

Fakultät für Physik der Technischen Universität München  
Physik-Department E12

# Untersuchung von Ein-Teilchen-Zuständen in neutronenreichen Kalzium- und Titanisotopen

Peter Maierbeck

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr. Wolfram Weise

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. Lothar Oberauer

Die Dissertation wurde am 05.02.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 06.03.2009 angenommen.



# Zusammenfassung

Die Entwicklung der Schalenstruktur in neutronenreichen exotischen Atomkernen ist eines der zentralen Themen der aktuellen experimentellen und theoretischen Forschung der Kernphysik. Dabei stellt sich heraus, dass sich aufgrund der Restwechselwirkung die Schalenstruktur lokal verändern kann. So wurden beispielsweise in neutronenreichen Sauerstoffisotopen neue Schalenabschlüsse bei den Neutronenzahlen  $N=14$  bzw.  $N=16$  nachgewiesen [COR04, COR05].

In Schalenmodellrechnungen mit der Restwechselwirkung GXPF1A [HON05] ergeben sich für die Struktur von neutronenreichen Kalzium- und Titanisotopen abgeschlossene (Unter-)Schalen bei 32 und 34 Neutronen, wohingegen Rechnungen mit KB3G [POV05] einen Abschluss nur bei  $N=32$  erwarten lassen. Der zentrale Kern dieser Region, das Kalziumisotop  $^{54}\text{Ca}$ , ist mit den derzeit verfügbaren Beschleunigeranlagen nicht in ausreichendem Maße für Experimente produzierbar. Allerdings kann durch die Untersuchung der Schalenstruktur von benachbarten Kernen auch auf die Struktur von  $^{54}\text{Ca}$  geschlossen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Kerne  $^{48,50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  mittels einer Ein-Neutron-Knockout-Reaktion bei Strahlenergien  $>400$  AMeV untersucht. Damit wurde diese Methode erstmalig für hohe Energien und mittelschwere Kerne angewendet. Das Experiment wurde im Frühjahr 2006 am Fragmentseparator FRS des Beschleunigerkomplexes der GSI in Darmstadt durchgeführt. Der FRS wurde dabei als zweistufiges Magnetspektrometer verwendet, das Knockout-Target ( $^9\text{Be}$ ,  $1720 \text{ mg/cm}^3$ ) war in der mittleren Fokalebene platziert. Detektoren zur Flugzeit- und Energieverlustmessung ermöglichten eine Identifikation der ein- und auslaufenden Kerne für jedes Ereignis. Sechs Zeitprojektionskammern wurden zur Ortsmessung und Flugbahnrekonstruktion eingesetzt. Zusammen mit den magnetischen Eigenschaften des Spektrometers konnte der Impulsübertrag in der Knockout-Reaktion mit einer relativen Auflösung (FWHM) von  $1,7 - 2,7\%$  bestimmt werden. Zum Nachweis der von angeregten Tochterkernen emittierten Gammastrahlung, und damit der Auswahl einzelner bevölkerter Zustände in der Knockout-Reaktion, wurden acht Cluster des MINIBALL Gamma-Spektrometers eingesetzt.

Im Experiment wurden in der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion Wirkungsquerschnitte und Impulsüberträge bestimmt. Erstere können verwendet werden, um Besetzungszahlen der Einteilchenzustände zu ermitteln, Letztere geben Auskunft über den Bahndrehimpuls des herausgeschlagenen Nukleons.

Die  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion wurde zum Kalibrieren des Aufbaus und zur erfolgreichen Erprobung der experimentellen Methode verwendet. Der inklusive Wirkungsquerschnitt wurde zu  $77(10)$  mb bestimmt. Die  $3/2^+$  und  $1/2^+$  Zustände in  $^{47}\text{Ca}$ , gemessen durch die Koinzidenz mit einem  $\approx 575$  keV Gammaübergang, wurden mit  $30(4)$  mb bevölkert. Die gemessenen Ergebnisse stimmen gut mit Modellerwartungen überein.

Die im Hauptteil des Experiments untersuchten radioaktiven Kerne  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  wurden durch Fragmentation eines  $500,42$  AMeV  $^{86}\text{Kr}$  Strahls in  $^9\text{Be}$  produziert.

Für die Knockout-Reaktion  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  wurde ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von 97(18) mb gemessen. Dabei konnte erstmals ein  $7/2^-$  Zustand in  $^{49}\text{Ca}$  bei einer Energie von 3350(150) keV nachgewiesen werden, der mit 57(10) mb bevölkert wird. Der Spin des Grundzustandes in  $^{49}\text{Ca}$  wurde in Übereinstimmung mit anderen Experimenten mit  $3/2^-$  gemessen. Alle Ergebnisse stimmen mit früheren Experimenten überein bzw. sind mit theoretischen Erwartungen vereinbar.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Untersuchung der Struktur der Kerne  $^{55,56}\text{Ti}$ . Als inklusiver Wirkungsquerschnitt der Knockout-Reaktion  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  wurden 83(12) mb bestimmt. Im Tochterkern  $^{55}\text{Ti}$  wurde bei einer Energie von 955(6) keV ein bisher unbekannter Gammaübergang beobachtet, der mit dem Zerfall in den Grundzustand eines in Schalenmodellrechnungen vorhergesagten  $3/2^-$  Zustands identifiziert wurde. Dieser Zustand wurde somit erstmalig nachgewiesen. Der Wirkungsquerschnitt für die Bevölkерung dieses Übergangs in der Knockout-Reaktion beträgt 22(6) mb. Ein Vergleich mit theoretischen Erwartungen zeigt, dass die Ergebnisse der Untersuchung nur mit Rechnungen unter Verwendung der GXPF1A Restwechselwirkung vereinbar sind. Rechnungen mit KB3G als Wechselwirkung können die Ergebnisse nicht reproduzieren.

Die verwendete Methode funktioniert bei relativistischen Energien sehr gut und Impulsverteilungen und spektroskopische Faktoren können zuverlässig bestimmt werden. Die Ergebnisse zeigen erstmals, dass die Schalenmodellrechnungen mit der GXPF1A Restwechselwirkung die Struktur der Kerne in direkter Umgebung von  $^{54}\text{Ca}$  sehr gut beschreiben, was indirekt als Hinweis für einen Schalenabschluss bei  $N=34$  in  $^{54}\text{Ca}$  gewertet werden kann.

# Abstract

The evolution of shell structure for neutron-rich nuclei is one of the main topics of present experimental and theoretical research in nuclear physics. One can find that the local shell structure may change due to residual interactions; e. g. for the neutron rich oxygen isotopes, new shell closures have been found at neutron number 14 and 16 [COR04, COR05].

In shell-model calculations with the residual interaction GXPF1A [HON05], new (sub-) shell closures are predicted for 32 and 34 neutrons in neutron-rich calcium and titanium isotopes, while calculations with the residual interaction KB3G [POV05] only lead to a shell closure at  $N=32$ . The central nucleus of that region,  $^{54}\text{Ca}$ , cannot be investigated with present accelerator facilities. But by measuring the shell structure of neighbouring isotopes, the structure of  $^{54}\text{Ca}$  can be deduced.

Within the framework of this thesis the nuclei  $^{48,50}\text{Ca}$  and  $^{56}\text{Ti}$  were studied with one-neutron-knockout-reactions at beam energies  $>400$  AMeV. This method was used for the first time for medium mass nuclei at high energies. The experiment took place at the fragment separator FRS of the accelerator facility GSI (Darmstadt, Germany). The FRS was used as a two-stage spectrometer and the knockout target ( $^9\text{Be}$ ,  $1720\text{ mg/cm}^3$ ) was placed in the mid-focal plane. Identification of incoming and outgoing nuclei on an event-by-event basis was provided by detectors for time-of-flight and energy loss. Six time projection chambers were used for position measurement and tracking. With the magnetic characteristics of the spectrometer, the momentum transfer in the knockout reaction was measured with a relative accuracy of  $1.7 - 2.7\%$  (FWHM). For the detection of gamma rays from excited states in the residual nuclei (and therefore the tagging of populated transitions), eight clusters of the MINIBALL gamma-spectrometer were used.

In the experimental investigation, the one-neutron-knockout-reaction was used to deduce cross-sections and the momentum transfer in the reaction. The former were used to get single-particle occupancies, the latter to get the angular momentum of the knocked-out nucleon.

The  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  knockout-reaction was used for the calibration of the setup and the successful test of the method. An inclusive cross-section of  $77(10)$  mb was measured. The  $3/2^+$  and  $1/2^+$  states in  $^{47}\text{Ca}$  were identified by gamma-coincidence and were populated with a cross-section of  $30(4)$  mb. The measured values are in agreement with model expectations.

The radioactive isotopes for the main part of the experiment,  $^{50}\text{Ca}$  and  $^{56}\text{Ti}$  respectively, were produced in a fragmentation reaction of a  $500.24$  AMeV  $^{86}\text{Kr}$  beam on  $^9\text{Be}$ .

The measured inclusive cross-section in the  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  knockout-reaction was  $97(18)$  mb. A  $7/2^-$  state at  $3350(150)$  keV was identified for the first time and populated with  $57(10)$  mb in the knockout-reaction. The spin of the ground-state in  $^{49}\text{Ca}$  was found to be  $3/2^-$ , in agreement with former experiments. All results were in agreement with former experiments or theoretical expectations.

The main part of this work was the investigation of the structure of  $^{55,56}\text{Ti}$ . An inclusive knockout cross-section of 83(12) mb was measured. In the residual nucleus  $^{55}\text{Ti}$ , a new gamma transition at 955(6) keV was found and identified with the ground-state transition of a  $3/2^-$  state predicted in shell-model calculations. This state was detected for the first time, the cross section for the population of the transition is 22(6) mb. Shell-model calculations with the residual interaction GXPF1A were able to reproduce the experimental results while calculations using KB3G could not.

We find that the used method of knockout-reactions works at high energy for medium mass nuclei allowing momentum distributions and spectroscopic factors to be reliably deduced. The results show for the first time, that shell-model calculations with the GXPF1A residual interaction can describe the structure of nuclei in the vicinity of  $^{54}\text{Ca}$ . This is evidence for a new shell closure at  $N=34$  in  $^{54}\text{Ca}$ .

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>III</b>
<b>Abstract</b>	<b>V</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Physikalische Motivation . . . . .	1
1.2 Ein-Neutron-Knockout-Reaktion zur Untersuchung der Einteilchenstruktur	4
1.3 Aufbau der Arbeit . . . . .	5
<b>2 Aufbau des Ein-Nukleon-Knockout-Experiments</b>	<b>7</b>
2.1 Primärstrahlen und Produktionstarget . . . . .	8
2.2 Aufbau am FRS . . . . .	8
2.2.1 Aufbau und Detektoren an S1 . . . . .	9
2.2.2 Aufbau und Detektoren an S2 . . . . .	12
2.2.3 Aufbau und Detektoren an S4 . . . . .	13
2.3 Ortsmessung mit TPCs . . . . .	14
2.4 Triggersystem . . . . .	15
2.5 Fragmentidentifikation . . . . .	15
2.5.1 Bestimmung der Fragmentladung . . . . .	16
2.5.2 Bestimmung der Masse der Fragmente . . . . .	17
2.5.3 Fragment- und Reaktionsidentifikation . . . . .	18
2.6 Nachweis von Gamma-Strahlung . . . . .	19
2.6.1 MINIBALL Gamma-Spektrometer . . . . .	20
2.6.2 Energiekalibration . . . . .	21
2.6.3 Dopplerkorrektur . . . . .	21
2.6.4 Erreichte Energieauflösung nach Dopplerkorrektur . . . . .	22
2.6.5 Nachweiseffizienz . . . . .	24
2.6.6 Fehlerbetrachtung . . . . .	29
2.6.7 Vergleich mit früherem Experiment am FRS . . . . .	29
<b>3 Bestimmung von Knockout-Wirkungsquerschnitten</b>	<b>31</b>
3.1 Inklusive Messung . . . . .	31
3.1.1 Einlaufende Teilchen: $N_{ein}$ . . . . .	32
3.1.2 Transmission: $Transmit$ . . . . .	32
3.1.3 Knockout-Reaktionen an S2: $P_{S2}$ . . . . .	34
3.1.4 Knockout-Reaktionen außerhalb des Targets: $P_{Materie}$ . . . . .	34
3.1.5 Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts . . . . .	35
3.1.5.1 Fehlende Messung von $P_{Materie}$ bei $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ . . . . .	35

3.1.5.2	Fehlerbetrachtung . . . . .	36
3.2	Exklusive Messung . . . . .	36
3.3	Gammanachweis - Photopeak Methode . . . . .	36
3.3.1	Bestimmung der exklusiven Reaktionsraten . . . . .	37
3.3.2	Bestimmung des exklusiven Wirkungsquerschnitts . . . . .	37
3.3.3	Fehlerbetrachtung . . . . .	37
3.4	Gammanachweis - Simulations Methode . . . . .	38
3.4.1	Simulation des Gammanachweises . . . . .	38
3.4.2	Vergleich von Simulation und Experiment . . . . .	38
3.4.3	Wirkungsquerschnitt . . . . .	41
3.4.4	Fehlerbetrachtung . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Hochauflösende Impulsmessung</b>	<b>43</b>
4.1	Der FRS als zweistufiges Magnetspektrometer . . . . .	43
4.1.1	Ionenoptik und Impulsmessung . . . . .	44
4.1.2	Ermittlung des Sollimpulses . . . . .	45
4.2	Dispersionsmessungen . . . . .	46
4.3	Bestimmung des Vergrößerungsfaktors $M_{S2 \rightarrow S4}$ . . . . .	47
4.4	Einfluss der Materie im Strahlengang und Korrektur . . . . .	47
4.5	Impulsauflösung . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Kalibrationsexperiment mit <math>^{48}\text{Ca}</math> Primärstrahl</b>	<b>51</b>
5.1	Die $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ Ein-Neutron-Knockout-Reaktion . . . . .	51
5.2	Inklusive Messung . . . . .	52
5.2.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	52
5.2.2	Impulsverteilung . . . . .	52
5.3	Exklusive Messung . . . . .	53
5.3.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	54
5.3.2	Impulsverteilung . . . . .	55
5.4	Diskussion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Experiment mit exotischen Strahlen</b>	<b>63</b>
6.1	Die $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ Ein-Neutron-Knockout-Reaktion . . . . .	63
6.1.1	FRS Akzeptanz . . . . .	64
6.1.2	Statistik . . . . .	66
6.2	Inklusive Messung . . . . .	66
6.2.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	67
6.2.2	Impulsverteilung . . . . .	67
6.3	Exklusive Messung . . . . .	67
6.3.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	68
6.3.2	Impulsverteilung . . . . .	70
6.4	Quasi-exklusive Messung des Grundzustands . . . . .	72
6.5	Diskussion $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ . . . . .	74
6.6	Die $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ Ein-Neutron-Knockout-Reaktion . . . . .	79
6.7	Inklusive Messung . . . . .	80
6.7.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	80
6.7.2	Impulsverteilung . . . . .	80



6.8	Exklusive Messung . . . . .	81
6.8.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	81
6.8.2	Impulsverteilung . . . . .	83
6.9	Quasi-exklusive Messung des Grundzustands . . . . .	84
6.10	Diskussion $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ . . . . .	85
<b>7</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>91</b>
	<b>Anhang</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Materie im Strahlgang</b>	<b>98</b>
<b>B</b>	<b>Position der MINIBALL-Segmente</b>	<b>99</b>
B.1	Drehung der Cluster . . . . .	99
B.2	Verschiebung des MINIBALL-Koordinatensystems zur Strahlachse . . . . .	100
<b>C</b>	<b>Skalierungsfaktoren der einzelnen Messungen</b>	<b>102</b>
<b>D</b>	<b>Transmissionen der einzelnen Messungen</b>	<b>103</b>
<b>E</b>	<b>Photopeakeffizienzen der Miniball Cluster</b>	<b>104</b>
<b>F</b>	<b>Effizienz des Gamma-Triggers für <math>^{48}\text{Ca}</math> Primärstrahl</b>	<b>108</b>
<b>G</b>	<b>Abbildungsmatrizen</b>	<b>110</b>
<b>H</b>	<b>Sollimpulse</b>	<b>111</b>
<b>I</b>	<b>Berechnete Wirkungsquerschnitte (<math>^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}</math>, <math>^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}</math>)</b>	<b>112</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>115</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>116</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>118</b>



# 1 Einleitung

Die Erforschung des inneren Aufbaus von Atomkernen ist seit mehreren Jahrzehnten Ziel vieler experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Ein sehr erfolgreicher Ansatz zur Beschreibung der Kernstruktur ist dabei in Analogie zur Atomphysik das Schalenmodell. Mit diesem können zum Beispiel bei stabilen Kernen die bei den Ein-Nukleon-Separationsenergien beobachteten sogenannten magischen Zahlen (2, 8, 20, 28, 50 und 82 für Protonen und Neutronen, für Letztere zusätzlich auch 126) und weitere Eigenschaften, wie zum Beispiel Anregungsenergien, gut beschrieben werden.

## 1.1 Physikalische Motivation

Das Verhalten dieser magischen Zahlen und damit die Lage von Schalenabschlüssen für Kerne abseits des Tals der Stabilität ist ein zentrales Thema der derzeitigen Forschung in der Kernstrukturphysik. Dabei wird beobachtet, dass sich für exotische Kerne, also Isotope fern der Stabilität, die für die stabilen Kerne geltenden magischen Zahlen lokal verändern können. Es wurde zum Beispiel bei den Sauerstoffisotopen  $^{22,24}\text{O}$  ein neuer Schalenabschluss für die Neutronenzahlen  $N=14$  bzw.  $N=16$  gemessen [COR04, COR05]. Auch die Abfolge der einzelnen Einteilchenorbitale kann sich ändern, wie es zum Beispiel in der sogenannten 'island of inversion' für neutronenreiche Magnesiumisotope festgestellt wurde [WAR90].

Eine Beschreibung eines Atomkerns als Vielteilchen-System miteinander über die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung verbundener Fermionen stößt schnell an ihre Grenzen. Mit aktuellen Methoden [PIE05, NAV03, HAG07] können Kerne bis  $^{16}\text{O}$  beschrieben werden, darüber hinaus nur wenige ausgewählte doppelt-magische Kerne. Im Ansatz des Schalenmodells wird ein Atomkern als Ansammlung wechselwirkungsfreier Fermionen in einem mittleren Potenzial beschrieben. Im Gegensatz zu den Elektronen der Atomhülle, die in erster Näherung im langreichweitigen elektromagnetischen Zentralpotenzial des Kerns gebunden sind, gibt es im Kern ein solches Potenzial von Natur aus nicht. Im Rahmen des Schalenmodells wird nun angenommen, dass ein solches mittleres Potenzial existiert. Damit ergibt sich der Hamilton-Operator des Systems zu

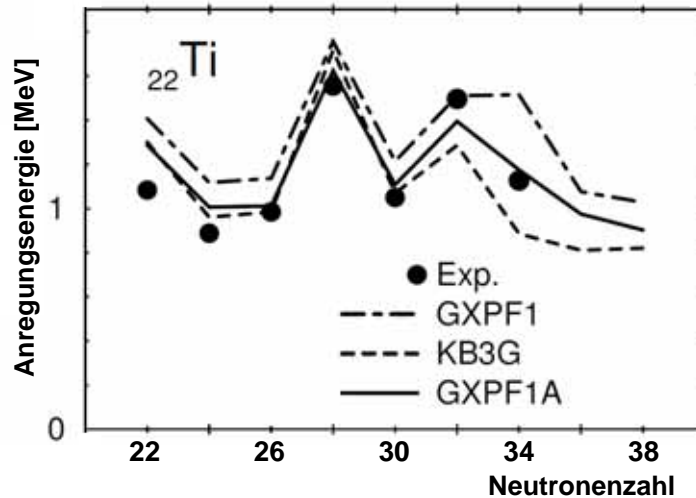
$$\begin{aligned}
 \hat{H} &= \sum_i \hat{T}_i + \sum_{i<j} \hat{V}_{ij} \\
 &= \hat{H}_0 + \hat{V}_r \\
 \text{mit } \hat{H}_0 &= \sum_i (\hat{T}_i + \hat{V}_i)
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

$$\text{und } \hat{V}_r = \sum_{i < j} \hat{V}_{ij} - \sum_i \hat{V}_i.$$

Hierbei beinhaltet  $\hat{H}_0$  nur die kinetische Energie der Nukleonen und das mittlere Feld  $\hat{V}_i$ . Die Restwechselwirkung  $\hat{V}_r$  ist der Unterschied zwischen dem mittleren Feld und den Zweiteilchenwechselwirkungen  $\hat{V}_{ij}$ , höhere Terme werden vernachlässigt. Das mittlere Potenzial wird dabei so gewählt, dass im Vergleich dazu die Restwechselwirkung klein ist. Der Radialteil  $V_r$  des mittleren Feldes wird in den meisten Fällen durch ein harmonisches Oszillatorpotenzial, ein Rechteckpotenzial oder ein Wood-Saxon-Potenzial ( $V_{WS} = -V_0/(1 + \exp((r - R)/a))$ ) angenähert. Die Beobachtung, dass die Wechselwirkungsenergie zwischen dem Spin  $\vec{s}$  und dem Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  eines Nukleons einen wesentlichen Beitrag zum mittleren Potenzial liefert und deshalb berücksichtigt werden muss ( $V_i = V_r + V_{ls}(r)(\vec{l} \cdot \vec{s})$ ) [HAX49, GOE49], bedeutete den Durchbruch für das Schalenmodell. Für die stabilen Kerne können damit alle magischen Zahlen reproduziert werden.

Die Entwicklung der Schalenstruktur von neutronenreichen Kalzium-, Titan- und Chromisotopen ( $Z=20, 22$  bzw.  $24$ ) steht im Blickpunkt von vielen aktuellen Untersuchungen. Dabei werden verschiedene experimentelle Techniken verwendet, wie zum Beispiel  $\beta$ -Zerfall ( $^{54,55,56}\text{Ti}$  [LID04]), Coulomb-Anregung ( $^{52,54,56}\text{Ti}$  [DIN05]), Fusions-Reaktionen ( $^{55}\text{V}$  und  $^{55}\text{Ti}$  [ZHU07]) oder Knockout-Reaktion ( $^{57}\text{Cr} \rightarrow ^{56}\text{Cr}$  [GAD06]). In diesen Arbeiten wird für die untersuchten Kerne ein Abschluss der Neutronenunterschale  $N=32$  gefunden. Ein Schalenabschluss bei  $N=34$  wird für die Titanisotope nicht nachgewiesen. Ein Abschluss dieser Neutronenschale für das Kalziumisotop  $^{54}\text{Ca}$  wird dadurch aber nicht ausgeschlossen.

Für Berechnungen der Struktur dieser Kerne im Schalenmodell wird eine Restwechselwirkung benötigt, die für die Beschreibung der  $fp$  Schale angepasst ist. Für die Formulierung dieser Wechselwirkung gibt es verschiedene Ansätze.



**Abbildung 1.1:** Vergleich der Energie des ersten angeregten Zustands in  $^{44-56}\text{Ti}$  mit verschiedenen Rechnungen (Abbildung 1 aus [HON05]). Gezeigt werden Ergebnisse von Rechnungen, in denen KB3G (gestrichelt), GXPF1 (punkt-gestrichelt) und GXPF1A (durchgezogen) als Restwechselwirkung verwendet wurde (siehe Text).

Zum Vergleich mit den in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Ergebnissen wur-

den Rechnungen [TOS08] mit den Wechselwirkungen GXPF1A [HON02, HON05] und KB3G [POV81, POV01] verwendet. Beide Wechselwirkungen basieren auf realistischen Nukleon-Nukleon-Potenzialen. Ihre Parameter wurden so angepasst, dass die auf ihnen beruhenden Schalenmodellrechnungen experimentell gemessene Anregungsenergien von ausgewählten Kernen reproduzieren können. Abbildung 1.1 ([HON05]) zeigt den Vergleich der gemessenen Energien des ersten angeregten Zustands für die geraden Titanisotope  $^{44-56}\text{Ti}$  mit verschiedenen Rechnungen. Die Rechnung mit GXPF1A kann den Messwert für  $^{56}\text{Ti}$  (1128,5(48) MeV [LID04]) nicht reproduzieren (punkt-gestrichelte Linie). Für die Weiterentwicklung der Wechselwirkung zu GXPF1A wurden fünf Matrixelemente angepasst [HON05], um eine Übereinstimmung mit dem Messergebnis zu erhalten (durchgezogene Linie). Eine Rechnung mit KB3G als Restwechselwirkung (gestrichelt) ist ebenfalls eingezeichnet. Sie kann den Trend der Messwerte und die Energien bis  $^{52}\text{Ti}$  in vergleichbarer Genauigkeit beschreiben.

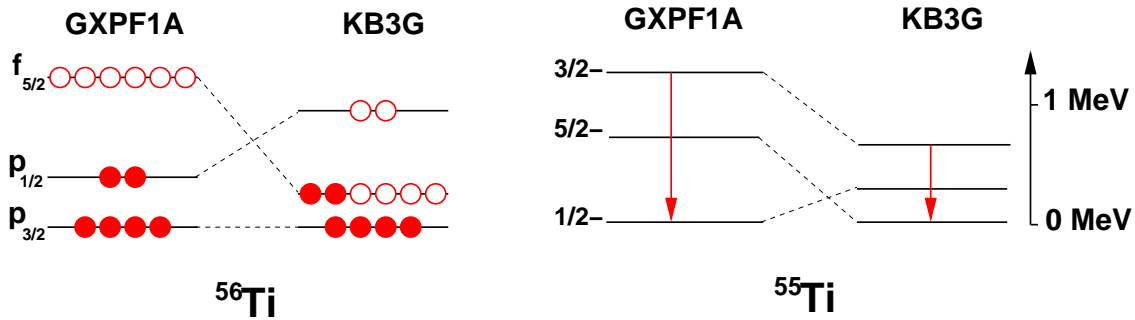
Mit beiden Restwechselwirkungen können in Schalenmodellrechnungen die Energieniveaus stabiler Kerne reproduziert werden. Bei der Extrapolation zu noch nicht bekannten Kernen ergeben sich Unterschiede. Während Rechnungen mit GXPF1A als Wechselwirkung für Kalziumisotope einen Schalenabschluss bei  $N=34$  und damit  $^{54}\text{Ca}$  als doppeltmagischen Kern ergeben, lässt die KB3G Wechselwirkung bei Neutronenzahl  $N=32$  und damit bei  $^{52}\text{Ca}$  eine abgeschlossene Schale erwarten.

Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung von Kernen liefert die sogenannte “Beyond Mean Field” Theorie. In dieser Methode wird das mittlere Feld selbstkonsistent aus einer empirischen Nukleon-Nukleon Wechselwirkung berechnet. Physikalische Observablen, wie zum Beispiel Drehimpuls oder Teilchenzahl, erhält man in diesem Ansatz aus der Projektion der erhaltenen Wellenfunktionen auf die Eigenzustände des jeweiligen Operators. Ergebnisse aus Rechnungen unter Verwendung der Gogny-Kraft in der D1S Parametrisierung [ROD07] lassen ebenfalls eine abgeschlossene Neutronschale bei  $N=32$  erwarten, ein Schalenabschluss bei  $N=34$  wird ausgeschlossen.

Mit den verfügbaren Beschleunigern und experimentellen Aufbauten war es nicht möglich diese beiden Kerne ( $^{52,54}\text{Ca}$ ) direkt zu untersuchen. Man kann aber die Umgebung dieser Isotope vermessen. Damit lässt sich die Entwicklung der Einteilchenniveaus in dieser Region ermitteln und auf eventuelle Schalenabschlüsse schliessen.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt dabei auf dem Kern  $^{56}\text{Ti}$ , dem Titan-Isotop mit 34 Neutronen. Beide Restwechselwirkungen ergeben ausserhalb der  $^{48}\text{Ca}$  Konfiguration mit 28 Neutronen das  $p_{3/2}$  Niveau als vorletztes mit vier Neutronen voll besetztes Orbital. Die beiden letzten Neutronen füllen im Bild der GXPF1A Wechselwirkung das  $p_{1/2}$  Niveau auf [HON02]. Rechnungen mit KB3G ergeben, dass auf das  $p_{3/2}$  Einteilchenniveau das  $f_{5/2}$  Orbital folgt [POV05], in dem sich dann die beiden Valenzneutronen befinden. Aus dieser, mit den beiden Restwechselwirkungen unterschiedlich errechneten Abfolge der  $p_{1/2}$  und  $f_{5/2}$  Niveaus, ergibt sich für das Titanisotop  $^{55}\text{Ti}$  ein Spin des Grundzustands von  $1/2^-$  (GXPF1A) bzw.  $5/2^-$  (KB3G). Die Abbildung 1.2 zeigt den Vergleich von theoretischen Vorhersagen für die Schalenstruktur der letzten sechs Valenzneutronen in  $^{56}\text{Ti}$  und einen Ausschnitt aus dem Niveauschema von  $^{55}\text{Ti}$ , die jeweils mit Schalenmodellrechnungen unter Verwendung der GXPF1A (links) bzw. der KB3G (rechts) Wechselwirkung gewonnen wurden.

Weitere im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Kerne sind die Kalziumisotope  $^{48,50}\text{Ca}$ .



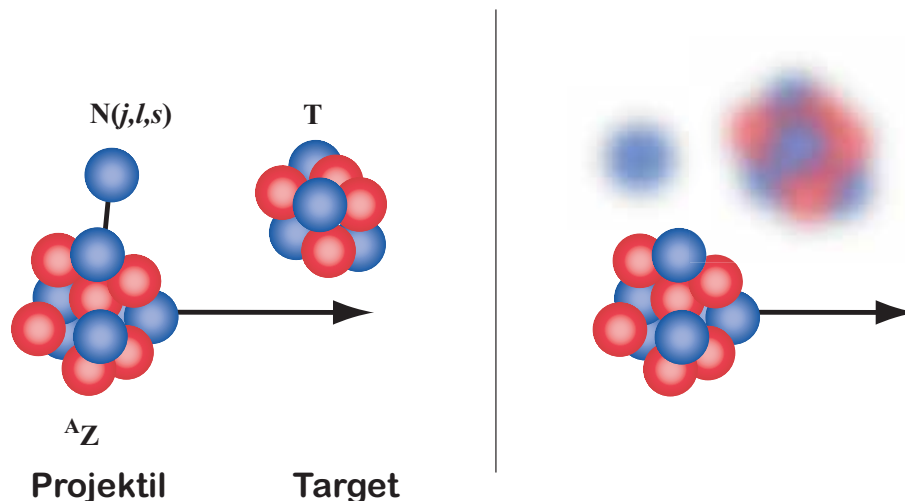
**Abbildung 1.2:** Vergleich der Vorhersagen für  $^{56}\text{Ti}$  und  $^{55}\text{Ti}$  von Schalenmodellrechnungen mit den Wechselwirkungen GXPF1A (jeweils links) und KB3G (jeweils rechts). Für  $^{56}\text{Ti}$  sind die berechneten Kernniveaus gezeigt, die von Neutronen besetzt (rote Scheiben) oder nicht besetzt (rote Kreise) sind. Für  $^{55}\text{Ti}$  wird ein vereinfachtes Niveauschema gezeigt, nur der Gammaübergang vom angeregten  $3/2^-$  Zustand in den Grundzustand ist eingezeichnet. Im Gegensatz zur Rechnung mit KB3G wird im Fall von GXPF1A ein Schalenabschluss bei  $N=34$  in  $^{56}\text{Ti}$  vorhergesagt.

## 1.2 Ein-Neutron-Knockout-Reaktion zur Untersuchung der Einteilchenstruktur

Die im letzten Abschnitt genannten Kerne ( $^{48,50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$ ) wurden unter Verwendung einer Ein-Neutron-Knockout-Reaktion untersucht. In dieser Reaktion wird, wie der Name es bereits aussagt, das Neutron, dessen Eigenschaften gemessen werden, durch Kollision mit einem leichten Kern (im Experiment  $^9\text{Be}$ ) im Knockout-Target herausgeschlagen. Dabei wird bereits deutlich, dass es sich vor allem um Reaktionen an der Oberfläche des einlaufenden Kerns handelt, da bei einem zentralen Stoß die Wahrscheinlichkeit deutlich überwiegt, dass mehr als ein Nukleon herausgeschlagen wird. Das Experiment wurde bei hohen Energien von  $E_{kin} \approx 420 \text{ A MeV}$  durchgeführt. Es konnte deshalb ein dickes Knockout-Target ( $1720 \text{ mg/cm}^2$ ) verwendet werden. Dies ermöglichte die Untersuchung von radioaktiven Kernen, die nur mit Intensitäten von wenigen Teilchen pro Sekunde zur Verfügung standen.

Durch die hohe Strahlenergie konnte bei der theoretischen Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Impulsverteilungen von Knockout-Reaktionen die sogenannte “sudden approximation” verwendet werden [HAN03, TOS06]. Dabei wird angenommen, dass durch die Knockout-Reaktion nur das eine betroffene Nukleon herausgeschlagen wird und der restliche Kern davon unberührt bleibt. In Abbildung 1.3 ist diese vereinfachte Beschreibung dargestellt. Es tragen sowohl Abstreifreaktionen inklusive einer möglichen Anregung des Targetkerns (“stripping”), als auch Aufbruchreaktionen durch Ablenkung (“diffractive breakup”) bei. Eine weitere Anregung anderer Freiheitsgrade des  $(A-1)$ -Tochterkerns und mehrstufige Prozesse werden nicht betrachtet. Die in den Rechnungen verwendeten Protonen- und Neutronendichten wurden durch Skyrme (Parametersatz SkX) Hartree-Fock Rechnungen ermittelt [BRO98], die Dichte des Targetkerns ( $^9\text{Be}$ ) wurde als gaussförmig mit einem mittleren quadratischen (“root mean squared”, rms) Radius von  $2,36 \text{ fm}$  angenommen. Die rms Radien der Einteilchenwellenfunktionen des herausgeschlagenen Nukleons wurden ebenfalls durch Skyrme (SkX) Hartree-Fock Rechnungen abgeschätzt.

Um die so berechneten Einteilchen-Wirkungsquerschnitte mit dem Experiment zu ver-



**Abbildung 1.3:** Knockout-Reaktion im Bild der *sudden approximation*: Bei der Ein-Nukleon-Knockout-Reaktion eines  ${}^A\mathbf{Z}$  Kerns an einem Targetkern  $\mathbf{T}$  wird nur das betreffende Nucleon  $\mathbf{N}$  mit den Drehimpulsquantenzahlen  $j$ ,  $l$  und  $s$  herausgeschlagen, der restliche Kern  ${}^{A-1}\mathbf{Z}$  wird in der Reaktion nicht direkt beeinflusst. Beobachtet wird nur dieses projektilartige  ${}^{A-1}\mathbf{Z}$  Kernfragment.

gleichen, müssen sie noch mit den spektroskopischen Faktoren aus Schalenmodellrechnungen, also der Besetzungsstärke der Kernniveaus, multipliziert werden. Für diese Schalenmodellrechnungen wurden für  ${}^{48,50}\text{Ca}$  die Restwechselwirkung GXPF1A verwendet. Im Fall von  ${}^{56}\text{Ti}$  wurden Schalenmodellrechnungen mit beiden Restwechselwirkungen (GXPF1A und KB3G) zur Ermittlung der Faktoren durchgeführt [TOS08].

Der Impuls eines Nucleons relativ zum Gesamtkern ist mit seinem Drehimpuls klassisch über die Gleichung  $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$  verknüpft. Durch Impulserhaltung während der Knockout-Reaktion ist der Impuls des  $(A-1)$  Tochterkerns vom Drehimpuls des herausgeschlagenen Nucleons abhängig. In erster Näherung bewirkt ein größeres  $\vec{l}$  des herausgeschlagenen Nucleons eine breitere Impulsverteilung des  $(A-1)$  Tochterkerns. Durch die Bestimmung der Verteilung des Longitudinalimpulses, also des Impulses parallel zur Flugrichtung des projektilartigen  $(A-1)$  Fragments, ist es daher möglich Informationen über den Drehimpuls des entfernten Nucleons zu gewinnen.

Untersuchungen von Lee et al. [LEE06] und Gade et al. [GAD08] haben darüberhinaus gezeigt, dass die in Knockout-Experimenten gewonnenen Ergebnisse mit den Resultaten aus  $(d,p)$  bzw.  $(p,d)$  Transferreaktionen und  $(e,e'p)$  Elektron-Proton-Knockout-Reaktionen vereinbar sind. Ein Test von theoretischen Modellen und deren Voraussagen durch die Ergebnisse eines Knockout-Experiments ist daher möglich.

### 1.3 Aufbau der Arbeit

In der Einführung wurden die theoretischen Grundlagen des Schalenmodells und des verwendeten Reaktionsmechanismus der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion kurz dargestellt. Desweiteren wurden die Ergebnisse früherer Experimente vorgestellt.

In Kapitel zwei dieser Arbeit wird der Aufbau des Experiments beschrieben. Die Methoden zur Identifikation der Teilchen und Reaktionen sowie zum Nachweis von Gamma-

strahlung werden vorgestellt.

Das dritte Kapitel beinhaltet die Methode zur Bestimmung inklusiver und exklusiver Wirkungsquerschnitte der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion aus den gemessenen Daten. Die nötigen Korrekturen bei der Ermittlung der exklusiven Kanäle werden eingeführt.

Die Methodik zur Bestimmung von Impulsverteilungen der Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen wird in Kapitel vier vorgestellt. Dabei können neben der Verteilung des inklusiven Kanals die Verteilung einzelner exklusiver Reaktionskanäle bestimmt werden.

Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion vorgestellt. Es konnten Wirkungsquerschnitte und Impulsverteilungen für den inklusiven und einen exklusiven Kanal bestimmt werden. Die Ergebnisse werden mit theoretischen Rechnungen verglichen und diskutiert.

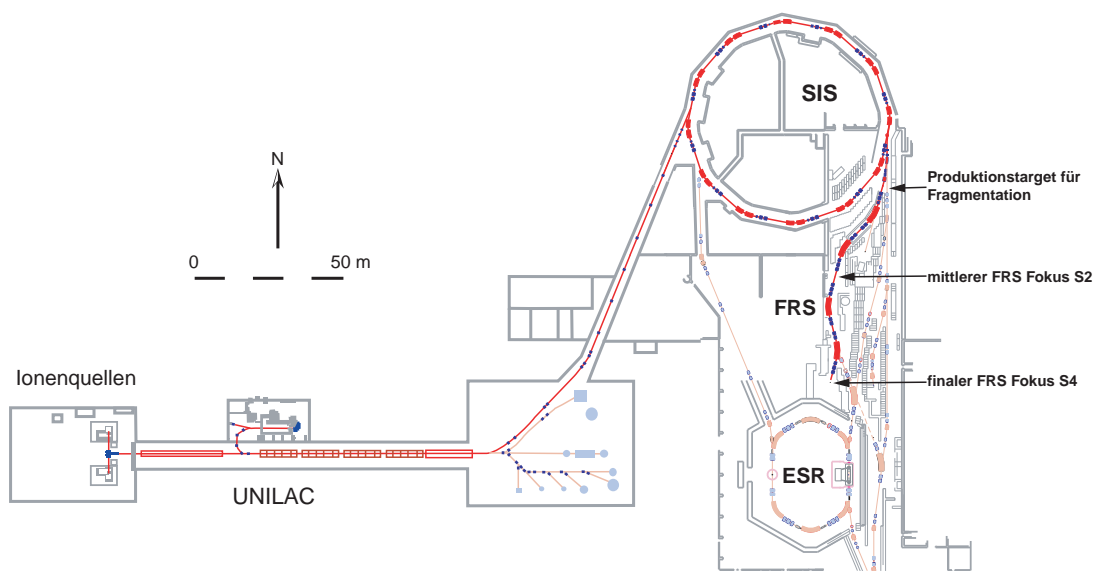
Das Kapitel sechs präsentiert die Ergebnisse der Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen an den radioaktiven Sekundärstrahlen  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$ . Dabei konnten für beide Kerne neben dem inklusiven Kanal auch jeweils ein exklusiver Kanal gemessen werden. Für beide Reaktionskanäle wurden Wirkungsquerschnitt und Impulsverteilung bestimmt. Zusätzlich dazu war es möglich einen quasi-exklusiven Kanal der Reaktion zu isolieren, der der Bevölkerung des Grundzustands in den jeweiligen Tochterkernen entspricht. Für diese Kanäle war nur die Bestimmung der Impulsverteilungen möglich. Ein Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen wird für beide Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen durchgeführt.

Abschliessend werden die Ergebnisse im letzten Kapitel diskutiert. Ein Ausblick auf weiterführende Experimente steht am Ende der Arbeit.



## 2 Aufbau des Ein-Nukleon-Knockout-Experiments

Das Experiment wurde im April 2006 am Fragmentseparator (FRS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, benötigt man radioaktive Strahlen hoher Energie um die Einteilchenstruktur von neutronenreichen Kernen mit Hilfe von Ein-Nukleon-Knockout-Reaktionen untersuchen zu können. Der Beschleunigerkomplex der GSI besteht aus dem Linearbeschleuniger UNILAC und dem Schwerionensynchrotron SIS (siehe Abbildung 2.1). Dieser ist in der Lage, natürlich vorkommende Isotope von Wasserstoff bis Uran als hochintensive und hochenergetische Strahlen zur Verfügung zu stellen. Dabei werden zum Beispiel für Uran Intensitäten bis zu  $3,5 \cdot 10^9$  Kernen pro Synchrotronzyklus und Energien von bis zu 1 GeV pro Nukleon erreicht [GSI07].



**Abbildung 2.1:** Der Beschleuniger- und Experimentierkomplex der GSI. Die im Experiment verwendeten Infrastrukturen (UNILAC, SIS, FRS) sind farblich gekennzeichnet. Im Produktionstarget vor dem FRS wurden durch Fragmentation des im UNILAC und SIS beschleunigten Primärstrahls radioaktive Kerne erzeugt. Diese wurden an S2 identifiziert, wo sich auch das sekundäre Target für die Knockout-Reaktion befand. Die ausgehenden Reaktionsprodukte wurden am finalen Fokalort S4 identifiziert.

Der im Folgenden beschriebene Aufbau und die verwendeten Detektorsysteme ermöglichen in jedem einzelnen Ereignis die Identifikation der Kerne sowohl in der mittleren als auch in der finalen Fokalebene des FRS. Damit war es möglich den Kanal der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion innerhalb aller auftretenden Reaktionskanäle zu erkennen und zu untersuchen. Durch die Ermittlung des Impulses des Kerns parallel zur Strahlachse vor und nach der Reaktion konnte der longitudinale Impulsübertrag in der Reaktion gemessen werden. Der Nachweis von Gammastrahlung aus Kernen, die in der Reaktion in angeregten Zuständen erzeugt wurden, wurde zur Auswahl von exklusiven Kanälen innerhalb der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion verwendet. Für die Analyse des Experiments wurde eine spezielle C++ und ROOT [BRU97] basierte Datenbank Software [BUE07] eingesetzt.

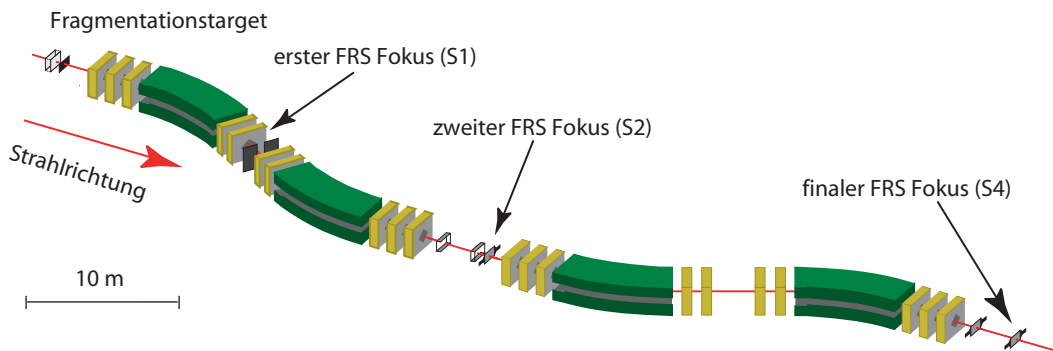
## 2.1 Primärstrahlen und Produktionstarget

Das Experiment wurde in zwei Schritten mit verschiedenen Primärstrahlen durchgeführt. Die ersten vier Tage wurden zur Optimierung der Strahlparameter, Einstellung des FRS, Eichung der Detektoren und für eine Referenzmessung verwendet. Für diese wurden  $^{48}\text{Ca}$ -Kerne mit einer Energie von 452,24 AMeV als Primärstrahl genutzt. Die Kerne wurden dabei direkt auf das Reaktionstarget in der mittleren Fokalebene S2 des FRS geleitet. Die Strahlenergie war so gewählt, dass die Geschwindigkeit der Teilchen im Reaktionstarget derjenigen der  $^{56}\text{Ti}$  Kerne im späteren Experiment entsprach. Die untersuchte Ein-Neutron-Knockout-Reaktion  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  wurde außerdem verwendet, um die Analysemethoden zu entwickeln und zu testen.

Im Hauptteil des Experiments wurde die Ein-Neutron-Knockout-Reaktion  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  untersucht. Mit derselben Magneteinstellung war es möglich, gleichzeitig die Ein-Neutron-Knockout-Reaktion  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  zu untersuchen. Der radioaktive Strahl aus Titan- bzw. Kalziumkernen wurde durch Fragmentation eines 500,42 AMeV  $^{86}\text{Kr}$ -Strahls an einem Target aus  $^9\text{Be}$  (1625 mg/cm<sup>2</sup>) vor dem FRS erzeugt. Die Energie der Fragmentationsprodukte entspricht etwa einem Impuls von 1090 AMeV/c bzw. einer Geschwindigkeit von  $\frac{v}{c} = \beta = 0,76$ . Durch die Fokussierung in Vorwärtsrichtung, bedingt durch den sogenannten "Lorentz-Boost", ergibt sich eine hohe Akzeptanz des 0°-Spektrometers FRS. Die Identifikation und damit die Separation der  $^{50}\text{Ca}$  bzw.  $^{56}\text{Ti}$  Kerne innerhalb des Cocktail-Strahls limitierte die maximal verwendbare Intensität des  $^{86}\text{Kr}$  Primärstrahls auf etwa  $6 \cdot 10^8$  Kerne pro Sekunde. Bei einer Spilllänge von acht Sekunden entspricht dies etwa  $5 \cdot 10^9$  Teilchen pro Spill.

## 2.2 Aufbau am FRS

Der Fragmentseparator FRS ist ein hochauflösendes Magnetspektrometer in Vorwärtsrichtung [GEI92]. Er besteht aus vier 30° Dipolmagneten (siehe Abbildung 2.2). Vor und nach jedem Dipol befinden sich mehrere Quadrupolmagnete, um eine maximale Transmission durch den Aufbau und eine Fokussierung zwischen den Dipolen zu erreichen. Für das Ein-Neutron-Knockout-Experiment wurde der FRS im Energieverlustmodus betrieben. Dabei werden die Feldstärken des ersten und des zweiten Dipolmagnetenpaars so gewählt, dass der intermediäre Fokus (S2) chromatisch und der finale Fokus (S4) achromatisch ist. In dieser Einstellung kompensieren sich die magnetischen Abbildungseigenschaften der beiden Spektrometerehälften. Dadurch ist es möglich, den Impulsübertrag in einer Reaktion



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des Fragmentseparators FRS an der GSI. (detaillierte Beschreibung siehe Abschnitt 2.2)

im Target zu messen, das im zentralen Fokus S2 aufgebaut war (siehe Abschnitt 4).

Vor, zwischen und nach den Dipolen besteht die Möglichkeit Materie im Strahlengang zu platzieren. Diese kann passiv als Degrader für gezielten Energieverlust oder aktiv in Detektoren zur Vermessung des Strahls verwendet werden. Bei Ersterem wird die Abhängigkeit des Energieverlusts von der Kernladung zur Separation der einzelnen Elemente verwendet. Bei den eingesetzten Detektoren ist allerdings die Beeinflussung der Strahleigenschaften ein ungewollter Nebeneffekt. Dieser wird zum Einen durch die Verwendung von Materialien mit geringer Massenbelegung und zum Anderen durch die jeweilige Positionierung minimiert. Dabei werden an S2 Detektoren mit hoher Massenbelegung möglichst nah an der Fokalebene platziert, da dort der Einfluss auf die Strahleigenschaften am geringsten ist.

Für eine vollständige Identifikation der Fragmente vor und nach einer Reaktion im Knockout-Target an S2 benötigt man zum Einen eine Flugzeitmessung zwischen S1 und S2 bzw. S2 und S4. Zum Anderen werden Detektoren zur Ermittlung des Energieverlustes und der Position der Teilchen am mittleren und finalen Fokus eingesetzt. Der gemessene Ort wird auch für die Ermittlung des Impulses verwendet.

Der Aufbau und die Detektoren an den drei Fokalorten werden in den kommenden Unterabschnitten beschrieben und in Tabelle 2.2 am Ende dieses Kapitels zusammengefasst.

Im Folgenden wird ein linkshändiges Koordinatensystem verwendet mit der Strahlrichtung entlang der positiven  $z$ -Achse.

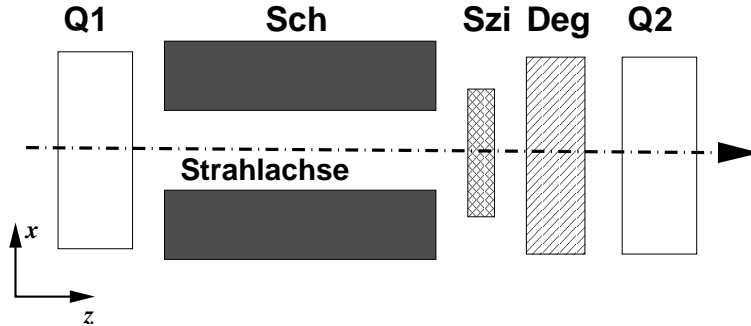
### 2.2.1 Aufbau und Detektoren an S1

Nach dem ersten Dipol war ein Schlitzsystem eingebaut (siehe Abbildung 2.3), mit dem der Strahl in  $x$ -Richtung eingeschränkt werden konnte. Zusätzlich war mit  $50\ \mu\text{m}$  dicken Fenstern aus Eisen eine Tasche vom FRS Vakuumsystem abgetrennt. In dieser waren ein  $3\ \text{mm}$  dicker, homogener Degrader aus Aluminium und ein  $5\ \text{mm}$  dicker Plastiksintillator (BC420<sup>1</sup>, Breite  $50\ \text{mm}$ , Höhe  $60\ \text{mm}$ ) im Strahlengang platziert. Dieser wurde als Startgeber der Flugzeitmessung zwischen S1 und S2 benutzt (siehe Abschnitt 2.5). Das Licht wurde mit zwei speziellen hochratenfesten Photomultipliern<sup>2</sup> (PMT) nachgewiesen, bei denen jeweils die letzten beiden Dynoden mit einer eigenen Spannungsversorgung aus-

<sup>1</sup>Saint-Gobaint, BICRON®

<sup>2</sup>Hamamatsu H1949-50MOD

gestattet waren. Damit wurde auch bei hohen Teilchenraten eine Variation der Elektronenverstärkung vermieden. Die PMTs waren mit einem kleinen Abstand zum Szintillator unter- bzw. oberhalb von diesem positioniert.



**Abbildung 2.3:** Schematischer Aufbau der Elemente im Strahlengang an S1. Zwischen den Quadrupolmagneten (Q1 bzw. Q2) befand sich ein Schlitzsystem in  $x$ -Richtung (Sch), ein Szintillator (Szi) mit Photomultiplier-Auslese und ein Degrader aus Aluminium (Deg). Die Strahlrichtung war die positive  $z$ -Richtung, die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

Der Ablenkungsradius  $\rho$  eines geladenen Teilchens, das sich senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld bewegt, wird von seinem Impuls  $p = \gamma\beta M \approx \gamma\beta m_0 \cdot A$  (mit der Nukleoneinheitsmasse  $m_0=931,5 \text{ MeV}/c^2$ , der Massenzahl  $A$ , der Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c}$  und dem relativistischen Faktor  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ) und seiner Ladung  $Z$  sowie der Stärke des Magnetfeldes  $B$  bestimmt.

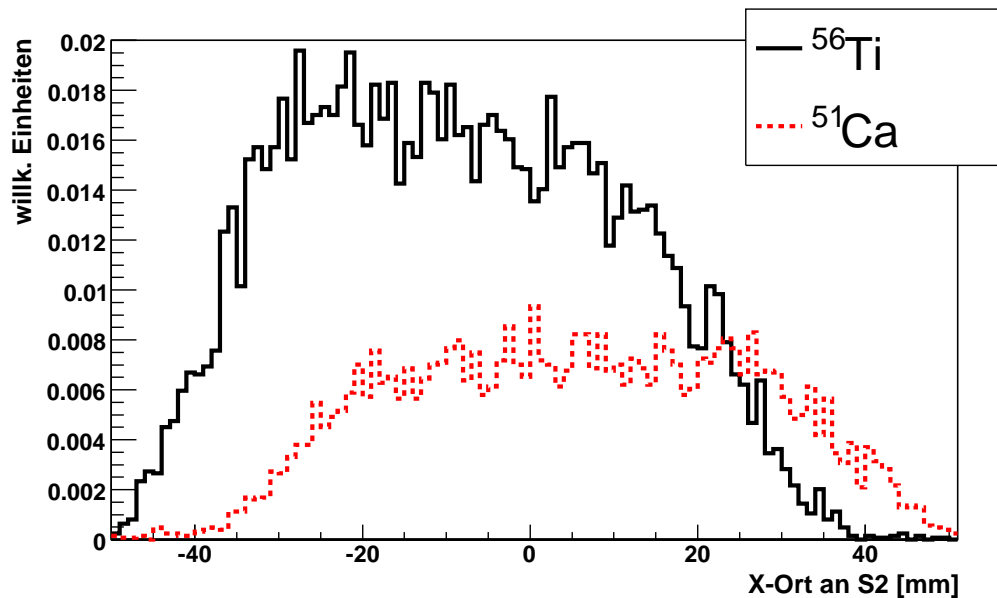
$$\rho = \frac{\beta\gamma m \cdot A}{ZB}$$

Dabei wird deutlich, dass Kerne mit ähnlichen Impulsen pro Nukleon ( $\beta\gamma m$ ) und Verhältnissen von Massenzahl zu Ladung ( $A/q$ ), einen ähnlichen Ablenkradius  $\rho$  aufweisen und daher räumlich nicht getrennt werden. Befindet sich Materie im Strahlengang verlieren die Kerne beim Durchgang durch diese Energie. Der Energieverlust pro Längeneinheit ( $\frac{dE}{dx}$ ) kann mit hoher Genauigkeit mit dem an der GSI entwickelten Programm ATIMA berechnet werden [ATI07]. Bei gleichem Impuls pro Nukleon und damit gleichem  $\beta$ , hängt dieser Energieverlust in erster Näherung vom Quadrat der Ladung des Teilchens ab. Zwei Kerne mit gleichem Impuls aber verschiedener Ladung verlieren also unterschiedlich viel Energie im sogenannten "Degrader". Bei den Kernen  $^{56}\text{Ti}$  ( $A/q=2,545$ ) und  $^{51}\text{Ca}$  ( $A/q=2,55$ ) mit einem Impuls von  $1000 \text{ AMeV}/c$  (Energie  $E=435 \text{ AMeV}$ ,  $\beta = 0,73$ ) unterscheidet sich der Impuls pro Nukleon nach dem Durchgang durch den S1-Degrader beispielsweise um  $0,2\%$ . Durch den Energieverlust im Szintillator wird dieser Unterschied auf  $0,4\%$  verstärkt (siehe Tabelle 2.1).

Die nun verschiedenen Impulse pro Nukleon führten in den folgenden Dipolstufen des FRS zu einer räumlichen Trennung der Kerne und erlaubten die Separation der Kerne bzw. die Anreicherung des Zielfragments in der Strahlzusammensetzung. Beispielsweise sind die Produktionsquerschnitte der Fragmentationsreaktionen  $^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$  ( $2,64 \cdot 10^{-7} \text{ mbarn}$ ) und  $^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{51}\text{Ca}$  ( $2,58 \cdot 10^{-7} \text{ mbarn}$ ) noch nahezu identisch (berechnet mit der Parametrisierung EPAX2 [SUE00]). An S2 ist die Anzahl von  $^{56}\text{Ti}$  Kernen gegenüber  $^{51}\text{Ca}$  Kernen in der Strahlzusammensetzung bereits um etwa einen Faktor zwei angereichert (siehe Abbildung 2.4).

	vor S1 [MeV/c]	nach dem Degradier [MeV/c]	nach dem Szintillator [MeV/c]
$^{56}\text{Ti}$	1000	977,1	958,5
$^{51}\text{Ca}$	1000	979,2	962,5
Unterschied	0,0%	0,2%	0,4%

**Tabelle 2.1:** Vergleich des Impulses von  $^{56}\text{Ti}$  bzw.  $^{51}\text{Ca}$  Kernen an S1. Mit dem Programm ATIMA wurde der Energieverlust in den Materialien und daraus die Impulsänderung berechnet.

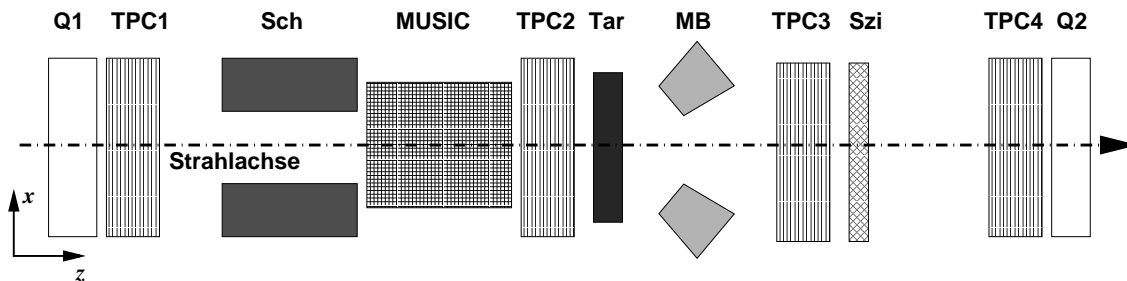


**Abbildung 2.4:** Intensitätsverteilung der  $^{56}\text{Ti}$  und  $^{51}\text{Ca}$  Kerne am mittleren FRS Fokus S2, normiert auf die Gesamtzahl der  $^{56}\text{Ti}$  Kerne. Durch die Verwendung eines Aluminiumdegraders an S1 wird erreicht, dass der Gehalt an  $^{56}\text{Ti}$  etwa doppelt so hoch ist wie der von  $^{51}\text{Ca}$ , das einen ähnlichen Produktionsquerschnitt in der Fragmentation von  $^{86}\text{Kr}$  an  $^9\text{Be}$  aufweist.

### 2.2.2 Aufbau und Detektoren an S2

Am mittleren Fokus S2 des FRS (siehe Abbildung 2.2) befand sich im Abstand von 2200 mm vom letzten Quadrupolmagneten das Berylliumtarget für die Knockout-Reaktion. Die Flächenbelegung betrug  $1720 \text{ mg/cm}^2$ . Mit einer externen Steuerung konnte das Target aus dem Strahlengang gefahren werden um Untergrundmessungen durchzuführen.

Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau der Detektoren an S2. Bei der Anordnung der Detektoren wurde darauf geachtet, Materie mit großer Massenbelegung nah am Fokus zu platzieren.



**Abbildung 2.5:** Schematischer Aufbau der Elemente im Strahlengang an S2. Zwischen den Quadrupolmagneten (Q1 bzw. Q2) befand sich in der Mitte das  $^9\text{Be}$  Target für die Knockout-Reaktion (Tar). Davor und danach befanden sich je zwei TPCs zur Spurrekonstruktion (TPC1-4). Durch Detektoren für Energieverlust (MUSIC) und Flugzeitmessung (Szi) war eine Identifikation der einlaufenden Kerne möglich. Zur Messung der Gammastrahlung waren acht dreifach Cluster des MINIBALL Spektrometers (MB) nach dem Target unter einem mittleren Winkel von  $40^\circ$  aufgebaut. Ein Schlitzsystem in  $x$ -Richtung (Sch) wurde zur zusätzlichen Verbesserung der Strahlreinheit verwendet. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

Vor und hinter dem Target waren je zwei Zeitprojektionskammern (Time Projection Chamber [SIT98]) aufgebaut. Die aktive Fläche der ersten und der vierten TPC war jeweils  $200 \times 80 \text{ mm}^2$ , die der zweiten und der dritten  $200 \times 60 \text{ mm}^2$ . Damit wurde die Fokussierung des Strahls auf das Knockout-Target und damit der größere Strahlfleck am Anfang und Ende von S2 berücksichtigt. Sie dienten zur Ortsmessung und zur Spurrekonstruktion der Teilchen vor und nach der Reaktion und wurden deshalb mit möglichst großen Abständen zueinander aufgestellt. Die Methode der Ortsmessung wird im Abschnitt 2.3 erläutert.

Zur Messung der Ladung der einlaufenden Kerne über deren Energieverlust (siehe Abschnitt 2.5) wurde eine MUSIC (Multi Sampling Ionisation Chamber) mit  $\text{CF}_4$  als Füllgas und einem aktiven Volumen von  $200 \times 80 \times 400 \text{ mm}^3$  verwendet [SCH00]. Sie befand sich unmittelbar vor der TPC2.

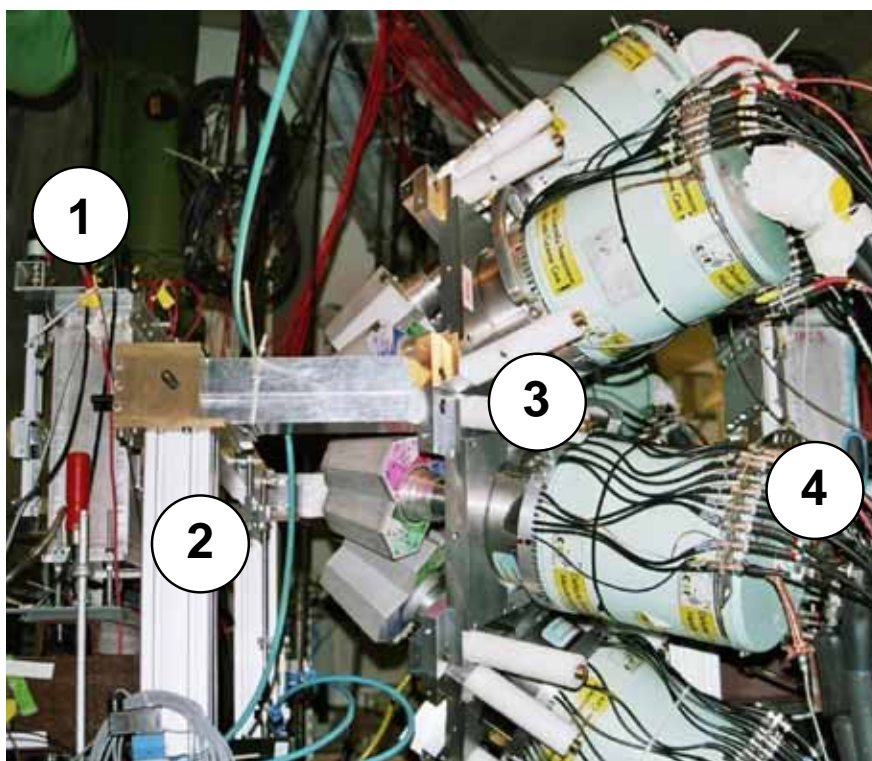
Im Anschluss an TPC3 war ein weiterer Szintillator aus BC420 mit einer aktiven Fläche von  $360 \times 40 \text{ mm}^2$  und einer Dicke von 3,5 mm aufgebaut. Er wurde sowohl an seiner linken als auch an seiner rechten Seite von einem Photomultiplier<sup>3</sup> ausgelesen. Die gemessenen Signale wurden für den Stop der Flugzeitmessung zwischen S1 und S2 und für den Start der Flugzeitmessung zwischen S2 und S4 verwendet.

In Strahlrichtung hinter dem Target waren acht dreifach Cluster des MINIBALL Gamaspektrometers aufgebaut [EBE01]. Details zu MINIBALL werden in Abschnitt 2.6.1 beschrieben. Die Mittelachsen der Cluster schlossen mit der Strahlachse einen Winkel von

<sup>3</sup>Hamamatsu H2431-50MOD

etwa  $40^\circ$  ein (siehe Abbildung 2.6). Der Abstand der geometrischen Mittelpunkte der Cluster von der Mitte des Targets war  $\approx 290$  mm. Mit diesem Detektorsystem wurden Gamma-Quanten nachgewiesen, die bei Reaktionen im Target produziert wurden. In Abschnitt 2.6 wird die Kalibration sowie die nötige Dopplerkorrektur und die Sensitivität auch im Hinblick auf die Lebensdauer angeregter Zustände diskutiert.

Zwei massive Blöcke aus Kupfer zwischen TPC1 und MUSIC bildeten ein Schlitzsystem. Beide Blöcke waren unabhängig voneinander in  $x$ -Richtung positionierbar. Die Öffnung der Schlitzes war  $\pm 90$  mm während der Phase mit  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl. Diese Öffnung wurde bei Fragmentstrahl an S2 nach etwa einem Drittel der Strahlzeit auf  $\pm 50$  mm verkleinert, um den Teilchen- und Gammauntergrund an S2 zu reduzieren.

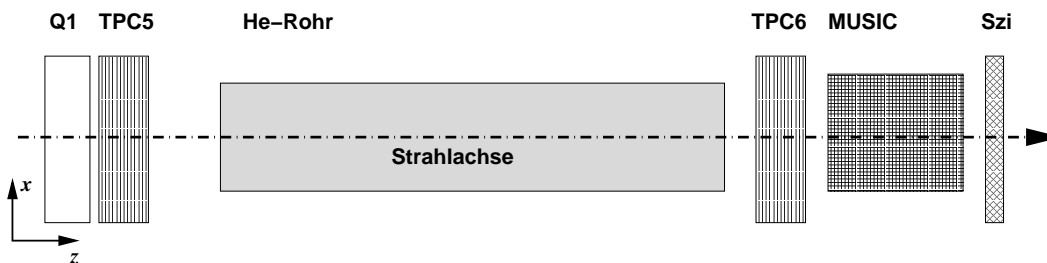


**Abbildung 2.6:** Bild des Aufbaus an der Fokalebene an S2, die Strahlrichtung ist von links nach rechts. Man sieht die TPC 2 (1), die direkt vor dem Knockout-Target (2) platziert war. Hinter dem Target das MINIBALL-Gammaspektrometer (3) und die dritte TPC (4).

### 2.2.3 Aufbau und Detektoren an S4

Am finalen Fokus S4 (siehe Abbildung 2.2) wurden die schweren Reaktionsprodukte identifiziert (siehe Abschnitt 2.5) und ihre Flugbahn gemessen. Einen schematischen Aufbau der Elemente im Strahlgang zeigt Abbildung 2.7.

Zur Spurrekonstruktion waren zwei weitere TPCs (TPC5, TPC6) mit einer aktiven Fläche von je  $200 \times 60 \text{ mm}^2$  aufgestellt. Die Fokalebene an S4 lag nach den beiden TPCs im Abstand von 3600 mm zum letzten Quadrupolmagneten. Zwischen den beiden TPCs befand sich ein mit Helium gefülltes Rohr aus Aluminium mit Fenstern aus Kapton. Damit wurde zwischen den Ortsmessungen die Massenbelegung und damit die Kleinwinkelstreu-



**Abbildung 2.7:** Schematischer Aufbau der Elemente im Strahlgang an S4. Im Anschluss an den letzten Quadrupolmagneten (Q1) befanden sich zwei weitere TPCs zur Spurrekonstruktion (TPC5, TPC6). Das mit Helium gespülte Rohr diente zur Minimierung der Kleinwinkelstreuung in der Materie zwischen den TPCs und trug damit zur Verbesserung der Ortsauflösung bei. Detektoren für Energieverlust (MUSIC) und Flugzeitmessung (Szi) bildeten den Abschluss des Experimentaufbaus. Sie ermöglichten die Identifikation der Kerne an S4. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

ung im Vergleich zu Luft verringert. Im Anschluss an die zweite TPC (TPC6) war eine weitere MUSIC zur Messung des Energieverlustes der durchlaufenden Kerne und somit deren Ladung aufgestellt. Den Abschluss des Experimentaufbaus bildete ein Szintillator aus dem Material BC420 mit der Dicke 4 mm, der das Stoppsignal für die zweite Flugzeitmessung und den zentralen Ereignistrigger lieferte. Mit diesen Detektorsystemen war eine Identifikation der ankommenden Kerne für jedes Ereignis an S4 möglich (siehe Abschnitt 2.5).

## 2.3 Ortsmessung mit TPCs

Die TPCs zur Ortsmessung wurden mit P10 (90% Ar, 10% CH<sub>4</sub>) als Zählgas bei Umgebungsdruck betrieben. Durch einen Feldkäfig wird ein homogenes elektrisches Feld in negativer  $y$ -Richtung erzeugt. Ein Kern, der durch das aktive Volumen einer TPC fliegt, ionisiert das Zählgas und erzeugt so Elektronen. Diese driften entlang der Feldlinien und werden an Anodendrähten verstärkt und nachgewiesen. Die  $y$ -Position wird über die Zeitdifferenz bestimmt, die zwischen dem Trigger des jeweiligen Ereignisses und dem Anodensignal liegt. Durch die konstante Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gasvolumen kann die  $y$ -Koordinate der Flugbahn des Teilchens in der TPC bestimmt werden. Die Ladungslawine an den Anodendrähten induziert ein Signal in einer Verzögerungsleitung, die an beiden Seiten ausgelesen wird ("delay line readout"). Der gemessene Laufzeitunterschied zwischen den Signalen an den Enden der Leitung entspricht dem Ort in  $x$ -Richtung. Jede Kammer ist intern aus zwei identischen Modulen aufgebaut, die redundante Informationen liefern. Der gemessene Ort ergibt sich durch Bildung des Mittelwerts der Einzelmessungen.

Die Detektoren weisen eine nominelle Ortsauflösung (FWHM) von  $\pm 235 \mu\text{m}$  in  $x$ - und  $\pm 175 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung für Kohlenstoff ( $Z=12$ ) auf bzw.  $\pm 135 \mu\text{m}$  in  $x$ - und  $\pm 60 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung für Ruthenium ( $Z=44$ ) [SIT98].

Die Position der Teilchen am Reaktionstarget in der Fokalebene an S2 wird durch Spurrekonstruktion aus der Extrapolation der Orte errechnet, die mit den ersten beiden TPCs gemessen wird. Dieser Targetpunkt zusammen mit der ermittelten Position in der TPC3 liefert die Richtung des auslaufenden Strahls.

Die  $xy$ -Position der Teilchen in der S4-Fokalebene wird durch Spurrekonstruktion aus



Fokus	Detektor oder Materie	Position [mm]	Verwendung
S1	Aluminium		Degrader
	Szintillator		Start TOF S1-S2
S2	TPC1	350	Ortsmessung
	MUSIC1	1400	Energieverlustmessung
	TPC2	2040	Ortsmessung
	Target	2200	Knockout-Reaktionen
	MINIBALL		Gamma-Messung
	TPC3	3080	Ortsmessung
	Szintillator	3330	Stop TOF S1-S2, Start TOF S2-S4
	TPC4	4000	Ortsmessung
S4	TPC5	1160	Ortsmessung
	Heliumrohr		Verringerung der Massenbelegung
	TPC6	2650	Ortsmessung
	MUSIC2	2850	Energieverlustmessung
	Szintillator	3340	Stop TOF S2-S4

**Tabelle 2.2:** Verwendete Detektoren und Materie im Experiment, aufgeteilt nach den Fokalorten. Die Positionsangaben geben jeweils den Abstand zum Ende des letzten Quadrupolmagneten vor dem jeweiligen Experimentalbereich an. Eine detaillierte Liste mit den Massenbelegungen an S1 und S2 befindet sich im Anhang A.

den Orten in den TPCs an S4 (TPC5 und TPC6) errechnet.

## 2.4 Triggersystem

Die Datenaufnahme wurde von mehreren voneinander unabhängigen Triggerquellen aktiviert. Jede einzelne dieser Quellen konnte um einen Faktor  $2^N$  untersetzt werden. Die Haupttriggerquelle des Experiments war eine Hardware-Koinzidenz aus Signalen der Szintillatoren an S2 und an S4. Dadurch wurde sichergestellt, dass das in diesem Ereignis gemessene Teilchen sowohl an S2 als auch an S4 nachgewiesen wurde. Dieser Trigger wurde im Experiment als Haupttrigger ohne Untersetzung zum Starten der Datenaufnahme verwendet. Weitere Triggerquellen waren Signale der Szintillatoren an S1 und S2, die einen Teilchendurchgang an diesen Orten im Strahlengang anzeigten. Sie waren mit  $2^{10}$  bzw.  $2^6$  bis  $2^8$  untersetzt. Ein Ereignis konnte dabei auch durch mehrere Triggerquellen gestartet werden. In Tabelle 2.3 sind alle im Experiment möglichen Triggerquellen aufgelistet.

## 2.5 Fragmentidentifikation

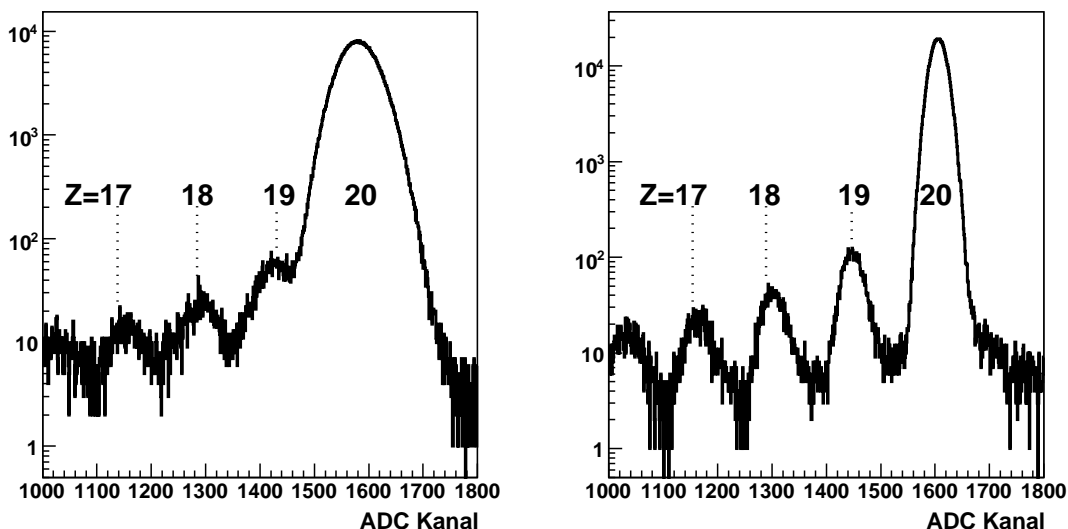
Für die Fragmentidentifikation ist es nötig, die Ladung und die Masse jedes einzelnen Kernes zu bestimmen. Die verwendeten Verfahren sind Standardverfahren am FRS der GSI und hier nur in Bezug auf die besonderen Anforderungen zusammengefaßt dargestellt.

Trigger	Beschreibung	Kommentar	$N$
TP1	MUSIC an S2	im Experiment nicht verwendet	-
TP2	Szintillator an S2		6-8
TP4	Szintillator an S4	im Experiment nicht verwendet	-
TP8	Szintillator an S1		9-10
TP16	10 Hz Pulsgeber		0
TP32	TOF S2→S4	Haupttrigger des Experiments	0
TP64	TPC Kalibration	im Experiment nicht verwendet	-
TP128	freier Gamma-Trigger		8-10

**Tabelle 2.3:** Mögliche Triggerquellen im Experiment. Eine Koinzidenz der einzelnen Quellen war möglich. Die einzelnen Quellen konnten unabhängig voneinander mit einem Faktor  $2^N$  untersetzt werden. Haupttriggerquelle des Experiments war die Hardware-Koinzidenz aus Szintillatorsignal an S2 und an S4 und damit die Flugzeitmessung zwischen dem mittleren und dem finalen Fokus.

### 2.5.1 Bestimmung der Fragmentladung

Die Ladung eines Kerns kann über die Messung des Energieverlust beim Durchgang des Teilchens durch Materie bestimmt werden. Im Experiment wurden dafür an S2 und S4 sogenannte Multi-Sampling Ionisationsdetektoren (MUSIC) eingesetzt. Das aktive Volumen einer MUSIC ( $200 \times 80 \times 400 \text{ mm}^3$ ) ist in Strahlrichtung achtfach segmentiert. Dies ermöglicht, den Energieverlust des durchlaufenden Teilchens achtmal zu messen. Der mittlere Energieverlust wird über geometrische Mittelung der einzelnen Messungen berechnet. Dieses Verfahren unterdrückt im Vergleich zu einer arithmetischen Mittelung zusätzlich Messwerte, die vom Mittelwert deutlich abweichen.



**Abbildung 2.8:** Vergleich der Energieverlustmessung für  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl (450 AMeV) in einer Anode (links) mit dem geometrischen Mittel der Messungen in allen acht Anoden der MUSIC an S4. Der relative Fehler des reduziert sich durch dieses Verfahren von 5,3% auf 2,2%, also fast um einen Faktor  $\sqrt{8}$ .

In Abbildung 2.8 ist der Vergleich zwischen dem Messergebnis einer einzelnen Anode und dem geometrischen Mittel aller acht Anoden der MUSIC an S4 abgebildet. Für diese Messung wurde der  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl ohne Reaktion an S2 nach S4 geleitet. Die Trennung der einzelnen Kernladungszahlen ist im zweiten Fall deutlich besser. Für  $Z = 20$  (ADC Kanal  $\approx 1600$ ) ergibt sich für eine einzelne Anode (FWHM=85,5 Kanäle) ein relativer Fehler von 5,3%, durch das geometrische Mitteln aller acht Anoden (FWHM=35,0 Kanäle) verbessert sich diese Unsicherheit fast um den Faktor  $\sqrt{8}$  auf 2,2%. Dies entspricht für Kalziumisotope ( $Z=20$ ) einem relativen Fehler von  $\Delta Z/Z = 1,1\%$  und damit einer absoluten Auflösung (FWHM) von  $\Delta Z = 0,22$ . Korrekturen der Abhängigkeit von Ort und Geschwindigkeit der nachgewiesenen Kerne wurden in separaten Messungen ebenfalls mit  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl bestimmt und sind in dieser Auflösung bereits berücksichtigt. Sie sind allerdings klein im Vergleich zum Abstand der Energieverlustsignale zweier benachbarter Elemente von etwa 150 Kanälen.

### 2.5.2 Bestimmung der Masse der Fragmente

Durch die magnetischen Abbildungseigenschaften des FRS hängt der Ort der Kerne in den Fokalebene von ihrem jeweiligen Impuls ab (siehe Abschnitt 4.1.1). Die Messung der Position ermöglicht dadurch umgekehrt die Bestimmung des Impulses der Teilchen. Durch die Flugzeitmessung (TOF, time of flight) kann die Geschwindigkeit der Kerne im Laborsystem ermittelt werden. Mit diesen beiden Größen kann das Verhältnis der Massenzahl zur Ladung des untersuchten Teilchens ( $A/q$ ) berechnet werden. Da die Kerne im Experiment beinahe zu 100% vollständig ionisiert waren, ergibt sich daraus direkt die Masse.

$$p = \beta\gamma \cdot M = B\rho(x)q$$

$$A/q \approx \frac{B\rho(x)}{\beta\gamma m_0}$$

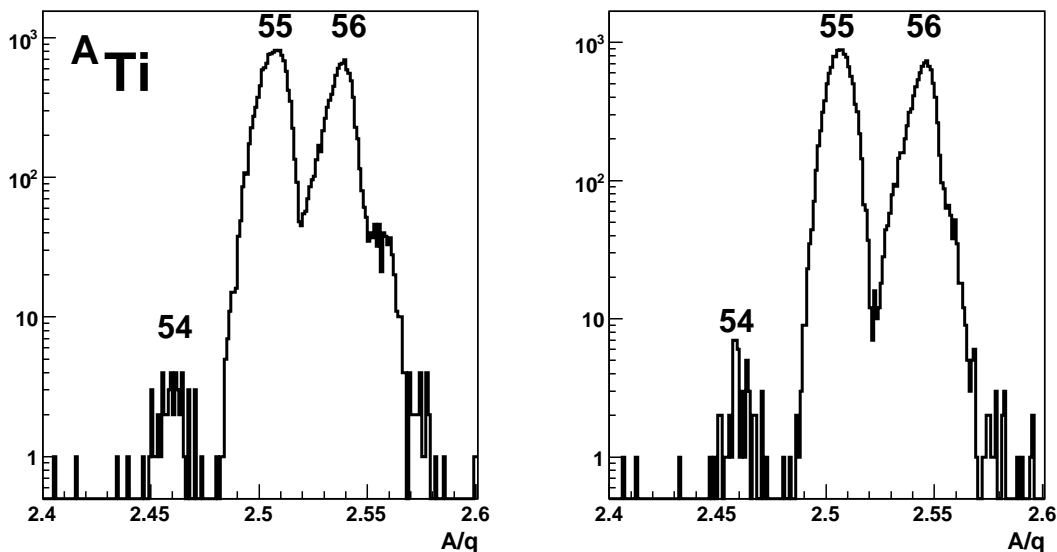
( $A$ : Massenzahl des Kerns,  $m_0$ : atomare Masseneinheit ( $931,5 \text{ MeV}/c^2$ ),  $M$ : Projektilmasse ( $\approx Am_0$ ),  $\beta$ : Geschwindigkeit des Kerns,  $\gamma$ : relativistischer Faktor,  $B$ : Magnetfeld der FRS Dipole,  $\rho(x)$ : mittlerer Ablenkradius in den FRS Dipolen, korrigiert auf die Fokalposition)

Die Kalibration der Größen, die in die Berechnung des  $A/q$ -Verhältnis eingehen (Geschwindigkeit  $\beta$ , Ort  $x$ ), wurde aus Messungen mit  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl gewonnen.

Um aus den Abbildungsmatrizen des FRS und den jeweiligen Ortsmessungen den effektiven Ablenkradius  $\rho(x)$  rekonstruieren zu können, muss die Position der realen Fokalebene genau bekannt sein. Bei der Bestimmung der Massen- und Impulsauflösung (siehe Abschnitt 4.5) wurde eine deutliche Abweichung der Fokalorte in Strahlrichtung von den Nominalwerten festgestellt. Die Verschiebung beträgt 30 cm am mittleren Fokus S2 und 140 cm am finalen Fokalort S4. Die Ursache für diese Verschiebung konnte nicht restlos aufgeklärt werden.

Abbildung 2.9 zeigt das rekonstruierte  $A/q$ -Verhältnis für Titanisotope an S4, die vor dem Target am mittleren Fokus als  $^{56}\text{Ti}$  identifiziert wurden. In beiden Histogrammen sind die Isotope  $^{54}\text{Ti}$  ( $A/q = 2,455$ ),  $^{55}\text{Ti}$  ( $A/q = 2,5$ ) und  $^{56}\text{Ti}$  ( $A/q = 2,545$ ) zu erkennen.

Die Magnetfelder des FRS waren bei dieser Messung für die Ein-Neutron-Knockout-Reaktion  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  eingestellt. Die Flugbahnen für Kerne, die im Target nicht reagierten



**Abbildung 2.9:** Vergleich des rekonstruierten  $A/q$  verschiedener Titanisotope unter Benutzung der nominellen (links) und korrigierten (rechts) Position der Fokalebene an S4. Für  $^{55}\text{Ti}$  ( $A/q = 2,5$ ) verringert sich der relative Fehler um etwa 9% von  $\pm 0,55\%$  auf  $\pm 0,50\%$ .

und  $^{56}\text{Ti}$  blieben, lagen teilweise außerhalb der Akzeptanz des FRS. Dadurch wird die Verteilung um  $A/q = 2,545$  asymmetrisch.

Für die Berechnung wurde für das linke Bild die nominelle, für das rechte die korrigierte Position der Fokalebene verwendet. Dadurch verbesserte sich die relative Auflösung (FWHM) für  $^{55}\text{Ti}$  Kerne von 0,55% auf 0,50%. Die erreichte absolute Massenauflösung (FWHM) liegt damit für Titanisotope bei  $\Delta A = 0,28$  Masseneinheiten.

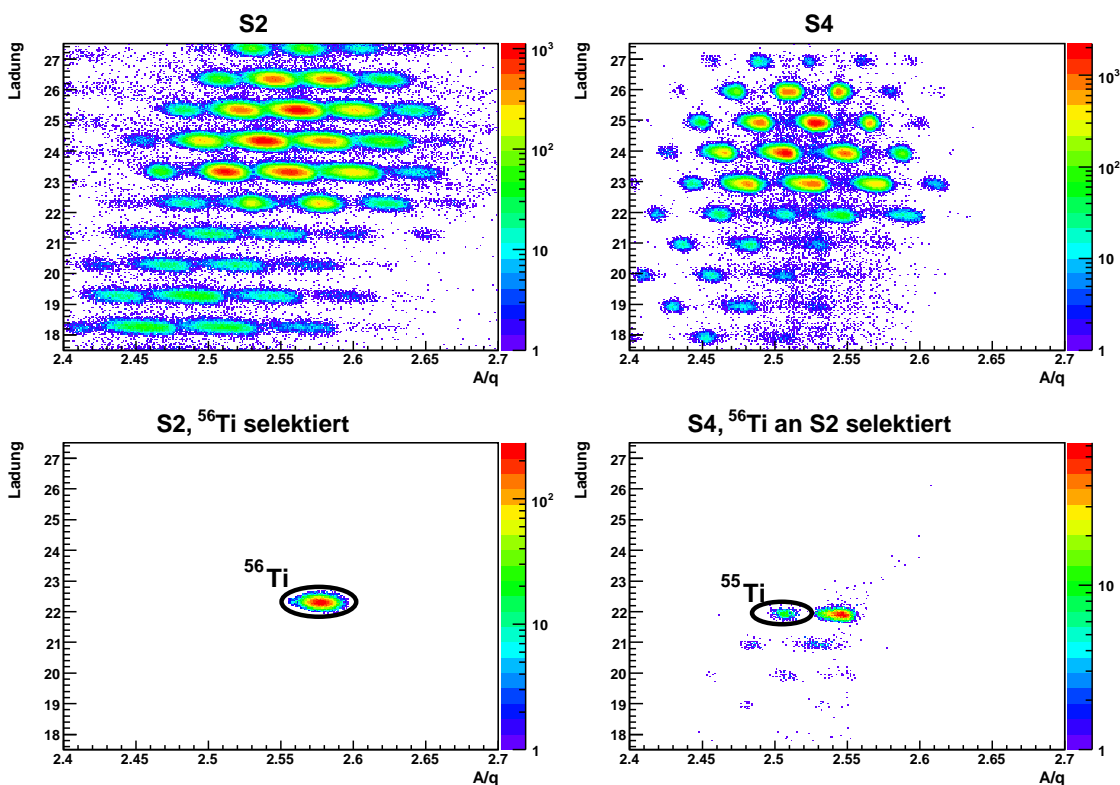
Die Auflösung der Messung an S2 war für Titanisotope mit 0,30 Masseneinheiten ein wenig geringer als die der Messung an S4. Dies liegt an der kürzeren Strecke, die für die Flugzeitmessung verwendet wurde und der damit einhergehenden größeren Messunsicherheit. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, war eine eindeutige Identifikation dennoch möglich.

### 2.5.3 Fragment- und Reaktionsidentifikation

Die Bestimmung der Ladung und des Verhältnisses von Masse zu Ladung an den beiden Fokalorten S2 und S4 ermöglicht die eindeutige Identifikation jedes einzelnen Kerns für jedes Ereignis. Gegeneinander aufgetragen, ergeben diese beiden Größen eine Identifikationsmatrix. Durch Auswahl von Ereignissen mit einem bestimmten Kern an S2 und an S4, ist es möglich, eine Kernreaktion zu selektieren.

In Abbildung 2.10 sieht man jeweils die Identifikationsmatritzen an S2 (links) und S4 (rechts). Die Kerne, die durch Fragmentation des  $^{86}\text{Kr}$  Primärstrahls am FRS Target erzeugt werden, sind deutlich getrennt. In den Histogrammen der oberen Reihe sind alle Kerne eingetragen, die an den jeweiligen Fokalorten identifiziert wurden. Für die unteren Abbildungen wurden in der S2 Matrix  $^{56}\text{Ti}$  Kerne ( $Z=22$ ,  $A/q=2,55$ ) selektiert. Durch zusätzliche Auswahl von  $^{55}\text{Ti}$  Kernen an S4 ist eine Identifikation der Ein-Neutron-

Knockout-Reaktion an  $^{56}\text{Ti}$  möglich.



**Abbildung 2.10:** Teilchen- und Reaktionsidentifikation: Durch die Bestimmung von Ladung und Masse für jedes Ereignis ist eine Identifizierung des Kerns möglich. Alle vier Bilder zeigen Identifikationsmatrizen, in denen die gemessene Ladung eines Kerns gegen das ebenfalls gemessene Verhältnis der Masse zur Ladung ( $A/q$ ) aufgetragen ist. In beiden Reihen sind diese Matrizen für den S2- (links) und den S4-Fokalort (rechts) gezeigt. In der oberen Reihe sind alle nachgewiesenen Kerne eingetragen. In der unteren Reihe wurde an S2  $^{56}\text{Ti}$  (Ladung  $Z=22$ ,  $A/q=2.55$ (nominal)) selektiert (links) und unter dieser Bedingung die Matrix an S4 gefüllt (rechts). Das leicht größer rekonstruierte  $A/q$  Verhältnis an S2 beeinflusst die Selektion nicht. Durch die zusätzliche Auswahl von  $^{55}\text{Ti}$  (Ladung  $Z=22$ ,  $A/q=2.5$ ) an S4 kann die Ein-Neutron-Knockout-Reaktion an  $^{56}\text{Ti}$  selektiert werden.

## 2.6 Nachweis von Gamma-Strahlung

Allein mit Fragmentidentifikation und Impulsmessung kann nicht unterschieden werden, ob der Tochterkern im Grundzustand oder in einem angeregten Zustand produziert wird. Dadurch ist dies eine inklusive Messung der Knockout-Reaktionen der einlaufenden Kerne im Reaktionstarget. Der gleichzeitige Nachweis von Gamma-Quanten, die bei der Abregung kurzlebiger, angeregter Zustände des Restkerns entstehen, ermöglicht meist eine exklusive Messung der Reaktionskanäle.

Das Experiment wurde bei Energien im Bereich von 400-500 AMeV durchgeführt. Die Kerne nach dem Reaktionstarget bewegten sich mit einer Geschwindigkeit relativ zum

Laborsystem von  $v/c = \beta \approx 0,7$ . Die Energien der in den Detektoren nachgewiesenen Gamma-Quanten sind daher stark Doppler-verschoben. Aus der gemessenen Energie  $E_{lab}$  kann die Energie im Ruhesystem des emittierenden Kerns ( $E_{RS}$ ) berechnet werden:

$$E_{RS} = E_{lab} \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cdot \cos\vartheta) \quad (2.1)$$

mit dem relativistischen Faktor  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  und dem Winkel  $\vartheta$  zwischen den Richtungen des emittierenden Kerns und des emittierten Gammas.

Im Vergleich ist beispielsweise die unter einem Winkel von  $\vartheta = 40^\circ$  und einer Geschwindigkeit von  $\beta = 0,7$  gemessene Energie im Laborsystem um einen Faktor  $\approx 1,54$  höher als die im Ruhesystem emittierte. Fehler in den Messgrößen in Gleichung 2.1 führen zur sogenannten Dopplerverbreiterung der rekonstruierten Energie  $E_{RS}$ .

Am FRS wurden bereits Experimente zur Untersuchung von Knockout-Reaktionen an leichten Kernen ( $Z < 10$ ) durchgeführt, zum Beispiel am Sauerstoffisotop  $^{23}\text{O}$  ([COR04, COR05]). Für den Nachweis der Gamma-Strahlung wurden bei diesen Experimenten 32 Detektoren mit NaI-Kristallen verwendet. Mit diesem Aufbau wurde eine Auflösung nach Dopplerkorrektur von  $\Delta E/E \approx 12\%$  für die Energieregion um 429 keV erreicht ([COR03]). Die Auflösung war im Wesentlichen in der geringen intrinsischen Auflösung der Kristalle ( $\Delta E/E \approx 8\%$ ) und der großen Dopplerverbreiterung ( $\Delta E/E \approx 9\%$ ) begründet. Letztere wird durch die geringe Granularität des Gesamtdetektors bedingt, die Frontflächen der verwendeten Kristalle waren regelmässige Sechsecke mit Seitenlänge 5,33 cm. Zusammen mit dem Abstand der Detektoren vom Target (80 cm) ergibt sich daraus ein Öffnungswinkel von  $7,6^\circ$ .

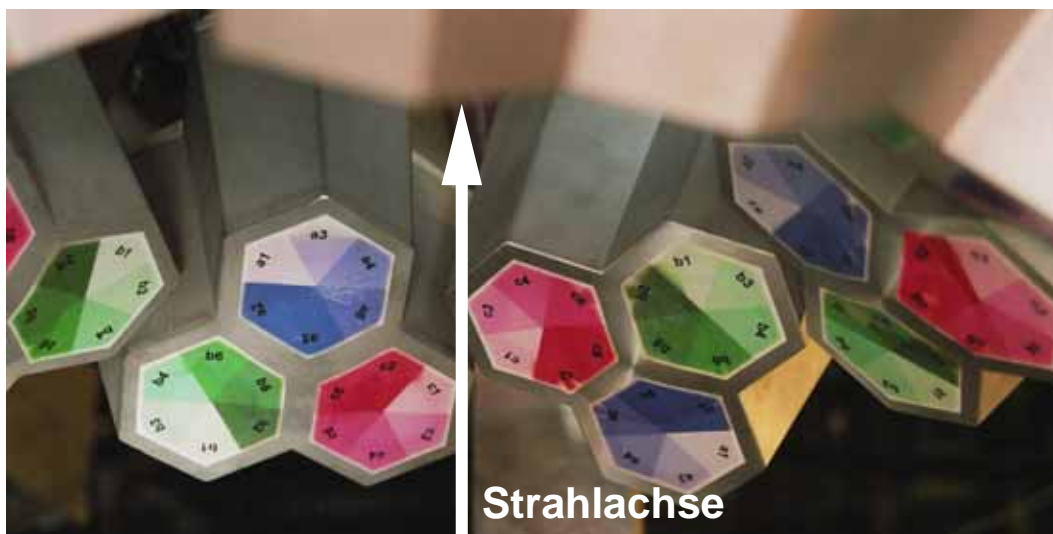
Um eine bessere Gamma-Auflösung zu erreichen, wurden für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment segmentierte Germaniumdetektoren verwendet.

### 2.6.1 MINIBALL Gamma-Spektrometer

Das MINIBALL-Spektrometer ([EBE01]) besteht aus 24 hochreinen Germaniumkristallen. Die Einzelkristalle sind senkrecht zu ihrer Längsachse sechsfach elektrisch segmentiert. Dadurch wird die effektive Granularität des Detektoraufbaus erhöht und damit der in die Dopplerverbreiterung eingehende Öffnungswinkel verkleinert.

Je drei Kristalle sind zu einem Cluster zusammengefasst und in einen Kryostaten eingebaut, der durch einen Dewar mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Die acht Cluster wurden in Strahlrichtung hinter dem Reaktionstarget mit einem mittleren Winkel zwischen Strahlachse und Symmetrieachse der Cluster von  $\vartheta = 40^\circ$  platziert. Dabei waren sie um die Strahlachse gleichmässig verteilt, der Winkelabstand zwischen den Clustern betrug  $\phi = 45^\circ$ . Der mittlere Abstand der Kristallfrontflächen zum Schnittpunkt von Strahlachse und Reaktionstarget lag bei 26,4 cm. Um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken, waren immer abwechselnd ein oder zwei Kristalle näher zur Strahlachse orientiert (siehe Abbildung 2.11). Die Halterung für die Cluster wurde im Rahmen dieser Dissertation konstruiert und gebaut. Sie erlaubt eine stufenlose Verdrehung und Verschiebung der Detektoren um bzw. entlang der Clusterachse genauso wie eine auf  $0,1^\circ$  exakte Verkippung dieser Achse für eine optimale Ausrichtung.

Das Vorverstärkersignal vom Zentralkontakt der MINIBALL Kristalle wurde passiv geteilt und auf zweierlei Arten verwendet. Mit dem einen Zweig wurde der Gamma-Trigger generiert. Gleichzeitig wurde mit diesem Signal die Zeitdifferenz gemessen zwischen dessen



**Abbildung 2.11:** Detailaufnahme des MINIBALL-Aufbaus. Um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken, sind die Cluster abwechselnd mit zwei bzw. einem Kristall nahe der Strahlachse angeordnet.

Erzeugung und dem Trigger, der im jeweiligen Ereignis für das Starten der Datenaufnahme benutzt wurde. Der andere Teil des Signals ging in ein DGF Modul<sup>4</sup> zur Messung der im Germaniumkristall deponierten Energie.

### 2.6.2 Energiekalibration

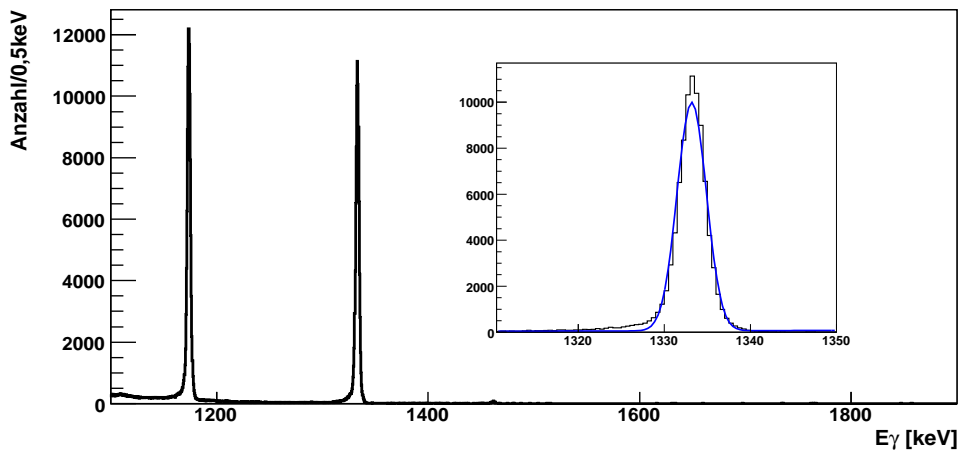
Zur Kalibration wurden  $^{152}\text{Eu}$ - und  $^{56,60}\text{Co}$ -Quellen verwendet. Mit den Gammasppektren der Zerfälle wurde dabei ein Energiebereich von 121 keV ( $^{152}\text{Eu}$ ) bis 3273 keV ( $^{56}\text{Co}$ ) abgedeckt.

Mit den bekannten Übergangsenergien der Zerfälle (siehe zum Beispiel Anhang C in [TOI96]) wurden die 168 Kanäle des Spektrometers (acht Cluster mit je drei Kristallen, in jedem Kristall sechs Segmente und der Zentralkontakt,  $8 \cdot 3 \cdot (6 + 1) = 168$ ) kalibriert. Für den verwendeten Aufbau wurde eine intrinsische Auflösung (FWHM) von 4,25 keV bei einer Gamma-Energie von 1332 keV ermittelt. Dies entspricht einer relativen Auflösung von 3,2‰ (siehe Abbildung 2.12).

### 2.6.3 Dopplerkorrektur

Mit Hilfe der Gleichung 2.1 kann aus der im Laborsystem gemessenen Gammaenergie die Energie im Ruhesystem des emittierenden Kernes berechnet werden. Dazu benötigt man neben der durch die Flugzeitmessung ermittelten Geschwindigkeit des Teilchens den Winkel zwischen der Flugbahn des Kernes und dem emittierten Gamma. Für die Bestimmung dieser Größe wird angenommen, dass die Abregung am Reaktionsort stattfindet. Der Ort der ersten Wechselwirkung des Gamma-Quants im Germaniumkristall kann nicht exakt bestimmt werden. Er wird daher für jeden Cluster mit dem Schwerpunkt des Segments genähert, in dem dem der größte Energieeintrag gemessen wird. Dies berücksichtigt, dass

<sup>4</sup>Digital Gamma Finder, XIA LLC, 31057 Genstar Rd. Hayward CA 94544, USA



**Abbildung 2.12:** Ausschnitt aus dem gemessenen Gamaspektrum der  $^{60}\text{Co}$  Quelle. Die eingefügte Vergrößerung zeigt die Linie bei 1332 keV mit einer angepassten Gauskurve. Die Breite der Linie und damit die Auflösung (FWHM) des Spektrometers bei dieser Energie beträgt 4,25 keV.

bei Comptonstreuung des Gammaquants zwischen zwei Segmenten eine großer Streuwinkel nötig ist und damit eine große Energie im ersten Segment deponiert wird. Die Position des Segmentenschwerpunkts wurde aus der Konstruktion der MINIBALL Haltestruktur bestimmt und mit den bekannten Gamma-Übergängen der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion (565 keV und 586 keV) optimiert (siehe Anhang B).

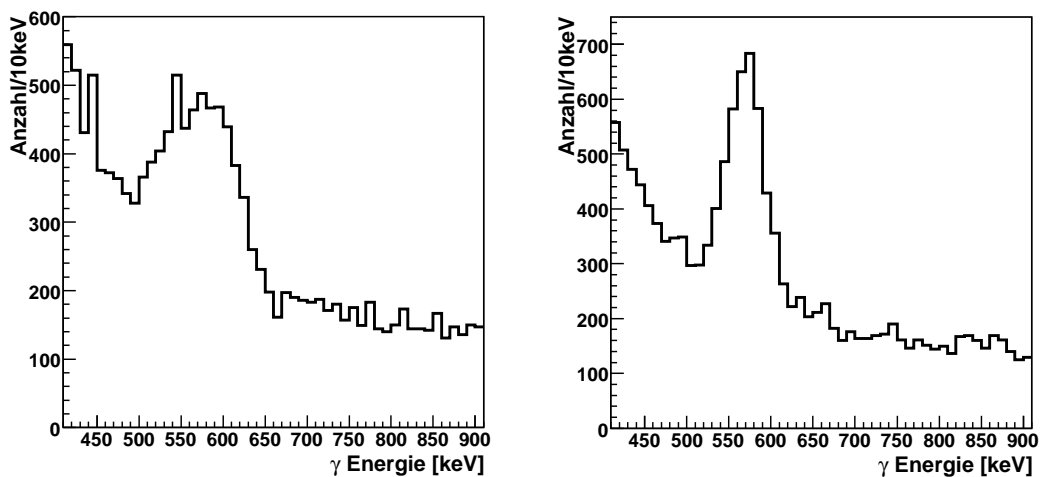
Der Winkel wird nur mit der Genauigkeit des überdeckten Raumwinkels eines Detektorsegments bestimmt. Die ins Schwerpunktsystem transformierte Energie unterliegt daher der Doppler-Verbreiterung. Durch die Segmentierung der Kristalle erhöht sich die Granularität des Gesamtdetektors und damit verbessert sich die Auflösung nach Dopplerkorrektur deutlich (siehe Abbildung 2.13).

#### 2.6.4 Erreichte Energieauflösung nach Dopplerkorrektur

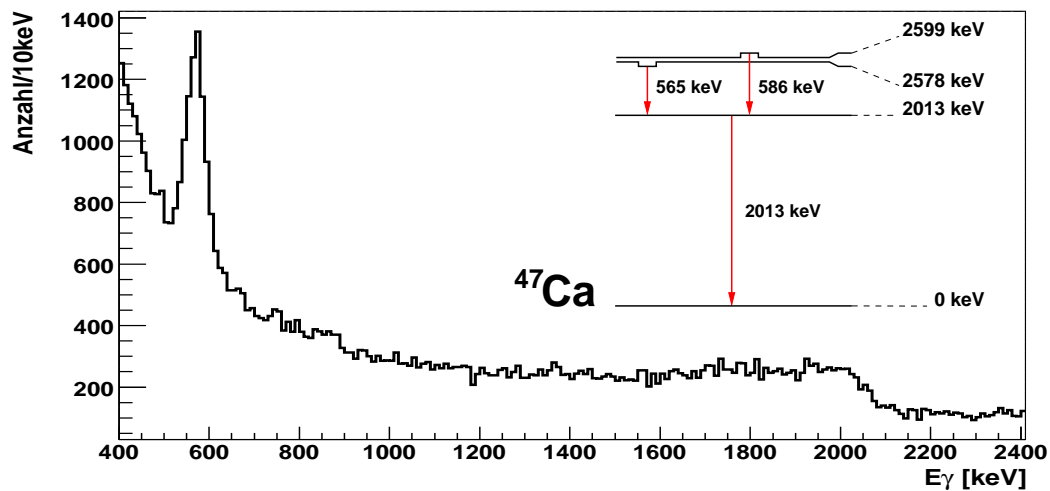
Durch die im vorherigen Abschnitt beschriebene Dopplerkorrektur ist es möglich, die Energie der emittierten Gammastrahlung im Ruhesystem der Fragmente zu bestimmen. Die Auflösung liegt durch die Dopplerverbreiterung deutlich unter der, die mit einer im Laborsystem ruhenden Quelle erreicht werden kann (siehe Abschnitt 2.6.2).

Abbildung 2.14 zeigt das Doppler korrigierte Gamma-Spektrum, das in Koinzidenz mit der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion gemessen wurde. In dieser Reaktion werden Gamma-Energien von 565, 586 und 2013 keV erwartet [BUR07, TOS08]. Der relevante Teil des  $^{47}\text{Ca}$  Niveauschemas ist in Abbildung 2.14 zu sehen. Die Übergänge bei 565 keV und 586 keV können nicht getrennt werden. Die Auflösung (FWHM) liegt in diesem Bereich bei 40 keV oder 7,0%. Der größte limitierende Faktor in der Auflösung ist dabei die Unsicherheit im Winkel zwischen Gamma und Teilchen. Durch die fehlende Tiefensegmentierung der MINIBALL Kristalle konnte dieser nur auf etwa  $\pm 3^\circ$  bestimmt werden, dem Öffnungswinkel der Detektorsegmente. Bei höheren Energien kann man die Comptonkante nicht mehr vom Photopeak trennen. Das resultiert daraus, dass die Dopplerverbreiterung





**Abbildung 2.13:** Dopplerkorrigierte Gamma-Spektren der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion. Als Winkel  $\vartheta$  wurde für das linke Spektrum der Winkel des Kristalls zur Strahlachse, für das rechte der Winkel des getroffenen Segments zur Strahlachse verwendet. Durch die Segmentierung der Germaniumkristalle wird die Auflösung nach Dopplerkorrektur deutlich verbessert.



**Abbildung 2.14:** Dopplerkorrigiertes Gamma-Spektrum der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion. Die Auflösung bei einer Energie von  $\approx 575$  keV liegt bei 40 keV (FWHM) und reicht nicht aus, um die beiden Linien bei 565 keV und 586 keV aufzulösen. Bei höheren Energien, hier 2013 keV, kann der Photopeak nicht mehr von der Comptonkante getrennt werden.

mit der Energie linear nach

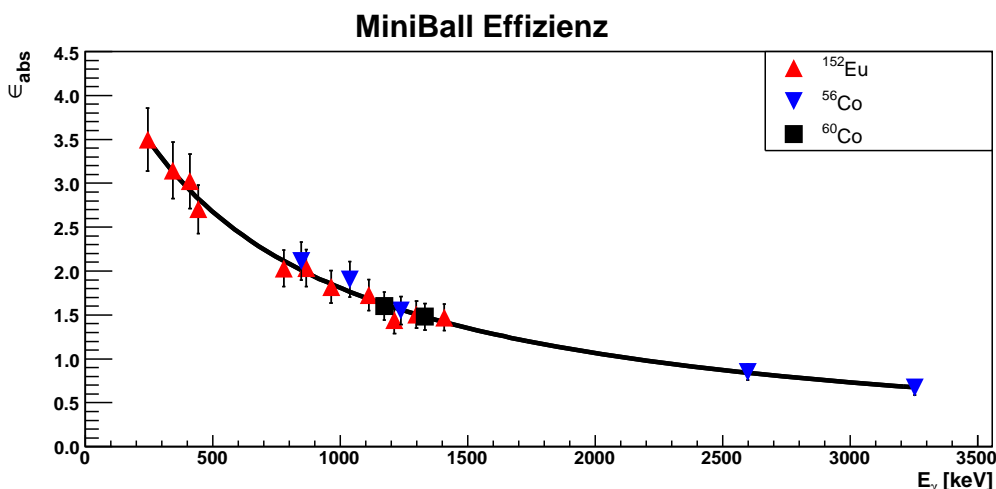
$$\Delta E_{RS} = E_{RS} \cdot \frac{\beta \sin \vartheta \Delta \vartheta}{1 - \beta \cdot \cos \vartheta}$$

anwächst. Bei einer Energie im Ruhesystem des Kerns von 2000 keV ergibt sich allein daraus eine Dopplerverbreiterung von 100 keV.

## 2.6.5 Nachweiseffizienz

Die Messungen mit den Gamma-Quellen wurden auch für Bestimmung der Photopeak-Effizienz im Laborsystem verwendet. Innerhalb eines Clusters wurden die gemessenen Energieeinträge der drei Kristalle addiert (Addback-Verfahren). Die Nachweiseffizienz erhöht sich dadurch, zum Beispiel im Energiebereich der  $^{60}\text{Ni}$  Linien aus dem  $^{60}\text{Co}$  Betazerfall (1173 keV und 1332 keV) um 11%. Eine Summierung der Energieeinträge in Kristalle von benachbarten Clustern ergab keine signifikante Effizienzsteigerung. Die absolute Aktivität der  $^{60}\text{Co}$  Quelle betrug am Tag ihrer Kalibration (01.11.2005) 405 kBq und somit am Tag der Messung (18.04.2006) 381 kBq. Die absolute Effizienz des Nachweises eines 1332 keV Gamma-Quants aus dem Betazerfall von  $^{60}\text{Co}$  im Photopeak konnte damit zu 1,48(15)% bestimmt werden. Durch diesen Vergleich einer gemessenen Zählrate mit der Aktivität einer näherungsweise isotrop abstrahlenden Quelle ist in dieser Effizienz der im Laborsystem durch das MINIBALL-Array abgedeckte Raumwinkel bereits enthalten.

Die relativen Stärken der Übergänge innerhalb der jeweiligen Zerfallskaskade sind bekannt [TOI96] und können zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der relativen Effizienz verwendet werden. Durch die Verankerung dieser relativen Nachweiseffizienzen am absoluten Wert der Messung mit  $^{60}\text{Co}$  ist es möglich, eine absolute Nachweiseffizienz für den gesamten überdeckten Energiebereich anzugeben.



**Abbildung 2.15:** Absolute Effizienz des Miniball Aufbaus. Durch die Verwendung der drei Quellen ( $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{60}\text{Co}$  und  $^{56}\text{Co}$ ), war es möglich, die Photopeakeffizienz von 200 keV bis 3300 keV zu bestimmen. Die relativen Effizienzen der Zerfallskaskaden sind an der für  $^{60}\text{Co}$  gemessenen absoluten Photopeakeffizienz verankert. Die schwarze Kurve ist eine an die Messpunkte angepasste Funktion zur Inter- und Extrapolation.

Abbildung 2.15 zeigt die kumulierte Effizienz aller acht Cluster des Aufbaus aufgetragen gegen die Energie des Gammaübergangs und eine daran angepasste Funktion. Die  $^{152}\text{Eu}$  Zerfallslinie bei 121 keV lag an der unteren Akzeptanzschwelle der Detektoren und wurde deshalb nicht für die Effizienzbestimmung verwendet. Im Anhang E sind die Effizienzkurven für die einzelnen Detektoreinheiten abgebildet.

Die Effizienz für beliebige Gamma-Energien wird durch Inter- bzw. Extrapolation des Fits an die gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt. Der relative Fehler dieser Bestimmungsmethode entspricht dabei in etwa den relativen Fehlern der gemessenen Einzeleffizienzen. Dieser liegt im Mittel bei 10% (siehe Tabelle E.1 in Anhang E).

### Raumwinkelkorrektur durch Lorentztransformation

Im Experiment bewegen sich die angeregten Kerne bei Emission der Gamma-Quanten relativ zum Laborsystem mit einer Geschwindigkeit von etwa  $0,7c$ . Bei der Lorentztransformation ins Laborsystem werden alle Polarwinkel der Emission zur Strahlachse verkleinert. Da das MINIBALL-Array in dieser Richtung aufgebaut war, überdeckt es im Ruhesystem des emittierenden Kernes einen anderen aber auch größeren Raumwinkel als im Laborsystem. Die mit den Quellenmessungen bestimmte Nachweiseffizienz berücksichtigt den Raumwinkel im Laborsystem, im Experiment muss daher der Unterschied durch die Lorentz-Transformation ins bewegte System zusätzlich korrigiert werden.

Der Korrekturterm  $Corr_{\Omega}$  ist dabei das Verhältnis der im Ruhesystem des emittierenden Kernes und im Laborsystem überdeckten Raumwinkelemente  $\Omega_{RS}$  bzw.  $\Omega_{Lab}$ . Der Winkel  $\vartheta_{Lab}$  wird im Experiment zwischen der Flugrichtung des emittierenden Kernes und des emittierten Gamma-Quants gemessen (siehe Abschnitt 2.6.3). Die Geschwindigkeit des Kernes und seine Flugrichtung sind dabei auch die entsprechenden Größen, mit denen sich Labor- und Schwerpunktsystem gegeneinander bewegen. Der Winkel  $\vartheta_{RS}$ , unter dem das Gamma-Quant im Schwerpunktsystem des Kernes emittiert wurde, ist mit dem im Laborsystem gemessenen über eine Lorentz-Transformation verknüpft:

$$\cos\vartheta_{RS} = \frac{\cos\vartheta_{Lab} - \beta}{1 - \beta \cdot \cos\vartheta_{Lab}} \quad (2.2)$$

Der azimuthale Winkel ändert sich durch den Übergang zwischen den beiden Bezugssystemen nicht ( $\varphi_{Lab} = \varphi_{RS}$ ).

Der Korrekturfaktor für einen Detektor, der im Laborsystem das Raumwinkelement mit  $\vartheta_{Lab}^1 < \vartheta_{Lab} < \vartheta_{Lab}^2$  und  $\varphi_{Lab}^1 < \varphi_{Lab} < \varphi_{Lab}^2$  überdeckt, ergibt sich somit zu

$$\begin{aligned} Corr_{\Omega}(\beta; \vartheta_{Lab}^1; \vartheta_{Lab}^2; \varphi_{Lab}^1; \varphi_{Lab}^2) &= \frac{\Omega_{RS}}{\Omega_{Lab}} = \frac{\int_{\varphi_{RS}^1}^{\varphi_{RS}^2} \int_{\vartheta_{RS}^1}^{\vartheta_{RS}^2} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi}{\int_{\varphi_{Lab}^1}^{\varphi_{Lab}^2} \int_{\vartheta_{Lab}^1}^{\vartheta_{Lab}^2} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi} \\ &= \frac{\int_{\vartheta_{RS}^1}^{\vartheta_{RS}^2} \sin\vartheta d\vartheta}{\int_{\vartheta_{Lab}^1}^{\vartheta_{Lab}^2} \sin\vartheta d\vartheta} = \frac{\cos\vartheta_{RS}^1 - \cos\vartheta_{RS}^2}{\cos\vartheta_{Lab}^1 - \cos\vartheta_{Lab}^2} \\ &= \frac{\frac{\cos\vartheta_{Lab}^1 - \beta}{1 - \beta \cdot \cos\vartheta_{Lab}^1} - \frac{\cos\vartheta_{Lab}^2 - \beta}{1 - \beta \cdot \cos\vartheta_{Lab}^2}}{\cos\vartheta_{Lab}^1 - \cos\vartheta_{Lab}^2} \\ &= \frac{1 - \beta^2}{(1 - \cos\vartheta_{Lab}^1) \cdot (1 - \cos\vartheta_{Lab}^2)} \end{aligned}$$

mit Gleichung 2.2

Für ein beliebig kleines Detektorelement ( $\vartheta_{Lab}^1 \rightarrow \vartheta_{Lab}^2 \rightarrow \vartheta_{Lab}$ ) ergibt sich somit:

$$Corr_{\Omega}(\beta; \vartheta_{Lab}) = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cdot \cos\vartheta_{Lab})^2} \quad (2.3)$$

Eine Geschwindigkeit des Kerns von  $\beta = 0,7$  und ein Winkel unter dem das Gamma-Quant nachgewiesen wird von  $45^\circ$  führen zum Beispiel zu einem Korrekturfaktor von  $Corr_{\Omega}(0,7; 45^\circ) = 2,0$ , das überdeckte Raumwinkelelement ist also im Schwerpunktsystem zweimal größer als im Laborsystem.

Die größte Unsicherheit bei der Bestimmung des Korrekturfaktors für Raumwinkeländerung durch die Lorentztransformation ist der zugrunde liegende Winkel, unter dem das Gamma nachgewiesen wird. Da dabei als Auftreffpunkt des Gammas im Kristall der Schwerpunkt des Segments verwendet wird, kann ein Fehler von bis zu  $3^\circ$  auftreten. Dies bewirkt einen relativen Fehler im Korrekturfaktor von 10%. Unsicherheiten in der Teilchengeschwindigkeit und -trajektorie sind damit verglichen klein und werden vernachlässigt.

### Interne Totzeit und Triggereffizienz

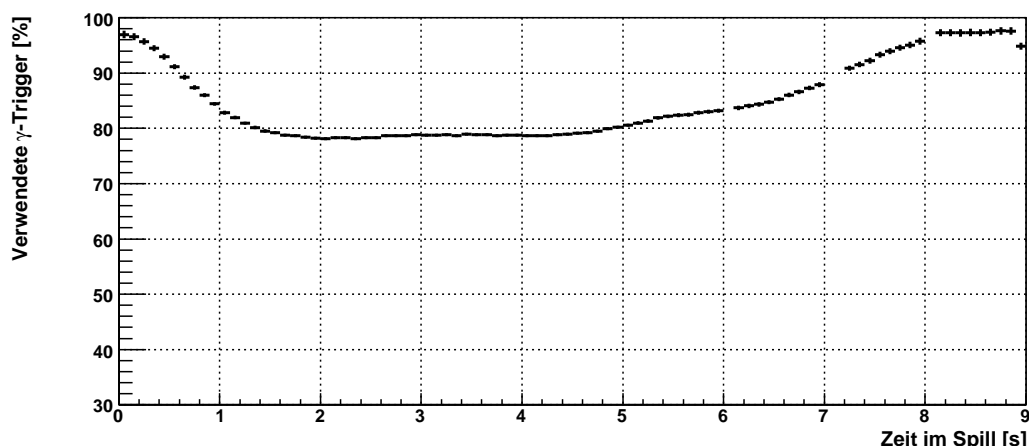
Die Verwendung des MINIBALL-Arrays als Detektorsystem mit unabhängigem freilaufenden Trigger macht es nötig, die zusätzlich auftretenden internen Totzeiteffekte zu korrigieren. Desweiteren muss die Triggereffizienz der Datenaufnahme, also der Bruchteil der Ereignisse mit Gamma-trigger und nachgewiesener Gammaenergie, bei der Bestimmung der exklusiven Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden.

Bei der Entwicklung der Analyse hat sich herausgestellt, dass diese Größen eine deutliche Abhängigkeit von der Datenrate zeigen. Da diese sich innerhalb eines Spills deutlich ändert, ist es sinnvoll, die nötigen Korrekturen in Abhängigkeit von der Zeit innerhalb des Spills zu ermitteln. Sie werden dabei über alle im Experiment verwendeten Spills gemittelt.

Zur Ermittlung der internen Totzeit des MINIBALLSpektrometers werden die Anzahlen der Ereignisse mit einem Gamma-Trigger (TP128, siehe Tabelle 2.3) und der Anzahl der freien Gamma-Trigger verwendet. Die Division dieser beiden Größen ist der Bruchteil der aufgelaufenen Gamma-Trigger, die die Datenaufnahme gestartet haben. Die relative Totzeit ist die Abweichung von 100%, dem maximal erreichbaren Wert.

Die Abbildung 2.16 zeigt das ermittelte Verhältnis von akzeptierten zu aufgelaufenen Gamma-Trigger für das Hauptexperiment mit Fragmentstrahl an S2. Die Länge des Spills betrug 8 Sekunden. Während dieser Zeit wurden teilweise nur etwa 80% der Gamma-Trigger von der Datenaufnahme zum Starten der Auslese verwendet. In den Spillpausen ( $t > 8$  s) starteten fast alle auflaufenden Gamma-Trigger die Datenaufnahme, das Verhältnis liegt nahe bei 100%.

Durch die Trennung von Energienachweis und Triggeregenerierung (siehe Abschnitt 2.6.1) war es zusätzlich möglich, dass ein Gamma-Trigger die Datenaufnahme startete, aber kein Energieeintrag in den MINIBALL Kristallen gemessen wurde. Dies konnte durch verschiedene Gründe verursacht werden. Einerseits waren die Schwellen, ab denen ein Signal verwendet wurde, in den DGF-Modulen höher als in den Modulen zur Triggererzeugung. Dieses Verhalten wurde auch in den Kalibrationsmessungen mit radioaktiven Quellen beobachtet. Das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse mit Gamma-Trigger und einer Energie aus dem DGF zur Anzahl aller Ereignisse mit Gamma-Trigger liegt bei etwa 75 – 85%. Abbildung 2.17 zeigt dieses Verhältnis für eine Messung mit  $^{152}\text{Eu}$ . Dieses zeitlich konstante Nachweisdefizit ist bereits mit der in 2.6.5 bestimmten Effizienz berücksichtigt.

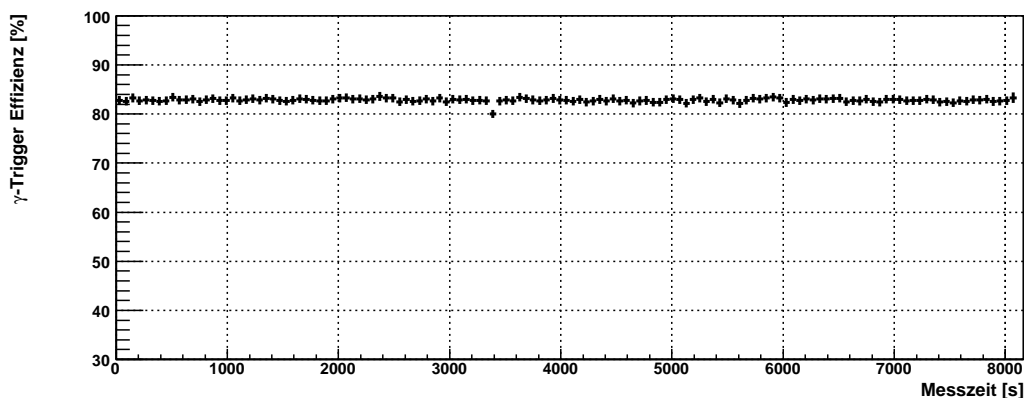


**Abbildung 2.16:** Totzeit des Miniball Aufbaus für den Experimentteil mit Fragmentstrahl an S2. Die relative Abnahme der akzeptierten Trigger innerhalb eines Spills ist deutlich erkennbar. In der Spillpause ( $t > 8$  s) startet fast jeder Gamma-Trigger die Datenaufnahme, die Totzeit ist vernachlässigbar.

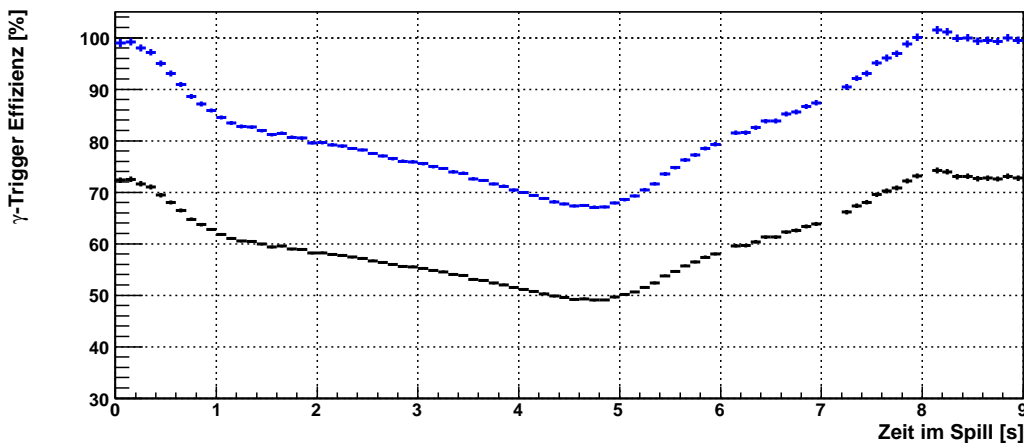
Andererseits zeigte die Triggereffizienz während des Experiments in Anwesenheit von Teilchen an S2 eine deutliche Abweichung von diesem konstanten Wert. In Abbildung 2.18 wird diese Abhängigkeit gezeigt, gemittelt über alle Spills der Messung mit  $^{86}\text{Kr}$  Primärstrahl (schwarz, untere Werte). Lag die Effizienz am Anfang eines Spills im Bereich des ohne Strahl gemessenen Werts, nahm sie mit Teilchen ( $0\text{ s} < t < 8\text{ s}$ ) an S2 auf Werte unter 50% ab. In den Spillpausen ( $t > 8\text{ s}$ ) steigt das Verhältnis wieder auf das ursprünglichen Niveau (75%). Der Unterschied zum Wert der Quellenmessung wird durch ein im Experiment auch in den Spillpausen höheres elektrisches Rauschen bedingt.

Das Absinken der Triggereffizienz hat verschiedene Ursachen. Während des Spills ist die Rate, mit der Gamma-Quanten auf die Kristalle des MINIBALL-Arrays treffen, deutlich erhöht. Wenn dabei zwei Wechselwirkungen in einem Kristall zeitlich sehr nah aufeinanderfolgen, kann die Energiedeposition im Kristall der Einzelereignisse nicht getrennt werden. Diese Ereignisse werden schon bei der Digitalisierung im DGF-Modul erkannt und verworfen ("pile-up rejection"), im anderen Signalast kann jedoch aus diesen Signalen trotzdem ein Trigger generiert werden. Zusätzlich treffen außer der Gamma-Strahlung viele Teilchen den Detektor, vor allem Protonen und Neutronen. Die Energiedepositionen dieser Treffer, zusammen mit einer hohen Rate an Gamma-Quanten, bewirken einen hohen Strom in den ladungsintegrierenden Vorverstärkern und damit ein Absinken deren Null-Linie. Liegt diese unter den minimalen von den DGF-Modulen akzeptierten Wert und damit außerhalb deren dynamischen Bereichs, kann ebenfalls keine Energieinformation extrahiert werden. Die jeweils oberen blauen Punkte zeigen die auf den Wert in der Spillpause und damit auf die unterschiedlichen Schwellen korrigierte Triggereffizienz aufgetragen gegen die Zeit im Spill.

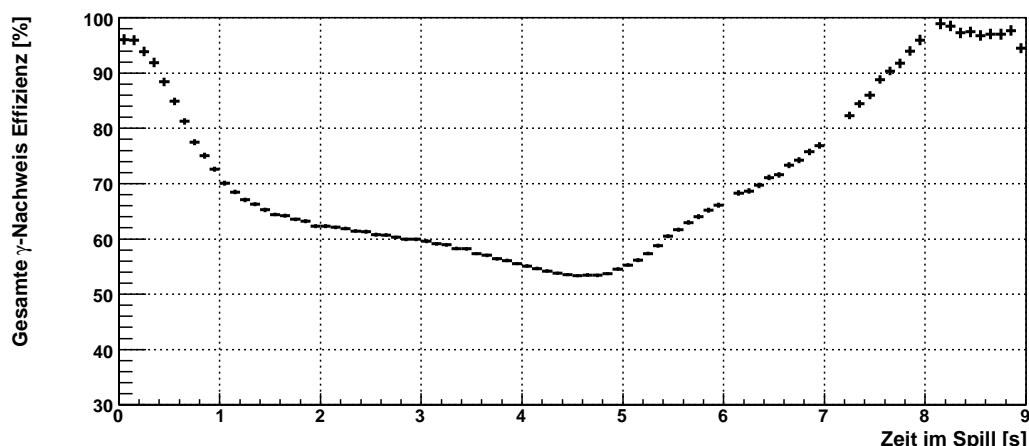
Beide Effekte, die zusätzliche interne Totzeit und die verminderte Triggereffizienz im Spill, müssen berücksichtigt werden. Da sie voneinander unabhängig sind, erhält man die gesamte Korrektur durch Multiplikation. Die Verminderung der Triggereffizienz durch die verschiedenen Schwellenwerte wird durch die oben beschriebene Normierung berücksichtigt. Abbildung 2.19 zeigt die so ermittelte spillzeitabhängige Triggereffizienz für das



**Abbildung 2.17:** Nachweiseffizienz des Gamma-Triggers bei einer Messung mit einer radioaktiven Quelle. Durch die unterschiedlichen Schwellen in der Triggererzeugung und der Energiebestimmung konnten Trigger generiert werden, ohne dass eine Energie gemessen wurde. Für eine Quellenmessung (hier  $^{152}\text{Eu}$ ) liegt die Nachweiseffizienz konstant bei etwa 83%.



**Abbildung 2.18:** Nachweiseffizienz des Gamma-Triggers bei der Messung mit Teilchen an S2 (schwarz, untere Werte). Das Verhältnis hat am Anfang des Spills den selben Wert wie ohne Strahl. Es sinkt im Verlauf des Spills ( $t < 8\text{ s}$ ) deutlich ab. In den Spillpausen ( $t > 8\text{ s}$ ) erreicht es wieder die Ausgangshöhe. Die oberen blauen Punkte sind auf diesen Wert in den Spillpausen normiert.



**Abbildung 2.19:** Spillzeitabhängige Gamma-Nachweiseffizienz für  $^{86}\text{Kr}$  Primärstrahl. Die zusätzliche interne Totzeit des MINIBALL Aufbaus und die geringere Triggereffizienz während des Spills bewirken, dass die Nachweiseffizienz in dieser Zeit deutlich absinkt. Zum Spillende bei  $t \approx 8$  s erreicht sie wieder den maximal möglichen Wert.

Experiment mit  $^{86}\text{Kr}$  Primärstrahl. Der Korrekturfaktor und seine Bestandteile für den Experimententeil mit  $^{48}\text{Ca}$  als Primärstrahl ist im Anhang F zusammengefasst.

Wie bei der Korrektur der energie- und raumwinkelabhängigen Effizienz wird bei der Triggereffizienz eine Näherungskurve verwendet. Diese wird an die Datenpunkte angepasst. Der Fehler ist dabei in der Größenordnung des relativen Fehlers der einzelnen Datenpunkte von 1%.

### 2.6.6 Fehlerbetrachtung

Der relative Fehler der Gesamtkorrektur läßt sich aus denen der einzelnen Effizienzfaktoren durch quadratische Addition bestimmen. Die Fehler der Teilfaktoren (10% durch die Nachweiseffizienz im Laborsystem, 10% durch die Raumwinkelkorrektur und 1% durch die interne Totzeit und Triggereffizienz) ergeben somit einen relativen Fehler des gesamten Wichtungsfaktors von 14% ( $\sqrt{0,1^2 + 0,1^2 + 0,01^2} = 0,142$ ).

### 2.6.7 Vergleich mit früherem Experiment am FRS

Die relative Auflösung liegt im Bereich von 575 keV bei  $\Delta E/E \approx 7\%$  (siehe Abschnitt 2.6.4). Sie ist damit besser als mit dem NaI-Aufbau (siehe Abschnitt 2.6), obwohl die Detektoren etwa dreimal näher zum Target stehen und damit einen deutlich größeren Raumwinkel abdecken. Für ein Gammaquant im Photopeak bei 575 keV ergibt sich eine totzeitbereinigte Nachweiseffizienz von 4% (siehe Abschnitt 2.6.5). Dies vergleicht sich mit 2,9% bei einer Gammaenergie im Schwerpunktsystem von 429 keV für die NaI-Zähler, allerdings bei einer höheren Strahlenergie (936 AMeV) [COR03].





## 3 Bestimmung von Knockout-Wirkungsquerschnitten

Der im letzten Kapitel beschriebene Aufbau und die verwendeten Detektoren ermöglichten die Identifikation der Kerne an den Fokalorten des FRS. Damit konnten die im Reaktionstarget induzierten Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen selektiert werden. Die für die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion notwendigen Verfahren werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

### 3.1 Inklusive Messung

Mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  kann die Wahrscheinlichkeit beschrieben werden, mit der ein einlaufendes Teilchen im Target eine bestimmte Reaktion induziert. Er hat die Einheit einer Fläche und wird in Barn ( $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ) angegeben. Er kann unter der Annahme berechnet werden, dass im Target nur die Sollreaktion stattfindet. Man verwendet dazu die Anzahl der einlaufenden ( $N_{ein}$ ) und auslaufenden Teilchen nach erfolgter Reaktion ( $N_{aus}$ ), die Massenbelegung ( $\mu$ ) sowie die Molmasse ( $m_{mol}$ ) des Targets und die Avogadro-Konstante ( $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ).

$$\sigma = \frac{N_{aus}}{N_{ein} \cdot \mu \cdot \frac{N_A}{m_{mol}}} \quad (3.1)$$

Im Experiment wurde ein Target aus  $^9\text{Be}$  mit einer Massenbelegung von  $\mu = 1720 \text{ mg/cm}^2$  verwendet. Die Molmasse von Beryllium beträgt  $9,012 \text{ g/mol}$ . Das flächige  $200 \times 50 \text{ mm}^2$  grosse Target wurde mit einer 2D Dickenmessung an 200 Punkten untersucht und eine Obergrenze für die Schwankung der Dicke von  $\Delta d/d < 5\%$  festgestellt. Die strahl- und reaktionsunabhängigen Grössen in Gleichung 3.1 ( $\mu$ ,  $m_{mol}$  und  $N_A$ ) ergeben zusammen

$$\frac{1}{\mu \cdot \frac{N_A}{m_{mol}}} = \frac{9,012}{1,72 \cdot 6,022 \cdot 10^{23}} \text{ cm}^2 = 8,70(4) \text{ b.}$$

Der systematische Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit in der Dicke des Targets. Er ist klein im Vergleich mit den im Experiment auftretenden statistischen Fehlern und wird im Weiteren vernachlässigt.

Die Grösse  $N_{aus}/N_{ein}$  wird aus den gemessenen Anzahlen der identifizierten Kerne an S2 bzw. S4 bestimmt. Dabei müssen Korrekturen für die optische Transmission des FRS und Reaktionen außerhalb des Reaktionstargets berücksichtigt werden.

### 3.1.1 Einlaufende Teilchen: $N_{ein}$

Durch die Identifikation der einlaufenden Kerne an S2 wird gleichzeitig deren Anzahl bestimmt. Da für alle im Experiment betrachteten Teilchen eine vollständige Identifikation an dieser Stelle verlangt wird, kann die Totzeit der Datenaufnahme und die Effizienz der Identifikation vernachlässigt werden. Allerdings kann diese Zählrate nicht direkt für die Anzahl der eingehenden Teilchen verwendet werden. Die Haupttriggerquelle des Experiments war eine Koinzidenzschaltung von Signalen der Szintillatoren an S2 und S4 (siehe Abschnitt 2.4). Ereignisse, in denen ein Kern den finalen Fokus nicht erreicht, können diesen Trigger nicht erzeugen, starten die Datenaufnahme nicht und werden somit nicht registriert. Aus diesem Grund wurden zusätzlich auch Signale des Szintillators an S2 als direkter Trigger für die Datenaufnahme verwendet (Triggermuster TP2).

Ereignisse, in denen ein Teilchen an S2 aber nicht an S4 nachgewiesen wird, sind deutlich häufiger als solche, in denen es an beiden Fokalorten registriert wird. Der Grund dafür ist, dass die meisten Kerne in der Materie an S2 nur Energie verlieren. Die Magnetfelder der beiden FRS Dipolmagnete zwischen S2 und S4 sind so eingestellt, dass die Transmission maximal ist für die gewünschte Anfangs- und Endprodukte, die man untersuchen will. Die Impulsakzeptanz des FRS ( $\Delta p/p = 2\%$  [GEI92]) ist so eingestellt, dass der nicht reagierende Strahl den finalen Fokus an S4 nicht erreicht.

Dies verhindert, dass die Datenaufnahme durch die grosse Anzahl dieser Ereignisse blockiert wird. Das Triggermuster TP2 (siehe Abschnitt 2.4) wurde nur untersetzt (im Experiment typischerweise mit  $2^8$ ) zum Starten der Datenaufnahme verwendet, um die Transmission und die absoluten Wirkungsquerschnitte zu eichen.

Die Anzahl der einlaufenden Kerne ergibt sich durch die Multiplikation des Skalierungsfaktors  $S_{TP2}$  (siehe nächster Abschnitt) mit der Anzahl der Kerne  $N_{TP2}$ , die in Ereignissen mit dem Triggermuster TP2 an S2 identifiziert wurden:  $N_{ein} = N_{TP2} \cdot S_{TP2}$ .

### Skalierungsfaktor: $S_{TP2}$

Der Skalierungsfaktor zwischen den Triggermustern TP32 und TP2 (siehe Tabelle 2.3) kann aus den Daten bestimmt werden. Im Fall von TP32 liegt eine Koinzidenz zwischen den Signalen der Szintillatoren an S2 und S4 vor. Es muss daher auch ein Triggermuster TP2 (generiert aus dem Signal des Szintillators an S2) vorgelegen haben. Das Verhältnis der Anzahl aller Ereignisse mit TP32 zur Anzahl der Ereignisse mit Triggermuster TP2 und TP32 entspricht dem Skalierungsfaktor. Dabei spielt es keine Rolle, ob zusätzlich weitere Triggermuster in Koinzidenz aufgetreten sind. Die Abweichung des Skalierungsfaktors von einer reinen  $2^N$ -Form wird durch die leicht verschiedene Totzeit der Ereignistypen verursacht. Durch die Verwendung des aus dem Experiment bestimmten Faktors wird dieser Unterschied in der Analyse kompensiert.

Tabelle 3.1 zeigt die Bestimmung des Skalierungsfaktors für die Reaktion  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ . Im Anhang C sind alle für die Auswertung des Experiments relevanten Skalierungsfaktoren zusammengefasst.

### 3.1.2 Transmission: $Trans_{mit}$

Mit der Transmission werden in dieser Arbeit alle Effekte berücksichtigt, die ein an S2 identifiziertes Teilchen daran hindern, unverändert nach S4 zu gelangen und dort nachgewiesen zu werden. Sie beinhaltet daher das Überleben des Teilchens in der Materie an

Anzahl aller Ereignisse mit TP32	Anzahl der Ereignisse mit TP2 und TP32	Skalierungsfaktor
$1,344(1) \cdot 10^6$	$1,067(1) \cdot 10^4$	$\frac{1,344(1) \cdot 10^6}{1,067(1) \cdot 10^4} = 126,0(12)$

**Tabelle 3.1:** Bestimmung des Skalierungsfaktors für die  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Reaktion

S2 ( $Surv_{Materie}$ ) inklusive dem Reaktionstarget ( $Surv_{Target}$ ), die Akzeptanz und optische Transmission der Strahlführung zwischen S2 und S4 ( $FRS_{S2S4}$ ) sowie die Effizienz der Identifikation an S4 ( $ID_{S4}$ ). Da die einzelnen Effekte voneinander unabhängig sind, gehen sie multiplikativ in die Transmission ein.

$$Trans_{mit} = Surv_{Target} \cdot Surv_{Materie} \cdot FRS_{S2S4} \cdot ID_{S4}$$

Die Transmission  $Trans_{mit}$  wurde mit einer Messung bestimmt, in der das Reaktionstarget im Strahlengang eingebaut war. Die Magnetfelder der FRS Dipole zwischen S2 und S4 waren auf dasselbe Isotop eingestellt wie die Magnete der ersten Stufe, wobei der Energieverlustes an S2 berücksichtigt wurde.

Die Transmission wird aus dem Verhältnis der aus- zu einlaufenden Kerne berechnet. Um die Transmission zu ermitteln, wird mit dem beschriebenen Aufbau die Zählrate dieses Isotops an S4 bestimmt ( $N_{aus}^{Trans}$ ). Die Zahl der an S2 einlaufenden Kerne wird wie oben beschrieben aus der Zählrate der identifizierten Teilchen an S2 mit Triggermuster TP2 ( $N_{ein}^{Trans}$ ) multipliziert mit dem aus dem Experiment bestimmten Skalierungsfaktor ( $S_{TP2}^{Trans}$ ).

Im Fall von  $^{56}\text{Ti}$  ( $N_{aus}^{Trans} = 8867(94)$ ,  $N_{ein}^{Trans} = 192(14)$ ,  $S_{TP2}^{Trans} = 80,9(12)$ ) ergibt sich eine Transmission von

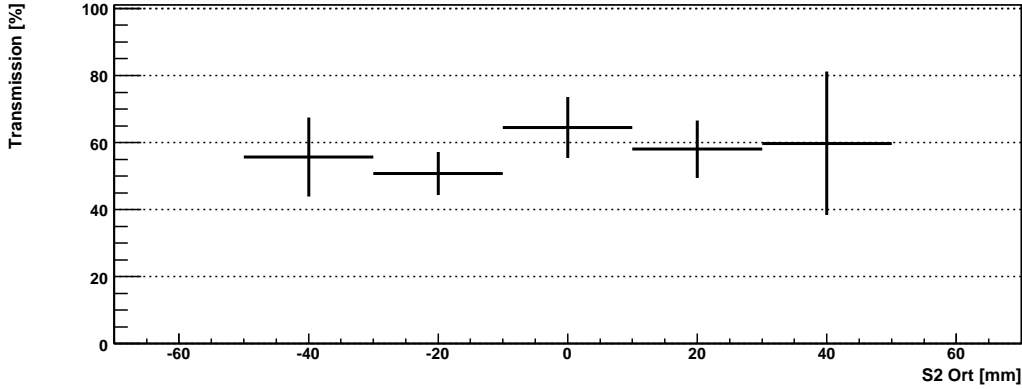
$$\begin{aligned} Trans_{mit} &= \frac{N_{aus}^{Trans}}{N_{ein}^{Trans} \cdot S_{TP2}^{Trans}} & (3.2) \\ &= \frac{8867(94)}{192(14) \cdot 80,9(12)} = 0,571(43). \end{aligned}$$

In Abbildung 3.1 ist die Transmission gegen den Ort an S2 aufgetragen. Es ist im Rahmen der experimentellen Fehler keine Abhängigkeit erkennbar. Damit ist die Verwendung eines konstanten Werts der Transmission für alle Orte an S2 gerechtfertigt. Anhang D enthält alle im Laufe der Analyse des Experiments ermittelten Transmissionen.

Die Transmission des Experimentaufbaus kann auch ohne Knockout-Target im Strahlengang ermittelt werden ( $Trans_{ohne}$ ). Zusammen mit  $Trans_{mit}$  läßt sich daraus die Überlebenswahrscheinlichkeit im Target ( $Surv_{Target}$ ) bestimmen. Man erhält sie durch Division der ermittelten Transmissionen. Im Fall von  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$  ergibt sich zum Beispiel

$$\begin{aligned} Trans_{mit} &= Surv_{Target} \cdot Surv_{Materie} \cdot FRS_{S2S4} \cdot ID_{S4} = 0,571(43) \\ Trans_{ohne} &= Surv_{Materie} \cdot FRS_{S2S4} \cdot ID_{S4} = 0,65(15) \\ Surv_{Target} &= \frac{Trans_{mit}}{Trans_{ohne}} = 0,88(21). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Im Reaktionstarget werden somit etwa 12% der durchlaufenden Kerne zerstört.



**Abbildung 3.1:** Transmission zwischen S2 und S4 für  $^{56}\text{Ti}$  aufgetragen gegen den Ort an S2. Im Bereich hoher Teilchenraten ist sie nicht vom Ort abhängig. Es wird deshalb in der Analyse des Experiments ein konstanter Wert für die Transmission verwendet.

Bei einer Ein-Neutron-Knockout-Reaktion im Target ändert sich der Kern um eine Masseneinheit. Da die Feldstärken der Dipolmagnete zwischen S2 und S4 auf die Reaktionsprodukte eingestellt werden können, wird die FRS Akzeptanz und die optische Transmission nicht beeinflusst. Auch die Nachweiseffizienz an S4 ändert sich nicht. Der totale Wechselwirkungsquerschnitt in Materie allerdings unterscheidet sich für die zwei Kerne. Da absolute Wirkungsquerschnitte für exotische Kerne meist nur ungenau oder gar nicht bekannt sind, wurde hier eine Näherung angewendet [KOX85]. Er skaliert in erster Näherung mit der Querschnittfläche des jeweiligen Kerns und steigt damit mit  $A^{\frac{2}{3}}$  an. In der Massenregion um  $A = 50$  bedeutet dies eine Abnahme des Wirkungsquerschnitts bei einem Ein-Neutron-Knockout um  $\approx 1,4\%$ . Da die Wechselwirkung mit Materie an S2 gering ist, im Reaktionstarget als grösste Einzelmaterie reagiert nur etwa 12% des einlaufenden Strahls (siehe Gleichung 3.3), wird dieser Unterschied vernachlässigt.

### 3.1.3 Knockout-Reaktionen an S2: $P_{S2}$

Mit der Wahrscheinlichkeit einer Knockout-Reaktion S2 summiert über alle Materieschichten ( $P_{S2}$ ) wird in dieser Arbeit das Verhältnis der richtig identifizierten Teilchen an S4 ( $N_{S2S4}$ ) und S2 ( $N_{ein}$ ) bezeichnet.

$$P_{S2} = \frac{N_{S2S4}}{N_{ein}} \quad (3.4)$$

Sie enthält noch keine Korrekturen auf Transmissionseffekte.

### 3.1.4 Knockout-Reaktionen außerhalb des Targets: $P_{Materie}$

Die Wahrscheinlichkeit einer Knockout-Reaktion an S2 außerhalb des Reaktionstargets ( $P_{ohneTarget}$ ) wurde analog zu  $P_{S2}$  (siehe vorheriger Abschnitt) mit einer Messung bestimmt, bei der jedoch das Beryllium-Target aus dem Strahl entfernt wurde. Die Stärke der Magnetfelder der Dipolmagnete zwischen S2 und S4 waren dennoch auf im Knockout-Target produzierte Reaktionsprodukte eingestellt, wobei der geringere Energieverlust durch das Fehlen des Targets mit berücksichtigt wurde.

Einzig Reaktionen im Targetmaterial können in dieser Messung nicht erfasst werden und müssen durch Multiplikation mit  $Surv_{Target}$  (siehe Gleichung 3.3) berücksichtigt werden. Damit beträgt die Wahrscheinlichkeit für Reaktionen außerhalb des Targets

$$P_{Materie} = P_{ohneTarget} \cdot Surv_{Target}. \quad (3.5)$$

### 3.1.5 Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts

Die in den letzten Abschnitten ermittelten Größen erlauben die Ermittlung des Ein-Neutron-Knockout Wirkungsquerschnitts im Reaktionstarget.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target ( $P_{Target}$ ) wird aus der Differenz von  $P_{S2}$  und  $P_{Materie}$ , korrigiert mit der Transmission  $Trans_{mit}$  berechnet.

$$P_{Target} = \frac{P_{S2} - P_{Materie}}{Trans_{mit}} \quad (3.6)$$

Damit enthält diese Wahrscheinlichkeit Korrekturen für Zerstörungsprozesse in der Materie an S2 inklusive dem Reaktionstarget, für die Akzeptanz und optische Transmission des FRS sowie die Identifikationseffizienz an S4. Sie entspricht somit dem Verhältnis  $N_{aus}/N_{ein}$  in Gleichung 3.1. Durch Einsetzen der Konstanten (Molmasse  ${}^9\text{Be}$ , Massenbelegung des Targets und Avogadro-Konstante) erhält man somit für jede mit diesem Aufbau gemessene Reaktion:

$$\sigma = P_{Target} \cdot 8,70 \text{ b}. \quad (3.7)$$

#### 3.1.5.1 Fehlende Messung von $P_{Materie}$ bei ${}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{47}\text{Ca}$

Für die  ${}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{47}\text{Ca}$  Reaktion wurde die notwendige Messung der Knockout-Reaktionen außerhalb des Targets aus Zeitgründen nicht durchgeführt. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit  $P_{Materie}$  in der Restmaterie an S2 wird deshalb indirekt bestimmt.

Um diese Wahrscheinlichkeit abzuschätzen, können die Ergebnisse des Hauptexperiments mit  ${}^{86}\text{Kr}$  Strahl verwendet werden. Die Messung der Reaktionen in der Restmaterie wurde sowohl für  ${}^{50}\text{Ca}$  als auch  ${}^{56}\text{Ti}$  durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt für eine Ein-Neutron-Knockout-Reaktion ist abhängig vom jeweiligen Projektil- und Targetkern. Allerdings kann das Verhältnis  $V$  der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target zu der in aller vorhandenen Materie an S2 als vom Projektilkern unabhängig angenommen werden. Die für  ${}^{50}\text{Ca}$  und  ${}^{56}\text{Ti}$  ermittelten Verhältnisse ergeben sich zu  $V({}^{50}\text{Ca}) = 0,68(9)$  bzw.  $V({}^{56}\text{Ti}) = 0,67(9)$  und sind innerhalb der Fehler verträglich (siehe Abschnitte 6.2.1 und 6.7.1). Für das entsprechende Verhältnis in der  ${}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion wurde der Mittelwert dieser beiden Messungen von  $V({}^{48}\text{Ca}) = 0,68(9)$  verwendet. Der Fehler entspricht dem Fehler der Einzelmessungen

Mit diesem Verhältnis und den entsprechenden Größen aus Gleichung 3.6 erhält für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target ( $P_{Target}$ )

$$P_{Target} = \frac{P_{S2} \cdot 0,68(9)}{Trans_{mit}} \quad (3.8)$$

und damit für den Wirkungsquerschnitt der  ${}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion wiederum

$$\sigma_{inkl} = P_{Target} \cdot 8,70 \text{ b}. \quad (3.9)$$

### 3.1.5.2 Fehlerbetrachtung

Alle Grössen, die für die Bestimmung der inklusiven Wirkungsquerschnitte benötigt werden (Anzahl der Kerne an S2 und S4, Skalierungsfaktoren, Transmission, Wechselwirkung in der Restmaterie an S2), werden aus Messungen gewonnen, in denen Kerne an den Fokalorten des FRS gezählt werden. Der statistische Fehler dieser Einzelmessungen ist dabei  $\sqrt{N}$  mit der gemessenen Gesamtzahl  $N$ . Da die Fehlerquellen unabhängig voneinander sind, ergibt sich der statistische Fehler des Wirkungsquerschnitts aus den Fehlern der Einzelmessungen durch quadratische Fehlerfortpflanzung.

Eine Identifikation an S2 wird für alle gemessenen Anzahlen vorausgesetzt. Alle für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendeten Grössen ( $P_{S2}$ ,  $P_{Materie}$  und  $Transmit$ ) werden über ein Verhältnis ermittelt (siehe Gleichungen 3.4, 3.5 und 3.2). Ein möglicher systematischer Fehler der Identifikation an S2 wird dadurch kompensiert.

In die im letzten Absatz genannten Grössen würde ein systematischer Fehler der Identifikation an S4 die Zähler der jeweiligen Verhältnisse beeinflussen. Auch die Berechnung der Wechselwirkung im Target  $P_{Target}$  selbst ist ein Verhältnis (siehe Gleichung 3.6) eben dieser Grössen. Dadurch geht die Identifikation an S4 in den Zähler und in den Nenner gleichermaßen ein. Ein eventueller systematischer Fehler der Identifikation hat daher wenig Einfluss auf das Ergebnis und kann vernachlässigt werden.

## 3.2 Exklusive Messung

Mit der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Methode ist es möglich, inklusive Wirkungsquerschnitte des Ein-Neutron-Knockout Kanals zu messen. Durch die Verwendung des MINIBALL Gamma-Spektrometers ist man darüber hinaus in der Lage, die Bevölkerungswahrscheinlichkeiten von speziellen Kanälen innerhalb dieser Reaktionsart zu extrahieren. Dabei wird die Gamma-Strahlung nachgewiesen, die bei der Abregung von in der Knockout-Reaktion bevölkerter angeregter Zustände entsteht. Grundsätzliche Voraussetzung dafür ist eine kurze Lebensdauer des angeregten Zustands. Die Kerne im Experiment haben eine Geschwindigkeit von etwa 20 cm/ns ( $\beta \approx 0,7c$ ). Wenn zwischen Erzeugung des angeregten Zustands und seiner Abregung zuviel Zeit liegt, ist die Annahme für die Dopplerkorrektur nicht mehr gegeben, dass das Gamma-Quant aus dem Target kommt (siehe 2.6.3). Die Lebensdauer des Zustands darf daher nicht deutlich länger als 100 ps sein, was einer Flugstrecke der Kerne von ca. 2 cm und damit in etwa der Segmentgrösse entspricht.

Bedingt durch die von der Doppler-Korrektur dominierten Energieauflösung des Detektors (siehe Abschnitt 2.6.4) kommen zwei Methoden zur Anwendung, in Abhängigkeit davon, ob der Photopeak noch von der Comptonkante getrennt werden kann oder mit ihr überlappt.

## 3.3 Gammanachweis - Photopeak Methode

Für Übergangsenergien unter etwa 1500 keV ist es möglich, den Photopeak von der Comptonkante deutlich zu trennen. In diesen Fällen kann die Anzahl der angeregten Kerne aus der Fläche unter dem Photopeak bestimmt werden. Eine mögliche Bevölkerung des Zustand aus höher liegenden Kernniveaus kann im Allgemeinen nicht aus dem Experiment ermittelt werden, wenn die hierbei involvierten Übergänge zu schwach für den direkten

Nachweis sind. Durch die Verwendung eines weiteren Detektorsystems muss auch dessen Effizienz (siehe Abschnitt 2.6.5) berücksichtigt werden.

### 3.3.1 Bestimmung der exklusiven Reaktionsraten

Um die Anzahl der Ereignisse eines bestimmten Reaktionskanals zu bestimmen, wird ein Gamma-Spektrum unter der Voraussetzung gefüllt, dass an S2 der Mutter- und an S4 der Tochterkern identifiziert wurde. Die im Abschnitt 2.6.5 vorgestellten Korrekturen werden dabei bei jedem Ereignis separat angewendet. Wird dabei zum Beispiel zur Spillzeit  $t = 3\text{ s}$  ein Gamma-Quant mit einer Energie im Laborsystem von  $2100\text{ keV}$  unter dem Winkel  $40^\circ$  und eine Teilchengeschwindigkeit von  $\beta = 0,7c$  nachgewiesen, ergeben sich die Effizienzfaktoren:

- Energie und Raumwinkel im Laborsystem (siehe Abbildung 2.15):  
 $\epsilon_{abs} = 1\% \Rightarrow Corr_E = 0,01$
- Lorentztransformation (siehe Gleichung 2.3):  
 $Corr_\Omega(0,7; 40^\circ) = 2,371$
- interne Totzeit und Triggereffizienz (siehe Abbildung 2.19):  
 $\epsilon_T = 60\% \Rightarrow Corr_T = 0,60$
- Gesamtkorrektur:  $Corr_E \cdot Corr_\Omega \cdot Corr_T = 0,014$

Es werden also in diesem Beispiel nur  $1,4\%$  der Gamma-Quanten nachgewiesen. Das gemessene Ereignis wird deshalb mit  $1/0,014 = 70,3$  gewichtet und in das Spektrum eingetragen. Die Fläche unter dem Photopeak des zu messenden Übergangs liefert nach Abzug des Untergrunds die Anzahl  $N_{exkl}$  der Reaktionsprodukte im angeregten Zustand.

### 3.3.2 Bestimmung des exklusiven Wirkungsquerschnitts

Durch den Nachweis eines Gammas im Photopeak wird der Ort der Knockout-Reaktion auf die Targetregion eingeschränkt (siehe Abschnitt 3.2). Die Korrektur auf Reaktionen in der restlichen Materie an S2 (siehe Abschnitt 3.1.4) ist deshalb nicht notwendig. Die Zerstörung an S2 und zwischen S2 und S4 sowie die Nachweiseffizienz an S4 werden analog zur inklusiven Messung durch die Transmission (siehe Abschnitt 3.1.2) berücksichtigt. Zusammen mit der Zahl der einlaufenden Teilchen (siehe Abschnitt 3.1.1) ergibt sich die Wahrscheinlichkeit ( $P_{exkl}$ ), mit der ein angeregter Zustand bevölkert wird zu

$$P_{exkl} = \frac{\frac{N_{exkl}}{N_{ein}}}{Transmit} \quad (3.10)$$

und damit der Wirkungsquerschnitt der gemessenen exklusiven Reaktion zu

$$\sigma_{exkl} = P_{exkl} \cdot 8,7\text{ b.} \quad (3.11)$$

### 3.3.3 Fehlerbetrachtung

Zu den statistischen Fehlern analog zur inklusiven Messung muss im exklusiven Fall zusätzlich auch der Fehler der Wichtung berücksichtigt werden. Dieser beträgt  $14\%$  (siehe Abschnitt 2.6.6). Der relative Fehler aus der Statistik der Messung ohne Wichtung muss hierzu noch quadratisch addiert werden.

### 3.4 Gammanachweis - Simulations Methode

Für Gamma-Energien grösser als ca. 1500 keV im Ruhesystem des emittierenden Kerns können im Spektrum Photopeak und Compton-Kante innerhalb der experimentellen Auflösung nach Dopplerkorrektur (siehe Abschnitt 2.6.4) nicht mehr getrennt werden. Durch die Transformation ins Ruhesystem des emittierenden Kerns verschmelzen auch die sogenannten "Single-" bzw. "Double-Escape"-Peaks mit dem Untergrund. Diese Strukturen entstehen, wenn ein hochenergetisches Gamma ( $E_\gamma > 1022$  MeV) durch Paarbildung im Detektor wechselwirkt, im Anschluss daran aber ein bzw. beide 511 keV Gammaquanten, die bei der Annihilation des Positrons entstehen, nicht nachgewiesen werden. Die im vorherigen Abschnitt erläuterte Methode, die einen Nachweis eines Gammas im Photopeak benötigt, kann somit nicht angewendet werden.

Für diese hochenergetischen Gamma-Übergänge ist es möglich, durch einen Vergleich mit einer Simulation die Anzahl der Reaktionen und somit den exklusiven Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Um diese Methode anwenden zu können, muss der Übergang energetisch von anderen Übergängen soweit getrennt sein, dass sich die jeweiligen Photopeaks, Comptonkanten und Escape-Peaks nicht überlappen. Dies ergibt im Laborsystem einen Energieabstand von mindestens 1022 keV und damit im Schwerpunktsystem des emittierenden Kerns von etwa 700 keV.

#### 3.4.1 Simulation des Gammanachweises

Für die Simulation der Gamma-Messung im Experiment wurde das MINIBALL-Paket [HBOIE] für die Simulationssoftware GEANT4 [GEA03] verwendet. Durch die Software werden die Wechselwirkungen und damit der Durchgang von Teilchen und Photonen durch Materie durch Monte-Carlo Simulationen berechnet. Es wird dabei ein grosser Energiebereich abgedeckt, zum Beispiel für elektromagnetische Prozesse von 250 eV bis 1 PeV.

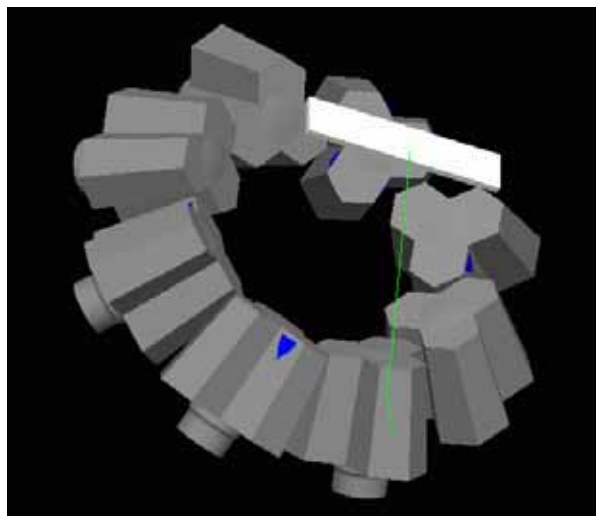
Für die MINIBALL-Detektoren wurden die Germaniumkristalle, deren Aluminiumkapsel und der Vakuumbehälter der Cluster, ebenfalls aus Aluminium, durch die Software simuliert. Die Anordnung der Kristalle in den einzelnen Clustern entspricht dem realen Aufbau. Die exakte Positionierung der acht Cluster im Experiment (siehe Abschnitt 2.6.1) wurde nachgebildet. Um auch Wechselwirkungen im Targetmaterial zu berücksichtigen, wurde dieses ebenfalls in die Simulation integriert. Wechselwirkungen in allen simulierten Materialien waren möglich. Die Energie der simulierten Gammaquanten wurde im Ruhesystem des emittierenden Kernes gewählt und anschliessend in das Laborsystem transformiert.

Abbildung 3.2 zeigt ein Ereignis, in dem ein Gamma-Quant (grün) aus dem Target (weiss) kommt und in einem Kristall an einem Elektron Comptongestreuert wird. Anschliessend gibt es in einer weiteren Wechselwirkung durch Photoeffekt seine gesamte Restenergie an ein weiteres Elektron ab und wird damit vollständig absorbiert.

#### 3.4.2 Vergleich von Simulation und Experiment

Abbildung 3.3 zeigt in schwarz das für die  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  gemessene Gammaspektrum nach Doppler-Korrektur. Ihm überlagert ist ein simuliertes Spektrum. Der relevante Teil des Niveauschemas von  $^{47}\text{Ca}$  ist mit abgebildet. Es wurden, wie im Experiment gemessen (siehe Abschnitt 5.3.1),  $2,3 \cdot 10^5$  Ereignisse simuliert. In diesen wurden gemäß der Bevölkerungs- und Verzweigungsverhältnisse [BUR07, TOS08], in 49,5% der Fälle ein 586 keV und ein





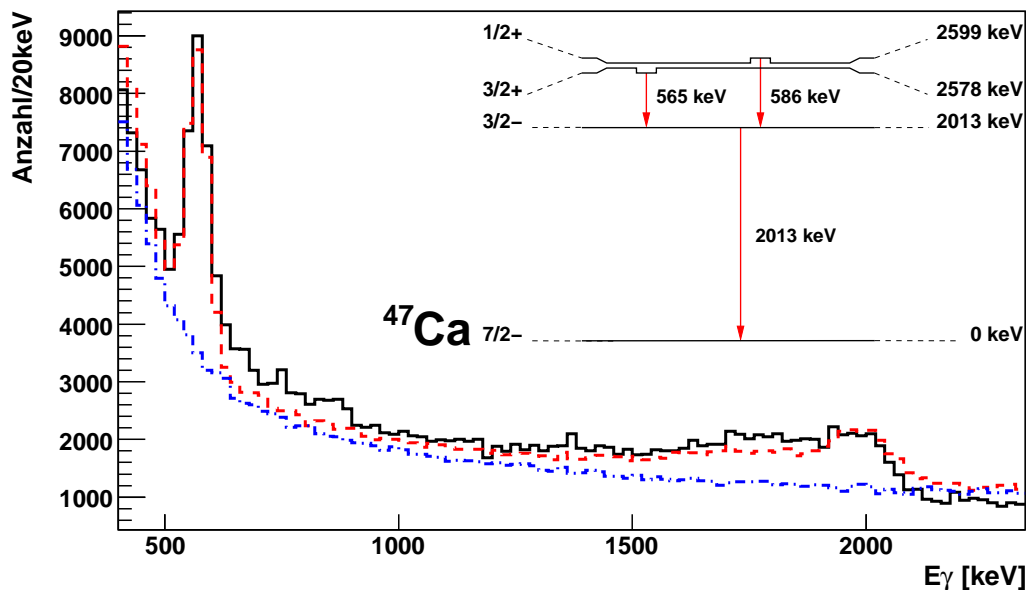
**Abbildung 3.2:** GEANT4 Simulation des MINIBALL Aufbaus. Das Bild zeigt die Simulation einer Comptonstreuung. Das Gamma-Quant (grün) wird im Target (weiss) erzeugt, trifft in einem Kristall auf ein Elektron und wird gestreut (Winkeländerung). In einer anschließenden Wechselwirkung wird es vollständig absorbiert.

2013 keV Gammaquant, in 50,5% der Fälle ein 565 keV und ein 2013 keV Gammaquant emittiert. Der simulierte Untergrund wurde an den experimentell gemessenen angepasst und ist ebenfalls mit abgebildet (blau, punkt-gestrichelt). Das im Experiment gemessene Spektrum kann von der Simulation reproduziert werden, die Simulation daher zur Extraktion von Wirkungsquerschnitten verwendet werden.

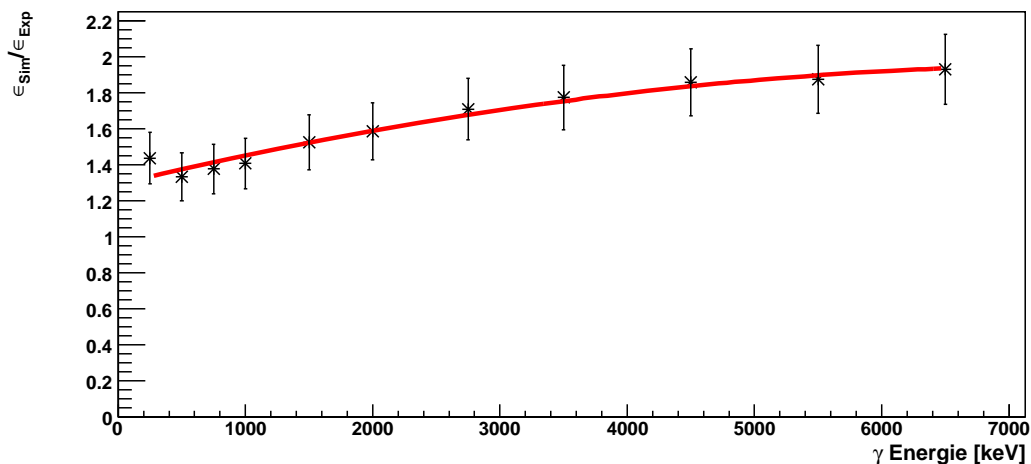
Um die Anzahl der Reaktionen zu erhalten, wird das experimentell gemessenen Gamma-Spektrum mit dem simulierten verglichen. Dabei müssen Effekte, die nicht in der Simulation enthalten sind, berücksichtigt und Unterschiede korrigiert werden.

Die energieabhängige Nachweiseffizienz wird in der Simulation überschätzt. Der Grund hierfür ist noch unklar [BIL05]. In Abbildung 3.4 ist das Verhältnis der energieabhängigen Nachweiseffizienz in Simulation und Experiment abgebildet. Als experimentell bestimmte Effizienz wurde die an die gemessenen Werte angepasste Funktion (siehe Abbildung 2.15) verwendet, für Energien grösser als 3300 keV deren Extrapolation. Für die Effizienz der Simulation wurden für jede Energie jeweils  $10^6$  Gamma-Quanten mit isotroper Verteilung im Raum generiert. Die Anzahl der im Photopeak nachgewiesenen Ereignisse geteilt durch  $10^6$  ergibt die Nachweiseffizienz. Die Grösse der Korrektur für beliebige Energien wird durch eine quadratische Inter- bzw. Extrapolation gewonnen. Desweiteren werden in der Simulation die Ereignisse nacheinander abgearbeitet, es treten dabei keine internen Totzeit- und Triggereffizienzeffekte auf. Um diese Unterschiede zu berücksichtigen werden daher in der weiteren Analyse die experimentellen Spektren auf interne Totzeit- und Triggereffizienzeffekte sowie auf den in Bild 3.4 gezeigten Unterschied in der Nachweiseffizienz korrigiert.

Die Anzahl der Reaktionen erhält man durch direkten Vergleich des gewichteten experimentellen Gamma-Spektrums mit Simulationsspektren, in denen die Anzahl der generierten Gamma-Quanten variiert wird. Für ein Energieintervall, das den Comptonbereich und den Photopeak des nachgewiesenen Gammaquants überdeckt, wird die quadratische Abweichung ( $\chi^2$ ) der Gesamtzahl der Einträge im simulierten und im experimentell ge-



**Abbildung 3.3:** Vergleich der Gammaspektrums der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion aus Experiment (schwarz, durchgezogen) und Simulation (rot, gestrichelt). Sowohl für den gemeinsame Photopeak der Linien bei 565 keV und 586 keV als auch in der Region des 2013 keV Übergangs stimmen Experiment und Simulation gut überein. Der in der Simulation verwendete Untergrund ist in blau (punkt-gestrichelt) dargestellt.



**Abbildung 3.4:** Verhältnis der energieabhängigen Nachweeffizienz in Simulation und Experiment. Die Datenpunkte zeigen das Verhältnis der aus der Simulation bestimmten Effizienz und den Werten der angepassten Kurve an die experimentelle Effizienz (siehe Abb. 2.15) bei den entsprechenden Energien. An die Werte ist ein Polynom zweiten Grades angepasst.

messenen Spektrum berechnet. Die Anzahl der Reaktionen ( $N_{exkl}$ ) ergibt sich durch das Minimum eines quadratischen Fits an die  $\chi^2$ -Werte aufgetragen gegen die Anzahl der simulierten Reaktionen.

### 3.4.3 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt wird analog zur Photopeak-Methode (siehe Abschnitt 3.3.2) bestimmt. In Gleichung 3.10 geht als  $N_{exkl}$  die mit der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Methode gewonnene Anzahl der simulierten Reaktionen ein. Der Wirkungsquerschnitt wird mit Gleichung 3.11 bestimmt.

### 3.4.4 Fehlerbetrachtung

Bei der Bestimmung des Fehlers der Messung müssen, analog zur exklusiven Messung bei kleinerer Gamma-Energie, die Unsicherheiten der Wichtungsfaktoren berücksichtigt werden. Dabei beträgt der relative Fehler der Gamma-Totzeit und Gamma-Triggereffizienz wiederum 1%. Der Unterschied in der energieabhängigen Nachweiseffizienz weist einen relativen Fehler von 10% auf (siehe Abbildung 3.4). Zusammen ergibt sich ein relativer Fehler der Wichtungsfaktoren und damit der Anzahl von 10% ( $\sqrt{0,1^2 + 0,01^2} = 0,100$ ).

Die Unsicherheit in der Anzahl der Reaktionen wird aus der Änderung der  $\chi^2$ -Werte der einzelnen Simulationen mit der generierten Anzahl bestimmt. Die Anzahl, an der sich der ermittelte  $\chi^2$ -Wert um eine Einheit ändert, markiert hierbei die Grenze des Fehlerintervalls. Dieser quasi statistische Fehler muss mit dem relativen Fehler quadratisch zum Gesamtfehler addiert werden.

Die Fehler der einlaufenden Teilchen und der Transmission ergeben sich wie bei der inklusiven Messung aus quadratischer Fehlerfortpflanzung der statistischen Fehler der zugrunde liegenden Zählexperimente.



## 4 Hochauflösende Impulsmessung

Mit der im letzten Kapitel vorgestellten Methode wird der Wirkungsquerschnitt und damit die Stärke der inklusiven beziehungsweise exklusiven Kanäle der Knockout-Reaktionen bestimmt.

Bei der Ein-Nukleon-Knockout-Reaktion trägt der Impuls des Restkerns auch Information über den Gesamtdrehimpuls des herausgeschlagenen Nukleons (siehe Abschnitt 1.2). Dieser Zusammenhang bestimmt die Breite und Form der Verteilung der longitudinalen Impulse der Tochterkerne nach der Reaktion. Durch Messung und anschließenden Vergleich dieser Impulsverteilung mit theoretischen Rechnungen können die Beiträge einzelner Kernzustände zum inklusiven Wirkungsquerschnitt ermittelt werden. Die Ermittlung der Aufteilung der Stärke auf Beiträge unterschiedlicher Einteilchenzustände innerhalb des inklusiven Falles oder eine Identifikation der Einteilchen-Konfiguration des bevölkerten Kernzustands im exklusiven Fall ist damit möglich.

Die Methoden für die Bestimmung der Impulsverteilung, die dafür notwendigen Größen und die erreichte Auflösung für die gemessenen Reaktionen werden in diesem Kapitel vorgestellt.

### 4.1 Der FRS als zweistufiges Magnetspektrometer

Der Fragmentseparator FRS am Beschleunigerkomplex der GSI wurde als achromatisches Vorwärtsspektrometer konzipiert [GEI92]. Dies bedeutet, dass ein Kern mit Ladung  $q$ , der am ersten Fokalfunkt vor dem FRS durch Fragmentation produziert wird und dessen Flugbahn und Impuls innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers liegt, unabhängig von seinem Impuls auf den Fokus nach dem letzten Dipol (S4) abgebildet wird. Durch die Verwendung von Degradern (siehe Abschnitt 2.2.1) und Schlitzsystemen an den Fokalorten S1 und S2 ist es möglich, die verschiedenen Produkte der Fragmentationsreaktion zu trennen und idealerweise Kerne eines einzigen Isotops zu selektieren. Dieser Kern kann im Anschluss zu verschiedenen Experimenten geleitet werden

Im Ein-Neutron-Knockout-Experiment S277 wurde im Gegensatz dazu der FRS als zweistufiges Magnetspektrometer um den mittleren Fokus an S2 verwendet (siehe Abbildung 2.2). Der FRS wird dabei als Ganzes auch in einem achromatischen Modus betrieben. Daraus ergibt sich, dass die erste Stufe an S2 einen chromatischen Fokus besitzt. Kerne mit der gleichen magnetischen Steifigkeit ( $B\rho = \frac{p}{q}$ , siehe Abschnitt 2.2.1) werden dabei auf den selben Ort fokussiert. Da durch die Teilchenidentifikation ein bestimmtes Isotop selektiert werden kann, folgt somit aus dem Ort an S2 der Impuls der Teilchen.

Die Magnetfelder der zweiten Stufe waren so eingestellt, dass die Änderung der magnetischen Steifigkeit eines Kerns an S2 mit berücksichtigt wurde. Dabei wurde sowohl der Energieverlust in der gesamten Materie an S2 als auch die Massenänderung durch die Knockout-Reaktion im Target in die Bestimmung der Magnetfeldstärke mit eingerechnet. Damit wird ein vollständig identifizierter Kern, der an S2 durch eine Knockout-Reaktion ein Neutron verliert, unabhängig vom Ort am mittleren Fokus an S4 auf den Fokalort abgebildet. Ein zusätzlicher Impulsübertrag in der Reaktion führt zu einer Abweichung von diesem Idealfall, also eine Abhängigkeit des gemessenen Ortes an S4 von diesem zusätzlichen Impulsübertrag an S2.

#### 4.1.1 Ionenoptik und Impulsmessung

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Einstellung der Magneten des FRS wird “dispersion matched mode” genannt, da hierbei die Aufspaltung im Ort nach dem Impuls der einlaufenden Teilchen (Dispersion) in der ersten Stufe durch die zweite Stufe wieder kompensiert wird. In diesem Modus ist es möglich, den Impuls eines Kernes nach der Reaktion durch die Messung der Orte in  $x$ -Richtung an den beiden Fokalorten zu bestimmen. Die Orte an S2 ( $x_{S2}$ ) bzw. S4 ( $x_{S4}$ ) sind dabei mit den relativen Abweichungen des Impulses der Teilchen vom Sollwert über Abbildungsmatrizen verknüpft. In Anhang G sind die theoretisch berechneten Matrizen für die Abbildung zwischen dem Produktionstarget und S2 sowie zwischen S2 und S4 aufgeführt. Diese Matrizen stellen den Zusammenhang zwischen den Ortskoordinaten ( $x$ ,  $y$ ), den Winkeln zwischen der  $z$ -Achse und den Projektionen der Flugbahn in die  $xz$ - bzw.  $yz$ -Ebene ( $a$ ,  $b$ ) und der relativen Impulsabweichung  $\Delta p/p$  dar. In die letzte Größe gehen dabei der tatsächliche Impuls des Teilchens  $p_{Exp}$  und der Sollimpuls  $p_{soll}$  auf der eingestellten idealen Flugbahn in den Magneten ein:  $\Delta p/p = (p_{Exp} - p_{soll})/p_{soll}$ . Aus der Matrix wird deutlich, dass der Impuls keine Abhängigkeit von  $y$  und  $b$  aufweist. Auch ist der Einfluss des Winkels  $a$  auf  $\Delta p/p$  im Vergleich zu dem des Ortes  $x$  klein und wird im Folgenden vernachlässigt.

Für die  $x$ -Orte an S2 und S4 ergeben sich in dieser Näherung die Gleichungen 4.1 und 4.2:

$$x_{S2} = M_{Ta \rightarrow S2} \cdot x_{Ta} + D_{Ta \rightarrow S2} \cdot (\Delta p/p)_{S2}, \quad (4.1)$$

$$x_{S4} = M_{S2 \rightarrow S4} \cdot x_{S2} + D_{S2 \rightarrow S4} \cdot (\Delta p/p)_{S4}. \quad (4.2)$$

In Gleichung 4.1 bezeichnet  $x_{Ta}$  die  $x$ -Position des Teilchens am FRS Target und  $M_{Ta \rightarrow S2}$  den Vergrößerungsfaktor zwischen Target und S2, somit die Abhängigkeit des  $x$ -Ortes an S2 von dem am Target. Die Größe  $D_{Ta \rightarrow S2}$  ist die Dispersion zwischen Target und S2, sie verknüpft die Position mit der relativen Impulsabweichung. Die Variablen in Gleichung 4.2 bezeichnen die entsprechenden Größen zwischen S2 und S4.

Der Strahlfleck am Target des FRS war während des gesamten Experiments zentriert und gut fokussiert. Dies wurde mehrmals während des Experiments durch Messungen mit einem Stromgitter überprüft. Die Größe  $x_{Ta}$  war hinreichend klein ( $\pm 1$  mm) und wird vernachlässigt.

Für die relativen Impulsabweichungen und den tatsächlichen Impuls der Teilchen an S2 und S4 ergibt sich somit

$$(\Delta p/p)_{S2} = \frac{x_{S2}}{D_{Ta \rightarrow S2}}, \quad (4.3)$$

$$(\Delta p/p)_{S4} = \frac{x_{S4} - M_{S2 \rightarrow S4} \cdot x_{S2}}{D_{S2 \rightarrow S4}}, \quad (4.4)$$

$$p_{Exp,S2} = \left(1 + \frac{x_{S2}}{D_{Ta \rightarrow S2}}\right) \cdot p_{soll,S2}, \quad (4.5)$$

$$p_{Exp,S4} = \left(1 + \frac{x_{S4} - M_{S2 \rightarrow S4} \cdot x_{S2}}{D_{S2 \rightarrow S4}}\right) \cdot p_{soll,S4}. \quad (4.6)$$

Die Differenz der Gleichungen 4.6 und 4.5 stellt die Änderung des Longitudinalimpulses am Fokuspunkt S2 in der Reaktion dar ( $\Delta p^{Reak}$ ). Bei dieser Berechnung muss zusätzlich der durch die unterschiedliche Geschwindigkeit der ein- bzw. auslaufenden Teilchen verschiedene Energieverlust ( $dE/dx$ ) berücksichtigt werden. Deshalb wird die Impulsabweichung an S2 mit dem Faktor  $\delta$  korrigiert [WEI06]. Dieser zusätzliche Faktor wird aus dem Experiment bestimmt (siehe Abschnitt 4.4):

$$\begin{aligned} \Delta p^{Reak} &= p_{Exp,S2} - p_{Exp,S4}, \quad (4.7) \\ &= \left(1 + \frac{x_{S2}}{D_{Ta \rightarrow S2}} \cdot \delta\right) \cdot p_{soll,S2} - \left(1 + \frac{x_{S4} - M_{S2 \rightarrow S4} \cdot x_{S2}}{D_{S2 \rightarrow S4}}\right) \cdot p_{soll,S4}, \\ &= p_{soll,S2} - p_{soll,S4} - \frac{x_{S4} - x_{S2} \cdot (M_{S2 \rightarrow S4} + \delta \frac{D_{S2 \rightarrow S4}}{D_{Ta \rightarrow S2}} \frac{p_{soll,S2}}{p_{soll,S4}})}{D_{S2 \rightarrow S4}} \cdot p_{soll,S4}. \end{aligned}$$

Zusammen mit dem zwischen S2 und S4 eingestellten Sollimpuls  $p_{soll,S4}$  ergibt dies die Impulse der Teilchen nach der Reaktion in Abhängigkeit von den gemessenen  $x$ -Orten an S2 und S4 ( $p^{Reak}$ ):

$$\begin{aligned} p^{Reak} &= p_{soll,S4} + \Delta p^{Reak}, \quad (4.8) \\ &= p_{soll,S2} - \frac{x_{S4} - x_{S2} \cdot (M_{S2 \rightarrow S4} + \delta \frac{D_{S2 \rightarrow S4}}{D_{Ta \rightarrow S2}} \frac{p_{soll,S2}}{p_{soll,S4}})}{D_{S2 \rightarrow S4}} \cdot p_{soll,S4}. \end{aligned}$$

Alle in dieser Arbeit berechneten Impulse und Impulsverteilungen sind mit Gleichung 4.8 berechnet und sind somit die Impulse der Teilchen im Laborsystem nach dem Knockout-Target an S2.

### 4.1.2 Ermittlung des Sollimpulses

Der Radius der kreisförmigen Bewegung eines Teilchens in einem homogenen Magnetfeld ist nur von dessen Impuls und Ladung abhängig. Der Impuls eines Teilchens auf der Sollbahn ( $p_{soll}$ ) durch den Experimentaufbau kann daher aus seiner Ladung ( $q$ , in Einheiten der Elementarladung  $e$ ), dem Ablenkradius im Magneten ( $\rho$ , in Metern), der Stärke des Magnetfeldes ( $B$ , in Telsa) und der Lichtgeschwindigkeit ( $c = 2,998 \cdot 10^8$  m/s) bestimmt werden.

$$p_{soll} = \left(B \cdot \rho \cdot q \cdot c \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{Tm} \cdot e}\right) \text{ MeV}/c. \quad (4.9)$$

Das Magnetfeld der einzelnen Dipolmagnete wurde während des Experimentes mit Hallsonden überwacht und auf einen konstanten Wert geregelt. Die relative zeitliche Stabilität der Felder lag im Bereich von  $10^{-4}$  und wird im Folgenden vernachlässigt. Die mittleren Ablenkradien wurden in früheren Experimenten zu  $\rho_{S1 \rightarrow S2} = 11,2$  m bzw.  $\rho_{S2 \rightarrow S4} = 11,3$  m bestimmt [SUE06]. Im Fall der Knockout-Reaktion  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  war die Magnetfeldstärke

in der ersten Stufe 0,744 T und in der zweiten im Mittel 0,654 T, die Impulse errechnen sich damit zu  $p_{soll,S2}=54,96$  GeV/c und  $p_{soll,S4}=48,74$  GeV/c. In Anhang H sind alle Sollimpulse der untersuchten Reaktionen aufgelistet.

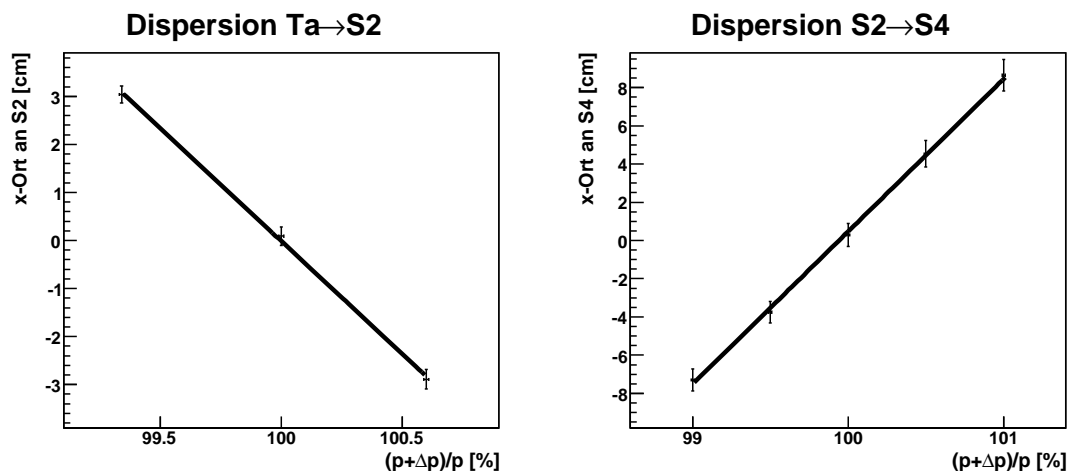
## 4.2 Dispersionsmessungen

Um die Impulsverteilung zu ermitteln, benötigt man die Dispersion zwischen Target und S2 ( $D_{Ta \rightarrow S2}$ ) und S2 und S4 ( $D_{S2 \rightarrow S4}$ ). Diese Größen wurden mit einem  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl in separaten Messungen bestimmt.

Die Ermittlung der Dispersion  $D_{Ta \rightarrow S2}$  setzt einen zentrierten Ort am FRS Produktionstarget voraus. Es wurde deshalb zusätzlich eine Lochblende am Targetort in den Strahlengang eingebracht. Für die Messung wurde das Magnetfeld der Dipole der ersten Stufe konstant gehalten und der Impuls der einlaufenden Teilchen mit Hilfe einer Energieänderung im SIS um  $\pm 1,0\%$  verändert. Aus der Verschiebung des mittleren Ortes der Teilchen kann wiederum die Dispersion bestimmt werden.

Der Ort am S4 Fokus ist bei einem zentrierten Strahl an S2 nur vom eingestellten Sollimpuls, der Abweichung zu diesem und eben der Dispersion abhängig (siehe Gleichung 4.2). Um die Dispersion zu ermitteln, werden mehrere Messungen mit unterschiedlichen Sollimpulsen durchgeführt. Dies wird erreicht, indem das Magnetfeld in der zu vermessenden Stufe in mehreren Schritten leicht (insgesamt etwa um  $\pm 1\%$ ) erhöht und erniedrigt wird. Da der Impuls der Teilchen sich nicht ändert, ergibt sich eine Veränderung in der relativen Abweichung vom Sollimpuls. Diese Abweichung ergibt eine Verschiebung des mittleren Ortes der Teilchen am Fokalort. Aus dieser Änderung lässt sich die Dispersion bestimmen.

Abbildung 4.1 zeigt den Zusammenhang zwischen der relativen Änderung des eingestellten Sollimpulses und der Verschiebung des mittleren  $x$ -Ortes der Teilchen in der S2 (links) und der S4 (rechts) Fokalebene. Die Dispersion ergibt sich als Steigung der an die Datenpunkte angepassten Gerade.



**Abbildung 4.1:** Bestimmung der Dispersionsmessungen im Experiment. Die in der Messung ermittelten Orte in den Fokalebene an S2 (links) bzw. S4 (rechts) sind aufgetragen gegen die relative Impulsabweichung. Die Steigung der an die Datenpunkte angepassten Gerade entspricht der Dispersion in der jeweiligen Stufe (Text für Details).



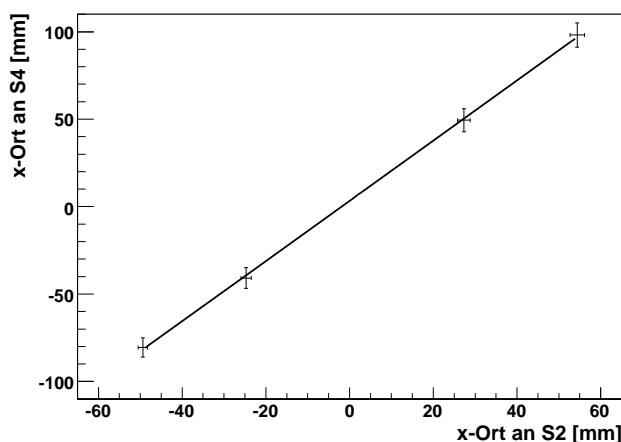
Die gemessenen Dispersionskoeffizienten ergaben sich zu

$$\begin{aligned} D_{T_a \rightarrow S2} &= -4,49 \text{ cm}/\% \\ D_{S2 \rightarrow S4} &= 8,03 \text{ cm}/\% \end{aligned}$$

mit relativen Unsicherheiten von 9% ( $D_{T_a \rightarrow S2}$ ) bzw. 5% ( $D_{S2 \rightarrow S4}$ ).

### 4.3 Bestimmung des Vergrößerungsfaktors $M_{S2 \rightarrow S4}$

Mit den Dispersionen allein können nur Impulsüberträge für Kerne ermittelt werden, die sich ohne Ort- und Winkelabweichung durch den Experimentaufbau bewegen. Mit dem Vergrößerungsfaktor  $M_{S2 \rightarrow S4}$  wird die Ausdehnung des Strahlflecks am Knockout-Target kompensiert (siehe Gleichung 4.8). Da dieser Faktor den Zusammenhang zwischen den  $x$ -Positionen der Teilchen an den beiden Fokalorten darstellt, kann er mit einer Messung ermittelt werden. Man verwendet dazu einen stabilen Strahl und verändert bei gleichbleibendem Strahlimpuls das Magnetfeld des Dipols zwischen S1 und S2. Dadurch ist der Strahl an S2 und S4 nicht mehr zentriert. Das Verhältnis der mittleren Orte an den Fokalebene entspricht dem Vergrößerungsfaktor.



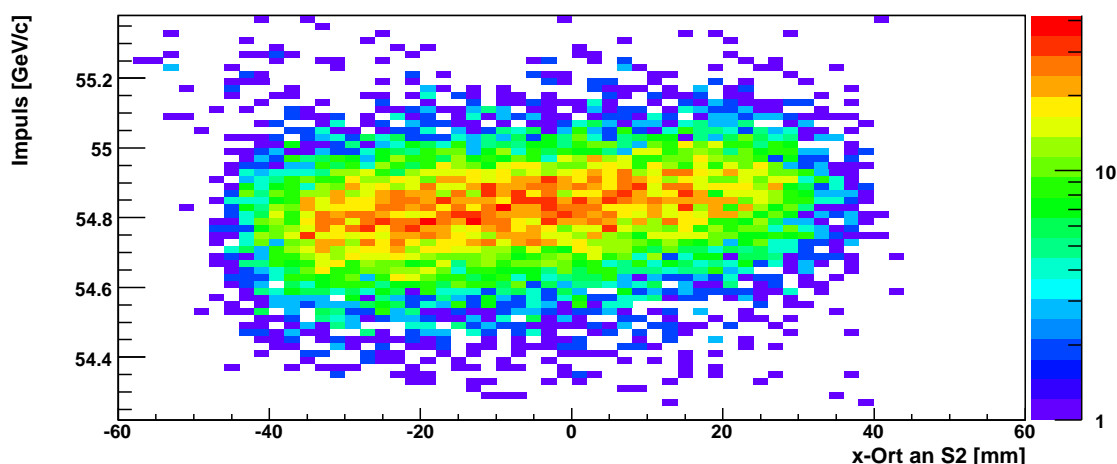
**Abbildung 4.2:** Bestimmung des Vergrößerungsfaktor  $M_{S2 \rightarrow S4}$ . Für die Messung wurde ein  $^{48}\text{Ca}$  Strahl verwendet und bei gleichbleibendem Impuls das Magnetfeld des Dipols zwischen S1 und S2 verändert. Es sind die mittleren Orte an S2 gegen die an S4 aufgetragen. Die Steigung der an die Punkte angepassten Gerade entspricht einem Vergrößerungsfaktor von  $M_{S2 \rightarrow S4} = 1,72(8)$ .

In Abbildung 4.2 wurden die gemessenen mittleren Orte an S2 und S4 gegeneinander aufgetragen. Die Steigung der angepassten Gerade entspricht dem Vergrößerungsfaktor. Sie wurde zu  $M_{S2 \rightarrow S4} = 1,72(8)$  bestimmt.

### 4.4 Einfluss der Materie im Strahlgang und Korrektur

Mit den aus Messungen ermittelten Dispersionen und dem Vergrößerungsfaktor kann mit Gleichung 4.8 die Impulsverteilung der Reaktionsprodukte bestimmt werden. In Abbildung

4.3 wird die mit obigen Werten bestimmte Impulsverteilung für die  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion ohne Energieverlustkorrektur ( $\delta = 1$ ) gegen den  $x$ -Ort an S2 aufgetragen. Eine Abhängigkeit ist deutlich erkennbar. Damit ist die Annahme einer Kompensation der Dispersionen in den beiden Stufen (siehe Abschnitt 4.1.1) nicht mehr exakt erfüllt. Die Breite und Form der Impulsverteilung, die sich durch Projektion auf die  $y$ -Achse ergibt, wird durch die Abhängigkeit vom  $x$ -Ort dominiert.



**Abbildung 4.3:** Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion berechnet mit den gemessenen Werten der Dispersionen und des Vergrößerungsfaktors ohne Energieverlustkorrektur aufgetragen gegen den  $x$ -Ort an S2. Es ist eine deutliche Abhängigkeit erkennbar.

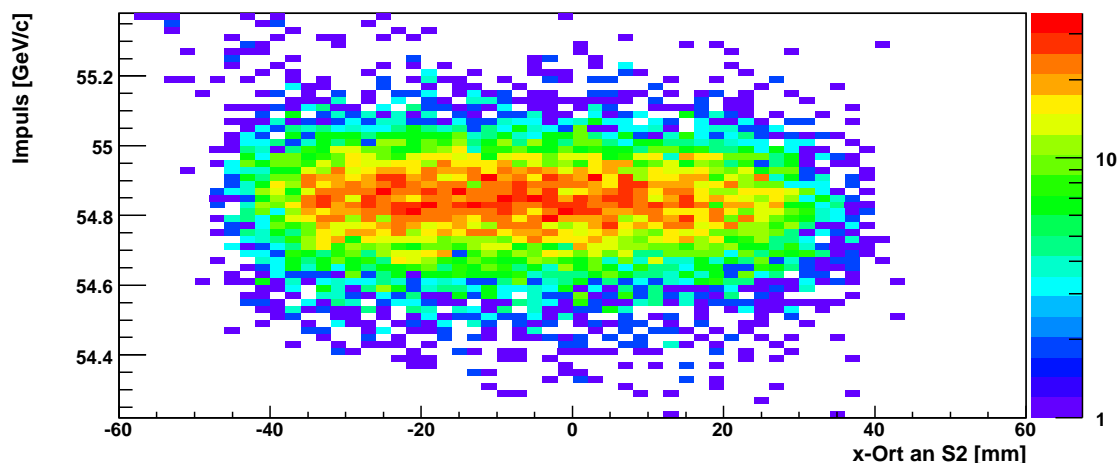
Der Grund für dieses Verhalten ist der Energieverlust der Kerne in der Materie an S2. Da die Dispersion  $D_{T_a \rightarrow S_2}$  aus den Ortsinformationen an S2 berechnet wird, entspricht sie den Werten ohne Energieverlust. Die daraus errechneten Impulse der Teilchen an S2 werden somit überschätzt.

Um diese Abweichung zu korrigieren wird die Energieverlustkorrektur  $\delta$  verwendet. Sie wird für jede Reaktion so angepasst, dass die resultierende Impulsverteilung keine Abhängigkeit mehr vom  $x$ -Ort an S2 zeigt. Damit ist die Annahme einer Kompensation der Dispersionen der beiden Stufen des Spektrometers wieder erfüllt und die Form der Verteilung kann bestimmt werden.

Abbildung 4.4 zeigt wiederum die Impulsverteilung der Produkte der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion gegen den  $x$ -Ort an S2. Es ist keine Abhängigkeit von der  $x$ -Position mehr vorhanden. Der Faktor zur Korrektur des Energieverlustes wurde mit  $\delta = 1,16$  bestimmt. Um die Abhängigkeit des gemessenen Impulses vom  $x$ -Ort an S2 in den Messungen mit Kalzium-Kernen ( $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  bzw.  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ ) zu kompensieren, wurde ein Korrekturfaktor von  $\delta = 1,06$  verwendet. Der Unterschied liegt im geringeren Energieverlust von Kalzium im Vergleich zu Titan begründet.

## 4.5 Impulsauflösung

Die erreichbare Auflösung wird vor allem durch Kleinwinkelstreuung in der Materie im Strahlengang limitiert. Die Unsicherheit in den Magnetfeldern, die von Hall-Sonden mit ei-



**Abbildung 4.4:** Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion aufgetragen gegen den  $x$ -Ort an S2. Sie wurde mit den gemessenen Werten der Dispersionen des Vergrößerungsfaktors berechnet, als Wert für die Energieverlustkorrektur wurde  $\delta = 1,16$  verwendet. Eine Abhängigkeit ist nicht mehr vorhanden.

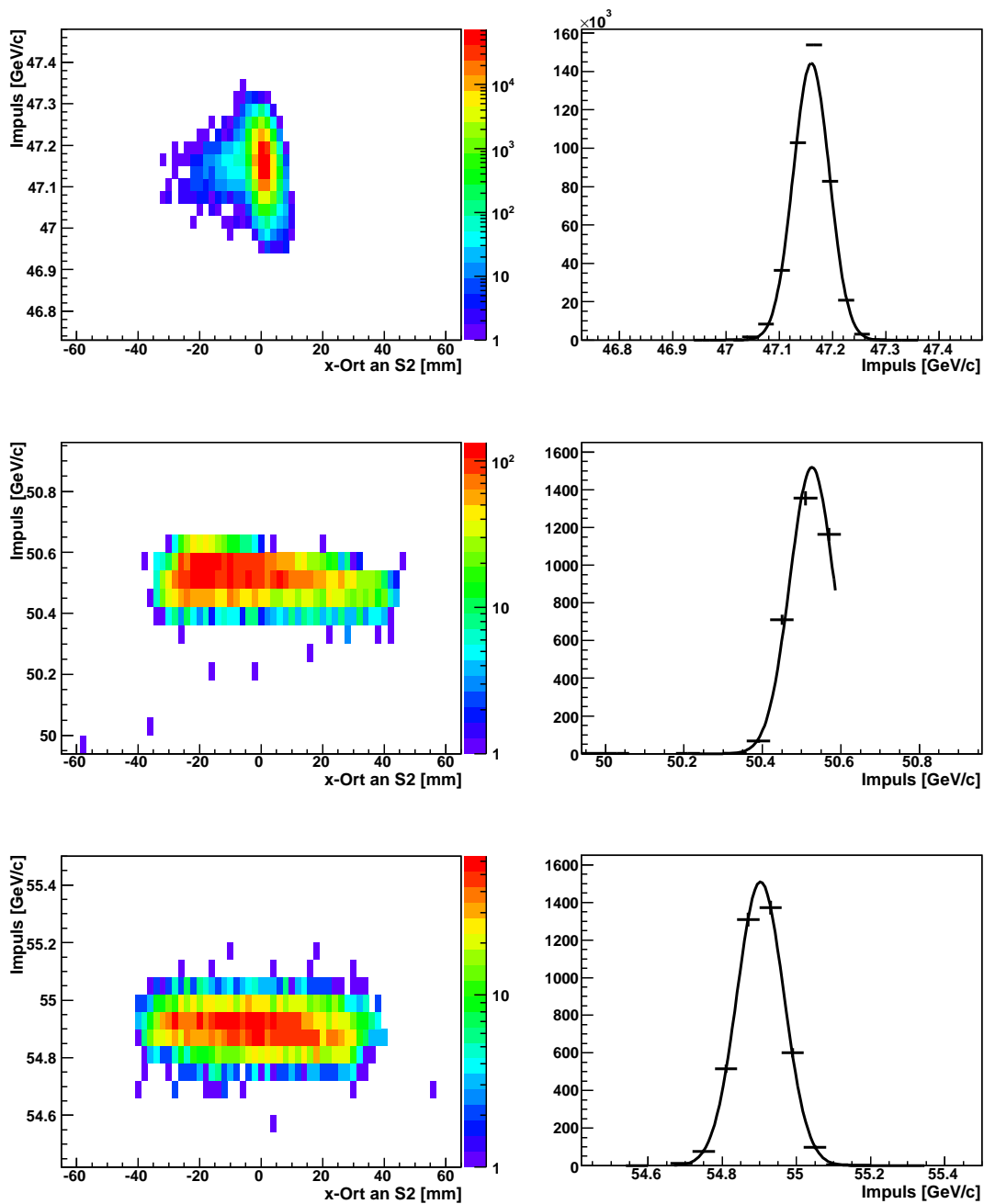
ner Genauigkeit und einer Stabilität von  $10^{-4}$  T überwacht werden [GEI92] sind dagegen vernachlässigbar. Die Auflösung wird mit einer Messung bestimmt, in der sich das Reaktionstarget an S2 im Strahlengang befindet aber die Magnetfelder der zweiten Stufe nur auf Kompensation des Energieverlustes eingestellt sind. An S2 und S4 wird dasselbe Isotop gefordert. Da somit keine Reaktion im Target eingetreten sein kann, resultiert die Breite der so gemessenen Impulsverteilung nur aus den Effekten der im Experiment unerwünschten Wechselwirkungen mit Materie. Sie ist gleichzeitig die im Experiment maximal erreichbare Auflösung.

In Abbildung 4.5 sind die Messungen der Auflösung für die untersuchten Knockout-Reaktionen zusammengefasst. Es wurden dabei (von oben nach unten)  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  als Strahl verwendet. Dabei wurde  $^{50}\text{Ca}$  mit den Magnetereinstellungen für  $^{56}\text{Ti}$  vermessen. Es lag zum Teil bereits ausserhalb der FRS-Akzeptanz. Es wurden daher nur Ereignisse mit  $x$ -Position kleiner als  $-5$  mm verwendet und die Impulsverteilung an der rechten Seite bei  $50,6$  GeV/c abgeschnitten (siehe Abschnitt 6.1). In der linken Spalte ist jeweils die Impulsverteilung gegen den S2-Ort aufgetragen, in der rechten die Projektion auf die Impulsachse. Die Auflösung ergibt sich als Breite einer an die Verteilung angepassten Gaußkurve.

Die für die untersuchten (Fragment-)Strahlen gemessenen Auflösungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Strahl	Auflösung (FWHM)	
	absolut	relativ [%]
$^{48}\text{Ca}$	81 MeV/c	1,7
$^{50}\text{Ca}$	130 MeV/c	2,6
$^{56}\text{Ti}$	150 MeV/c	2,7

**Tabelle 4.1:** Erreichte Impulsaufösungen für Strahlen der einzelnen Isotope



**Abbildung 4.5:** Bestimmung der Impulsauflösung für die verschiedenen Strahlen (von oben nach unten:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ca}$  bzw.  $^{56}\text{Ti}$ ). Die Abbildung in der linken Spalte zeigt jeweils die Impulsverteilung aufgetragen gegen den Ort an S2, die in der rechten die Projektion auf die Impulsachse. An die Verteilung ist eine Gausskurve angepasst. Die Auflösungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

## 5 Kalibrationsexperiment mit $^{48}\text{Ca}$ Primärstrahl

Im Hauptexperiment wurden durch Fragmentation eines  $^{86}\text{Kr}$  Strahls produzierte Kerne untersucht (siehe Abschnitt 6). Um die verwendeten Detektoren, den Aufbau und die Methode zu kalibrieren und zu testen, wurde davor  $^{48}\text{Ca}$  als Primärstrahl verwendet. Dieser stabile Strahl, der in  $Z$  und  $A/q$  sehr nahe an den zu untersuchenden Sekundärstrahlen  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  liegt, konnte mit Intensitäten von  $10^4$  bis  $10^8$  Teilchen pro Spill erzeugt und gut fokussiert durch den gesamten Aufbau geleitet werden.

Der doppelt magische Kern  $^{48}\text{Ca}$  wird seit vielen Jahren untersucht, unter anderem auch in  $(p, pn)$ -Knockout-Reaktionen mit einem Proton-Strahl der Energie 149.5 MeV auf ein  $^{48}\text{Ca}$  Target [WAT82]. Seine Struktur ist daher gut bekannt und in vielen Experimenten bestätigt. Daher kann durch den Vergleich der Ergebnisse, die mit diesem Experimentaufbau bei einer Energie von 452 AMeV gemessen wurden, mit theoretischen Vorhersagen die Methode getestet und ihre Aussagekraft ermittelt werden.

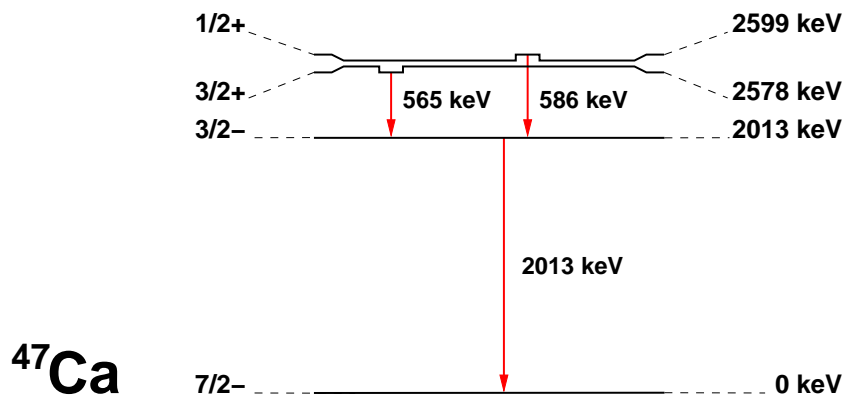
Deshalb wurden mit diesem Primärstrahl auch Knockout-Reaktionen vermessen. Mit den erhaltenen Messdaten wurden die in den letzten beiden Kapiteln vorgestellten Methoden der Analyse entwickelt und getestet. Das Experiment wurde in sechs Stunden durchgeführt. Die durchschnittliche Rate an S2 betrug  $\approx 5,1 \cdot 10^4$   $^{48}\text{Ca}$  Kerne pro Spill. Bei einer Spillstruktur von acht Sekunden Strahl und vier Sekunden Spillpause entspricht dies einer mittleren Teilchenrate von 4,3 kHz. Insgesamt wurden an S2  $3,71(1) \cdot 10^5$   $^{48}\text{Ca}$  Kerne mit dem Triggermuster TP2 (siehe Tabelle 2.3) identifiziert. Mit der ermittelten Umsetzung von 251(2) entspricht dies  $9,31(9) \cdot 10^7$  einlaufenden Kernen. An S4 wurden  $8,92(1) \cdot 10^5$   $^{47}\text{Ca}$  Kerne als Reaktionsprodukte identifiziert.

### 5.1 Die $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ Ein-Neutron-Knockout-Reaktion

Die Primärstrahlenergie von 452 AMeV war so gewählt, dass die Geschwindigkeit der  $^{48}\text{Ca}$  Kerne im Reaktionstarget an S2 den gleichen Wert annimmt wie beim späteren Hauptexperiment die Sekundärstrahlen des Isotops  $^{56}\text{Ti}$ .

Reaktionsrechnungen basierend auf Schalenmodellrechnungen mit GXPF1A als Restwechselwirkung ergeben einen erwarteten inklusiven Wirkungsquerschnitt von 128,14 mb [TOS08]. Dieser teilt sich auf in drei Kanäle. Es wird vor allem der  $7/2^-$  Grundzustand von  $^{47}\text{Ca}$  bevölkert (81,94 mb). Dies liegt im Abschluss der  $N=28$  Neutronschale in  $^{48}\text{Ca}$  begründet, da in diesem das  $f_{7/2}$  Orbital mit acht Neutronen voll besetzt ist. In den bei-

den anderen Kanälen wird das Neutron aus der tiefer liegenden  $d_{3/2}$ -Schale (27,21 mb) bzw.  $s_{1/2}$ -Schale (18,99 mb) herausgeschlagen. In  $^{47}\text{Ca}$  wird dabei der  $3/2^+$ -Zustand bei 2578 keV bzw. der  $1/2^+$ -Zustand bei 2599 keV bevölkert. Abbildung 5.1 zeigt die für die Knockout-Reaktion relevanten Niveaus und Übergänge.



**Abbildung 5.1:** Vereinfachtes Niveauschema von  $^{47}\text{Ca}$ . Es sind nur die für diese Arbeit relevanten Niveaus und Übergänge gezeigt.

## 5.2 Inklusive Messung

Mit der Identifikation eines  $^{48}\text{Ca}$  Kerns an S2 und eines  $^{47}\text{Ca}$  Kerns an S4 wird die Ein-Neutron-Knockout-Reaktion selektiert. Ohne weitere Bedingungen ergibt sich eine inklusive Messung dieser Reaktion. Verschiedene mögliche Endzustände werden dabei nicht unterschieden.

### 5.2.1 Wirkungsquerschnitt

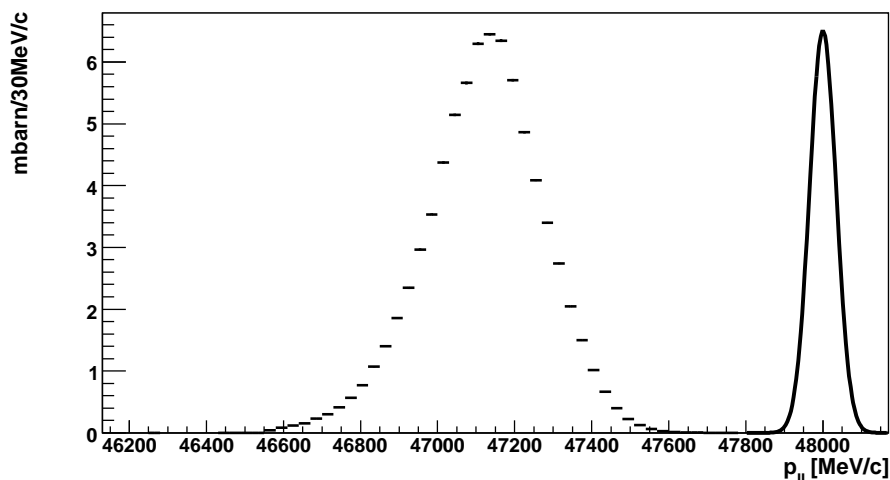
Mit der in Kapitel 3.1 beschriebenen Methode wird aus diesen Zählraten der inklusive Wirkungsquerschnitt bestimmt. Aus den Zählraten von  $^{48}\text{Ca}$  an S2 ( $9,31(9) \cdot 10^7$ ) und  $^{47}\text{Ca}$  an S4 ( $8,92(1) \cdot 10^5$ ) ergibt sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit an S2 zu  $P_{S2} = 9,6(1) \cdot 10^{-3}$ . Mit dem Anteil der Reaktionen im Target ( $V_{^{48}\text{Ca}} = 0,68(9)$ , siehe Abschnitt 3.1.5.1) und der Transmission ( $Trans_{mit} = 0,729(7)$ , siehe Anhang D) errechnet sich die Wechselwirkung im Target und damit der inklusive Wirkungsquerschnitt der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion von  $^{48}\text{Ca}$  an  $^9\text{Be}$  zu (siehe Gleichungen 3.6 und 3.7)

$$\begin{aligned}
 P_{Target} &= \frac{P_{S2} \cdot V(^{48}\text{Ca})}{Trans_{mit}} \\
 &= 0,0089(8) \\
 \sigma(^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca})_{inkl} &= 0,0089(8) \cdot 8,7 \text{ b} \\
 &= 77(10) \text{ mb}
 \end{aligned}$$

### 5.2.2 Impulsverteilung

Abbildung 5.2 zeigt die inklusive Impulsverteilung der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion. Sie wurde mit der in Abschnitt 4 beschriebenen Methode ermittelt. Die Fläche

unter der Verteilung entspricht dem gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitt von 77 mb. Als Breite eines Bins des Histogramms wurde 30 MeV/c gewählt, etwa ein Drittel der apparativen Auflösung.



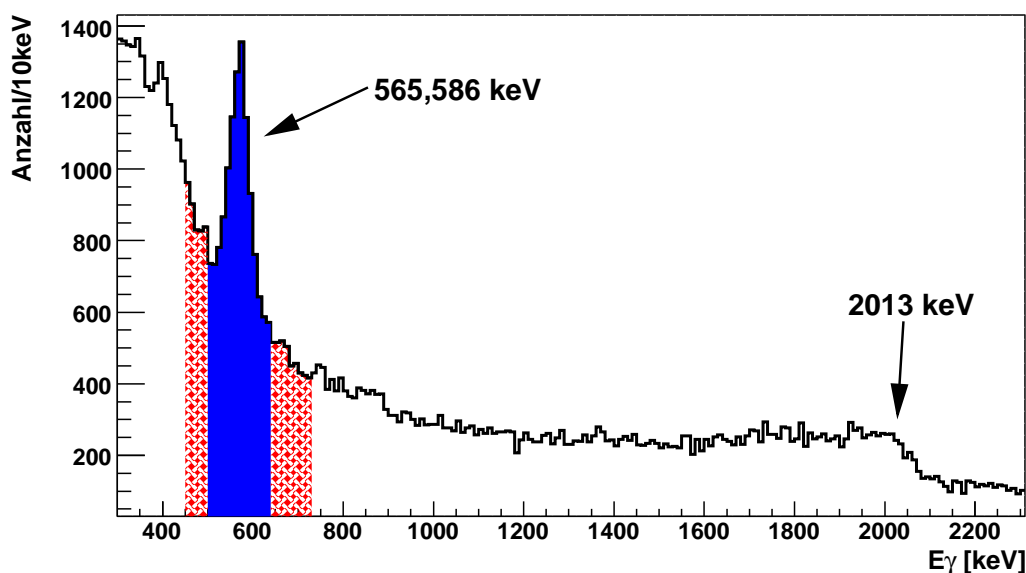
**Abbildung 5.2:** Inklusive Impulsverteilung der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion. Die eingefügte Gaußkurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 81 MeV/c (FWHM).

Die in das Histogramm eingefügte Gaußkurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 81 MeV/c (FWHM) (siehe Tabelle 4.1). Die Stärke der Beiträge der einzelnen Reaktionskanäle wird in Abschnitt 5.4 diskutiert.

### 5.3 Exklusive Messung

Das MINIBALL-Gammaspektrometer ermöglicht die Messung der Gamma-Quanten emittiert von Kernen, die in der Knockout-Reaktion in einem angeregten Zustand erzeugt wurden. In Abbildung 5.3 ist das Gammaspektrum gezeigt, das in Koinzidenz mit einer  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion gemessen wurde. Die Linie bei  $\approx 575$  keV resultiert aus der Abregung des  $1/2^+$ -Zustandes bei 2599 keV und des  $3/2^+$ -Zustandes bei 2578 keV. Beide Kerniveaus zerfallen in den  $3/2^-$ -Zustand bei 2013 keV unter Aussendung eines Gammaquants der Energie 586 keV bzw. 565 keV (siehe Abbildung 5.1). Die beiden Übergänge können innerhalb der Gammaauflösung von 40 keV (FWHM) (siehe Abschnitt 2.6.4) nicht getrennt werden. Der Zwischenzustand zerfällt in den  $7/2^-$  Grundzustand, sichtbar als Stufe im Spektrum bei etwa 2000 keV.

Da für die Bestimmung der exklusiven Impulsverteilung (siehe Abschnitt 5.3.2) bei einem Schnitt auf die Gammaenergie (blaue Fläche in Abbildung 5.3) nicht nur das Signal sondern auch Untergrund selektiert wird, muss auf diesen korrigiert werden. Dies geschieht durch Abzug der Ereignisse, die durch den Untergrund-Schnitt (rot schraffierte Fläche) ausgewählt werden. Die Größe des Bereichs wird so gewählt, dass der Inhalt dem Untergrundanteil im Signalschnitt entspricht. Es wird dabei angenommen, dass Peak und Untergrund voneinander unabhängig sind und letzterer durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden kann.



**Abbildung 5.3:** Gammaspektrum der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion. Um bei der Ermittlung der exklusiven Impulsverteilung nur Photopeakereignisse zu betrachten, muss bei einem Schnitt auf die Gammaenergie (blau unterlegt) der Untergrund berücksichtigt werden. Dies geschieht durch Abzug der Verteilung, die man bei Schnitt auf den rot schraffierten Bereich erhält.

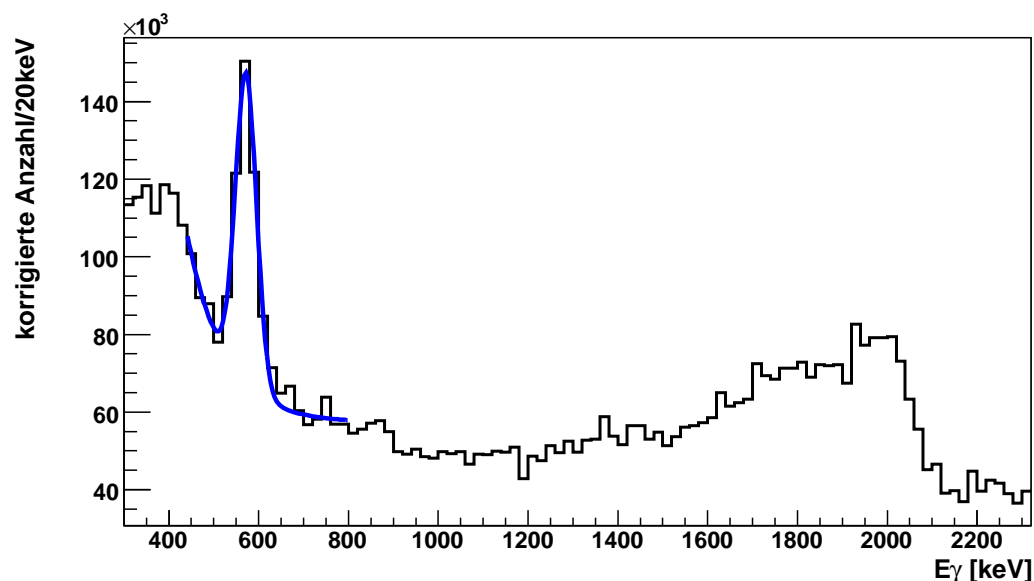
### 5.3.1 Wirkungsquerschnitt

Um den Wirkungsquerschnitt des exklusiven Kanals zu bestimmen, müssen die Effizienzen des MINIBALL-Spektrometers berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 3.3 und Anhang F). Das Gammaspektrum, das alle Skalierungen enthält, wird in Abbildung 5.4 gezeigt. An das Spektrum wurde eine Gaussfunktion mit exponentiellem Untergrund angepasst (blau).

Die Fläche unter der angepassten Kurve setzt sich aus dem exponentiellen Untergrund und der Gausskurve zusammen. Letztere liefert die Anzahl der gemessenen Ereignisse. Die im Bereich von 450 keV bis 800 keV an das effizienzkorrigierte Spektrum angepasste Funktion ergibt eine Anzahl von  $2,3 \cdot 10^5$  Knockout-Reaktionen, in denen der Tochterkern im  $1/2^+$ - oder  $3/2^+$ -Zustand produziert worden ist.

Für die Berechnung der Unsicherheit dieser Größe benötigt man den Fehler der ursprünglichen Anzahl ohne Effizienzkorrektur. Ein Fit mit den selben Parametern an das Spektrum aus Abbildung 5.3 ergibt eine Fläche unter dem Peak von  $4,0 \cdot 10^3$  mit einer Unsicherheit von  $1 \cdot 10^2$  und damit einem relativen Fehler von 2,5%. Der gesamte relative Fehler der gemessenen Anzahl ergibt sich somit zusammen mit dem Fehler der Korrekturen von 14% (siehe Abschnitt 2.6.6) zu 14,2% ( $\sqrt{0,14^2 + 0,025^2} = 0,142$ ), der absolute zu  $3 \cdot 10^4$  Ereignissen.





**Abbildung 5.4:** Effizienzkorrigiertes Gammaspektrum der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion. An das Spektrum wurde eine Gaussfunktion mit exponentiellem Untergrund angepasst (blau)

Zusammen mit der Zahl der einlaufenden Teilchen ( $N_{ein} = 9,31(9) \cdot 10^7$ ) und der Transmission ( $Trans_{mit} = 0,729(7)$ ) ergibt sich für die exklusive Wechselwirkungswahrscheinlichkeit

$$\begin{aligned} P_{exkl} &= \frac{\frac{N_{exkl}}{N_{ein}}}{Trans_{mit}} \\ &= 3,39(44) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

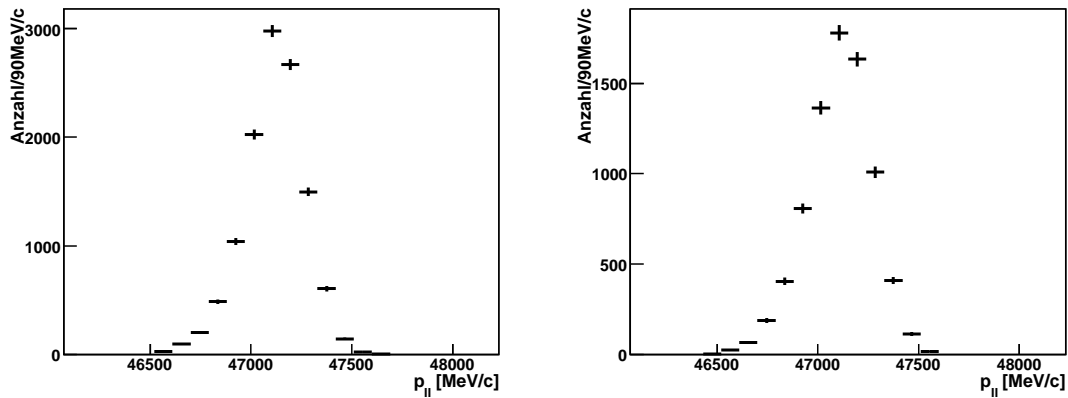
und damit ein gemessener exklusiver Wirkungsquerschnitt von

$$\begin{aligned} \sigma(^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca})_{exkl} &= 3,39(44) \cdot 10^{-3} \cdot 8,7 \text{ b} \\ &= 30(4) \text{ mb.} \end{aligned} \tag{5.1}$$

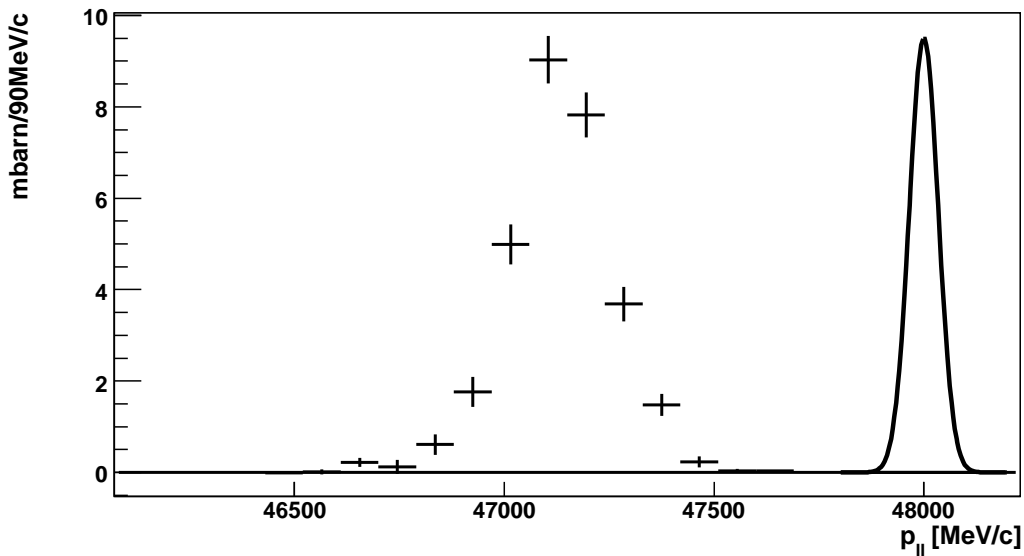
### 5.3.2 Impulsverteilung

Wie am Anfang dieses Abschnittes bereits erwähnt, muss für die Ermittlung der Impulsverteilung des exklusiven Kanals der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion der Untergrund im Gammaspektrum berücksichtigt werden. Aufgrund der im Vergleich zur inklusiven Messung geringeren Statistik wurde eine Binweite von 90 MeV/c gewählt.

In Abbildung 5.5 ist im linken Bild die Impulsverteilung gezeigt, die man in Koinzidenz mit einem nachgewiesenen Gammaquant im Bereich des Photopeaks ( $510 \text{ keV} < E_\gamma < 640 \text{ keV}$ , blau unterlegter Bereich in Abbildung 5.3) erhält. Das rechte Bild zeigt die Verteilung die sich ergibt, wenn ein nachgewiesenes Gamma im Energiebereich ( $470 \text{ keV} < E_\gamma \leq 510 \text{ keV}$  bzw.  $640 \text{ keV} \leq E_\gamma < 738 \text{ keV}$ , rot schraffierter Bereich in Abbildung 5.3) vorhanden ist. Die Größe des zweiten Bereichs ist dabei so gewählt, dass sie den Untergrund im ersten Bereich kompensiert.



**Abbildung 5.5:** Impulsverteilung der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion bei Schnitten auf Gammaereignisse. Es sind die Impulsverteilungen gezeigt, die man bei einem Schnitt im Gammaspektrum auf die Region des Photopeaks bei 575 keV ( $510 \text{ keV} < E_\gamma < 640 \text{ keV}$ ) und bei einem Schnitt auf den Untergrund (rechtes Bild,  $470 \text{ keV} < E_\gamma \leq 510 \text{ keV}$  bzw.  $640 \text{ keV} \leq E_\gamma < 738 \text{ keV}$ ) erhält.



**Abbildung 5.6:** Exklusive ( $E_\gamma \approx 575 \text{ keV}$ ) Impulsverteilung der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion. Abgebildet ist die Differenz der beiden Verteilungen in Abbildung 5.5 und damit die Impulsverteilung, die in Koizidenz mit einem Gamma im Photopeak gemessen wird. Die Fläche der Verteilung entspricht dem gemessenen exklusiven Wirkungsquerschnitt von  $\sigma(^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca})_{\text{exkl}} = (30 \pm 4) \text{ mb}$ . Die eingefügte Gaussskurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung (FWHM) von 81 MeV/c.

Abbildung 5.6 zeigt die Differenz der beiden oberen Verteilungen. Dies ist die exklusive Impulsverteilung, die man in Koinzidenz mit im Photopeak bei 575 keV nachgewiesenen Gammaquanten erhält. Sie weist eine geringere Breite als die inklusive Verteilung (siehe Abbildung 5.2) auf. Die Tatsache, dass keine negativen Einträge auftreten, belegt die Richtigkeit der Methode des Untergrundabzugs. Die Fläche der Verteilung entspricht dem exklusiven Wirkungsquerschnitt von  $\sigma(^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca})_{\text{exkl}} = (30 \pm 4)$  mb. Die wiederum in das Histogramm eingefügte Gausskurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung (FWHM) von 81 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).

Im nächsten Abschnitt wird die Aufteilung in Beiträge des  $1/2^+$ - und des  $3/2^+$ -Zustandes diskutiert.

## 5.4 Diskussion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$

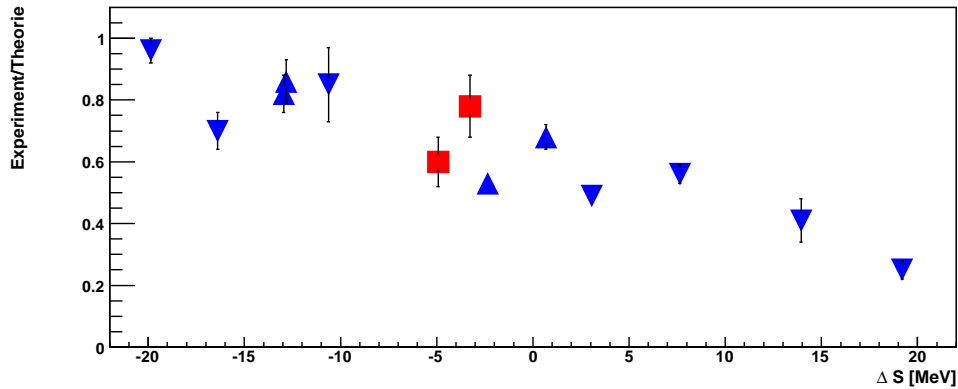
Die  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion wird als Kalibrationsexperiment auch dazu verwendet, den Aufbau und die Analyse zu testen. Der doppelt magische Kern  $^{48}\text{Ca}$  wird seit vielen Jahren untersucht, seine Struktur ist gut bekannt [BUR06]. Die Aussagekraft der Resultate des Hauptexperiments (siehe nächster Abschnitt) lässt sich somit aus dem Vergleich der Ergebnisse der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion mit theoretischen Voraussagen beurteilen.

Der gemessene inklusive Wirkungsquerschnitt beträgt 77(10) mb. Er ist damit deutlich niedriger als der theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitt von 128,14 mb. Das Verhältnis von Experiment und Theorie ergibt  $\frac{77(10)}{128,14} = 0,60(8)$ .

Die erwarteten Wirkungsquerschnitte für die  $^{47}\text{Ca}$  Zustände  $1/2^+$  und  $3/2^+$  addieren sich zu 18,99 mb + 27,21 mb = 46,20 mb. Beim Vergleich dieses Werts mit dem Experiment (30(4) mb) müssen zudem Verzweigungsverhältnisse beim Gammazerfall der bevölkerten Niveaus berücksichtigt werden. Dieses beträgt für das  $3/2^+$ -Niveau 0,703(18) für einen Zerfall über ein 565 keV Gammaquant und für das  $1/2^+$ -Niveau 0,987(25) für einen Zerfall über ein 586 keV Gammaquant [BUR07]. Der konkurrierende Zerfall ist jeweils der direkte Übergang in den Grundzustand. Für den Wirkungsquerschnitt, der durch einen Schnitt auf den Peak bei 575 keV im Gammaspektrum erwartet wird, ergibt sich somit  $(18,99 \cdot 0,987(25))$  mb +  $(27,21 \cdot 0,703(18))$  mb = 37,87(68) mb. Im Vergleich ist der experimentelle Wert damit um einen Faktor 0,79(11) niedriger als der theoretische.

Dieses Verhalten ist vereinbar mit dem systematischen Verhalten von Ergebnissen vieler anderer Experimente. Die Daten in Abbildung 5.7 sind der Arbeit [LEE06] entnommen. Sie zeigt in blau den Reduktionsfaktor der experimentell gewonnenen zu berechneten Wirkungsquerschnitten für Neutron (Dreieck nach unten) und Proton (Dreieck nach oben) Knockout-Reaktionen. Sie sind jeweils gegen die Asymmetrie  $\Delta S$  der gewichteten Separationsenergien  $S_{P,N}$  aufgetragen ( $\Delta S = S_P - S_N$  für Protonen und  $\Delta S = S_N - S_P$  für Neutronen). Die Reduktion des gemessenen im Vergleich zum theoretischen Wirkungsquerschnitt hat dabei ihren Ursprung in Nukleon-Nukleon Korrelationen und in der langreichweitigen Kopplung von Nukleonen nahe der Fermienergie an kollektive Zustände [HAN03, LEE06, GAD08].

Für die Wichtung der Separationsenergien werden die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionskanäle ( $\sigma_i$ ), die Separationsenergie des Grundzustands ( $S_{GZ}$ ) und die entsprechenden Anregungsenergien des Tochterkerns ( $E_i$ ) verwendet. Dabei ergeben sich



**Abbildung 5.7:** Vergleich von experimentellen Ergebnissen und theoretischen Rechnungen. In blau sind die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte aus Neutron- (Dreieck nach unten) bzw. Proton-Knockout (Dreieck nach oben) Experimenten und theoretischen Vorhersagen dieser Wirkungsquerschnitte dargestellt. Sie sind gegen die Asymmetrie der Separationsenergie ( $\Delta S$ ) aufgetragen (Daten entnommen aus [LEE06]). Eine Abhängigkeit ist deutlich erkennbar. Die entsprechenden Verhältnisse für inklusiven und exklusiven Kanal der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion aus dieser Arbeit sind mit dem systematischen Trend vereinbar (Text für Details).

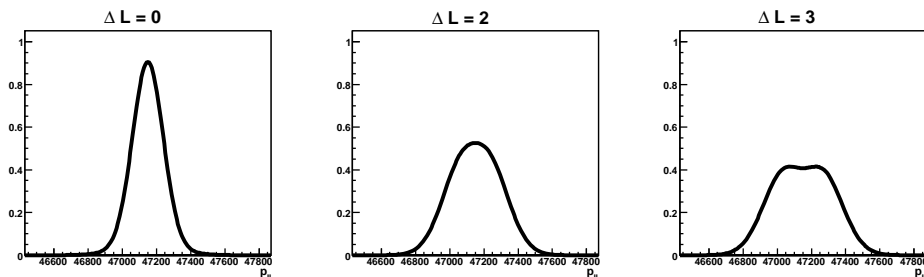
zum Beispiel für die inklusive Messung der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion:

$$\begin{aligned}
 S_N &= \frac{\sum_i \sigma_i \cdot (S_{GZ} + E_i)}{\sum_i \sigma_i} \\
 S_N &= \frac{1}{128,1} (81,9 \cdot 9,95 + 27,2 \cdot (9,95 + 2,58) + 19,0 \cdot (9,95 + 2,60)) \text{ MeV} \\
 &= 10,88 \text{ MeV} \\
 S_P &= 15,81 \text{ MeV} \\
 \Delta S &= S_N - S_P \\
 &= -4,93 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

Verwendet wurden dabei die Energien für eine Separation aus dem Grundzustand für Neutronen (9,95 MeV) und Protonen (15,81 MeV), sowie die Anregungsenergien in  $^{47}\text{Ca}$  und deren berechnete Bevölkerungsquerschnitte in der Knockout-Reaktion (Grundzustand bei 0,0 MeV mit 81,9 mb, angeregte Zustände bei 2,58 MeV und 2,60 MeV mit 27,2 mb bzw. 19,0 mb). Die Normierung ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte aller verwendeten Kanäle ( $128,1 = 81,9 + 27,2 + 19,0$ ) [TOS08, BUR07].

Eine Korrelation ist deutlich erkennbar. Als rote Quadrate sind die Ergebnisse der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Messung in dieser Arbeit eingetragen. Die Asymmetrie der gewichteten Separationsenergien beträgt -4,93 MeV für die inklusive und -3,27 MeV für die exklusive Messung. Die Datenpunkte sind innerhalb der Fehler mit der Systematik aus [LEE06] verträglich.

Die berechneten Impulsverteilungen der Kanäle mit den Drehimpulsüberträgen  $\Delta L = 0, 2, 3$  (in Einheiten von  $\hbar$ ) werden in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Verteilungen wurden bereits mit der experimentellen Impulsauflösung für  $^{48}\text{Ca}$  gefaltet (siehe Abschnitt 4.5). Dabei entspricht  $\Delta L = 0$  und  $\Delta L = 2$  der Bevölkerung der angeregten Zustände,



**Abbildung 5.8:** Theoretisch berechnete Impulsverteilungen der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion, aufgeteilt nach dem Drehimpulsübertrag  $\Delta L$ . Das Integral unter den Kurven ist jeweils gleich gross.

$\Delta L = 3$  dem Knockout eines  $f_{7/2}$ -Neutrons und damit der Bevölkerung des Grundzustandes in  $^{47}\text{Ca}$ . Die Integrale der einzelnen Verteilungen in der Abbildung sind gleich, die Unterschiede in Form und Breite sind deutlich erkennbar. Die drei Beiträge wurden in einer Funktion zusammengefasst, mit den relativen Beiträgen der einzelnen Kanäle als Variable. Eine Bestimmung der Stärke der einzelnen Komponenten ist so möglich.

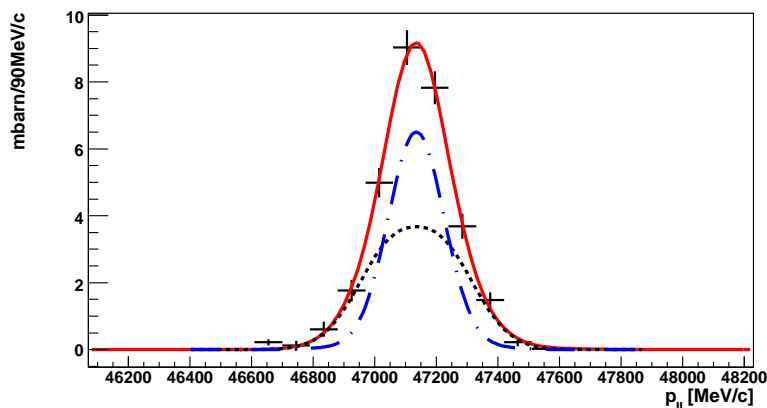
In Abbildung 5.9 wurde diese Funktion (durchgezogen, rot) an die exklusive Impulsverteilung angepasst. Der relative Beitrag der  $\Delta L = 3$  Kurve ist dabei mit Null verträglich. Damit ist, wie erwartet, in der exklusiven Verteilung kein Anteil des  $f_{7/2}$  Knockouts vorhanden. Die Anteile mit  $\Delta L = 0$  (strichpunkt, blau) und  $\Delta L = 2$  (gestrichelt, schwarz) sind mit abgebildet. Der  $\Delta L = 0$  ( $\Delta L = 2$ ) Anteil wurde zu 0,51(7) (0,49(7)) bestimmt. Unter Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse der Gammazerfälle, ergibt sich ein  $d_{3/2}$ -Anteil von 0,57(10). Dies liegt sehr nah am theoretisch berechneten Wert von

$$\frac{\sigma_{d_{3/2}}}{\sigma_{d_{3/2}} + \sigma_{s_{1/2}}} = \frac{2721}{2721 + 1899} = 0,589.$$

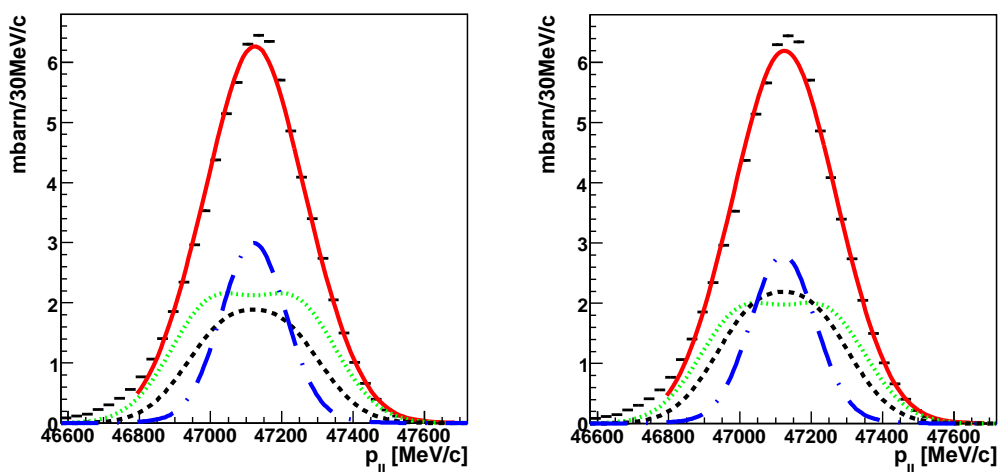
In Abbildung 5.10 wurde die oben beschriebene Funktion an die inklusive Impulsverteilung angepasst. Dabei wurden im linken Bild keine Einschränkungen für die relativen Stärken der einzelnen Beiträge gesetzt. Für die Anpassung im rechten Bild wurde das Verhältnis der Beiträge mit  $\Delta L = 2$  und  $\Delta L = 0$  auf den Wert fixiert, der sich mit der exklusiven Verteilung unter Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse ergeben hatte (0,57(10) für die Bevölkerung des  $3/2^+$ -Zustands). Die erhaltenen relativen Stärken der drei Kanäle sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Innerhalb der Fehler gibt es keine Abweichung zwischen dem Ergebnis ohne und dem mit Einschränkung der Variablen.

Der exklusiv gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt 30(4) mb. Mit der aus der exklusiven Impulsverteilung gewonnenen Aufteilung in die Anteile mit  $\Delta L = 0$  (0,51(7)) und  $\Delta L = 2$  (0,49(7)) ergibt sich 15(3) mb für beide Reaktionskanäle. Die Berücksichtigung der Verzweungsverhältnisse im Gammazerfall der Zustände liefert die Resultate 15(3) mb für den  $1/2^+$  Zustand und 21(4) mb für den  $3/2^+$ -Zustand.

Die Wirkungsquerschnitte dieser Kanäle können auch aus der inklusiven Messung berechnet werden. Mit dem inklusiven Wirkungsquerschnitt von 77(10) mb und der Aufteilung auf die einzelnen Kanäle aus der rechten Spalte von Tabelle 5.1 erhält man 20(6) mb für den  $1/2^+$  Zustand und 26(7) mb für den  $3/2^+$  Zustand. Es wurde dabei das  $\frac{\sigma_{d_{3/2}}}{\sigma_{d_{3/2}} + \sigma_{s_{1/2}}}$  Verhältnis auf 0,57(10) fixiert, um die gleiche Aufteilung in die einzelnen Kanäle zu erhalten. Die Ergebnisse beider Methoden sind innerhalb der Fehler vereinbar. Damit ist die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus in- und exklusiver Messung übereinstimmend. Dies belegt auch, dass eine durch einen Fit ermittelte Aufteilung des inklusiven



**Abbildung 5.9:** Vergleich der gemessenen exklusiven Impulsverteilung von  $^{47}\text{Ca}$  mit der theoretischen (durchgezogen, rot). Der Anteil von  $\Delta L = 0$  (gestrichelt, schwarz) und  $\Delta L = 2$  (strich-punkt, blau) sind mit abgebildet. Der Anteil der  $\Delta L = 3$  Kurve ist mit Null verträglich (nicht mit abgebildet).



**Abbildung 5.10:** Vergleich der gemessenen inklusiven Impulsverteilung von  $^{47}\text{Ca}$  mit der theoretischen (durchgezogen, rot). Im linken Bild wurde das Verhältnis von  $\Delta L = 2$  und  $\Delta L = 0$  auf den Wert aus der exklusiven Verteilung fixiert, im rechten die relativen Stärken der einzelnen Kanäle ohne Einschränkung angepasst. Die Ergebnisse sind innerhalb ihrer Fehler vereinbar. Der Anteil von  $\Delta L = 3$  (eng gestrichelt, grün),  $\Delta L = 0$  (gestrichelt, schwarz),  $\Delta L = 2$  (strich-punkt, blau) sind mit abgebildet.

Wirkungsquerschnitts möglich ist.

Reaktions- kanal	Verhältnis $\frac{\sigma_{d_{3/2}}}{\sigma_{d_{3/2}} + \sigma_{s_{1/2}}}$	
	variabel	fixiert (0,57(10))
$\Delta L = 3$	0,43(1)	0,40(8)
$\Delta L = 2$	0,30(1)	0,34(8)
$\Delta L = 0$	0,27(1)	0,26(7)

**Tabelle 5.1:** Relative Zusammensetzung der  $^{47}\text{Ca}$  Impulsverteilung. Es gibt innerhalb der Fehler keine Abweichung zwischen der Anpassung mit freiem und der mit auf den Wert der exklusiven Messung fixiertem  $\frac{\sigma_{d_{3/2}}}{\sigma_{d_{3/2}} + \sigma_{s_{1/2}}}$  Verhältnis.

### Zusammenfassung $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$

Der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion wurde zu 77(10) mb bestimmt. Für den exklusiven Kanal, in dem die Bevölkerung des  $1/2^+$  bzw.  $3/2^+$  Zustands durch Nachweis eines Gammaquants aus dem Zerfall nachgewiesen wurde, ergab sich ein Wirkungsquerschnitt von 30(4) mb. Die Faktoren, um die diese Wirkungsquerschnitte gegenüber theoretischen Vorhersagen reduziert sind, 0,60(8) (inklusiv) bzw. 0,79(11) (exklusiv), sind mit der Systematik, die in anderen Experimenten beobachtet wurde, verträglich. Die Impulsverteilungen für den inklusiven und den exklusiven Kanal wurden bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte für die Bevölkerung des  $1/2^+$  und des  $3/2^+$  Zustands wurden sowohl aus der inklusiven als auch aus der exklusiven Messung ermittelt. Die Ergebnisse, 20(6) mb bzw. 15(3) mb für den  $1/2^+$  und 26(7) mb bzw. 20(4) mb für den  $3/2^+$  Kanal, sind innerhalb ihrer Fehlergrenzen vereinbar.

Mit dem in den letzten Kapiteln beschriebenen Aufbau und den vorgestellten Methoden ist es also möglich, Wirkungsquerschnitte zu messen. Die Bestimmung des Drehimpulsübertrags für die inklusive Reaktion und für einzelne Kanäle kann durchgeführt werden.





## 6 Experiment mit exotischen Strahlen

Im Anschluss an das Kalibrations- und Referenzexperiment wurde der Primärstrahl von  $^{48}\text{Ca}$  auf  $^{86}\text{Kr}$  geändert. Im Targetbereich vor dem FRS wurde das Fragmentationstarget ( $^9\text{Be}$ ,  $1625\text{ mg/cm}^2$ ) platziert und für die Messung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion die Magnetfelder der ersten und der zweiten Stufe passend eingestellt.

Das Experiment wurde in 8 1/2 Tagen durchgeführt. Die Intensität des  $^{86}\text{Kr}$  Primärstrahls betrug bis zu  $5 \cdot 10^9$  Teilchen pro Spill bei einer Spilllänge von acht Sekunden und vier Sekunden Pause zwischen den Spills. Die Energie der Teilchen lag bei 500,42 AMeV.

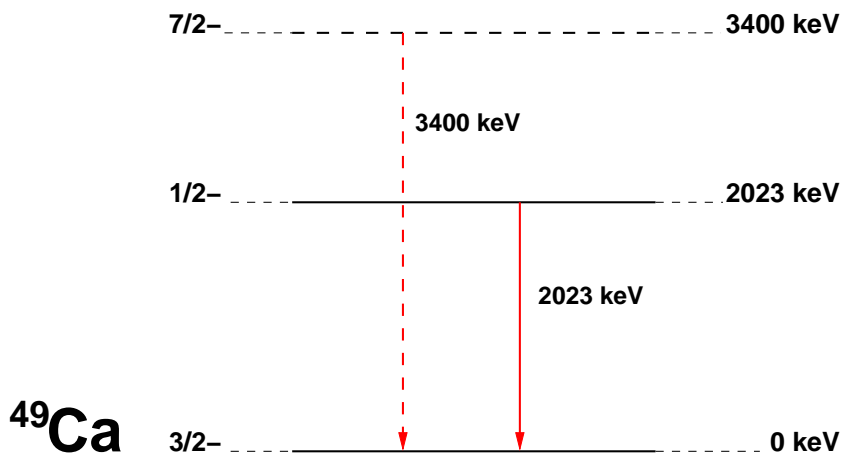
Neben der Reaktion an  $^{56}\text{Ti}$  konnte mit denselben Magnetfeldeinstellungen auch die Ein-Neutron-Knockout-Reaktion  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  untersucht werden. Sowohl die magnetische Steifigkeit des an S2 einlaufenden  $^{50}\text{Ca}$  als auch die des auslaufenden Restkerns  $^{49}\text{Ca}$  unterschieden sich nur wenig von den entsprechenden der Titanisotope und ihre Flugbahnen und Impulse lagen damit zumindest größten Teils innerhalb der FRS-Akzeptanz.

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen der Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen an  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  diskutiert.

### 6.1 Die $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ Ein-Neutron-Knockout-Reaktion

Der Kern  $^{50}\text{Ca}$  besitzt 30 Neutronen und ist damit zwei Neutronen ausserhalb der abgeschlossenen  $N=28$  Schale. Das nächste Orbital, das sich oberhalb des mit acht Neutronen voll besetzten  $f_{7/2}$ -Orbitals befindet, ist das  $p_{3/2}$  Orbital. In diesem befinden sich in der Grundannahme des Schalenmodells die beiden Valenzneutronen. Bedingt durch Paarstreuung weisen sie allerdings auch eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit im nächsthöheren  $p_{1/2}$ -Orbital auf.

Diese Struktur ist auch in der Aufteilung des berechneten Wirkungsquerschnitts von 117 mb auf verschiedene Reaktionskanäle erkennbar [TOS08]. Dieser wurde mit reaktionstheoretischen Rechnungen ermittelt unter Verwendung von spektroskopischen Faktoren, die auf Schalenmodellrechnungen mit der GXPF1A Wechselwirkung basieren. Die berechneten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kanäle sind in Anhang I zusammengefasst. So wird bei einem Neutron-Knockout zu  $^{49}\text{Ca}$  dessen Grundzustand ( $3/2^-$ ) mit einem Wirkungsquerschnitt von 30 mb und der erste angeregte Zustand bei 2023 keV ( $1/2^-$ ) mit 6 mb bevölkert. Der mit einem Querschnitt von 80 mb grösste Einzelkanal führt zu einem  $7/2^-$  Zustand im Restkern. Dieser Zustand war allerdings bis zu dem hier beschriebenen Experiment noch nicht experimentell beobachtet worden. Dies hat seinen Grund darin, dass das radioaktive Isotop  $^{49}\text{Ca}$  in der Vergangenheit meistens durch Ein-Neutron-



**Abbildung 6.1:**  $^{49}\text{Ca}$  Niveauschema. Es sind nur die für diese Arbeit relevanten Niveaus und Übergänge gezeigt. Als Energie des  $7/2^-$  Zustands und damit auch die des Übergangs in den Grundzustand wurde die theoretische Vorhersage von 3400 keV verwendet [TOS08] (in der Abbildung gestrichelt dargestellt).

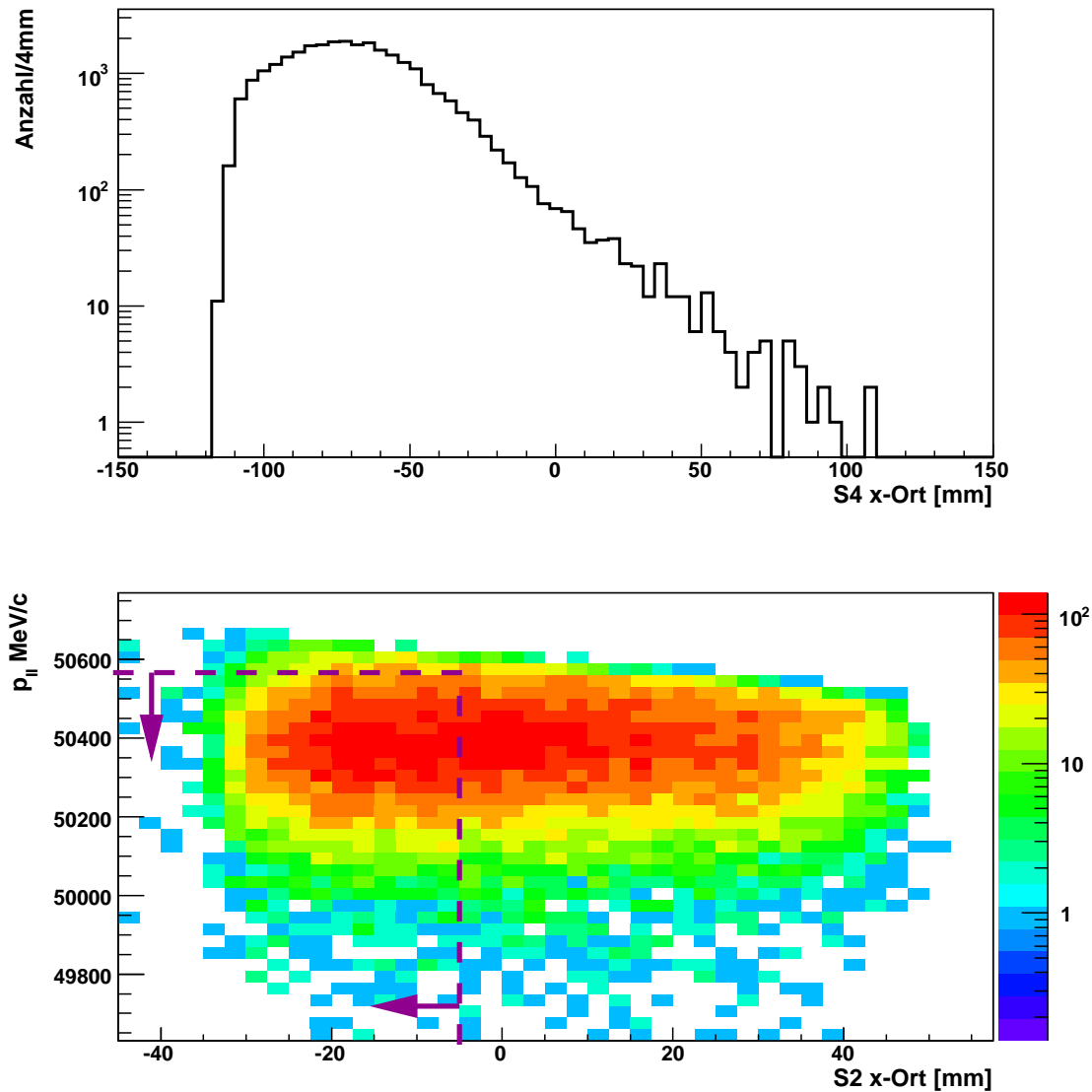
Transferreaktionen an  $^{48}\text{Ca}$  erzeugt wurde. Dieser Kern besteht aus 20 Protonen und 28 Neutronen und ist somit doppelt magisch. Das  $f_{7/2}$ -Orbital ist mit acht Neutronen voll gefüllt, das nächste Neutronenorbital ( $p_{3/2}$ ) ist unbesetzt. In  $^{49}\text{Ca}$  ist bei diesen Reaktionen eine Bevölkung des  $7/2^-$ -Zustands, dessen Konfiguration zwei Neutronen im  $p_{3/2}$ -Orbital und ein Neutron-Loch im  $f_{7/2}$ -Orbital aufweist, deutlich unterdrückt.

### 6.1.1 FRS Akzeptanz

Die Ionenoptik des FRS, der im achromatischen Modus betrieben wurde, ist in Abschnitt 4.1.1 beschrieben. Die Magnetfelder waren während der Messung für die  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion optimiert. Daher lag die Flugbahn für einen Teil der  $^{49}\text{Ca}$  Restkerne außerhalb der Akzeptanz des FRS. Dies wird in der Ortsverteilung der Kerne am finalen Fokus S4 und damit auch in der Impulsverteilung sichtbar. Im oberen Bild in Abbildung 6.2 sieht man deutlich die Beschränkung des Ortes an S4 auf Werte größer als etwa -110 mm. Dieser physikalische Schnitt im Ort spiegelt sich über Gleichung 4.8 wieder in einem mit der  $x$ -Koordinate an S2 antikorrelierten Schnitt im Impuls (unteres Bild in Abbildung 6.2). Dies muss in der Analyse berücksichtigt werden.

Es wurden daher für die Ermittlung der Impulsverteilung der Knockout-Reaktion nur Ereignisse verwendet, die einen  $x$ -Ort an S2 kleiner als -5 mm aufweisen, und in denen der Impuls kleiner als 50590 MeV/c gemessen wurde. Die Schnitte sind so gewählt, dass zum Einen das Maximum der Impulsverteilung und ein möglichst großer Teil der Flanke bei hohen Impulsen noch deutlich enthalten ist, zum Anderen aber ein Einfluss der FRS-Akzeptanz ausgeschlossen werden kann.

Für die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts wird die Mitte der Impulsverteilung als Schnitt für den maximalen verwendeten Impuls gesetzt ( $p < 50590$  MeV/c). Die gesamte Anzahl erhält man, in dem man die Anzahl der mit diesem Schnitt ermittelten Reaktion verdoppelt. Dabei wird die Verteilung als symmetrisch angenommen. Der Fehler der Anzahl im Schnitt wird ermittelt, indem man die Unsicherheit bei der Bestimmung der Mitte der Impulsverteilung berücksichtigt. Der Fehler der Gesamtanzahl ergibt sich durch



**Abbildung 6.2:**  $^{49}\text{Ca}$ : Akzeptanzschnitt in S4-Ort und Impuls. Im oberen Bild ist der  $x$ -Ort der  $^{49}\text{Ca}$  Restkerne in der finalen Fokalebene gezeigt. Die Verteilung ist durch die limitierte FRS-Akzeptanz bei etwa -110 mm abgeschnitten. Dies bewirkt den mit dem  $x$ -Ort an S2 antikorrelierten Schnitt im Impuls (unteres Bild). Für die Analyse werden nur Ereignisse verwendet, in denen der  $x$ -Ort an S2 kleiner als -5 mm ist und die einen Impuls kleiner als 50590 MeV/c aufweisen. Die verwendeten Schnitte sind ebenfalls im unteren Bild gezeigt. Ein verfälschender Einfluss der FRS-Akzeptanz kann dadurch ausgeschlossen werden.

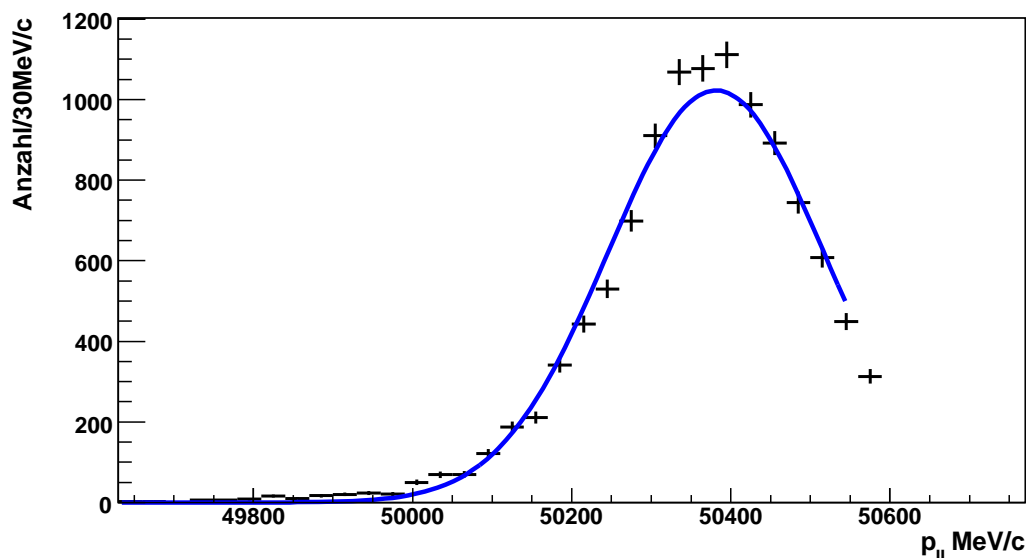
Verdopplung des so erhaltenen Wertes.

### 6.1.2 Statistik

Es wurden im Experiment  $2,83(2) \cdot 10^4$   $^{50}\text{Ca}$  Kerne in Ereignissen identifiziert, die ein Triggermuster TP2 (siehe Tabelle 2.3) aufweisen. Davon erfüllten  $1,11(1) \cdot 10^4$  zusätzlich die Bedingung, dass der Kern einen  $x$ -Ort kleiner als  $-5$  mm aufweist. Mit einer gemessenen Untersetzung von 126(3) ergibt sich die Anzahl der einlaufenden Kerne zu  $3,57(8) \cdot 10^6$ , von denen  $1,41(3) \cdot 10^6$  in der Analyse für die Bestimmung der Ergebnisse verwendet wurden. Unter Berücksichtigung der Spilllängen ( $\approx 8$  s) und der Pausen zwischen ihnen ( $\approx 4$  s) ergibt sich daraus eine durchschnittliche  $^{50}\text{Ca}$  Rate an S2 von 5,8 Hz, mit Anwendung des Schnitts im  $x$ -Ort 2,3 Hz. An S4 wurden insgesamt  $2,73(2) \cdot 10^4$   $^{49}\text{Ca}$  Kerne als Reaktionsprodukte von  $^{50}\text{Ca}$  an S2 identifiziert, davon  $1,13(1) \cdot 10^4$  mit einem  $x$ -Ort an S2 innerhalb des Schnitts. Diese Anzahlen beinhalten noch keine weiteren Bedingungen auf den Impuls der Teilchen.

## 6.2 Inklusive Messung

Wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, muss für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts zusätzlich zur Identifikation eines  $^{50}\text{Ca}$  Kerns an S2 und eines  $^{49}\text{Ca}$  Kerns an S4 die Mitte der Impulsverteilung bestimmt werden. Diese ist in Abbildung 6.3 abgebildet. An sie wurde eine Gaussfunktion angepasst (blau). Die Mitte der Verteilung wurde zu 50384(2) MeV/c ermittelt.



**Abbildung 6.3:** Inklusive Impulsverteilung von  $^{49}\text{Ca}$ . Durch die angepasste Gaussfunktion wurde die Mitte der Verteilung bei 50384(2) MeV/c bestimmt.

### 6.2.1 Wirkungsquerschnitt

Die Anzahl  $N$  der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktionen, die einen Impuls kleiner als 50384 MeV/c aufweisen, wurde zu  $6,09(11) \cdot 10^3$  bestimmt. Damit ergibt sich für die Anzahl  $N_{S2S4}$  der  $^{49}\text{Ca}$  Isotope, die an S2 durch eine Reaktion aus  $^{50}\text{Ca}$  entstanden sind, zu

$$N_{S2S4} = 1,22(2) \cdot 10^4.$$

Die Anzahl der mit Triggermuster TP2 an S2 identifizierten  $^{50}\text{Ca}$  Kerne betrug  $1,11(1) \cdot 10^4$ , als Skalierungsfaktor wurde 126(3) gemessen. Damit ergibt sich für die Anzahl  $N_{ein}$  der einlaufenden Kerne

$$N_{ein} = 1,40(3) \cdot 10^6.$$

In einer separaten Messung wurden die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in der Materie außerhalb des Targets an S2 ( $P_{Materie}$ ) und die Transmission ( $Trans$ ) zu  $P_{Materie} = 0,0027(6)$  bzw.  $Trans = 0,54(8)$  bestimmt. Die Wechselwirkung im Target ( $P_{Target}$ ) ergibt sich somit mit Gleichung 3.6 zu

$$\begin{aligned} P_{Target} &= \frac{\frac{N_{S2S4}}{N_{ein}} - P_{Materie}}{Trans} \\ &= \frac{\frac{122(2) \cdot 10^4}{1,41(3) \cdot 10^6} - 0,0027(6)}{0,54(8)} \\ &= 0,011(2) \end{aligned}$$

und der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion zu

$$\begin{aligned} \sigma(^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca})_{inkl} &= P_{Target} \cdot 8,7 \text{ b} \\ &= 0,011(2) \cdot 8,7 \text{ b} \\ &= 97(18) \text{ mb.} \end{aligned}$$

### 6.2.2 Impulsverteilung

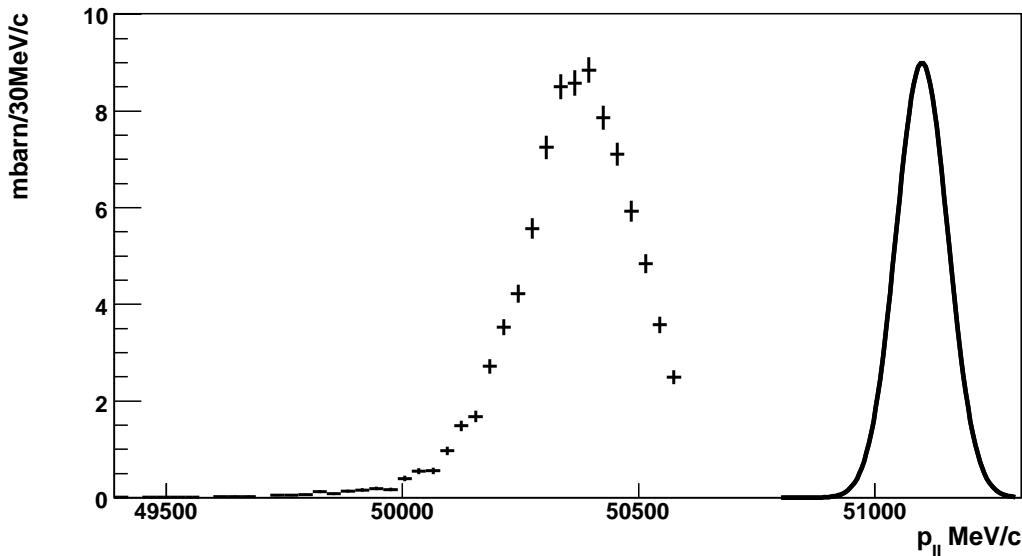
Die inklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion wurde mit der in Abschnitt 4 dargestellten Methode ermittelt. Es wurde darauf geachtet, dass der Schnitt im Impuls bei 50590 MeV/c mit der Grenze eines Bins übereinstimmt. Dadurch kann auch das letzte gefüllte Bin zur Bestimmung der Impulsverteilung verwendet werden.

In Abbildung 6.4 wird die gemessene inklusive Impulsverteilung in einem Histogramm mit einer Binbreite von 30 MeV/c gezeigt. Die Fläche der Verteilung entspricht, unter Berücksichtigung des Schnitts bei 50590 MeV/c, dem gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitt von 97 mb. Die Fehlerbalken im Histogramm geben den statistischen Fehler der Messung wieder.

Die in das Bild eingefügte Gaußskurve entspricht der Impulsauflösung (FWHM) dieser Messung von 130 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).

## 6.3 Exklusive Messung

In Koinzidenz mit der Identifikation der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion wurde mit dem MINIBALL-Spektrometer die Gammastrahlung von in angeregten Zuständen produzierten Kernen



**Abbildung 6.4:** Inklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion. Der Schnitt bei 50590 MeV/c wird durch die FRS-Akzeptanz verursacht. Die eingefügte Gaussskurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 130 MeV/c.

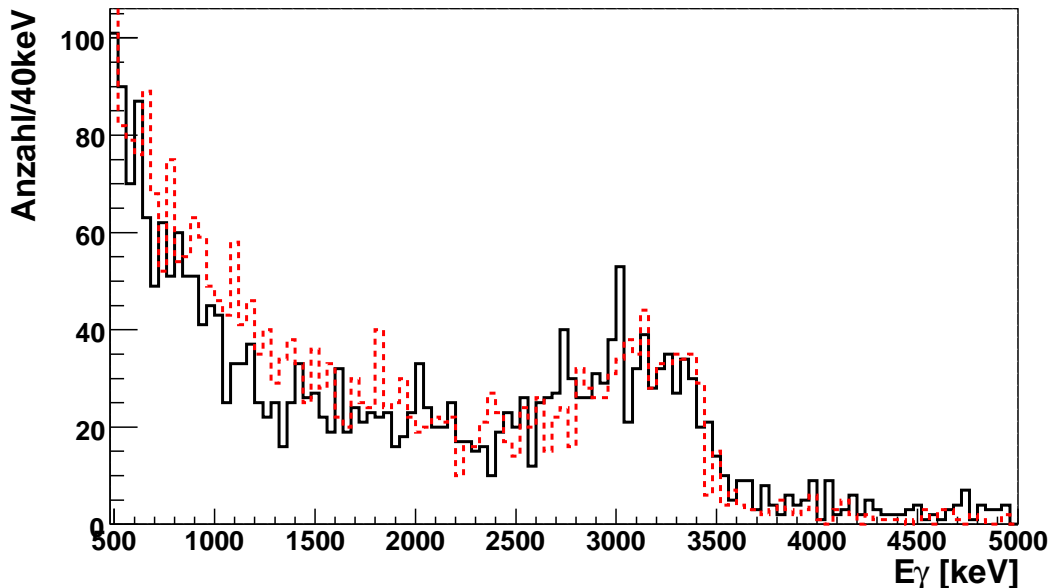
gemessen. In Abbildung 6.5 wird das so erhaltene Doppler-korrigierte Spektrum gezeigt (schwarz, durchgezogene Linie). Zwischen 2500 keV und 3500 keV ist ein vom Untergrund deutlich unterscheidbares Signal erkennbar.

Bei Gammaenergien größer als  $\approx 1500$  keV im Schwerpunktsystem des emittierenden Kerns ist es innerhalb der experimentellen Auflösung nicht möglich, den Photopeak von der Comptonkante zu trennen (siehe Abschnitt 2.6.4). Um zu überprüfen, ob die Struktur bei 3300 keV von einem einzelnen Übergang erzeugt wird und gegebenenfalls die Energie des Gammaübergangs zu ermitteln, wurde das erwartete Spektrum mit vergleichbarer Statistik für verschiedene Übergangsenergien und einen zusätzlichen Untergrund simuliert (siehe Abschnitt 3.4). Die simulierten Spektren wurden mit dem gemessenen verglichen.

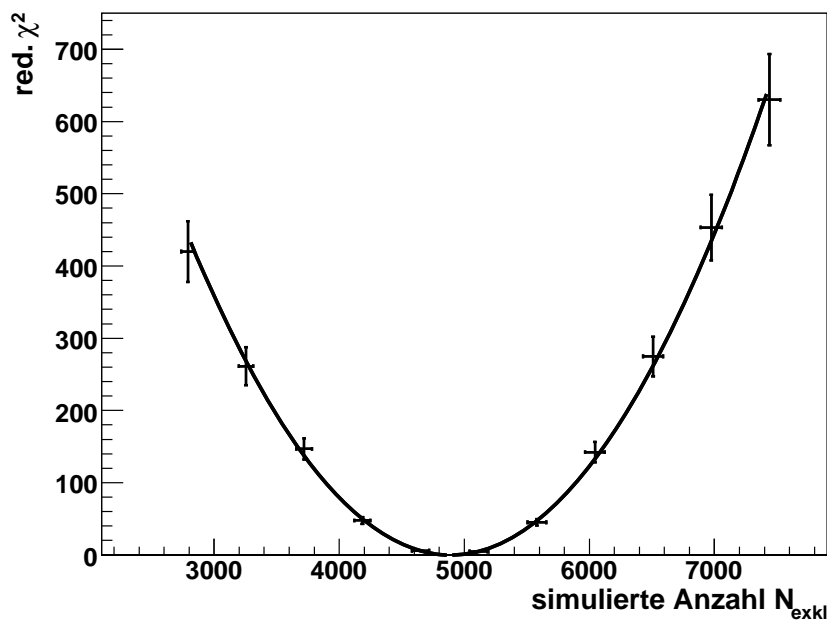
Das rot gestrichelte Spektrum in Abbildung 6.5 zeigt das Ergebnis der Simulation mit der besten Übereinstimmung. Es wurde ein einzelner Übergang bei 3350 keV mit einem an das Experiment für  $E_\gamma > 3500$  keV angepassten linearen Untergrund simuliert. Die Abweichung zwischen Experiment und Simulation beträgt  $\chi^2 = 1,2$ . Sie verschlechtert sich um eine Einheit auf  $\chi^2 = 2,2$ , wenn man die simulierte Energie um  $\pm 150$  keV verändert. Die Struktur zwischen 2500 keV und 3500 keV kann also mit einem einzelnen Übergang bei 3350(150) keV beschrieben werden.

### 6.3.1 Wirkungsquerschnitt

Um die Intensität dieses Übergangs zu bestimmen, wird die in Abschnitt 3.4 beschriebene Methode verwendet. Dabei werden Spektren mit verschiedener Anzahl an Zerfällen simuliert. Diese werden mit dem experimentellen Spektrum verglichen, das auf die Totzeit und die Triggereffizienz des MINIBALL-Aufbaus und die überschätzte Nachweiseffizienz in der Simulation korrigiert wurde.



**Abbildung 6.5:** Experimentelles Gammaskpektrum der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion (schwarz, durchgezogen). Bei einer Energie von etwa 3400 keV ist eine vom Untergrund deutlich unterscheidbare Struktur zu erkennen. Überlagert wurde eine GEANT4 Simulation (rot, gestrichelt), bei der ein Übergang mit der Energie von 3350 keV verwendet wurde. Das gemessene Spektrum kann damit reproduziert werden.



**Abbildung 6.6:**  $^{49}\text{Ca}$ : Reduziertes  $\chi^2$  zwischen simulierten und experimentellen Gamma-Spektren aufgetragen gegen die in der Simulation verwendete Anzahl der Zerfälle. Der quadratische Fit an die Werte liefert  $N_{exkl} = 4,9(5) \cdot 10^3$ .

Abbildung 6.6 zeigt die reduzierte mittlere quadratische Abweichung zwischen simuliertem und experimentellem Spektrum im Energiebereich 2000 keV bis 4000 keV, aufgetragen gegen die verwendete Anzahl der simulierten Reaktionen. Die Anzahl der Ereignisse,  $N_{exkl}$ , in denen der angeregte Zustand bevölkert wurde, ergibt sich aus dem Minimum eines quadratischen Fits an diese Werte, ihr Fehler aus den Werten an denen sich das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad um eine Einheit ändert. Sie wurde zu  $N_{exkl} = 4,9(5) \cdot 10^3$  bestimmt. Die Anzahl der an S2 einlaufenden  $^{50}\text{Ca}$  Kerne ist, wie im inklusiven Fall,  $N_{ein} = 1,41(3) \cdot 10^6$  und die Transmission  $Trans_{mit} = 0,537(80)$ . Somit ergibt sich für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit  $P_{exkl}$

$$\begin{aligned} P_{exkl} &= \frac{\frac{N_{exkl}}{N_{ein}}}{Trans_{mit}} \\ &= \frac{\frac{49(5) \cdot 10^3}{140(3) \cdot 10^6}}{0,54(8)} \\ &= 0,0065(12) \end{aligned}$$

und der Wirkungsquerschnitt der gemessenen exklusiven Reaktion zu

$$\begin{aligned} \sigma_{exkl} &= P_{exkl} \cdot 8,7 \text{ b} \\ &= 0,0065(12) \cdot 8,7 \text{ b} \\ &= 57(10) \text{ mb.} \end{aligned}$$

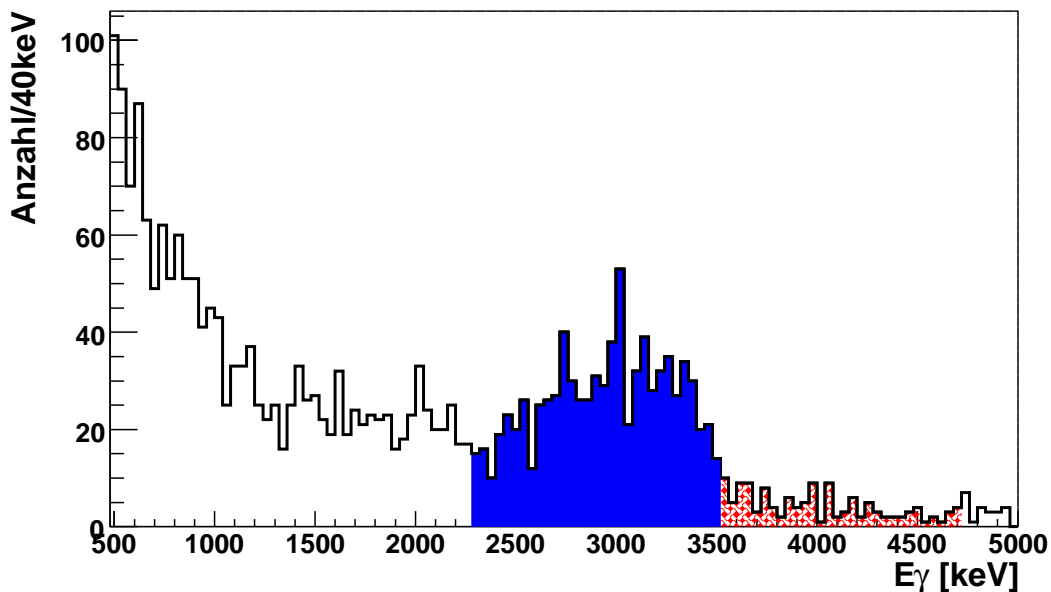
### 6.3.2 Impulsverteilung

Die Impulsverteilung der  $^{49}\text{Ca}$  Kerne, die in dem neu identifizierten Zustand bei 3350 keV produziert wurden, wurde mit der im Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Methode ermittelt.

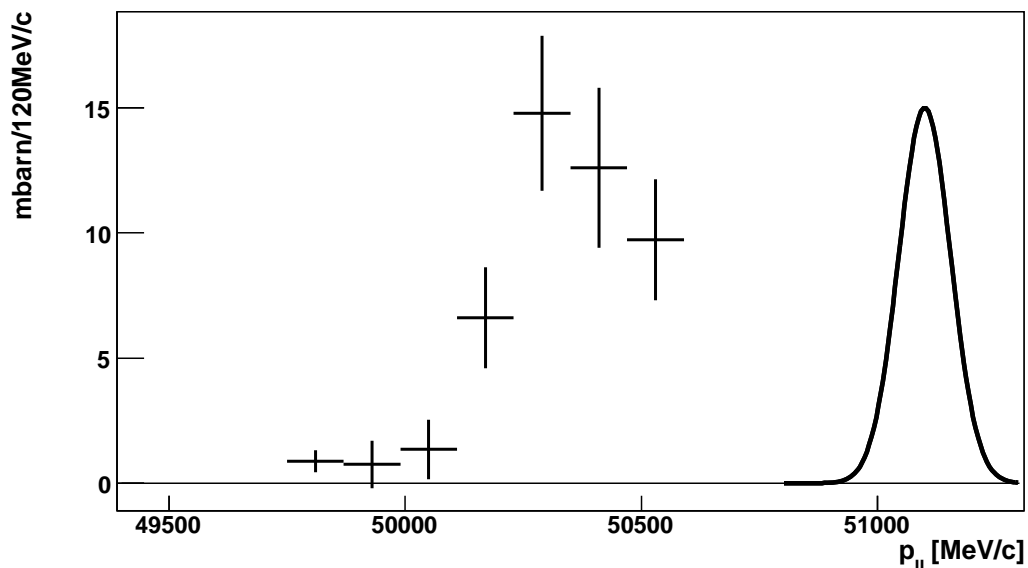
Abbildung 6.7 zeigt das in Koinzidenz mit der Knockout-Reaktion gemessene Gammapektrum. Der blau unterlegte Bereich ( $2300 \text{ keV} < E_\gamma < 3500 \text{ keV}$ ) deckt den Bereich der Struktur ab, die beim Nachweis eines hochenergetischen Gammas des Übergangs entsteht. Er beinhaltet neben dem Photopeak auch die Escape-Peaks nach Paarbildung und einen großen Teil des Comptonbereichs. Der rot schraffierte Bereich ( $3500 \text{ keV} < E_\gamma < 4700 \text{ keV}$ ) wurde für den Bereich der Untergrundmessung verwendet. Er wurde im Gegensatz zur Ermittlung der exklusiven Impulsverteilung der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion nur auf der höherenergetischen Seite angewendet, um einen möglichen Einfluss des  $1/2^-$  Zustands bei 2023 keV zu vermeiden.

Die exklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion, bei der in Koinzidenz ein Gammaquant des Übergangs bei 3350 keV nachgewiesen wurde, ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Wie im Fall der inklusiven Verteilung ist sie durch die FRS-Akzeptanz auf Impulse kleiner als 50590 MeV/c limitiert. Sie ergibt sich aus der Differenz der Verteilungen, die in Koinzidenz mit den Signal- und dem Untergrundschnitt im Gammapektrum gemessen wurden. Das Verhalten des Gammauntergrunds wurde als linear angenommen. Um den deshalb höheren Untergrund im blau unterlegten Bereich zu kompensieren, wurde die Impulsverteilung, die in Koinzidenz mit dem rot schraffierten Bereich gemessen wurde, vor der Differenzbildung mit einem Faktor 2,3 skaliert. Die Fläche unter der Verteilung entspricht dem gemessenen Wirkungsquerschnitt von 57 mb. Die mit abgebildete Gaussfunktion zeigt die experimentelle Impulsauflösung von 130 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).





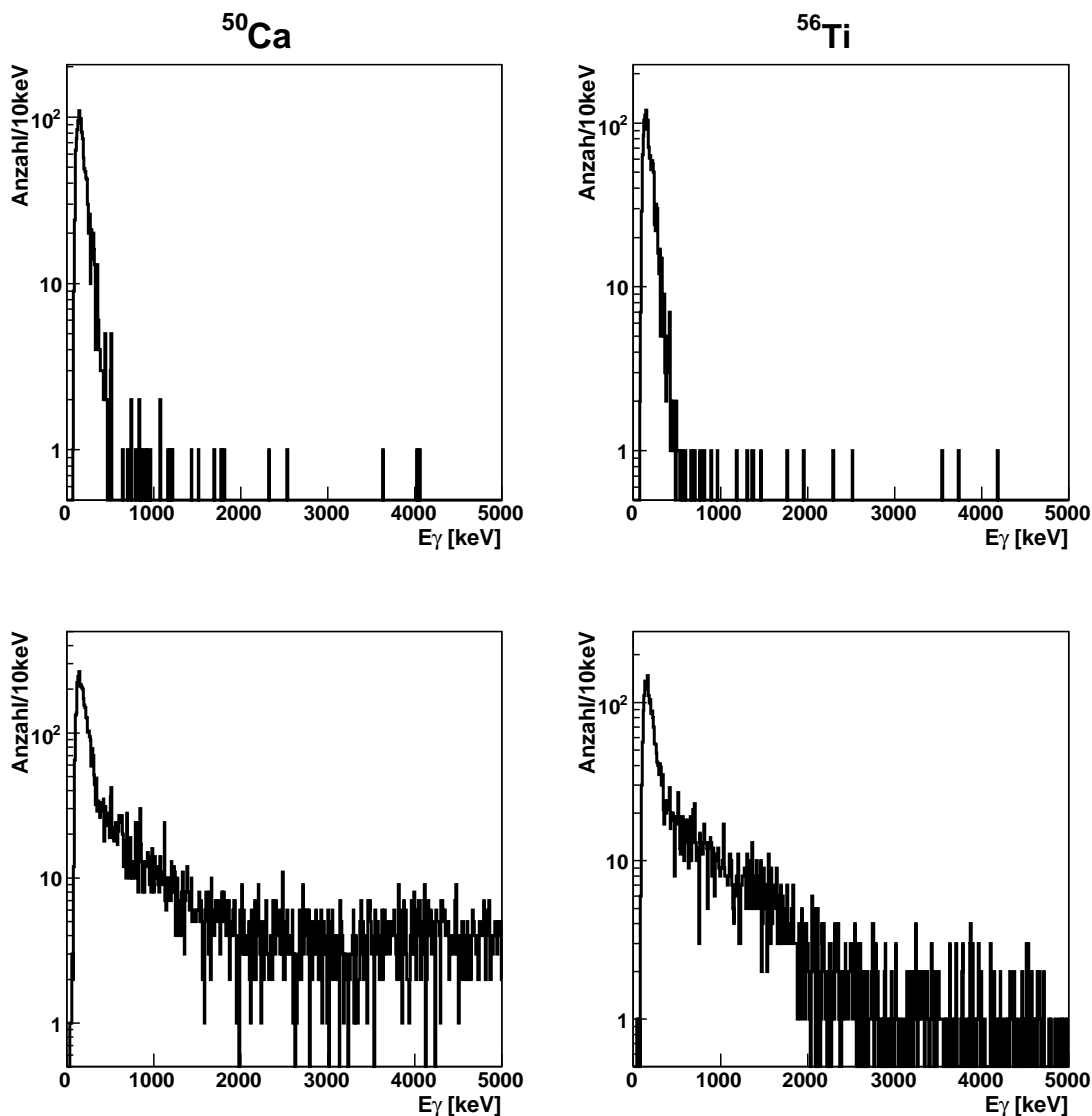
**Abbildung 6.7:** Gammaspektrum der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion. In das Spektrum sind die Bereiche der für die Bestimmung der exklusiven Impulsverteilung verwendeten Schnitte auf den 3350 keV Übergang (blau unterlegt) und den Untergrund (rot schraffiert) eingezeichnet.



**Abbildung 6.8:** Exklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion ( $E_\gamma = 3350$  keV). Der Schnitt bei 50590 MeV/c wird wie im inklusiven Fall durch die FRS-Akzeptanz verursacht. Die eingefügte Gausskurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 130 MeV/c

## 6.4 Quasi-exklusive Messung des Grundzustands

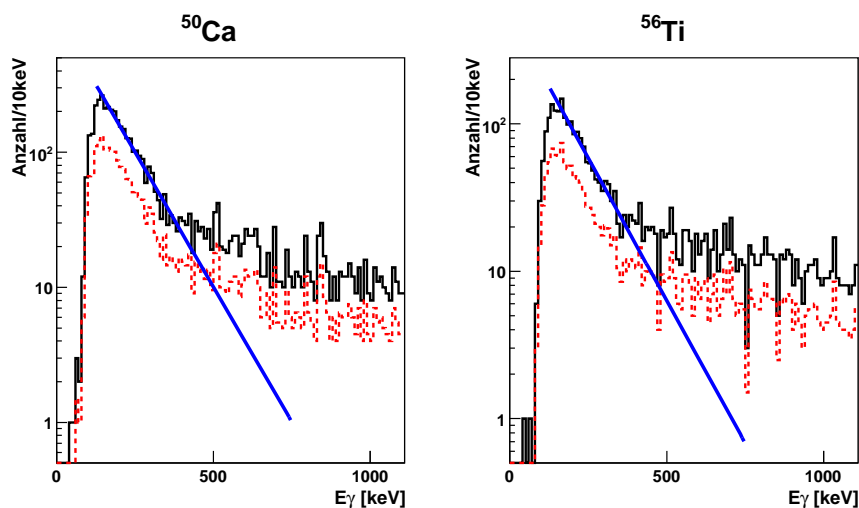
Zusätzlich zum expliziten Schnitt auf einen bestimmten Übergang im Gammasktrum besteht noch eine weitere Möglichkeit, aus den koinzident zur Knockout-Reaktion gemessenen Gammaquanten eine Bedingung für die Impulsverteilung zu erstellen. Diese Verteilung enthält Beiträge aller angeregten Zustände, die in der Knockout-Reaktion bevölkert werden. Die quasi-exklusive Verteilung, die sich als Differenz dieser Verteilung von der inklusiven Impulsverteilung ergibt, wird daher vor allem durch die Impulsverteilung der Grundzustandsbevölkerung bestimmt.



**Abbildung 6.9:** Ausschnitte der Gammasktrena von  $^{50}\text{Ca}$  (links) und  $^{56}\text{Ti}$  (rechts) ohne Dopplerkorrektur. In der oberen Reihe werden die Spektren der Messungen ohne Reaktion an S2 gezeigt. In der unteren Reihe sind die Spektren der jeweiligen Knockout-Reaktionen abgebildet.

Abbildung 6.9 zeigt die im Laborsystem gemessenen Gammaspektren koinzident mit den Fragmentstrahlen  $^{50}\text{Ca}$  (links) und  $^{56}\text{Ti}$  (rechts). Die Bilder der oberen Zeile zeigen Spektren aus Messungen, bei denen mit Reaktionstarget im Strahlgang an S2 am finalen Fokus  $^{50}\text{Ca}$  bzw.  $^{56}\text{Ti}$  identifiziert wurden. Die Spektren der unteren Zeile wurden in Koinzidenz mit der jeweiligen Ein-Neutron-Knockout-Reaktion gemessen

Bei der Messung der beiden oberen Spektren fand keine Reaktion im Target statt. Die exponentiell abfallende Struktur bei Energien kleiner als etwa 500 keV ist daher reiner Untergrund und hat seinen Ursprung vor allem in Bremsstrahlungseffekten. Für Energien größer als 500 keV gibt es in diesen Spektren nahezu keine Einträge. Die exponentiell abnehmende Struktur findet sich auch in den unteren Spektren. Sie zeigt keinen signifikanten Unterschied zwischen den beiden Kernreaktionen. Darüber hinaus wurden in beiden Reaktionen Gammaquanten mit Laborenergien größer als 500 keV registriert. Die Struktur dieses Teils der beiden Spektren ist verschieden aufgrund der unterschiedlichen Gamma-signaturen der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  und der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktionen.



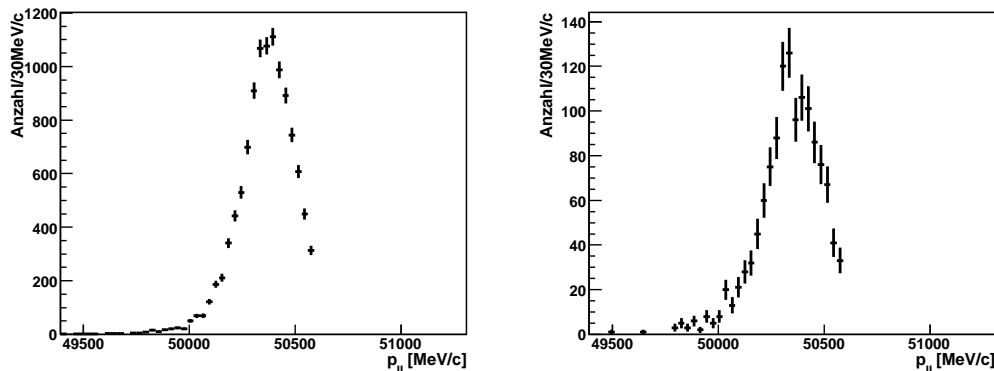
**Abbildung 6.10:** Gammaspektren der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  (links) und  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  (rechts) Knockout-Reaktionen ohne Doppler-Korrektur. Die rot gestrichelten Spektren entsprechen 50% der jeweiligen Gammaspektren. An die gemessenen Spektren wurde im Bereich  $100 \text{ keV} < E_\gamma < 350 \text{ keV}$  eine Exponentialfunktion angepasst. Sie schneidet in beiden Fällen die 50%-Verteilung bei etwa 500 keV.

Die exponentielle Struktur in den Spektren der Knockout-Reaktionen wird vor allem durch Bremsstrahlung verursacht, sie ist dadurch nicht von Zuständen abhängig, die in der Reaktion bevölkert werden. Eine in Koinzidenz mit einem in diesem Energiebereich nachgewiesenen Gamma gemessene Impulsverteilung ist in der Form mit der inklusiven Impulsverteilung identisch. Um eine Impulsverteilung zu erhalten, die nur von angeregten Zuständen kommt, werden nur Gammas mit Energien größer einer Schwelle verwendet. Abbildung 6.10 zeigt in schwarz die Gammaspektren bis 1100 keV der Knockout-Reaktionen an  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$ . Die rot gestrichelte Linie ist jeweils 50% der gemessenen Verteilung. An das Gammaspektrum wurde im Bereich zwischen 100 keV und 350 keV eine Exponentialfunktion angepasst und im Bereich 100 keV bis 800 keV dargestellt. Sie schneidet die 50%-Verteilung jeweils bei etwa 500 keV. Erst oberhalb dieser Energie hat also mehr als die Hälfte der nachgewiesenen Gammas ihren Ursprung im Zerfall angeregter Zustände.

Aus diesem Grund wurde 500 keV als Schwellenenergie verwendet. Diese Energie im Laborsystem entspricht etwa 325 keV im Schwerpunktsystem des Kerns.

### Impulsverteilung

In Abbildung 6.11 ist im rechten Bild die Impulsverteilung gezeigt, die man unter Anwendung der im letzten Abschnitt beschriebenen Bedingung erhält. Im Vergleich dazu ist links die inklusive Impulsverteilung (siehe Abschnitt 6.2.2) abgebildet. Um die quasi-exklusive



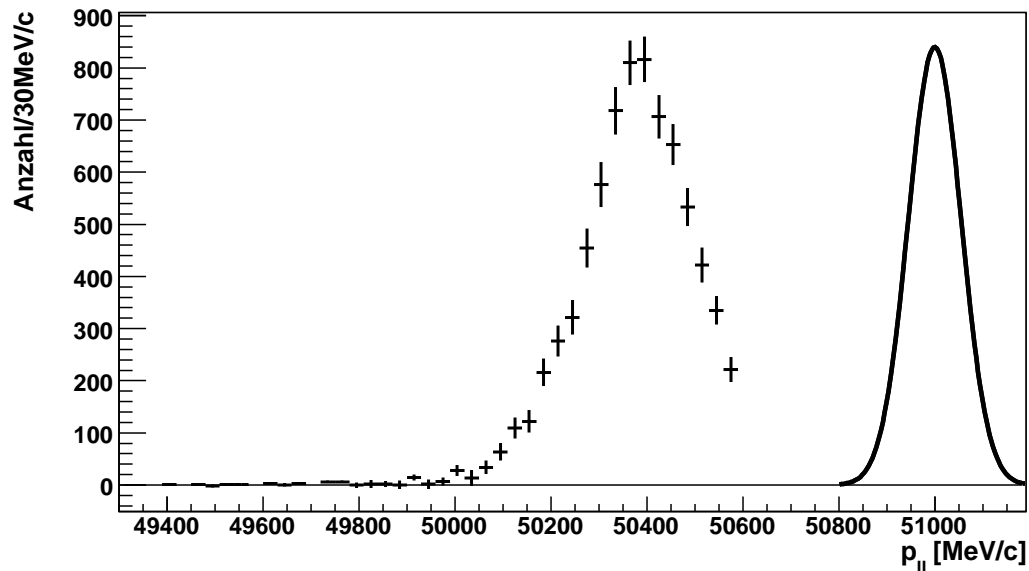
**Abbildung 6.11:** Impulsverteilungen der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion, inklusiv (links) und koinzident mit einem Gamma der Energie  $E_\gamma > 500$  keV im Laborsystem (rechts).

Impulsverteilung zu erhalten, wird die Differenz zwischen diesen beiden Verteilungen gebildet. Da erstere mit einem Schnitt auf nachgewiesene Gammas erzeugt wurde, wäre eine spektrale Korrektur für die MINIBALL-Effizienz notwendig. Im Schnitt auf das Gammaspektrum wird nicht zwischen Photopeak und Comptonstreuung unterschieden. Daher kann die für die Bestimmung des exklusiven Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 3.3) bestimmte Effizienzkorrektur nicht verwendet werden. Die mit dem Gammaschnitt erhaltene Verteilung wird daher so skaliert, dass sich bei der Differenzbildung keine negativen Werte in der resultierenden quasi-exklusiven Verteilung ergeben. Als Skalierungsfaktor wurde 2,78 bestimmt. Da dies allerdings keine hinreichend genaue Korrektur der Gammaeffizienz darstellt, ist eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für diesen quasi-exklusiven Kanal nicht verlässlich möglich.

Abbildung 6.12 zeigt die so erhaltene quasi-exklusive Impulsverteilung für die Grundzustandspopulation in der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion. Sie weist mit  $\text{FWHM} \approx 280$  MeV/c eine geringere Breite auf als die inklusive (siehe Abbildung 6.4,  $\text{FWHM} \approx 320$  MeV/c) und die exklusive (siehe Abbildung 6.8,  $\text{FWHM} \approx 400$  MeV/c) Verteilung. Die abgebildete Gaussverteilung entspricht der experimentellen Auflösung von 130 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).

### 6.5 Diskussion $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$

Abbildung 6.13 stellt die Impulsverteilung dar, die in Koinzidenz mit dem Gamma-Übergang bei 3350 keV gemessen wurde. Ihr wurde (schwarz, gestrichelt) eine Verteilung überlagert, die man für den Knockout eines  $f_{7/2}$  Neutrons erwartet. Die experimentell gemessene



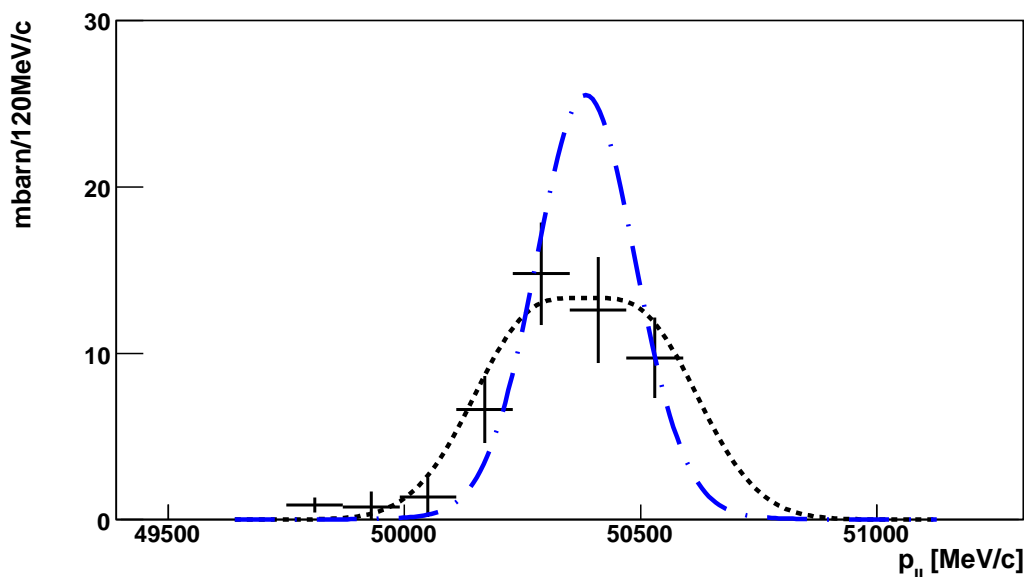
**Abbildung 6.12:** Quasi-exklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion. Die Verteilung ergibt sich als Differenz der Verteilungen aus Abbildung 6.11, wobei die rechte Verteilung mit dem Faktor 2,78 skaliert wurde, um die MINIBALL-Effizienz zu berücksichtigen. Der Schnitt bei 50590 MeV/c wird wie im inklusiven Fall durch die FRS-Akzeptanz verursacht. Die eingefügte Gaußkurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 130 MeV/c.

Impulsverteilung stimmt mit dieser Kurve gut überein. Zum Vergleich ist eine zweite Verteilung (blau, punkt-gestrichelt) mit eingezeichnet, die man erhält, wenn man einen  $p_{3/2}$  Knockout annimmt. Mit ihr kann die gemessene Impulsverteilung nicht reproduziert werden. Die Integrale der beiden Kurven und die der gemessenen Impulsverteilung entsprechen dem im Experiment gemessenen Wirkungsquerschnitt von 57 mb.

In  $^{49}\text{Ca}$  ist ein Zustand bei 3354,7(6) keV mit Gesamtspin und Parität von  $(9/2^+)$  bekannt [BUR08]. Diese vorläufige Zuordnung wurde in einem  $^{48}\text{Ca}(d,p)^{49}\text{Ca}$  Experiment [MAIER] am Q3D-Magnetspektrograph des Maier-Leibnitz Labors in Garching bestätigt. Für einen  $7/2^-$  Zustand in diesem Energiebereich konnte kein Hinweis gefunden werden, obwohl DWBA Rechnungen einen Wirkungsquerschnitt für die Bevölkerung durch eine Transfer-Reaktion von  $\approx 0,2$  mb ergaben. Die verwendeten spektroskopischen Faktoren wurden mit Schalenmodellrechnungen mit dem Programm OXBASH [BRO06] unter Verwendung der GXPF1A Wechselwirkung für ein solches Niveau bei 3000 keV berechnet. Daher war eine Überdeckung durch den mit 0,463(2) mb bevölkerten  $g_{9/2}$  Zustand oder den in diesem Bereich nicht zu vernachlässigenden Untergrund möglich.

Der experimentell ermittelte Zustand in  $^{49}\text{Ca}$  bei 3350 keV kann somit nicht mit einem der bisher bekannten Zustände in  $^{49}\text{Ca}$  identifiziert werden, sondern ist ein Kandidat für das bislang unbeobachteten  $7/2^-$ -Niveau.

Die inklusive Impulsverteilung ist in Abbildung 6.14 gezeigt. An diese Verteilung wurde eine berechnete Kurve (rot, durchgezogen) angepasst, die sich aus Anteilen mit Bahndrehimpuls  $L = 3$  und  $L = 1$  zusammensetzt. Die Fläche unter der gemessenen Impulsverteilung und unter der angepassten Kurve entspricht dem ermittelten Wirkungsquerschnitt



**Abbildung 6.13:** Exklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion. Überlagert sind berechnete Verteilungen für die Bevölkerung eines  $7/2^-$  Zustands (schwarz, gestrichelt) bzw. eines  $3/2^-$  Zustands (blau, punkt-gestrichelt). Die experimentelle Verteilung wird nur durch die schwarze Kurve reproduziert.

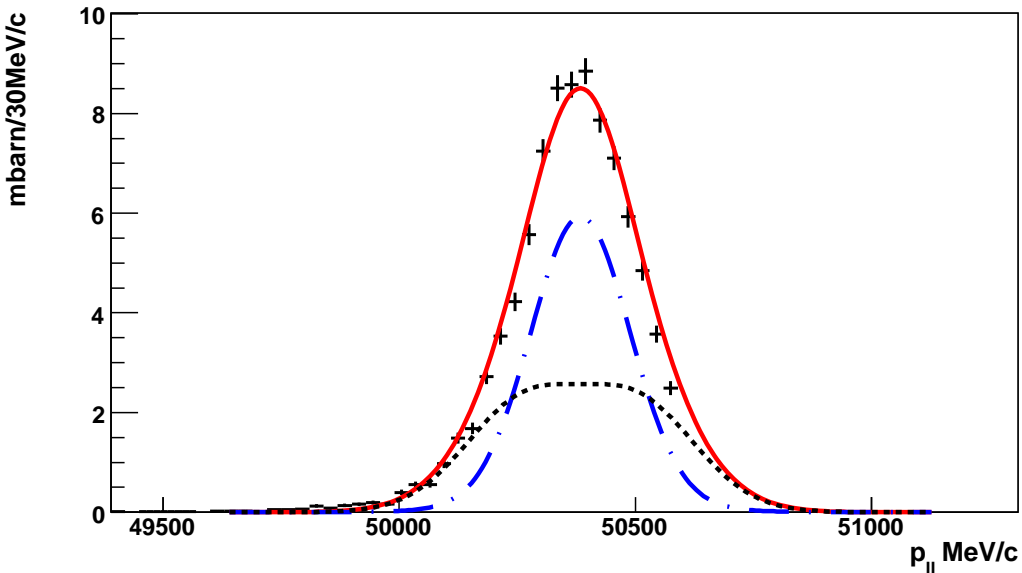
von 97(18) mb. Die Flächen der einzelnen Anteile entsprechen 44(8) mb ( $L = 3$ , schwarz gestrichelt) bzw. 53(9) mb ( $L = 1$ , blau punkt-gestrichelt). Der mit  $L = 3$  bevölkerte Zustand wird mit dem dem  $7/2^-$  Zustand identifiziert, da der  $5/2^-$  Zustand energetisch viel höher liegt. Der gemessene exklusive Wirkungsquerschnitt (57(10) mb) ist innerhalb der Fehler mit dem aus der inklusiven Impulsverteilung gewonnenen (44(8) mb) vereinbar.

Die im letzten Abschnitt ermittelte quasi-exklusive Impulsverteilung für die Bevölkerung des Grundzustands ist in Abbildung 6.15 gezeigt. Ihr überlagert sind berechnete Kurven, die unter der Annahme der alleinigen Bevölkerung eines  $L = 1$  Kanals (blau, punkt-gestrichelt) bzw. eines  $L = 3$  Kanals (schwarz, gestrichelt) berechnet wurden. Die Integrale der theoretischen Verteilungen sind dabei identisch. Nur die mit  $L = 1$  berechnete Verteilung kann die gemessene gut beschreiben. Sie entspricht der Verteilung für den Knockout in den  $3/2^-$  Grundzustand in  $^{49}\text{Ca}$ . Mit dieser Methode der Bestimmung kann man somit die Impulsverteilung des Grundzustandskanals der Knockout-Reaktion ermitteln.

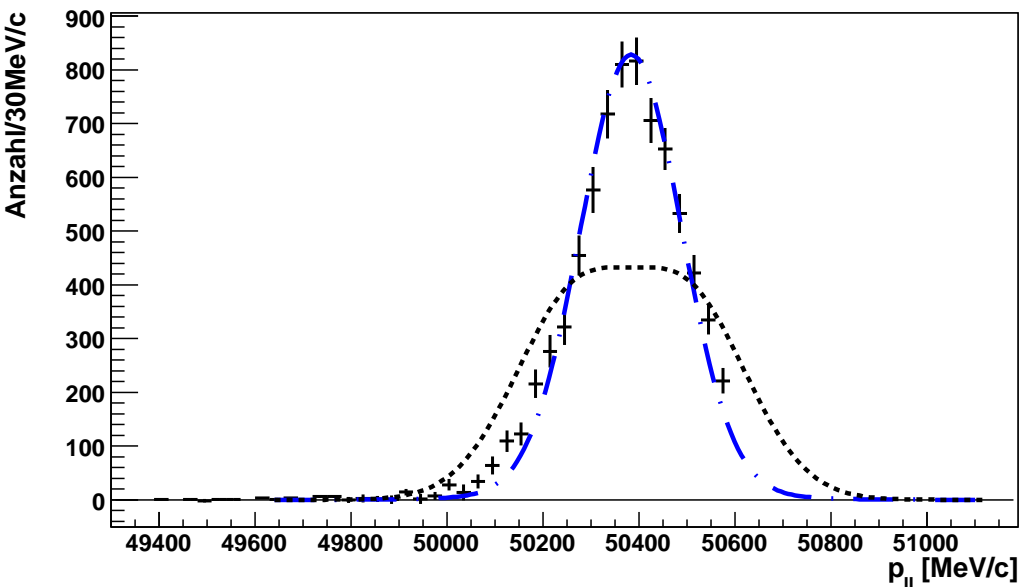
Auch im Fall der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion ist der gemessene inklusive Wirkungsquerschnitt von 97(18) mb niedriger als der theoretisch berechnete (117 mb).

Der Reduktionsfaktor, das Verhältnis von experimentellem zu theoretischem Wirkungsquerschnitt beträgt  $\frac{97(18)}{117} = 0,83(15)$ . Für den exklusiven Kanal (3350 keV) ergeben gemessener und theoretischer Wirkungsquerschnitt (57(10) mb bzw. 80 mb) einen Reduktionsfaktor von  $\frac{57(10)}{80} = 0,71(12)$ . Die gewichteten Separationsenergien (siehe Abschnitt 5.4) sind -7,78 MeV (inklusiv) bzw. -6,84 MeV (exklusiv).

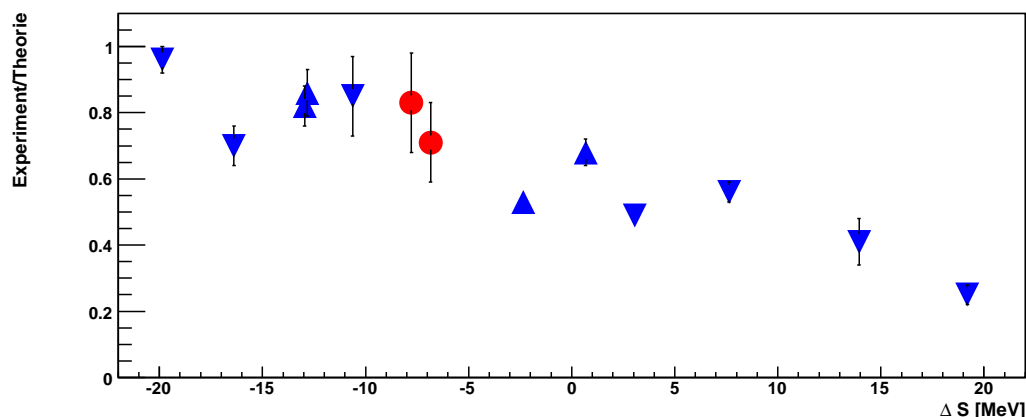
In Abbildung 6.16 sind für die  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion die ermittelten Reduktionsfaktoren gegen die gewichteten Separationsenergien (rote Kreise) zusammen mit Wer-



**Abbildung 6.14:** Inklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion. Die Fläche der Verteilung entspricht dem gemessenen Wirkungsquerschnitt von 97(18) mb. Sie wird durch eine theoretische Kurve (rot, durchgezogen) beschrieben, die sich aus Anteilen mit  $L = 1$  (blau, punkt-gestrichelt) und  $L = 3$  (schwarz, gestrichelt) zusammensetzt



**Abbildung 6.15:** Quasi-exklusive Impulsverteilung der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion. Überlagert sind berechnete Verteilungen für die Bevölkerung eines  $L = 3$  Kanals (schwarz, gestrichelt) bzw. eines  $L = 1$  Kanals (blau, punkt-gestrichelt). Die experimentelle Verteilung wird nur durch die blaue Kurve reproduziert. Diese entspricht der Bevölkerung des  $3/2$ -Grundzustands in  $^{49}\text{Ca}$ .



**Abbildung 6.16:** Verhältnis der experimentellen zu theoretischen Wirkungsquerschnitten aufgetragen gegen die Asymmetrie der Separationsenergien (siehe Abbildung 5.7). Die für die  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Reaktion erhaltenen Werte (rote Kreise) sind mit dem systematischen Verhalten der Werte für verschiedene Neutron- (Dreieck nach unten) bzw. Proton-Knockout (Dreieck nach oben) Experimente vereinbar.

ten von weiteren Knockout-Reaktionen (Dreieck nach oben: Proton-Knockout, Dreieck nach unten: Neutron-Knockout) eingetragen (Daten entnommen aus [LEE06]). Sie sind mit dem systematischen Trend gut vereinbar.

### Zusammenfassung

Der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion wurde zu 97(18) mb bestimmt. Der exklusive Kanal wurde mit einem einzelnen, bisher unbeobachteten,  $7/2^-$  Niveau bei 3350(150) keV identifiziert. Für diesen Kanal wurde ein exklusiver Wirkungsquerschnitt von 57(10) mb ermittelt. Dieser ist vereinbar mit dem Querschnitt von 44(8) mb, der als  $\Delta L = 3$  Anteil aus der Aufteilung innerhalb des inklusiven Kanals ermittelt wurde. Die Reduktionsfaktoren dieser Wirkungsquerschnitte zu den theoretisch berechneten, 0,83(15) (inklusiv) bzw. 0,71(12) (exklusiv), sind mit der in anderen Experimenten beobachteten Systematik verträglich.

Die Impulsverteilung des Grundzustandskanals kann mit der quasi-exklusiven Methode ermittelt werden. Bei der Bevölkerung des Grundzustands in  $^{49}\text{Ca}$  konnte die Impulsverteilung zweifelsfrei mit  $\Delta L = 1$  bestimmt und damit der  $3/2^-$ -Spin dieses Zustands bestätigt werden.



## 6.6 Die $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ Ein-Neutron-Knockout-Reaktion

Die Untersuchung der Struktur der Kerne  $^{56,55}\text{Ti}$  stand im Mittelpunkt des Experiments. Auf den Wechselwirkungen GXPF1A [HON05] bzw. KB3G [POV05] beruhende Schalenmodellrechnungen ergeben verschiedene Vorhersagen für die Kernstruktur dieser Isotope (siehe auch Abbildung 1.2).

Beide Rechnungen ergeben in  $^{56}\text{Ti}$  als vorletztes mit vier Neutronen besetztes Orbital das  $p_{3/2}$  Orbital. Bei einem Neutron-Knockout ergibt sich daher für beide Ansätze ein angeregter  $3/2^-$  Zustand in  $^{55}\text{Ti}$ .

Die GXPF1A Wechselwirkung lässt für  $^{56}\text{Ti}$  im Grundzustand ein mit zwei Neutronen voll besetztes  $p_{1/2}$  Orbital erwarten. Zusammen mit der großen Energielücke zum nächsten, unbesetzten  $f_{5/2}$  Orbital ( $\approx 3,2 \text{ MeV}$  [HON05]) wird deshalb ein Schalenabschluss bei  $N=34$  erwartet. Ein Neutron-Knockout aus diesem Orbital ergibt in  $^{55}\text{Ti}$  einen Grundzustand mit dem Spin  $1/2^-$ .

Im Gegensatz befinden sich mit der KB3G Wechselwirkung zwei Neutronen im  $f_{5/2}$  Orbital im Grundzustand von  $^{56}\text{Ti}$ . Wird eines der beiden Neutronen herausgeschlagen, hat der Grundzustand in  $^{55}\text{Ti}$  folglich Spin und Parität  $5/2^-$ .

In einem vor kurzem durchgeführten Experiment konnten mit Hilfe von Multi-Nukleon Transfer angeregte Zustände in  $^{55}\text{Ti}$  gemessen werden [ZHU07]. Das in dieser Arbeit ermittelte Niveauschema zeigt im Vergleich eine bessere Übereinstimmung mit Rechnungen unter Verwendung der GXPF1A Wechselwirkung.

Die Rechnungen mit den beiden verschiedenen Wechselwirkungen ergeben auch unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für durch Knockout im Tochterkern  $^{55}\text{Ti}$  bevölkerte Niveaus [TOS08]. So wird mit der GXPF1A Wechselwirkung ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von 78 mb erwartet. Dieser teilt sich auf in die Bevölkerung des  $1/2^-$  Grundzustands (22 mb), die der  $3/2^-$  Zustände (43 mb, davon 18 mb im niedrigsten dieser Niveaus bei 1236 keV), und die der  $5/2^-$  (5 mb) bzw.  $7/2^-$  Zustände (10 mb). Ein weiterer  $7/2^-$  Zustand mit einem Wirkungsquerschnitt von 11 mb wird bei einer Energie von 4323 keV nahe an der Separationsenergie für Neutronen bei 4150 keV erwartet. Wird dieses Niveau berücksichtigt, erhöht sich der erwartete Wirkungsquerschnitt auf 89 mb.

Im Gegensatz dazu ergibt eine Rechnung mit der KB3G Wechselwirkung einen inklusiven Wirkungsquerschnitt von 76 mb. Der  $5/2^-$  Grundzustand trägt dazu 17 mb bei. Der energetisch am niedrigsten liegende  $3/2^-$  Zustand bei 835 keV wird mit 35 mb bevölkert, die restlichen Niveaus mit diesem Spin mit 8 mb. Die  $1/2^-$  Zustände tragen 7 mb und die  $7/2^-$  Zustände 8 mb zum gesamten Wirkungsquerschnitt bei. Eine detaillierte Auflistung der berechneten Wirkungsquerschnitte für beide Wechselwirkungen befindet sich in Anhang I.

### Statistik

In den 8 1/2 Tagen des Experiments wurden an S2  $1,31(1) \cdot 10^4$   $^{56}\text{Ti}$  Kerne in Ereignissen identifiziert, die ein Triggermuster TP2 (siehe Tabelle 2.3) aufweisen. Im Gegensatz zur  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion war es nicht nötig, die Ereignisse im Ort am mittleren Fokus zu beschränken. Damit ergeben sich zusammen mit dem gemessenen Skalierungsfaktor von 126(3) insgesamt  $1,65(4) \cdot 10^6$  einlaufende  $^{56}\text{Ti}$  Kerne an S2. Die Rate dieses Isotops betrug 2,7 Hz, wobei zur Berechnung die Zeit im Spill ( $\approx 8 \text{ s}$ ) als auch die Spillpausen ( $\approx 4 \text{ s}$ ) berücksichtigt wurden.

Am finalen Fokalort S4 wurden während der gesamten Strahlzeit  $1,33(1) \cdot 10^4$  Kerne als  $^{55}\text{Ti}$  in Ereignissen identifiziert, in denen ein  $^{56}\text{Ti}$  Kern an S2 nachgewiesen wurde.

## 6.7 Inklusive Messung

Ohne weitere Bedingungen liefert die Identifikation der Isotope  $^{56}\text{Ti}$  an S2 und  $^{55}\text{Ti}$  an S4 die Grundlage für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und der Impulsverteilung des inklusiven Kanals der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion an  $^{56}\text{Ti}$ .

### 6.7.1 Wirkungsquerschnitt

Der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion wird mit der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Methode ermittelt. Die Anzahlen der ein- ( $N_{ein}$ ) bzw. auslaufenden ( $N_{S2S4}$ ) Teilchen wurden mit

$$N_{ein} = (1,31(1) \cdot 10^4) \cdot 126(3) = 1,65(4) \cdot 10^6$$

$$N_{S2S4} = 1,33(1) \cdot 10^4$$

gemessen (siehe Abschnitt 6.6).

In einer jeweils separaten Messung wurde die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in der Materie außerhalb des Targets an S2 ( $P_{Materie}$ ) und die Transmission ( $Trans$ ) ermittelt.

$$P_{Materie} = 0,0026(7)$$

$$Trans = 0,571(43)$$

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target ergibt sich aus diesen Größen mit Gleichung 3.6

$$P_{Target} = \frac{\frac{N_{S2S4}}{N_{ein}} - P_{Materie}}{Trans}$$

$$= \frac{\frac{1,33(1) \cdot 10^4}{1,65(2) \cdot 10^6} - 0,0026(7)}{0,571(43)}$$

$$= 0,0096(14)$$

und der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion zu

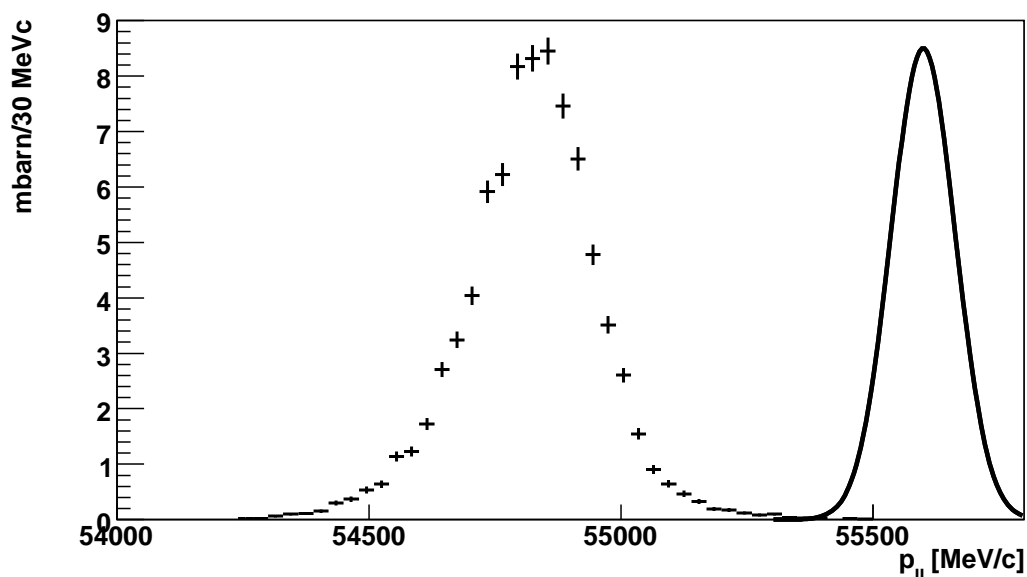
$$\sigma(^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti})_{inkl} = P_{Target} \cdot 8,7 \text{ b}$$

$$= 0,0096(14) \cdot 8,7 \text{ b}$$

$$= 84(12) \text{ mb.}$$

### 6.7.2 Impulsverteilung

Abbildung 6.17 zeigt die inklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion. Sie wurde mit der in Abschnitt 4 beschriebenen Methode ermittelt. Die Breite eines Bins in der Darstellung beträgt 30 MeV/c. Die Fläche der Verteilung entspricht dem gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitt von 84 mb. Die Fehlerbalken im Histogramm geben den statistischen Fehler der Messung wieder. Die in das Bild eingefügte Gaußkurve entspricht der apparativen Impulsauflösung (FWHM) dieser Messung von 150 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).



**Abbildung 6.17:** Inklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Reaktion. Die Fläche unter der Verteilung entspricht dem gemessenen Wirkungsquerschnitt von 84 mb. Die eingefügte Gaussskurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 150 MeV/c.

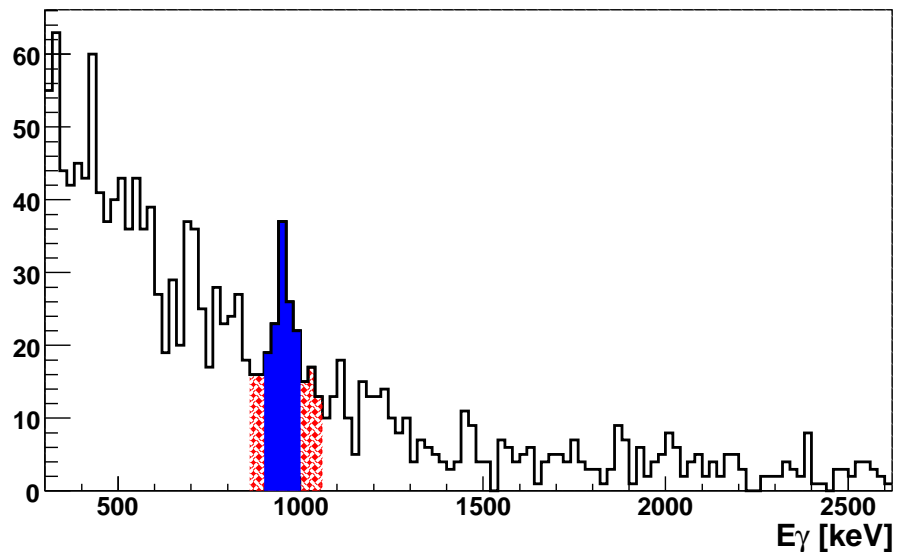
## 6.8 Exklusive Messung

Wie schon bei der Untersuchung der Reaktionen  $^{48(50)}\text{Ca} \rightarrow ^{47(49)}\text{Ca}$  wurde zusätzlich zur Teilchenmessung mit dem MINIBALL-Spektrometer die Gammastrahlung gemessen, die aus dem Target koinzident mit einer Knockout-Reaktion emittiert wurde. Das resultierende Spektrum der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion ist in Abbildung 6.18 abgebildet. Es wurde nur eine Linie bei 955 keV mit einer Breite von 50 keV (FWHM) gemessen. Ihre Signifikanz beträgt  $1,8\sigma$  über dem mit einer Exponentialfunktion angenäherten Untergrund. Dieser Gammaübergang in  $^{55}\text{Ti}$  wurde in früheren Experimenten nicht beobachtet [LID04, ZHU07]. Er lässt auf ein Niveau in  $^{55}\text{Ti}$  bei 955(6) keV schließen, das in diesem Experiment erstmalig nachgewiesen wurde.

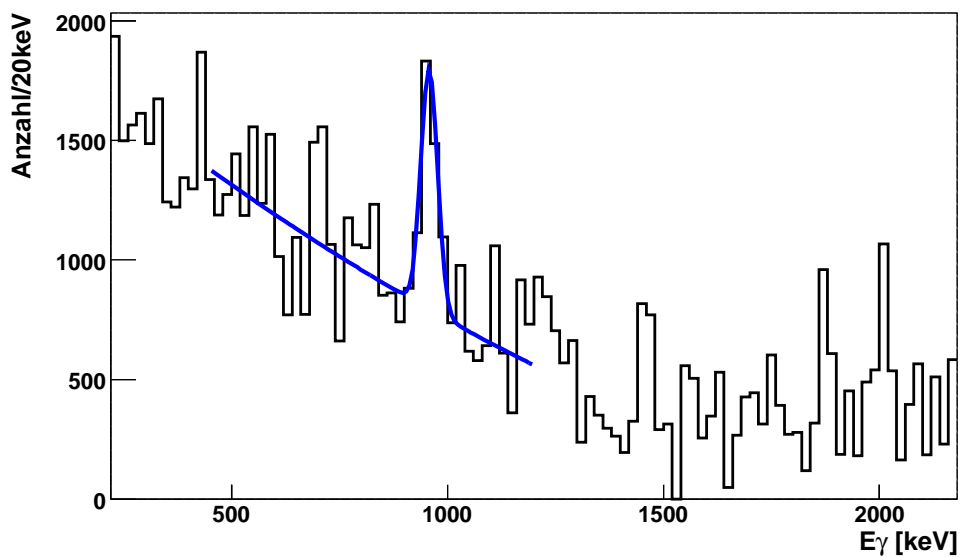
### 6.8.1 Wirkungsquerschnitt

Um den exklusiven Wirkungsquerschnitt der Bevölkerung dieses neuen Zustands durch die  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion zu bestimmen, wurde die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Methode verwendet. Das Gammaspektrum, das alle Effizienzkorrekturen enthält, ist in Abbildung 6.19 gezeigt. An die Messwerte wurde in der Umgebung der 955 keV-Linie eine Gausfunktion mit exponentiellem Untergrund angepasst (blau). Die Fläche unter der Gauskurve liefert als Anzahl der gemessenen Ereignisse  $N_{\text{exkl}} = 2,4 \cdot 10^3$ .

Um den Fehler dieser Anzahl zu ermitteln, benötigt man die relativen Fehler der Zahl der unkorrigierten Ereignisse und den der Effizienzkorrektur. Letzterer beträgt 14% (siehe Abschnitt 2.6.6). Ein Fit an das unkorrigierte Gammaspektrum liefert eine Anzahl von 54(12). Der relative Fehler ist somit 22%. Der gesamte relative Fehler der effizienz-korrigierten Anzahl ergibt sich zu 26% ( $\sqrt{0,22^2 + 0,14^2} = 0,26$ ), der absolute zu  $6 \cdot 10^2$ .



**Abbildung 6.18:** Gammaspektrum der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Reaktion. Die Linie bei 955 keV wurde in diesem Experiment zum ersten Mal beobachtet. Es sind zusätzlich die Bereiche eingetragen, die für die Ermittlung der Impulsverteilung für diesen Übergang verwendet wurden (siehe Abschnitt 6.8.2) (blau hinterlegt: Signalbereich, rot schraffiert: Untergrundbereich).



**Abbildung 6.19:** Gammaspektrum der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Reaktion. Beim Erstellen des Spektrums wurden alle Effizienzkorrekturen berücksichtigt. An die Messwerte wurde eine Funktion bestehend aus einer Gausskurve und einem exponentiellen Untergrund angepasst. Die Fläche unter der Gausskurve entspricht der Anzahl der gemessenen Reaktionen.

Zusammen mit der Zahl der einlaufenden Teilchen ( $N_{ein} = 1,65(2) \cdot 10^6$ ) und der Transmission ( $Trans_{mit} = 0,571(43)$ ) ergibt sich für den exklusiven Wirkungsquerschnitt

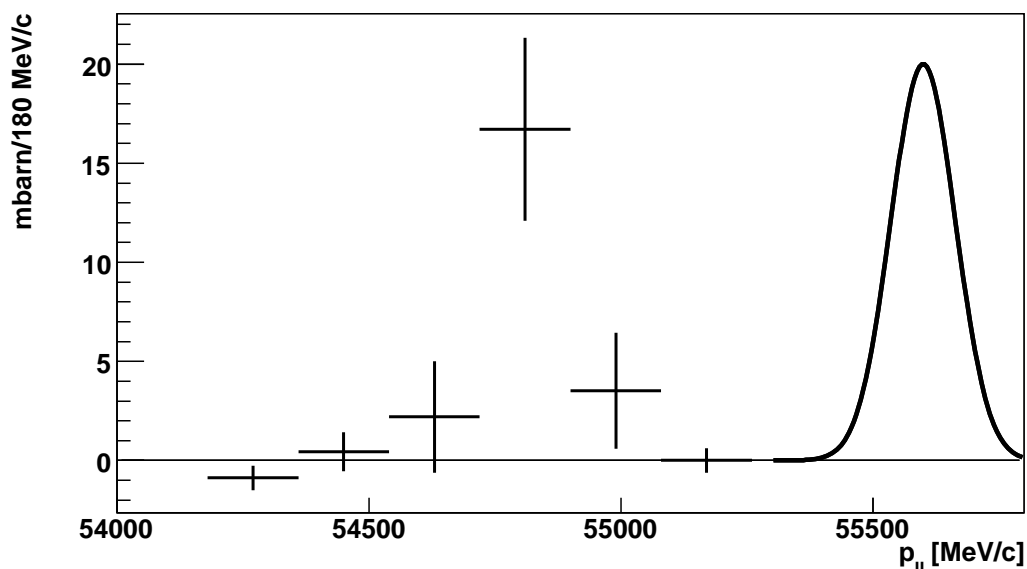
$$\begin{aligned} P_{exkl} &= \frac{\frac{N_{exkl}}{N_{ein}}}{Trans_{mit}} \\ &= \frac{24(6) \cdot 10^3}{165(2) \cdot 10^6} \\ &= 0,571(43) \\ &= 2,5(7) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

und damit ein gemessener exklusiver Wirkungsquerschnitt von

$$\begin{aligned} \sigma(^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti})_{exkl} &= 2,5(7) \cdot 10^{-3} \cdot 8,7\text{b} \\ &= 22(6)\text{mb}. \end{aligned}$$

### 6.8.2 Impulsverteilung

Um die Impulsverteilung des exklusiven Kanals mit  $E_\gamma = 955\text{keV}$  zu bestimmen, wurde die in Abschnitt 5.3.2 beschriebene Methode verwendet. In Abbildung 6.18 ist das Gammaspektrum der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion abgebildet. Die für die Ermittlung der Impulsverteilung verwendeten Schnitte im Spektrum sind in das Spektrum eingetragen (blau unterlegt: Signalbereich, rot schraffiert: Untergrundbereich). Der Bereich des Untergrunds ist dabei so gewählt, dass die Anzahl der Einträge in diesem Schnitt gerade den Untergrund im Signalbereich kompensiert.



**Abbildung 6.20:** Exklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Reaktion ( $E_\gamma = 955\text{keV}$ ). Die Fläche unter der Verteilung entspricht dem gemessenen Wirkungsquerschnitt von 22 mb. Die eingefügte Gaussschätzung zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 150 MeV/c

Die Impulsverteilung der  $^{55}\text{Ti}$  Kerne, die in Koinzidenz mit einem Gammaquant der Energie 955 keV gemessen wurde, wird durch die Differenz der mit den Gammanschnitten

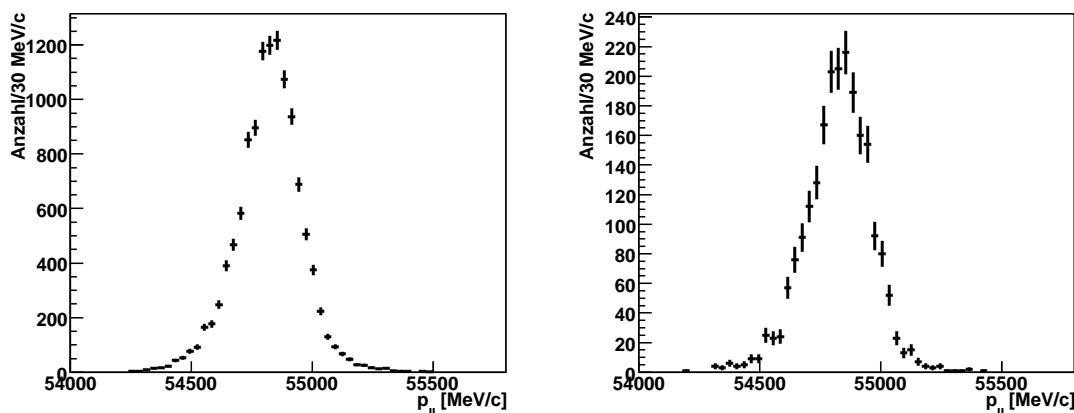
erzeugten Verteilungen ermittelt. Sie ist in Abbildung 6.20 gezeigt. Die Fläche unter der Verteilung entspricht dem gemessenen Wirkungsquerschnitt von 22 mb. Die eingefügte Gausskurve entspricht der experimentellen Auflösung von 150 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).

## 6.9 Quasi-exklusive Messung des Grundzustands

Am Beispiel der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion wurde gezeigt, dass man mit einem Schnitt auf Gammaenergien im Laborsystem größer als 500 keV eine Impulsverteilung erhält, die zur Bevölkerung des Grundzustands im Tochterkern gehört (siehe Abschnitte 6.4 und 6.5). Diese Methode wurde auch für die  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion angewandt.

### Impulsverteilung

In Abbildung 6.21 wird im linken Bild die inklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion gezeigt (siehe auch Abbildung 6.17). Die Fläche unter der Verteilung entspricht hier der Anzahl aller gemessenen Reaktionen. Im rechten Bild ist die Verteilung abgebildet, die man in Koinzidenz mit einem nachgewiesenen Gammaquant mit einer Energie im Laborsystem von  $E_\gamma > 500$  keV erhält.



**Abbildung 6.21:** Impulsverteilungen der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion. In der linken Abbildung ist die inklusive Verteilung gezeigt. Für die Ermittlung der rechten Verteilung wurde zusätzlich zur Reaktionsidentifikation ein koinzidentes Gammaquant mit einer Energie im Laborsystem von  $E_\gamma > 500$  keV verlangt.

Um die quasi-exklusive Impulsverteilung zu erhalten, wird die Differenz dieser beiden Verteilungen gebildet. Dabei wird die mit den Gammaquanten koinzidente Verteilung mit einem Faktor 2,246 skaliert, um die MINIBALL-Effizienz zu berücksichtigen. Der Faktor ist dabei wiederum so gewählt, dass in der resultierenden Verteilung gerade keine negativen Werte auftreten.

Die quasi-exklusive Verteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion ist in Abbildung 6.22 gezeigt. Die mit abgebildete Gausskurve entspricht der experimentellen Auflösung von 150 MeV/c (siehe Tabelle 4.1).

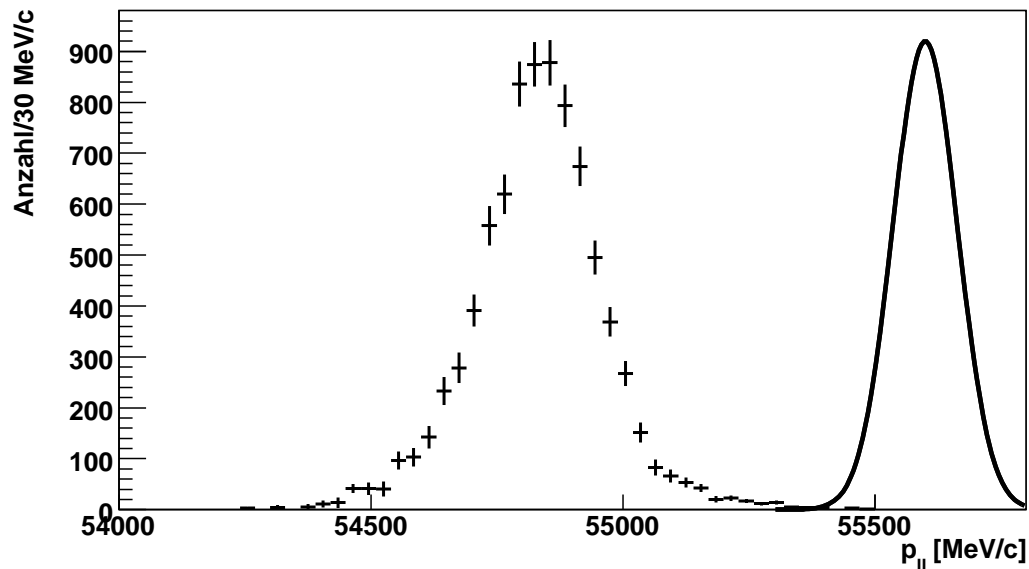
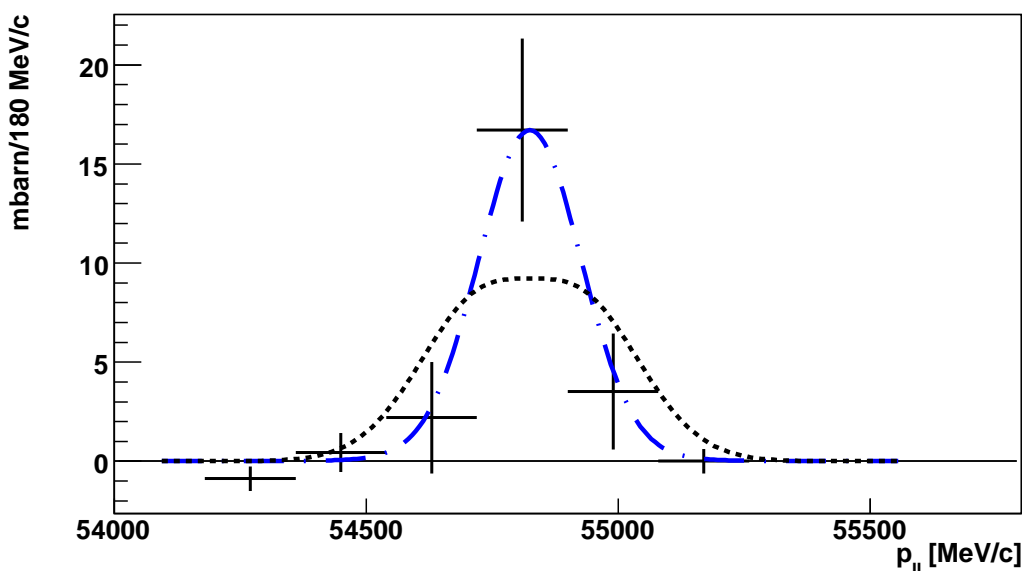


Abbildung 6.22: Quasi-exklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Reaktion ( $E_\gamma = 955$  keV). Die eingefügte Gaussskurve zeigt im Vergleich die apparative Auflösung von 150 MeV/c.

## 6.10 Diskussion $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$

In Abbildung 6.23 ist die exklusive Impulsverteilung ( $E_\gamma = 955$  keV) gezeigt. Ihr überlagert sind berechnete Impulsverteilungen, die bei der Bevölkung eines  $3/2^-$  Zustands (blau, punkt-gestrichelt) bzw. eines  $7/2^-$  Zustands (schwarz, gestrichelt) erwartet werden. Die Flächen unter den Kurven sind dabei gleich gross und entsprechen dem gemessenen exklusiven Wirkungsquerschnitt von 22(6) mb. Die experimentell gemessenen Werte sind mit der blauen Kurve vereinbar. Die schwarze Verteilung kann die gemessene nicht reproduzieren. Das erstmals gemessene Kernniveau in  $^{55}\text{Ti}$  bei 955 keV wird damit in einer  $\Delta L = 1$  Knockout-Reaktion bevölkert und weist daher als dominante Konfiguration ein ungepaartes Neutron in einem p-Orbital auf ( $I=1/2^-$  bzw.  $I=3/2^-$ ). Dies stimmt mit den Vorhersagen der Rechnungen sowohl mit der Wechselwirkung GXPF1A als auch mit KB3G überein, die beide einen  $3/2^-$  Zustand erwarten lassen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt von 22(6) mb kann sich dabei neben dem direkten Reaktionskanal auch aus Bevölkung durch Zerfall energetisch höher gelegener Zustände zusammensetzen. Die theoretischen Vorhersagen für die Bevölkung dieses Zustands ergeben in der GXPF1A Rechnung einen Wirkungsquerschnitt von 18 mb durch den direkten  $\Delta L = 1$  Knockout in den angeregten  $3/2^-$  Zustand bei 1236 keV (berechnet) und zusätzliche 9 mb aus dem Zerfall anderer Zustände, vor allem höher gelegenen  $3/2^-$  Niveaus. Rechnungen mit KB3G ergeben einen direkten Wirkungsquerschnitt von 35 mb mit zusätzlichen 7 mb aus dem Zerfall höherer Zustände [TOS08, BRO08]. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist daher mit der GXPF1A Rechnung besser vereinbar.

In Abbildung 6.24 wird die gemessene inklusive Impulsverteilung mit theoretisch berechneten (rot, durchgezogen) verglichen. Die relative Stärke der einzelnen  $\Delta L$ -Komponenten ist für die beiden Wechselwirkungen verschieden. In blau (punkt-gestrichelt) sind die



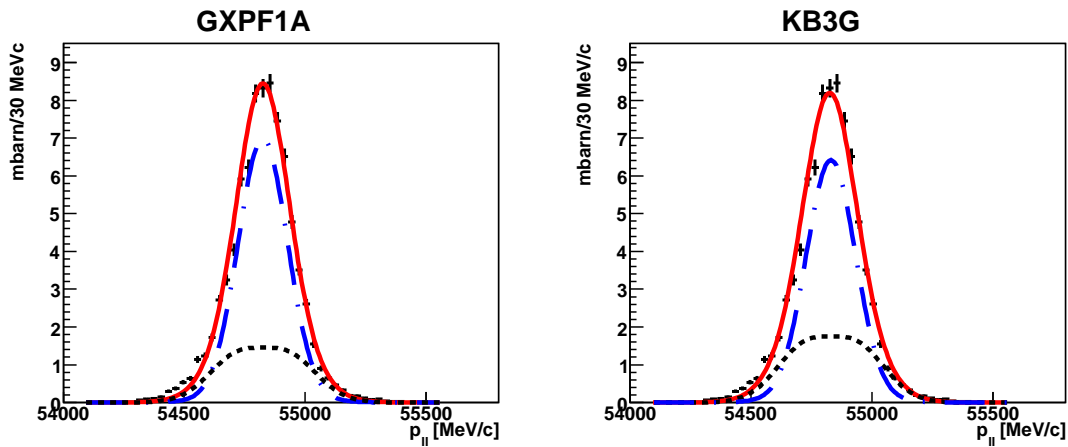
**Abbildung 6.23:** Exklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion. Mit abgebildet sind theoretisch berechnete Verteilungen eines reinen  $\Delta L = 1$  (blau, punkt-gestrichelt) und eines  $\Delta L = 3$  Kanals. Die gemessene Verteilung wird durch die  $\Delta L = 1$  Verteilung reproduziert.

$\Delta L = 1$  ( $1/2^-$  und  $3/2^-$  Niveaus), in schwarz (gestrichelt) sind die  $\Delta L = 3$  ( $5/2^-$  und  $7/2^-$  Niveaus) in die Abbildungen eingezeichnet. Die experimentelle Verteilung kann von den resultierenden Gesamtverteilungen der beiden Rechnungen reproduziert werden. Auch der gemessene Wirkungsquerschnitt von  $84(12)$  mb ist mit den berechneten Werten,  $89$  mb mit GXPF1A ( $78$  mb und weitere  $11$  mb in einen Zustand, der mit einer Energie von  $4323$  keV nahe an der Neutronenseparationsenergie von  $4150$  keV liegt) bzw.  $76$  mb mit KB3G, gut vereinbar.

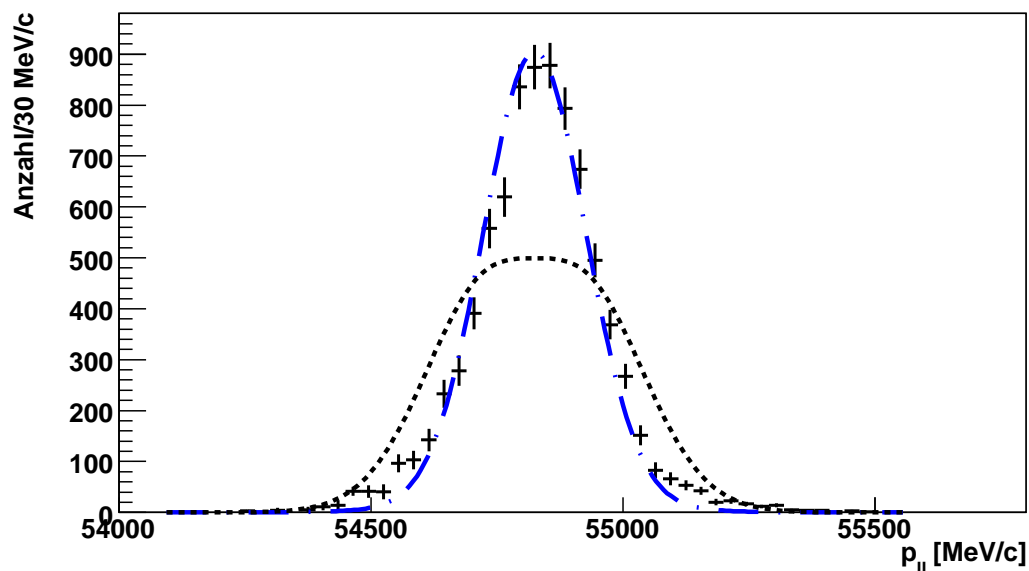
In Abbildung 6.25 wird die gemessene quasi-exklusive Impulsverteilung mit berechneten Verteilungen verglichen. Dabei ist die blaue (punkt-gestrichelte) Kurve eine reine  $\Delta L = 1$ , die schwarze (gestrichelte) eine reine  $\Delta L = 3$  Verteilung. Sie entsprechen damit den erwarteten Impulsverteilungen, die in Reaktionsrechnungen basierend auf der GXPF1A bzw. KB3G Wechselwirkung für die Bevölkerung des jeweiligen Grundzustandes im Tochterkern  $^{55}\text{Ti}$  berechnet wurden. Die Fläche unter den beiden Kurven entspricht dem Integral der gemessenen Verteilung. Der Vergleich der experimentellen Verteilung mit den berechneten Kurven ergibt, dass die quasi-exklusive Verteilung mit einer reinen  $\Delta L = 1$  Verteilung gut erklärt werden kann. Dies deutet auf einen  $1/2^-$  Grundzustand in  $^{55}\text{Ti}$  hin und ist damit nur mit Rechnungen unter Verwendung der GXPF1A Wechselwirkung verträglich.

In die Bestimmung der quasi-exklusiven Impulsverteilung geht eine Verteilung ein, die mit einem Schnitt auf alle Ereignisse mit einem nachgewiesenen Gammaquant mit einer Energie  $E_\gamma > 500$  keV erzeugt wurde (siehe Abschnitt 6.4). Um eine mögliche Fehlinterpretation der so gewonnenen quasi-exklusiven  $\Delta L = 1$  Verteilung als Impulsverteilung des Grundzustandkanals auszuschließen, wurde diese Methode auch auf Simulationsergebnisse angewandt. Im linken Bild der Abbildung 6.26 ist das Ergebnis für die Simulation gezeigt, in der die Verteilung der Reaktionskanäle auf Schalenmodellrechnungen mit GXPF1A als



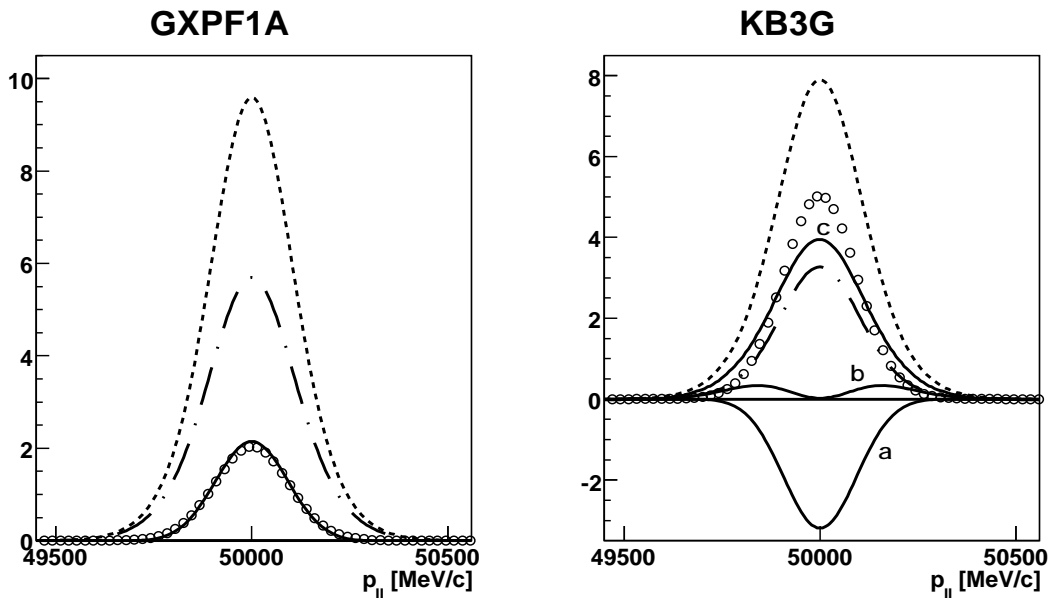


**Abbildung 6.24:** Exklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion. Der gemessenen Verteilung ist im linken Bild eine Rechnung mit GXPf1A, im rechten Bild eine mit KB3G als Wechselwirkung überlagert (rot, durchgezogen). Die Komponenten der gerechneten Verteilungen mit  $\Delta L = 1$  (blau punkt-gestrichelt) bzw.  $\Delta L = 3$  (schwarz gestrichelt) sind ebenfalls mit abgebildet.



**Abbildung 6.25:** Quasi-exklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion. Mit abgebildet sind theoretisch berechnete Verteilungen eines reinen  $\Delta L = 1$  (blau, punkt-gestrichelt) und eines  $\Delta L = 3$  Knockout Kanals. Die gemessene Verteilung wird durch die  $\Delta L = 1$  Verteilung reproduziert.

Wechselwirkung basiert (siehe Tabelle I.2). Die gestrichelte Kurve entspricht der inklusiven Impulsverteilung. Die punkt-gestrichelte Kurve erhält man unter der Voraussetzung, dass in der Reaktion Gammaübergang mit einer Energie größer als 325 keV bevölkert wird. Diese Energie im Schwerpunktsystem des Tochterkerns entspricht in etwa einer Gammaenergie im Laborsystem von 500 keV. Diese Verteilung wird wie im Experiment so skaliert, dass sie an den Flanken mit der inklusiven übereinstimmt und von dieser subtrahiert. Man erhält die durchgezogene Verteilung. Diese stimmt sehr gut mit einer ebenfalls abgebildeten reinen  $\Delta L = 1$  Verteilung mit der gleichen Fläche überein (offene Kreise). Im Fall der Simulation mit KB3G als Wechselwirkung wurde diese Methode ebenfalls angewandt (rechtes Bild in Abbildung 6.26). Es konnte jedoch keine Skalierung gefunden werden, um eine Verteilung zu erhalten, die einer  $\Delta L = 1$  Verteilung entspricht. Es sind in der Abbildung die resultierenden Kurven für drei Skalierungsfaktoren gezeigt. Für die Kurve (a) wurde der Faktor wie im Experiment ermittelt, für (b) bzw. (c) wurde die Kurve auf die volle bzw. halbe Höhe der inklusiven Verteilung normiert. Eine reine Impulsverteilung einer  $\Delta L = 1$  Knockout-Reaktion ist ebenfalls abgebildet (offene Kreise). Ihre Fläche entspricht der quasi-exklusiven Verteilung c. Sie stimmen nicht überein. Der Vergleich der beiden Simulationen zeigt deutlich, dass nur die auf GXPF1A basierende Simulation die experimentell erhaltene quasi-exklusive Impulsverteilung reproduzieren kann. Damit weist der Grundzustand in  $^{55}\text{Ti}$  den Spin  $1/2^-$  auf.



**Abbildung 6.26:** Simulierte quasi-exklusive Impulsverteilung der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion aus Rechnungen, links basierend auf GXPF1A, rechts auf KB3G als Wechselwirkung. Gestrichelt ist jeweils die inklusive Impulsverteilung gezeigt, punkt-gestrichelt die Kurve mit einem simulierten Gammaübergang. Die quasi-exklusive Verteilung (schwarz, durchgezogen) entspricht der Differenz der beiden Kurven und ist für GXPF1A gut mit einer  $\Delta L = 1$  Verteilung (offene Kreise) vereinbar. Im rechten Bild ist dasselbe abgebildet für Rechnungen mit KB3G als Wechselwirkung. Die Differenz der Verteilungen ist für drei Skalierungsfaktoren der Verteilung mit simuliertem Gammaübergang abgebildet: (a) analog zum Faktor bei GXPF1A, (b) und (c) skaliert auf volle bzw. halbe Höhe der inklusiven Verteilung.

Ein Vergleich der experimentell gemessenen und der theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte wird nur für die Rechnung mit GXPF1A als Wechselwirkung durchgeführt. Der gemessene inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion beträgt 84(12) mb und ist damit mit dem theoretisch berechneten von 89 mb vereinbar. Für den exklusiven Kanal (955 keV, 22(6) mb) muss die Bevölkerung aus höheren Zuständen berücksichtigt werden. Der theoretische Wirkungsquerschnitt mit dem verglichen werden muss, erhöht sich dadurch um 9 mb auf 27 mb. Er liegt damit am Rand des Fehlerintervalls des gemessenen Wirkungsquerschnitts.

### Zusammenfassung

Der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Ein-Neutron-Knockout-Reaktion wurde zu 84(12) mb bestimmt. Er ist mit Voraussagen von Reaktionsrechnungen vereinbar, sowohl basierend auf Schalenmodellrechnungen mit GXPF1A (89 mb) als auch mit KB3G (74 mb) als Wechselwirkung vereinbar. Ein experimentell erstmalig beobachteter Gammaübergang bei 955(6) keV wurde mit dem Grundzustandsübergang eines ebenfalls neu bestimmten Niveaus mit  $p_{3/2}$ -Konfiguration in  $^{55}\text{Ti}$  identifiziert. Der in Koinzidenz mit dem Gammazerfall gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt 22(6) mb. Dieser stimmt mit der Voraussage aus auf Schalenmodellrechnungen mit der GXPF1A Wechselwirkung basierenden Reaktionsrechnungen (18 mb plus weiteren 9 mb aus höheren Zuständen) besser überein als auf KB3G als Wechselwirkung (35 mb mit weiteren 7 mb). Der Grundzustand in  $^{55}\text{Ti}$  wurde mit der Methode zur Ermittlung der quasi-exklusiven Impulsverteilung als  $1/2^-$  Zustand identifiziert. Diese Zuordnung wurde mit Vergleichen zu theoretischen Rechnungen bestätigt. Dieser Grundzustand ergibt sich auch aus Rechnungen mit GXPF1A als Wechselwirkung. Rechnungen mit KB3G lassen einen  $5/2^-$  Grundzustand erwarten was experimentell ausgeschlossen werden kann. Damit ist in  $^{56}\text{Ti}$  das Neutron-Valenzorbital das mit zwei Neutronen voll besetzte  $p_{1/2}$  Niveau wie in Schalenmodellrechnungen mit der GXPF1A Wechselwirkung vorausgesagt. Da mit dieser Wechselwirkung auch ein N=34 Schalenabschluss erwartet wird, kann das hier geschilderte Ergebnis indirekt als Bestätigung dafür gewertet werden.



## 7 Diskussion und Ausblick

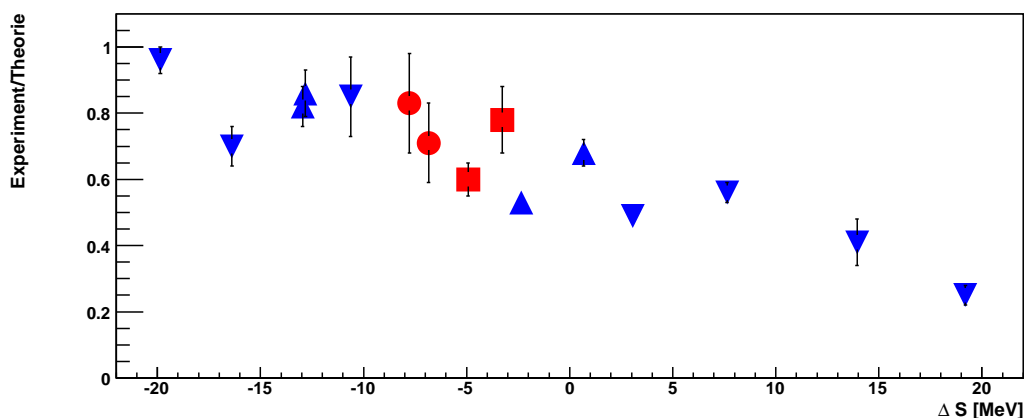
Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Struktur von Kernen weitab der Stabilität in der Umgebung von  $^{54}\text{Ca}$  untersucht. Der zentrale Kern kann mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden Beschleunigeranlagen nicht in ausreichendem Maße für Experimente hergestellt werden. Es wurden daher die Kerne  $^{48,50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$ , die sich in der Umgebung des zentralen Isotops dieser Region befinden, unter der Verwendung einer Ein-Neutron-Knockout-Reaktion untersucht.

Die Experimente wurden am Fragmentseparator FRS des Beschleunigerkomplexes der GSI in Darmstadt durchgeführt. Zunächst wurde das stabile Isotop  $^{48}\text{Ca}$  als Primärstrahl direkt verwendet um den Aufbau zu kalibrieren und die Methode zu testen. Die radioaktiven Kerne  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  wurden durch Fragmentation eines  $^{86}\text{Kr}$  Strahls in einem  $^9\text{Be}$  Target vor dem FRS produziert. Für die Knockout-Reaktion war am mittleren Fokalort des FRS ein weiteres  $^9\text{Be}$  Target platziert. Die verwendeten Detektoren (MUSICs TPCs, Szintillatoren mit Photomultipliern) ermöglichten eine eindeutige Identifizierung der Kerne in den beiden Stufen des FRS und damit die Auswahl der Ein-Neutron-Knockout-Reaktion. Für den Nachweis von Gammastrahlung waren in Strahlrichtung gesehen hinter dem Knockout-Target acht Dreifach-Cluster des MINIBALL-Spektrometers aufgebaut. Die magnetischen Abbildungseigenschaften des FRS wurden verwendet um den Longitudinalimpuls der Kerne nach der Reaktion mit hoher Auflösung zu messen. Durch die hohen Energien der Kerne am mittleren Fokus S2 ( $\approx 420$  AMeV) war es möglich ein Knockout-Target mit einer Massenbelegung von  $1720 \text{ mg/cm}^2$  zu verwenden. Damit konnte das Experiment auch bei einer Teilchenrate von wenigen Kernen pro Sekunde in 8 1/2 Tagen durchgeführt werden. Allerdings stellte die hohe Geschwindigkeit der Teilchen ( $\beta \approx 0,7$ ) und die damit verbundene Dopplerverbreiterung den limitierenden Faktor der Energieauflösung beim Gammanachweis dar.

Mit Hilfe der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion wurde der Aufbau kalibriert sowie die Analysemethodik entwickelt und getestet. Es wurde ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von  $77(10)$  mb gemessen. Ein exklusiver Reaktionskanal, durch einen Schnitt im Gammapektrum auf die Linien bei  $565 \text{ keV}$  und  $586 \text{ keV}$  ausgewählt, wurde durch Vergleich der gemessenen Impulsverteilung mit theoretischen Rechnungen als gemeinsamer Kanal der Bevölkerung des  $1/2^+$  ( $2599 \text{ keV}$ ) und des  $3/2^+$  Zustands ( $2578 \text{ keV}$ ) in  $^{47}\text{Ca}$  identifiziert. Die Wirkungsquerschnitte dieser Kanäle, ermittelt aus der inklusiven Messung, sind mit denjenigen aus der exklusiven Messung verträglich. Die Reduktionsfaktoren, das Verhältnis der gemessenen zu den theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitten, ( $0,60(8)$  im inklusiven bzw.  $0,79(11)$  im exklusiven Fall), sind mit einer in anderen Experimenten gefundenen Systematik vereinbar (siehe Abbildung 7.1) [LEE06, GAD08]. Damit können die

Ergebnisse der hier vorgestellten Knockout-Reaktion mit Resultaten verglichen werden, die mit anderen Methoden wie  $(d, p)$  und  $(p, d)$  Neutron-Transfer oder  $(e, e'p)$  Elektron-Proton-Knockout ermittelt wurden.

In der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion wurde im Tochterkern erstmalig ein  $7/2^-$  Zustand bei 3350(150) keV nachgewiesen. Dieser Zustand, der durch ein Loch im  $f_{7/2}$  Neutron-Orbital charakterisiert wird, wird von Schalenmodellrechnungen vorausgesagt, konnte aber bis jetzt in Transfer-Experimenten noch nicht nachgewiesen werden. Die Spinzuzuordnung wurde aus dem Vergleich der gemessenen exklusiven Impulsverteilung mit theoretischen Rechnungen gewonnen. Für die Bevölkerung dieses exklusiven Kanals wurde 57(10) mb gemessen. Der inklusive Wirkungsquerschnitt der Knockout-Reaktion wurde mit 97(18) mb bestimmt. Der Anteil des exklusiven Kanals, den man aus dem Vergleich der inklusiven Impulsverteilung mit theoretischen Rechnungen erhält (44(8) mb), ist mit dem direkt im exklusiven Kanal gemessenen verträglich. Auch für diese Reaktion sind die Reduktionsfaktoren der gemessenen Wirkungsquerschnitte (0,73(15) im inklusiven bzw. 0,71(12) im exklusiven Fall) mit einer in anderen Experimenten gefundenen Systematik vereinbar (siehe Abbildung 7.1). Mit Hilfe der Methode der quasi-exklusiven Bestimmung der Impulsverteilung konnte der Spin des Grundzustandes mit  $3/2^-$  bestätigt werden.



**Abbildung 7.1:** Verhältnis der experimentellen zu theoretischen Wirkungsquerschnitte aufgetragen gegen die Asymmetrie der Separationsenergien (siehe Abbildung 5.7). Die für die  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  (rote Quadrate) und  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  (rote Kreise) Reaktionen erhaltenen Werte sind mit dem systematischen Verhalten der Werte für verschiedene Neutron- (Dreieck nach unten) bzw. Proton-Knockout-Experimente (Dreieck nach oben) vereinbar.

Abbildung 7.1 zeigt die Reduktionsfaktoren, das Verhältnis aus gemessenen zu berechneten Wirkungsquerschnitt, der untersuchten inklusiven und exklusiven Reaktionen an  $^{48,50}\text{Ca}$  ( $^{48,50}\text{Ca} \rightarrow ^{47,49}\text{Ca}$  als rote Quadrate bzw. Kreise). Sie sind jeweils aufgetragen gegen die Asymmetrie der gewichteten Separationsenergien  $\Delta S$ . Für beide gemessene Knockout-Reaktionen sind die Ergebnisse mit der von Lee et al. [LEE06] gefundenen Systematik vereinbar. Der Reduktionsfaktor wird dabei mit zunehmender Asymmetrie der Separationsenergie immer kleiner. Große negative Werte von  $\Delta S$  ergeben sich für neutronenreiche Kerne für Neutron-Knockout-Reaktionen, große positive für Proton-Knockout-Reaktionen. Da der theoretische Wirkungsquerschnitt im Bild unabhängiger Teilchen berechnet wurde, deutet der Reduktionsfaktor auf in der Beschreibung nicht berücksichtigte Korrelationen

zwischen den Nukleonen hin. Die Korrelation scheint bei den stark gebundenen Nukleonen stärker zu sein als bei den schwach gebundenen [GAD08]. Mit Knockout-Reaktionen kann dieses Verhalten bei exotischen Kernen untersucht werden, da diese eine grosse Asymmetrie zwischen Neutronen und Protonen aufweisen.

Im Tochterkern  $^{55}\text{Ti}$ , der in einer Ein-Neutron-Knockout-Reaktion an  $^{56}\text{Ti}$  erzeugt wurde, wurde bei 955(6) keV ein neuer Gammaübergang nachgewiesen. Durch Vergleich der mit diesem in Koinzidenz exklusiv gemessenen Impulsverteilung mit einer theoretisch berechneten wurde ein neuer  $3/2^-$  Zustand in  $^{55}\text{Ti}$  identifiziert. Der gemessene Wirkungsquerschnitt für die Bevölkerung dieses Übergangs (22(6) mb) ist mit dem aus Reaktionsrechnungen basierend auf Schalenmodellrechnungen mit der Wechselwirkung GXPF1A (27 mb) besser vereinbar als mit dem aus Rechnungen mit KB3G (42 mb). Der inklusive Wirkungsquerschnitt (83(12) mb) ist mit beiden Rechnungen vereinbar (89 mb bzw. 74 mb). Die gemessene inklusive Impulsverteilung erlaubt ebenfalls keine Entscheidung für eine der beiden Wechselwirkungen, die jedoch unterschiedliche Gesamtdrehimpulse für den Grundzustand in  $^{55}\text{Ti}$  vorhersagen. Die mit der quasi-exklusiven Methode gewonnene Impulsverteilung ist mit einem reinen  $\Delta L = 1$  Übergang verträglich. Dies stimmt mit der Erwartung eines  $1/2^-$  Grundzustands, wie mit GXPF1A vorhergesagt, überein. Die Anwendung dieser Methode schliesst einen  $5/2^-$  Zustand für die Bevölkerung des Grundzustands in  $^{55}\text{Ti}$  aus wie er in Rechnungen mit KB3G vorhergesagt wird. Die beiden Valenzneutronen in  $^{56}\text{Ti}$  befinden sich also in der somit voll besetzten  $p_{1/2}$  Schale. In der Beschreibung mit der GXPF1A Wechselwirkung ergibt sich damit zusammen mit der großen Energielücke ( $\Delta E \approx 3 \text{ MeV}$ ) zum nächsten Orbital ( $f_{5/2}$ ) ein Schalenabschluss bei Neutronenzahl  $N=34$ .

## Ausblick

Neben den in dieser Arbeit beschriebenen Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen an  $^{48,50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$  wurden mit demselben Aufbau noch weitere Experimente durchgeführt. Zum Einen wurden die Ein-Proton-Knockout-Reaktionen  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{K}$  und  $^{74}\text{Zn} \rightarrow ^{73}\text{Cu}$  untersucht. Der radioaktive  $^{74}\text{Zn}$ -Strahl wurde hierbei, wie im Fall von  $^{50}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ti}$ , ebenfalls durch Fragmentation von  $^{86}\text{Kr}$  an  $^9\text{Be}$  erzeugt, allerdings bei einer höheren Strahlenergie (531,91 A MeV). Die Ergebnisse dieser Experimente werden in einer separaten Arbeit diskutiert [SCHWE].

Zum Anderen wurden Ein-Neutron-Knockout-Reaktionen an leichteren Kernen durchgeführt. Es wurden die Isotope  $^{24,25}\text{F}$ ,  $^{20,23,24}\text{O}$  und  $^{22}\text{N}$  untersucht. Die radioaktiven Kerne wurden durch Fragmentation eines 700 A MeV  $^{40}\text{Ar}$  Primärstrahls erzeugt. Für einen Teil dieser Messungen wurde das MINIBALL-Spektrometer aus dem Experimentaufbau entfernt. Die Analyse und die Ergebnisse dieser Experimente werden in einer weiteren Arbeit vorgestellt [RODIG].

Um den in dieser Arbeit identifizierten  $7/2^-$  Zustand in  $^{49}\text{Ca}$  bei 3350(150) keV genauer zu untersuchen, ist ein weiterführendes  $^{48}\text{Ca}(\vec{d}, p\gamma)^{49}\text{Ca}$  Experiment am Q3D Magentspektrographen des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching geplant. Durch die Installation eines Gamma-Detektors im Targetbereich des Aufbaus wird es möglich, Gamma-Teilchen-Koinzidenzen nachzuweisen. Damit können die in  $^{49}\text{Ca}$  bevölkerten Zustände im Vergleich zur alleinigen Teilchenmessung besser getrennt werden. Eine genauere Bestimmung der Energie des  $7/2^-$  Zustands und eine Separation vom ( $9/2^+$ ) Zustand bei 3354,7(6) keV

[BUR08] soll dadurch möglich werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse lassen auf einen  $N=34$  Schalenabschluss bei  $^{56}\text{Ti}$  schliessen. Dieser sollte für  $^{54}\text{Ca}$ , dem zentralen Kern dieser Region, noch deutlicher ausgeprägt sein [HON02, HON05]. Aus diesem Grund wird in diesem Kern eine hohe Anregungsenergie von etwa 3 MeV für den ersten angeregten  $2^+$  Zustand erwartet. Ende 2007 wurde am Fragmentseparator BIGRIPS [KUB03] des *RIKEN Nishima Center for Accelerator-Based Science* (RIKEN Nishima Zentrum für beschleunigergestützte Forschung) [RIKEN] der Experimentalbetrieb aufgenommen. An dieser Anlage wird es möglich sein,  $^{54}\text{Ca}$  in ausreichender Intensität für Experimente zu produzieren und gleichzeitig durch die mehrfache  $\Delta E - B\rho$  Selektion einen deutlich reduzierten Untergrund und reduzierte Totzeit in der Gammamessung zu erreichen. Ein vorgeschlagenes Experiment zur Coulombanregung von  $^{54}\text{Ca}$  an einem  $^{208}\text{Pb}$  Target wurde vom Experimentausschuss akzeptiert. Erstmals wird in diesem Experiment die Energie des ersten angeregten  $2^+$  Zustands in  $^{54}\text{Ca}$  gemessen werden können. Aus dem Vergleich zu theoretischen Rechnungen kann mit dieser Messung der mögliche Schalenabschluss  $N=34$  in dieser Region der Nuklidkarte untersucht und eventuell bestätigt werden.

In den kommenden Jahren wird die GSI im Rahmen des FAIR Projektes (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch, Einrichtung zur Forschung mit Antiprotonen und Ionen) [GUT06] erweitert. Dabei wird im Vergleich zur heutigen Anlage eine Intensitätssteigerung der für Experimente zur Verfügung stehenden radioaktiven Sekundärstrahlen um bis zu einem Faktor 10000 erwartet [NIL08]. Dies wird durch die Verwendung von supraleitenden Synchrotrons, einer höheren Akzeptanz aller Komponenten der Strahlführung und den sechstufigen Fragmentseparator Super-FRS [GEI03] erreicht. Radioaktive Kerne weitab der Stabilität mit extremer Neutron-Proton-Asymmetrie können damit experimentell untersucht werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, dass mit Hilfe der hochauflösenden Messung des Impulsübertrags in einer Knockout-Reaktion in Kombination mit dem Nachweis der von angeregten Tochterkernen emittierten Gammastrahlung die Struktur von Kernen bestimmt werden kann. Allerdings wurden dabei mehrere Kompromisse eingegangen. So wurde Materie an S1 verwendet, um die zu untersuchenden Kerne vom Untergrund zu separieren. Dadurch wird die Impulsauflösung beeinträchtigt. Um die geringen Raten von wenigen Kernen pro Sekunde zu kompensieren, wurde ein dickes Target (1720 mg/cm<sup>3</sup>) verwendet. Dies vermindert ebenfalls die Impulsauflösung. Zum Dritten deckte das verwendete Gammaspektrometer nur einen geringen Raumwinkel ab.

Diese Kompromisse werden am  $\text{R}^3\text{B}$  Aufbau [R3B05] am Hochenergie-Messplatz des NUSTAR Projektes [KRU05] gelöst. Im Anschluss an den Super-FRS wird das Target aufgestellt. Im endgültigen Aufbau wird nach dem  $\text{R}^3\text{B}$  Dipolmagneten ein Magnetspektrometer zur Messung des Longitudinalimpulsübertrags aufgebaut. Für den Nachweis der Gammastrahlung wird ein CsI(Tl)-Szintillatorkalorimeter mit hoher Gamma-Nachweiseffizienz (70% ( $E_\gamma = 0,5$  MeV) bis 45% ( $E_\gamma = 10$  MeV) bei einer Geschwindigkeit  $\beta = 0,82$ ) eingesetzt werden (CALIFA [ALV08]). Dieser Detektor besitzt eine erwartete Auflösung von  $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 3,2 - 6,2\%$  für  $0,5 \text{ MeV} < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$ . Damit ist dieser Aufbau ein ideales Werkzeug zur Untersuchung von Kernen an Schalenabschlüssen. Bei diesen werden wenige, weit separierte Zustände erwartet, die innerhalb der Auflösung des Kalorimeters getrennt werden können. Eine höhere Gammaauflösung wird für die Untersuchung von Kernen mit mehr Valenznukleonen benötigt. Diese weisen eine deutlich größere Niveaudichte auf (siehe zum Beispiel  $^{74}\text{Zn} \rightarrow ^{73}\text{Cu}$  [SCHWE]). Deshalb wird für diese Experimente das Kalorimeter



durch das AGATA Germanium Array [SIM05] ersetzt werden müssen. Dieses ist mit einer erwarteten relativen Auflösung von  $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 0,5\%$  bei einer Teilchengeschwindigkeit von  $\beta = 0,5$  [BAZ04] für die Trennung der einzelnen Gammaübergänge besser geeignet. Die Untersuchung der Struktur von Kernen mit extremen Neutron-Proton Verhältnis wird mit diesem speziellem Aufbau möglich sein.



# Anhang

## A Materie im Strahlgang

In den Tabellen in diesem Anhang ist die Materie im Strahlgang zusammengefasst [WEI06].

### FRS Targetregion

Bezeichnung	Material	Anzahl	Dicke [mm]		Dichte [mg/cm <sup>3</sup> ]	Massenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]
			einzel	gesamt		
Vakuumfenster	Kohlenstoff					0,035
SEETRAM	Titan	3	0,01	0,03	4500	13,50
FRS Target	Beryllium	1	8,78	8,78	1850	1625

### S1

Bezeichnung	Material	Anzahl	Dicke [mm]		Dichte [mg/cm <sup>3</sup> ]	Massenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]
			einzel	gesamt		
Vakuumfenster	Eisen	2	0,05	0,10	7866	78,66
Degrader	Aluminium	1	2,997	2,997	2702	809,79
Szintillator	BC400	1	5,0	5,0	1032	516,09
Luft			92	92	1,225	11,27

### S2

Bezeichnung	Material	Anzahl	Dicke [mm]		Dichte [mg/cm <sup>3</sup> ]	Massenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]
			einzel	gesamt		
Vakuumfenster	Eisen	1	0,10	0,10	7866	78,66
Vier TPCs	Kapton	4 × 3	0,027	0,324	1392	45,10
	Argon	4 × 1	110	440	1,661	73,08
MUSIC	Glas	2	0,21	0,42	2510	105,42
	Mylar	2	0,025	0,050	1392	6,96
	CF <sub>4</sub>	1	240	240	3,926	164,89
Szintillator	Mylar	2	0,002	0,004	1392	0,56
	BC400	1	3,5	3,5	1032	361,2
Knockout-Target	Beryllium	1	9,30	9,30	1850	1720
Luft			3075,9	3075,9	1,225	376,8

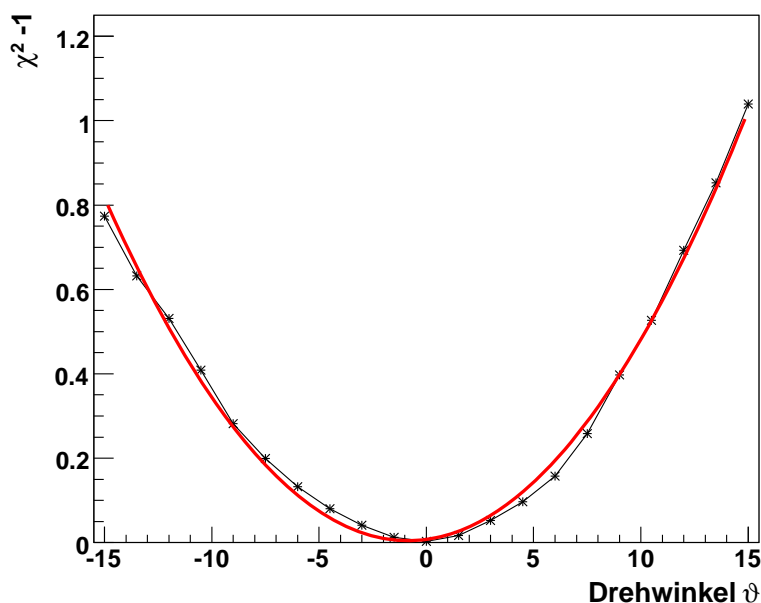
**Tabelle A.1:** Materiebelegung im Strahlgang aufgeteilt nach den Fokalorten des FRS.

## B Position der MINIBALL-Segmente

Für die Bestimmung der Schwerpunkte der Segmente der MINIBALL Kristalle wurden die Koordinaten aus der Konstruktionszeichnung der Halterung verwendet. Die einzelnen Cluster konnten im Aufbau um ihre Mittelachse gedreht werden. Die so bestimmten Orte können also von der tatsächlichen Position der Segmente abweichen. Die für die Ermittlung der Koordinaten verwendeten Verfahren werden in diesem Anhang dargestellt. Die Ergebnisse wurden durch iterative Anwendung der Methoden ermittelt.

### B.1 Drehung der Cluster

Die Dopplerkorrektur für die Berechnung der Gammaenergie im Ruhesystem des Kerns kann innerhalb eines Clusters auch für jeden Kristall einzeln durchgeführt werden. Wenn die für die Korrektur verwendeten Positionen der Segmente mit den tatsächlichen übereinstimmen, werden alle drei Energien richtig ermittelt. Ist der Cluster gegenüber der Konstruktionszeichnung verdreht eingebaut, werden für die einzelnen Kristalle leicht verschiedenen Energien rekonstruiert.



**Abbildung B.1:** Ermittlung des Drehwinkels für Cluster 0. Aufgetragen ist die  $(\chi^2 - 1)$  Abweichung zwischen den Doppler-korrigierten Energien der einzelnen Kristalle und deren Mittelwert. Der Scheitelpunkt der an die Werte angepassten quadratischen Funktion liefert den tatsächlichen Drehwinkel.

Um den Drehwinkel eines Clusters im MINIBALL-Gestell zu ermitteln, wurden Analy-

sen der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion durchgeführt, für die verschiedene Drehwinkel der Cluster angenommen wurden. Es wurden die Übergangslinien bei 565 keV und 586 keV verwendet. Mit der mittleren quadratischen Abweichung ( $\chi^2$ ) der dopplerkorrigierten Energien von ihrem Mittelwert kann der Drehwinkel eines Clusters bestimmt werden. Abbildung B.1 zeigt die ermittelte Abweichung für Drehwinkel zwischen  $-15^\circ$  und  $15^\circ$ . An die Messwerte ist eine quadratische Funktion angepasst, deren Scheitelpunkt dem tatsächlichen Drehwinkel entspricht. In Tabelle B.1 sind die ermittelten Winkel der acht MINIBALL Cluster zusammengefasst.

Cluster	Drehwinkel $\vartheta$
0	$-0,86^\circ$
1	$+0,20^\circ$
2	$-1,61^\circ$
3	$-4,68^\circ$
4	$-5,14^\circ$
5	$+4,19^\circ$
6	$+3,52^\circ$
7	$+5,51^\circ$

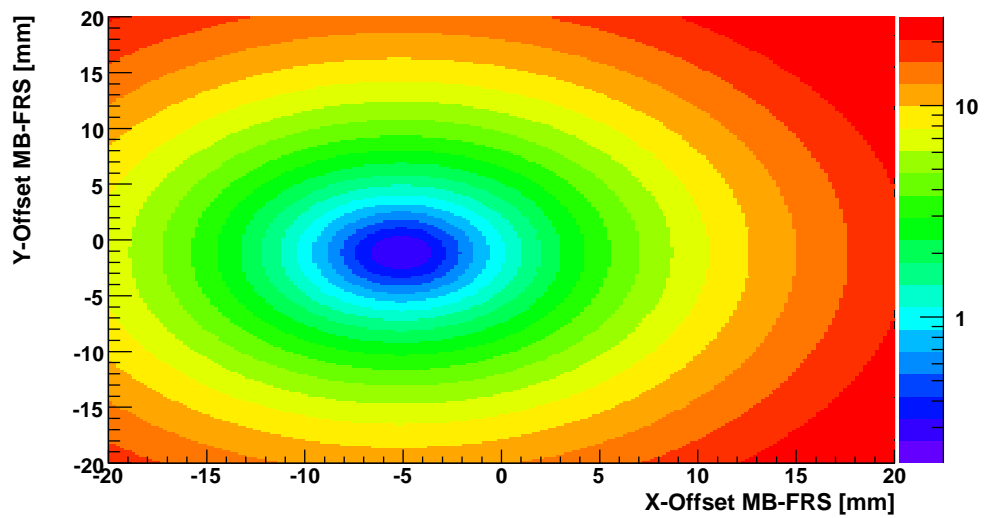
**Tabelle B.1:** Drehwinkel der MINIBALL Cluster im Vergleich zur Konstruktionszeichnung

## B.2 Verschiebung des MINIBALL-Koordinatensystems zur Strahlachse

Eine weitere Fehlerquelle kommt von der Positionierung der MINIBALL Halterung in Bezug auf die Strahlachse. Da das Knockout Target ebenfalls in dieser Haltestruktur befestigt war, war der Abstand in  $z$ -Richtung fixiert. In den Raumrichtungen  $x$  und  $y$  war eine Verschiebung des MINIBALL-Koordinatensystems zur Strahlachse möglich.

Diese Verschiebung zum Strahl wurde wie der Drehwinkel der Cluster mit Daten der  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$  Reaktion ermittelt, die Linien bei 565 keV und 586 keV wurden für alle acht Cluster verwendet. Variiert wurde die  $x$ - und  $y$ -Koordinate der Verschiebung und abhängig davon aus der Doppler-korrigierten Energie die Laborenergie des nachgewiesenen Gammas zurückgerechnet. Die Position, bei der alle Gammaenergien im Laborsystem gleich sind, liefert die Verschiebung der MINIBALL Halterung zum Strahl.

Abbildung B.2 zeigt die  $\chi^2$  Abweichung der rekonstruierten Laborenergien der acht Cluster vom Mittelwert. Als Verschiebung zwischen MINIBALL Halterung und Strahlachse wurde  $x = -5,072$  mm und  $y = -1,166$  mm ermittelt.



**Abbildung B.2:** Verschiebung in  $xy$ -Richtung zwischen der MINIBALL Halterung und der Strahlachse. Aufgetragen ist die mittlere quadratische Abweichung zwischen den zurückgerechneten Gammaenergien im Laborsystem (Text für Details).

## C Skalierungsfaktoren der einzelnen Messungen

Die gemessenen Skalierungsfaktoren  $S_{TP2}$  der einzelnen Reaktionen sind in der Tabelle in diesem Anhang zusammengefasst. Mit aufgeführt sind die Anzahl der Ereignisse  $N_{TP32}$  und  $N_{TP32\&\&TP2}$ , die mit einem Triggermuster TP32 bzw. der Koinzidenz der Triggermuster TP32 und TP2 gemessen wurden.

Reaktion	Target	$N_{TP32}$	$N_{TP32\&\&TP2}$	$S_{TP2}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	ohne	$4,224(6) \cdot 10^5$	$1,34(1) \cdot 10^4$	31,5(3)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	mit	$6,791(8) \cdot 10^5$	$2,13(1) \cdot 10^4$	31,9(2)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$	mit	$2,907(2) \cdot 10^6$	$1,16(1) \cdot 10^4$	251,0(23)
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$	ohne	$4,064(6) \cdot 10^5$	$3,22(6) \cdot 10^3$	126,3(22)
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$	mit	$3,731(6) \cdot 10^5$	$2,95(5) \cdot 10^3$	126,3(23)
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$	ohne	$2,699(2) \cdot 10^2$	$2,14(1) \cdot 10^4$	126,1(9)
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$	mit	$2,911(5) \cdot 10^5$	$2,31(5) \cdot 10^3$	126,1(26)
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$	ohne	$4,064(6) \cdot 10^5$	$3,22(6) \cdot 10^3$	126,3(22)
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$	mit	$3,690(6) \cdot 10^5$	$4,56(7) \cdot 10^3$	80,9(12)
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$	ohne	$2,699(2) \cdot 10^2$	$2,14(1) \cdot 10^4$	126,1(9)
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$	mit	$1,344(1) \cdot 10^6$	$1,07(1) \cdot 10^4$	126,0(12)

**Tabelle C.1:** Skalierungsfaktoren der einzelnen Messungen.



## D Transmissionen der einzelnen Messungen

Die Tabelle in diesem Anhang enthält die ermittelten Transmissionen der einzelnen Messungen. Für die Berechnung dieser Grösse werden die Anzahl der Ereignisse mit identifizierten Kernen an S4 ( $N_{S4}$ ) bzw. S2 mit Triggermuster TP2 ( $N_{S2}$ ) und der Skalierungsfaktor  $S_{TP2}$  der Reaktion (siehe Tabelle C.1) verwendet.

Der  $^{50}\text{Ca}$  Fragmentstrahl befand sich bei eingebauten Knockout-Target nicht vollständig innerhalb der Akzeptanz des FRS. Es wurde daher mit der in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Methode die Anzahl der Kerne an S4 ( $N_{S4}$ ) bestimmt.

Reaktion	Target	$N_{S4}$	$N_{S2}$	$S_{TP2}$	$Trans$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	ohne	$3,409(6) \cdot 10^5$	$1,31(1) \cdot 10^4$	31,5(3)	0,825(10)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	mit	$6,210(8) \cdot 10^5$	$2,67(2) \cdot 10^4$	31,9(2)	0,729(7)
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$	ohne	$3,49(6) \cdot 10^3$	$4,3(7) \cdot 10^1$	126,3(22)	0,64(11)
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$	mit	$2 \times 1,9(1) \cdot 10^3$	$5,6(7) \cdot 10^1$	126,3(23)	0,537(80)
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$	ohne	$1,47(4) \cdot 10^3$	$1,8(4) \cdot 10^1$	126,3(22)	0,65(15)
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$	mit	$8,87(9) \cdot 10^3$	$1,9(1) \cdot 10^2$	80,9(12)	0,571(43)

**Tabelle D.1:** Transmission zwischen S2 und S4 der einzelnen Messungen.

## E Photopeakeffizienzen der Miniball Cluster

In den Abbildungen dieses Anhangs sind die absoluten Effizienzen der acht MINIBALL-Cluster abgebildet. Zur Bestimmung dieser Grösse wurde die in 2.6.5 beschriebene Methode verwendet. Die Effizienz des gesamten Aufbaus ergibt sich aus der Summe der Einzeleffizienzen.

In Tabelle E.1 werden die Effizienzen für den gesamten MINIBALL-Aufbau und deren absolute und relative Fehler zusammengefasst.

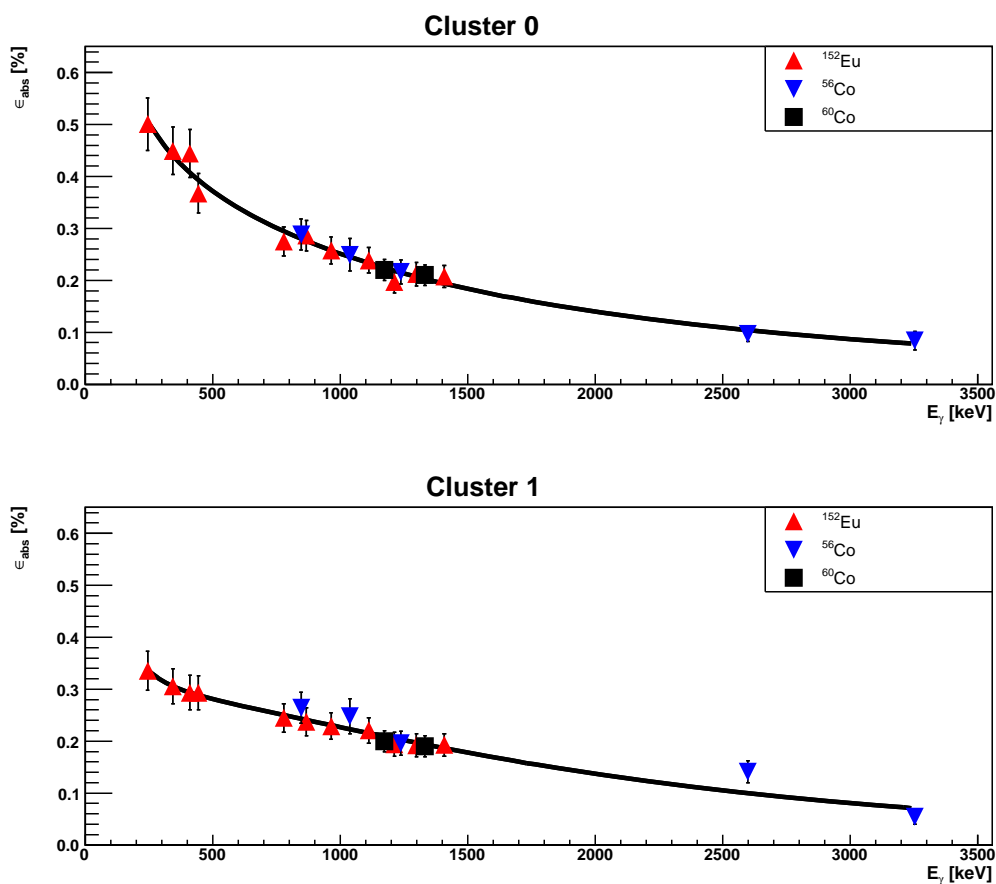


Abbildung E.1: Absolute Photopeakeffizienz der MINIBALL-Cluster 0 und 1.

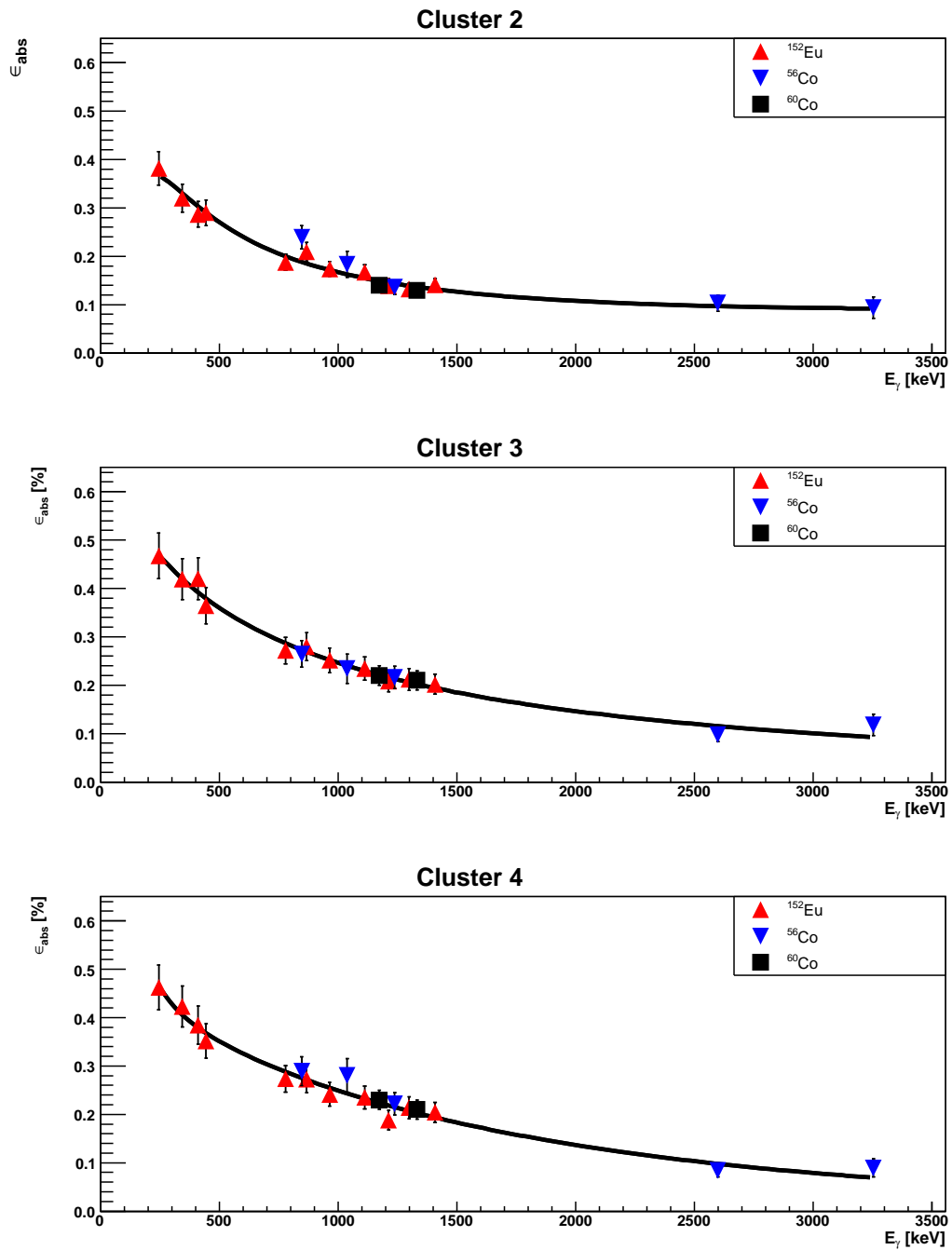


Abbildung E.2: Absolute Photopeakeffizienz der MINIBALL-Cluster 2, 3 und 4.

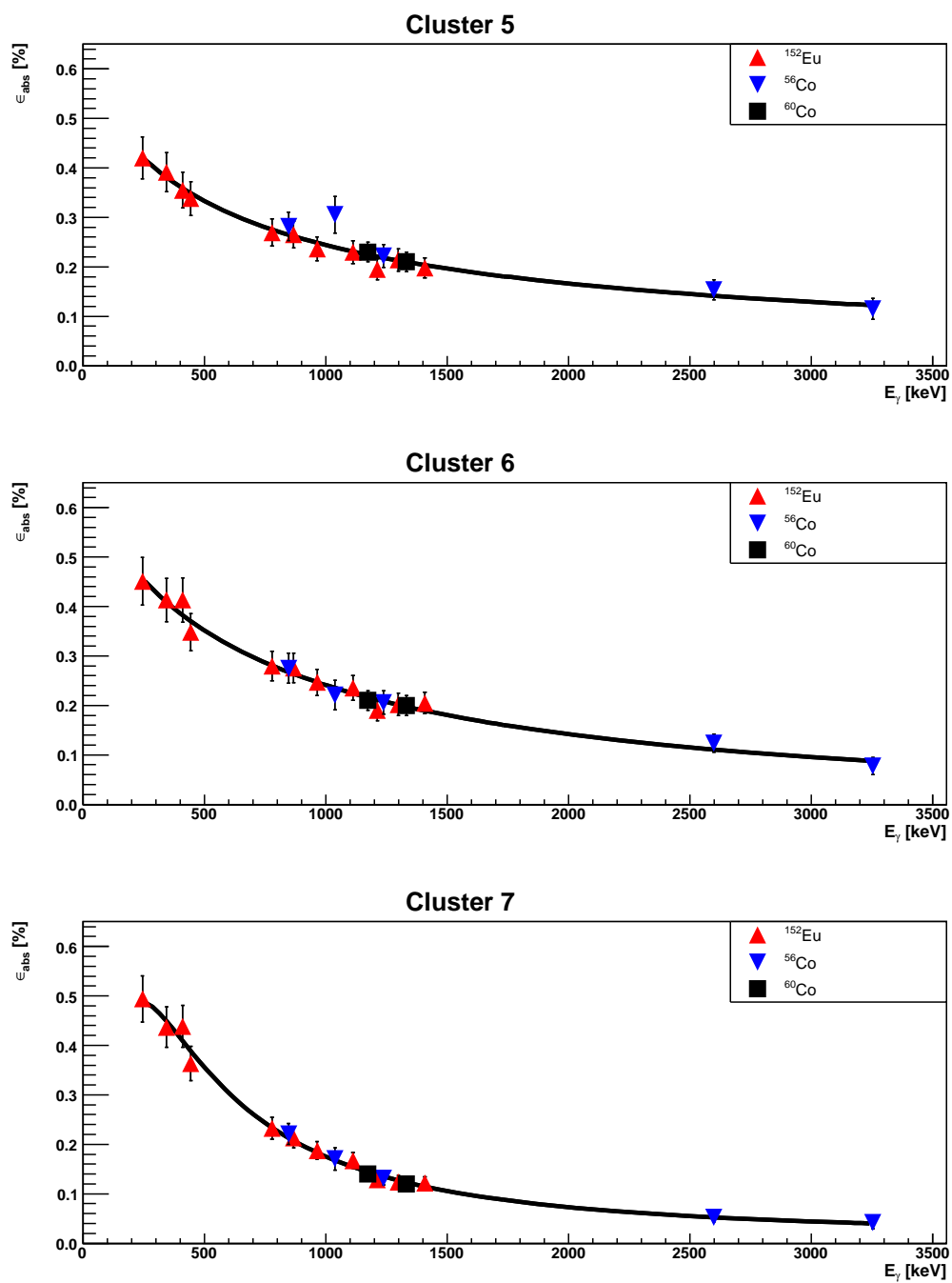


Abbildung E.3: Absolute Photopeakeffizienz der MINIBALL-Cluster 5, 6 und 7.

Isotop	Energie [keV]	Effizienz $\epsilon$ [%]	abs. Fehler $\Delta\epsilon$ [%]	rel. Fehler $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$
$^{152}\text{Eu}$	244,7	3,496	0,358	0,103
	344,3	3,147	0,322	0,102
	411,1	3,023	0,311	0,103
	444	2,704	0,278	0,103
	778,9	2,030	0,208	0,102
	867,4	2,035	0,209	0,103
	964,1	1,820	0,186	0,104
	1112,1	1,726	0,177	0,102
	1212,9	1,440	0,164	0,114
	1299,1	1,505	0,156	0,104
1408	1,472	0,151	0,102	
$^{60}\text{Co}$	1173,2	1,60	0,16	0,100
	1332,5	1,48	0,15	0,101
$^{56}\text{Co}$	846,8	2,114	0,217	0,102
	1037,8	1,904	0,202	0,106
	1238,3	1,551	0,160	0,103
	2598,4	0,849	0,093	0,109
	3253,4	0,672	0,087	0,130

**Tabelle E.1:** Photopeak-Nachweffizienzen des gesamten MINIBALLAufbaus der Übergänge in den Zerfallkaskaden von  $^{152}\text{Eu}$  und  $^{56,60}\text{Co}$  und deren absolute und relative Fehler. Die relativen Fehler liegen im Durchschnitt bei etwa 10%.

## F Effizienz des Gamma-Triggers für $^{48}\text{Ca}$ Primärstrahl

Die Teilchenraten an S2 und damit sowohl die Totzeit als auch die spillzeitabhängige Nachweeffizienz des MINIBALL-Aufbaus waren sehr unterschiedlich im Experimentteil mit  $^{86}\text{Kr}$  als Primärstrahl und in dem mit  $^{48}\text{Ca}$ . Aus diesem Grund muss die Effizienz des Gammatriggers für beide Teile separat behandelt werden.

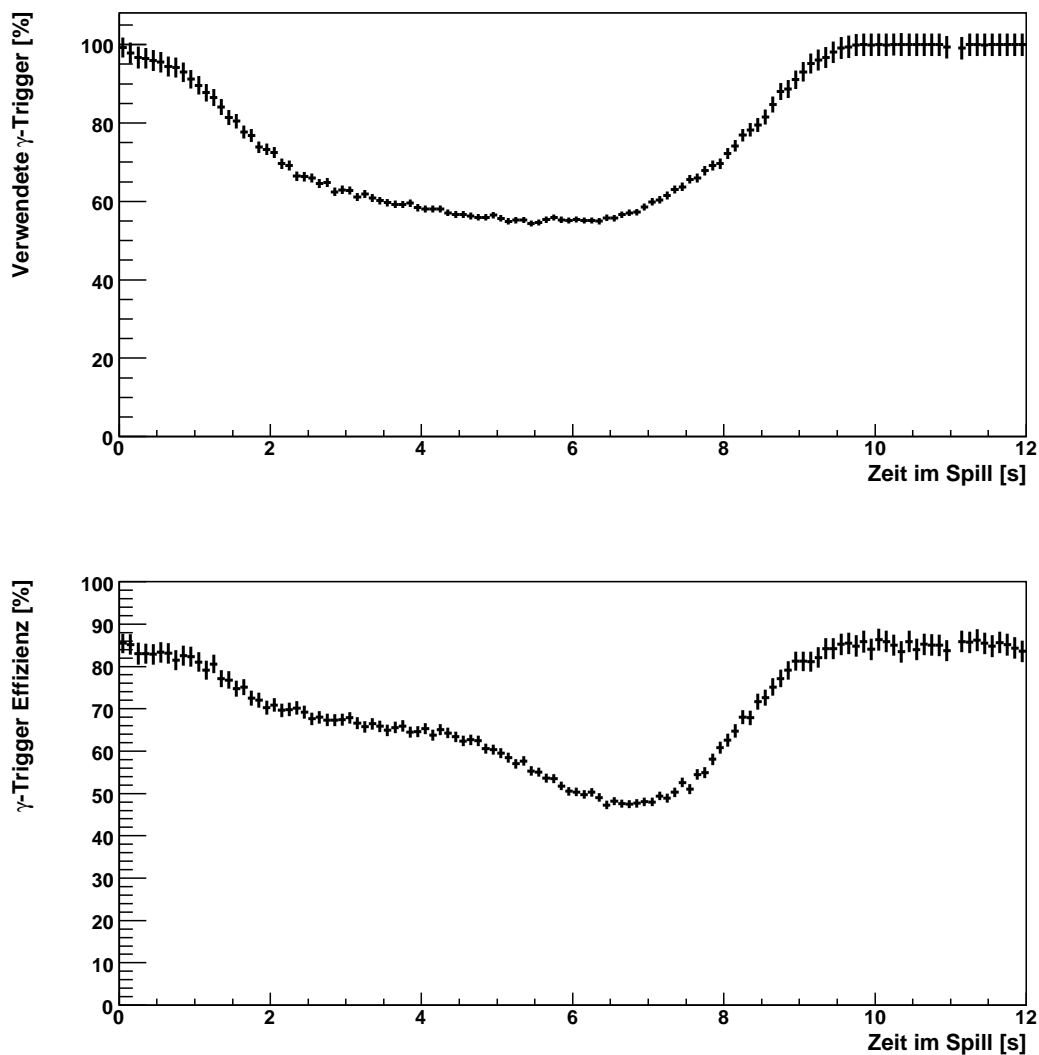
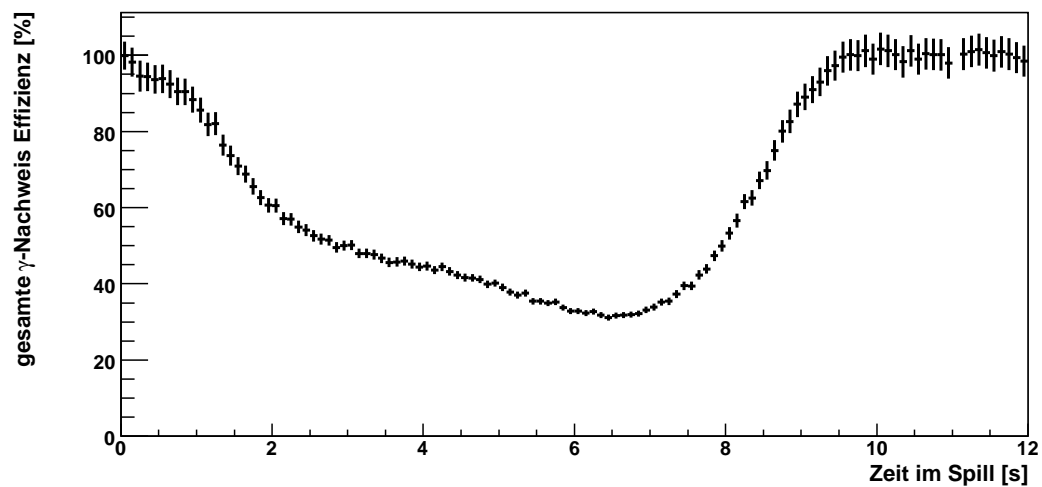


Abbildung F.1: Totzeit (oberes Bild) und Effizienz (unteres Bild) des Gammatriggers des MINIBALL-Aufbaus bei  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl aufgetragen gegen die Zeit im Spill.

In diesem Anhang wird diese Nachweiseffizienz analog zu der in Abschnitt 2.6.5 für  $^{86}\text{Kr}$  eingeführten Methode ermittelt. In Abbildung F.1 sind die erforderlichen Histogramme gezeigt. Aufgetragen wird dabei jeweils gegen die Zeit des Ereignisses relativ zum Anfang des aktuellen Spills. Das obere Bild zeigt dabei den Bruchteil der akzeptierten MINIBALL-Trigger (TP128). Im unteren wird das Verhältnis aus Ereignissen mit einem Gamma in den Daten und einem akzeptierten Gammatrigger zur Anzahl aller Ereignisse mit einem Gammatrigger gezeigt.

Abbildung F.2 zeigt die resultierende Korrektur der Nachweiseffizienz des MINIBALL-Aufbaus für den Experimentteil mit  $^{48}\text{Ca}$  als Primärstrahl.



**Abbildung F.2:** Nachweiseffizienz des des MINIBALL-Aufbaus bei  $^{48}\text{Ca}$  Primärstrahl aufgetragen gegen die Zeit im Spill.

## G Abbildungsmatrizen

Die Matrizen [WEI06] in diesem Anhang stellen den Zusammenhang zwischen den Ortskoordinaten  $(x, y)$ , den Winkeln zwischen der  $z$ -Achse und den Projektionen der Flugbahn in die  $xz$ - bzw.  $yz$ -Ebene  $(a, b)$  und der relativen Impulsabweichung  $\Delta p/p$  dar. Die Orte sind dabei in der Einheit cm, die Winkel in mrad und die Impulsabweichung in cm/% angegeben.

### FRS Target $\Rightarrow$ S2

	$x_{S2}$	$a_{S2}$	$y_{S2}$	$b_{S2}$
$x_{Ta}$	$7,584 \cdot 10^{-1}$	$-1,981 \cdot 10^{-1}$	0,0	0,0
$a_{Ta}$	$1,079 \cdot 10^{-5}$	1,319	0,0	0,0
$y_{Ta}$	0,0	0,0	1,063	1,587
$b_{Ta}$	0,0	0,0	$-1,950 \cdot 10^{-1}$	$6,499 \cdot 10^{-1}$
$(\Delta p/p)_{Ta}$	-4,330	$-7,093 \cdot 10^{-6}$	0,0	0,0

### S2 $\Rightarrow$ S4

	$x_{S4}$	$a_{S4}$	$y_{S4}$	$b_{S4}$
$x_{S2}$	1,727	$-1,198 \cdot 10^{-3}$	0,0	0,0
$a_{S2}$	$2,229 \cdot 10^{-1}$	$5,787 \cdot 10^{-1}$	0,0	0,0
$y_{S2}$	0,0	0,0	$-7,193 \cdot 10^{-1}$	1,478
$b_{S2}$	0,0	0,0	-1,166	1,006
$(\Delta p/p)_{S2}$	7,477	$4,114 \cdot 10^{-6}$	0,0	0,0

**Tabelle G.1:** Berechnete Matrizen für die Abbildung zwischen FRS Target und S2 bzw. S2 und S4.



## H Sollimpulse

Die Sollimpulse der Kerne in den beiden Stufen des FRS sind in Tabelle H.1 zusammengefasst. Sie berechnen sich mit der Formel 4.9:

$$p_{soll} = B \cdot \rho \cdot q \cdot c \cdot 10^{-6}$$

Hierbei ist  $B$  die Magnetfeldstärke in der jeweiligen Stufe,  $\rho$  der mittlere Ablenkradius und  $q$  die Ladung des Fragments. Da im Experiment die Kerne fast vollständig ionisiert waren, kann für  $q$  die Kernladung verwendet werden. Der Faktor  $c \cdot 10^{-6}$  bewirkt bei der Verwendung der Einheiten Tesla für das Magnetfeld und Meter für den Radius, dass sich der Impuls in Einheiten von MeV/c ergibt. Der mittlere Ablenkradius in den Stufen des FRS wurde in anderen Experimenten zu  $\rho = 11,2$  m (erste Stufe) bzw.  $\rho = 11,3$  m (zweite Stufe) bestimmt [SUE06, WEI06].

Reaktion	Target	erste Stufe		zweite Stufe	
		$B$ [T]	$p_{soll}$ [GeV/c]	$B$ [T]	$p_{soll}$ [GeV/c]
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	ohne	0,703	47,21	0,670	45,40
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ca}$	mit			0,633	42,89
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$	mit			0,618	41,87
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$	ohne	0,744	49,96	0,708	47,97
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$	mit			0,666	45,12
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$	ohne			0,695	47,09
$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$	mit			0,654	44,31
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$	ohne	0,744	54,96	0,708	52,77
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$	mit			0,666	49,64
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$	ohne			0,695	51,80
$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$	mit			0,654	48,74

**Tabelle H.1:** Sollimpulse der einzelnen Messungen.

# I Berechnete Wirkungsquerschnitte

## ( $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ , $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ )

Die Tabellen in diesem Anhang enthalten die theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte der in dieser Arbeit untersuchten Knockout-Reaktionen an radioaktiven Kernen [TOS08]. Im Fall von  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  wurde nur die Restwechselwirkung GXPF1A verwendet (siehe Tabelle I.1), für  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  die Wechselwirkungen GXPF1A (siehe Tabelle I.2) und KB3G (siehe Tabelle I.3).

Die Tabellen sind nach Spinzuständen im Tochterkern geordnet, die Anregungsenergien wurden ebenfalls theoretisch bestimmt.

Spinzustand	Energie [MeV]	$\sigma$ [mb]
1/2-	2023	6,37
3/2-	0,0	30,34
7/2-	3400	80,47

**Tabelle I.1:** Aufteilung der berechneten Wirkungsquerschnitte der  $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$  Knockout-Reaktion auf verschiedene Spinzustände im Tochterkern. Für die Rechnungen wurde als Wechselwirkung GXPF1A verwendet.

Spinzustand	Energie [MeV]	$\sigma$ [mb]
1/2-	0,0	21,81
3/2-	1,236	18,09
	1,818	17,62
	3,102	6,68
	3,436	0,38
5/2-	0,899	5,19
7/2-	2,847	5,01
	4,081	2,93
	4,323	11,16

**Tabelle I.2:** Aufteilung der berechneten Wirkungsquerschnitte der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion auf verschiedene Spinzustände im Tochterkern. Für die Rechnungen wurde als Wechselwirkung GXPF1A verwendet.

Spinzustand	Energie [MeV]	$\sigma$ [mb]
1/2-	0,188	3,07
	1,655	4,24
3/2-	0,835	35,23
	1,477	1,32
	1,874	1,35
	2,415	5,35
5/2-	0,0	16,70
7/2-	1,822	3,53
	2,233	2,38
	3,236	1,19
	3,344	1,27

**Tabelle I.3:** Aufteilung der berechneten Wirkungsquerschnitte der  $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$  Knockout-Reaktion auf verschiedene Spinzustände im Tochterkern. Für die Rechnungen wurde als Wechselwirkung KB3G verwendet.



## Tabellenverzeichnis

2.1	Impulsverlust an S1 . . . . .	11
2.2	Verwendete Detektoren . . . . .	15
2.3	Triggerquellen . . . . .	16
3.1	Skalierungsfaktor $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ . . . . .	33
4.1	Impulsauflösung . . . . .	49
5.1	Relative Zusammensetzung der $^{47}\text{Ca}$ Impulsverteilung . . . . .	61
A.1	Materiebelegung im Strahlgang . . . . .	98
B.1	Drehwinkel der MINIBALL Cluster . . . . .	100
C.1	Skalierungsfaktoren . . . . .	102
D.1	S2-S4 Transmission . . . . .	103
E.1	MINIBALL Nachweiseffizienzen ( $^{152}\text{Eu}$ und $^{56,60}\text{Co}$ ) . . . . .	107
G.1	Abbildungsmatrizen . . . . .	110
H.1	Sollimpulse . . . . .	111
I.1	$^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ , berechnete Wirkungsquerschnitte (GXPF1A) . . . . .	112
I.2	$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ , berechnete Wirkungsquerschnitte (GXPF1A) . . . . .	112
I.3	$^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ , berechnete Wirkungsquerschnitte (KB3G) . . . . .	113

## Abbildungsverzeichnis

1.1	$^{44-56}\text{Ti}$ , Energie des ersten $2^+$ Zustandes, Vergleich mit Rechnungen . . . . .	2
1.2	$^{56,55}\text{Ti}$ , theoretische Vorhersagen . . . . .	4
1.3	Knockout-Reaktion (sudden approximation) . . . . .	5
2.1	GSI (Übersicht) . . . . .	7
2.2	FRS (schematisch) . . . . .	9
2.3	Aufbau an S1 . . . . .	10
2.4	Anreicherung $^{56}\text{Ti}$ an S2 . . . . .	11
2.5	Aufbau an S2 . . . . .	12
2.6	Aufbau an S2 (Foto) . . . . .	13
2.7	Aufbau an S4 . . . . .	14
2.8	MUSIC Sampling . . . . .	16
2.9	A/q Messung . . . . .	18
2.10	Identifikationsmatrix . . . . .	19
2.11	MINIBALL (Detailfoto) . . . . .	21
2.12	MINIBALL-Kalibration mit $^{60}\text{Co}$ . . . . .	22
2.13	Doppler-korrigiertes Spektrum von $^{47}\text{Ca}$ . . . . .	23
2.14	Dopplerverbreiterung . . . . .	23
2.15	MINIBALL-Effizienz . . . . .	24
2.16	MINIBALL-Totzeit . . . . .	27
2.17	Gamma-Trigger Effizienz (Quelle) . . . . .	28
2.18	Gamma-Trigger Effizienz (Strahl) . . . . .	28
2.19	Spillzeitabhängige Korrektur ( $^{86}\text{Kr}$ ) . . . . .	29
3.1	Transmission S2 nach S4 . . . . .	34
3.2	GEANT4 MINIBALL Simulation . . . . .	39
3.3	$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ $\gamma$ -Spektrum, Vergleich Simulation und Experiment . . . . .	40
3.4	Verhältnis der MINIBALL-Effizienz in Simulation und Experiment . . . . .	40
4.1	Dispersionsmessung . . . . .	46
4.2	Vergrößerungsfaktor . . . . .	47
4.3	Impuls ohne Energieverlustkorrektur . . . . .	48
4.4	Impuls mit Energieverlustkorrektur . . . . .	49
4.5	Impulsaufösungen . . . . .	50
5.1	$^{47}\text{Ca}$ : Niveauschema . . . . .	52
5.2	$^{47}\text{Ca}$ : Inklusive Impulsverteilung . . . . .	53
5.3	$^{47}\text{Ca}$ : Gammaspektrum, Signal und Untergrund . . . . .	54
5.4	$^{47}\text{Ca}$ : Gammaspektrum, effizienzkorrigiert . . . . .	55

5.5	$^{47}\text{Ca}$ : Exklusive Impulsverteilung, Vorbereitung . . . . .	56
5.6	$^{47}\text{Ca}$ : Exklusive Impulsverteilung . . . . .	56
5.7	Vergleich von $\sigma_{exp}$ und $\sigma_{theo}$ ( $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca}$ ) . . . . .	58
5.8	$^{47}\text{Ca}$ : Theoretische Impulsverteilungen . . . . .	59
5.9	$^{47}\text{Ca}$ Exklusive Impulsverteilung mit Theorie . . . . .	60
5.10	$^{47}\text{Ca}$ Inklusive Impulsverteilung mit Theorie . . . . .	60
6.1	$^{49}\text{Ca}$ : Niveauschema . . . . .	64
6.2	$^{49}\text{Ca}$ : Akzeptanzschnitt in S4-Ort und Impuls . . . . .	65
6.3	$^{49}\text{Ca}$ : Mitte der Impulsverteilung . . . . .	66
6.4	$^{49}\text{Ca}$ : Inklusive Impulsverteilung . . . . .	68
6.5	$^{49}\text{Ca}$ : Gammaspektrum mit Simulation . . . . .	69
6.6	$^{49}\text{Ca}$ : $\chi^2$ -Vergleich von Gamma-Simulation und Experiment . . . . .	69
6.7	$^{49}\text{Ca}$ : Gammaspektrum mit Schnitten . . . . .	71
6.8	$^{49}\text{Ca}$ : Exklusive Impulsverteilung ( $E_\gamma=3350$ keV) . . . . .	71
6.9	Gammaspektren von $^{50}\text{Ca}$ und $^{56}\text{Ti}$ , mit und ohne Reaktion . . . . .	72
6.10	Gammaspektren von $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ und $^{56}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{Ti}$ . . . . .	73
6.11	$^{49}\text{Ca}$ : Impulsverteilungen (inklusive und Gamma-koinzident) . . . . .	74
6.12	$^{49}\text{Ca}$ : Quasi-exklusive Impulsverteilung . . . . .	75
6.13	$^{49}\text{Ca}$ : Exklusive Impulsverteilung mit theoretischen Vorhersagen . . . . .	76
6.14	$^{49}\text{Ca}$ : Inklusive Impulsverteilung mit theoretischer Vorhersage . . . . .	77
6.15	$^{49}\text{Ca}$ : Quasi-ekklusive Impulsverteilung mit theoretischen Vorhersagen . . . . .	77
6.16	Vergleich von $\sigma_{exp}$ und $\sigma_{theo}$ ( $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ ) . . . . .	78
6.17	$^{55}\text{Ti}$ : Inklusive Impulsverteilung . . . . .	81
6.18	$^{55}\text{Ti}$ : Gammaspektrum . . . . .	82
6.19	$^{55}\text{Ti}$ : Gammaspektrum, effizienzkorrigiert . . . . .	82
6.20	$^{55}\text{Ti}$ : Exklusive Impulsverteilung . . . . .	83
6.21	$^{55}\text{Ti}$ : Impulsverteilungen (inklusive und koinzident mit $E_\gamma > 500$ keV) . . . . .	84
6.22	$^{55}\text{Ti}$ : Quasi-exklusive Impulsverteilung . . . . .	85
6.23	$^{55}\text{Ti}$ : Exklusive Impulsverteilung, Vergleich mit Rechnungen . . . . .	86
6.24	$^{55}\text{Ti}$ : Inklusive Impulsverteilung, Vergleich mit Rechnungen . . . . .	87
6.25	$^{55}\text{Ti}$ : Quasi-ekklusive Impulsverteilung, Vergleich mit Rechnungen . . . . .	87
6.26	$^{55}\text{Ti}$ : Quasi-exklusive Impulsverteilung aus Rechnungen . . . . .	88
7.1	Vergleich von $\sigma_{exp}$ und $\sigma_{theo}$ ( $^{48,50}\text{Ca} \rightarrow ^{47,49}\text{Ca}$ ) . . . . .	92
B.1	Bestimmung des Drehwinkels, Cluster 0 . . . . .	99
B.2	Versatz von FRS und MINIBALL . . . . .	101
E.1	Effizienz der MINIBALL-Cluster 0 und 1 . . . . .	104
E.2	Effizienz der MINIBALL-Cluster 2, 3 und 4 . . . . .	105
E.3	Effizienz der MINIBALL-Cluster 5, 6 und 7 . . . . .	106
F.1	MINIBALL: Totzeit und Triggereffizienz bei $^{48}\text{Ca}$ Strahl . . . . .	108
F.2	MINIBALL: Spillzeitabhängige Nachweiseffizienz bei $^{48}\text{Ca}$ Strahl . . . . .	109

## Literaturverzeichnis

- [ALV08] H. Alvarez-Pol, *Nucl. Inst. Methods B* **266**, 4616 (2008) 94
- [ATI07] <http://www-linux.gsi.de/~weick/atima/> 10
- [BAZ04] D. Bazzacco et al., *Nucl. Phys. A* **746**, 248c (2004) 95
- [BIL05] V. Bildstein, persönliche Mitteilung 39
- [HBOIE] H. Boie, Dissertation, Universität Heidelberg, in Vorbereitung 38
- [BRO98] B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **58**, 220 (1998) 4
- [BRO06] B.A. Brown and W.D.M. Rae, NuShellX,  
<http://www.nucl.msu.edu/~brown/resources/resources.html>,  
<http://knollhouse.org> 75
- [BRO08] B.A. Brown, persönliche Mitteilung 85
- [BRU97] R. Brun and F. Rademakers, *Nucl. Inst. Methods A* **389**, 81 (1997) 8
- [BUE07] A. Bürger, *Nucl. Inst. Methods A* **571**, 739 (2007) 8
- [BUR06] T.W. Burrows, *Nuclear Data Sheets* **107**, 1747 (2006) 57
- [BUR07] T.W. Burrows, *Nuclear Data Sheets* **108**, 923 (2007) 22, 38, 57, 58
- [BUR08] T.W. Burrows et al., *Nuclear Data Sheets* **109**, 1879 (2008) 75, 94
- [COR03] D. Cortina-Gil et al., *Nucl. Phys. A* **720**, 3 (2003) 20, 29
- [COR04] D. Cortina-Gil et al., *Phys. Rev. Letters* **93**, 062501 (2004) III, V, 1, 20
- [COR05] D. Cortina-Gil et al., *Journal of Physics G* **32**, 1629 (2005) III, V, 1, 20
- [DIN05] D.-C. Dinca et al., *Phys. Rev. C* **71**, 041302(R) (2005) 2
- [EBE01] J. Eberth et al., *Progr. Part. Nucl. Phys.* **46**, 389 (2001) 12, 20
- [GAD06] A. Gade et al., *Phys. Rev. C* **74**, 047302 (2006) 2
- [GAD08] A. Gade et al., *Phys. Rev. C* **77**, 044306 (2008) 5, 57, 91, 93
- [GEA03] S. Agostinelli et al., *Nucl. Inst. Methods A* **506**, 250 (2003) 38
- [GEI92] H. Geissel et al., *Nucl. Inst. Methods B* **70**, 286 (1992) 8, 32, 43, 49



- [GEI03] H. Geissel et al., *Nucl. Inst. Methods B* **204**, 71 (2003) 94
- [GOE49] M. Goeppert Mayer, *Phys. Rev* **75**, 1969 (1949) 2
- [GSI07] <http://www.gsi.de/beschleuniger/sis18/strahlparameter.html> 7
- [GUT06] H.H. Gutbrod et al. (Hrsg.): *FAIR Baseline Technical Report*, GSI (2006)  
<http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html> 94
- [HAG07] G. Hagen, *Phys. Rev. C* **76**, 044305 (2007) 1
- [HAN03] G.P. Hansen und J.A. Tostevin, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **53**, 219 (2003) 4, 57
- [HAX49] O. Haxel et al., *Phys. Rev* **75**, 1766 (1949) 2
- [HON02] M. Honma et al., *Phys. Rev. C* **65**, 061301 (2002) 3, 94
- [HON05] M. Honma et al., *Eur. Phys. Jour. A* **25**, 499 (2005) III, V, 2, 3, 79, 94
- [KOX85] S. Kox et al., *Phys. Lett. B* **159**, 15 (1985) 34
- [KRU05] R. Krücken et al., *Journal of Physics G* **31**, S1807 (2005) 94
- [KUB03] T. Kubo, *Nucl. Inst. Methods B* **204**, 97 (2003) 94
- [LEE06] J. Lee et al., *Phys. Rev. C* **73**, 044608 (2006) 5, 57, 58, 78, 91, 92
- [LID04] S.N. Liddick et al., *Phys. Rev. C* **70**, 064303 (2004) 2, 3, 81
- [MAIER] P. Maierbeck et al., in Vorbereitung 75
- [NAV03] P. Navr'atil und W.E. Ormand *Phys. Rev. C* **68**, 034305 (2003) 1
- [NIL08] T. Nilsson, *Eur. Phys. Jour. Special Topics* **156**, 1 (2008) 94
- [PIE05] S.C. Pieper, *Nucl. Phys. A* **751**, 516c (2005) 1
- [POV81] A. Poves und A. Zuker, *Phys. Rep.* **70**, 235 (1981) 3
- [POV01] A. Poves et al., *Nucl. Phys. A* **694**, 157 (2001) 3
- [POV05] A. Poves et al., *Phys. Rev. C* **72**, 047302 (2005) III, V, 3, 79
- [R3B05] R<sup>3</sup>B Collaboration, *Technical Proposal*,  
<http://www.gsi.de/onTEAM/grafik/1130224398/13-PROP-R3B-TP-07Dez2005.pdf>, (2005) 94
- [RIKEN] RIKEN RI Beam Factory Homepage, <http://www.rarf.riken.go.jp/Eng/facilities/RIBF.html>, (2008) 94
- [ROD07] T.R Rodriguez und J.L Egidio, *Phys. Rev. Lett.* **99** 062501 (2007) 3
- [RODIG] C. Rodriguez-Tajes, Dissertation, in Vorbereitung 93

- [SCH00] R. Schneider und A. Stolz,  
[http://www-w2k.gsi.de/frs/technical/FRSsetup/detectors/music80/music80\\_manual.pdf](http://www-w2k.gsi.de/frs/technical/FRSsetup/detectors/music80/music80_manual.pdf), (2000) 12
- [SCHWE] S. Schwertel, Dissertation, Technische Universität München, in Vorbereitung 93, 94
- [SIM05] J. Simpson, *Journal of Physics G* **31**, S1801 (2005) 95
- [SIT98] B. Sitar et al., *Nucl. Inst. Methods A* **419**, 503 (1998) 12, 14
- [SUE00] K. Sümmerer et al., *Phys. Rev. C* **61**, 1 (2000) 10
- [SUE06] K. Sümmerer, persönliche Mitteilung 45, 111
- [TOI96] R.B. Firestone, V.S. Shirley (Hrsg.): *Table of Isotopes (CD-Rom Edition)*, John Wiley & Sons, Inc. (1996) 21, 24
- [TOS06] J.A. Tostevin, *Nucl. Phys. A* **682**, 320c (2001) 4
- [TOS08] J.A. Tostevin, persönliche Mitteilungen 3, 5, 22, 38, 51, 58, 63, 64, 79, 85, 112
- [WAT82] J.W. Watson et al., *Phys. Rev. C* **26**, 961 (1982) 51
- [WAR90] E.K. Warburton et al., *Phys. Rev. C* **41**, 1147 (1990) 1
- [WEI06] H. Weick, persönliche Mitteilung 45, 98, 110, 111
- [ZHU07] S. Zhu et al., *Phys. Lett. B* **650**, 135 (2007) 2, 79, 81

## Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich über die Jahre bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben und ohne die die Fertigstellung nicht möglich gewesen wäre.

Ein besonderes Dankeschön geht dabei an:

Prof. Dr. Reiner Krücken, dem Leiter des Instituts E12, für die Aufnahme in die Kernstrukturgruppe und die umfassende Betreuung dieser Arbeit. Vielen Dank auch für die Möglichkeit, die Ergebnisse der Arbeit auf Konferenzen zu präsentieren und bei vielen weiteren Experimenten mitzuarbeiten und meine Kenntnisse zu vertiefen.

Dr. Roman Gernhäuser, Dr. Thorsten Kröll und Dr. Thomas Faestermann, die jederzeit für eine Diskussion zur Verfügung standen. Durch ihre wertvollen Denkanstöße konnte ich viele Zusammenhänge aus einem neuen Blickwinkel betrachten.

Dr. Ludwig Maier, Dr. Benjamin Sailer und Vinzenz Bildstein, die sich um die hervorragende EDV Umgebung am Lehrstuhl E12 kümmern. Ohne Sie wäre ich oft an Computer-Problemen verzweifelt.

Allen Kollegen von E12 für die angenehme Atmosphäre am Lehrstuhl und die gute Zusammenarbeit.

Die FRS Gruppe der GSI in Darmstadt, vor allem an Prof. Dr. Hans Geissel, Dr. Helmut Weick und Adolf Brünle für die große Unterstützung vor, während und nach dem Experiment.

Ich möchte auch meinen Eltern danken, die mich während meines Studiums und meiner Promotion immer unterstützt haben und die den Glauben an mich nie verloren haben.

Ein besonderer Dank gilt meiner Freundin Kathrin, die dafür Sorge getragen hat, dass ich das Leben außerhalb der Promotion nicht vergessen habe.

