einem Rückstoßwinkel der Protonen von 145° . In rot dargestellt ist die Summe eines linearen Untergrunds und zwei Gaußkurven, die an die Daten gelegt wurden. In blau ist das Intervall dargestellt, das für die Erstellung des Mittelwerts verwendet wird, sowie der berechnete Mittelwert. In lila ist der gewichtete Mittelwert der Gaußkurven eingezeichnet.

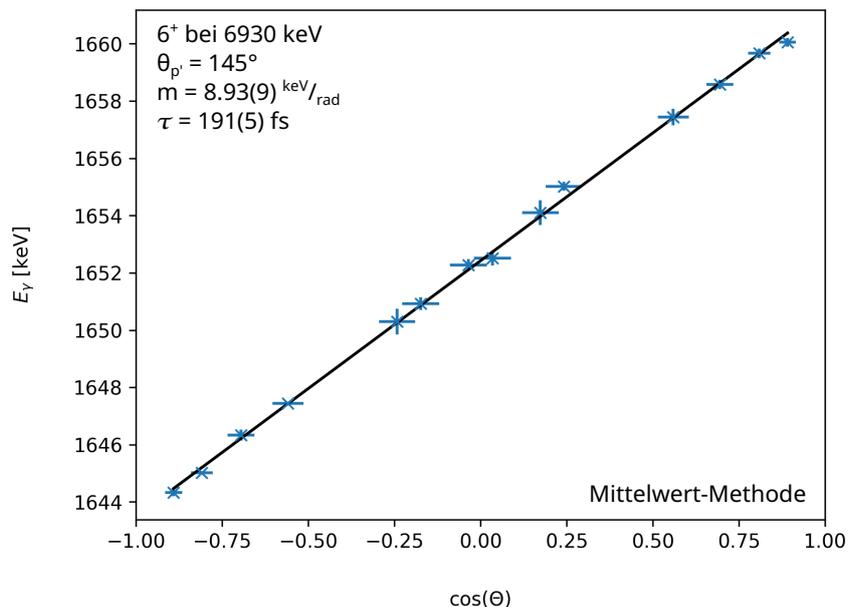


Abbildung 26: Die Schwerpunktennergien wurden durch den Mittelwert eines symmetrisch um die Schwerpunktennergie liegenden Intervall von $\pm 12,5$ keV gebildet. Anschließend wurde mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

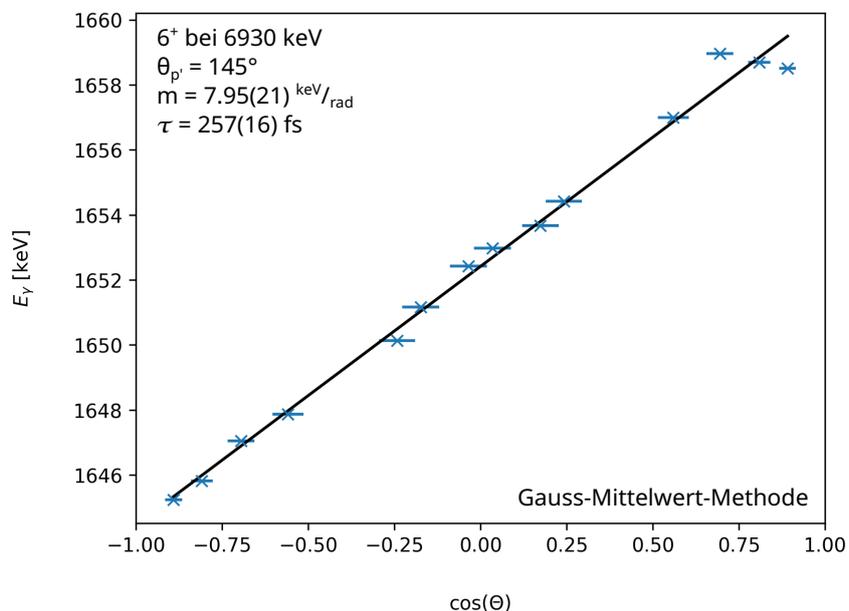


Abbildung 27: Die Schwerpunktennergien wurden durch die Positionen und Volumen der Gaussfits bestimmt und anschließend mit Hilfe von ODR eine Gerade durch die Daten gelegt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Teile des Experimentes, dass im April 2022 am FN Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln, zur Bestimmung der Lebensdauer angeregter Zustände in ^{40}Ca , durchgeführt wurde, ausgewertet. Bei diesem Experiment wurde eine $(p,p'\gamma)$ -Reaktion an ^{40}Ca mit ^{197}Au -Backing gemessen. Es wurde der Detektoraufbau SONIC@HORUS verwendet. Für jeden der 14 HPGe-Detektoren wurde die relative Nachweiseffizienz bestimmt. Das Single-Gamma Spektrum wurde auf Kontaminanten überprüft. Die Zustände in ^{40}Ca , die im Experiment populiert wurden, wurden anhand von Protonen-Gamma Matrizen identifiziert. Es wurde ein Python-Skript geschrieben, das einen Analyseschritt der DSA-Methode automatisiert. Mit der DSA-Methode wurden die Lebensdauern der 2^+ , 4^+ und 6^+ Yrast-Zustände, mit verschiedenen Methoden zur Berechnung des Energieschwerpunkts, bestimmt. Durch die hohe Statistik konnte die Lebensdauer der untersuchten Zustände für alle drei Siliziumringe unabhängig berechnet werden. Der Literaturwert der Lebensdauer des 2^+ Zustands von 50(10) fs [6] konnte durch, in dieser Arbeit bestimmte Lebensdauern zwischen 51 fs und 64 fs, bestätigt werden. Bei der Analyse des 4^+ Zustands ist aufgefallen, dass sich die Gammaquanten mit der Übergangsenergie von 1374 keV des $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergangs, mit einem Gate auf die Anregungsenergie des 4^+ Zustands von 5279 keV, in zwei Komponenten aufteilen lassen. Betrachtet man beide Komponenten als dem Übergang zugehörig, bestätigt sich die Lebensdauer des 4^+ aus der Literatur von 303(58) fs [5]. Unter der Annahme, dass ein signifikanter Anteil der ^{40}Ca Kerne im 4^+ Yrast-Zustand im Flug und ein weiter signifikanter Anteil der Kerne gestoppt zerfällt, wurden in dieser Arbeit Lebensdauern zwischen 363 und 396 fs berechnet. Die Stoppingzeit ist mit 926(212) fs jedoch größer als die Lebensdauer des Kerns. Für den Fall, dass nur die Komponente kurzer Lebensdauer dem 4^+ zugehörig ist ergibt sich eine Lebensdauer $115(12)_{\text{stat}}$ fs. Falls nur die langlebige Komponente dem $4^+ \rightarrow 2^+$ Übergang zugehörig ist, ist die Lebensdauer im Bereich einer Picosekunde aufwärts und damit zu lang, um sie mit der DSA-Methode zu bestimmen. Um den Ursprung der zwei Komponenten zu identifizieren, kann es hilfreich sein Gammaenergien zu identifizieren, die nur zu einer der beiden Komponenten koinzident auftreten. Die in dieser Arbeit ermittelte

Lebensdauer des 6^+ Zustands liegt mit den ermittelten Lebensdauer von $190(4)_{\text{stat}}$ fs und $253(13)_{\text{stat}}$ fs an der Grenze des Fehlers des Literaturwerts von 490^{+130}_{-250} fs [4]. Im Unterschied zur einzigen bisherigen Messung der Lebensdauer des 6^+ Zustands, konnte die Lebensdauer in dieser Arbeit, durch das Gate im Protonenspektrum, ohne einen Feeder durchgeführt werden. Alle in dieser Arbeit bestimmten Fehler sind statistische Fehler. In der Zukunft muss eine systematische Fehleranalyse durchgeführt werden. Zusätzlich ist geplant die Lebensdauern weiterer, in diesem Experiment gemessener und identifizierter, angeregter Zustände in ^{40}Ca mit dem in dieser Arbeit geschriebenen Skript zu bestimmen. Die endgültige Analyse der Lebensdauer des 4^+ Zustands steht noch aus.

Literatur

- [1] M. Honma, T. Otsuka, B. Brown and T. Mizusaki. „Shell-model description of neutron-rich pf-shell nuclei with a new effective interaction GXPF1“. *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* 25 (2005), S. 499–502 (siehe S. 5).
- [2] H. Kleis, M. Seidlitz, A. Blazhev, L. Kaya, P. Reiter, K. Arnsward, A. Dewald, M. Droste, C. Fransen, O. Möller, N. Shimizu, Y. Tsunoda, Y. Utsuno, P. von Brentano and K. O. Zell. „Lifetime measurements of excited states in ^{55}Cr “. *Phys. Rev. C* 104 (2021), S. 034310 (siehe S. 5).
- [3] K. Arnsward. „Collectivity along the N=Z line: Lifetime studies in self-conjugate even-even nuclei in the 0f_{7/2} shell“. *Dissertation, Universität zu Köln*. (2021) (siehe S. 5–6).
- [4] A. M. Nathan and J. J. Kolata. „Spins and lifetimes of yrast states in ^{40}Ca “. *Phys. Rev. C* 14 (1976), S. 171–180 (siehe S. 5, 49–50, 54).
- [5] J. Chen. „Nuclear Data Sheet 140,1“. (2017) (siehe S. 5, 29, 39–40, 42, 44, 47–48, 53).
- [6] B. Pritychenko, M. Birch, B. Singh and M. Horoi. „Tables of E2 transition probabilities from the first 2+ states in even-even nuclei“. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 107 (2016), S. 1–139 (siehe S. 5, 28, 38, 44, 53).
- [7] K. S. Krane. „Introductory nuclear physics“. *John Wiley und Sons* (1991) (siehe S. 8).
- [8] L. Netterdon, V. Derya, J. Endres, C. Fransen, A. Hennig, J. Mayer, C. Müller-Gatermann, A. Sauerwein, P. Scholz, M. Spieker and A. Zilges. „The y-ray spectrometer HORUS and its applications for nuclear astrophysics“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 754 (2014), S. 94–100 (siehe S. 10).
- [9] W. D. Hamilton. "The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy". North-Holland, 1975 (siehe S. 10).
- [10] S. G. Pickstone, M. Weinert, M. Färber, F. Heim, E. Hoemann, J. Mayer, M. Müscher, S. Prill, P. Scholz, M. Spieker, V. Vielmetter, J. Wilhelmy and A. Zilges. „Combining y-ray and particle spectroscopy with SONIC HORUS“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 875 (2017), S. 104–110 (siehe S. 11).

- [11] A. Linnemann. „The HORUS Cube spectrometer and multiphonon excitations in ^{106}Cd “. *Dissertation, Universität zu Köln*. (2005) (siehe S. 13).
- [12] A. Henning. „Study of Proton-Neutron Mixed-Symmetry Excitations in ^{96}Ru by Means of Inelastic Proton Scattering and Digital Pulse Processing of Semiconductor Detector Signals“. *Dissertation, Universität zu Köln*. (2014) (siehe S. 13–15, 17, 30, 33).
- [13] M. Weinert. "ND-BUILDEVENTS Eventbuilding Software für NuDAQ". 2022. URL: <https://gitlab.ikp.uni-koeln.de/mweinert/nd-buildevents> (siehe S. 18).
- [14] M. Weinert. "PSONAR Analyse Software". 2022. URL: <https://gitlab.ikp.uni-koeln.de/mweinert/psonar> (siehe S. 18).
- [15] P. Barker and R. Connor. „ ^{56}Co as a calibration source up to 3.5 MeV for gamma ray detectors“. *Nuclear Instruments and Methods* 57 (1967), S. 147–151 (siehe S. 18, 22).
- [16] V. Zobel, J. Eberth, U. Eberth and E. Eube. „ ^{226}Ra as calibration standard for Ge(Li) spectrometers“. *Nuclear Instruments and Methods* 141 2 (1977), S. 329–336 (siehe S. 18).
- [17] K. Debertin. „The effect of correlations in the efficiency calibration of germanium detectors“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 226 2 (1984), S. 566–568 (siehe S. 19).
- [18] F. Pühlhofer. „On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions“. *Nuclear Physics A* 280 1 (1977), S. 267–284 (siehe S. 20).
- [19] M. C. Valdes, M. Moreira, J. Foriel and F. Moynier. „The nature of Earth’s building blocks as revealed by calcium isotopes“. *Earth and Planetary Science Letters* 394 (2014), S. 135–145 (siehe S. 20).
- [20] Full Evaluation. ENSDF. 2023. URL: <http://www.nndc.bnl.gov/ensarchivals/> (siehe S. 22–24).
- [21] ^{40}Ca Levelschema. NNDC. 2023. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/NuDatBandPlotServlet?nucleus=40Ca&unc=nds> (siehe S. 26).
- [22] M. S. J. Lindhard and H. E. Schiøtt. „Range concepts and heavy ion ranges“. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selak.* 33 1 (1963) (siehe S. 33).
- [23] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D. Napoli, W. Andrejtscheff and R. Jolos. „In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in ^{128}Ba “. *Nuclear Physics A* 640 3 (1998), S. 293–321 (siehe S. 33).

- [24] J. Keinonen. „Use of capture reactions to measure short lifetimes by the DSA method“. *AIP Conference Proceedings* 125 1 (1985), S. 557–569 (siehe S. 33).
- [25] G. Winter. „The determination of nuclear pico-second lifetimes by means of the Doppler effect.“ *Technical report ZfK-497, ZfK Rossendorf* (1983) (siehe S. 33).
- [26] G. Winter. „The application of lineshape analysis in plunger measurements“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 214 2 (1983), S. 537–539 (siehe S. 33).
- [27] M. Newville, T. Stensitzki, D. B. Allen, M. Rawlik, A. Ingargiola and A. Nelson. „LMFIT: Non-linear least-square minimization and curve-fitting for Python“. *Astrophysics Source Code Library* (2016), ascl-1606 (siehe S. 36).
- [28] J. Chen and B. Singh. „Nuclear Data Sheet 135,1“. (2016) (siehe S. 42).

Abbildungsverzeichnis

1	Energie und Lebensdauer N=Z Kerne	6
2	SONIC III	11
3	Reaktionskinematik	13
4	theoretisch simulierte $F(\tau)$ Kurve	16
5	Nachweiseffizienz des ersten HPGe-Detektors aus HORUS	19
6	γ -Spektrum aller mit HORUS aufgenommenen Zerfälle	21
7	Protonen-Spektrum aller mit SONIC aufgenommenen Zerfälle	23
8	Auf 4491 keV Anregungsenergie gated γ -Spektrum	23
9	Levelschema ^{40}Ca	26
10	Gamma Proton Koinzidenz Matrix	28
11	2^+ Gamma Winkel Matrix	29
12	Spektren 2^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	31
13	Winkelabhängigkeit des 2^+ Zustands	32
14	$F(\tau)$ 2^+ 107°	34
15	$E \propto \cos \Theta$ Gaussposition 2^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	37
16	Mittelwert 2^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	38
17	4^+ Gamma Winkel Matrix	39
18	Spektren 4^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	41
19	Stopzeit ^{40}Ca	43
20	Gamma-Gamma Koinzidenzmatrix mit 5279 keV Anregungsenergie	43
21	Mittelwert 4^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	45
22	Gaussposition 4^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	47
23	Winkelabhängigkeit des 4^+ Zustands mit $\Theta = 145^\circ$ wandernder Gauss	48
24	6^+ Gamma Winkel Matrix	50
25	Spektren 6^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	51
26	Mittelwert 6^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	52
27	Gaussposition 6^+ Zustand mit $\Theta = 145^\circ$	52

Tabellenverzeichnis

1	HORUS Detektorpositionen	11
2	SONIC Detektorpositionen	12
3	Energien und Ursprünge der Peaks im vollständigen Gammaspektrums . .	22
4	Angeregte Zustände von ^{40}Ca	24
5	Lebensdauer des 2^+ Zustands	38
6	Lebensdauer des 4^+ Zustands	48
7	Lebensdauer des 6^+ Zustands	50

Danksagung

Herrn Professor Dr. Peter Reiter danke ich herzlich für die Bereitstellung des vielseitigen und interessanten Themas und für seine Betreuung und stete Bereitschaft zur Diskussion während der Durchführung der Arbeit. Ich danke weiterhin herzlich Herrn Professor Dr. Andreas Zilges für die Zweitkorrektur.

Ganz besonders möchte ich mich bei Maximilian Droste bedanken, dessen Betreuung der Arbeit kompetent und angenehm war. Er stand praktisch jederzeit für Diskussionen und Fragen zur Verfügung, unabhängig davon ob wir beide in der Uni waren oder 1000 km auseinander.

Des weiteren möchte ich mich bei Andreas Vogt bedanken, der beim AGATA Experiment in Legnaro die Fit Routine LMFIT vorgeschlagen hat und dies bezüglich eine große Hilfe war. Anna Bohm möchte ich dafür danken, dass sie ein selbst geschriebenes Skript als Ausgangspunkt der Automatisierung zur Verfügung gestellt hat. Außerdem möchte ich Sarah Prill und David Werner danken, die Vorschläge zur Analyse des 4^+ Zustands eingebracht haben.

Ebenfalls möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken, von der ich schnell aufgenommen wurde. Es wurde immer wieder Unterstützung in Form von Antworten auf unzählige Fragen und einem angenehmen Arbeitsklima geleistet.

Zuletzt möchte ich mich noch bei meiner Familie bedanken, die mich und mein Studium stets unterstützt hat und Zeit meines Lebens hinter mir stand.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne die Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten und nicht veröffentlichten Schriften entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise im Rahmen einer anderen Prüfung noch nicht vorgelegt worden. Ich versichere, dass die eingereichte elektronische Fassung der eingereichten Druckfassung vollständig entspricht.

Köln, den 24. April 2023

Timon Sültenfuß