

Diplomarbeit

Isomerer Protonenzerfall aus der pf-Schale

Institut für Kernphysik der Universität zu Köln
Juli 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
1.1	Isospin-Symmetrie	5
1.2	NIB-Effekte in der $f_{7/2}$ -Schale	6
1.3	^{54}Ni im RISING-Projektes	9
1.4	Protonenemission	12
1.4.1	Protonenemission aus dem Grundzustand	12
1.4.2	Protonenemission aus angeregten Zuständen	13
2	Experiment zu ^{54}Ni	17
2.1	Aufbau	17
2.2	Detektoren	21
2.2.1	Doppelseitiger Segmentierter Silizium-Detektor (DSSD) . .	21
2.2.2	Miniball HPGe-Detektor	23
2.2.3	Nordball Neutronen-Detektor	25
2.3	Trigger-Logik	26
3	Test des DSSD	31
3.1	Eichung des DSSD	31
3.2	Stabilität der DSSD-Eichung	34
3.3	Teilchen Ereignisse	37
3.3.1	DSSD-Multiplizität	37
3.3.2	Korrelation zwischen Vorder- und Rückseite	41
3.4	Totschicht-Korrektur	44
3.4.1	α -Korrektur	45
3.4.2	Korrektur des Protonen-Energieverlustes	47
4	γ-Spektren	53
4.1	Eichung	53
4.2	Überprüfung der Reaktion	55
4.3	Test der N- γ -Diskriminierung	64

5	Messergebnisse	66
5.1	Teilchenspektrum	66
5.1.1	Untersuchung des Untergrundes	68
5.1.2	Wahrscheinlichkeit einer Rückstreuung	71
5.1.3	Energieverteilung rückgestreuter Teilchen	76
5.2	Auswertung	83
5.3	Wirkungsquerschnitt	93
6	Zusammenfassung und Ausblick	95

Motivation

Im Rahmen der "Stopped Beam Kampagne" des RISING-Projektes (Rare Isotope Investigation) [27] an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt) begann 2006 eine Experimentserie zur γ -Spektroskopie von isomeren Zuständen in instabilen, exotischen Kernen abseits des Tals der Stabilität. Im Kern ^{54}Ni wurde dabei ein langlebiger ($\tau = 218$ ns) 10^+ -Zustand beobachtet, der auf Grund des identischen Zustandes im Spiegelkern ^{54}Fe bereits vorhergesagt war. Neben der erwarteten γ -Kaskade von ^{54}Ni wurde jedoch auch der bekannte Übergang des ersten angeregten Zustandes in den Grundzustand von ^{53}Co beobachtet. Dies ist ein indirekter aber klarer Hinweis auf einen sehr seltenen Protonenzerfall aus ^{54}Ni (10^+) in ^{53}Co ($\frac{9}{2}^-$)[23]. Da dieser Nachweis lediglich indirekter Natur war, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [7] ein Experiment zum direkten Nachweis des Protonenzerfalls, am Kölner Tandem-Beschleuniger, aufgebaut. Die ersten Messungen im Juli 2007 demonstrierten die Funktionsfähigkeit des neuen experimentellen Aufbaus. Aus verschiedenen Gründen konnten bei den ersten Messungen der Nachweis des gesuchten Protonenzerfalls nicht erbracht werden. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit im Januar 2008 weitere Messungen, mit optimiertem Aufbau, durchgeführt.

1 Einführung

1.1 Isospin-Symmetrie

In der Kernstruktur-Physik treten ausser der Gravitation alle Wechselwirkungen der Natur auf. In vielen Fällen reicht für die Beschreibung von Grundzustandseigenschaften oder von sehr kurzlebigen Zuständen zwei Wechselwirkungen. Die starke oder nukleare Wechselwirkung die anziehend zwischen zwei Nukleonen wirkt und die ladungssensitive elektromagnetische Wechselwirkung, die für gleichnamige Ladungen der Protonen repulsiv wirkt.

Ein angeregter Zustand in einem Atomkern besitzt oft verschiedene Zerfallsmöglichkeiten um sich dem Grundzustand zu nähern wie zum Beispiel γ -Zerfälle und Teilchenemission bei hohen Anregungsenergien über der Teilchenbindungsenergie. Die Übergänge finden in beiden Fällen immer zwischen diskreten Energieniveaus statt. An Hand ihrer Zerfallscharakteristik lassen sich daraus oft wichtige Aussagen über den Ausgangs- und Endzustand in den untersuchten Kernen treffen, und z.B. Drehimpuls- und Paritätsquantenzahl damit bestimmen.

Mit der Annahme, dass die starke Wechselwirkung ladungsunabhängig ist, wurde das Nukleon mit seinen beiden Unterzuständen dem Proton und Neutron mit unterschiedlicher Orientierung der dritten Komponente des Iso(baren)spins von Heisenberg eingeführt. Alle Kerne lassen sich dann mit Hilfe des Isospins \vec{T} und seiner z-Komponente t_z beschreiben [25]:

$$|\vec{T}| = \frac{A}{2} \quad (1.1)$$

$$t_z = \frac{N - Z}{2} = \frac{A}{2} - Z = |\vec{T}| - Z \quad (1.2)$$

Der Isospin basiert auf einer wichtiger Symmetrie in der Kernphysik. Sie zeigt sich unter anderem darin, dass Spiegelkernepaare (Kerne mit gegenseitig vertauschter Protonen- und Neutronenzahl, oder allgemeiner isobare ($A=\text{const}$) Multipletts ($\vec{T} = \text{const} \in \mathbb{N}$, $t_z = 0, \pm 1, \dots$) nahezu identische Anregungsschema und die dazugehörenden γ -Zerfälle zeigen. (Konvention: $\frac{A}{Z}$ Element. Beispiel: ${}_{28}^{54}\text{Ni}$ - ${}_{26}^{54}\text{Fe}$. Im Isospin-formalismus: $\vec{T}=27$, $t_z = \pm 1$.) Die Coulomb-Wechselwirkung bricht offensichtlich die Isospin-Symmetrie. Trotzdem bleibt der Isospin eine gute Quantenzahl, wenn die Symmetriebrechung durch die Coulombkraft berücksichtigt wird. Andere Symmetriebrechungen ergeben somit einen Zugang zu weiteren bisher unbekanntem Eigenschaften von Atomkernen und den in ihnen wirkenden Kräften.

1.2 Isospin-Symmetrie brechende Effekte in der $f_{7/2}$ -Unterschale

Offensichtlichster Effekt der Coulombkraft ist die Verschiebung der Grundzustandsenergie (CDE: Coulomb displacement energy) zwischen unterschiedlichen Isobaren. Die Energieunterschiede liegen in der Größenordnung von bis zu einigen zehn MeV. Berechnungen zeigen, dass diese Effekte nicht ausschließlich elektromagnetischen Ursprungs sind, sondern, dass weitere Isospin-brechende (sog. "nuclear isospin breaking", NIB) Effekte auftreten, die aber bei den CDEs von Coulomb-Effekten dominiert werden [14, 13, 4].

Im letzten Jahrzehnt, wurden viele Anstrengungen unternommen, entlang der $N \simeq Z$ - Linie, im Massenbereich $A \simeq 30 - 60$, die Anregungsenergien von Spiegelkernen zu bestimmen und im Detail zu vergleichen [15, 2, 12]. Die experimentell zu bestimmenden Größen sind die sogenannten Mirror Energy Differences MEDs und Triplet Energy Differences TEDs, welche nach Referenz [29] wie folgt definiert sind:

$$MED_J = E_J(\bar{Z} + T) - E_J(\bar{Z} - T) \quad (1.3)$$

$$TED_J = E_J(\bar{Z} + 1) + E_J(\bar{Z} - 1) - 2 \cdot E_J(\bar{Z}) \quad (1.4)$$

Hierbei ist $\bar{Z} = \frac{Z_{>} + Z_{<}}{2}$, wobei $Z_{>}$ und $Z_{<}$ für die größten bzw. kleinsten Ordnungszahlen im Multiplett stehen.

Die $f_{7/2}$ -Unterschale ist aus verschiedenen Gesichtspunkten sehr interessant. Sie liegt zwischen den beiden doppelt-magischen Kernen ^{40}Ca und ^{56}Ni . Die zugehörigen Kerne lassen sich im Rahmen des Schalenmodells möglicherweise als ^{40}Ca und Nukleonen-System oder ^{56}Ni und Löcher-System beschreiben. Außerdem liegt die Unterschale energetisch relativ gut isoliert von den beiden benachbarten $1d_{3/2}$ - bzw. $2p_{3/2}$ -Unterschalen (Vgl. [10]). Dies führt dazu, dass die Anregungen ausserhalb der abgeschlossenen Schale nicht dominant sein müssen. So erwartet man eine kleine Zahl von ($\lesssim 10$), von Einteilchen-Anregungen in die nächste Schale, was Schalenmodellrechnungen vereinfacht. Es liefern sowohl einfache $f_{7/2}$ -Rechnungen, wie auch vollständige pf -Kalkulationen gute Ergebnisse.

Auch experimentell eignen sich die Kerne dieser Massenregion für Untersuchungen sehr gut. Die Produktionswirkungsquerschnitte bei Fusionreaktionen sind zwar etwas niedriger als für die leichteren sd -Schalen-Kerne, aber immer noch gut genug um sie über Fusions-Verdampfungs-Reaktionen zu produzieren.

Ein sehr interessantes Ergebnis das Gadea et al. 2006 beschrieb ist die "Cross-Conjugate Symmetry" [6]. Er vergleicht die MEDs und TEDs der zwei Nukleonen, bzw. zwei Löcher Konfigurationen der isobaren Triplets $A=42$ und $A=54$. Die Annahme

$$E_J(^{42}\text{Ti} - ^{42}\text{Ca}) = -E_J(^{54}\text{Ni} - ^{54}\text{Fe})$$

wird dabei gut bestätigt. Allerdings wurde im ^{54}Ni angeregte Zustände nur bis zum 6^+ -Zustand beobachtet, obwohl ein isomerer 10^+ - Zustand im Spiegelkern-Partner bekannt ist [9] und auch im ^{54}Ni erwartet wurde. Dies motivierte weitere Messungen bei denen im Rahmen der RISING-Kampagne an der GSI explizit nach diesem langlebigen Zustand gesucht wurde.

Weitere interessante Daten wurden in den letzten Jahren in der $f_{7/2}$ -Region zwischen ^{40}Ca und ^{56}Ni für das $A=42$ Isospin-Triplett gewonnen. Zuker et al. [29] untersuchte z.B. das $A=42$ Isospin-Triplett und vergliche die Levelenergien der Yrastbande. Sie stellten fest, dass die Struktur von den zwei Nukleonen in der $f_{7/2}$ -Schale ausserhalb der abgeschlossenen Schalen bei $N,Z=20$ bestimmt wird. Im Gegensatz zu den großen Energiedifferenzen von mehreren MeV der CDEs zwischen den Grundzuständen ermöglichen die kleineren Energieunterschiede der MED und TED im Bereich von einigen hundert keV einen sehr empfindlichen Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

Vergleicht man die Level-Schemata eines Spiegelkern-Paares oder -Triplets, nachdem man den Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung subtrahiert hat, erhält man

als Differenz die Wirkung der NIB-Effekte. Hierbei stellte man fest, dass der Einfluß der NIB-Effekte in der gleichen Größenordnung, wie der Einfluß der Coulomb-Kraft liegt.

Zur theoretischen Beschreibung dieser Effekte sind diverse Artikel erschienen. [4, 24, 5, 28].

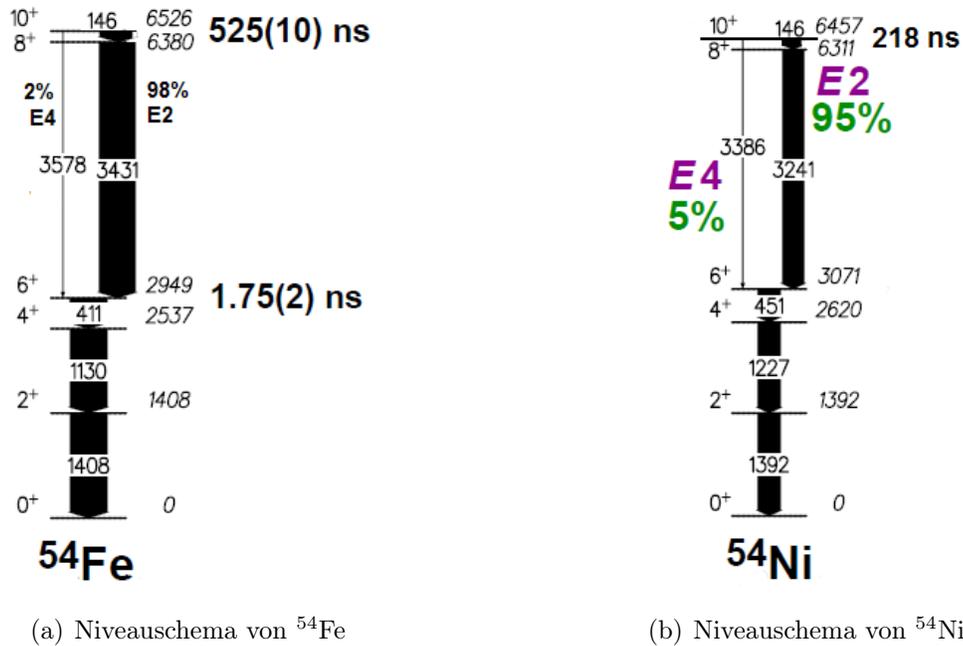
1.3 γ -Spektroskopie von ^{54}Ni im Rahmen des RISING-Projektes

Die Produktion von instabilem ^{54}Ni erfolgte mittels Fragmentationsreaktionen eines 31,9 GeV ^{58}Ni -Strahls an einem ^9Be -Target bei der GSI. Aus den entstehenden Fragmentationsprodukten selektierte man mit Hilfe des Fragmentseparators die Ni-Isotope mit $Z=28$ und stoppte sie anschließend in einem 4 mm dicken ^9Be -Target an der Fokalebene. Dort wurden die γ -Übergangsenergien von angeregten, langlebigen Zuständen in ^{54}Ni mit 15 Euroball-Germanium-Cluster-Detektoren gemessen. Im Rahmen des Experimentes wurden die $B(E2, 10^+ \rightarrow 8^+)$ und $B(E4, 10^+ \rightarrow 6^+)$ Übergangsstärken bestimmt. In Tab 1.1 sind die gemessenen Übergangsenergien und die Spinzuordnungen angegeben. In Abbildung 1.1b ist das entsprechende Niveauschema [23, 27] dargestellt.

Nr	Energie[keV]	Übergang
1	146,2 (2)	$10^+ \rightarrow 8^+$
2	452,2 (2)	$6^+ \rightarrow 4^+$
3	1227,3 (2)	$4^+ \rightarrow 2^+$
4	1392,2 (2)	$2^+ \rightarrow 0^+$
5	3240,5 (3)	$8^+ \rightarrow 6^+$
6	3386,3 (5)	$10^+ \rightarrow 6^+$

Tabelle 1.1: γ -Übergänge von ^{54}Ni

Bekannte (2-5) und neue (1,6) γ -Übergänge, die im Rahmen der RISING-Messungen nachgewiesen wurden.

Abbildung 1.1: Niveauschema der Spiegelkerne ^{54}Fe und ^{54}Ni

Es wurde ein weiterer isomerer γ -Übergang zusammen mit den ^{54}Ni Fragmenten bei einer Energie von 1327 keV beobachtet. Dieser Übergang fand jedoch nicht in Koinzidenz mit den anderen γ -Übergängen in ^{54}Ni statt und ist somit nicht Teil der ^{54}Ni -Kaskade. Als Erklärung wurde ausgeschlossen, dass es sich um einen Zerfall in den Nachbarkernen ^{53}Ni oder ^{55}Ni handelt, die ebenfalls produziert wurden. Jedoch wurde ^{53}Ni nicht in genügendem Maße produziert um eine intensive Linie zu verursachen. Für das gut bekannte ^{55}Ni gibt es keinen Hinweis auf einen isomeren Zustand aus anderen Messungen.

Allerdings gibt es den bekannten 1327 keV - Übergang im benachbarten ^{53}Co . Somit liegt die Vermutung nahe, dass der 10^+ - Zustand, neben der Abregung über Emission von γ -Quanten, auch über einen möglichen Protonenzerfall abregt. Der vorgeschlagene Endzustand dieses Protonenzerfalls ist der erste angeregte $9/2^-$ - Zustand des ^{53}Co . Dieser zerfällt über den oben genannten 1327 keV - γ -Übergang

in den $7/2^-$ - Grundzustand. Das emittierte Proton muss in diesem Szenario eine Energie von 1280 keV haben. Die Analyse des Verzweungsverhältnisses des 10^+ -Zustands ergaben eine Wahrscheinlichkeit von 36(2)% für diesen Zerfallsweg gegenüber dem konkurrierenden γ -Zerfall.

Auch der direkte Zerfall in den Grundzustand des ^{53}Co wäre über die Abgabe eines höherenergetischen Protons von 2607 keV möglich. Ebenso wäre die Emission von zwei Protonen, simultan oder als ^2He - Cluster denkbar. Abb. 1.2 zeigt einen Überblick über die theoretisch möglichen Zerfälle [23]. Im folgende Abschnitt werden deshalb einige Grundlagen zum Protonenzerfall beschrieben.

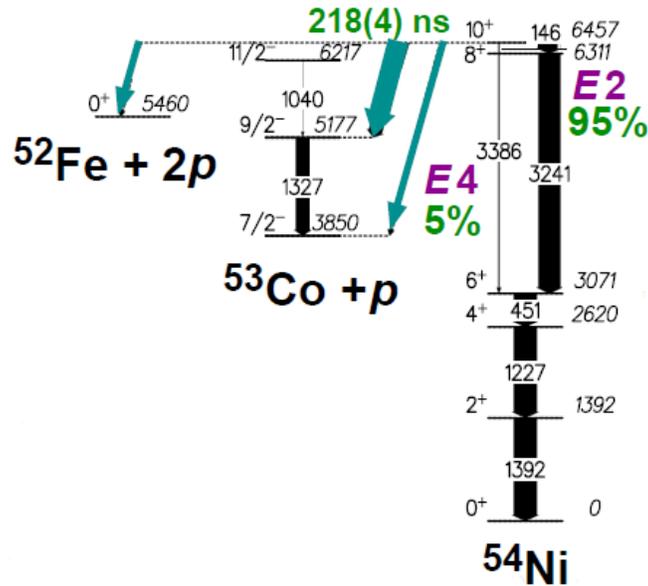


Abbildung 1.2: Das Zerfallsschema des isomeren 10^+ -Zustands in ^{54}Ni wird ergänzt mit dem möglichen Protonenzerfall in das benachbarte ^{53}Co und der ebenfalls mögliche zwei-Protonenzerfall in das ^{52}Fe .

1.4 Protonenemission

Protonenreiche, instabile Kerne haben unterschiedliche Möglichkeiten sich dem Tal der Stabilität zu nähern. Prinzipiell kommen folgende Zerfälle des Grundzustandes in Frage:

1. β^+ - Zerfall
2. Elektroneneinfang
3. Protonenemission
4. α - Zerfall
5. Emission von schwereren Clustern ($A > 4$), z.B. ^{12}C
6. Spontane Spaltung

Die letzten drei Prozesse führen, in der Regel, bei mittelschweren Kernen ($A \approx 60$) nicht zu Energiegewinn und finden somit nicht statt.

1.4.1 Protonenemission aus dem Grundzustand

Kerne die an oder jenseits der sogenannten Proton-drip-line liegen, können bei ihrem Grundzustandszerfall auch über Protonenemission zerfallen. Dieser Prozess konkuriert oft mit dem β^+ - Zerfall, sowie Elektroneneinfang. Notwendige Bedingung ist ein Energiegewinn durch den Zerfall, da sonst die Konfiguration mit gebundenem Proton energetisch günstiger ist und damit stabil. Man definiert hierzu den Energiegewinn des Prozesses über die Massen der beteiligten Objekte:

$$Q_p = [M_Z - (M_{Z-1} + m_p + m_{e^-})] \cdot c^2 \quad (1.5)$$

Hierbei steht M_Z für die Masse des Mutterkerns, M_{Z-1} für die Masse des Tochterkerns, sowie m_p und m_{e^-} für die Masse des Proton und des Elektrons. Damit die Protonenemission energetisch möglich ist, muß $Q_p > 0$ sein.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Protonenzerfall stattfindet ist gegeben durch $P_p = P_{Trans} \cdot P_{Rand}$. Dabei stehen P_{Trans} für die Wahrscheinlichkeit durch die Potenzialbarriere zu tunneln (Transmissionswahrscheinlichkeit) und P_{Rand} für die

Wahrscheinlichkeit, dass das Proton gegen den Rand des Potenzialtopfes läuft. Bestimmt wird dieses Produkt jedoch fast ausschließlich von der Transmissionwahrscheinlichkeit. Mit Hilfe des Gamowfaktors G lässt sich diese Wahrscheinlichkeit für einen Kern, bei Kenntnis seines Kernpotenzials geschlossen angeben.

$$P_{Trans} \sim e^{-G} \quad (1.6)$$

$$G = \frac{\sqrt{8m}}{\hbar} \cdot \int_R^{R'} \sqrt{V(r) - E - Q_p} dr \quad (1.7)$$

Hierbei stehen die Radien R und R' für die Grenzen des zu durchtunnelnden Potentials, $V(r)$ für das Kernpotential, E für die Energie des Kerns und Q_p für durch den Prozess gewonnene Bindungsenergie. Desweiteren lässt sich das allgemeine, kugelsymmetrische Potenzial $V(r)$ zerlegen in ein, von der starken Wechselwirkung verursachtes, Kernpotential $V_K(r)$, das Coulombpotential $V_{Coul}(r)$ sowie das Zentrifugalpotential $V_Z(r)$.

Damit erhält man in starker Analogie zum α - Zerfall den Gamowfaktor:

$$G = \frac{\sqrt{8m}}{\hbar} \cdot \int_R^{R'} \sqrt{V_K(r) + V_{Coul}(r) + V_Z(r) - E - Q_p} dr \quad (1.8)$$

Misst man Lebensdauern von verschiedenen Zuständen, lassen sich Aussagen bezüglich des Potenzialverlaufs machen und zum Beispiel über den Anteil des Zentrifugalpotenzials die Spinquantenzahlen von Zuständen einschränken oder sogar bestimmen. Seit 1970 wurden viele sphärische und einige deformierte Grundzustands-Protonenemitter gefunden und somit die Protonen-drip-Linie nahezu vervollständigt [30].

1.4.2 Protonenemission aus angeregten Zuständen

Sehr viel interessanter als die oben beschriebene und besser verstandene Protonenemission aus Grundzuständen ist der Protonenzerfall aus angeregten Zuständen,

die nur in sehr wenigen Fällen nachgewiesen konnte und in Konkurrenz zu elektromagnetischen Übergängen beobachtet wird.

Die erste direkte Protonenemission wurde im Jahre 1970 entdeckt [8]. Dort beobachtete man den Zerfall eines metastabilen $19/2^-$ - Zustandes in ^{53}Co in den Grundzustand von ^{52}Fe . Die Übergangsenergie beträgt 1,57 MeV, die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall beträgt allerdings nur 1,5%, es dominiert der konkurrierende Elektroneneinfang, der in ^{53}Fe resultiert.

In Abbildung 1.3 ist schematisch der Potenzialverlauf von dem isomeren Protonenemitter ^{58}Cu gezeigt. Man sieht, dass der γ -Zerfall auch durch einen behinderten Tunnelprozess stark unterdrückt wird und somit der Protonenzerfall konkurrenzfähig wird.

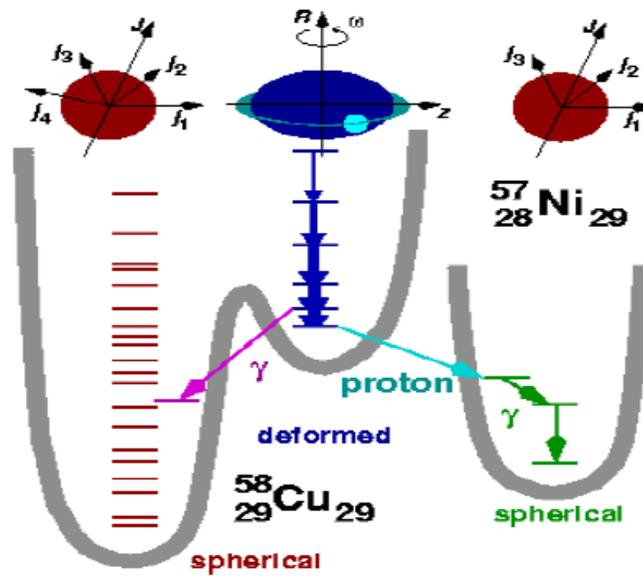


Abbildung 1.3: Schematisches Potenziälschema von ^{58}Cu [22] und die beobachteten Zerfälle des hochdeformierten zweiten Minimums in das normaldeformierte ^{58}Cu und der Protonenzerfall in den Kern ^{57}Ni .

Einige weitere Protonenzerfälle aus Bandenköpfen von hochdeformierten Rotationsbanden sind in den Kernen $^{56,58}\text{Ni}$, $^{58,59}\text{Cu}$ [22, 20, 21]) bisher nachgewiesen worden.

Im Falle von ^{54}Ni wird jedoch eine andere Erklärung benötigt. Man sieht deutlich in Abbildung 1.1b, dass der konkurrierende γ -Zerfall nicht durch einen Potenzialwall mit stark unterschiedlicher Deformation behindert wird. Somit wird ein anderer Effekt diskutiert, der den elektromagnetischen Übergang verzögert und den Protonenzerfall ermöglicht. In Abbildung 1.4 ist eine mögliche Besetzung von Neutronenorbitalen der $f_{7/2}$ -Unterschale für die einzelnen Zustände mit wachsendem Drehimpuls skizziert. Hierbei handelt es sich um die extreme Vereinfachung reiner Ein-Teilchen-Anregungen.

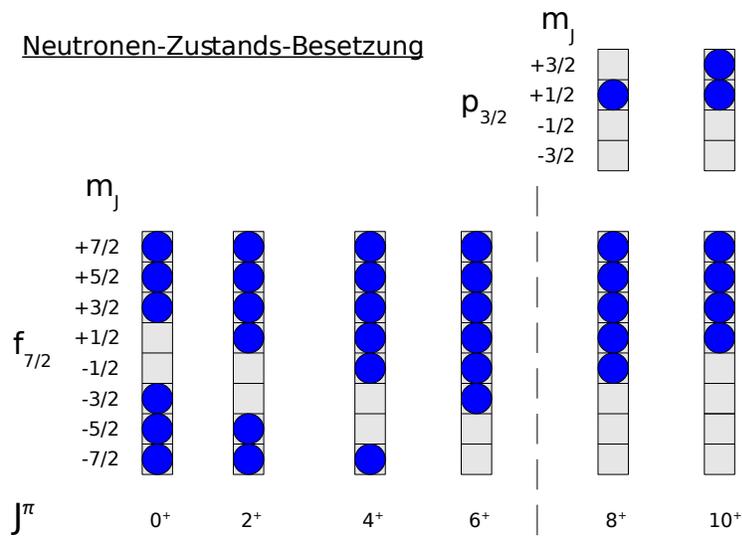


Abbildung 1.4: Mögliches Besetzungsschema von Zuständen im ^{54}Ni . Abbildung nach [10].

Größere Schalenmodellrechnungen [19] haben ergeben, dass diese simple Konfigurationsannahme bis zum 6^+ -Zustand etwa 50-60% der realen Wellenfunktion ausmachen. Die Wellenfunktion des 10^+ -Zustandes generiert sich im Wesentlichen (zu 60-70%) aus dem 6^+ -Zustand der zwei Neutronenlöcher, sowie Protonenanregungen in höhere Schalen. Die oben gezeigte Konfiguration, bei der ausschließlich zwei Neutronen in eine höhere Schale angeregt sind trägt gar nicht zur Wellenfunktion bei.

Dies alleine erklärt jedoch nicht die starke Unterdrückung der von diesen Energieniveaus ausgehenden E2- und E4-Übergängen.

Erwähnenswert ist die Tatsache, dass der Protonenzerfallskandidat in einem gerade-gerade Kern (gerade Ordnungszahl, gerade Neutronenanzahl) gefunden wurde, obwohl bei diesen Kernen erst ein Protonenpaar aufgebrochen werden muß. Im Tröpfchenmodell erhöht sich die Protonenseparationsenergie durch Hinzufügen eines Protons zum ungepaarten Protons in ^{53}Co um 1,57 MeV. Insofern besitzt eine direkte Protonenemission aus einem System mit gerader Protonenzahl, wie eben ^{54}Ni , eine besondere Bedeutung.

Da ein Protonenzerfall aus einem gg-System ein exotischer Prozess ist und aufgrund der reinen γ -Spektroskopie des RISING-Experimentes keine weiteren Aussagen über diesen Prozess gemacht werden konnten, wurde ein Experiment am Kölner Tandem-Beschleuniger durchgeführt, bei dem das Ziel der direkte Nachweis der emittierten Protonen ist. Im Anschluss an einen erfolgreichen, direkten Nachweis des Protons, wäre eine Experimentserie zu folgenden Fragestellungen in diesen Kernen naheliegend:

- Direkte Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses
- Suche nach dem Protonenzerfall in den Grundzustand von ^{53}Co
- Suche nach einem 2-Protonenzerfall in ^{52}Fe
- g-Faktoren und Quadrupolmomente der beteiligten Zustände

2 Experiment zu ^{54}Ni

2.1 Aufbau des Experiments

Im Gegensatz zum Experiment an der GSI, wurde im Kölner Experiment eine Fusions-Verdampfungsreaktion von Schwefel und Magnesium, zur Erzeugung des gewünschten ^{54}Ni - Kerns genutzt.



Hierzu wurde ein 90 MeV- ^{32}S -Strahl verwendet. Damit der isomere Zerfall mit möglichst wenig Untergrund beobachtet werden kann (vgl. 5.1.1), wurde ein gepulster Strahl, mit einer Pulsdauer von ca. 80 ns bei einem Abstand von 400 ns zwischen zwei Strahlpulsen, genutzt. Der durchschnittliche Teilchenstrom betrug 1,3 pA, die Meßdauer war ca. 170 Stunden.

Da ein isomerer Zerfall mit einer Lebensdauer von etwa 200 ns beobachtet werden soll, ist es möglich die Reaktion zur Herstellung von ^{54}Ni und den isomeren Zerfall des 10^+ -Zustandes räumlich zu trennen ($v_{^{54}\text{Ni}} \simeq 1,3 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$). Dazu wurde ein Aufbau mit zwei Kammern benutzt (Vgl. Abb. 2.1).

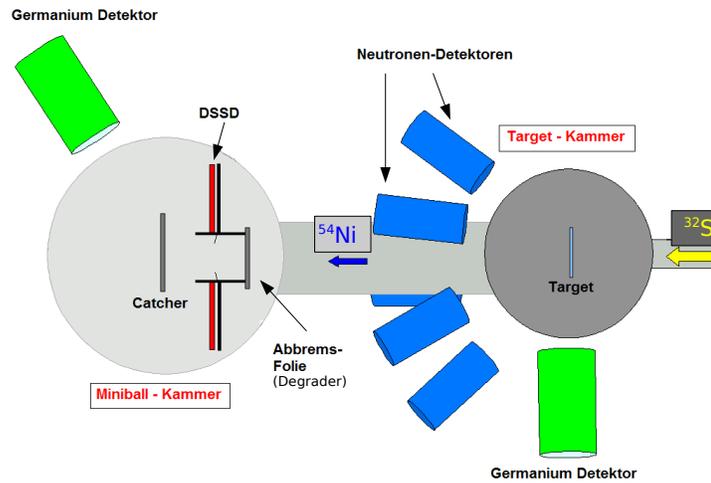


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Experiments

An der Targetkammer befindet sich, im Winkel von 90° zum Strahl, der erste Germanium-Detektor (vgl. 2.2.2). An Hand seiner Spektren lässt sich überprüfen welche Kerne bei der Reaktion im Target erzeugt wurden. Des weiteren befindet sich die fünf Neutronendetektoren (vgl. 2.2.3) direkt hinter der Targetkammer. Sie sind unter einem Winkel von 37° gegen die Strahlachse geneigt, da die meisten evaporierten Neutronen, bei diesen relativistischen Energien, unter Vorwärtswinkeln emittiert werden.

In der Miniball-Kammer befindet sich der Teilchendetektor (vgl. 2.2.1), der die emittierten Protonen nachweisen soll. Dort befindet sich auch der zweite Germanium-Detektor zum Nachweis isomerer γ -Übergänge.

In der ersten Kammer trifft der Schwefelstrahl auf das Produktionstarget, eine $0,278 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ dicke Magnesium-Folie. Hier werden hoch angeregte Compoundkerne gebildet, in diesem Fall ^{56}Ni . Ein Compoundkern hat verschiedene Möglichkeiten sich abzuregen. Dazu emittiert er Protonen, Neutronen, α -Teilchen, sowie γ -Quanten. Mit Hilfe des PACE4-Programms [P] ist es möglich, die Abregung der Compoundkerne zu simulieren. Das Ergebnis der Simulation ist in Tabelle 2.1 gezeigt.

Kern	Z	N	Anteil [%]	Wirkungsquerschnitt [mb]	Reaktionskanal
^{55}Ni	28	27	0,0016	0,0096	n
^{55}Co	27	28	0,0129	0,077	p
^{54}Ni	28	26	0,0266	0,159	2n
^{54}Co	27	27	3,46	20,7	np
^{54}Fe	26	28	5,1	30,5	2p
^{53}Co	27	26	0,266	1,35	2np
^{53}Fe	26	27	32,5	194	2pn
^{53}Mn	25	28	32,4	194	3p
^{52}Fe	26	26	0,0222	0,133	2n2p, α
^{52}Mn	25	27	1,77	10,6	3pn
^{52}Cr	24	28	0,282	1,68	4p
^{51}Fe	26	25	0,349	2,08	3n2p, α n
^{51}Mn	25	26	7,58	45,3	2n3p, α p
^{50}Mn	25	25	1,59	9,52	3n3p, α pn
^{50}Cr	24	26	13	77,4	4p2n, α 2p
^{49}Cr	24	25	0,0411	0,246	4p3n, α 2pn
^{49}V	23	26	0,0062	0,037	5p2n, α 3p
^{48}Cr	24	24	1,14	6,82	4p4n, 2 α
^{47}V	23	24	0,532	3,18	5p4n, 2 α p
^{44}Ti	22	22	0,0006	0,0036	6p6n, 3 α
Total			100	597	

Tabelle 2.1: Ergebnis der PACE4-Simulation der Reaktion

Diese Simulation macht deutlich, dass der Zwei-Neutronen-Evaporationskanal, der den gewünschten Endkern ^{54}Ni produziert, lediglich mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa $160\mu\text{b}$ produziert wird. Im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt der gesamten Reaktion hat dieser Prozess einen Anteil von nur ca.

$$\frac{\sigma_{^{54}\text{Ni}}}{\sigma_{\text{total}}} \simeq \frac{160\mu\text{b}}{597\text{mb}} = 0,027\%.$$

Aus diesem Grund, nutzt man die Tatsache, dass dieser Kern über Evaporation von zwei Neutronen gebildet wird. Nutzt man also einen Trigger der ein Neutron

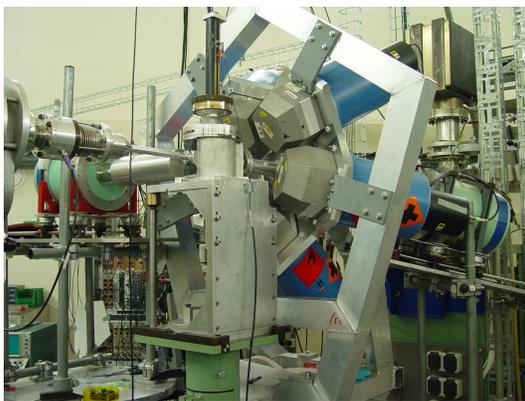
koinzident mit einem Evaporations-Teilchen fordert kann man das Verhältnis zwischen der gewünschten Reaktion und allen Reaktionen um einen Faktor von etwa 3 ($160\mu\text{b} / 141,5\text{mb} = 0,13\%$) verbessern.

$$\frac{\sigma_{^{54}\text{Ni}}}{\sigma_{n\text{-Kanal}}} \simeq \frac{160\mu\text{b}}{141,5\text{mb}} = 0,13\%.$$

Entsteht ein ^{54}Ni -Kern wird er erst in der Abbremsfolie (Degradier: ^{181}Ta mit einer Dicke von $6,6 \text{ mg/cm}^2$) verlangsamt und dann im Catcher (^{27}Al , $1,2 \text{ mg/cm}^2$) nach $0,32$ (3) mg/cm^2 gestoppt. Dort emittiert er dann gegebenenfalls isomere Protonen oder γ -Quanten, die mit Hilfe des DSSD [R] (siehe Kap. 2.2.1) oder dem hinteren Miniball-Germanium-Detektor (siehe Kap. 2.2.2) nachgewiesen werden können. Der vordere Germanium-Detektor dient der Diagnose der Reaktion. An Hand seiner Spektren läßt sich erkennen, welche Kerne sich durch die Fusions-Verdampfungs-Reaktion bilden (vgl. Kap. 4.2).

Im Vergleich zur vorhergegangenen Messung [7] wurden zwei Wesentliche Änderungen unternommen. Es war vorrangiges Ziel den Untergrund im Teilchendetektor-Signal zu verringern. Da als wahrscheinlichste Ursache hierfür Rückstreuung des Primärstrahls an der verwendeten ^{58}Ni -Catcherfolie vermutete war es Ziel ein leichteres Material als Catcher zu verwenden. Diese sollte möglichst dünn sein um Rückstreuung leichter Teilchen (vgl. Kap. 5.1.1) zu reduzieren. Des weiteren wurde, wie bereits erwähnt, ein gepulster Strahl verwendet.

Die nachfolgende Abbildung zeigt Fotos vom Strahlrohr.



(a) Targetkammer



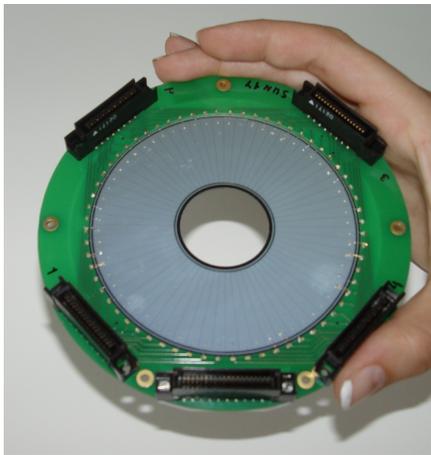
(b) Miniball-Kammer

Abbildung 2.2: Aufbau am Kölner L45-Strahlrohr

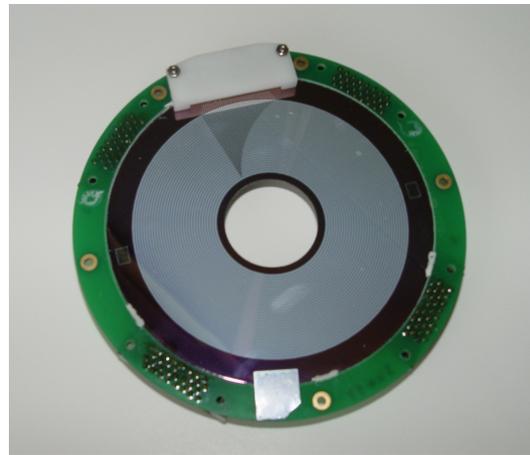
2.2 Verwendete Detektoren

2.2.1 Doppelseitiger Segmentierter Silizium-Detektor (DSSD)

Der wichtigste Bestandteil des Versuchsaufbaus ist der Doppelseitige Segmentierte Silizium Detektor, der die Protonen nachweisen soll. Der CD-förmige Detektor [R] ist auf der Vorderseite in 32 Ringe und auf der Rückseite in 64, konisch verlaufende, Streifen unterteilt. Im verwendeten Aufbau deckt er einen Winkelbereich von 26° bis 52° , vom Mittelpunkt der Stopperfolie aus gesehen, ab. Im Bezug zur Strahlachse deckt er damit Rückwärtswinkel von 128° bis 154° ab.



(a) Vorderseite



(b) Rückseite

Abbildung 2.3: Verwendeter DSSD

Der n-dotierte Halbleiter-Detektor besteht aus negativ dotiertem Silizium als aktivem Material (ca. 10^{12} Fremdatome / cm^3). Der Detektor hat eine Dicke von 300 μm . Auf den beiden Seiten ist eine sehr viel stärker dotierte Schicht (ca. 10^{20} -Fremdatome / cm^3) als Kontakt aufgedampft. Auf der n^+ -dotierten Ringseite (Rückseite) beträgt die Dicke dieses passiven Materials (Totschicht) ca. 1,9 μm , auf der p^+ -dotierten Streifenseite (Vorderseite) nur 0,48 μm . Auf Grund dieser Tatsache verliert ein von der Streifenseite eindringendes Teilchen deutlich weniger Energie in der Totschicht als ein rückseitig eindringendes Teilchen (vgl. Kap 3.4). Aus diesem Grund wird der Detektor mit seiner Vorderseite auf die Catcher-Folie gerichtet. Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau eines DSSDs.

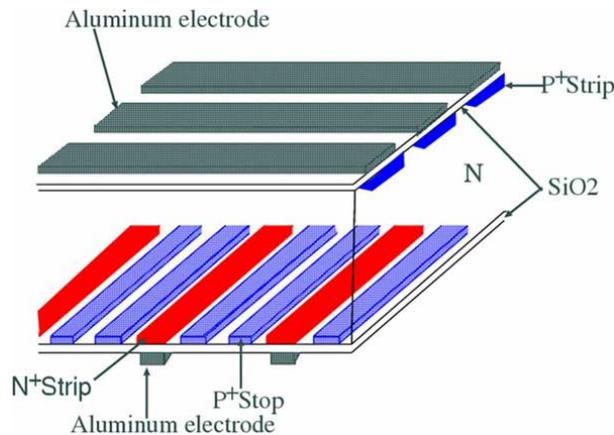


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines DSSDs (nach [10])

Legt man nun eine Spannung zwischen den beiden Seiten an (Vorderseite -75V, Rückseite gegen Masse abgeschlossen), driften die freien Ladungsträger (Elektronen und Löcher) zu den Kontakten und es bildet sich eine Verarmungszone aus, in der fast keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind. Ist die Spannung genügend hoch, erstreckt sich diese Verarmungszone über den gesamten aktiven Bereich.

Dringt nun ein geladenes Teilchen in die aktive Schicht ein, wird es abgebremst und gibt seine Energie an Siliziumatome ab. Dort werden dann Elektronen angeregt und ins Leitungsband gehoben, somit entstehen Elektronen-Loch-Paare. Die damit freien Ladungsträger driften dann zu den Kathoden. Die dort gesammelte Ladung wandeln die Vorverstärker in einen Spannungspuls um.

Wichtigstes Charakteristikum eines solchen Detektors ist seine Auflösung. Sie ist absolut definiert als Halbwertsbreite $Res_{abs} = \Delta E_{FWHM}$ sowie relativ als Quotient aus Halbwertsbreite und der Energie $Res_{rel} = \frac{\Delta E_{FWHM}}{E}$.

Die Ergebnisse der Eichung des verwendeten Detektors werden in Kapitel 3.1 gezeigt. Prinzipiell sind mit solchen Detektoren Auflösungen um 0,5 % bzw. 25 keV, bei typischen α -Teilchen Energien von etwa 5 MeV, möglich. Diese Größe wird von verschiedenen Effekten bestimmt:

- Rekombination
- Fanofaktor
- rauschen
- Fremdatome im Kristall

Rekombination kommt zustande, wenn driftende Ladungsträger auf ihrem Weg zur Kathode, mit anderen Ladungsträgern, wieder ein elektrisch neutrales Paar bilden.

Der Fanofaktor ist das Verhältnis der statistischen Varianz der Anzahl der erzeugten Ladungsträger und der Gesamtzahl an erzeugten Ladungsträgern.

Rauschen wird erzeugt durch thermisch generierte Elektronen-Loch-Paare. Entscheidende Größe ist das Verhältnis von thermischen erzeugten Ladungsträgern zu den vom zu detektierenden Teilchen erzeugten Ladungsträgern (auch SNR, Signal-to-noise-ratio). Dieses Verhältnis beträgt für Silizium bei Raumtemperatur typischerweise 10^{-4} .

Fremdatome im Kristallgitter, entstehen durch Kernreaktionen im Detektormaterial. Ein gutes Maß für den Zustand eines Detektors ist der Leckstrom, welcher wegen der freien Ladungsträger, bei üblicher Hochspannung durch den Detektor fließt. Im Laufe der getätigten Messung erhöhte sich der Leckstrom von 1,8 μA auf 6,1 μA . Der daraus resultierende Einfluß auf die Auflösung wird in Kapitel 3.2 untersucht.

2.2.2 Miniball HPGe-Detektor

Es werden zwei Germanium-Detektoren zur Gammaskopie eingesetzt. Ein Detektor befand sich an der Targetkammer um die prompten γ -Quanten nachzuweisen, einer an der Miniball-Kammer, um isomere γ -Übergänge gestoppter Kerne

zu beobachten. Somit können die in der Reaktion produzierten Kerne identifiziert werden. Außerdem ist es möglich die Qualität der Neutronen- γ -Diskrimination zu untersuchen (vgl. Kap 4.3).



Abbildung 2.5: Miniball Triple Kryostat mit einer montierten Kapsel

Bei den verwendeten Detektoren handelt es sich um hochreine (HP: high purity), 6-fach segmentierte, gekapselte Germaniumdetektoren des Typs Miniball [17, 26]. Es befinden sich 3 Kristalle in einem gemeinsamen Kryostaten. Die typische Auflösung eines solchen Detektors ist im Bereich von 2,5 keV bei Energien von 1,3 MeV. Diese Auflösungen konnten bei dieser Messung jedoch nicht erreicht werden, da hierfür die 4096 Kanäle der verwendeten 12-Bit-ADCs nicht ausreichend sind. Die erreichten Auflösungen lagen für den 1408 keV Übergang von ^{152}Sm im Bereich von 3 bis 4,5 keV (eine genaue Übersicht der erreichten Auflösungen befindet sich in Kapitel 4.1). Für eine Identifizierung der produzierten Kerne reichen diese Auflösungen jedoch völlig aus (vgl. Kap. 4.2).

2.2.3 Nordball Neutronen-Detektor

Zum Nachweis der in der Reaktion vom Compound-Kern evaporierten Neutronen wurden fünf organische, hexagonale Szintillatoren verwendet, die ursprünglich im Nordball-Array [1, 16] verwendet wurden. Es handelt sich hierbei um einen mit 3,3 Litern BC-501 gefüllten Edelstahlbehälter, dessen Rückseite optisch an einen Photomultiplier gekoppelt ist. Die vervielfältigten Photoelektronen werden gesammelt und in einen zur Ladung proportionalen Spannungspuls umgewandelt.



Abbildung 2.6: Ein hexagonaler Nordball-Detektor

Ein technisches Problem ist, dass Szintillatoren auch auf die sehr viel häufiger entstehenden γ -Quanten ansprechen. Somit ist eine Diskriminierung zwischen den beiden detektierten Teilchensorten (Neutronen und γ -Quanten) nötig (vgl. Kap 4.3). Dies wird realisiert durch einen Vergleich von Signalanstiegs- und Signalsabfallszeit [18].

2.3 Elektronik und Trigger-Logik

Die folgende Abbildung skizziert die verwendeten Triggerbedingungen.

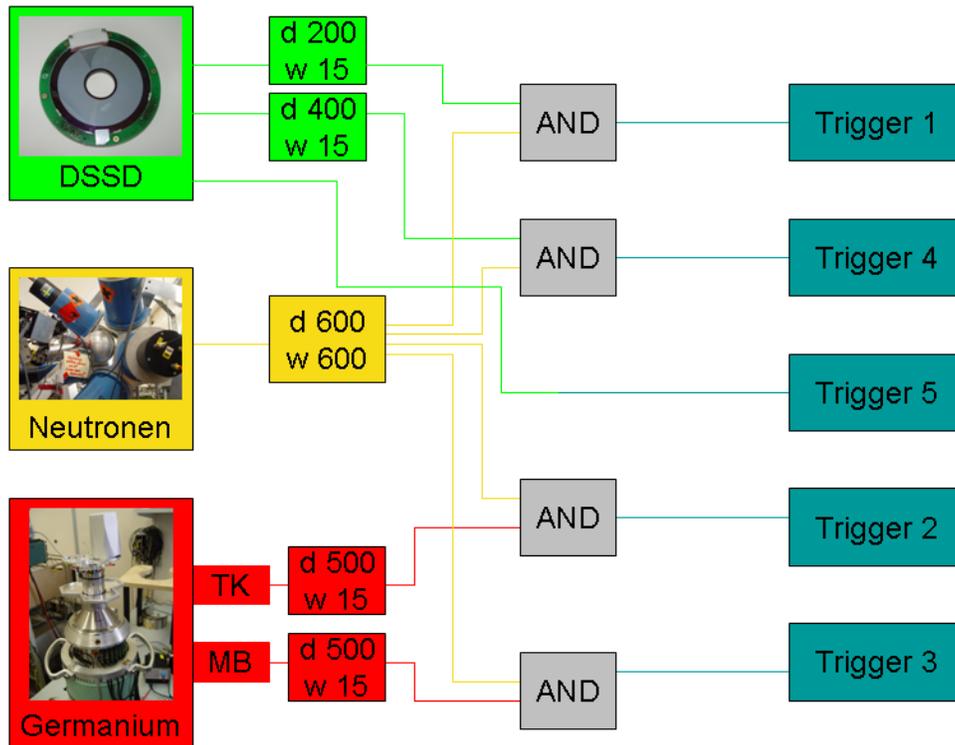


Abbildung 2.7: Triggerschaltung

Folgende logische Bedingungen werden für die fünf verschiedenen Trigger der Datenaufnahme gestellt:

- Trigger 1 Signal vom DSSD mit 200ns Verzögerung ist koinzident mit einem Neutronensignal
- Trigger 2 Signal von einem Targetkammer-Germanium-Detektor ist koinzident mit einem Neutronensignal
- Trigger 3 Signal von einem Miniballkammer-Germanium-Detektor ist koinzident mit einem Neutronensignal
- Trigger 4 Signal vom DSSD mit 400ns Verzögerung ist koinzident mit einem Neutronensignal
- Trigger 5 Signal vom DSSD ohne Koinzidenz mit einem Neutronensignal

Hierbei bedeutet "DSSD-Signal", dass mindestens ein logisches Signal von einem Streifen des DSSD vorliegt. Bei den Germaniumdetektoren wurden auch die drei einzelnen Ausgangssignale jedes Miniball-Triples mit einem logischen "oder" verschaltet.

Die Aufgabe eines Triggers (Auslöser) ist es, die Datenaufnahme mit ihren verschiedenen Modulen (ADCs, TDCs und Auslese-PC) zu starten. Anfangs wurden vier, im weiteren Verlauf der Messung, fünf Trigger verwendet. Zur späteren Analyse des Experiments werden die Triggersignale zusätzlich in einem TDC-Kanal aufgenommen. Damit lässt sich in der Analyse feststellen, welcher Trigger die Datenaufnahme gestartet hat. Die Datenaufnahme [D] wird über das Triggermodul [T] angesteuert.

Trigger 5 wurde erst im Verlauf des Experiments hinzugefügt. Für ihn sprach, dass dadurch, dass keine Koinzidenz gefordert wurde, es nicht passieren kann, dass Protonenereignisse verloren gehen, weil sie aus dem Koinzidenzzeitfenster fallen. Ein Problem, was sich hieraus ergab ist, dass immer wenn Trigger 1 und 4 ansprechen zusätzlich Trigger 5 auftritt. Da dieser Trigger ohne Verzögerung verschaltet war trat er immer früher auf als Trigger 1 und 4, die durch verschiedene Logik- und Signalformungs-Module verzögert wurden. Dies führte dazu, dass Trigger 5, ab dem Zeitpunkt seiner Aktivierung die Zeitmessung bestimmt hat, da als "Start" der Zeitmessungen immer das auslösende Triggersignal verwendet wurde (vgl. Kapitel 5.2).

Für die Verstärkung des DSSD-Signals wurden sechs 16-Kanal-Hauptverstärker des Typs Mesytec STM-16 [M] verwendet. Die verstärkten 96 Energie-Signale

werden anschließend durch drei ADCs (Analog-Digital-Converter) digitalisiert. Das Zeitdifferenz zwischen auslösendem Trigger und dem logischen Signal der Ringe wird zusätzlich durch TDC 1 (Time-Digital-Converter) aufgenommen. Bei den verwendeten Konvertern handelt es sich um 12 Bit CAEN Module mit 32 Kanälen der Typen V785 (ADC) und V775 (TDC). Sie enthalten einen 32-Event-Pufferspeicher. Somit muss die Auslese durch den PC nur bei jedem 32. Ereignis gestartet werden.

Die Germanium-Signale werden auf zwei unterschiedlichen Wegen verarbeitet: Durch einen Standard-Hauptverstärker und ADC-Kanäle werden die Energiesignale aufgenommen, mit Hilfe von Timing-Filter-Verstärkern und Constant-Fraction-Diskriminatoren werden logische Signale bereitgestellt, die Trigger 2 und 3 auslösen und auch in TDC-Kanäle gegeben werden.

Die Neutronensignale werden einerseits benutzt um ein logisches Zeitfenster für die Koinzidenz-Trigger 1 bis 4 zu erzeugen, andererseits werden diese logischen Signale zusätzlich auch für Abfragen bei der Datenanalyse in TDC-Kanälen digitalisiert.

Das vollständige Schaltbild der Elektronik ist in den nachfolgenden Abbildungen 2.8 und 2.9 dargestellt. Die Elektronik wurde in wesentlichen Zügen im Rahmen der Diplomarbeit von K. Geibel [7] aufgebaut und getestet.

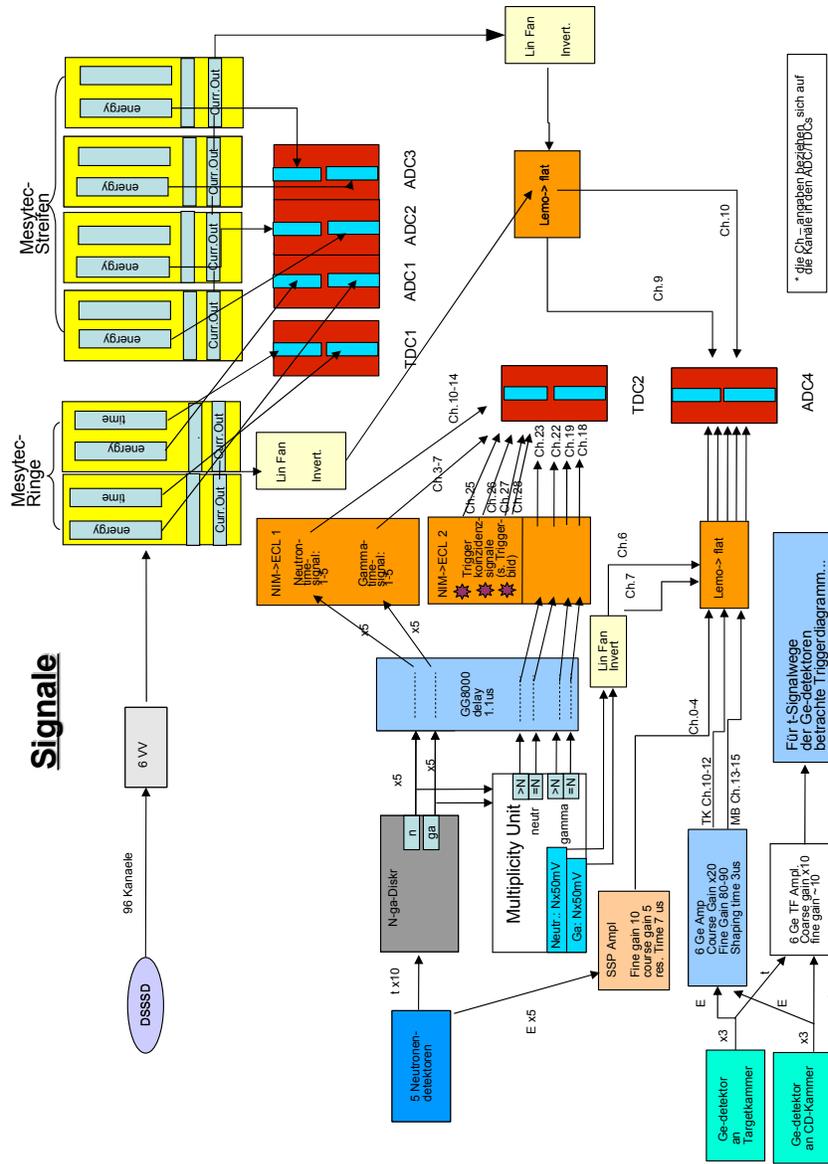


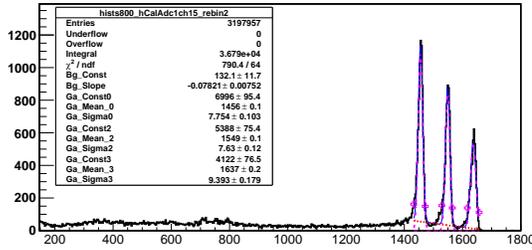
Abbildung 2.8: Signalverarbeitung (nach [7])

3 Test- und Eichmessungen mit dem DSSD

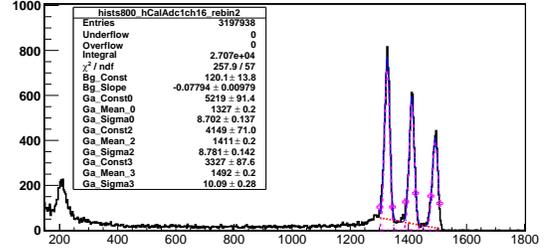
3.1 Eichung des Siliziumdetektors

Geeicht wurde der DSSD mit Hilfe einer Triple- α -Quelle, bestehend aus ^{239}Pu (5,155 MeV), ^{241}Am (5,486 MeV) und ^{244}Cm (5,805 MeV). Die Aktivitätsverhältnisse der einzelnen Linien, normiert auf Plutonium, wurden 1995 gemessen und betragen 0,78 für Americium und 0,92 für Curium.

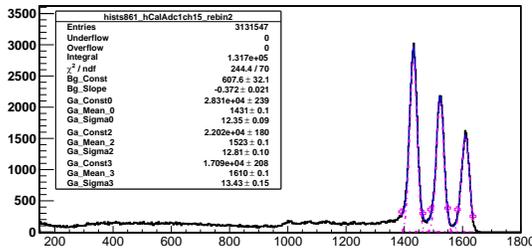
Bei diesem Experiment wurden zwei längere Eichungen des DSSDs von jeweils 4 Stunden vor und nach der eigentlichen Messung vorgenommen sowie mehrere kürzere Eichungen (30-60 Minuten) bei Strahlpausen. Bei der Auswertung der Daten stellte sich allerdings heraus, dass lediglich die zwei langen Eichmessungen für Aussagen über die Stabilität der Eichung genügend Statistik aufweisen. Abbildung 3.1 zeigt als Beispiel die ungeeichten Energiespektren der Ringe 0 (innerster) und 31 (äußerster) vor und nach der Messung.



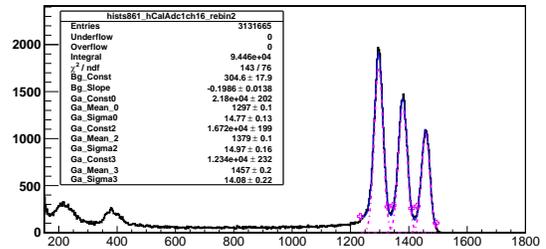
(a) Ring 0 vor der Messung



(b) Ring 31 vor der Messung



(c) Ring 0 nach der Messung



(d) Ring 31 nach der Messung

Abbildung 3.1: Eichspektren des DSSD

Die Linien der α -Eichmessungen wurden mit Gaußfits angepasst und die Auflösungen bestimmt. Diese Werte sind für die oben gezeigten Ringe in der nachfolgenden Tabelle 3.1 aufgelistet. Als Energie-Auflösungen werden hier Halbwertsbreiten (FWHM) angegeben. Desweiteren wurden Mittelwerte aus den relativen Auflösungen ermittelt und somit die spezifische Auflösung der einzelnen Ringe, wie auch das quadratische Mittel aus beiden Eichungen gebildet (FWHM_{rms}).

Energie [MeV]	Ring 0 - $FWHM_{rel}$		Ring 31 - $FWHM_{rel}$	
	vor Messung	nach Messung	vor Messung	nach Messung
5,155	1,25 (2) %	2,03 (1) %	1,54 (2) %	2,68 (2) %
5,486	1,16 (2) %	1,98 (2) %	1,46 (2) %	2,55 (3) %
5,805	1,35 (3) %	1,96 (2) %	1,59 (4) %	2,27 (4) %
Arithm. Mittel	1,25 (2) %	1,99 (2) %	1,53 (3) %	2,50 (3) %
$FWHM_{rms}$	1,66 (2) %		1,96 (2) %	

Tabelle 3.1: Ergebnisse der DSSD-Eichung vor und nach der Messung

Mit Hilfe dieser Auflösungen lässt sich eine erwartete relative Auflösung für einen Peak bei niedrigen Energien von $E=1,28$ MeV berechnen, da diese der Beziehung

$$FWHM_{rel} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.1)$$

genügt. Nachfolgende Tabelle liefert diese Ergebnisse.

Auflösung (FWHM)	Ring 0	Ring 31
rel. @ 5 MeV	1,66 (2) %	1,96 (2) %
rel. @ 1,28 MeV	3,28 (4) %	3,90 (4) %
abs. @ 1,28MeV	41,9 (5) keV	49,7 (5) keV

Tabelle 3.2: Berechnete DSSD-Auflösung bei niedrigen Energien

Man berechnet somit eine Energie-Auflösung von 40 bis 50 keV für den gesuchten Übergang im Energiebereich von 1,2 bis 1,3 MeV. Die Auflösung hat sich in der Messzeit um über 60% verschlechtert und lag somit im Vergleich zu anderen Messungen mit ähnlichen DSSDs, die Energie-Auflösungen von deutlich unter 1% für α -Teichen mit 5 bis 6 MeV erzielten [3, 11], unter den optimalen Werten.

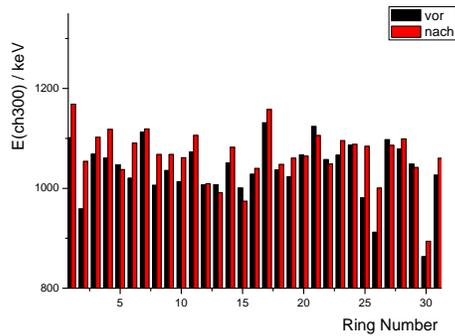
3.2 Stabilität der DSSD-Eichung

In der nachfolgenden Tabelle 3.3 sind die Abweichungen der Kanalzahlen der α -Eichung, die für den Fit der Eichfunktionen entscheidend sind, angegeben.

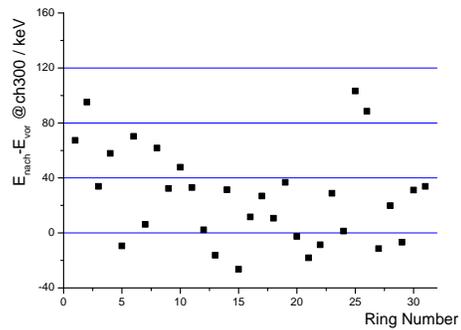
Energie [MeV]	Ring 0		Ring 31	
	vor Messung	nach Messung	vor Messung	nach Messung
5,155	1455	1431	1327	1296
5,486	1550	1524	1411	1380
5,805	1637	1610	1492	1457

Tabelle 3.3: Peakpositionen bei den Eichmessungen für Ring 0 und Ring 31

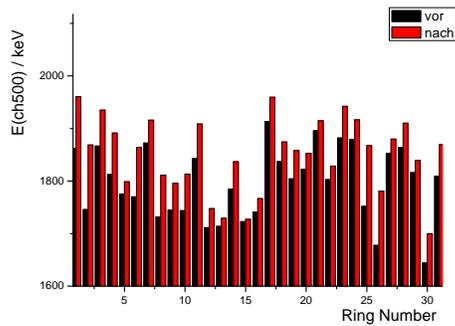
Man sieht, dass die Kanalzahlen sich um bis zu 4% verschieben. Durch die Tatsache, dass mit Hilfe dieser hochenergetischen Linien geeicht, aber ein sehr viel niederenergetischer Bereich (0,5 bis 2 MeV) für diese Messung relevant ist, ist die Qualität der Silizium-Energie-Eichung besonders wichtig. Die Eich-Routine wurde auf beide Eichmessungen angewandt und die Fitparameter miteinander verglichen. Abbildung 3.2 zeigt in der linken Hälfte welcher Energie die Kanäle 300 und 500 mit beiden Eichungen in jedem Ring entsprechen. Die rechte Hälfte der Abbildung zeigt die Energiedifferenzen, die in jedem Ring durch die unterschiedlichen Eichungen verursacht wird. Die Energien von Kanal 300 liegen im Bereich 950 bis 1200 keV, die zu Kanal 500 gehörigen im Bereich 1600 bis 2000 keV.



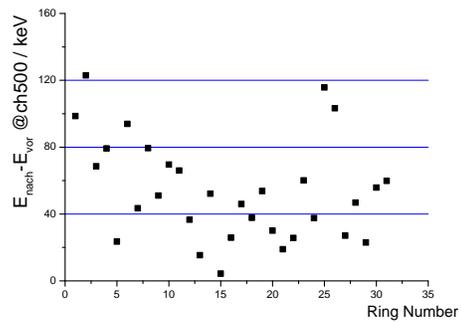
(a) Energie die ADC-Kanal 300 zugeordnet wird



(b) Differenz der Kanal 300 zugeordneten Energie, der Eichungen vor und nach der Messung



(c) Energie die ADC-Kanal 500 zugeordnet wird



(d) Differenz der Kanal 500 zugeordneten Energie, der Eichungen vor und nach der Messung

Abbildung 3.2: Stabilität der DSSD-Ring-Eichung

In den Abbildungen (a) und (c) stehen die schwarzen Säulen für die vor der eigentlichen Messung getätigte Eichung, die roten für die nachfolgende Eichung. Abbildungen (b) und (d) zeigt den Betrag der Differenz beider Energien für jeden Ring.

Die verwendeten Eichungen genügen der Gleichung $E = gain \cdot ch + offset$, wobei "ch" den ADC-Kanal bezeichnet. In der nachfolgenden Tabelle 3.4 werden die gains und offsets für Ringe mit starker Energieabweichung gezeigt, sowie Ring 16 als Beispiel für einen Ring mit guter Eichstabilität.

Ring	E(ch300) / keV			E(ch500) / keV			gain		offset	
	vor	nach	ΔE_{Stab}	vor	nach	ΔE_{Stab}	vor	nach	vor	nach
1	1101	1169	67	1862	1961	99	3,805	3,961	-40	-20
2	959	1054	95	1746	1869	123	3,935	4,074	-222	-168
4	1060	1118	58	1812	1891	79	3,760	3,867	-68	-42
6	1020	1090	70	1770	1864	94	3,749	3,867	-105	-70
8	1006	1068	62	1732	1811	79	3,630	3,718	-83	-48
10	1013	1061	48	1744	1813	70	3,651	3,760	-82	-67
25	981	1084	103	1752	1867	116	3,854	3,916	-175	-91
26	912	1001	88	1678	1781	103	3,827	3,90	-236	-170
16	1028	1040	12	1741	1767	26	3,564	3,635	-41	-51

Tabelle 3.4: Eichparameter für Ringe mit schlechter Eichstabilität sowie Ring 16 als Beispiel für einen Ring mit guter Eichstabilität

Abschließend bleibt zur Stabilität der Eichung festzuhalten:

1. Die Peaks der Eichung liegen nach dem Experiment zwischen 20 und 40 Kanäle tiefer. Eine Erklärung hierfür ist der im Laufe der Messung angewachsene Leckstrom (von 1,8 auf 6,1 μA).
2. Die Ringe 1,2,4,6,8,10,25,26 weisen im relevanten Energiebereich (~ 1 -1,5 MeV) eine Unsicherheit von $|\Delta E_{Stab}| > 40$ keV. Da die Signale von Ring 26 wegen starken Rauschens sowieso nicht in der Datenanalyse verwendet wurden, liefern $\frac{7}{31} = 22,5\%$ der Ringe somit ein sehr instabiles Energiesignal.
3. Positiv bleibt festzuhalten, dass alle weiteren Ringe (77,5%) über ein stabiles Energiesignal verfügen.

Quantitativ bedeutet das, dass sich die in Kapitel 3.1 erreichten Auflösungen um diese Unsicherheit in der Eichung verschlechtern.

Bei zukünftigen Messungen könnte man mit Hilfe einer schwachen, fest eingebauten α -Quelle eine Dauereichung durchführen (dazu würde man einen DSSD-single-Trigger benötigen) ohne zwischen den einzelnen Runs für längere Eichungen die Messung zu unterbrechen.

3.3 Analyse der Teilchen-Ereignisse

Dieses Kapitel widmet sich der Frage mit Hilfe welcher Analysebedingungen die relevanten Ereignisse des Silizium-Zählers extrahiert werden können. Verwendet wurde für diese Analyse die gesamte Statistik der Strahlzeit, sowie die Daten der Eichmessungen.

3.3.1 DSSD-Multiplizität

Ein wichtiges Charakterisierungsmerkmal eines Teilchen-Ereignisses ist die Multiplizität der Streifen und Ringe des DSSD. Ring- und Streifen-Multiplizität ist die Anzahl der Ringe oder Streifen mit einem Energiesignal über dem Rausch-niveau (> 75 keV). Hierzu wird folgender 2er-Vektor definiert: \vec{M}_{Si} = (Streifen-Multiplizität, Ring-Multiplizität). Wird beispielsweise ein Ereignis von Trigger 2 oder 3 ausgelöst und kein Teilchen nachgewiesen, entspricht dies einer $\vec{M}_{Si} = (0, 0)$. Verwertbare Silizium-Ereignisse sind in unserem Fall also dadurch charakterisiert, dass jeweils nur ein Ring und ein Streifen anspricht, also die $\vec{M}_{Si} = (1, 1)$ ist. Wird die Energie der Teilchen auf mehrere Segmente verteilt, muß die ursprüngliche Gesamtenergie rekonstruiert werden. Die Abbildung 3.3 zeigt die Multiplizitäten in Ringen und Streifen. Am Ende dieses Kapitels ist die Anzahl der Ring-Ereignisse unter verschiedenen Multiplizitäts- und Energiebedingungen dargestellt (vgl. Abb 3.7). Die nachfolgende Tabelle 3.5 enthält im linken Teil Informationen über die Häufigkeit der verschiedenen Multiplizitäten, der rechten Teil zeigt die Häufigkeit von Kombinationen der Multiplizitäten, normiert auf $\vec{M}_{Si} = (1, 1)$.

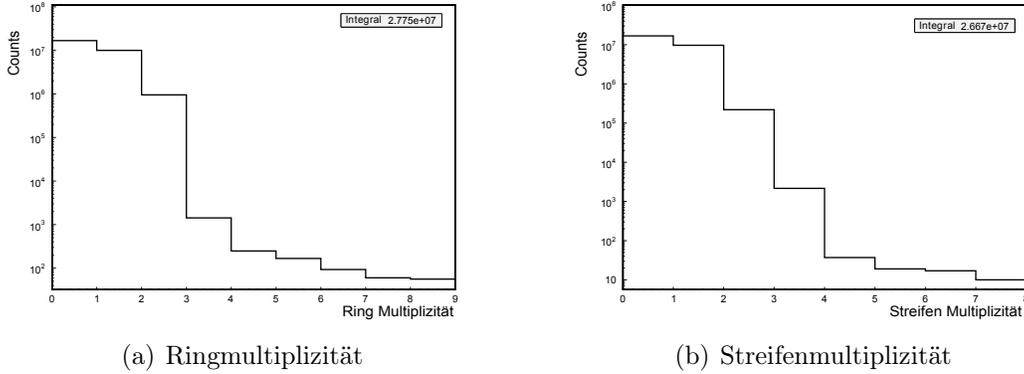


Abbildung 3.3: Multiplizität der DSSD-Ereignisse (gesamte Statistik der Messung, ohne α -Quellenmessungen)

Multiplizität	Ring		Strip		\vec{M}_{Si}	absolut	relativ
	absolut	relativ	absolut	relativ			
0	17 M	170 %	16,7 M	172 %	(1,1)	8,28 M	100 %
1	10,3 M	100 %	9,7 M	100 %	(2,1)	182 k	2,2 %
2	970 k	9,7 %	220 k	2,3 %	(1,2)	846 k	10,2 %
3	1450	0,015%	2175	0,02 %	(2,2)	17 k	0,2 %

Tabelle 3.5: Zahl der DSSD-Ereignisse verschiedener Multiplizität (gesamte Statistik der Messung, ohne α -Quellenmessungen)

Eine mögliche Erklärung für größere Multiplizitäten, ist eine transversale Bewegung der Protonen im aktiven Material. In der Nähe oder direkt auf einer Grenze zweier benachbarter Ringe oder Streifen, würde somit eine partielle Energiedeposition erklären. Abbildung 3.4 zeigt das Ergebnis einer, mit Hilfe von TRIM 2008 [S] durchgeführte, Monte-Carlo-Simulation des Abbrems-Prozesses von Protonen mit $E_{part} = 1,28$ MeV in Silizium.

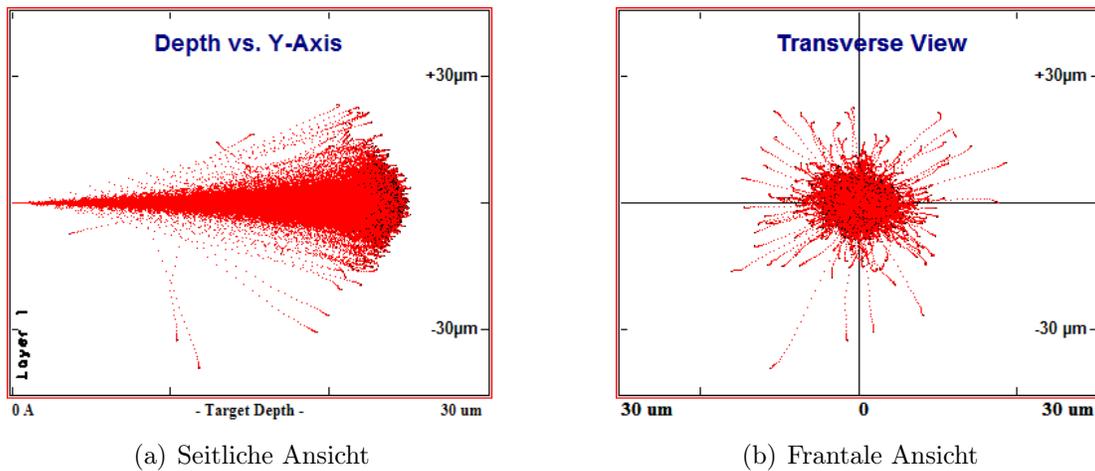


Abbildung 3.4: Simulation der Abbremsung von 1,28 MeV-Protonen in Silizium

Man sieht, dass ein mit dieser $E_{part} = 1,28$ MeV einfallendes Proton transversale Strecken von ca. $30\mu\text{m}$ zurücklegen kann. Außerdem sieht man an Hand dieser Simulation, dass Protonen in diesem Energiebereich bereits nach $1/10$ der Detektordicke gestoppt werden, d.h. dass es keine Transmission gibt, sondern die gesamte Protonenenergie im Detektor deponiert wird.

Zwischen zwei Segmenten liegt ein Bereich, einer Breite von $110\mu\text{m}$, der nicht klar einem der Nachbarn zugeordnet werden kann. Dies ist die sogenannte "Interstrip-" bzw. "Interring-Distanz". Trifft nun ein geladenes Teilchen auf oder in die Nähe eines solchen Bereiches und streut in dem Silizium in diesen Bereich hinein teilt sich die Energie auf die beiden Nachbarsegmente auf. In diesem Fall kommt es zu einem Ereignis mit Multiplizität größer als eins. Ein Korrelationsspektrum, welches Abbildung 3.5 zeigt, verdeutlicht die Aufteilung der Energie am Beispiel einer Standard-Eichmessung (vgl. Kap. 3.1) mit $E_{\alpha} = 5,1 - 5,9$ MeV.

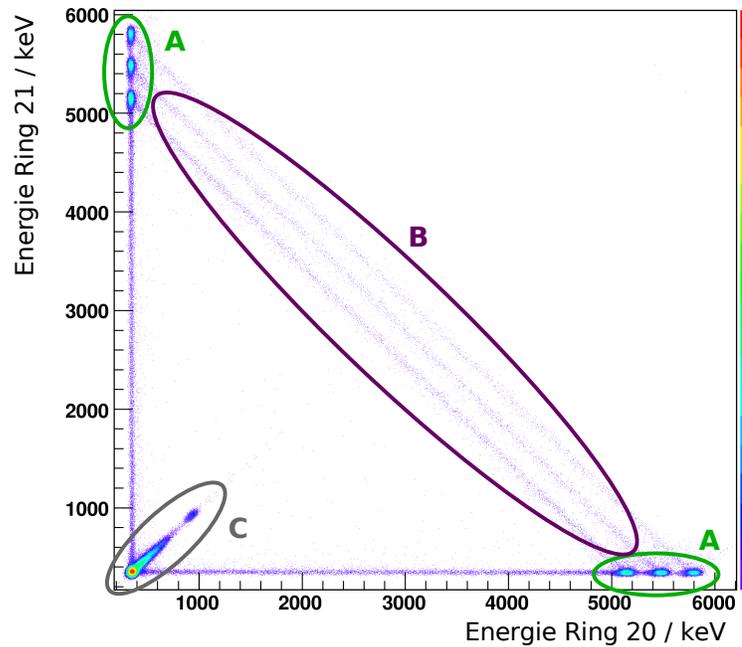


Abbildung 3.5: Aufteilung der deponierten α -Energie zwischen zwei benachbarten Ringen

- A: Energie wird komplett in einem Ring deponiert
- B: Energie teilt sich zwischen beiden Ringen auf
- C: Energie wird nicht vollständig in den beiden Ringen deponiert

Die Flächen dieser Bereiche zwischen benachbarten Ringen und Streifen sollte mit dem Anteil der Ereignisse höherer Multiplizität korreliert sein. Tabelle 3.6 vergleicht die entsprechenden Werte.

	Fläche / mm ²	rel. Anteil	Ereignisse mit Mult > 1
Interstrip	187	3,8 %	2,3 %
Interring	627	12,9 %	9,7 %
Ges. aktiver Bereich	4873	100 %	

Tabelle 3.6: Vergleich der Flächen zwischen Segmenten mit der Zahl der Ereignisse mit Multiplizitäten größer 1

Man sieht dass die Zahl der Ereignisse mit größerer Multiplizität als 1 gut mit der Fläche zwischen den Segmenten korreliert ist. Damit ist dies als Erklärung für die Ereignisse mit Multiplizitäten größer als 1 glaubwürdig.

Ein gewisser Anteil dieser Ereignisse würde sich durch ein aufaddieren benachbarter Segmente korrigieren lassen, jedoch ist eine solche Korrektur sehr rechenzeit-aufwändig und wurde aus diesem Grund nicht durchgeführt.

Für die weitere Analyse wird sich auf Ereignisse mit

$$\overrightarrow{M_{Si}} = (1, 1) \quad (3.2)$$

3.3.2 Korrelation zwischen Vorder- und Rückseite

Ein weiteres Kriterium, neben der Multiplizität, für ein gutes Siliziumsignal, ist die Korrelation der nachgewiesenen Energie zwischen Vorder- und Rückseite. Die Protonenenergie, die zur Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren genutzt wird, muss im Falle der Deposition in funktionierenden Ringen und Streifen, auf Vorder- und Rückseite des Detektors gleich sein. Eine solche Korrelation zwischen den beiden Detektorseiten zeigt Abbildung 3.6. Hierbei sind bereits die offensichtlich defekten Ringe und Streifen nicht berücksichtigt.

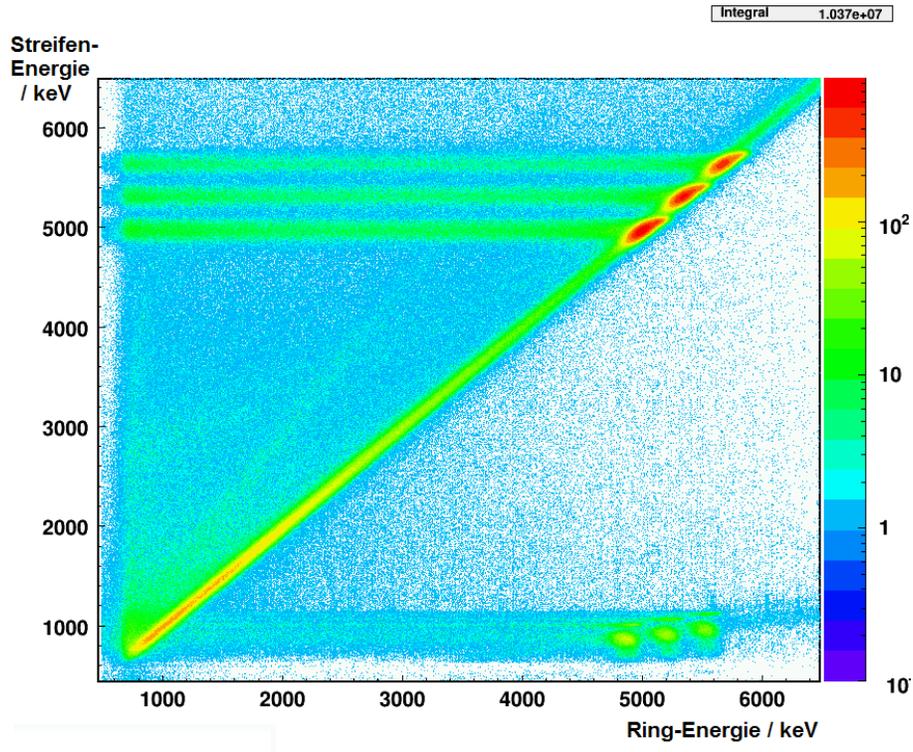


Abbildung 3.6: Korrelation zwischen Ring und Streifensignal

Nach der Argumentation, dass nur Teilchen, die ihre gesamte Energie in einem Streifen und einem Ring deponieren zu einem "guten" DSSD-Ereignis führen, müssen sie im Korrelationspektrum auf der Diagonalen liegen. Deswegen wurde die Bedingung

$$\Delta E = |(E_{Ring} - E_{Strip})| < 200 \text{ keV} \quad (3.3)$$

eingeführt. Dies erweitert und verschärft die Silizium-Multiplizitäts-Bedingung ($SiMult = (1, 1)$), da detektierte Teilchen, die ihre Energie in verschiedenen Parzellen einer Seite des Detektors deponieren, meist eine größere Energiedifferenz als 200 keV verursachen. Zwei Korrelationsbilder, einmal lediglich mit der Energiebedingung 3.3 und einmal mit beiden Bedingungen (3.3 und 3.2) an das Silizium-Ereignis sind in Abbildung 3.7 gezeigt.

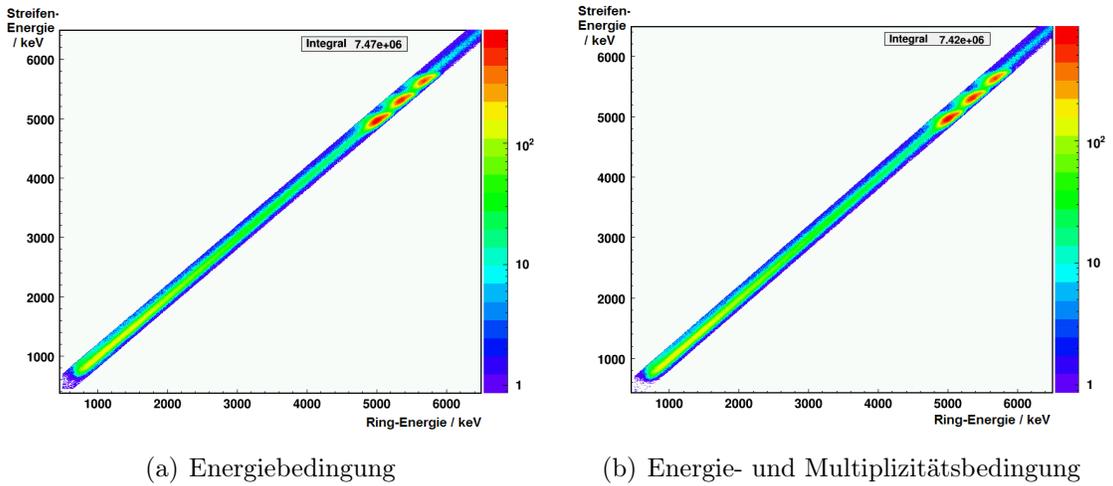


Abbildung 3.7: Korrelations-Spektrum mit Energie- bzw. Multiplizitätsbedingung

Abbildung 3.8 zeigt die Anzahl der Ereignisse verschiedener Multiplizitäten mit und ohne Energiebedingung 3.3. In Tabelle 3.7 sind die Zahlen der, die verschiedenen Bedingungen erfüllenden, Ereignisse angegeben.

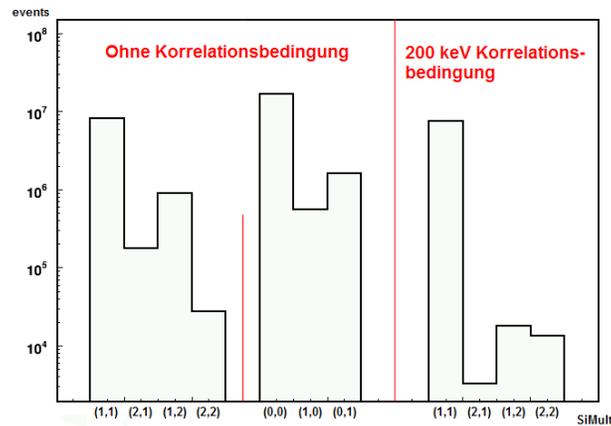


Abbildung 3.8: Zahl der Ereignisse bestimmter Multiplizität mit und ohne Energiebedingung

Bedingung	Absolute Anzahl / 10^6	relativer Verlust
keine	10,37	
Mult = (1,1)	8,28	20,2 %
$\Delta E < 200$ keV	7,47	28,0 %
$\vec{M}_{Si} = (1, 1)$ & $\Delta E < 200$ keV	7,42	28,4 %

Tabelle 3.7: Anzahl der DSSD-Ereignisse unter verschiedenen Bedingungen

In dieser Tabelle fällt sofort auf, dass der Verlust, wenn man zusätzlich zu der Korrelationsenergiebedingung die Multiplizitätsbedingung verlangt, nur unwesentlich größer wird. Dies war der Grund dafür, dass in der Analyse beide Bedingungen an ein Silizium-Ereignis gestellt wurden.

3.4 Totschicht-Korrektur

Ein nicht vermeidbarer Effekt der bei Verwendung von Silizium-Detektoren auftritt, ist der ladungs- und energieabhängige Energieverlust der zu detektierenden Teilchen in passivem Material. Dies ist natürlich von der Länge des in passiven Schichten zurückgelegten Weges und somit vom Winkel zur Strahlachse bzw. der Ringnummer (Ring 0 innerster, Ring 31 äußerster) abhängig. Abbildung 3.9 zeigt eine schematische Ansicht der Materialschichten des verwendeten DSSDs.

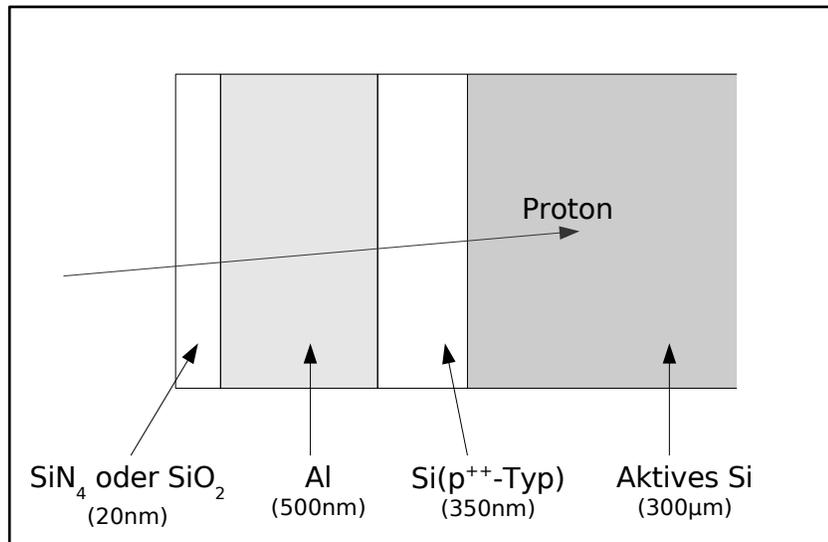


Abbildung 3.9: Schematische Ansicht des DSSD-Aufbaus

Der Energieverlust hat zwei Auswirkungen:

1. Da ein α -Teilchen einen Teil seiner Energie in der Totschicht verliert, muß dies in der Eichung berücksichtigt werden.
2. Ein einfallendes Proton deponiert ebenfalls einen Teil der Energie im nicht-aktiven Material des Catchers und des Detektors.

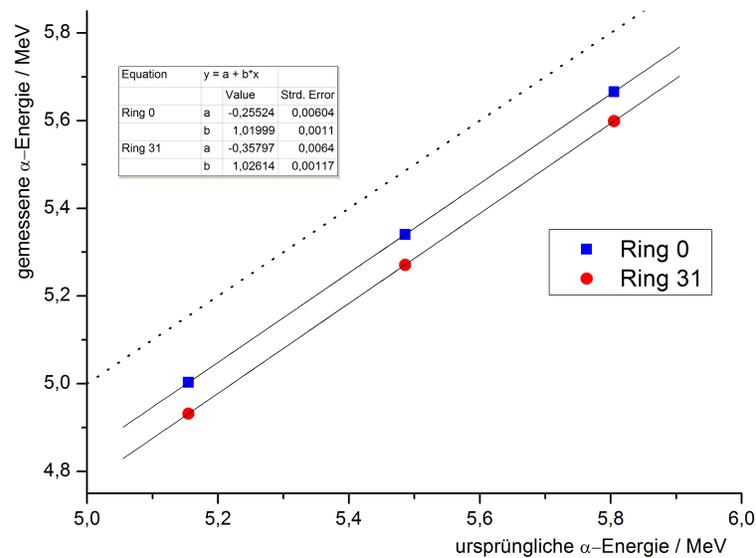
3.4.1 Korrektur des α -Energieverlustes

Tabelle 3.8 zeigt die mit Hilfe von Lise++ [L] berechnete Restenergie einfallender α - Teilchen nach Durchdringung der Totschicht des DSSD.

MeV	Ring 0	Ring 14	Ring 31
$E_{initial}$	$E_{meas}@ 26,9^\circ$	$E_{meas}@ 41^\circ$	$E_{meas}@ 52,6^\circ$
5,155	5,003	4,975	4,932
5,486	5,340	5,313	5,271
5,805	5,666	5,640	5,599

Tabelle 3.8: Simulation der deponierten Energie einfallender α -Teilchen

Diese Energieverluste wurden für alle Ringe bestimmt. Anschließend wurde eine lineare Funktion angefüttet. Abbildung 3.12 zeigt dies exemplarisch für Ring 0 und Ring 31.

Abbildung 3.10: Korrekturfunktion für den Energieverlust von α -Teilchen

Aus der Bethe-Bloch-Formel erhält man eine $\frac{1}{E}$ -Abhängigkeit für den Energieverlust nicht-relativistischer, geladener Teilchen. In dem relativ schmalen Energiefenster der Triple- α -Eichquelle ist jedoch ein konstanter Offset und eine kleine Korrektur im Gain zur Beschreibung ausreichend. Somit hat die Korrekturfunktion die Form

$$E_{Recal} = a \cdot E_{meas} + b. \quad (3.4)$$

Mit Hilfe dieser Korrekturfunktion kann nun jeder Ring auf die deponierte α -Energie umgeiecht werden.

3.4.2 Korrektur des Protonen-Energieverlustes

Eine 2. Korrektur muß den, von α -Teilchen verschiedenen, Energieverlust von emittierten Protonen berücksichtigen. Es müssen, neben den Totschichten des Detektors, auch die Implantationstiefe des emittierenden Kerns und die daraus resultierenden Energieverluste vor dem DSSD berücksichtigt werden. Mit Lise++ [L] wurde die Eindringtiefe eines ^{54}Ni -Kerns in ^{27}Al von $1,21(3) \mu\text{m}$ bestimmt. Diese Eindringtiefe ist von entscheidender Bedeutung für den Energieverlust eines Protons, das von einem im Catcher gestoppten Kern emittiert wird. Die Energieverluste eines ^{54}Ni -Kerns, der in der Mitte des Targets produziert wurde, auf seinem Weg durch die verschiedenen Materialschichten ist in Abbildung 3.11 skizziert.

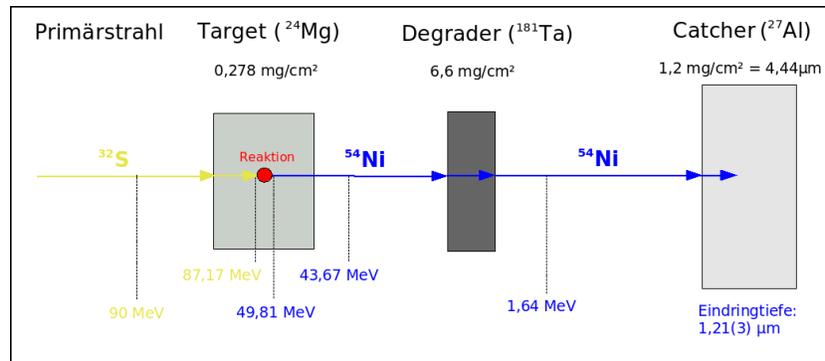


Abbildung 3.11: Energie eines ^{54}Ni -Kerns an verschiedenen Positionen innerhalb des Experiments

Wie bei der Korrektur der α -Eichung (Kap. 3.4.1) wurde die im Detektor deponierte Energie für den Fall eines emittierten Protons in Abhängigkeit seines Emissionswinkels und seiner Energie berechnet. Tabelle 3.9 zeigt die Ergebnisse beispielhaft für 3 Ringe im relevanten Energiebereich. In der linken Spalte steht die ursprüngliche Protonenenergie, in den rechten Spalten die im aktiven Material deponierte Energie.

$E_{initial}$	Ring 0 $E_{meas} @ 26,9^\circ$	Ring 14 $E_{meas} @ 41^\circ$	Ring 31 $E_{meas} @ 52,6^\circ$
0,5	0,329	0,296	0,234
1	0,889	0,870	0,835
2	1,931	1,919	1,898
3	2,949	2,940	2,925
4	3,959	3,952	3,939
5	4,965	4,958	4,948
6	5,969	5,964	5,955

Tabelle 3.9: Simulation des Protonen-Energieverlustes, alle Energien in MeV

Die ursprüngliche Energie des Protons wurde dann mit Hilfe einer Funktion von der Form

$$E_{initial} = a_p \times (E_{meas} + d_p) + b_p + \frac{c_p}{(E_{meas} + d_p)} \quad (3.5)$$

für alle Ringe gefittet werden. Dies ist in Abbildung 3.12 für Ring 0 gezeigt.

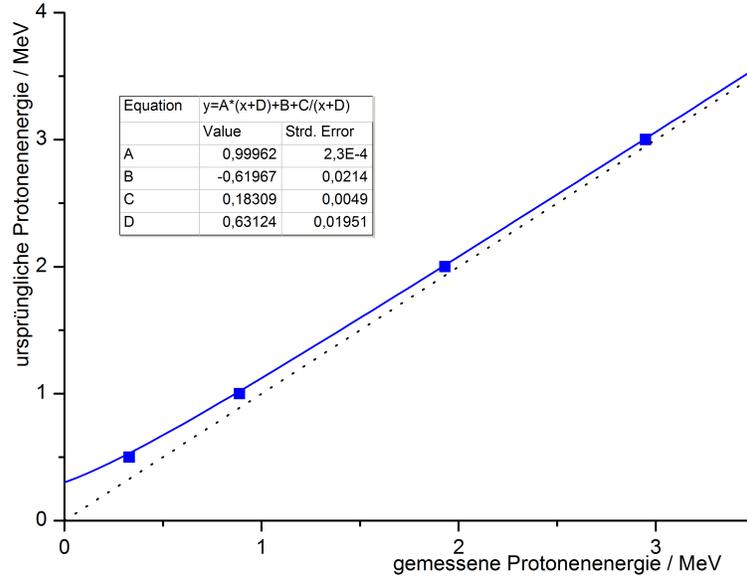


Abbildung 3.12: Fit der Korrekturfunktion für den Protonen-Energieverlust für Ring 0

Man erhält als Ergebnis der Energiegleichung für jeden Ring ein Tupel P_i , bestehend aus sechs, von der ursprünglichen α -Eichung (Kap. 3.1) unabhängigen Parametern $P_i = (a_\alpha \ b_\alpha \ a_p \ b_p \ c_p \ d_p)_i$, mit deren Hilfe sich für jede gemessene Teilchenenergie die ursprüngliche Energie berechnen lässt, unter der Annahme, dass es sich um ein Proton handelt:

$$E_{Recal}(E_{meas}) = a_\alpha \times E_{meas} + b_\alpha$$

$$\begin{aligned} E_{inital}(E_{meas}) &= f_{P_i}(E_{meas}) \\ &= a_p \times [E_{Recal}(E_{meas}) + d_p] + b_p + \frac{c_p}{[E_{Recal}(E_{meas}) + d_p]} \end{aligned}$$

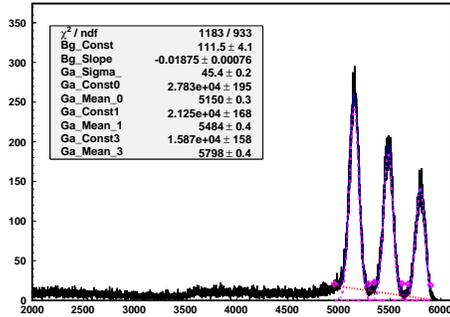
Die sich aus den Fits ergebenden Parameter lauten zum Beispiel für die Ringe 0 und 31:

$$\begin{aligned} P_0 &= (1,01999 \quad -0,255 \quad 0,9996 - 0,620 \quad 0,1831 \quad 0,6312) \\ P_{31} &= (1,02614 \quad -0,358 \quad 0,9997 - 0,672 \quad 0,2336 \quad 0,6841) \end{aligned}$$

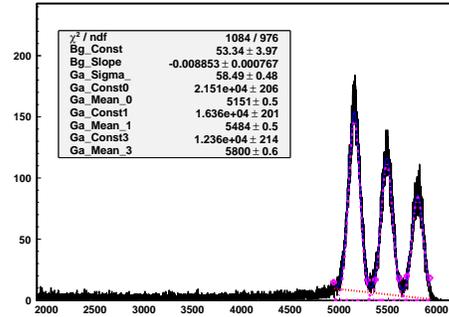
Um dieses Verfahrens zu überprüfen, zeigen die Abbildung 3.13 Eichspektren der Ringe 0 und 31

- unkorrigiert
- nach Durchführung der α -Korrektur (α -korrigiert)
- nach Durchführung beider Korrekturen (Totschicht-korrigiert).

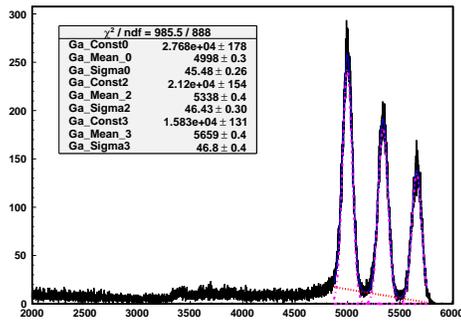
Da die α -Quelle die einzige verfügbare Teilchenquelle mit diskreten Energien darstellt, wurde die Korrektur mit Hilfe der α -Spektren überprüft.



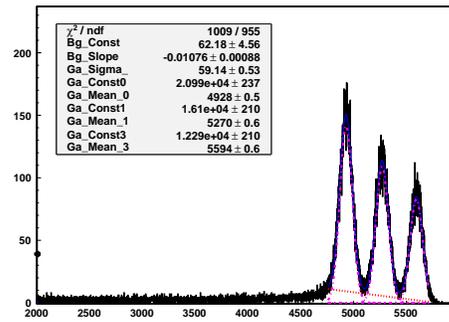
(a) Ring 0 unkorrigiert



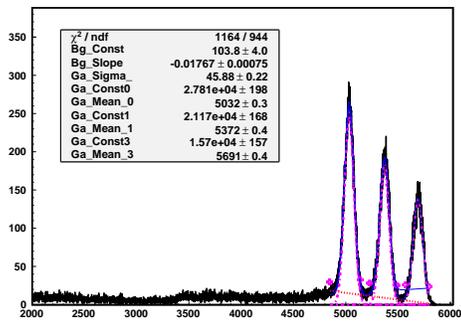
(b) Ring 31 unkorrigiert



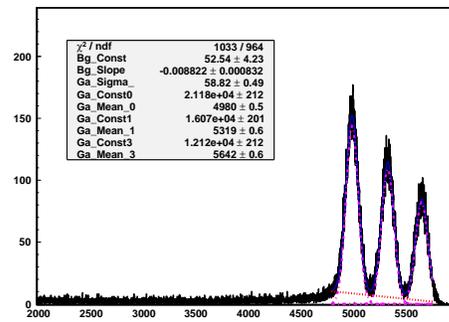
(c) Ring 0 rekaliibriert



(d) Ring 31 rekaliibriert



(e) Ring 0 vollständig korrigiert



(f) Ring 31 vollständig korrigiert

Abbildung 3.13: Eichspektren von Ring 0 und Ring 31 mit verschiedenen Korrekturen (counts vs. kal. Energie)

In Tabelle 3.10 werden nun für Ring 0 und 31 die Energie der Peaks (Ist) mit den errechneten Energien (KF), sowie den Sollwerten aus der Simulation (Sim) verglichen. In den Spalten der unkorrigierten Energien ist außerdem, als Sollwert, die Quellenenergie E_α eingetragen.

Ring 0								
	unkorrigiert		α -korrigiert			Totschicht-korrigiert		
	Ist	E_α	Ist	KF	Sim	Ist	KF	Sim
Peak 1	5,150	5,155	4,998	5,0030	5,003	5,032	5,0378	5,038
Peak 2	5,484	5,486	5,338	5,3407	5,340	5,372	5,3738	5,373
Peak 3	5,798	5,805	5,659	5,6660	5,666	5,691	5,6979	5,698

Ring 31								
	unkorrigiert		α -korrigiert			Totschicht-korrigiert		
	Ist	E_α	Ist	KF	Sim	Ist	KF	Sim
Peak 1	5,151	5,155	4,928	4,9318	4,932	4,980	4,9838	4,984
Peak 2	5,486	5,486	5,270	5,2714	5,271	5,319	5,3209	5,321
Peak 3	5,800	5,805	5,594	5,5987	5,599	5,642	5,6461	5,646

Tabelle 3.10: Vergleich von Peakposition mit Simulation und Korrekturfunktion, alle Angaben in MeV

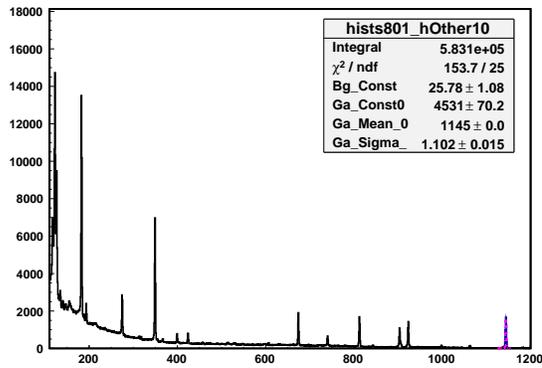
Die Abweichungen der korrigierten Peaks sind bei beiden Ringen und allen Energien nicht größer als bei der ursprünglichen Eichung (≤ 7 keV). Somit bleibt festzuhalten, dass das Verfahren, die Energien mit einer Korrekturfunktion direkt winkelabhängig zu modifizieren, funktioniert.

4 Auswertung der γ -Spektren

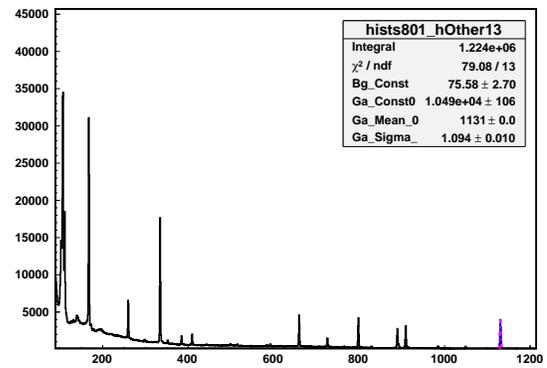
Bei der Messung wurden zwei HPGe-Triple-Cluster-Detektoren eingesetzt. Einer von ihnen zum Nachweis prompter γ -Quanten am Target, der andere zum Nachweis verzögerter γ -Quanten an der Miniball-Kammer.

4.1 Eichung der Germanium-Detektoren

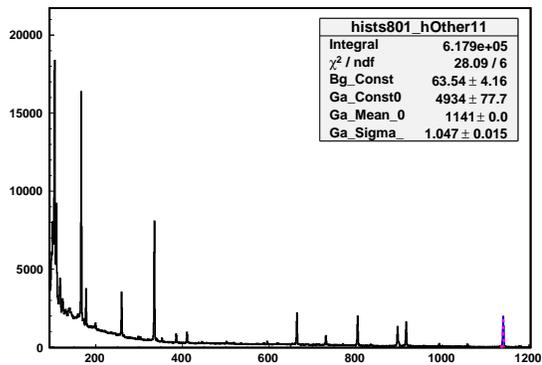
Die Eichung der Germanium-Detektoren wurde mit einer ^{152}Eu -Quelle durchgeführt. Die Auflösungen der einzelnen Kapseln (es wurden nur die Core-Signale verwendet, da Ortsauflösung nicht nötig war) wurden mit Hilfe der 1408 keV-Linie bestimmt. Die nachfolgende Abbildung zeigt die sechs, vor dem Experiment aufgenommenen, Eichspektren. Die Eichung der Germanium-Detektoren blieb über die gesamte Meßzeit stabil. Tabelle 4.1 zeigt die Auflösungen der einzelnen Kapseln.



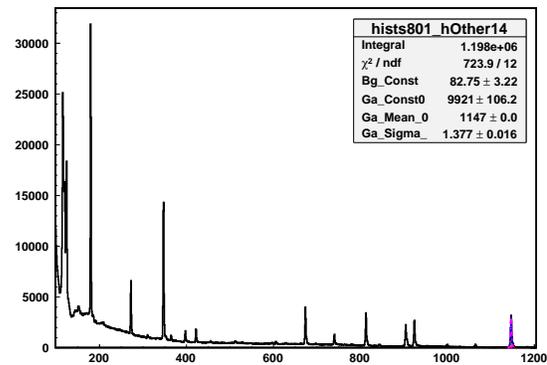
(a) Targetkammer Kapsel 1



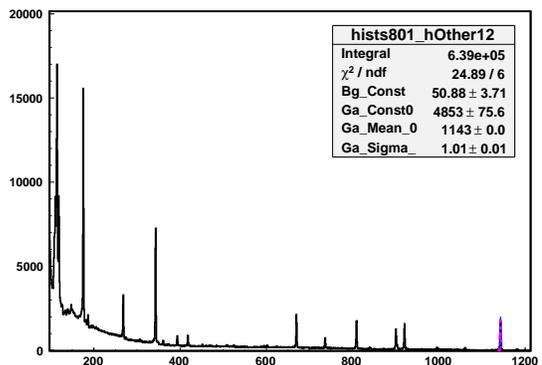
(b) Miniball-Kammer Kapsel 1



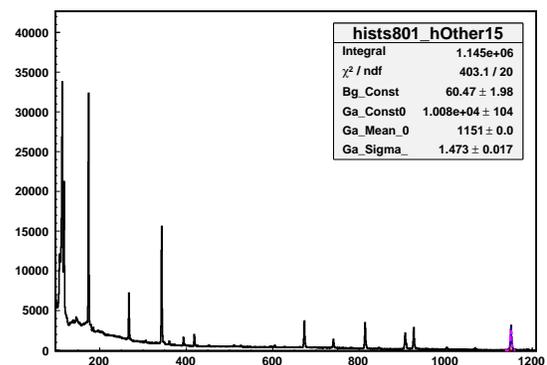
(c) Targetkammer Kapsel 2



(d) Miniball-Kammer Kapsel 2



(e) Targetkammer Kapsel 3



(f) Miniball-Kammer Kapsel 3

Abbildung 4.1: Eichspektren der Germaniumdetektoren

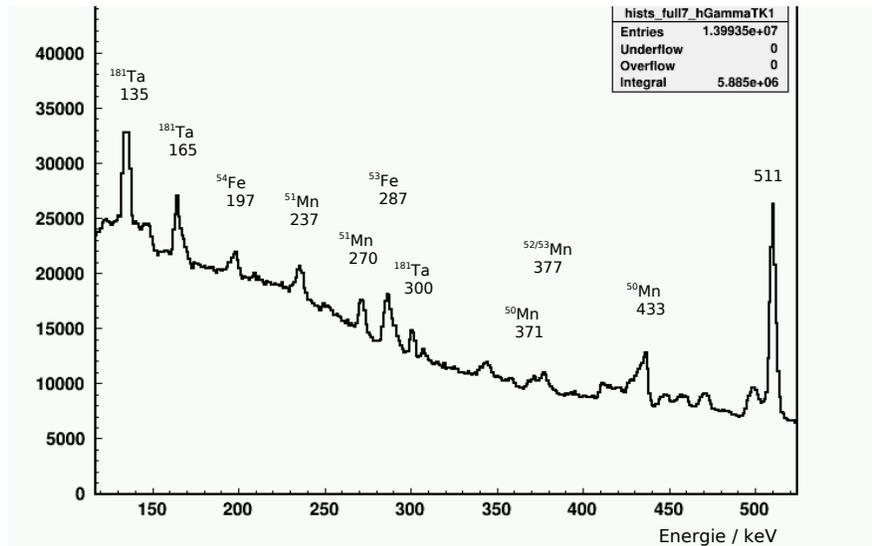
	Targetkammer			Miniball-Kammer		
	Kapsel 1	Kapsel 2	Kapsel 3	Kapsel 1	Kapsel 2	Kapsel 3
FWHM [keV]	3,18(4)	3,04(5)	2,92(3)	3,18(3)	3,97(5)	4,23(5)
FWHM relativ	0,23%	0,22%	0,21%	0,23%	0,28%	0,30%

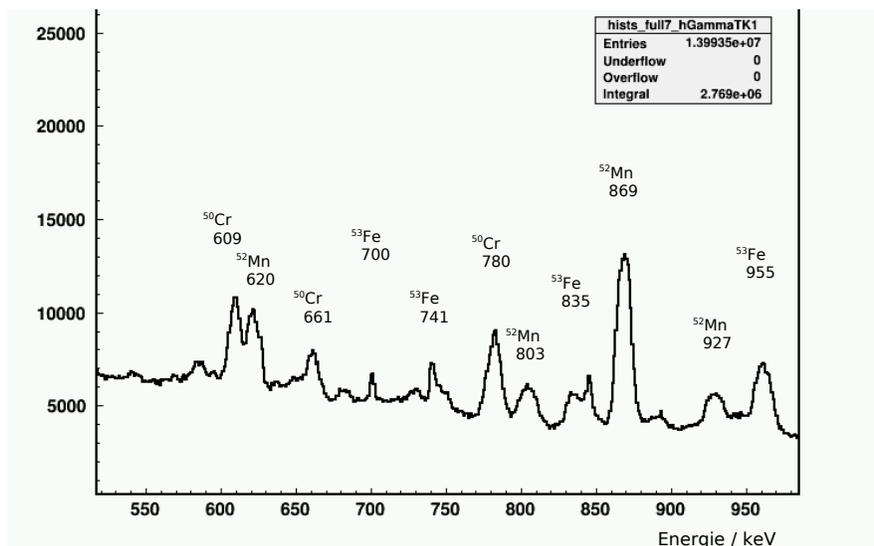
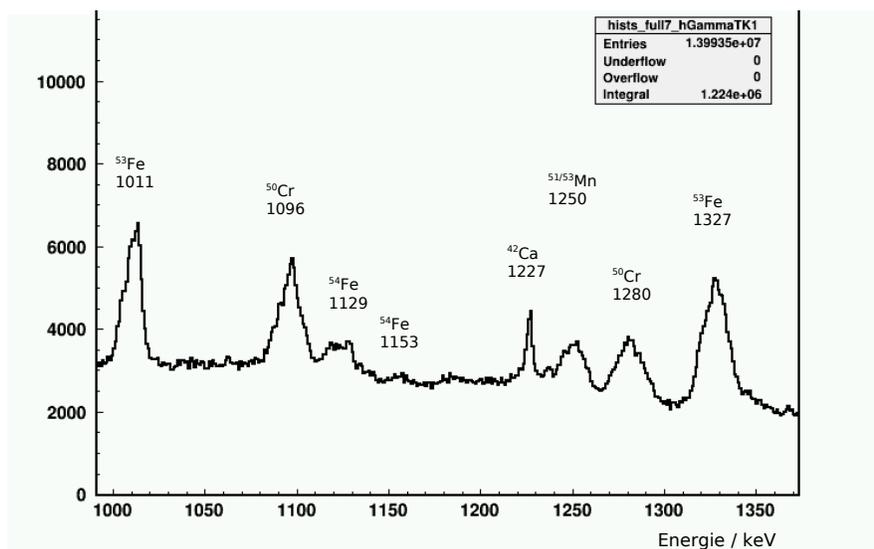
Tabelle 4.1: Auflösungen der Germaniumdetektoren bei 1408 keV

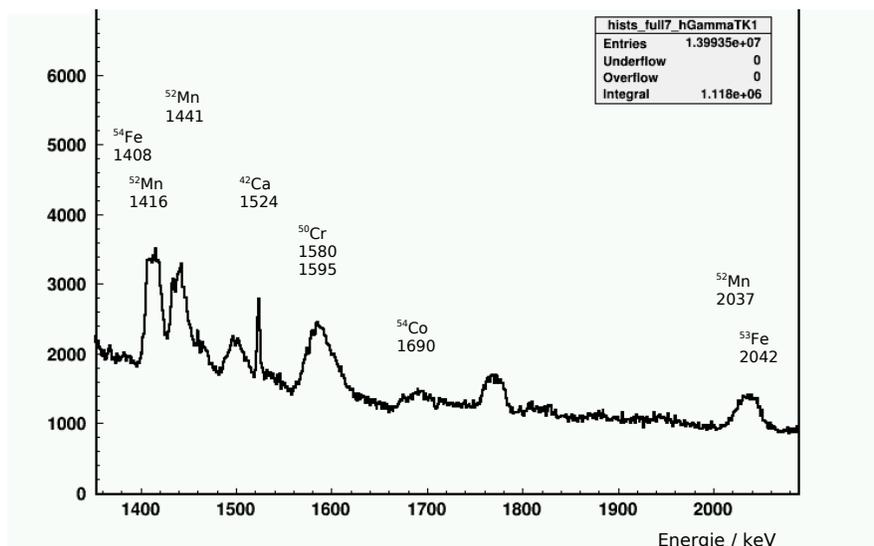
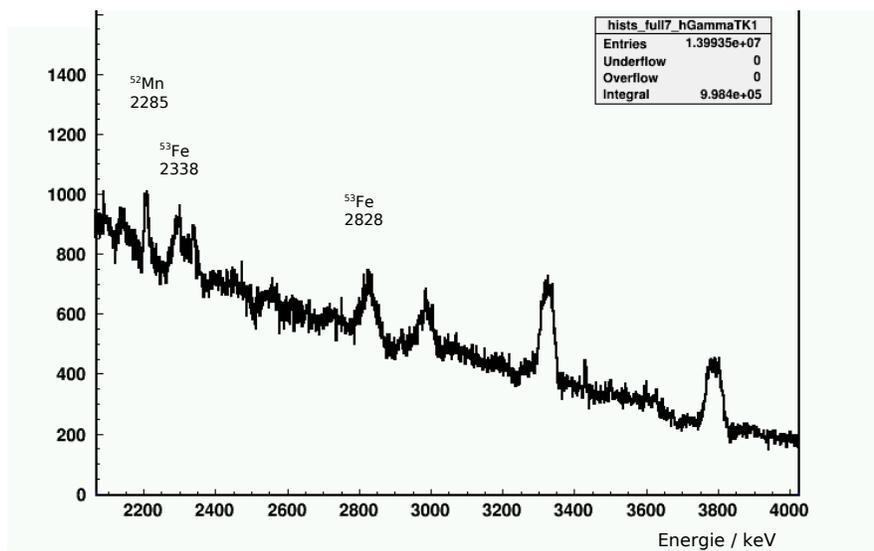
4.2 Überprüfung der Reaktion

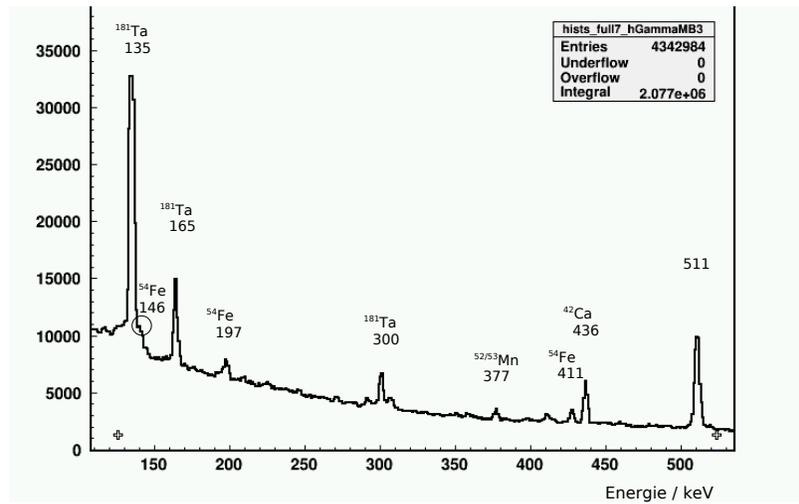
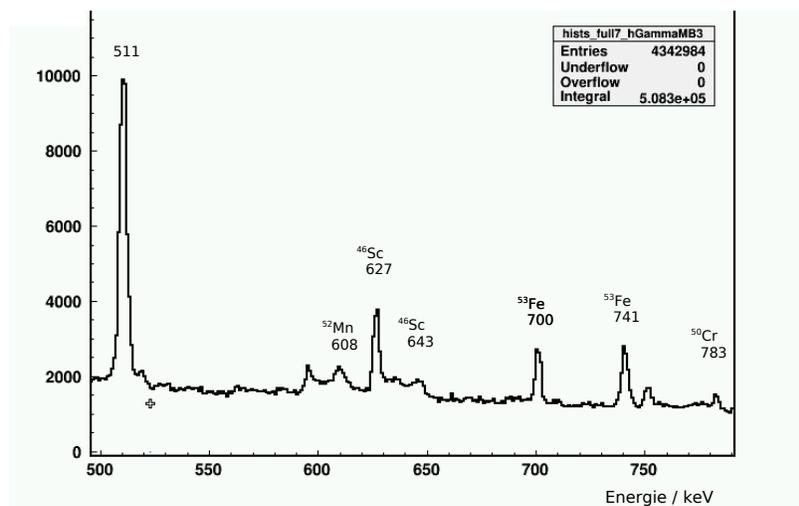
Anhand der Gammaspektren läßt sich feststellen, welche Kerne bei der Fusions-Verdampfungs-Reaktion entstehen. Idealerweise wären alle Übergänge der γ -Kaskaden an dem Targetkammer-Germaniumdetektor zu sehen und die verzögerten Übergänge am Miniballkammer-Germaniumdetektor.

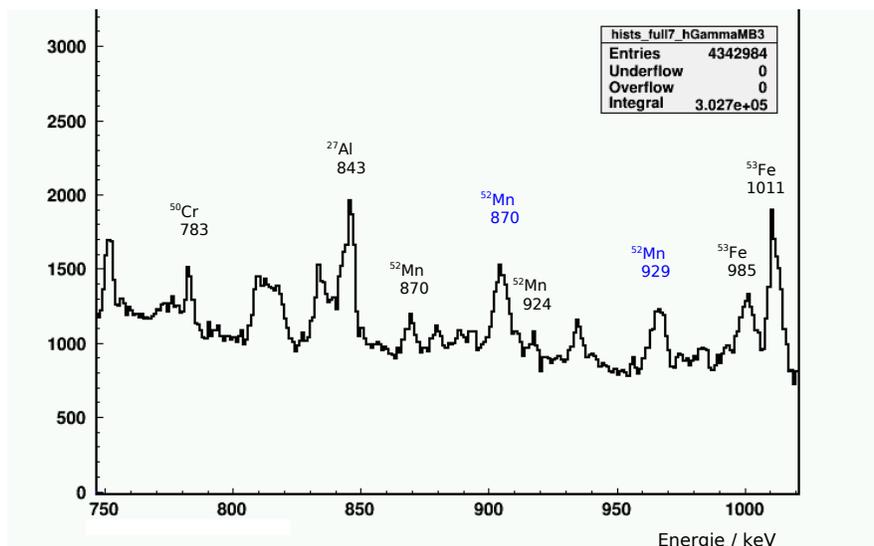
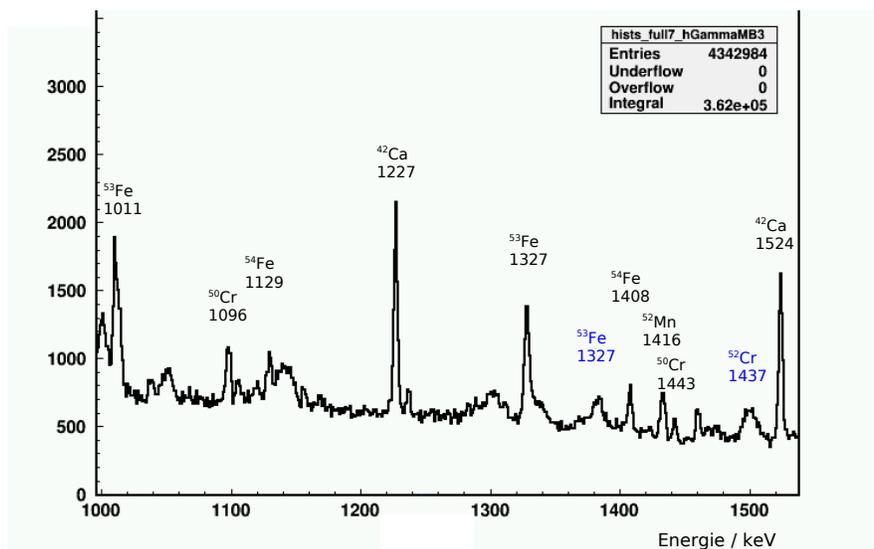
Die Abbildungen 4.2 bis 4.6 zeigen die γ -Spektren des Detektors an der Targetkammer, die Abbildungen 4.7 bis 4.12 die des Detektors an der Miniball-Kammer. Die Spektren wurden zwecks besserer Übersichtlichkeit in mehrere Energiebereiche aufgeteilt.

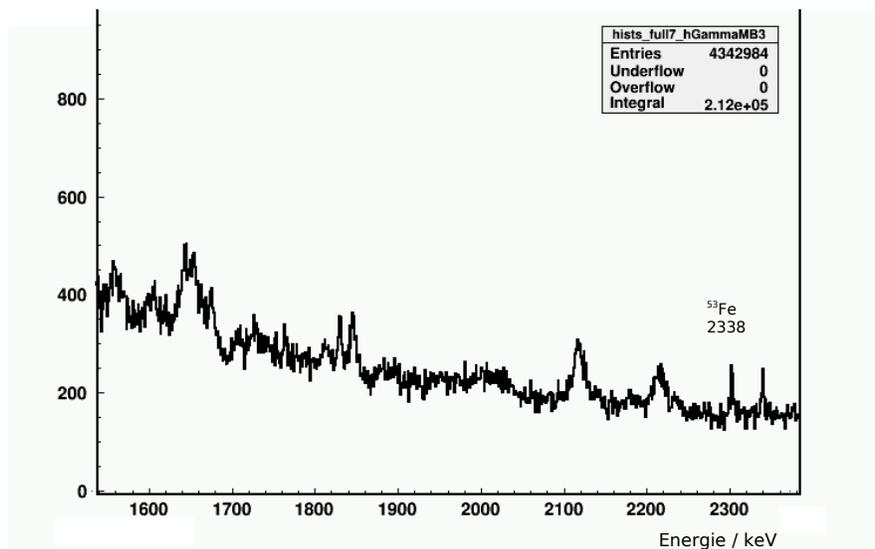
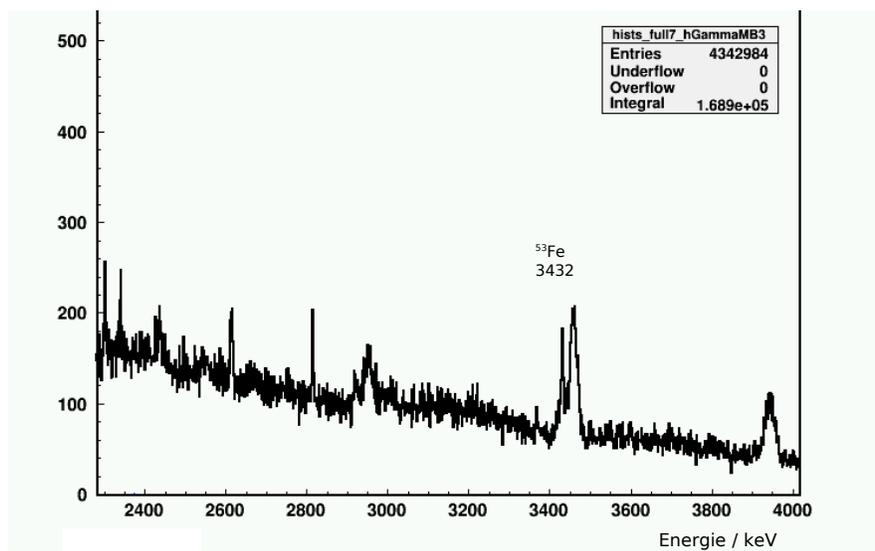
Abbildung 4.2: γ -Spektrum Targetkammer 120-550 keV

Abbildung 4.3: γ -Spektrum Targetkammer 550-1000 keVAbbildung 4.4: γ -Spektrum Targetkammer 1,0-1,4 MeV

Abbildung 4.5: γ -Spektrum Targetkammer 1,4-2,1 MeVAbbildung 4.6: γ -Spektrum Targetkammer 2,1-4 MeV

Abbildung 4.7: γ -Spektrum Miniballkammer 120-550 keVAbbildung 4.8: γ -Spektrum Miniballkammer 550-750 keV

Abbildung 4.9: γ -Spektrum Miniballkammer 750-1020 keVAbbildung 4.10: γ -Spektrum Miniballkammer 1,02-1,54 MeV

Abbildung 4.11: γ -Spektrum Minibalkkammer 1,54-2,35 MeVAbbildung 4.12: γ -Spektrum Minibalkkammer 2,35-4 MeV

Die Tabelle 4.2 zeigt die γ -Übergänge der, den produzierten Kernen, zugeordneten Kaskaden.

^{53}Fe (32,5%)		^{50}Cr (12,8%)		^{52}Mn (1,7%)	
Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)
287	$15/2^{-} \rightarrow 13/2^{-}$	609	$11^{+} \rightarrow 10^{+}$	168	$1^{+} \rightarrow 2^{+}$
701	$19/2^{-} \rightarrow 11/2^{-}$	662	$12^{+} \rightarrow 11^{+}$	377	$2^{+} \rightarrow 6^{+}$
741	$3/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$	780	$2^{+} \rightarrow 0^{+}$	621	$9^{+} \rightarrow 8^{+}$
837	$13/2^{-} \rightarrow 11/2^{-}$	1096	$4^{+} \rightarrow 2^{+}$	869	$7^{+} \rightarrow 6^{+}$
955	$7/2^{-} \rightarrow 3/2^{-}$	1280	$6^{+} \rightarrow 4^{+}$	927	$11^{+} \rightarrow 9^{+}$
1011	$11/2^{-} \rightarrow 9/2^{-}$	1580	$8^{+} \rightarrow 6^{+}$	1416	$8^{+} \rightarrow 7^{+}$
1327	$9/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$	1595	$10^{+} \rightarrow 6^{+}$	2037	$9^{+} \rightarrow 7^{+}$
2042	$3/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$			2285	$8^{+} \rightarrow 6^{+}$
2338	$11/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$				
2828	$11/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$				

^{51}Mn (7,7%)		^{54}Fe (5,2%)		^{53}Mn (32,4%)	
Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)
237	$7/2^{-} \rightarrow 5/2^{-}$	1129	$4^{+} \rightarrow 2^{+}$	377	$5/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$
1250	$11/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$	1408	$2^{+} \rightarrow 0^{+}$	1250	$15/2^{-} \rightarrow 11/2^{-}$
1762	$15/2^{-} \rightarrow 11/2^{-}$			1441	$11/2^{-} \rightarrow 7/2^{-}$

^{50}Mn (1,6%)		^{42}Ca		^{181}Ta	
Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)
371	$7^{+} \rightarrow 6^{+}$	1227	$4^{+} \rightarrow 2^{+}$	136	$9/2^{+} \rightarrow 7/2^{+}$
433	$6^{+} \rightarrow 5^{+}$	1524	$2^{+} \rightarrow 0^{+}$	152	$11/2^{-} \rightarrow 9/2^{-}$
803	$7^{+} \rightarrow 5^{+}$			165	$11/2^{+} \rightarrow 9/2^{+}$
1503	$9^{+} \rightarrow 7^{+}$			301	$11/2^{+} \rightarrow 7/2^{+}$

Tabelle 4.2: Identifizierte, prompt γ -Übergänge

Eine Ausnahmestellung nehmen hierbei ^{42}Ca und ^{181}Ta ein. Sie entstehen nicht bei der gewünschten Reaktion, sondern das Kalzium bei der Reaktion des Strahls mit Sauerstoff, in der oxidierten Oberfläche des Targets, wohingegen die niedrig-energetischen γ -Übergänge des Tantalums von Coulomb-Anregung innerhalb des Degraders stammen.

Die von PACE4 vorhergesagten Verdampfungsprodukte an Hand der Targetkammer-Germaniumspektren gut bestätigt werden können.

In den Miniballkammer-Germaniumspektren sieht man β -verzögerte Linien (scharf, weil gestoppter Emittor und somit nicht dopplerverbreitert), sowie die stark dopplerverbreiterten und -verschobenen Linien aus der Reaktion. Die zugeordneten β -verzögerten γ -Zerfälle sind in Tabelle 4.3 enthalten.

$^{54}\text{Co} \longrightarrow ^{54}\text{Fe}$		$^{53}\text{Co} \longrightarrow ^{53}\text{Fe}$		$^{53}\text{Fe} \longrightarrow ^{53}\text{Mn}$	
Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)
146	$10^+ \rightarrow 8^+$	701	$19/2^- \rightarrow 11/2^-$	377	$5/2^- \rightarrow 7/2^-$
197	$9^+ \rightarrow 10^+$	741	$3/2^- \rightarrow 7/2^-$	912	$3/2^- \rightarrow 5/2^-$
411	$6^+ \rightarrow 4^+$	1011	$11/2^- \rightarrow 9/2^-$	1289	$3/2^- \rightarrow 7/2^-$
1129	$4^+ \rightarrow 2^+$	1327	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	1441	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$
1408	$2^+ \rightarrow 0^+$	2338	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$		
3432	$8^+ \rightarrow 6^+$				

$^{50}\text{Mn} \longrightarrow ^{50}\text{Cr}$		$^{52}\text{Fe} \longrightarrow ^{52}\text{Mn}$	
Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)	Energie (keV)	Übergang ($J_{init}^{\pi} \rightarrow J_{final}^{\pi}$)
783	$2^+ \rightarrow 0^+$	168	$1^+ \rightarrow 2^+$
1881	$4^+ \rightarrow 2^+$	377	$2^+ \rightarrow 6^+$

Tabelle 4.3: Identifizierte, verzögerte γ -Übergänge nach β -Zerfallim Tochterkern

Die nachfolgende Abbildung liefert eine Übersicht, der nachgewiesenen Kerne.

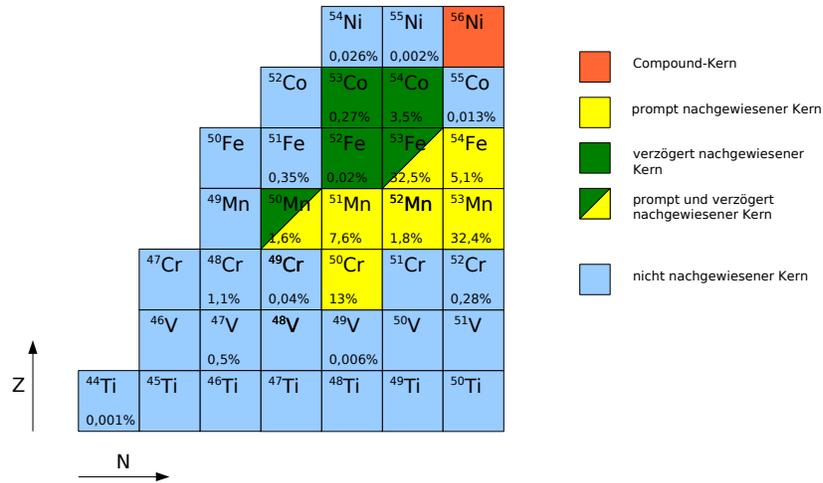


Abbildung 4.13: Nachgewiesene Kerne (die Prozentangaben beziehen sich auf die PACE4-Simulation, vgl. 2.1)

Da der einzige langlebige Zustand von ^{53}Fe sehr niedrig liegt, nämlich bei 741 keV, allerdings γ -Übergänge von ^{53}Fe an der Miniball-Kammer nachgewiesen werden, die zu einer Kaskade ausgehend vom $^{19}/2^-$ -Level mit einer Energie von 3040 keV stammen, ist nachgewiesen, dass ^{53}Co (p2n-Kanal) produziert wird.

Das ebenfalls beobachtete ^{54}Fe besitzt keinen langlebigen Zustand, somit spricht der Nachweis der gesamten ^{54}Fe -Kaskade für produziertes ^{54}Co (pn-Kanal). Fraglich ist es, warum ^{54}Co nicht direkt nachgewiesen wurde. Die niedrigsten drei Übergänge der Kaskade haben Energien von 937 keV ($1^+ \rightarrow 0^+$), 509 keV ($2^+ \rightarrow 1^+$) und 1446 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$). In den Spektren in den Abbildungen 4.2 bis 4.6 sieht man, dass diese drei Übergänge nahe an anderen, stärkeren Übergängen liegen und somit nicht, an Hand von Single-Spektren, verifiziert werden können.

Positives Fazit dieser Untersuchung ist, dass Kerne, die sehr nahe am gewünschten Endkern liegen produziert wurden.

4.3 Test der N- γ -Diskriminierung

Als Trigger wird eine Koinzidenz zwischen einem Neutron und einem Proton bzw. γ -Quant verwendet. Die Neutronen-Detektoren detektieren jedoch sowohl Neutronen wie auch γ -Quanten und es ist notwendig zwischen diesen beiden Teilchensorten zu unterscheiden. Dies ist dadurch möglich, dass die beiden Teilchensorten ein unterschiedliches Verhältnis von Signalanstiegs- und Signalabfallszeit haben. Diese Diskriminierung kann durch den Vergleich von $\gamma\gamma$ - sowie $n\gamma$ -getriggerten Spektren des Germanium-Detektors auf ihre Qualität überprüft werden. Hierzu wählt man einen tiefliegenden Zustand in einer Zerfallskaskade eines Kerns, der ohne Neutronenevaporation gebildet wird und vergleicht dessen Intensität in den beiden unterschiedlich getriggerten Spektren.

In Abbildung 4.14 werden die Intensitäten des 870 keV-Übergangs von ^{52}Mn (3pn-Kanal) und des 783 keV-Übergangs von ^{50}Cr (α 2p-Kanal) verglichen.

Aus den Spektren ergeben sich folgende Verhältnisse:

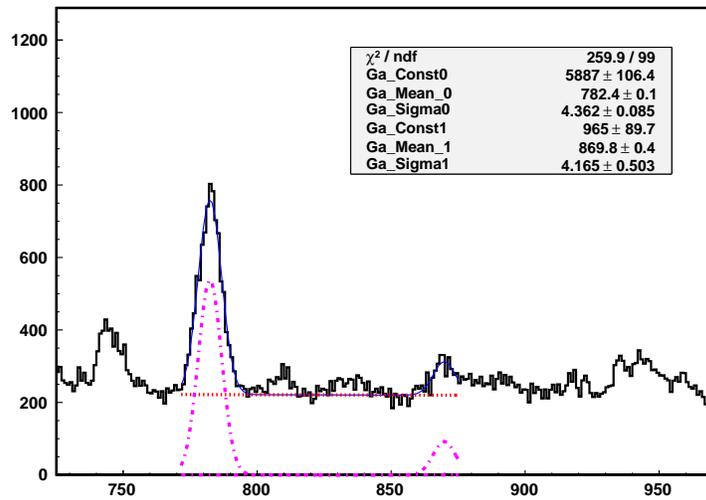
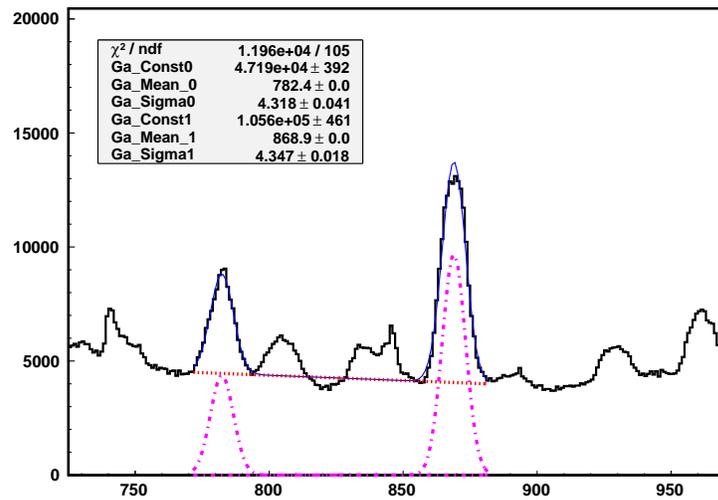
$$V_{n\gamma} = \left(\frac{I_{Mn}}{I_{Cr}} \right)_{n\gamma} = 2,24(2) \quad (4.1)$$

$$V_{\gamma\gamma} = \left(\frac{I_{Mn}}{I_{Cr}} \right)_{\gamma\gamma} = 0,16(2) \quad (4.2)$$

Der Unterdrückungsfaktor F der N- γ -Diskriminierung beträgt

$$F = \frac{V_{n\gamma}}{V_{\gamma\gamma}} = 13,6(2,2) \quad (4.3)$$

Dieses Ergebniss zeigt, dass die N- γ -Diskriminierung effektiv funktioniert hat.

(a) $\gamma\gamma$ -getriggert(b) $n\gamma$ -getriggertAbbildung 4.14: γ -Spektren zur Diagnose der $n\gamma$ -Diskriminierung

5 Messergebnisse

5.1 Teilchenspektrum

Die nachfolgende Abbildung zeigt das während der Messung aufgenommene Teilchenspektrum. Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse gegen Totzeit-korrigierte Ring-Energien. Bei allen folgenden Teilchenspektren wurden die Bedingungen 3.3 und 3.2 gefordert.

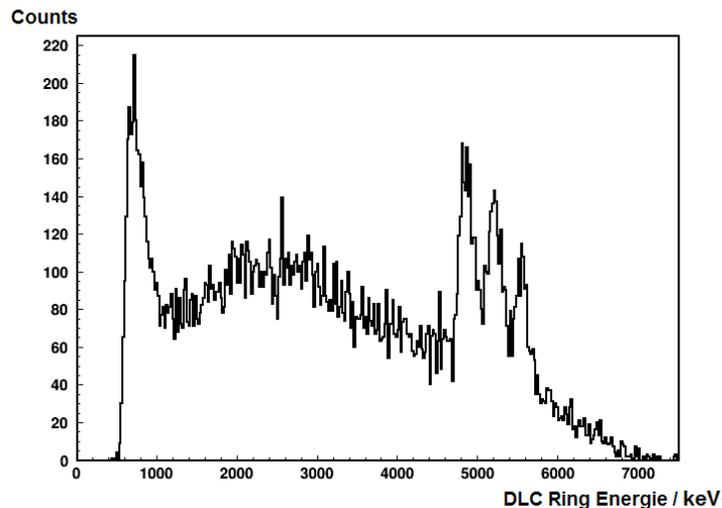


Abbildung 5.1: DSSD-Spektrum

Im Energiespektrum (Abb. 5.1) erkennt man sofort die charakteristische Struktur der Triple- α -Quelle im Bereich 4,7 bis 5,8 MeV. Dies rührt daher, dass die Eichquelle, die in den Strahlpausen zum Eichen des DSSD verwendet wurde, sich zwar hinter einer Abschirmung befand, die emittierten α -Teilchen aber anscheinend den Detektor erreichen konnten. Davon abgesehen erkennt man einen Anteil,

der kontinuierlich bis etwa 2,5 MeV ansteigt und dann näherungsweise linear bis zu 7 MeV abfällt.

Um dieses Spektrum zu verstehen zeigt die nachfolgende Abbildung die Zeitdifferenz zwischen Neutron und Teilchen. Man sieht deutlich, dass bei dieser Messung die mit Abstand größte Anzahl an Teilchen-Ereignissen strahlkorreliert auftreten. Diese Ereignisse können somit nicht die gesuchten, isomeren Protonenzerfälle sein.

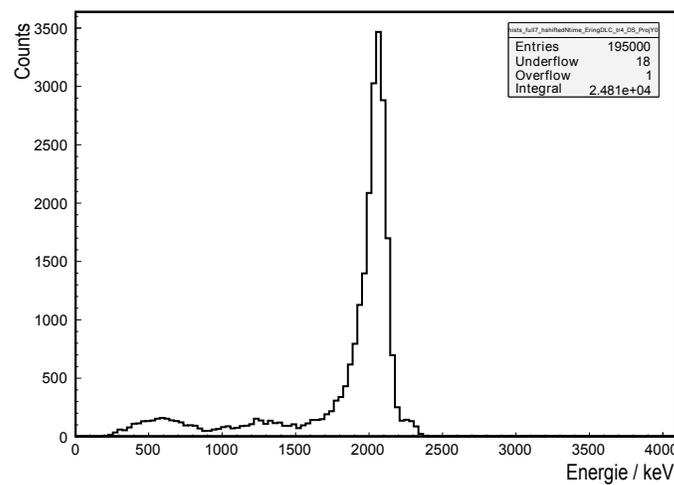


Abbildung 5.2: Projektion der gesamten Abb. 5.3 auf die Zeitachse

Die folgenden Unterkapitel widmen sich der Erklärung dieses strahlkorrelierten Untergrundes.

5.1.1 Untersuchung des Untergrundes

Bei einer früheren Messung, zur Suche des Protonenzerfalls in ^{54}Ni , mit einem kontinuierlichen Strahl, war der Untergrund in den DSSD-Spektren das wesentliche Problem. Die entscheidende Änderung in diesem Experiment war der Einsatz eines gepulsten Strahls mit dem die DSSD-Ereignisse zwischen den Strahlpulsen untersucht werden können.

Verschiedene Erklärungsmöglichkeiten standen als Folge der vorhergegangenen Messung zur Verfügung (vgl. [7]):

1. Direkt auf den Zähler treffender, gestreuter Primärstrahl
2. Am ^{58}Ni -Catcher zurückgesteuerter Primärstrahl
3. Rückgestreute Protonen oder α -Teilchen aus der Compoundkernreaktion am Catcher

Die erste Ursache wurde bei dieser Messung durch eine massive Aluminium-Abschirmung an der Detektorvorderseite verhindert. Die zweite Ursache wurde durch die Verwendung eines leichteren (^{27}Al) Catchers völlig ausgeschlossen.

Die Einträge im Spektrum von Abbildung 5.3 werden also durch die dritte oben genannten Ursache (oder einen weiteren noch unbekanntem Effekt) verursacht, was im Folgenden näher untersucht wird.

Abbildung 5.3 zeigt die Zeitdifferenz zwischen DSSD- und Neutronensignal gegen die korrigierte DSSD-Energie.

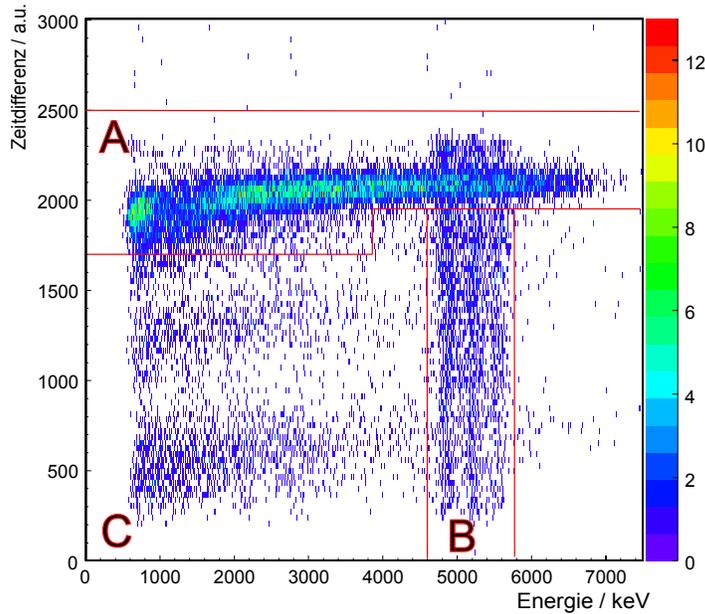


Abbildung 5.3: Zeitdifferenz zwischen DSSD- und Neutronensignal gegen DSSD-Energie

Bei diesem Spektrum sind ungeeichte Zeiten gegen korrigierte Energien der Ringe aufgetragen. Auf der y-Achse entsprechen 1000 Kanäle einer Zeitdifferenz von 300 ns.

Im Bereich A (Strahlkorrelierter Untergrund) befinden sich 19423 Ereignisse, im Bereich B (α -Energien) 2559 und im Bereich C (mögliche isomere Zerfälle) 3064. Verwendet wurde die volle Statistik der Messung, mit durchschnittlich 1,3 pA Strahlstrom über eine Zeit von 170 Stunden.

Bei der verwendeten Compoundkern-Reaktion entstehen Protonen und α -Teilchen als Evaporations-Teilchen, schwerere Cluster werden nicht erzeugt. Abbildung 5.4 zeigt die mit Hilfe von PACE4 [P] berechneten Energiespektren dieser unter Vorwärtswinkeln ($\Delta\vartheta = 0^\circ$ - 10°) emittierten Teilchen. Eine Kurve zeigt die Energie unmittelbar nach der Emission der Teilchen, die andere nach Durchquerung von Target und Degradier. Hierbei wurde, für die Rechnung, eine Reaktion in der Mitte des Targets angenommen.

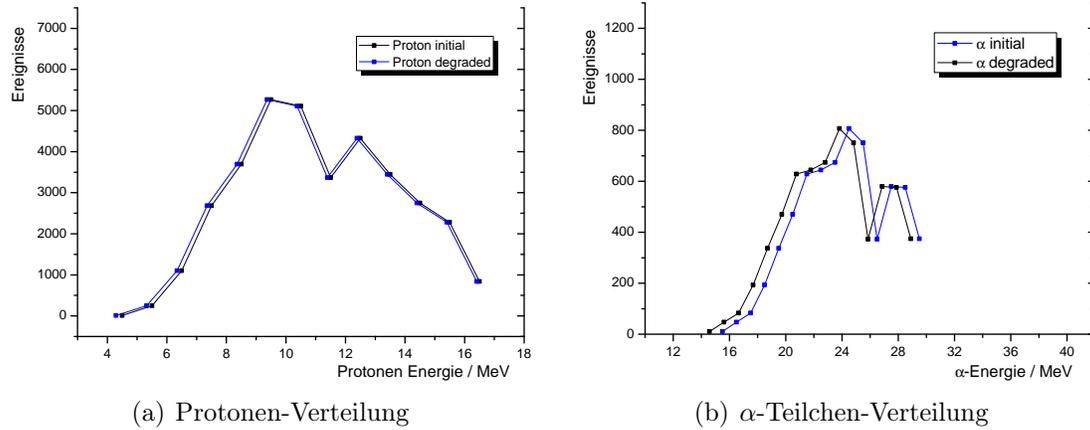


Abbildung 5.4: Verteilung leichter Teilung aus der Reaktion unter Vorwärtswinkeln zwischen 0° und 10°

Damit diese Teilchen im DSSD detektiert werden, müssen sie unter einem Winkel zwischen $127,4^\circ$ bis $153,1^\circ$ am Catcher zurückgestreut werden. Die großen Streuwinkel und die hohe kinetische Energie der Teilchen machen diesen Prozess unwahrscheinlich, allerdings ist die Zahl der im Target produzierten Compound-Kerne sehr groß.

$R_{Compound}$ bezeichnet die Reaktionsrate, $N_{Compound}$ die Zahl der während der ganzen Messung stattfindenden Reaktionen. Basis für diese Berechnung ist der mit Hilfe von PACE4 berechnete Wirkungsquerschnitt.

$$R_{Compound} = I \cdot N \cdot \sigma_{PACE} = 3,4 \cdot 10^4 / s \quad (5.1)$$

$$N_{Compound} = t \cdot R_{Compound} = 2,1 \cdot 10^{10} \quad (5.2)$$

Strahlstrom	$I = 11,6(2) \text{ nA} = 1,3(2) \text{ pA} = 8,12(1,25) \cdot 10^9 / s$
Teilchenbelegung	$N = \frac{d(\text{cm}) \cdot \rho(\text{mg/cm}^3) \cdot A_Z}{A} = \frac{0,278 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{24} = (6,98 \pm 0,35) \cdot 10^{18} / \text{cm}^2$
Wirkungsquerschnitt	$\sigma_{PACE} = 597 \text{ mb}$, Reaktions-Wirkungsquerschnitt (vgl. Tab. 2.1)
Messzeit	$t = 170 \text{ h} = (6,12 \pm 0,12) \cdot 10^5 \text{ s}$

Damit diese Annahme eine plausible Erklärung des Untergrundes liefert, muss sie zwei Bedingungen erfüllen:

1. Die Anzahl der rückgestreuten Teilchen muss mit der Anzahl der Einträge im Bereich A des Spektrums der Abbildung 5.3 ($\sim 1,9 \cdot 10^4$) verträglich sein.
2. Die Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen muss den Verlauf des Untergrundes wiedergeben.

Dies wird im Folgenden weiter untersucht.

5.1.2 Wahrscheinlichkeit einer Rückstreuung

Die wesentlichen Informationen zur Untersuchung, ob Rückstreuung häufig genug vorkommt um den Untergrund zu erklären, sind die Zahl der Reaktionen im Target, sowie die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung am Catcher.

Um die Zahl der Reaktionen R_n mit nachgewiesenem Neutron abzuschätzen gibt es zwei Möglichkeiten, die zu dem gleichen Ergebnis führen müssen:

1. Die Anzahl der ausgelösten Trigger $R_{n\gamma}$ geteilt durch die Germanium-Effizienz ε_γ . Weil Trigger 2 (promptes γ -Quant koinzident mit einem Neutron) und Trigger 3 (verzögertes γ -Quant koinzident mit einem Neutron) dominieren, können die Trigger 1,2 und 5 bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden.

$$R_n \cdot \varepsilon_\gamma = R_{n\gamma} \iff R_n = \frac{R_{n\gamma}}{\varepsilon_\gamma}$$

2. Berechnung von R_n mit Hilfe des PACE4-Wirkungsquerschnitts multipliziert mit der Neutronen-Effizienz ε_n

Zu 1 sind folgende Größen nötig:

- Anzahl ausgelöster Trigger: $\tau = 4,8 \cdot 10^7$
- Zahl der γ -Quanten pro Reaktion: $\Gamma_\gamma = 8$ (aus PACE4-Simulation)
- Effizienz der Germanium-Detektoren: $\varepsilon_\gamma^1 = 0,2\%$ (im Abstand von 25 cm vom Target)

$$R_1 = \frac{\tau}{1 - (1 - \varepsilon_\gamma^1)^{\Gamma_\gamma}} = 3 \cdot 10^9$$

Zu 2 sind folgende Größen nötig:

- Wirkungsquerschnitt der Reaktionen mit Neutronen- sowie Protonen- bzw. α -Teilchen-Evaporation: $\sigma_{Re} = 370 \text{ mb}$ (vgl. Tab. 2.1)
- Strahlstrom $I = (11, 6 \pm 2) \text{ enA} = (1, 3 \pm 0, 2) \text{ pnA} = (8, 12 \pm 1, 25) \cdot 10^9 / \text{s}$
- Messzeit $t = 170 \text{ h} = (6, 12 \pm 0, 12) \cdot 10^5 \text{ s}$
- Teilchenbelegung Target $N = \frac{d(\text{cm}) \cdot \rho(\text{mg/cm}^3) \cdot AZ}{A} = \frac{0,278 \cdot 10^{-3} \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{24} = 6,98 \cdot 10^{18} / \text{cm}^2$
- Effizienz der Neutronendetektoren $\varepsilon_n \simeq 9,75\%$

$$R_2 = \sigma_{Re} \cdot \Gamma_n \cdot I \cdot N \cdot \varepsilon_n \cdot t = 1,28 \cdot 10^9 \quad (5.3)$$

Beide Ergebnisse bilden gemittelt die wahrscheinlichste Zahl an Reaktionen mit nachgewiesenem Neutron:

$$R_{av} = \frac{R_1 + R_2}{2} = 2,14(84) \cdot 10^9 \quad (5.4)$$

In der nachfolgenden Tabelle sind einerseits die von PACE4 [P] berechnete Anzahl an Teilchen mit unterschiedlichen Energien (je 10^6 Reaktionen im Target), wie auch die Zahl der nach der Simulation TRIM2008 [T] rückgestreuten Teilchen angegeben. Für jede Teilchensorte und jede Energie wurden 10^7 Teilchen simuliert um eine energieabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung für Rückstreuungen zu erhalten.

$E_{initial}$	Energie des Teilchens nach der Reaktion in MeV
E_{degr}	Energie des Teilchens nach Durchquerung des Targets und des Degraders (Abbremsfolie) in MeV
N_{Prod}	Zahl der in der Reaktion produzierten und unter Vorwärtswinkeln (0° - 10°) evaporierten Teilchen je 10^6 Reaktionen im Energiebereich $E_{initial} \pm 0,5 \text{ MeV}$ (berechnet mit PACE4)
N_{BS}	Zahl der Rückstreuungen pro 10^7 auf den Catcher auftreffende Teilchen mit einer Energie von E_{degr} (simuliert mit TRIM 2008)

Protonen				α - Teilchen			
$E_{initial}$	E_{degr}	N_{Prod}^p	N_{BS}^p	$E_{initial}$	E_{degr}	N_{Prod}^α	N_{BS}^α
4,5	4,29	23	28	14,5	13,42	2	12
5,5	5,32	244	25	15,5	14,58	12	12
6,5	6,34	1079	10	16,5	15,62	42	8
7,5	7,35	2588	11	17,5	16,65	79	4
8,5	8,36	3823	6	18,5	17,68	180	14
9,5	9,37	5163	12	19,5	18,71	385	12
10,5	10,38	5039	6	20,5	19,73	422	8
11,5	11,39	4771	12	21,5	20,76	650	7
12,5	12,39	2735	6	22,5	21,78	793	6
13,5	13,40	3561	4	23,5	22,80	478	5
14,5	14,40	2847	1	24,5	23,82	807	7
15,5	15,41	2369	0	25,5	24,83	818	2
16,5	16,41	895	2	26,5	25,85	462	4
17,5	17,41	1572	2	27,5	26,86	458	1
18,5	18,42	1157	0	28,5	27,88	582	4
19,5	19,42	872	4	29,5	28,89	483	10
20,5	20,42	686	2	35,5	34,92	1530	6
21,5	21,43	355	2				
22,5	22,43	196	1				
23,5	23,43	330	4				
24,5	24,43	236	0				
25,5	25,44	144	2				
26,5	26,44	124	3				
27,5	27,44	59	2				
28,5	28,44	11	1				
29,5	29,44	44	0				
35,5	35,45	95	0				
Summe		41018	146	Summe		8183	122

Tabelle 5.1: Ergebnis der Simulation zur Teilchenrückstreuung

Um abzuschätzen, ob Rückstreuungen von leichten Evaporationsprodukten das gemessene Energiespektrum erklären, werden mit Hilfe der errechneten Wahrscheinlichkeit für Teilchen-Produktion und -Rückstreuung die Anzahl an Rückstreuungen, während der gesamten Messzeit, berechnet.

Damit ist es möglich die (auf Basis der TRIM-Simulation [T] berechnete) Anzahl der rückgestreuten Protonen N_{Sim}^p und α -Teilchen N_{Sim}^α zu berechnen. Dazu wird die in Gleichung 5.4 berechnete Anzahl an Reaktionen mit Neutronenevaporation R_{av} verwendet.

Aus den Werten von Tabelle 5.1 ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sum_E N_{Prod}^p(E) \cdot N_{BS}^p(E) &= 2,65 \cdot 10^5 \\ \sum_E N_{Prod}^\alpha(E) \cdot N_{BS}^\alpha(E) &= 4,82 \cdot 10^4 \end{aligned}$$

Hieraus folgt:

$$N_{Sim}^p = R_{av} \cdot \left(\sum_E N_{Prod}^p(E) \cdot 10^{-6} \cdot N_{BS}^p(E) \cdot 10^{-7} \right) = 57(23) \quad (5.5)$$

$$N_{Sim}^\alpha = R_{av} \cdot \left(\sum_E N_{Prod}^\alpha(E) \cdot 10^{-6} \cdot N_{BS}^\alpha(E) \cdot 10^{-7} \right) = 10(4) \quad (5.6)$$

Alternativ lässt sich die Zahl der rückgestreuten Teilchen auch mit Hilfe des Rutherford-Wirkungsquerschnitts berechnen. Der Winkelbereich, unter dem ein Teilchen zurückgestreut werden muss, um vom DSSD detektiert zu werden, erstreckt sich von $127,4^\circ$ - $153,1^\circ$. Hierzu werden die durchschnittlichen Teilchenenergien der PACE4-Simulation (Proton: 7,12 MeV, α -Teilchen: 11,24 MeV) verwendet.

$$\sigma_{Ruth}(p) = 2,36mb$$

$$\sigma_{Ruth}(\alpha) = 3,79mb$$

Die Zahlen N_{Ruth}^p und N_{Ruth}^α bezeichnen die Anzahl, der nach dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt erwarteten Rückstreupartikel.

- $N^p = 4,1 \cdot 10^4$, Summe der bei 10^6 Reaktionen produzierten Protonen (vgl. Tab. 5.1)
- $N^\alpha = 8,2 \cdot 10^3$, Summe der bei 10^6 Reaktionen produzierten α -Teilchen (vgl. Tab. 5.1)
- Protonen-Teilchenstrom: $C_p = R_{av} \cdot N^p \cdot 10^{-6} = 8,8(3,4) \cdot 10^7$
- α -Teilchenstrom: $C_\alpha = R_{av} \cdot N^\alpha \cdot 10^{-6} = 1,7(6) \cdot 10^7$
- Teilchenbelegung Catcher $n = \frac{d(cm) \cdot \rho(mg/cm^3) \cdot AZ}{A} = \frac{4,44 \cdot 10^{-3} \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{27} = 9,9 \cdot 10^{19}/cm^2$
- Effizienz $\varepsilon_{DSSD} \simeq 100\%$

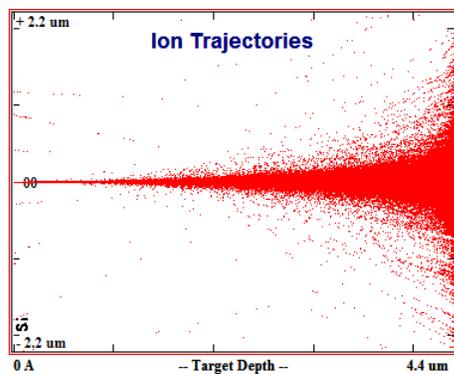
$$N_{Ruth}^p = \sigma_{Ruth}(p) \cdot C_p \cdot n \cdot \varepsilon_{DSSD} = 20(8) \quad (5.7)$$

$$N_{Ruth}^\alpha = \sigma_{Ruth}(\alpha) \cdot C_\alpha \cdot n \cdot \varepsilon_{DSSD} = 6,4(2,5) \quad (5.8)$$

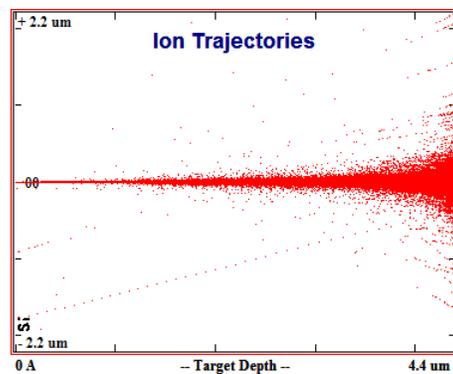
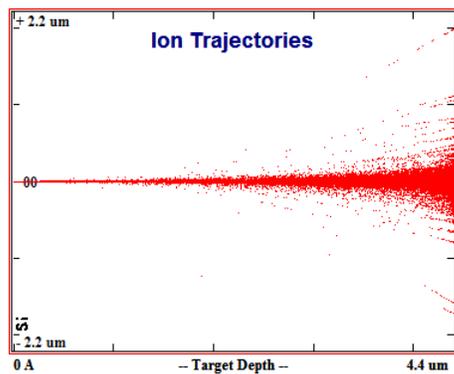
Beide Methoden liefern Ergebnisse, die drei Größenordnungen zu klein sind, um den beobachteten Untergrund ($\approx 1,9 \cdot 10^4$) zu erklären.

5.1.3 Energieverteilung rückgestreuter Teilchen

Da die Energieverteilung der gestreuten Teilchen im Wesentlichen von der Eindringtiefe vor der eigentlichen Rückstreuung abhängt, wurden TRIM-Simulationen [T] für die Teilchen bei den unterschiedlichen Energien durchgeführt. Abbildung 5.5 zeigt die Trajektorien von, in Aluminium eintretenden, Protonen und α -Teilchen bei unterschiedlichen Energien.



(a) Protonen mit 4,3 MeV

(b) α -Teilchen mit 15,6 MeV

(c) Protonen mit 8,4 MeV

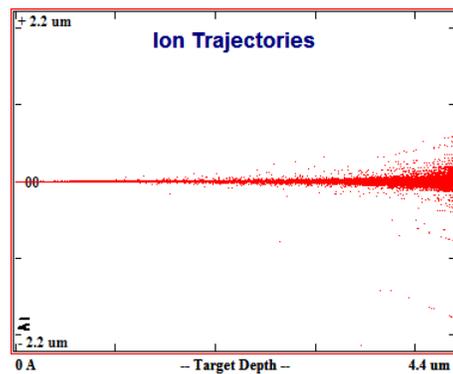
(d) α -Teilchen mit 19,7 MeV

Abbildung 5.5: Trajektorien von leichten Teilchen in Aluminium

Man sieht direkt, dass ein Strahl höherenergetischer Teilchen sehr viel weniger

stark aufgeweitet wird. Das Interessante an diesen Simulationen ist die Häufigkeit und Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen.

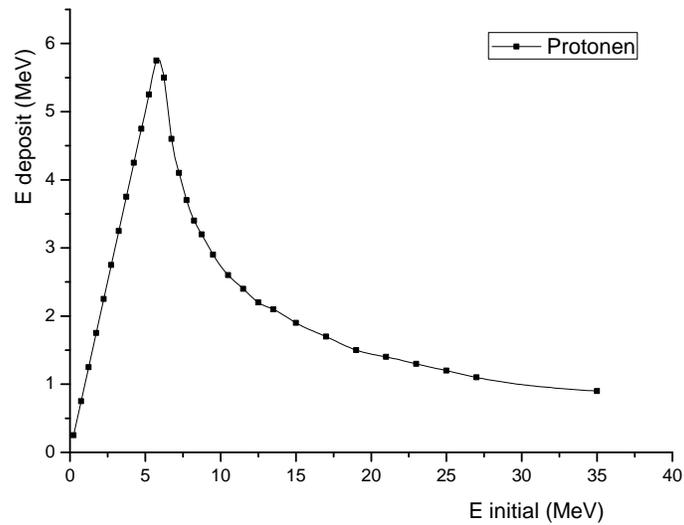
Um die Energieverteilung zu untersuchen, wurden die rückgestreuten Teilchen in 0,5 MeV - Intervalle einsortiert. Ihre Verteilung ist in der nachfolgenden Tabelle angegeben. Hierbei ist die Anzahl rückgestreuter Protonen und α -Teilchen für 10^7 auf den Catcher auftreffende Teilchen der jeweiligen Sorte angegeben.

E_{part} [MeV]	E_{dep} [MeV]	Protonen	E_{part} [MeV]	E_{dep} [MeV]	α -Teilchen
[0 – 0,5]	0,25	0	< 5	4	872
[0,5 – 1]	0,75	0	[5,5 – 6,5]	6	24
[1 – 1,5]	1,25	46	[6,5 – 7,5]	7	4
[1,5 – 2]	1,75	0	[7,5 – 8,5]	8	30
[2 – 2,5]	2,25	0	[8,5 – 9,5]	9	2334
[2,5 – 3]	2,75	0	[9,5 – 10,5]	10	1372
[3 – 3,5]	3,25	92	[10,5 – 12,5]	11,5	7942
[3,5 – 4]	3,75	506	[12,5 – 14,5]	13,5	14102
[4 – 4,5]	4,25	976	[14,5 – 16,5]	15,5	7238
[4,5 – 5]	4,75	5124	[16,5 – 18,5]	17,5	4062
[5 – 5,5]	5,25	4316	[18,5 – 20,5]	19,5	7086
[5,5 – 6]	5,75	6474	[20,5 – 23,5]	22	3060
[6 – 6,5]	5,5	15528	[> 23,5]	18	0
[6,5 – 7]	4,6	12940			
[7 – 7,5]	4,1	22938			
[7,5 – 8]	3,7	0			
[8 – 8,5]	3,4	25815			
[8,5 – 9]	3,2	10202			
[9 – 10]	3	24391			
[10 – 11]	2,6	19783			
[11 – 12]	2,4	6296			
[12 – 13]	2,2	3561			
[13 – 14]	2,1	0			
[14 – 16]	1,9	895			
[16 – 18]	1,7	1744			
[18 – 20]	1,5	2613			
[20 – 22]	1,4	392			
[22 – 24]	1,3	566			
[24 – 26]	1,2	144			
[26 – 30]	1,1	0			
[30 – 40]	0,9	0			

Tabelle 5.2: Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen aus der TRIM-Simulation

Es muß berücksichtigt werden berücksichtigt, dass Protonen mit $E_{part} > 6$ MeV und α -Teilchen mit $E_{part} > 23$ MeV nur einen Teil ihrer Energie im DSSD depo-

nieren und somit nur ein Energie-Verlust-Signal nachzuweisen ist. Die deponierte Energie als Funktion der ursprünglichen Teilchenenergie zeigt Abbildung 5.6 für Protonen und α -Teilchen.



(a) Protonen

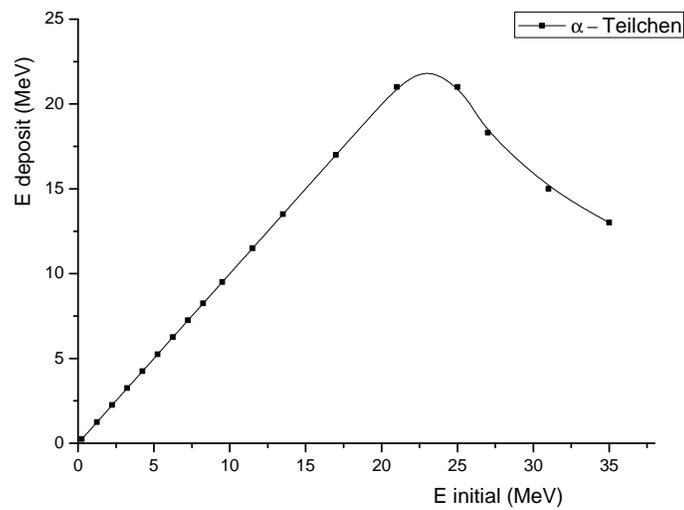
(b) α -Teilchen

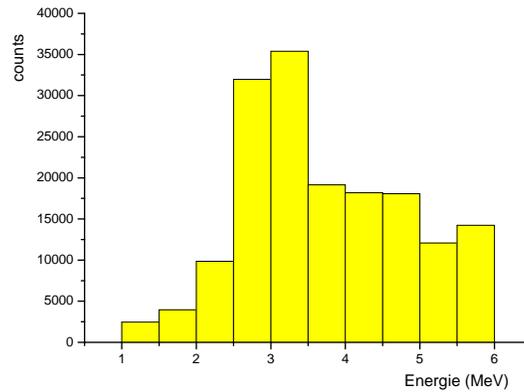
Abbildung 5.6: Im DSSD deponierte Energie als Funktion der ursprünglichen Teilchenenergie

Wichtet man nun die Energieverteilungen der rückgestreuten Teilchen mit der jeweiligen Produktionshäufigkeit (vgl. Tab. 5.1) erhält man eine Energieverteilung. Sie ist in Tabelle 5.3 angegeben. Die maximale Teilchenenergie beträgt im Falle von Protonen 6 MeV, im Falle von α -Teilchen 23 MeV, da für höhere Energien nur ein Energie-Verlust-Signal detektiert wird.

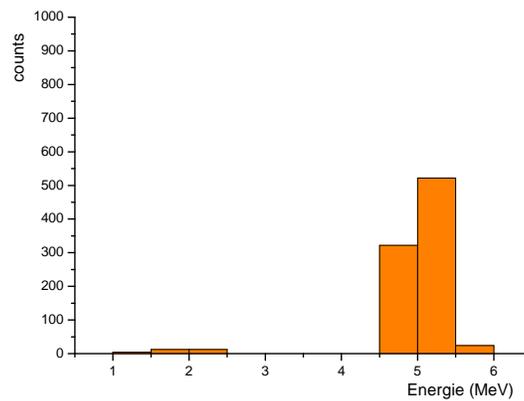
E_{dep} [MeV]	Protonen	E_{dep} [MeV]	α -Teilchen
[0 – 0,5]	0	< 5	872
[0,5 – 1]	0	[5,5 – 6,5]	24
[1 – 1,5]	2455	[6,5 – 7,5]	4
[1,5 – 2]	3946	[7,5 – 8,5]	30
[2 – 2,5]	9857	[8,5 – 9,5]	2334
[2,5 – 3]	31979	[9,5 – 10,5]	1372
[3 – 3,5]	35397	[10,5 – 12,5]	7942
[3,5 – 4]	19148	[12,5 – 14,5]	14102
[4 – 4,5]	18179	[14,5 – 16,5]	7238
[4,5 – 5]	18064	[16,5 – 18,5]	4062
[5 – 5,5]	12080	[18,5 – 20,5]	7086
[5,5 – 6]	14238	[20,5 – 23]	3060

Tabelle 5.3: Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen aus der TRIM-Simulation

Abbildung 5.7 zeigt die Spektren für beide Teilchensorten.



(a) Energieverteilung rückgestreuter Protonen



(b) Energieverteilung rückgestreuter α -Teilchen

Abbildung 5.7: Berechnete Rückstreu-Teilchenspektren für 10^{13} Compound-Kern-Reaktionen

In der nachfolgenden Abbildung 5.8 wurde nun, zum Vergleich, die in Abbildung 5.1 gezeigte Energieverteilung des strahlkorrelierten Untergrundes über die Verteilung der Simulation gelegt.

Als Zahl der Reaktionen wurde hierzu 10^{11} verwendet um das Spektrum im Bereich von 3-4 MeV auf die gemessenen Werte zu normieren. Dies ist etwa einen Faktor 47 größer als die in Gleichung 5.4 berechnete Anzahl an Reaktionen.

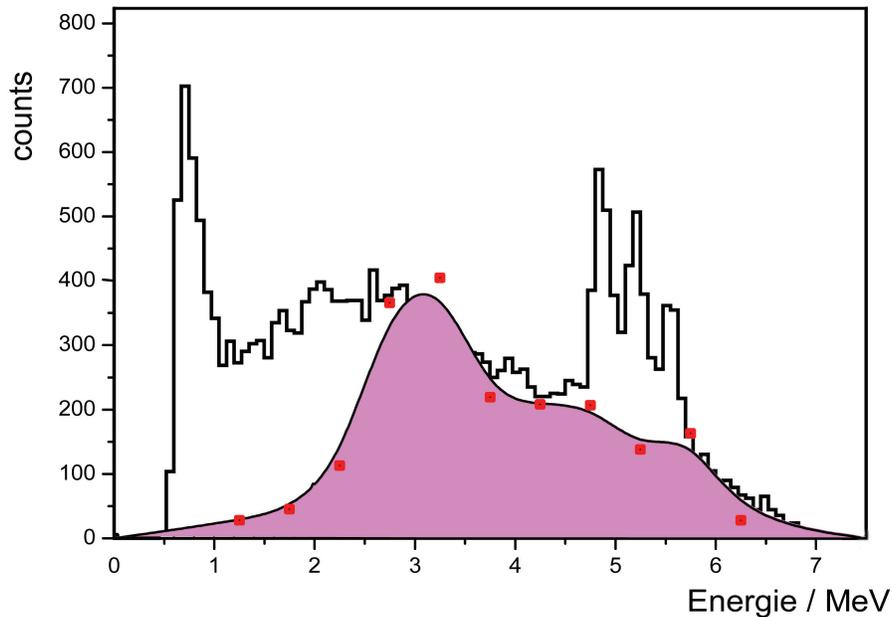


Abbildung 5.8: Vergleich von gemessenem und simuliertem Untergrund
Die roten Quadrate ist die simulierte Anzahl an rückgestreuten Teilchen im entsprechenden Energieintervall. Die magentafarbene Fläche stellt deren geglättete Verteilung dar. Das nicht unterlegte Spektrum enthält die gesamte Statistik der Messung.

Man sieht, dass im höherenergetischen Teil (ab ca. 3MeV), das simulierte Spektrum den Hintergrundverlauf gut wiedergibt. Dabei sind natürlich die drei α -Peaks der Eichquelle zu vernachlässigen.

Jedoch fällt im vorderen Teil des Spektrums auf, dass der Bereich zwischen 0,5 und 3 MeV nicht ordentlich wiedergegeben wird. Demnach muß ein weiterer, noch unbekannter, Effekt den Untergrund in diesem Energiebereich verursachen.

5.2 Auswertung der DSSD-Spektren

Wie in Kapitel 5.1 schon beschrieben wurde, ist es auf Grund des starken, strahlkorrelierten Untergrundes nicht möglich, DSSD-Spektren ohne weitere Zeitabfragen zu nutzen. Es ist dank des gepulsten Strahls (≈ 80 ns Strahl, ≈ 320 ns Strahlpause) möglich, ausschließlich DSSD-Ereignisse zu betrachten die während einer Strahlpause stattgefunden haben.

An Hand der Zeitdifferenzen zwischen Teilchendetektor der Neutronendetektoren kann entschieden werden, ob ein DSSD-Ereigniss während eines Strahlpulses, oder zwischen zwei Pulsen stattfand. Abbildung 5.9 zeigt im linken Teil ein Spektrum mit Zeitdifferenz zwischen DSSD- und Neutronen-Signal (in Spektren bezeichnet als "Zeitdifferenz") gegen totschicht-korrigierte DSSD-Ring-Energien, für den Teil der Messung bevor Trigger 5 eingeführt wurde (vgl. Kap. 2.3), sowie im rechten Teil das entsprechende Spektrum ab Einführung dieses Triggers. Hierzu wurden die Unterschiede in der Zeitverarbeitung der einzelnen Neutronendetektoren in der Datenaufnahme korrigiert. Die unteren beiden Spektren sind die jeweiligen Projektionen auf die y-Achse.

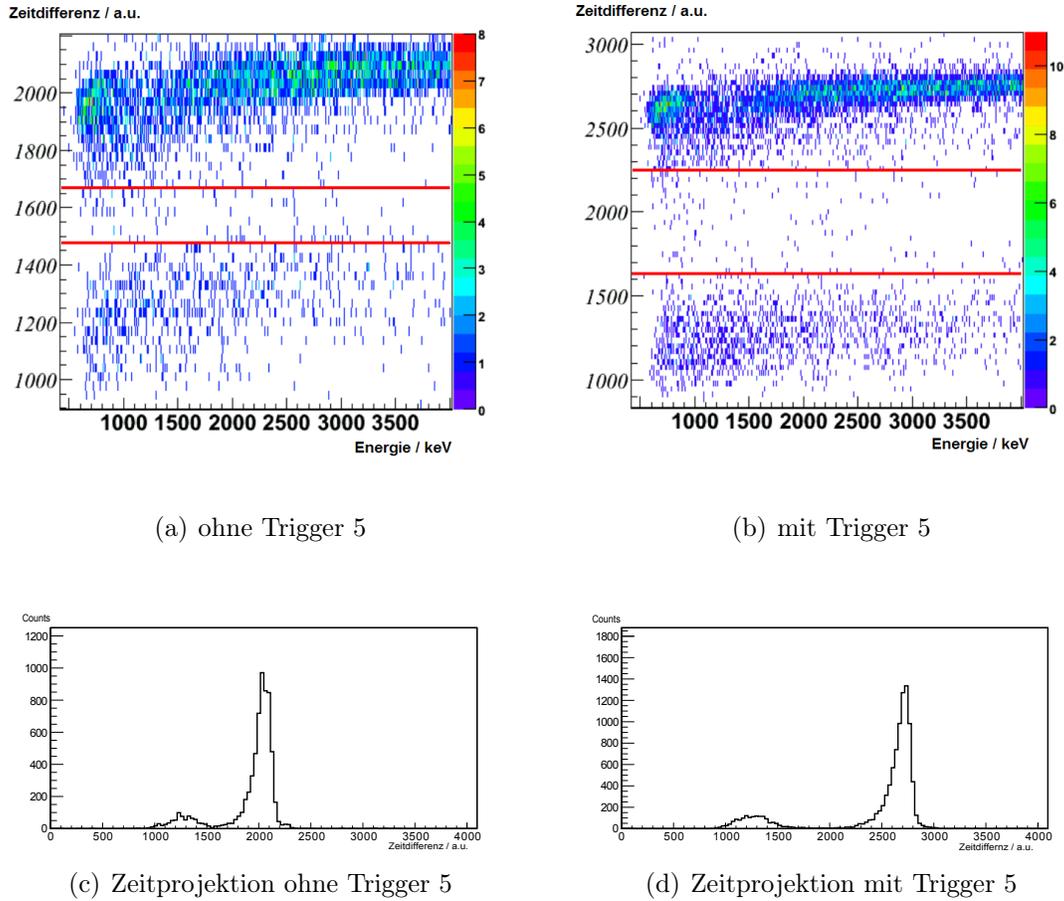


Abbildung 5.9: $\Delta t_{Neutron}$ gegen $DLC-E_{Ring}$ und Projektionen auf die jeweilige Zeitachse

Die horizontalen Linien in Abbildung 5.9 (a) und (b) stellen die definierten Grenzen zwischen Strahl-Puls und Strahl-Pause dar. Der Abstand zwischen den beiden Maxima beträgt im ersten Teil der Messung (ohne Trigger 5) ca. 775 ch \sim 230 ns, im zweiten Teil der Messung (mit Trigger 5) ca. 1450 ch \sim 435 ns. Der erste Fall lässt sich dadurch erklären, dass die Zeitdifferenz zwischen Trigger 1 und Trigger 4 etwa 200 ns beträgt. Der zweiten Fall erklärt sich dadurch, dass Trigger 5 ausgelöst hat, jedoch ein beim vorgehenden Strahlpuls produziertes Neutron das Stop-Signal liefert und somit ca. 400 ns früher, als eigentlich erwartet, detektiert wird.

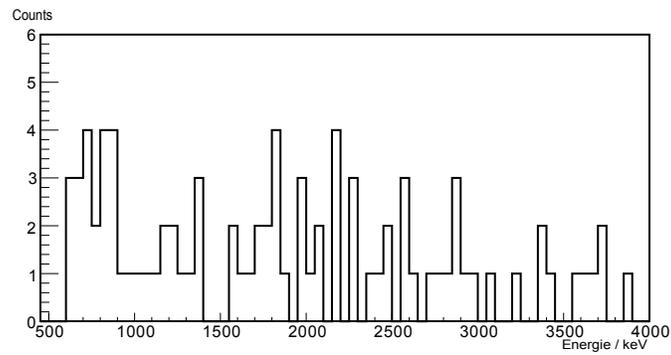
Die beiden obigen 2-dimensionalen Verteilungen werden nun innerhalb der Zeitgrenzen für Strahlpausen auf die x-Achse (Ringenergie-Signal des DSSD) projiziert. Diese Projektions-Spektren, sowie ihre Addition wird in Abbildung 5.10 gezeigt.

In dem Spektrum der Teilabbildung (c) sind drei wesentliche Energien markiert:

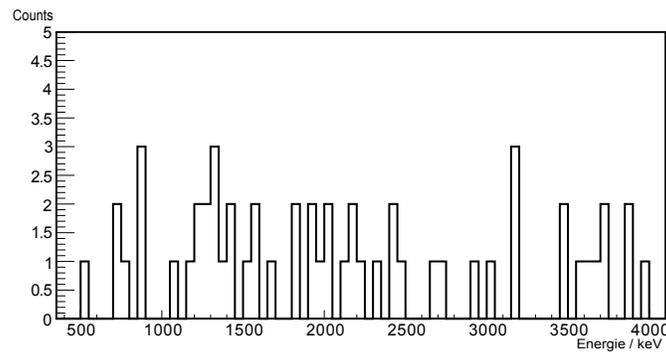
1. Die Energie des gesuchten Protons von 1,28 MeV ($^{54}\text{Ni}^* \rightarrow ^{53}\text{Co}^*$)
2. Die Energie des bekannten isomeren Protonenzerfalls ($^{53}\text{Co}^* \rightarrow ^{52}\text{Fe}$) von 1,59 MeV (vgl. Kap. 1.4)
3. Die Energie des direkten Protonenzerfall in den Grundzustand ($^{54}\text{Ni}^* \rightarrow ^{53}\text{Co}$) von 2,61 MeV

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Abschnitte 3.1 und 3.2 erwartet man eine Peakbreite von etwa 250 keV (FWHM des Detektors: 50 keV, Instabilität der Eichung ± 100 keV). Das bedeutet, obere Grenze der Zahl der nachgewiesenen Protonen, sind die Ereignisse mit $E_{part} = (1280 \pm 125)$ keV. Dieses Energieintervall ist in Abbildung 5.10 (c) durch die gelben Linien markiert.

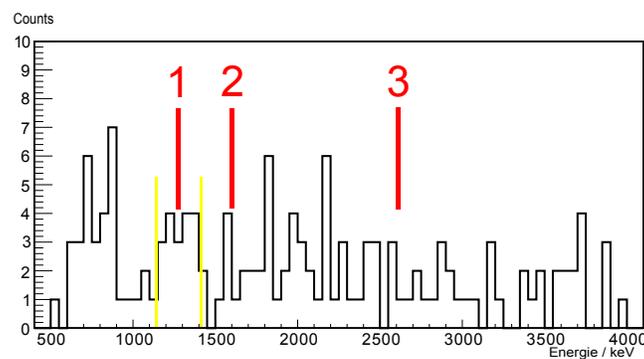
Die Zahl dieser Ereignisse beträgt $C = 21$. Dieses Ergebnis wird in Kapitel 5.3 verwendet um eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion zu berechnen.



(a) Projektion von 5.9a (ohne Trigger5)



(b) Projektion von 5.9b (mit Trigger5)



(c) Addition von (a) und (b)

Abbildung 5.10: Projektionen der DSSD-Signale während der Strahl-Pause

Für den zweiten Teil der Daten (ab Einführung von Trigger 5), wird die Zeitentwicklung der nachgewiesenen Teilchen untersucht. Hierzu wird die Projektion der Abbildung 5.9(b) auf die Zeitachse verwendet. Abbildung 5.11 zeigt diese Projektion unter zwei unterschiedlichen Teilchenenergie-Bedingungen.

Das obere Spektrum zeigt die Zeitverteilung von Ereignissen mit einer Teilchenenergie $500 \text{ keV} \leq E_{part} \leq 4000 \text{ keV}$, das untere Spektrum Ereignisse mit einer Teilchenenergie $E_{part} = (1280 \pm 125) \text{ keV}$.

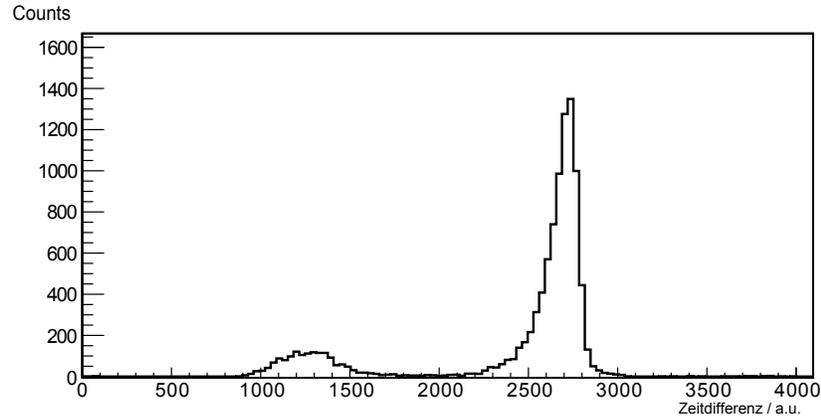
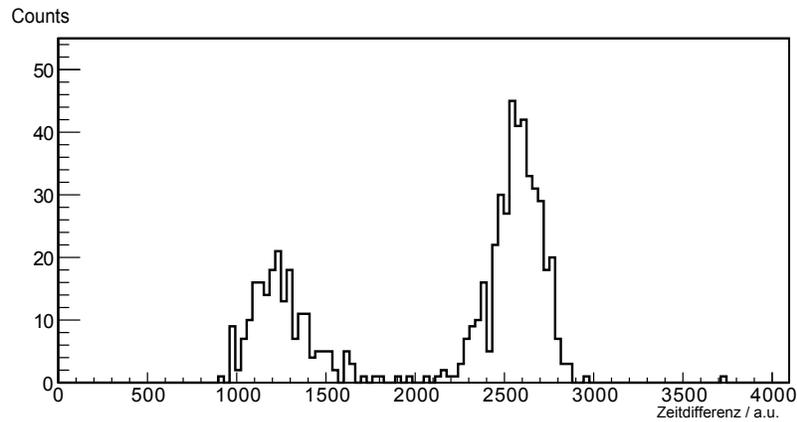
(a) $500 \text{ keV} < E_{part} < 4000 \text{ keV}$ (b) $1155 \text{ keV} < E_{part} < 1405 \text{ keV}$

Abbildung 5.11: Zeitprojektion der Abbildung 5.9(b)

Um zu untersuchen, ob diese Zerverteilung vom gesuchten Protonenzerfall mit einer Lebensdauer $\tau_{prot} \simeq 211 \text{ ns}$ bestimmt ist wurde eine Exponentialfunktion der Form

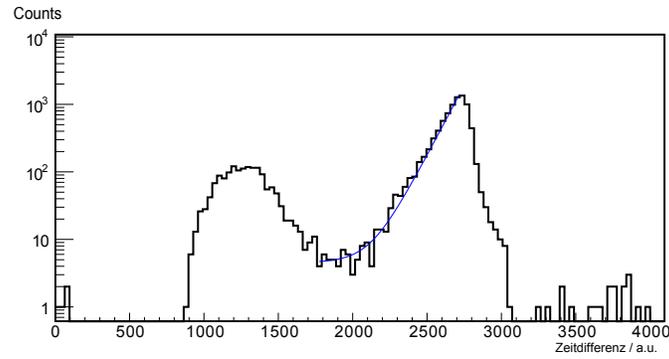
$$f(x) = a + b \cdot \exp(c \cdot (x - d)) \quad (5.9)$$

an die oben gezeigten Spektren angefitet. Die zugehörige Lebensdauer eines Zerfalls ergibt sich daraus wie folgt:

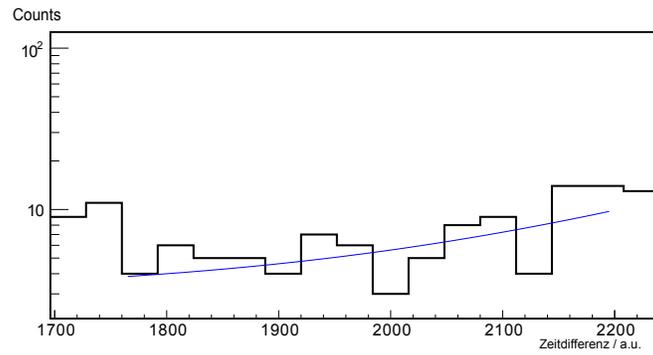
$$\tau = \frac{1}{c} \quad (5.10)$$

$$|\Delta\tau| = \tau \cdot \frac{\Delta c}{c} = \frac{1}{c^2} \cdot \Delta c \quad (5.11)$$

An beide Spektren aus Abbildung 5.11 wurden zwei Exponentialfunktionen angefitet. Eine an die steigende Flanke des zweiten Maximums (da die Zeit zwischen Proton und Neutron betrachtet wird ist die Zeitachse invertiert) und außerdem eine weitere an den relativ flachen Teil des Spektrums zwischen den beiden Maxima. Abbildung 5.12 zeigt die gefitteten Funktionen für Teilchenereignisse mit Energien zwischen 500 keV und 4 MeV, Abbildung 5.13 für Ereignisse mit $E_{part} = (1280 \pm 125)$ keV. Aufgrund der geringen Statistik wurde in Abbildung 5.13 jeweils zwei benachbarte Kanäle addiert. Die Fit-Parameter sind in den Tabellen 5.4 und 5.5 angegeben.



(a)

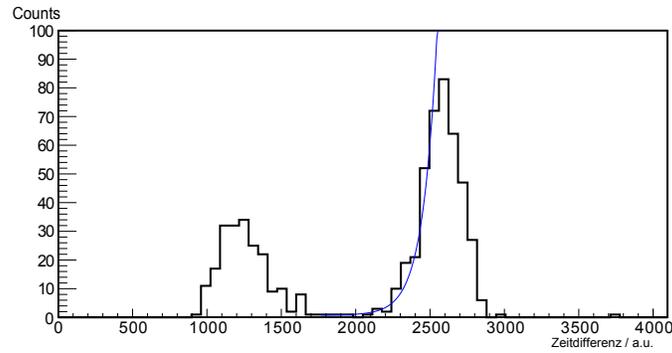


(b)

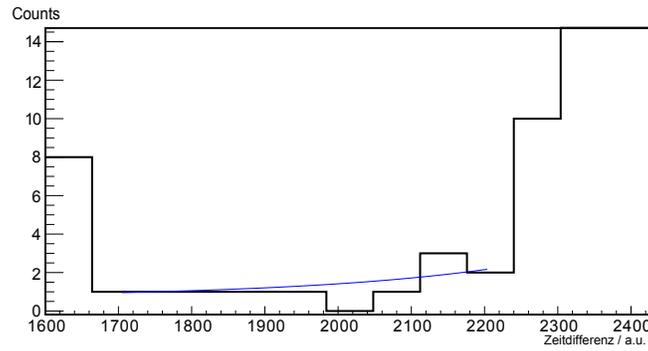
Abbildung 5.12: Fits zu den Ereignissen mit $E_{part} \in [500keV, 4MeV]$

Parameter	Spektrum (a)		Spektrum (b)	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler
a	4,61	0,63	3,04	0,60
b	0,963	0,012	0,935	0,207
c	$9,64 \cdot 10^{-3}$	$0,02 \cdot 10^{-3}$	$5,005 \cdot 10^{-3}$	$0,745 \cdot 10^{-3}$
d	1965	2	1804	41
τ	31 ns	0,2 ns	60 ns	30 ns

Tabelle 5.4: Parameter der Fits in der Spektren der Abbildung 5.12



(a)



(b)

Abbildung 5.13: Fits zu den Ereignissen mit $E_{part} \in [1155 \text{ keV}, 1405 \text{ keV}]$

Parameter	Spektrum (a)		Spektrum (b)	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler
a	0,82	0,44	0,57	0,43
b	1,03	0,08	1,05	0,73
c	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$0,02 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
d	2110	8	2155	191
τ	29 ns	2 ns	83 ns	427 ns

Tabelle 5.5: Parameter der Fits in der Spektren der Abbildung 5.13

Es wird deutlich, dass die Zeitverteilungen der Ereignisse keinen Nachweis des gesuchten Zerfalls liefern.

Die ersten Spektren beider Energieintervalle (Abb. 5.12 (a) und 5.13 (a)) werden von der Form des Strahlpulses dominiert (typischerweise 80 ns Halbwertsbreite).

Das Spektrum in Abbildung 5.13 (b) hingegen, lässt die Möglichkeit, dass die detektierten Ereignisse Zerfallsprodukte eines langlebigen Zerfalls sind, zu.

5.3 Abschätzung des Wirkungsquerschnitts

Abschließend ist nun möglich, an Hand der Reaktionsrate, eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt zur Besetzung des untersuchten 10^+ -Zustandes zu berechnen.

$$\sigma = \frac{C}{I \cdot N \cdot \varepsilon \cdot t} \quad (5.12)$$

$$\Delta\sigma = \left\{ \left(\frac{\Delta C}{I \cdot N \cdot \varepsilon \cdot t} \right)^2 + \left(\frac{C \cdot \Delta I}{I^2 \cdot N \cdot \varepsilon \cdot t} \right)^2 \right. \quad (5.13)$$

$$\left. + \left(\frac{C \cdot \Delta N}{I \cdot N^2 \cdot \varepsilon \cdot t} \right)^2 + \left(\frac{C \cdot \Delta \varepsilon}{I \cdot N \cdot \varepsilon^2 \cdot t} \right)^2 + \left(\frac{C \cdot \Delta t}{I \cdot N \cdot \varepsilon \cdot t^2} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (5.14)$$

Hierzu sind folgende Größen nötig:

Strahlstrom	$I = 11,6(2) \text{ nA} = 1,3(2) \text{ pA} = 8,12(1,25) \cdot 10^9 / \text{s}$
Ereignisse	$C \leq 21$ (vgl. Kap. 5.2)
Messzeit	$t = 170 \text{ h} = (6,12 \pm 0,12) \cdot 10^5 \text{ s}$
Teilchenbelegung	$N = \frac{d(\text{cm}) \cdot \rho(\text{mg}/\text{cm}^3) \cdot A_Z}{A} = \frac{0,278 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{24} = (6,98 \pm 0,35) \cdot 10^{18} / \text{cm}^2$
Effizienz	$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{DSSD}} \cdot \varepsilon_{\text{Neutr}} = 17\% \cdot (9,75 \pm 1)\% = (1,65 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$

Mit Hilfe der Gleichung 5.12 läßt sich dann der Wirkungsquerschnitt für die Population des 10^+ -Zustandes abschätzen:

$$\sigma(^{54}\text{Ni}(10^+)p) \leq (36,6 \pm 13,4) \text{ nb} \quad (5.15)$$

Mit dem aus [23] bekannten Protonen- γ -Branching von $P_{\text{branch}} = \frac{I_p}{I_\gamma} \approx 36\%$ ergibt sich:

$$\sigma(^{54}\text{Ni}(10^+)) \leq (101,7 \pm 37,2) \text{ nb} \quad (5.16)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist drei Größenordnungen niedriger als der laut PACE 4 (vgl. Tab. 2.1) vorhergesagte Wirkungsquerschnitt von (159 μ b).

$$\sigma(^{54}\text{Ni}(10^+)) \leq \sigma(^{54}\text{Ni}) \cdot P_{10^+} \quad (5.17)$$

P_{10^+} Isomerenverhältnis: Wahrscheinlichkeit, dass der isomere 10^+ -Zustand bevölkert wird

Demnach ist das Isomerenverhältnis $P_{10^+} \lesssim 10^{-3}$. Normalerweise sind Werte in der Größenordnung von 10% sind für Isomerenverhältnisse erreichbar.

Tabelle zeigt Anregungsenergien des Compound-Kerns in Abhängigkeit von der Strahlenergie (berechnet mit PACE).

Strahlenergie	Anregungsenergie
75	46,1
80	48,2
85	50,4
90	52,5
95	54,7
100	56,8

Tabelle 5.6: Anregungsenergie in Abhängigkeit von der Strahlenergie, alle Werte in MeV

Gadea et al. [6] beobachteten, mit Hilfe der selben Reaktion ($^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S},2\text{n})^{54}\text{Ni}$) bei einer Strahlenergie von 75 MeV, ^{54}Ni bis einschließlich zum 6^+ -Zustand (3071 keV). In diesem Experiment wurde durch die Erhöhung der Strahlenergie auf 90 MeV die Anregungsenergie um 6,4 MeV erhöht. Dies sollte ausreichen um den bei 6457 keV liegenden 10^+ -Zustand zu populieren.

Es ist nötig, die Anregungsfunktion von ^{54}Ni zu untersuchen um mit Hilfe besserer Strahlenergie-Anpassung P_{10^+} deutlich zu erhöhen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, die Probleme, die bei der früheren Messung ein verwertbares Ergebnis verhinderten, zu lösen und den Protonenzerfall somit signifikant nachzuweisen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Verbesserungen am ursprünglichen Experiment durchgeführt.

- Es wurde ein leichteres Catcher-Material verwendet um Rückstreuung des Primärstrahls zu verhindern.
- Die Messung wurde mit einem gepulsten statt mit einem kontinuierlichen Strahl durchgeführt.
- Es wurde eine Totschicht-Korrektur für den Teilchennachweis mit dem DSSD entwickelt.

Durch die verschiedenen Verbesserungsmaßnahmen ist es gelungen den Untergrund im DSSD-Spektrum drastisch zu reduzieren. Jedoch ist die statistische Signifikanz der detektierten Protonen zu gering um von einem direkten Nachweis des Zerfalls zu sprechen.

Weitere Verbesserungsmöglichkeiten sind für die erfolgreiche Weiterführung des Experiments geplant:

1. Vermeidung der Rückstreuung von Reaktionsteilchen am Catcher (z.B. durch Verwendung eines noch dünneren Catchers)
2. Analyse der Anregungsfunktion von ^{54}Ni zur Erhöhung des Isomerenverhältnisses um mindestens zwei Größenordnungen
3. Lösung der Problematik der Eichinstabilität des DSSD durch feste Installation einer Eichquelle in der Kammer

Zur Untersuchung der Anregungsfunktion fand im Juli 2008 ein $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-Experiment statt dessen Auswertung gerade durchgeführt wird. Bei positivem Ergebnis wird das abschließende Experiment zum Protonenzerfall von ^{54}Ni Ende des Jahres 2008 stattfinden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Niveauschema der Spiegelkerne ^{54}Fe und ^{54}Ni	10
1.2	Das Zerfallsschema des isomeren 10^+ -Zustands in ^{54}Ni wird ergänzt mit dem möglichen Protonenzerfall in das benachbarte ^{53}Co und der ebenfalls mögliche zwei-Protonenzerfall in das ^{52}Fe	11
1.3	Schematisches Potenzialschema von ^{58}Cu [22] und die beobachteten Zerfälle des hochdeformierten zweiten Minimums in das normaldeformierte ^{58}Cu und der Protonenzerfall in den Kern ^{57}Ni	14
1.4	Mögliches Besetzungsschema von Zuständen im ^{54}Ni . Abbildung nach [10].	15
2.1	Schematischer Aufbau des Experiments	18
2.2	Aufbau am Kölner L45-Strahlrohr	20
2.3	Verwendeter DSSD	21
2.4	Schematischer Aufbau eines DSSDs (nach [10])	22
2.5	Miniball Triple Kryostat mit einer montierten Kapsel	24
2.6	Ein hexagonaler Nordball-Detektor	25
2.7	Triggerschaltung	26
2.8	Signalverarbeitung (nach [7])	29
2.9	Triggerverarbeitung (nach [7])	30
3.1	Eichspektren des DSSD	32
3.2	Stabilität der DSSD-Ring-Eichung	35
3.3	Multiplizität der DSSD-Ereignisse (gesamte Statistik der Messung, ohne α -Quellenmessungen)	38
3.4	Simulation der Abbremsung von 1,28 MeV-Protonen in Silizium	39
3.5	Aufteilung der deponierten α -Energie zwischen zwei benachbarten Ringen	40
3.6	Korrelation zwischen Ring und Streifensignal	42
3.7	Korrelations-Spektrum mit Energie- bzw. Multiplizitätsbedingung	43
3.8	Zahl der Ereignisse bestimmter Multiplizität mit und ohne Energiebedingung	43

3.9	Schematische Ansicht des DSSD-Aufbaus	45
3.10	Korrekturfunktion für den Energieverlust von α -Teilchen	46
3.11	Energie eines ^{54}Ni -Kerns an verschiedenen Positionen innerhalb des Experiments	47
3.12	Fit der Korrekturfunktion für den Protonen-Energieverlust für Ring 0	49
3.13	Eichspektren von Ring 0 und Ring 31 mit verschiedenen Korrekturen (counts vs. kal. Energie)	51
4.1	Eichspektren der Germaniumdetektoren	54
4.2	γ -Spektrum Targetkammer 120-550 keV	55
4.3	γ -Spektrum Targetkammer 550-1000 keV	56
4.4	γ -Spektrum Targetkammer 1,0-1,4 MeV	56
4.5	γ -Spektrum Targetkammer 1,4-2,1 MeV	57
4.6	γ -Spektrum Targetkammer 2,1-4 MeV	57
4.7	γ -Spektrum Miniballkammer 120-550 keV	58
4.8	γ -Spektrum Miniballkammer 550-750 keV	58
4.9	γ -Spektrum Miniballkammer 750-1020 keV	59
4.10	γ -Spektrum Miniballkammer 1,02-1,54 MeV	59
4.11	γ -Spektrum Miniballkammer 1,54-2,35 MeV	60
4.12	γ -Spektrum Miniballkammer 2,35-4 MeV	60
4.13	Nachgewiesene Kerne (die Prozentangaben beziehen sich auf die PACE4-Simulation, vgl. 2.1)	63
4.14	γ -Spektren zur Diagnose der n- γ -Diskriminierung	65
5.1	DSSD-Spektrum	66
5.2	Projektion der gesamten Abb. 5.3 auf die Zeitachse	67
5.3	Zeitdifferenz zwischen DSSD- und Neutronensignal gegen DSSD-Energie	69
5.4	Verteilung leichter Teilung aus der Reaktion unter Vorwärtswinkeln zwischen 0° und 10°	70
5.5	Trajektorien von leichten Teilchen in Aluminium	76
5.6	Im DSSD deponierte Energie als Funktion der ursprünglichen Teilchenenergie	79
5.7	Berechnete Rückstreu-Teilchenspektren für 10^{13} Compound-Kernreaktionen	81
5.8	Vergleich von gemessenem und simuliertem Untergrund	82
5.9	$\Delta t_{\text{Neutron}}$ gegen $\text{DLC-}E_{\text{Ring}}$ und Projektionen auf die jeweilige Zeitachse	84
5.10	Projektionen der DSSD-Signale während der Strahl-Pause	86

5.11	Zeitprojektion der Abbildung 5.9(b)	88
5.12	Fits zu den Ereignissen mit $E_{part} \in [500keV, 4MeV]$	90
5.13	Fits zu den Ereignissen mit $E_{part} \in [1155keV, 1405keV]$	91

Tabellenverzeichnis

1.1	γ -Übergänge von ^{54}Ni	9
2.1	Ergebnis der PACE4-Simulation der Reaktion	19
3.1	Ergebnisse der DSSD-Eichung vor und nach der Messung	33
3.2	Berechnete DSSD-Auflösung bei niedrigen Energien	33
3.3	Peakpositionen bei den Eichmessungen für Ring 0 und Ring 31	34
3.4	Eichparameter für Ringe mit schlechter Eichstabilität sowie Ring 16 als Beispiel für einen Ring mit guter Eichstabilität	36
3.5	Zahl der DSSD-Ereignisse verschiedener Multiplizität (gesamte Statistik der Messung, ohne α -Quellenmessungen)	38
3.6	Vergleich der Flächen zwischen Segmenten mit der Zahl der Ereignisse mit Multiplizitäten größer 1	41
3.7	Anzahl der DSSD-Ereignisse unter verschiedenen Bedingungen	44
3.8	Simulation der deponierten Energie einfallender α -Teilchen	46
3.9	Simulation des Protonen-Energieverlustes, alle Energien in MeV	48
3.10	Vergleich von Peakposition mit Simulation und Korrekturfunktion, alle Angaben in MeV	52
4.1	Auflösungen der Germaniumdetektoren bei 1408 keV	55
4.2	Identifizierte, prompte γ -Übergänge	61
4.3	Identifizierte, verzögerte γ -Übergänge nach β -Zerfallim Tochterkern	62
5.1	Ergebnis der Simulation zur Teilchenrückstreuung	73
5.2	Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen aus der TRIM-Simulation	78
5.3	Energieverteilung der rückgestreuten Teilchen aus der TRIM-Simulation	80
5.4	Parameter der Fits in der Spektren der Abbildung 5.12	90
5.5	Parameter der Fits in der Spektren der Abbildung 5.13	91
5.6	Anregungsenergie in Abhängigkeit von der Strahlenergie, alle Werte in MeV	94

Literaturverzeichnis

- [1] ARNELL, S.E. ; ROTH, H.A. ; SKEPPSTEDT, Ö. ; BIAKOWSKI, J. ; MOSZYSKI, M. ; WOLSKI, D. ; NYBERG, J.: A 2pi neutron and gamma-ray multiplicity filter for the NORDBALL detection system. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 300 (1991), Januar, Nr. 2, S. 303–311
- [2] BENTLEY, M. A. ; WILLIAMS, S. J. ; JOSS, D. T. ; OŽLEARY, C. D. ; BRUCE, A. M. ; CAMERON, J. A. ; CARPENTER, M. P. ; FALLON, P. ; FRANKLAND, L. ; GELLETLY, W. ; LISTER, C. J. ; MARTÍNEZ-PINEDO, G. ; POVES, A. ; REGAN, P. H. ; REITER, P. ; RUBIO, B. ; SANCHEZ SOLANO, J. ; SEWERYNIAK, D. ; SVENSSON, C. E. ; VINCENT, S. M. ; WARNER, D. D.: Mirror symmetry at high spin in ^{51}Fe and ^{51}Mn . In: *Phys. Rev. C* 62 (2000), Oktober, Nr. 5, 051303–. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v62/e051303>
- [3] BERGMANN, U. C. ; FYNBO, H. O. U. ; TENGBLAD, O.: Use of Si strip detectors for low-energy particles in compact geometry. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 515 (2003), Dezember, Nr. 3, S. 657–664
- [4] DUFLO, J. ; ZUKER, A. P.: Mirror displacement energies and neutron skins. In: *Phys. Rev. C* 66 (2002), November, Nr. 5, 051304–. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v66/e051304>
- [5] EKMAN, J. ; RUDOLPH, D. ; FAHLANDER, C. ; ZUKER, A. P. ; BENTLEY, M. A. ; LENZI, S. M. ; ANDREOIU, C. ; AXIOTIS, M. ; ANGELIS, G. de ; FARNEA, E. ; GADEA, A. ; KRÖLL, Th. ; MARGINEAN, N. ; MARTINEZ, T. ; MINEVA, M. N. ; ROSSI-ALVAREZ, C. ; UR, C. A.: Unusual Isospin-Breaking and Isospin-Mixing Effects in the $A=35$ Mirror Nuclei. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), April, Nr. 13, 132502–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v92/e132502>
- [6] GADEA, A. ; LENZI, S. M. ; S. LUNARDI, A. P. Zuker G. de Angelis M. A. N. Marginean M. N. Marginean: Observation of ^{54}Ni : Cross-Conjugate Sym-

- metry in f7/2 Mirror Energy Differences. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), S. 152501
- [7] GEIBEL, K.: *Suche nach isomerem Protonenzerfall in Ni54*. – IKP Köln, 2007
- [8] JACKSON, K.P. ; CARDINAL, C.U. ; EVANS, H.C. ; JELLEY, N.A.: ^{53}Co m: A proton-unstable isomer. In: *Phys. Lett.* 33B (1970), S. 281
- [9] JUNDE, Huo ; SU, Huo: Nuclear Data Sheets for A = 54. In: *Nuclear Data Sheets* 107 (2006), Juni, Nr. 6, S. 1393–1530
- [10] KRANE, Kenneth S.: *Introductory Nuclear Physics*. 1988. – 123 S.
- [11] KUMAR, R. ; MOLINA, F. ; PIETRI, S. ; DOORNENBAL, P.: *A double sided Si-strip detector as active stopper*
- [12] LENZI, S. M. ; MARGINEAN, N. ; NAPOLI, D. R. ; UR, C. A. ; ZUKER, A. P. ; ANGELIS, G. de ; ALGORA, A. ; AXIOTIS, M. ; BAZZACCO, D. ; BELCARI, N. ; BENTLEY, M. A. ; BIZZETI, P. G. ; BIZZETI-SONA, A. ; BRANDOLINI, F. ; BRENTANO, P. von ; BUCURESCU, D. ; CAMERON, J. A. ; CHANDLER, C. ; DE POLI, M. ; DEWALD, A. ; EBERTH, H. ; FARNEA, E. ; GADEA, A. ; GARCES-NARRO, J. ; GELLETLY, W. ; GRAWE, H. ; ISOCRATE, R.: Coulomb Energy Differences in T=1 Mirror Rotational Bands in F50e and C50r. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), August, Nr. 12, 122501–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v87/e122501>
- [13] MACHLEIDT, R. ; MÜTHER, H.: Charge symmetry breaking of the nucleon-nucleon interaction: rho - omega mixing versus nucleon mass splitting. In: *Phys. Rev. C* 63 (2001), Februar, Nr. 3, 034005–. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v63/e034005>
- [14] NOLEN, J A. ; SCHIFFER, J P.: Coulomb Energies. In: *Annual Review of Nuclear Science* 19 (1969), Nr. 1, S. 471–526
- [15] O’LEARY, C. D. ; BENTLEY, M. A. ; APPELBE, D. E. ; CULLEN, D. M. ; ERTÜRK, S. ; BARK, R. A. ; MAJ, A. ; SAITOH, T.: Mirror Symmetry Up to the Band Termination in ^{49}Mn and ^{49}Cr . In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), Dezember, Nr. 22, 4349–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v79/p4349>
- [16] REITER, A. ; ADLER, J. ; AKKURT, I. ; ANNAND, J. ; FASOLO, F ; FISSUM, K.: Measurement and simulation of the neutron response of the Nordball liquid scintillator array. In: *Physics Research* A565 (2006), S. 753
- [17] REITER, P. ; EBERTH, J. ; FAUST, H. ; FRANCHOO, S. ; GERL, J. ; GUND, C. ; HABS, D. ; HUYSE, M. ; JUNGCLAUS, A. ; LIEB, K. P. ; SCHEIT, H. ;

- SCHWALM, D. ; THOMAS, H. G. ; DUPPEN, P. van ; WEISSHAAR, D.: The MINIBALL array. In: *Nuclear Physics A* 701 (2002), April, Nr. 1-4, 209–212. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-44T52KX-5/>
- [18] ROTH, J: A neutron multiplicity technique for In-beam gamma-spectroscopy of neutron deficient nuclei. In: *Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei far from the proton stability*, 1981
- [19] RUDOLPH, D.: *Schalenmodell-Rechnung zu Ni54*. July 2008
- [20] RUDOLPH, D. ; ANDREOIU, C. ; FAHLANDER, C. ; CHARITY, R. J. ; DEVLIN, M. ; SARANTITES, D. G. ; SOBOTKA, L. G. ; BALAMUTH, D. P. ; EBERTH, J. ; GALINDO-URIBARRI, A. ; HAUSLADEN, P. A. ; SEWERYNIAK, D. ; STEINHARDT, Th.: Prompt Proton Decay Scheme of C59u. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), Juni, Nr. 2, 022501–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v89/e022501>
- [21] RUDOLPH, D. ; BAKTASH, C. ; BRINKMAN, M. J. ; CAURIER, E. ; DEAN, D. J. ; DEVLIN, M. ; DOBACZEWSKI, J. ; HEENEN, P.-H. ; JIN, H.-Q. ; LAFOSSE, D. R. ; NAZAREWICZ, W. ; NOWACKI, F. ; POVES, A. ; RIEDINGER, L. L. ; SARANTITES, D. G. ; SATUA, W. ; YU, C.-H.: Rotational Bands in the Doubly Magic Nucleus N56i. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), Mai, Nr. 19, 3763–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v82/p3763>
- [22] RUDOLPH, D. ; BAKTASH, C. ; DOBACZEWSKI, J. ; NAZAREWICZ, W. ; SATUA, W. ; BRINKMAN, M. J. ; DEVLIN, M. ; JIN, H.-Q. ; LAFOSSE, D. R. ; RIEDINGER, L. L. ; SARANTITES, D. G. ; YU, C.-H.: Prompt Proton Decay of a Well-Deformed Rotational Band in 58Cu. In: *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), April, Nr. 14, 3018–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v80/p3018>
- [23] RUDOLPH, D. ; HOISCHEN ; R., M. Hellström: *Isospin Symmetry and Proton Deca: Identification of the 10+ Isomer in 54Ni*. – to be published
- [24] TRACHE, L. ; KOLOMIETS, A. ; SHLOMO, S. ; HEYDE, K. ; DEJBAKSHH, H. ; GAGLIARDI, C. A. ; TRIBBLE, R. E. ; ZHOU, X. G. ; IACOB, V. E. ; OROS, A. M.: “Bare” single-particle energies in Ni56. In: *Phys. Rev. C* 54 (1996), November, Nr. 5, 2361–. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v54/p2361>
- [25] WARNER, D. D. ; BENTLEY, M. A. ; VAN ISACKER, P.: The role of isospin symmetry in collective nuclear structure. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 311
- [26] WARR, J.; Pascovici G.; Thomas H.; Weißhaar D. N.; Eberth E. N.; Eberth: MINIBALL: The first gamma-ray spectrometer using segmented, encapsulated germanium detectors for studies with radioactive beams. In: *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 20-1 (2003), S. 65–66

- [27] WOLLERSHEIM, H.J. ; APPELBE, D.E. ; BANU, A. ; BASSINI, R. ; BECK, T. ; BECKER, F. ; BEDNARCZYK, P. ; BEHR, K.-H. ; BENTLEY, M.A. ; BENZONI, G. ; BOIANO, C. ; BONNES, U. ; BRACCO, A. ; BRAMBILLA, S. ; BRÜNLE, A. ; BÜRGER, A. ; BURKARD, K. ; BUTLER, P.A. ; CAMERA, F. ; CURIEN, D. ; DEVIN, J. ; DOORNENBAL, P. ; FAHLANDER, C. ; FAYZ, K. ; GEISSEL, H. ; GERL, J. ; GÓRSKA, M. ; GRAWE, H. ; GREŽBOSZ, J. ; GRIFFITHS, R. ; HAMMOND, G. ; HELLSTRÖM, M. ; HOFFMANN, J. ; HÜBEL, H. ; JOLIE, J. ; KALBEN, J.V. ; KMIĘCIK, M. ; KOJOUHAROV, I. ; KULESSA, R. ; KURZ, N. ; LAZARUS, I. ; LI, J. ; LESKE, J. ; LOZEVA, R. ; MAJ, A. ; MANDAL, S. ; MEŻCZYŃSKI, W. ; MILLION, B. ; MÜNZENBERG, G. ; MURALITHAR, S. ; MUTTERER, M. ; NOLAN, P.J. ; NEYENS, G. ; NYBERG, J. ; PROKOPOWICZ, W. ; PUCKNELL, V.F.E. ; REITER, P. ; RUDOLPH, D. ; SAITO, N. ; SAITO, T.R. ; SEDDON, D. ; SCHAFFNER, H. ; SIMPSON, J. ; SPEIDEL, K.-H. ; STYCZEN, J. ; SÜMMERER, K. ; WARR, N. ; WEICK, H. ; WHELDON, C. ; WIELAND, O. ; WINKLER, M. ; ZIEŻBLIŃSKI, M.: Rare ISotopes INvestigation at GSI (RISING) using gamma-ray spectroscopy at relativistic energies. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 537 (2005), Februar, Nr. 3, S. 637–657
- [28] ZUKER, A. P. ; LENZI, S. M. ; MARTÍNEZ-PINEDO, G.: Coulomb displacement energies, energy differenced and neutron skins. In: *arXiv:nucl-th* 0104048 (2001), S. v1
- [29] ZUKER, A. P. ; LENZI, S. M. ; MARTÍNEZ-PINEDO, G. ; POVES, A.: Isobaric Multiplet Yrast Energies and Isospin Nonconserving Forces. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), September, Nr. 14, 142502–. <http://link.aps.org/abstract/PRL/v89/e142502>
- [30] ÅBERG, Sven ; SEMMES, Paul B. ; NAZAREWICZ, Witold: Spherical proton emitters. In: *Phys. Rev. C* 56 (1997), Oktober, Nr. 4, 1762–. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v56/p1762>

Detektoren, Hardware, Software

- [D] Root (<http://root.cern.ch>), Marabou & HistPresent, Datenaufnahme
(<http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html>)

- [L] Lise++, Simulation für Fragmentseparatoren (<http://dnr080.jinr.ru/lise>)

- [M] Mesytec Typ Stm-16+, Hauptverstärker für DSSD
(<http://mesytec.com/silicon.html>)

- [P] Pace4, Fusions-Verdampfungs-Simulator, Programmteil von [Lise]

- [R] Radcon Ltd., Zelenograd, Russland, Hersteller des DSSD Typ: SUN

- [S] TRIM 2008, Montecarlo-Simulation für Energieverlust von Ionen in
Materie
(www.srim.org/SRIM/SRIM2008.htm)

- [T] Triva 5, Triggermodul
(<http://www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt-entwicklung/triva5.html>)

Danksagung

Diese Arbeit konnte nur durch die Hilfe und Mitwirkung einer Vielzahl an Personen entstehen. Ihnen allen sei hiermit mein Dank ausgesprochen. Bei folgenden Personen möchte ich mich ganz besonders bedanken:

Herrn PROF. DR. P. REITER danke ich für die Vergabe des Themas, sowie die hervorragende Betreuung der Arbeit. Er hat stets bei Problemen geholfen und somit entscheidend zu Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Des Weiteren danke ich Frau DIPL. PHYS. K. GEIBEL für die angenehme Zusammenarbeit und das intensive Korrekturlesen dieser Arbeit.

Frau DIPL. PHYS. T. KOTTHAUS sei gedankt für schnelle und kompetente Hilfe bei allen Software- und Datenaufnahme-Fragen.

Weiterhin danke ich Herrn PROF. DR. D. RUDOLPH und der NUCLEAR STRUCTURE GROUP aus Lund, Schweden für gute Zusammenarbeit und Unterstützung beim Experiment. Nicht zu vergessen ist an dieser Stelle Herr DR. V. AVDEICHIKOV für die Einführung in die wundersame Welt segmentierter Silizium-Detektoren.

Ich bedanke mich bei Herrn W. ROTHER und Herrn L. BETTERMANN für konstruktive Gespräche über verschiedenste Themen, teilweise auch fernab der Kernphysik.

Ich danke auch Herrn DR. J. EBERTH und Herrn DR. A. BLAZHEV für Hilfe und Geduld bei Neutronendetektoren und N- γ -Diskriminierung.

Ebenso danke ich Herrn DR. C. FRANSEN für die fachkundige Unterstützung beim Arbeiten mit Germanium-Detektoren.

Besonderer Dank gebührt auch der RESTLICHEN ARBEITSGRUPPE ohne deren fleißige Durchführung von Schichten die Messung nicht möglich gewesen wäre.

Meinen ELTERN danke ich, für moralische und finanzielle Unterstützung, die mir ein sorgenfreies Studium ermöglichte.

Ich danke meiner Verlobten Frau M. GLASS, die wohl die größten Geduld während meiner Diplomarbeit aufbringen mußte. Ich danke ihr für alle Unterstützung.

Abschließend danke ich Herrn J. CHRISTUS für alles Weitere.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Diplomarbeit ISOMERER PROTOMERERFALL AUS DER PF-SCHALE selbstständig, ohne die Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle den Quellen wörtlich oder sinngemäß entnommenen Stellen sind als solche einzeln kenntlich gemacht.

Diese Arbeit ist bislang keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt worden und auch nicht veröffentlicht.

Ich bin mir bewusst, dass eine falsche Erklärung rechtliche Folgen haben wird.

Köln, den 29.07.2008