



Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik-Department E12

Untersuchungen zur Formkoexistenz durch die $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ -Reaktion in inverser Kinematik

Anna Katharina Nowak

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.

Vorsitzende: Univ.-Prof. Dr. Nora Brambilla

Prüfer der Dissertation:

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

Die Dissertation wurde am 21. Mai 2015 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 18. Juni 2015 angenommen.

Zusammenfassung

Für exotische Kerne mit einem extremen Verhältnis der Neutronen- zur Protonenzahl (N/Z) kommt es zu deutlichen Veränderungen in der Schalenstruktur. Untersuchungen dieser Abweichungen in diversen Regionen auf der Nuklidkarte, speziell im Bereich der sogenannten magischen Zahlen sind Gegenstand aktueller experimenteller und theoretischer Studien. Diese weisen auf ein kontinuierliches Aufweichen des $N=28$ Neutronen-Schalenabschlusses bei abnehmender Protonenanzahl unterhalb von ^{48}Ca hin. Nur zwei Protonen unterhalb von ^{48}Ca , zeigt auch ^{46}Ar Anzeichen für einsetzende Deformation und Formkoexistenz.

Eine ideale Methode um dies genauer zu untersuchen, ist das in dieser Arbeit vorgestellte Zwei-Neutronentransfer Experiment $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ in inverser Kinetik, das am REX-ISOLDE Beschleuniger am CERN durchgeführt wurde. Mit einem radioaktivem ^{44}Ar Strahl und einer Strahlenergie von $2,16 \text{ MeV/u}$ wurde einem ebenfalls radioaktives Tritiumtarget beschossen. Zur Detektion und anschließenden Identifikation der leichten Rückstoßkerne aus der Transfer-Reaktion wurde der positionssensitive Silizium-Detektoraufbau T-REX verwendet. Dies geschah in Kombination mit den acht hochreinen Germaniumdetektoren des γ -Spektrometers MINIBALL zur Messung der bei der Abregung des ^{46}Ar -Kerns emittierten γ -Strahlung. Die Strahlintensität lag bei $2,1 \cdot 10^5 \text{ Teilchen/s}$. Mit einer Winkelabdeckung von fast 4π ermöglicht T-REX die Bestimmung von Anregungsenergien und der Winkelverteilung der Reaktion, wohingegen es durch den umgebenden MINIBALL-Aufbau möglich ist die γ -Quanten einzelnen angeregten Zuständen zuzuordnen.

Der Vergleich von differentiellem Wirkungsquerschnitt und DWBA-Rechnungen mit Eingabeparametern aus Schalenmodellrechnungen macht es möglich neue angeregte, bisher unbekannte Zustände zu identifizieren und deren Quantenzahlen zuzuordnen. Im Speziellen wurde erstmals ein angeregter 0_2^+ -Zustand in ^{46}Ar identifiziert und charakterisiert, für den sich im Vergleich zur DWBA-Rechnung eine starke $2p2h$ -Konfiguration ergibt. Für diesen wurde eine Anregungsenergie von $E_{0_2^+} = 3,7 \text{ MeV}$ gefunden, die deutlich über der von $2,7 \text{ MeV}$ in einem früheren Experiment vermuteten liegt. Dies spricht für das Bestehen der $N=28$ Schalenlücke bei ^{46}Ar .

Abstract

For exotic nuclei with an extreme N/Z ratio, there has been known disappearance of the classic shell closures and the appearance of new ones. Theoretical and experimental studies concerning this evolution of the shell closures in different regions of the nuclear chart have been performed in recent years. These studies show a continuous reduction of the N=28 shell closure with decreasing proton number below ^{48}Ca . Located only two protons below ^{48}Ca , an onset of deformation is found to occur as well as possible shape coexistence for ^{46}Ar .

An ideal experimental technique to understand these properties is the two-neutron transfer experiment $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ in inverse kinematics. The experiment has been performed at the ISOLDE facility at CERN with an unique, clean and high-intensity ^{44}Ar radioactive ion beam. The 2.16 MeV/u ^{44}Ar beam was impinging with a beam intensity of $2.1 \cdot 10^5 \text{ particles/s}$ on a radioactive tritium target. The target was surrounded by the position sensitive silicon detector array T-REX to detect and subsequently identify the light recoil particles from the transfer reaction. With the additional use of the γ -spectrometer MINIBALL with eight high purity germanium detectors it was possible to measure the emitted γ -rays from de-excitation of the excited nucleus. T-REX, with an angular coverage close to 4π , was used to determine the excitation energies and the angular distribution, whereas the MINIBALL detector array enables an assignment of the detected γ -rays to the excited states.

Through the comparison of the differential cross section with DWBA calculations with input from shell model calculations, it was possible to identify before unknown excited states. Especially an excited 0_2^+ state was found and identified as well as characterized which shows significant 2p2h excitations. An excitation energy for this state of $E_{0_2^+} = 3.7 \text{ MeV}$ was found, which is significantly higher than the one predicted by an earlier experiment of 2.7 MeV . This points to a persistent shell closure N=28 for ^{46}Ar .

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Der Atomkern	1
1.2	Das Schalenmodell	2
1.3	Abweichungen vom Schalenmodell	5
1.4	Die Region unterhalb ^{48}Ca ($N=28$)	10
1.5	^{46}Ar	12
2	Experimenteller Zugang und Theorie	17
2.1	Kernreaktionen	17
2.2	Winkelverteilung und differentieller Wirkungsquerschnitt	19
2.3	Streutheorie und DWBA	20
2.3.1	Das optische Modell	20
2.3.2	Die DWBA	21
2.4	Spektroskopische Faktoren	27
3	Experiment-Aufbau	29
3.1	Die Beschleunigeranlage ISOLDE	29
3.2	Der REX-ISOLDE Beschleuniger	31
3.3	MINIBALL	32
3.4	T-REX	34
3.5	Das Tritium-Target	38
3.6	Die Datenaufnahme	38
4	Die Methoden der Datenanalyse	41
4.1	Rekonstruktion der Ereignisse	41
4.2	Kalibration der Silizium-Detektoren	42
4.2.1	ΔE Detektoren	42
4.2.2	E_{Rest} -Detektoren	43
4.3	MINIBALL-Detektoren	45
4.3.1	Dopplerkorrektur	46
4.3.1.1	Photopeak-Effizienz	46
4.3.1.2	Zeitkalibration	47
4.4	Korrelationsanalyse	48
4.4.1	ΔE - E_{tot} -Teilchenidentifikation	48
4.4.2	Teilchenidentifikation der gestoppten Teilchen	50
5	Resultate und Diskussion	55
5.1	Ergebnisse	55

5.1.1 Anregungsenergie-Spektrum	55
5.1.2 γ -Spektrum	58
5.1.3 Winkelverteilungen	60
5.2 Diskussion	64
5.3 Ausblick	66
A Der Schalenmodell-Code ANTOINE	69
B Der DWBA-Code FRESCO	73
Literaturverzeichnis	79
Abbildungsverzeichnis	93

Einleitung

Das folgende, einleitende Kapitel gibt eine kurze Übersicht über das Schalenmodell, die bekannten magischen Zahlen und wie sich diese für große N/Z -Werte verändern. Dies wird anhand von Beispielen wie ^{24}O und der *island of inversion* erläutert. Darauf folgt als Motivation dieser Arbeit die Beschreibung aktueller Ergebnisse und Rechnungen für die Region unterhalb von ^{48}Ca und warum der erste angeregte 0^+ -Zustand in ^{46}Ar von besonderem Interesse ist für das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experiment.

1.1 Der Atomkern

Durch die Entdeckung des Atomkerns von Rutherford aufgrund der Streuexperimente mit α -Teilchen von Geiger und Marsden wurde ein neues Gebiet der Physik eröffnet. Aus den Messungen wurde ersichtlich, dass es möglich ist, aus der Winkelverteilung eines Streuexperiments Aussagen über das Streupotential treffen zu können [1]. Eines der populärsten Modelle, die das Verhalten der Nukleonen im Kern beschreiben ist das Schalenmodell. Bereits 1948 wurde dies von Maria Goeppert-Meyer und anderen postuliert [2; 3] und Jahre später auch mit dem Nobelpreis honoriert.

Der Kern wird durch die starke Wechselwirkung zusammengehalten. Diese ist eine der vier Grundkräfte in der Physik. Sie ist sehr kurzreichweitig (ca. 10^{-15} m Reichweite) und unterscheidet aufgrund der Isospin-Symmetrie nicht zwischen der Art des Nukleons. Zusätzlich wirkt die elektrische Wechselwirkung (Coulombkraft), welche für die Abstoßung der Protonen voneinander sorgt und besonders bei schweren Kernen eine Rolle spielt. Durch das Zusammenspiel dieser Kräfte ist es so möglich, dass die Nukleonen im Kern gebunden sind. Hat ein Kern ungefähr die gleiche Anzahl Protonen wie Neutronen, handelt es sich bis circa

1 Einleitung

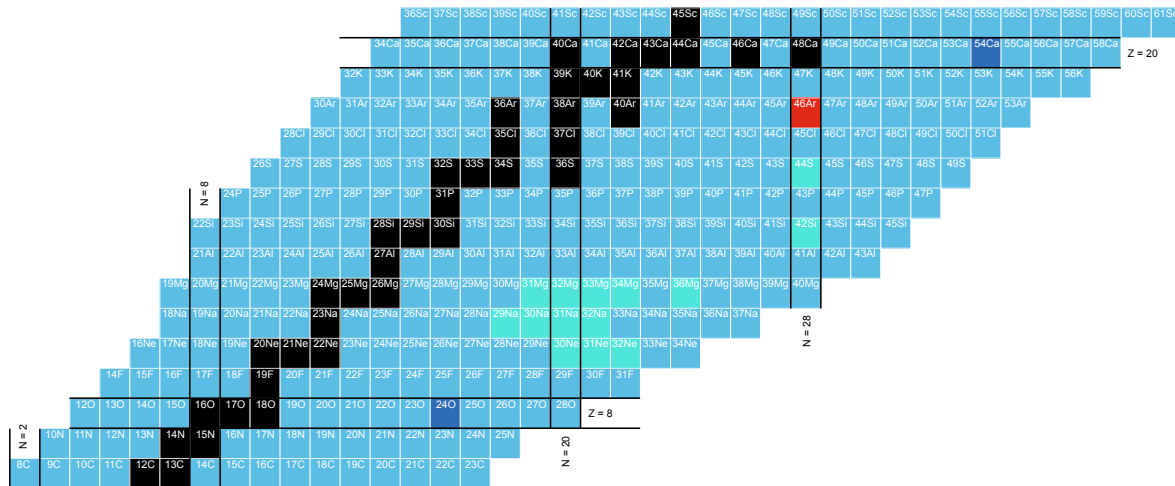


Abbildung 1.1: Ausschnitt aus der Nuklidkarte für Nuklide zwischen $Z=6$ und $Z=21$, wobei die Protonenzahl Z nach oben und die Neutronenzahl N nach rechts aufgetragen ist. Die Isotope in schwarz sind die stabilen Konfigurationen, in blau die instabilen. Die schwarzen Linien grenzen die klassischen magischen Zahlen ein, mehr dazu im Text.

$A=40$ um einen stabilen Kern. Diese liegen auf der Nuklidkarte im Tal der Stabilität (schwarz markierte Isotope in Abbildung 1.1). Erst sehr massereiche Kerne weichen hiervon erheblich ab. Außerhalb des Tals der Stabilität existieren auch instabile Kerne, die ein extremes Verhältnis von Protonen zu Neutronen aufweisen. Diese können zu stabileren Kernen über Aussendung von α - oder β -Strahlung, sowie Elektroneneinfang oder spontaner Spaltung zerfallen.

1.2 Das Schalenmodell

Bei einem Atomkern handelt es sich um ein Vielteilchensystem von A Nukleonen, welches von folgendem Zweikörper-Hamilton-Operator näherungsweise beschrieben werden kann:

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^A V_{ij}. \tag{1.1}$$

Hierbei ist T_i die kinetischen Energie für jedes Teilchen i und V_{ij} das Wechselwirkungspotential zwischen zwei Nukleonen i und j . Ab-initio Vorhersagen sind bisher nur für leichte Kerne durchführbar, werden im Zuge des Wachstums der Computerleistung aber in absehbarer Zeit auch für Kerne mit 50-100 Nukleonen möglich sein, auch in Bezug auf die Drei- und Viel-Körper-Kräfte ([4] und dort aufgeführte Referenzen).

Hier kommt das Schalenmodell ins Spiel. Dieses nimmt an, dass die Nukleonen sich unabhängig voneinander in einem mittleren Feld U_i bewegen, welches sie selbst erzeugen. Somit lässt sich der Hamiltonoperator wie folgt umschreiben:

$$H = \sum_{i=1}^A (T_i + U_i) + \sum_{i<j}^A V_{ij} - \sum_i^A U_i = H_0 + V_R \quad (1.2)$$

H_0 beschreibt hier die Bewegung eines einzelnen Teilchens, unabhängig von den anderen, im mittleren Potential U_i . V_R ist die Restwechselwirkung, welche damit die übrigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen beinhaltet. Damit ist es möglich die Schrödingergleichung für H_0 zu lösen, wenn man ein passendes Potential für das mittlere Kernpotential wählt. Als einfache Annahme kann das Potential des harmonischen Oszillators herangezogen werden (siehe Abbildung 1.2 links). Dieses Potential gibt einige der im Experiment gemessenen stabilen Schalenabschlüsse wieder, jedoch nur bis N bzw. $Z=20$. Wird zusätzlich ein l^2 -Term eingeführt, womit dies näherungsweise ein Woods-Saxon Potential beschreibt, und dazu noch ein Spin-Bahn-Term hinzugefügt, ist es möglich durch Lösung der Schrödingergleichung die bekannten magischen Zahlen für stabile Kerne zu reproduzieren.

Diese geben besonders stabile Konfigurationen des Kerns wieder und sind vergleichbar mit den Edelgasen für das Schalenmodell in der Atomphysik. Diese magischen Zahlen beschreiben Schalenabschlüsse; hier ist eine Schale voll besetzt und der Abstand bis zum nächsten freien Orbital der darüber liegenden Schale ist besonders groß. Dies bedeutet, es muss besonders viel Energie aufgewandt werden um ein oder mehrere Nukleonen in die nächst höhere Schale zu heben.

Die magischen Zahlen liegen bei 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126 Nukleonen, wobei zwischen den harmonischen Oszillator-Schalenlücken (2, 8 und 20) und den Spin-Bahn-Wechselwirkung-Schalenlücken (28, 50, 82 und 126) unterschieden werden kann [5]. In Abbildung 1.2 sind die magischen Zahlen rechts eingekreist eingezeichnet. Zwischen den Schalenabschlüssen für die magischen Zahlen liegen diverse Unterniveaus, die Orbitale. Gemeinhin werden die Gruppen von Orbitalen zwischen den magischen Schalenabschlüssen als Schalen bezeichnet, z.B. der sd-Schale zwischen 8 und 20 Nukleonen und der fp-Schale zwischen 20 und 40 Nukleonen. Die Orbitale werden charakterisiert über drei Quantenzahlen nlj : n der Radialquantenzahl, l dem Bahndrehimpuls (wobei s für $l=0$ steht, p für $l=1$, d für $l=2$, f für $l=3$...) und der Kopplung von Bahndrehimpuls und Spin $j = l \pm \frac{1}{2}$, dem gesamten Drehimpuls. Da jeder Zustand mit einem Gesamtdrehimpuls j im Bezug auf m_j , der magnetischen Quantenzahl $2j+1$ -fach entartet ist, kann dieser nach dem Pauliprinzip mit je $2(2j+1)$ Fermionen, Protonen als auch Neutronen, besetzt werden.

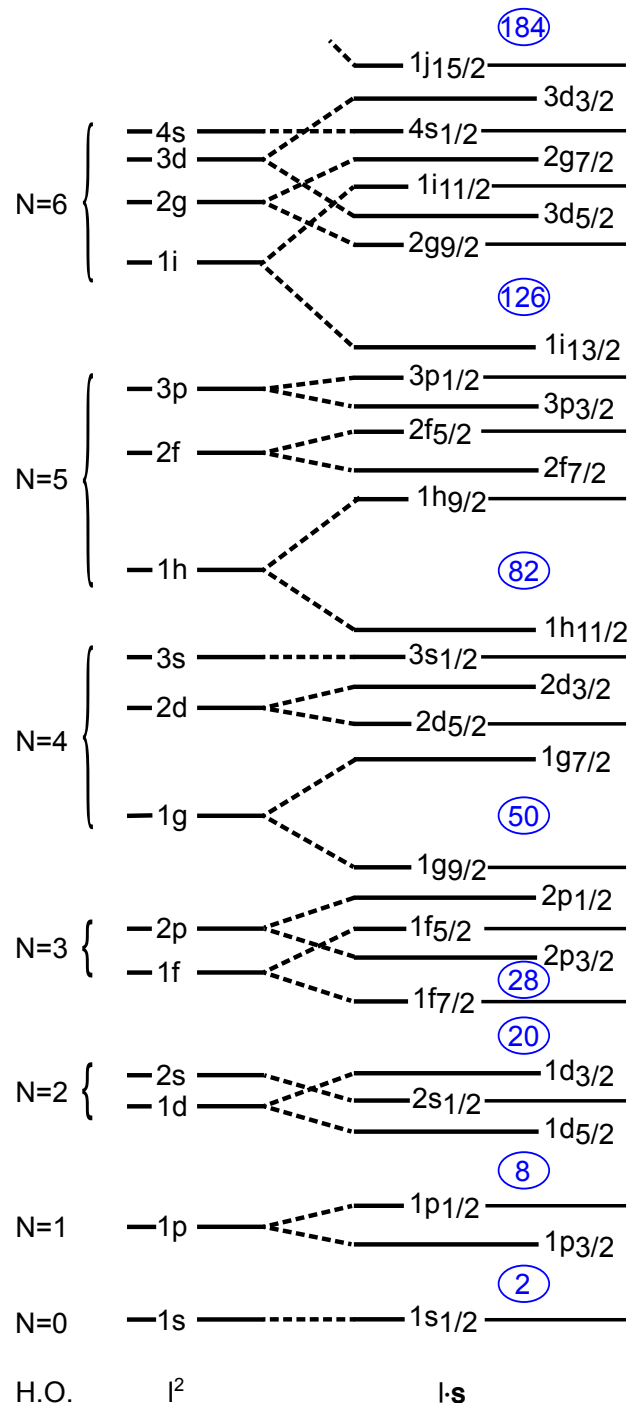


Abbildung 1.2: Von links nach rechts ist hier aufgetragen: die Einteilchen-Energien für den harmonischen Oszillator, für denselben mit einem l^2 -Ergänzungsterm und ganz rechts für den harmonische Oszillator mit l^2 - und Spin-Bahn-Term $l \cdot s$.

Im Fall eines festen, doppelt-magischen *cores* und mehreren Valenznukleonen in der obersten Schale, können diese unterschiedliche Konfigurationen bilden. Hierbei wird üblicherweise folgende Schreibweise verwendet: für die Neutronen $(\nu n l j)^\alpha$ und $(\pi n l j)^\beta$ für Protonen, mit Angabe der Besetzungszahl des jeweiligen

Orbitals durch α und β . Zur einfacheren Erklärung wird nun nur eine Nukleonsorte betrachtet. Befinden sich zum Beispiel vier Valenznukleonen in dem ($f_{7/2}$)-Orbital, können diese zu einem Gesamtdrehimpuls von $I = 0, 2, 4, 6$ koppeln. Die voneinander abweichenden Energien der Zustände sind der Restwechselwirkung zuzuschreiben [1]. Diese vier Valenznukleonen können auch über mehrere Valenzorbitale verteilt sein, wobei die verschiedenen Möglichkeiten der Anordnung in den Orbitalen als Konfigurationen bezeichnet werden. Ein gemessener Zustand liegt somit im Normalfall als Mischung mehrerer Konfigurationen, sogenannter Einteilchenzuständen vor.

Mithilfe diverser Schalenmodellprogramme wie Antoine [6] oder NUSHELLX [7] ist es möglich Aussagen über Energie, Spin und Drehimpuls der angeregten Zustände des Kerns zu treffen sowie Informationen über Übergangsstärken zwischen den Zuständen zu extrahieren. Hierfür ist die Auswahl eines passenden festen Cores (idealerweise doppelt-magisch) von großer Bedeutung, sowie welche Einteilchenorbitale besetzt werden dürfen und damit ein vordefinierter Valenzraum für die Valenznukleonen. Ein zweiter wichtiger Punkt ist die Wahl eines geeigneten Wechselwirkungspotentials für den zu betrachtenden Kern. Dies bedeutet, dass es immer einen Core-Nukleus gibt, der im Idealfall doppelt magisch ist und die übrigen Nukleonen als Valenznukleonen betrachtet werden. So müssen im Allgemeinen nur die Wechselwirkungen der Valenznukleonen untereinander und mit dem Core berechnet werden.

1.3 Abweichungen vom Schalenmodell

In den letzten Jahrzehnten ist bekannt geworden, dass die magischen Zahlen des Schalenmodells nicht für alle Regionen der Nuklidkarte gelten (siehe Abbildung 1.1). Je weiter man zu exotischen Kernen geht, zu den Kernen mit extremen N/Z -Werten und weg von den stabilen Isotopen, desto eher können die bekannten Schalenabschlüsse verschwinden und auch Neue entstehen. Dies wurde zunächst an ^{24}O experimentell nachgewiesen, einem überraschenderweise doppelt-magischen Kern, womit in dieser Region ein neuer Schalenabschluss für $N=16$ gefunden wurde [8]. Dieses Abweichen von der bis dato als vorhersagbar angesehenen Abbruchkante, kann heute durch den Beitrag von Drei-Körperkräften erklärt werden [9]. Ein weiteres prominentes Beispiel ist ^{54}Ca , wo ein neuer Schalenabschluss bei $N=34$ nachgewiesen wurde, nachdem diesem eine jahrelange Diskussion vorausgegangen war ([10], sowie die darin erwähnten Quellen). Ein Verschwinden der Schalenlücke von $N=20$ für exotische Kerne geschieht zum Beispiel in der sogenannten Insel der Inversion um ^{32}Mg . Begründet wird dieses Verhalten durch Anteile des Monopol-Teils der Restwechselwirkung

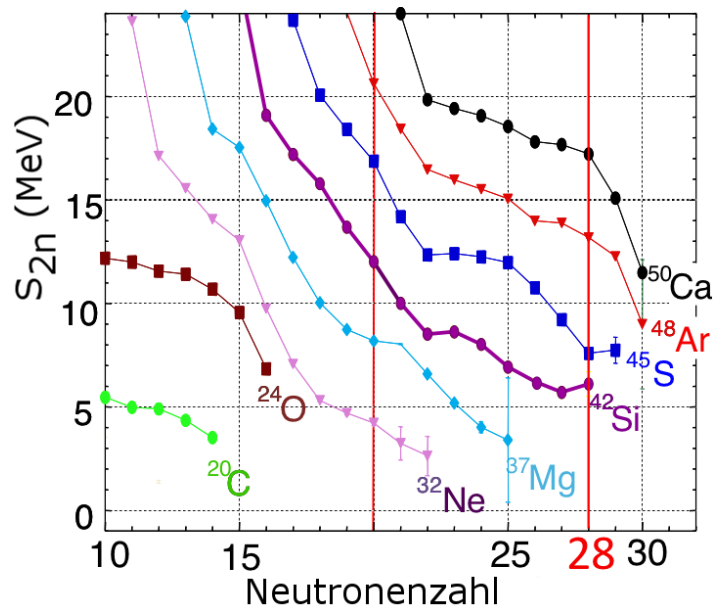


Abbildung 1.3: Der Verlauf der Zwei-Neutronen-Separationsenergie S_{2n} aufgetragen gegen die Neutronenzahl für verschiedene Isotope geradzahlig in Z . Hier ist ein steiler Abfall der S_{2n} für $N=20$ und $N=28$ für die Ca-Isotope ersichtlich, sowie ein Abweichen von diesem Verhalten für die Mg und Ne bei $N=20$ und für S und Si bei $N=28$. (Abbildung aus [5])

wie der Tensorkraft, mehr dazu im weiteren Verlauf dieses Kapitels, sowie ausführlicher in [11; 12].

Über verschiedene mit Experimenten zugängliche Observablen ist es möglich Vergleiche mit Modellen anzustellen und somit letztendlich Rückschlüsse über die Güte von Näherungen im Modell, isospinabhängige Änderungen und Wechselwirkungen zu untersuchen, sowie Aussagen über noch nicht vom Experiment zugängliche Regionen der Nuklidkarte treffen zu können. Einige solcher experimenteller Observablen, um die Lage der Schalenabschlüsse und damit der magischen Zahlen anzuzeigen, sind zum einen die Zwei-Neutronenseparationsenergie S_{2n} (siehe Abbildung 1.3), die Energie des 2_1^+ -Zustands $E(2_1^+)$ (siehe Abbildung 1.5) und die relative Übergangsstärke $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ des Grundzustands 0_1^+ in den 2_1^+ -Zustands des Kerns mit gerader Protonen- sowie gerader Neutronenzahl (gg-Kern). In Abbildung 1.4 ist der Verlauf letzterer gegen die Neutronenzahl von gg-Kernen gezeigt. Die drei oben erwähnten Observablen werden im Folgenden am Beispiel von Calcium in der Region zwischen $N=20$ und $N=28$ genauer diskutiert. Da die Calcium-Isotope mit $Z=20$ immer einfach magisch sind und für $N=20, 28$ doppelt-magisch, ist hier das nachstehend beschriebene Verhalten besonders gut ausgeprägt.

Wird die Zwei-Neutronen-Separationsenergie gegen die Neutronenzahl aufgetragen (siehe Abbildung 1.3), nimmt diese nur leicht ab, je näher die Neutronenzahl

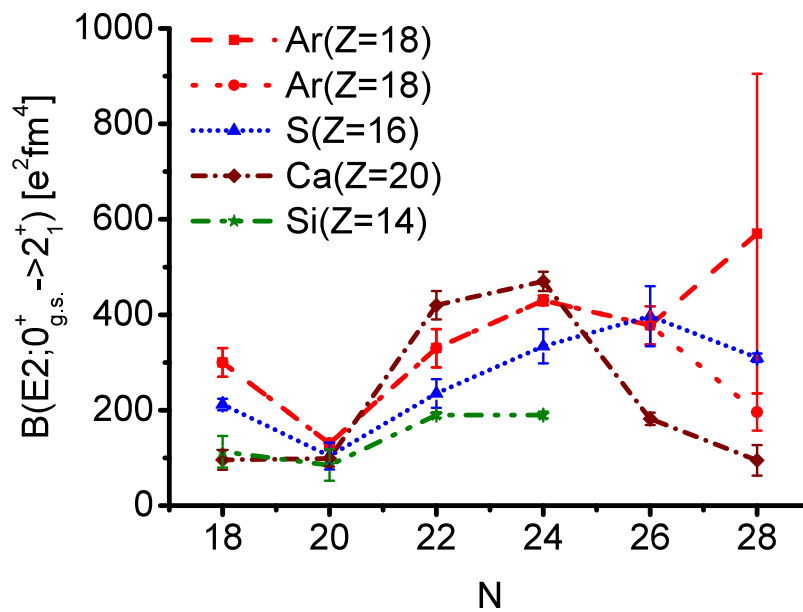


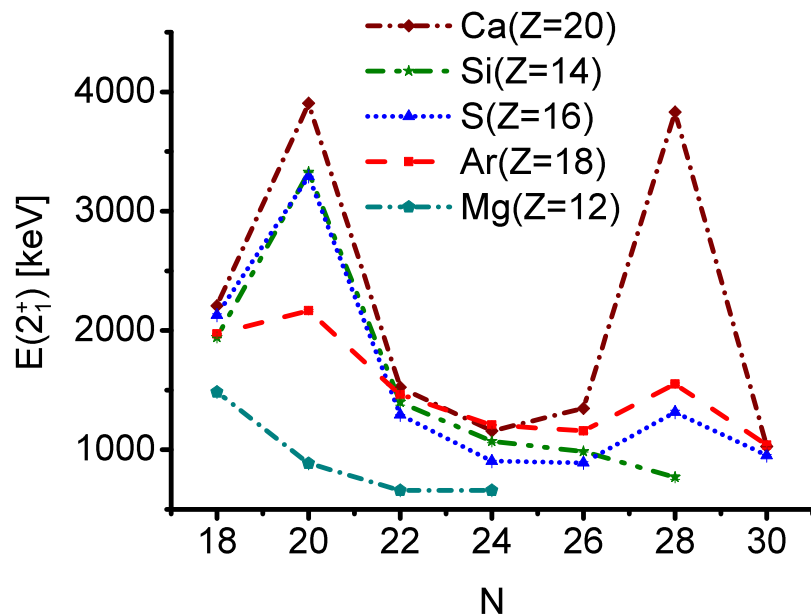
Abbildung 1.4: Die relative Übergangsstärke $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ des 2_1^+ -Zustands in den Grundzustand 0_1^+ des Kerns aufgetragen gegen die Neutronenzahl für die gg-Kerne mit $14 < Z < 20$. Für ^{46}Ar liegen zwei Werte vor, mehr Informationen diesbezüglich sind im Text zu finden. Die Werte stammen aus [14], für ^{44}Ar [15] und für ^{46}Ar [16; 17].

einer magischen Zahl kommt. Direkt nach dieser kommt es jedoch zu charakteristischen Sprüngen. Dies begründet sich dadurch, dass es im Fall einer komplett gefüllten Schale vergleichsweise schwerer ist zwei Neutronen zu entfernen, als wenn sich ein oder zwei zusätzliche Neutronen in einer höheren Schale befinden. Da diese Neutronen weniger stark gebunden sind, benötigt es weniger Separationsenergie diese zu entfernen. Somit beinhalten die Separationsenergien von Neutronen als auch Protonen Informationen über die äußersten Valenznukleonen und damit über gewisse Aspekte der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung [13].

Auch Sprünge in der relativen Übergangsstärke $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ des Grundzustands in den 2_1^+ -Zustand geben Aufschluss über die Schalenstruktur des Kerns. Der $B(E2)$ -Wert wird als Maß für die Anzahl der beteiligten Nukleonen am Übergang zwischen den Zuständen gesehen und beinhaltet damit auch Informationen über die Zusammensetzung der beteiligten Wellenfunktionen. Für magische Zahlen ist der $B(E2)$ -Wert recht klein, in der Mitte der Schale maximal groß. In Abbildung 1.4 suggeriert der Verlauf für ^{44}S eine Abnahme der Schalenlücke $N=28$, wohingegen der niedrige $B(E2)$ -Wert von ^{48}Ca mit $N=28$ und $Z=20$ einem guten Schalenabschluss entspricht. Die sich in dieser Abbildung widersprechenden $B(E2)$ -Werte für ^{46}Ar werden in Abschnitt 1.5 ausführlich erläutert.

Für die Energie des 2_1^+ -Zustands von gg-Kernen ist in Abbildung 1.5 zu sehen, dass diese hin bis zu den magischen Zahlen ansteigt und ab da wieder stark abfällt. Dies ist durch die große Schalenlücke zwischen dem letzten vollbesetzten Neutronenorbital und dem darüber liegenden, leeren (Valenz-)Orbital zu erklären. Somit wird besonders bei voll gefüllten Schalen viel Energie benötigt, um

Abbildung 1.5: Die Energie des 2_1^+ -Zustands aufgetragen gegen die Neutronenzahl für gg-Kerne mit $14 < Z < 20$. Es ist ein deutlicher Anstieg für die doppelt-magischen Kerne ^{40}Ca und ^{48}Ca zu sehen, sowie ein Anstieg bei ^{38}Ar , ^{36}S und ^{34}Si . Für die $N=28$ -Isotone ist dieser Anstieg jedoch nicht so ausgeprägt. Die Werte stammen aus [14], sowie für ^{34}Mg [24], für ^{36}Mg [25], für ^{38}Si [26], für ^{40}Si [27], für ^{42}Si [28], für ^{40}S [29], für ^{46}Si [30] und für ^{48}Ar [31].



einen 2_1^+ -Zustand zu bilden. Dieser kann nur durch die Anregung ein oder mehrere Nukleonen in die nächst höhere Schale gebildet werden. Daher ist dieser Wert vor allem für doppelt-magische Ca-Isotope sehr hoch.

Da ^{32}Mg zu den $N=20$ -Isotonen gehört, wird hier ein leichter Anstieg der 2_1^+ -Energie erwartet. Das Fehlen des Anstiegs (siehe Abbildung 1.5) lässt auf einsetzende Kollektivität für diesen Kern schließen. ^{32}Mg ist Teil der sogenannten Insel der Inversion (*island of inversion*). In dieser Region wurden schon vor Jahrzehnten durch Messungen und Rechnungen Anzeichen für eine Abnahme der Schalenlücke $N=20$ zwischen der *sd*- und der *fp*-Schale gefunden [18; 19] und einen deformierten Grundzustand von ^{32}Mg [20]. Niedermaier et al. konnten nachweisen, dass im Grundzustand eine deformierte Intruderkonfiguration überwiegt [21]. Das erst in den letzten Jahren durchgeführte Experiment von Wimmer et al. [22; 23] konnte den deformierten Grundzustand bestätigen sowie einen angeregten sphärischen 0_2^+ -Zustand nachweisen, womit die Existenz von Intruderkonfigurationen innerhalb der *island of inversion* untermauert werden konnte. Auch die Region für die exotischen $N=8$ und $N=40$ Isotone werden als Inseln der Inversion bezeichnet [5]. Für die $N=20$ Region erstreckt sie sich auf die umliegenden Isotope von Magnesium, Natrium und Neon. Es sind jedoch keine genauen Grenzen festgelegt.

Ein sphärischer Kern, wie dies z.B. für die einfach- oder doppelt-magischen Kerne allgemein der Fall ist, hat eine Grundzustandskonfiguration bei welcher alle Schalen bzw. Orbits sukzessive aufgefüllt wurden und die Nukleonen bei gg-Kernen in Paaren vorliegen. Somit sind die Valenzorbitale, damit sind alle Orbitale über

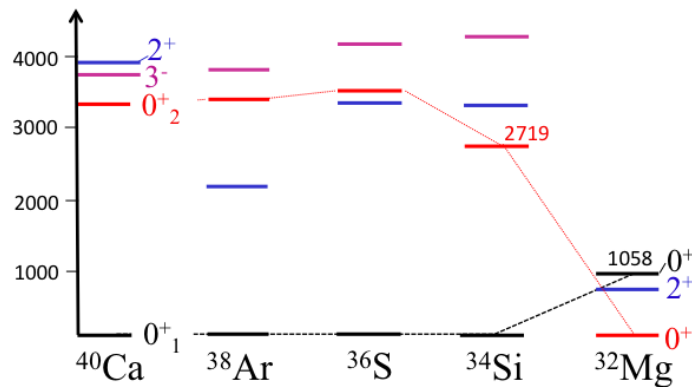


Abbildung 1.6: Verlauf der 0_1^+ -Energien der Grundzustände (in schwarz) und 0_2^+ (in rot) der N=20-Isotone für die gg-Kerne Ca, Ar, S, Si und Mg (aus [5]). Zwischen ^{34}Si und ^{32}Mg kommt es zu einer abrupten Umkehrung der $0p0h$ - und der $2p2h$ -Konfiguration, mehr hierzu im Text.

dem letzten besetzten gemeint, leer. Werden nun ein oder mehrere Nukleonen über diese Schalenlücke zwischen dem letzten besetzten Orbital und dem ersten Valenzorbital gehoben, kann dies eine deformierte Konfiguration bedeuten. Für die im Rahmen dieser Arbeit angesprochenen Fälle werden üblicherweise zwei Teilchen in das nächst höhere Valenzorbital gehoben, sodass man hier von einer $2p2h$ -Konfiguration spricht. Dies bedeutet, dass es zwei Teilchen (p) in einer höheren Schale gibt und dabei zwei Leerstellen (h) in der unteren Schale verbleiben. Die Energie die dafür benötigt wird zwei Teilchen über die Schalenlücke zu heben, entspricht dem doppelten der Energie für ein Teilchen abzüglich der Energie, die diese Teilchen aufgrund der Korrelationen untereinander, sowie der Leerstellen miteinander, gewinnen. Wie bereits angesprochen, besteht ein gemessener Zustand aus einer Mischung von Einteilchenzuständen. So kann, wie in dem hier vorliegenden Fall von ^{32}Mg , der Grundzustand als auch der 0_2^+ -Zustand aus einer Mischung von Neutronen $0p0h$ und $2p2h$ -Konfigurationen vorliegen. Diese Mischung wird repräsentiert durch $0_{g.s.}^+ = \alpha|(sd)\rangle + \beta|(fp)\rangle$ und $0_2^+ = -\beta|(sd)\rangle + \alpha|(fp)\rangle$, wobei $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ gilt [13].

Die Bezeichnung Insel der Inversion stammt von einer Umkehrung der Orbitalabfolge. Dies passiert aufgrund des Proton-Neutron-Monopolteils der Tensorkraft [32] und führt zu Intruderorbitalen. Als Tensorkraft wird die Wechselwirkung zwischen den Proton- und Neutron-Wellenfunktion bezeichnet, die maximal wird, wenn diese die selben n und l Werte haben sowie eine unterschiedliche Spinorientierung bezüglich l aufweisen [5; 9; 32]. Intruderorbitale bezeichnen nun Orbitale die aus der nächst höherliegenden Schale soweit nach unten rutschen, dass sie mit den Orbitalen der darunterliegenden Schale konkurrieren. So kann es wie in ^{32}Mg vorkommen, dass zwei Neutronen aufgrund der reduzierte Größe

der Schalenlücke und der zusätzlichen Energie durch Quadrupolkorrelationen von der sd-Schale in die fp-Schale gehoben werden. Eine solche Konfiguration bildet in ^{32}Mg den Grundzustand, obwohl für ^{32}Mg mit $N=20$ ein überwiegend sphärischer ($0p0h$) Grundzustand erwartet werden würde. Ein deformierter Grundzustand und ein 0_2^+ bei 1058keV wurde von Wimmer et al. [22; 23] gemessen. Gibt es für einen Kern einen recht niedrig liegenden 0_2^+ -Zustand und dieser steht für eine andere Konfiguration als der Grundzustand, so wird dies aufgrund des energetisch nahe beieinanderliegenden Auftretens von sphärischer und deformierter Konfiguration als Formkoexistenz bezeichnet. Die Umkehrung für die sphärische zur deformierten Konfiguration des 0_1^+ und 0_2^+ wird in Abbildung 1.6 in Abhängigkeit von der Neutronenzahl N genauer verfolgt. Es ist klar zu sehen, dass die sphärische ($0p0h$) Konfiguration in schwarz für die $N=20$ -Isotone ^{40}Ca bis zu ^{34}Si den Grundzustand ausmacht, es dann jedoch zu einer Umkehrung mit der deformierten ($2p2h$)-Konfiguration (in rot) kommt und diese für ^{32}Mg den Grundzustand bildet.

1.4 Die Region unterhalb ^{48}Ca ($N=28$)

Um den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kern ^{46}Ar einordnen zu können, wird nun ein Überblick über die Region $N=28$ unterhalb von ^{48}Ca gegeben (siehe Abbildung 1.7). Der $N=28$ Schalenabschluss wird durch den starken Anteil der Spin-Bahn-Wechselwirkung im $f_{7/2}$ -Orbital verursacht und führt so durch einen großen Abstand zum nächsten Orbital zu der magischen Zahl 28. Aus Abbildung 1.2 ist ersichtlich, dass hierbei zwei Orbitale, $1f_{7/2}$ und $1p_{3/2}$ mit gleicher Parität von dieser Schalenlücke separiert werden. Jedoch ist nicht nur die Spin-Bahn-Wechselwirkung für diese Aufspaltung der beiden erwähnten Orbitale verantwortlich, sondern die Größe dieser Schalenlücke ist zusätzlich von Faktoren wie der Tensorkraft und Komponenten der Drei-Körper-Kraft beeinflusst [33].

Die $N=28$ -Isotone unterhalb von ^{48}Ca zeigen sehr unterschiedliches Verhalten, bis zum gänzlichen Abweichen vom erwarteten Verhalten einfach-magischer Kerne. Daher sind die $N=28$ Isotone ein idealer Bereich der Nuklidkarte, um die Entwicklung der magischen Zahlen vom Tal der Stabilität hin zur Abbruchkante zu untersuchen. Für ^{44}S wurde bereits von Glasmacher et al. [34] und Sohler et al. [35] ein deformierter Grundzustand, sowie eine prolat-sphärische Formkoexistenz vorgeschlagen [36]. Mit neuere Messungen an GANIL [37] und NSCL [38] konnten das bis dato bekannte Levelschema erweitert und somit bei ^{44}S eine dreifache Konfigurationskoexistenz nachgewiesen werden, welche einer null-, ein- sowie zweifachen Neutronen-Loch-Anregung über die $N=28$ Schalenlücke entspricht.

47Sc	48Sc	49Sc	50Sc	51Sc
46Ca	47Ca	48Ca	49Ca	50Ca
45K	46K	47K	48K	49K
44Ar	45Ar	46Ar	47Ar	48Ar
43Cl	44Cl	45Cl	46Cl	47Cl
42S	43S	44S	45S	46S
41P	42P	43P	44P	45P
40Si	41Si	42Si	43Si	44Si
39Al	40Al	41Al	42Al	43Al
38Mg	39Mg	40Mg		
37Na				

$N = 28$

Abbildung 1.7: Ausschnitt aus der Nuklidkarte für Nuklide um $N=28$, wobei die Protonenzahl Z nach oben und die Neutronenzahl N nach rechts aufgetragen ist. Die schwarzen Linie grenzt die magische Zahl $N=28$ ein.

Ältere sowie aktuelle Experimente zu ^{42}Si [26; 28; 39] konnten eine sehr kleine Energie des 2^+ -Zustands von 742 keV nachweisen. Unterstützt werden diese Messungen von Schalenmodellrechnungen (siehe hierzu [26; 39] und Referenzen darin). Dieses starke Absinken der 2^+ -Energie ist ein Indiz dafür, dass für $Z=14$ die Schalenlücke bei $N=28$ verschwindet. Ein recht hoher Wert von $R_{4/2} = 2,93$ [26] für ^{42}Si weist auf einen gut-deformierten Rotor-Kern hin, wobei $R_{4/2}$ das Verhältnis der Energien des 4^+ -Zustands zum 2^+ -Zustand darstellt. Bei einem idealen sphärischen, vibrierendem Kern wird ein $R_{4/2} = 2,00$ erwartet, für einen idealen starren, rotierenden Körper $R_{4/2} = 3,33$ [13]. Somit repräsentiert dieser Quotient aus der Energie des 4^+ zur Energie des 2^+ den Charakter der Quadrupolkollektivität.

Begründet wird dieses Aufweichen der bisherigen magischen Zahl $N=28$ bei nur vier Valenzprotonen unterhalb von ^{48}Ca durch die Reduktion der $N=28$ Schalenlücke, wenn das Neutronenorbital $f_{7/2}$ gefüllt wird und dadurch die Protonenorbitale $d_{3/2}$ und $s_{1/2}$ näher zusammen kommen. Ein weiterer Grund ist das gleichzeitige Verschwinden der $Z=14$ und $Z=16$ Unterschalenabschlüsse von $N=20$ bis $N=28$ [33]. Bastin et al. [28] schreiben, dass das Verschwinden des $N=28$ Schalenabschlusses zum einen ein Resultat der p-n-Tensorkraft ist, zum anderen die Quadrupolsymmetrie die Anregungen über $Z=14$ und $N=28$ bevorzugt, aufgrund der gleichen Parität der Orbits. $N=20$ ist dagegen recht robust gegen Quadrupoldeformationen, da sich die Parität der Orbitale hier von $d_{3/2}$ zu $f_{7/2}$ ändert. Dadurch, dass diese Orbitale für $N=28$ stark durch Quadrupolwechselwirkung verbunden sind, reicht schon wenig Anregungsenergie um eine permanente Quadrupoldeformation zu bewirken.

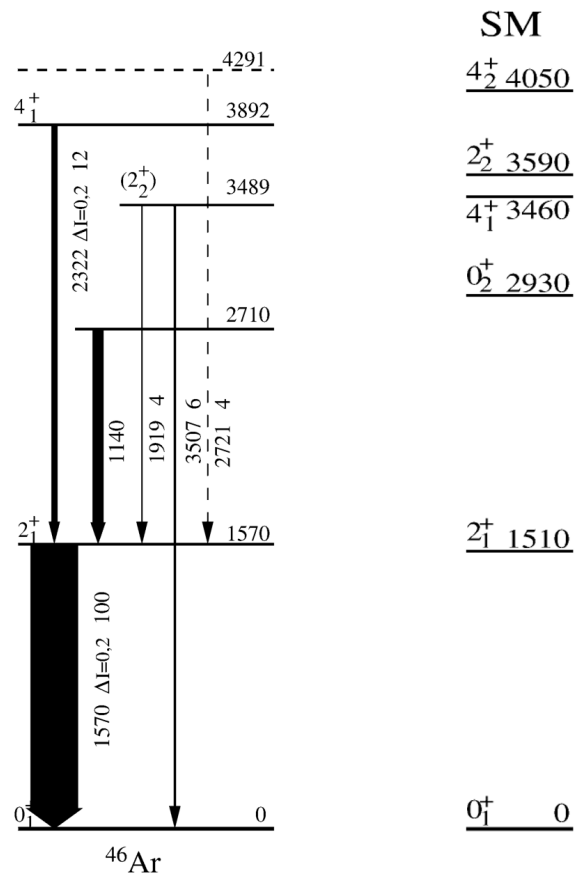


Abbildung 1.8: Das durch Dombrádi et al. 2003 aufgestellte Niveauschema für ^{46}Ar [40]. Eingezeichnet sind die beobachteten γ -Übergänge, wobei die Breite der Pfeile die relative Intensität wiedergibt. Auf der rechten Seite im Vergleich dazu Schalenmodell-Rechnungen. Diese wurden mit der von Nummela et al. [41] beschriebenen Wechselwirkung im sd-fp Konfigurationsraum durchgeführt (Abbildung aus [40]).

1.5 ^{46}Ar

Auf den in obiger Aufzählung nicht näher betrachteten Kern ^{46}Ar , zwei Protonen unterhalb von ^{48}Ca , wird nun im Folgenden ausführlicher eingegangen. In den Abbildungen 1.8 und 1.9 werden zwei der Messungen zu ^{46}Ar vorgestellt. Das durch Dombrádi et al. 2003 [40] aufgestellte Niveauschema in Abbildung 1.8 wurde durch *in-beam*- γ -Spektroskopie mit 74 BaF₂- und drei segmentierten Germanium-Detektoren bestimmt. Die ^{46}Ar -Strahlteilchen wurde durch Fragmentation eines ^{48}Ca -Strahls an einem dünnen ^9Be -Target erzeugt und die gewünschten Isotope mit dem Energieverlust-Spektrometer SPEG an GANIL, Frankreich identifiziert. Die Zuordnung der Spins war möglich aufgrund der Messung von γ -Winkelverteilungen. Dem Zustand bei 2710 keV wurde von Dombrádi aufgrund des Vergleichs mit Schalenmodellrechnungen ein Gesamtdrehimpuls $J = 0$ zugeordnet und eine Neutronen 2p2h-Konfiguration wird erwartet.

Die Zuordnung der gemessenen γ -Energien zu den Zuständen in Abbildung 1.8 basieren für die γ -Energien 1570 keV auf den bis dato durchgeführten Messungen des Übergangs vom 2_1^+ zum 0_1^+ -Grundzustand, die bei 1554(26) keV und 1577(1) keV [42; 43] liegen. Die γ -Energie 1140 keV wurde aufgrund einer Koinkidenz mit der 1570 keV Linie über diese gesetzt, wie auch die γ -Energien

bei 1919 keV und 2322 keV. Demzufolge ergeben sich dann die Zustände mit den Energien 3892 keV und 3489 keV, dem auch ein Grundzustandsübergang mit 3507(16) keV zugeordnet wurde. Darüber hinaus wurde der 2721(10) keV-Übergang vorläufig auch in Koinzidenz zum Übergang vom 2_1^+ in den Grundzustand gesetzt. Aus der Winkelverteilung der 2322 keV-Linie kann dem Zustand bei 3892 keV Gesamtdrehimpuls und Parität von $J^\pi = 4^+$ zugewiesen werden. Dies ermöglicht über das Verhältnis $R_{4/2} = 2,47$ eine Einordnung als Mischung aus Rotator- und Vibratorkern. Dem gemessene Zustand bei 2710 keV wurde aufgrund von Schalenmodell- [41] und *angular momentum projected generator coordinate* Methode (GCM)-Rechnungen [44] vorläufig $J^\pi = 0^+$ zugeordnet (siehe Abbildung 1.8).

Eine weitere Messung wurde durchgeführt von Riley et al. [45], bei dem tiefliegende Zustände von ^{46}Ar über Protonenstreuung in inverser Kinematik an einem dicken Target untersucht wurden. Dabei wird ein ^{48}Ca -Strahl mit einer Strahlenergie von 110 AMeV an einem ^9Be -Target fragmentiert und die ^{46}Ar -Kerne mit dem Fragmentseparator A1900 separiert. Anschließend trifft der ^{46}Ar -Sekundärstrahl mit einer Energie von 76,4 AMeV auf Targets aus Polypropylene und Graphit. Das Magnetspektrometer S800 wurde benutzt um die Strahlteilchen zu identifizieren und deren Streuwinkel zu bestimmen. Die γ -Energien aus der Abregung wurden in diesem Experiment mit SeGa, einem Array aus 15 je 32-fach segmentierten, hochreinen Germaniumdetektoren an NSCL, Michigan, USA gemessen und sind in Abbildung 1.9 dargestellt. Die 1558 keV-Linie wurde aufgrund bekannter Messungen [16; 40; 42; 46] zugeordnet. Die γ -Energien 2307 keV und 2692 keV wurden aufgrund der Übergänge bei 2322 keV und 2710 keV und ihrer Koinzidenz zum 1558 keV-Übergang in [40] dementsprechend im Niveauschema eingeordnet. Die Kaskade von 1558 keV, 2307 keV und 1118 keV wurde durch eine dreifache Koinzidenz belegt. Die übrigen Übergänge konnten aufgrund ihrer Summenenergie zugeordnet werden, sowie die γ -Energie von 2530 keV im Vergleich zu [46]. Die Zuordnung des Kernspins und der Parität der Zustände erfolgte aufgrund von Folgerungen aus der Stärke der Bevölkerung des Zustandes bei 4982 keV und bei 3866 keV durch eine Winkelverteilung der detektieren γ -Quanten mit einer Energie von 2307 keV.

Mit Hilfe zweier sehr unterschiedlicher experimenteller Methoden (Coulomb-Anregung [16], *Recoil Distance Doppler Shift* (RDDS) [17]) war es möglich den Wert der relativen Übergangsstärke $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ zu bestimmen. Jedoch weichen diese Werte mit $218(31) e^2\text{fm}^4$ [16] und $570_{-160}^{+336} e^2\text{fm}^4$ [17] stark voneinander ab, siehe hierzu Abbildung 1.4. Der größere Wert würde auf ein Aufweichen des N=28 Schalenabschlusses schon bei ^{46}Ar hinweisen, wohingegen ein niedrigerer Wert für den Erhalt des N=28 Schalenabschlusses bei ^{46}Ar sprechen würde.

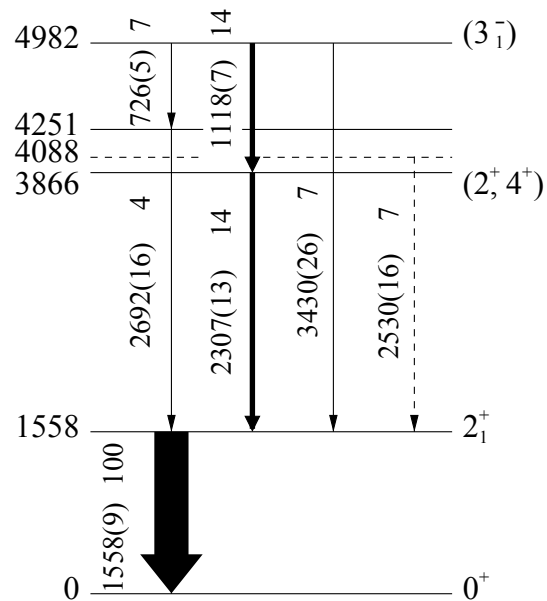


Abbildung 1.9: Von Riley et al. aufgestelltes Niveauschema [45], wobei die Pfeile die relative Intensität der jeweiligen γ -Energie repräsentieren (Abbildung aus [45]).

Transferreaktionen machen es möglich über die gemessene Winkelverteilung Aussagen über den transferierten Drehimpuls zu treffen, sowie über die Größe des Wirkungsquerschnitts, inwieweit in ein gemessener Zustand als reiner Einzelchenzustand vorliegt. Der Vorteil einer Zwei-Neutronen-Transferreaktion ist es nun, da ein Paar an Neutronen den Drehimpuls überträgt, dass durch Korrelationen dieser beiden Neutronen Teile der Wellenfunktionen zugänglich sind, die durch den Ein-Neutronen-Transfer aufgrund der hier fehlenden Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nicht erreichbar sind. Vor allem bieten (t,p)-Reaktionen den Vorteil, da das Neutronenpaar im Tritium zu $S=0$ koppelt, dass auch die Korrelation der zwei Neutronen im Endkern (Anfangskern + 2 Neutronen) überwiegend im Zustand mit Drehimpuls $l=0$ liegt [47]. Darüber hinaus ist es bei exotischen Kernen möglich, durch zwei zusätzliche Neutronen, Kerne näher an der Abbruchkante zu erreichen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es mithilfe einer Zwei-Neutronen-Transfer-Reaktion die Aussagen über die Entwicklung der $N=28$ -Isotope, insbesondere anhand von ^{46}Ar besser verstehen zu können [48]. Dies wäre möglich, wenn mit dem im Rahmen der Arbeit durchgeführten Experiment ein energetisch niedrig liegender angeregter 0^+ Zustand gefunden wird, welcher auf Formkoexistenz hinweist. Durch Informationen über vorher nicht bekannte angeregte Zustände des Kerns, wie die Lage des 0_2^+ -Zustands und das Mischen der 0^+ -Zustände ist es möglich auch weitere Aussagen über die Struktur des Kerns treffen zu können. Einblicke über ein beginnendes Einsetzen der Deformation bei ^{46}Ar zu gewinnen ist Ziel des Experiments, da bisherige Experimente dies nicht eindeutig klären konnten. Eine Transferreaktion mit zwei Neutronen ist für die Population angeregter 0^+ -Zustände prädestiniert und die Auswertung der Winkelverteilung der Protonen macht es möglich den gemessenen Zuständen Quantenzahlen zuzuordnen.

Die zugehörigen Reaktionsmechanismen und deren theoretische Beschreibung mittels der Streutheorie und ihrer Näherungen wird im nächsten Kapitel eingehender beleuchtet. Das darauffolgende Kapitel befasst sich mit dem Experimentaufbau und der Kombination unterschiedlicher Detektoren um sowohl die emittierte γ -Energie als auch die Energie der Ejektil-Teilchen winkelaufgelöst detektieren zu können. Im vorletzten Kapitel geht es um die Kalibration der Daten und deren Analyse bevor diese Ergebnisse dann im letzten Kapitel vorgestellt und diskutiert werden.

Experimenteller Zugang und Theorie

Dieses Kapitel klärt die Fragen wie die Struktur von Kernen durch Experimente zugänglich ist, was geeignete Reaktionen sind und warum Vergleiche zum Experiment mittels Streutheorie, im Besonderen durch die Näherung mit verzerrten Wellen (*distorted wave born approximation*, kurz: DWBA) möglich sind, sowie was daraus zu lernen ist. Die hier vorgestellte DWBA-Theorie basiert auf dem Buch von Thompson [49] und den ausführlichen Vorlesungsmaterialien von Moro [50]. Dort finden sich auch Herleitungen und ausführlichere Beschreibungen.

2.1 Kernreaktionen

Reaktionen mit exotischen Kernen werden meist in inverser Kinematik durchgeführt. Dies bedeutet, dass ein schwerer Projektilkern A auf einen leichten Targetkern b geschossen wird.



mit C dem schweren Ejektill und d dem leichten Rückstoßteilchen im Ausgangskanal. Um die Reaktion zu beschreiben wird oft folgende Schreibweise benutzt: A(b,d)C bzw. in der Kurzform als (b,d)-Reaktion bezeichnet.

Allgemein wird unterschieden zwischen elastischer und inelastischer Streuung sowie Breakup- oder Transfer-Reaktionen. Bei einer inelastischen Streuung wird im Gegensatz zur elastischen Reaktion der Target- oder Projektilkern angeregt. Dieser wird mit einem * markiert:



Die Differenz der kinetischen Energien vor und nach der Reaktion wird durch den Q-Wert der Reaktion festgelegt:

$$Q = [(m_A + m_b) - (m_C + m_d)]c^2. \quad (2.3)$$

Ein positiver Q-Wert lässt Energie während der Reaktion frei werden, welche als kinetische Energie oder Anregungsenergie in den Endprodukten auftritt. Ein negativer Q-Wert bedeutet, dass Energiezufuhr benötigt wird, um die Reaktion möglich zu machen. Im Fall einer inelastischen Reaktion muss der Q-Wert der Reaktion < 0 sein. So können Zustände bis zu einer Energie von $E_{cm} + Q$ angeregt werden, mit E_{cm} der Energie im Schwerpunktsystem. Das bedeutet, dass je höher die Strahlenergie des Projektils ist und je höher der Q-Wert, desto höhere angeregte Zustände können bevölkert werden. Aus dieser Art von Reaktion können Informationen über Kernspin und Parität des Übergangs in den angeregten Zustand gewonnen werden.

Bei einer Breakup-Reaktion wird einer der beiden Reaktionspartner aufgespalten in zwei oder mehrere Fragmente:



Der gegensätzliche Fall ist eine Transferreaktion. Dabei gehen ein oder mehrere Nukleonen eines Reaktionspartners auf den anderen über. Es wird unterschieden zwischen *Stripping*- und *Pickup*-Reaktionen, wobei *Stripping* das Abstreifen eines oder mehrerer Teilchen am Target meint, wohingegen *Pickup* das Aufnehmen eines oder mehrerer Teilchen von einem Targetkern bezeichnet. Für den Zwei-Neutronen-Transfer wie er im Rahmen dieser Arbeit behandelt wird sieht diese *Pickup*-Reaktion aus wie folgt:



wobei b den Targetkern repräsentiert und C der Ejektil-Kern ist, welcher aus A und zwei zusätzlichen Neutronen aufgebaut ist. Der Q-Wert für die im folgenden besprochene Zwei-Neutronen-Transferreaktion $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ ist $+ 4.7$ MeV.

Alle Reaktionstypen können durch die Zeitskala auf der sie stattfinden klassifiziert werden. Die meisten Reaktionen besitzen Anteile der im Folgenden erwähnten Reaktionsmechanismen: Compound-Kern-Reaktionen und direkte Reaktionen. Unter ersteren werden solche verstanden, die einen Compound-Zwischenzustand bilden. Dies passiert, wenn aufgrund eines im Vergleich zum Radius des Targetkerns kleinen Stoßparameters ein Strahlteilchen diesen Targetkern trifft. So ist es möglich, dass die Energie des einfallenden Teilchens an einem Nukleon streut und über Wechselwirkungen mit anderen Nukleonen die Energie komplett an den Targetkern übergeht. Die Energie löst jedoch nicht direkt ein Teilchen heraus, sondern es gibt in jedem Fall einen Zwischenzustand in dem das Strahlteilchen und der Targetkern verschmolzen sind, auch wenn dieser Zustand

nicht lange existiert bevor ein oder mehrere Nukleonen emittiert werden. Der Zeitraum in dem eine solche Reaktion stattfindet liegt bei $10^{-16} - 10^{-18}$ s [51].

Direkte Reaktionen im Vergleich dazu laufen um einiges schneller ab ($\sim 10^{-22}$ s). In dieser Art von Kernreaktionen interagiert das einfallende Teilchen hauptsächlich mit der Oberfläche des Targetkerns und wird über eine Wechselwirkung eines oder weniger Nukleonen durch den Projektilkern angeregt. Der Transfer eines Teilchens kann daher sehr schnell vonstatten gehen, wenn sich die Wellenfunktionen des Ausgangs- und Endzustands stark überlappen und somit nur wenig Umordnung im Kern passieren muss. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten (d,p)- und (t,p)-Reaktionen laufen als direkte Reaktionen ab. Direkte Reaktionen haben den Vorteil, dass die Winkelverteilung des emittierten Teilchens eine prägnantere Form hat und mit Hilfe von DWBA-Codes berechnet werden kann. Auf dieses Verhalten wird im Verlauf des Kapitels noch genauer eingegangen.

2.2 Winkelverteilung und differentieller Wirkungsquerschnitt

Wie bereits am Ende von Kapitel 1.5 angesprochen wird der ausgehende Rückstoßkern unter einem Winkel θ emittiert, dessen Verteilung ist abhängig von dem Orbital in welches das bzw. die Transferteilchen gesetzt werden. Dies macht es möglich, aus der Form einer Winkelverteilung der detektierten Teilchen Aussagen über den Drehimpuls des bevölkerten Zustands zu treffen. Dies wird in Kapitel 5 durch den Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Rechnungen ausführlich gezeigt. Um die Information über Spin und Parität der Zustände aus den Daten extrahieren zu können, muss die Winkelverteilung des leichten Rückstoßkerns der Reaktion bestimmt werden, um daraus den differentiellen Wirkungsquerschnitt berechnen zu können. Dieser gibt an, wie wahrscheinlich ein Teilchen in einen bestimmten Raumwinkel $d\Omega$ emittiert wird und ist abhängig von θ , dem Polarwinkel und ϕ , dem Azimutalwinkel. Er kann berechnet werden durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{\dot{N}(\theta, \phi)}{I_A \cdot n_T} \frac{1}{d\Omega} \quad (2.6)$$

mit $d\Omega$ dem Raumwinkelelement, \dot{N} der Zahl der emittierten Kerne pro Zeiteinheit, I_A der Strahlintensität und n_T der Anzahl der Reaktionspartner im Target pro cm^2 . Der Wirkungsquerschnitt hängt von der Streuamplitude $f_{\text{vorher,nachher}}$ ab

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = |f_{\text{vorher,nachher}}(\theta, \phi)|^2 \approx T_{\text{vorher,nachher}} \quad (2.7)$$

Hierbei ist $f_{\text{vorher,nachher}}$ die Streuamplitude und die Darstellung über die T-Matrix $T_{\text{vorher,nachher}}$, welche im nachfolgenden der Einfachheit halber als Streuamplitude bezeichnet wird [50]. Die theoretische Berechnung dieser wird in folgendem Abschnitt näher erläutert.

2.3 Streutheorie und DWBA

Um theoretische differentielle Wirkungsquerschnitte zu berechnen, werden Computerprogramme wie FRESCO [52] benötigt. In diesem Abschnitt wird ein kurzer Einblick in die Grundlagen dieser Berechnung gegeben. Zur Ergänzung wird auf ausführlichere Arbeiten [1; 47; 49] verwiesen, sowie Anhang B dieser Arbeit. Zunächst wird die Streutheorie besprochen, um dann auf den Spezialfall einer Transferreaktion im Rahmen der Näherung mit verzerrten Wellen (kurz: DWBA) genauer einzugehen.

Ziel der Streutheorie ist es, Einblicke in das Potential zwischen Projektil und Targetkern zu erhalten, welches von den Kräften im Kern stammt. So ist es möglich anhand von Modellen, welche man mit gemessenen Observablen abgleicht, Informationen über die Struktur, der an einer Reaktion beteiligten Kerne zu gewinnen, sowie die Dynamik der Reaktion zu verstehen. Diese messbaren Größen sind üblicherweise totale oder differentielle Wirkungsquerschnitte, welche abhängig vom Winkel bzw. der Energie der emittierten Kerne sind. Daher ist es das Ziel, im Rahmen der theoretischen Beschreibung der Reaktion diese Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Dies ist möglich durch das Lösen der Schrödingergleichung, um somit die Wellenfunktion des Systems zu erhalten. Hierfür wird ein Hamiltonoperator mit einem Potential $V(\mathbf{r})$ benötigt, welches alle beteiligten Wechselwirkungen beschreibt.

2.3.1 Das optisches Modell

Ein optisches Potential beschreibt die Streuung eines Projektils am Kern durch ein mittleres Potential $U(r)$, welches neben dem elastischen Anteil $V(r)$ auch einen Anteil hat, der die Absorption des Projektils beschreibt $W(r)$.

$$U(r) = V(r) + iW(r). \quad (2.8)$$

Der Absorptionsteil iW ist imaginär, so wie in der Optik die Absorption an einer trüben Fläche beschrieben wird, woher auch der Name stammt. Üblicherweise

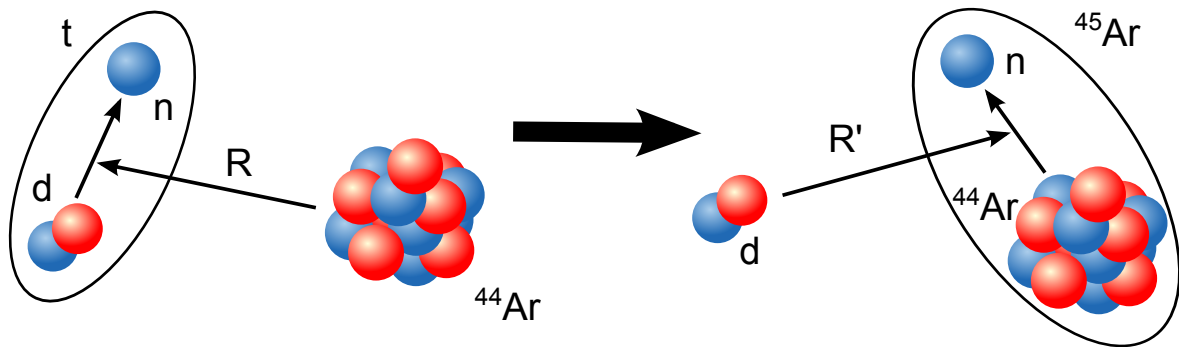


Abbildung 2.1: Eine schematische Darstellung des Eingangskanals auf der linken Seite und des Ausgangskanals auf der rechten. Für die durchgeführten FRESKO-Rechnungen ist die Wahl der Darstellung wichtig, aus deren Blickwinkel die Transfer-Reaktion betrachtet wird. Es ist der Ein-Neutronen-Transfer der Reaktion $^{44}\text{Ar}(t,d)^{45}\text{Ar}$ gezeigt.

wird für dieses attraktive Potential $V(r)$ zwischen zwei Nukleonen ein Woods-Saxon Potential herangezogen.

$$V(r) = \frac{-V_r}{1 + \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)} \quad (2.9)$$

mit V_r der Tiefe des Potentials, a_r dem Randdickenparameter, der die Ausdehnung des Potentialrands angibt (mit Werten zwischen 0,6–0,8 fm), r dem Radius der zwischen 1,0–1,3 fm liegt sowie dem Radius der beiden Kerne $R_r = r_r(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ mit r_r bei ungefähr 1,20–1,30 fm [50]. Zu dem Potential in Gleichung (2.8) wird zusätzlich ein Coulomb-Term V_C addiert sowie ein Oberflächen-Term V_D als auch ein Spin-Bahn-Term V_{so} (für ausführlichere Erläuterungen hierzu siehe [49]).

2.3.2 Die DWBA

Die allgemeine Transferreaktion



ist in Abbildung 2.1 schematisch für den Ein-Neutronen-Transfer angegeben. Hierbei steht v für das Valenzteilchen, das transferierte Neutron, a für das Deuteron und A für das Triton, sowie b für den ^{44}Ar -Kern und B für den ^{45}Ar -Kern.

Die folgenden Ausführungen sind aus [50] entnommen, um hier die verwendeten Näherungen genauer zu erläutern. Für die grundlegenden Schritte der Herleitung wird auf diese Referenz verwiesen. Eine der ersten Annahmen ist, dass der Transferanteil klein ist im Vergleich zum elastischen Reaktionskanal. Dieser,

sowie der inelastische Reaktionskanal, wird ausführlich in [50] erläutert. Eine der Fragen die sich der Anwender eines DWBA-Programms stellen muss, ist die Sicht aus welcher er die Streuung beschreiben möchte. Hier gibt es die Möglichkeit dies aus der Sicht des Eingangs- oder des Ausgangskanals zu betrachten (siehe hierzu Abbildung 2.1) wobei \mathbf{R} bzw. \mathbf{R}' hier der relativen Koordinate zwischen Projektil und Target in der Eingangs- bzw. Ausgangskanal-Darstellung entspricht. Die T-Matrix, welche dem Betragsquadrat der Streuamplitude entspricht, kann geschrieben werden als

$$T^{vorher} = \int \int \psi_{\mathbf{K}}^{(-)*}(\mathbf{R}', \mathbf{r}') (V - U) \chi^{(+)}(\mathbf{K}, \mathbf{R}) \Phi(\xi) d\xi d\mathbf{R} \quad (2.11)$$

mit V dem Wechselwirkungsterm, der zur Transferreaktion führt, $U(\mathbf{R}')$ dem optischen Potential der Projektil-Target Bewegung, sowie $\chi^{(+)}(\mathbf{K}, \mathbf{R})$, einer verzerrten Wellenfunktion, welche die Projektil-Target Bewegung im Potential $U(\mathbf{R}')$ beschreibt. Folgende Vereinfachung wird unter der Näherung mit verzerrten Wellen kurz DWBA verstanden:

$$\psi_{\mathbf{K}}^{(-)}(\mathbf{R}', \xi') \approx \chi'^{(-)}(\mathbf{K}', \mathbf{R}') \Phi(\xi). \quad (2.12)$$

mit $\chi'^{(-)}(\mathbf{K}', \mathbf{R}')$ der verzerrten Welle, welche die Streuung am Potential $U(\mathbf{R}')$ beschreibt und $\Phi(\xi)$ dem Produkt der inneren Zustände der Projektil- und der Target-Grundzustandswellenfunktion. Um diese oder die zugehörige hier nicht aufgeführte Gleichung für die Nachher-Darstellung zu lösen, werden die Vielteilchenwellenfunktionen ($\Phi(\xi)$ bzw. $\Phi'(\xi')$) der Anfangs- und Endkerne benötigt, sowie die Projektil-Target-Wechselwirkungen (V bzw. V'). Daher werden weitere Näherungen benötigt, um aus diesem Vielteilchenproblem ein einfacher lösbares, effektives Dreikörperproblem zu machen. Die Wellenfunktion der Ausgangskonfiguration wird aufgespalten in Wellenfunktionen für A und b (wie aus Abbildung 2.1 ersichtlich)

$$\Phi(\xi) = \Phi_A(\xi, \mathbf{r}) \phi_b(\xi'). \quad (2.13)$$

Mit der Vielteilchen-Wellenfunktion des Kerns A

$$\Phi_A(\xi, \mathbf{r}) = C_{va}^A \phi_a(\xi) \phi_v \psi_{av}(\mathbf{r}) + \Phi_A^C, \quad (2.14)$$

wobei $C_{va}^A \psi_{av}(\mathbf{r})$ die Überlapp-Funktion darstellt mit der normalisierten Wellenfunktion $\psi_{av}(\mathbf{r})$ sowie einer spektroskopischen Amplitude C_{va}^A . Die innere Wellenfunktion der Kerne a und v sind ϕ_a und ϕ_v . Da Φ_A^C die komplexe Konfiguration von A beschreibt und nur unerheblich zu der Transferreaktion beiträgt kann dieser Teil vernachlässigt werden. Die Überlapp-Funktionen $\psi_{av}(\mathbf{r})$ können näherungsweise durch die Eigenzustände des Zweikörper-Hamiltonoperators mit V_{av} , der

Wechselwirkung zwischen α und ν beschrieben werden. Während der Reaktion können die Wechselwirkungen zwischen den Kernen α , b und ν alleinig durch $V_{b\nu}$ und U_{ab} beschrieben werden, mit U_{ab} dem optischen Potential, das die mögliche Anregung der Kerne beschreibt.

Für den Eingangskanal sieht die Wechselwirkung zwischen den Reaktionspartnern (beispielsweise A dem Projektil und b dem Targetkern) V_{Ab} nun wie folgt aus:

$$V - U = V_{\nu b} + U_{ab} - U_{bA} \equiv V_{\text{vorher}} \quad (2.15)$$

wobei $V_{\nu b}$ das Potential bezeichnet, welches das Transferteilchen ν an den Kern b bindet, U_{ab} dem optischen Potential, welches die Streuung zwischen α und b beschreibt, das sogenannte *Core-Core*-Potential, sowie U_{bA} dem optischen Potential für den Eingangskanal. So kann die Übergangsamplitude angegeben werden mit

$$T^{\text{vorher}} = C_{b\nu}^{*B} C_{\alpha\nu}^A T_{\text{vorher}}^{3\text{Körper}} \quad (2.16)$$

und

$$T_{\text{vorher}}^{3\text{Körper}} = \int \int \chi'^{(-)*}(\mathbf{K}', \mathbf{R}') \phi_{b\nu}^*(\mathbf{r}') V_{\text{vorher}} \chi^{(+)}(\mathbf{K}, \mathbf{R}) \phi_{\alpha\nu}(\mathbf{r}) d\mathbf{R} d\mathbf{r} \quad (2.17)$$

Dies wurde nur für die Vorher-Darstellung ausführlicher dargestellt. Für die Nachher-Darstellung siehe Referenzen [49; 50]. Hierbei ist anzumerken, dass beide Darstellungen unabhängig von der Darstellungsweise zu demselben Ergebnis führen.

Zusammenfassend muss der Anwender eines DWBA-Programms wie FRESKO [49; 52] bei folgenden Punkten eine Entscheidung vor der Rechnung einer Transferreaktion treffen:

- Es muss eine Darstellung gewählt werden. Entweder wird die Reaktion aus Sicht des Eingangs- oder des Ausgangskanals durchgeführt.
- Im Fall einer Transferreaktion von zwei Neutronen, ob diese zusammen übertragen werden oder einzeln nach einander. (Ersteres kann extra durch den Parameter *twont* in der FRESKO-Eingabe-Datei angegeben werden.)
- Welcher Satz an Parametern für das Optische Potential verwendet wird. Ein Überblick wie gut welcher Satz den differentiellen Wirkungsquerschnitt wiedergibt ist in Abbildung 2.4 und 2.3 separat für einfallende und auslaufende Teilchen zu finden. Letztendlich bestimmen diese Parameter wie die Input-Potentiale aussehen. Diese sind:

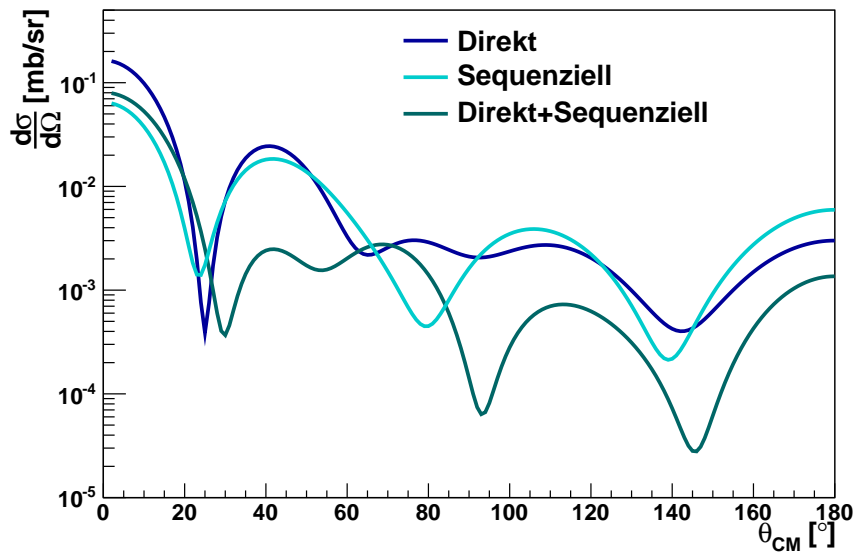


Abbildung 2.2: Hier ist der direkte Transfer vom Grundzustand in ^{44}Ar zum Grundzustand in ^{46}Ar im Vergleich zum sequentiellen Transfer als auch der Summe aus beiden gezeigt. Der simultane Transfer von zwei Neutronen ist in blau, der sequentielle Transfer erst eines dann des anderen Neutrons in hellblau und beide Transfermöglichkeiten summiert in dunkeltürkis zu sehen.

- Die Bindungspotentiale für das Projektil und das Target
- Die optischen Potentiale um die verzerrten Wellen für den Eingangs- und Ausgangskanal zu erzeugen
- Die *Core-Core*-Wechselwirkungen

Ein Beispiel für eine Eingabedatei der in dieser Arbeit behandelten Zwei-Neutronen-Transferreaktion ist in Anhang B angegeben. Hier werden auch die Eingabeparameter für eine Rechnung genauer erläutert. Für die folgenden Beispiele wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte nur für jeweils eine Konfiguration gerechnet und die spektroskopischen Amplituden auf eins gesetzt.

Ein Vergleich der Berechnung des simultanen und sequentiellen Transfer von zwei Neutronen vom Grundzustand in ^{44}Ar in den Grundzustand von ^{46}Ar (siehe Abbildung 2.2) zeigt, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt des sequentiellen Transfer in der selben Größenordnung des direkten Transfers der beiden Neutronen liegt, manchmal sogar größer ist. Der simultane und der sequentielle Anteil werden für den Zwei-Neutronen-Transfer aufsummiert und dabei Interferenzen berücksichtigt.

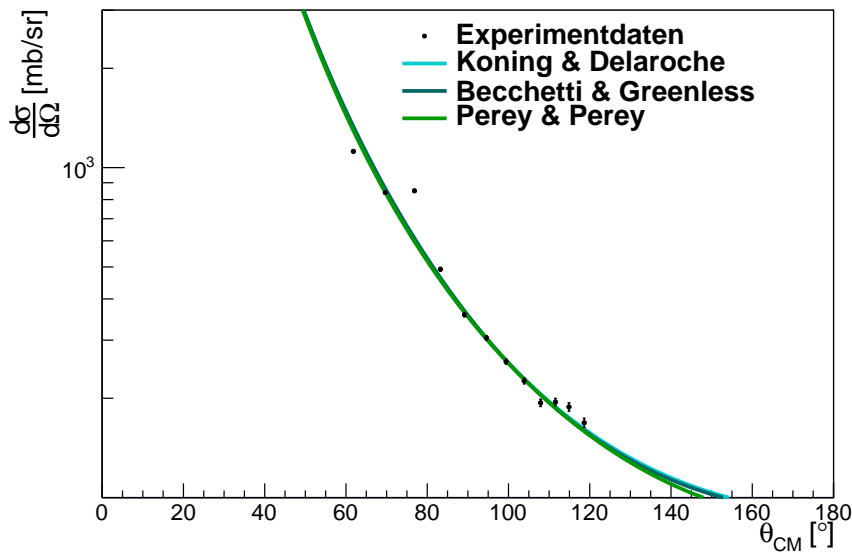


Abbildung 2.3: Die Optischen Modell Parametersätze für die elastisch gestreuten Protonen nach Koning & Delaroche [53] in dunkel-türkis, die von Becchetti & Greenless [54] in hell-türkis und die nach Perey & Perey [55] in blau. Aufgrund der großen Übereinstimmung der Parametersätze und der experimentellen Daten werden im weiteren Verlauf die Perey-Parameter für die Protonen verwendet, siehe Tabelle 2.1.

Um die DWBA-Rechnungen mit FRESKO mit den gemessenen Daten vergleichen zu können, muss die Luminosität \mathcal{L} , der Normierungsfaktor über folgende Relation bestimmt werden:

$$\frac{d\sigma^{DWBA}}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{N(\theta, \phi)}{d\Omega}. \quad (2.18)$$

Als Luminosität wird der Faktor zwischen dem berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt zur experimentell gemessenen Anzahl der Ereignisse N in einem bestimmten Raumwinkelement $d\Omega$ bezeichnet. Für die Bestimmung der Luminosität müssen zunächst die experimentellen Daten der elastisch gestreuten Tritonen bezüglich der Detektionseffizienz korrigiert werden. Diese wird bestimmt über den Vergleich der erwarteten Ereignisse in einem Raumwinkelement mit den in einer GEANT4 Simulation [56–59] simulierten, sowie letztendlich als elastisch gestreutes Proton oder Triton identifizierten Teilchen. So ist die Falschidentifikation von Teilchen für jedes vom Detektor abgedeckte Winkelement korrigierbar.

Mit diesen bezüglich der Detektionseffizienz korrigierten Daten ist es nun möglich die Optischen Modell Parameter mit dem Fitprogramm SFRESKO [49; 60]

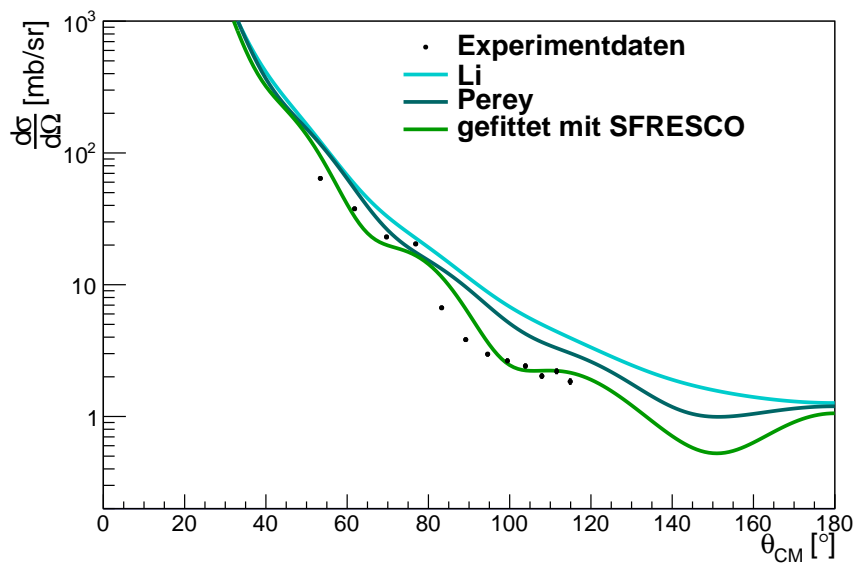


Abbildung 2.4: Vergleich unterschiedlicher Optischer Modell Parametersätze für die elastisch gestreuten Tritonen. Die Parameter stammen von Li [61] in hellblau, von Perey [55] in dunkeltürkis und in grün, die mit Hilfe von SFRESKO [60] angefittet Optischen Modell Parameter an die experimentellen Daten der elastisch gestreuten Tritonen (Datenpunkte in schwarz). Für die gefitteten Parameter siehe Tabelle 2.1.

Parameter:	p1	p2	p3	p4	p5	p6
Werte aus Triton-Fit:	240,0	1,17	0,8	23,85	1,4	0,84
Werte aus Proton-Fit:	59,15	1,20	0,72	12,78	1,32	0,66

Tabelle 2.1: Optische Modell Parameter, mit p1 - p3 jeweils V , r und a entsprechend, sowie bei den elastisch gestreuten Tritonen, wo p4 - p6 für W , r_W und a_W stehen und für die elastischen Protonen p4 - p6 für W_D , r_D und a_D

anzupassen. Hierzu wurde nur der Winkelbereich zwischen $50^\circ < \theta_{CM} < 115^\circ$ einbezogen. Der unter SFRESKO ausgegebene Wert $exptnorm$, welchem dem Inversen der Luminosität entspricht, ist 0,02327 für die elastisch gestreuten Tritonen. Die mit Hilfe von SFRESKO bestimmten Parameter des Optischen Modell Potentials für die Tritonen sind in Tabelle 2.1 aufgetragen. In Abbildung 2.4 sind die damit berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte gegen die mit den Optischen Modell Parameter von Perey & Perey [55] und Li [61] berechneten gezeigt. In Abbildung 2.3 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastisch gestreuten Protonen von Becchetti & Greenless [54] im Vergleich zu denen von Koning & Delaroche [53], sowie Perey & Perey [55] und den Experimentdaten gegen den Winkel θ_{CM} aufgetragen. Da diese drei Winkelverteilungen weitestgehend übereinstimmen, wird im weiteren Verlauf der Parametersatz von Perey für die Protonen verwendet.

2.4 Spektroskopische Faktoren

Durch Transferreaktionen, welche die Einteilchenstruktur von Kernen untersuchen, ist es möglich spektroskopische Faktoren zu bestimmen. Der spektroskopische Faktor S ist definiert, als Quotient aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt aus dem Experiment und dem theoretischen, berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt.

$$\frac{d\sigma^{Exp}}{d\Omega}(\theta, \phi) = S^{Exp} \frac{d\sigma^{DWBA}}{d\Omega}(\theta, \phi) \quad (2.19)$$

Er ist ein Maß dafür, wie viel eines reinen Einteilchenzustands in einem gemessenen Zustand vorliegt. Diese sind aufgrund der Mischung der Konfigurationen üblicherweise keine reinen Einteilchenzustände. Der spektroskopische Faktor gibt damit an wie groß der Überlapp der Wellenfunktionen der Zustände im Eingangs- und des Ausgangskanals ist. Im Rahmen der DWBA-Rechnung wird der spektroskopische Faktor über die spektroskopische Amplitude berechnet. Die genaue Berechnung dieser über die Überlapp-Funktion des Eingangs- und des Ausgangskanals wird in Thompson [49] ausführlich erläutert. Für die spektroskopische Amplitude $A_{lsj}^{j_A I_B}$ und den spektroskopische Faktor $S_{lsj}^{j_A I_B}$ gilt folgende Relation

$$S_{lsj}^{j_A I_B} = |A_{lsj}^{j_A I_B}|^2 \quad \text{mit} \quad \sum_{lsj} S_{lsj}^{j_A I_B} = \sum_{lsj} |A_{lsj}^{j_A I_B}|^2 = 1 \quad (2.20)$$

wobei I_A, I_B die *core*-Zustände in den Kernen A im Eingangskanal und dem zusammengesetzten Kern B im Ausgangskanal bezeichnen, und lsj sowie $j_A I_B$ die zugehörigen Sätze von Quantenzahlen beschreiben, die den Kopplungsrelationen genügen [49]. Der spektroskopische Faktor kann so als Wahrscheinlichkeit betrachtet werden, einen *core*-Zustand I_A im zusammengesetzten *core*-Zustand I_B vorzufinden, wenn ein Nukleon im Partialwellenzustand lsj herausgenommen wird.

In den in Kapitel 5 gezeigten DWBA-Rechnungen wird die spektroskopische Amplitude aus Schalenmodell-Rechnungen für den sequentiellen Transfer zweier Neutronen benutzt und die für den direkten Transfer auf 1.0 gesetzt.

Da für die im Rahmen dieser Arbeit besprochenen Reaktion, welche bei geringen Energien und an der Oberfläche des Kerns stattfindet, nur die Ausläufer der Wellenfunktion zugänglich sind, und nicht die komplette Wellenfunktion, besitzen die daraus abgeleiteten spektroskopischen Faktoren nur eine begrenzte Aussagekraft.

Experiment-Aufbau

Die im nachfolgenden vorgestellte Experimentieranordnung ist weltweit einzigartig und auf das bereits in Abschnitt 1.5 vorgestellte Experiment optimiert. Dafür wurde die Kombination dreier wesentlicher Komponenten benötigt: Um ein mit Tritium angereichertes Titantarget sind für eine maximale Raumwinkelabdeckung hochsegmentierte Siliziumdetektoren in einer sehr kompakten Geometrie gruppiert. Umgeben wird dieser innere Detektor von acht Miniball-Clustern zum hochauflösenden Nachweis von γ -Strahlung aus den Kernreaktionen. Eine hohe Segmentierung erlaubt dabei eine hohe Ratenstabilität und eine sehr gute Doppelerkorrektur. In diesem Kapitel wird zunächst beschrieben, wie ein Strahl radioaktiver Nuklide am Beispiele von ^{44}Ar produziert und beschleunigt wird. Darauf folgt ein Abschnitt in dem die Detektoren für das Experiment beschrieben werden, sowie deren Aufbau und Funktionsweise diskutiert wird. Darüber hinaus wird auf das verwendete Tritium-Target für das hier beschriebene Experiment eingegangen und das Konzept der Datenaufnahme kurz erläutert.

3.1 Die Beschleunigeranlage ISOLDE

Die Beschleunigeranlage ISOLDE am CERN (abgeleitet von dem Gründungsrat: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in der Schweiz erzeugt über die ISOL-Methode radioaktive Strahlen, die für eine große Vielfalt an Experimenten in der Kern-, Festkörper-, Medizin- und Biophysik genutzt werden. Dabei wird der Strahl über teilcheninduzierte Fragmentierung, Spaltungs- und Spallationsreaktionen produziert, indem man einen hochenergetischen Strahl leichter Teilchen auf ein massives Target schießt und somit radioaktive Isotope im porösen Material produziert werden. Diese müssen im Folgenden aus dem Target extrahiert, das gewünschten Isotop separiert und dann zur experimentellen Nutzung nachbeschleunigt werden. Weitere Anlagen, die einen radioaktive Teilchenstrahl mit dieser Methode erzeugen sind ISAC am TRIUMF, Kanada und in Zukunft SPIRAL2

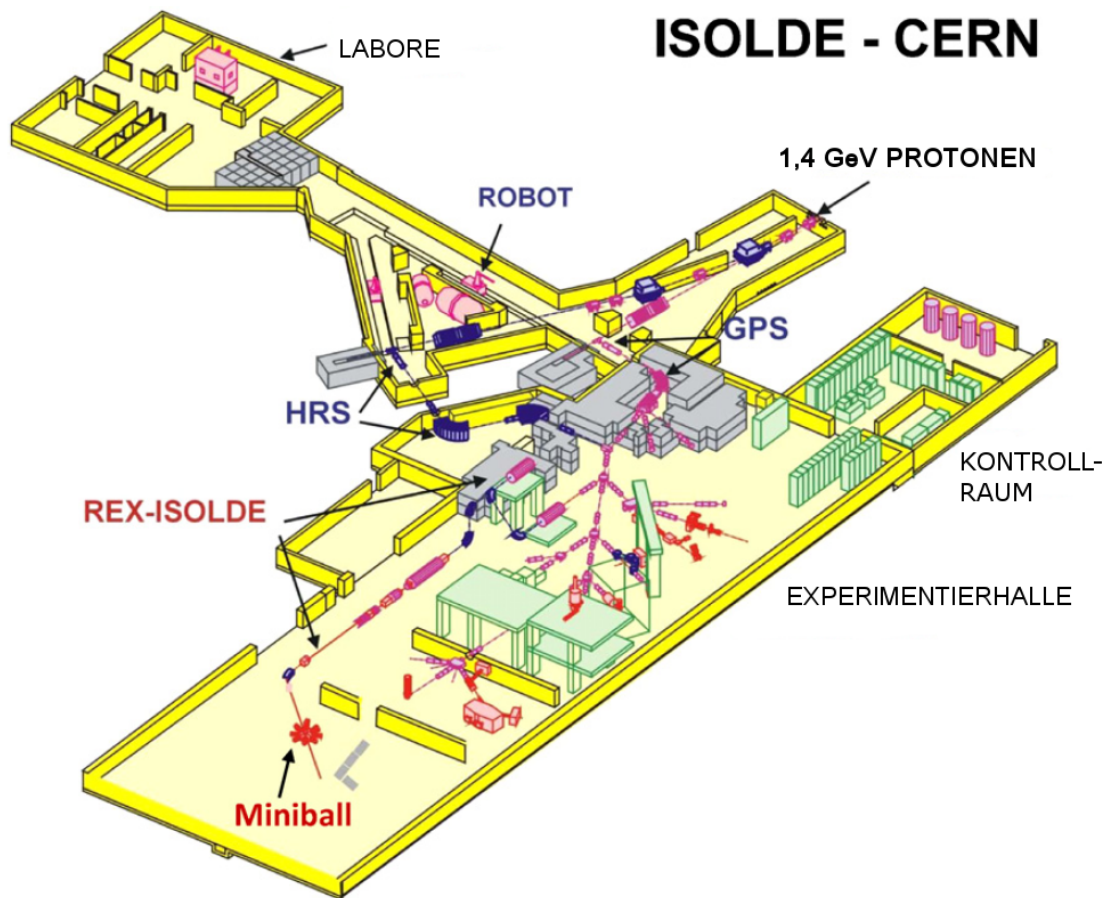


Abbildung 3.1: Es ist die ISOLDE-Anlage schematisch gezeigt wie sie bis zum Umbau in 2013/2014 aufgebaut war. Der Nachbeschleuniger REX-ISOLDE bekommt seinen radioaktiven Strahl von den Massenseparatoren HRS bzw. GPS und dieser wird nachfolgend auf eine der Experimentierstrahlrohre verteilt (Abbildung aus [62]).

an GANIL, Frankreich. Ein anderer Ansatz um kurzlebige radioaktiven Strahl zu erzeugen, ist die sogenannte In-Flight-Fragmentation. Für diese Methode benötigt es einen hochenergetischen Schwerionenstrahl, welcher auf ein dünnes Target trifft. Dabei entstehen viele unterschiedliche Isotope aus denen im Nachfolgenden für die experimentelle Verwendung wiederum die gewünschten Isotope heraus separiert werden können. Dies geschieht durch magnetische Spektrometer. Dieser zweite Ansatz wird an anderen Anlagen wie NSCL und in Zukunft FRIB an MSU, USA, RIBF an RIKEN, Japan und GSI Helmholtzzentrum und in Zukunft FAIR bei Darmstadt, Deutschland, verwendet.

An ISOLDE wird als Primärstrahl ein Protonenstrahl mit einer Energie von 1,4 GeV und einer maximalen Strahlintensität von $2 \mu\text{A}$ verwendet. Dieser wurde von einem Linearbeschleuniger und dem Proton Synchrotron Booster (PSB) beschleunigt. Der Protonenstrahl besteht aus einzelnen Pulsen von $2,4 \mu\text{s}$ Länge die alle 1,2 s auf das dicke Target treffen. Für das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführ-

te Experiment wurde als Primärtarget Urancarbid ($^{238}\text{UC}_x$) benutzt. Damit lassen sich sämtliche Isotope unterhalb von Uran erzeugen. Der Aufbau der gesamten Anlage ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Um nun den erzeugten Isotopen die Diffusion und Effusion zu erleichtern, wird das UC_x Target auf Temperaturen um $2000\text{ }^\circ\text{C}$ erhitzt. Dennoch werden bestimmte radioaktive Isotope aufgrund ihrer chemischen Eigenschaften länger im Target gehalten, und so ist es nur möglich Isotope deren Halbwertszeit deutlich länger ist als die Diffusionszeit für Experimente zu nutzen. Da viele unterschiedliche Isotope und nicht nur die gewünschten produziert werden, folgt darauf ein mehrstufiges Separationsverfahren. Dafür wird eine Vorauswahl mithilfe der Ionisation zu einem $1+$ Ladungszustand von bestimmten Isotopen getroffen. Dies kann über eine der folgenden drei Möglichkeiten erfolgen: Elektron-Stoß-Ionisierung, Oberflächenionisierung und Laser-Ionisierung. Für den hier benötigten ^{44}Ar -Strahl wurde die Ionenquelle MK7 benutzt, welcher die Funktionsweise der Elektron-Stoß-Ionisierung zugrunde liegt. Dabei werden die Atome bzw. Ionen mit Elektronen beschossen, so dass sie ein oder mehrere Elektronen verlieren [63]. Diese Ionenquelle ist für die Ionisierung von Edelgasen optimiert, wobei an der gekühlten Transferstrecke vom Target zur Ionenquelle die nicht-gasförmigen Kontaminationen kondensieren [63; 64].

Nach der Ionisierung wird der einfach geladene Strahl auf 60 keV beschleunigt und anschließend mithilfe des HRS (*High Resolution Separator*) anhand ihres Masse-zu-Ladungs-Verhältnisses (A/q -Verhältnis) separiert, um einen isobarenreinen Strahl zu erreichen. Dieser besitzt eine Massenaufklärungsvermögen $M/\Delta M$ von über 5000.

3.2 Der REX-ISOLDE Beschleuniger

Zunächst werden die Isotope in der REXTRAP, einer Penning-Falle gebündelt, akkumuliert und gekühlt. Dafür werden sie zunächst auf wenige Elektronenvolt abgebremst, dann in die Penning-Falle injiziert und mit Hilfe eines Puffergases (Argon oder Neon) gekühlt. Daraufhin werden sie in einen höheren Ladungszustand gehoben, um sie anschließend in dem Linearbeschleuniger REX (Radioactive beam EXperiment) [62; 65; 66] effizient nachbeschleunigen zu können. Dies geschieht in der EBIS (Electron-Beam Ion Source). Der Strahlpuls nach der EBIS hat eine zeitliche Ausdehnung von $100\text{ }\mu\text{s}$ und für ^{44}Ar einen Ladungszustand von $13+$. Da auch das Puffergas aus der REXTRAP in die EBIS gelangen kann, folgt nun eine erneute A/q -Separation. Anschließend kann der Linearbeschleuniger REX den Strahl auf Energien bis $2,85\text{ MeV/u}$ beschleunigen. Dies geschieht in einem RFQ-Beschleuniger (Radio Frequency Quadrupole), einer IH-Struktur, drei aufeinander folgende 7-Gap Resonatoren und einem 9-Gap Resonator. Für das



Abbildung 3.2: Ein einzelner MINIBALL Triple-Cluster besteht aus drei einzelnen hochreinen Germanium-Kristallen (unten), die von einem LN₂-Dewar (oben) versorgt werden. Der nicht gekühlte Vorverstärkerbereich (mittig) ist nicht abgedeckt zu Präsentationszwecken (Abbildung aus [67]).

im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experiment wurde eine Strahlenergie von $2,16 \text{ MeV/u}$ gewählt, um unterhalb der Fusionsbarriere von $E_{\text{Fusion}} = 2,25 \text{ MeV/u}$ mit dem Trägermaterial Titan des Tritiumtargets zu bleiben.

3.3 MINIBALL

Um die im Experiment durch den Zerfall von angeregten Kernen emittierte γ -Strahlung messen zu können, wurden die MINIBALL-Detektoren eingesetzt [67]. Sie bestehen aus acht Triple-Clustern, die wiederum aus je drei Einzelkristallen zusammengesetzt sind (siehe Abbildung 3.2). Diese sind sechsfach segmentiert und aus HPGe (hochreinem Germanium) gefertigt. Die Segmentierung ist elektrisch, indem die äußere Elektrode jedes Kristalls sechsfach symmetrisch unterteilt ist und die innere, siebte Elektrode als Bohrung ausgeführt ist und als *core* (Kern) bezeichnet wird. Dieser Kern misst die volle in diesem Einzeldetektor detektierte Energie, wogegen die einzelnen Segmente nur den Teil dieser Energie messen, der in dem entsprechenden Segment deponiert wurde. Somit ist auf-

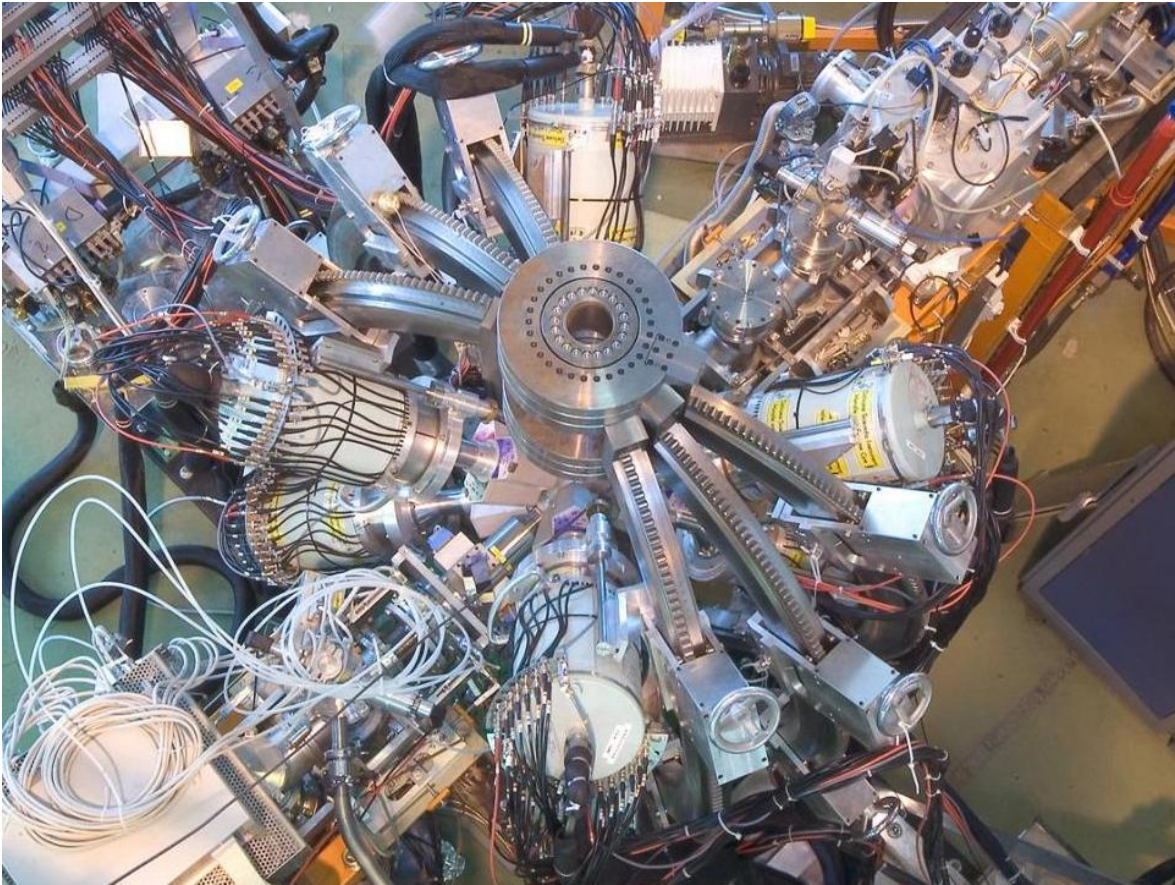


Abbildung 3.3: Der komplett aufgebaute MINIBALL-Detektor mit seinen acht Triple-Clustern von oben betrachtet. Der Strahl kommt von rechts oben und das Target befindet sich im Inneren der Targetkammer um die sich die MINIBALL-Cluster radial anordnen (Quelle: [68]).

grund der insgesamt $8 \cdot 3 \cdot 6 = 144$ Segmente eine Positionssensitivität möglich, die wiederum eine gute Dopplerkorrektur für die im Flug emittierten γ -Quanten ermöglicht. Auf die Photopeakeffizienz von MINIBALL wird in Abschnitt 4.3.1.1 näher eingegangen.

Die Germaniumdetektoren müssen mit flüssigem Stickstoff (LN_2) gekühlt werden, sodass die Kristalle mittels eines Kühlfingers mit dem Dewar, der am Detektor montiert ist, verbunden sind (siehe Abbildung 3.2). Mithilfe eines verstellbaren Rahmens an dem die acht MINIBALL-Detektoren aufgehängt sind, ist es möglich diese beliebig um die Targetkammer zu positionieren und so nahe wie möglich an die Experimentierkammer zu bringen, um eine möglichst hohe Raumwinkelabdeckung zu erreichen (siehe Abbildung 3.3).

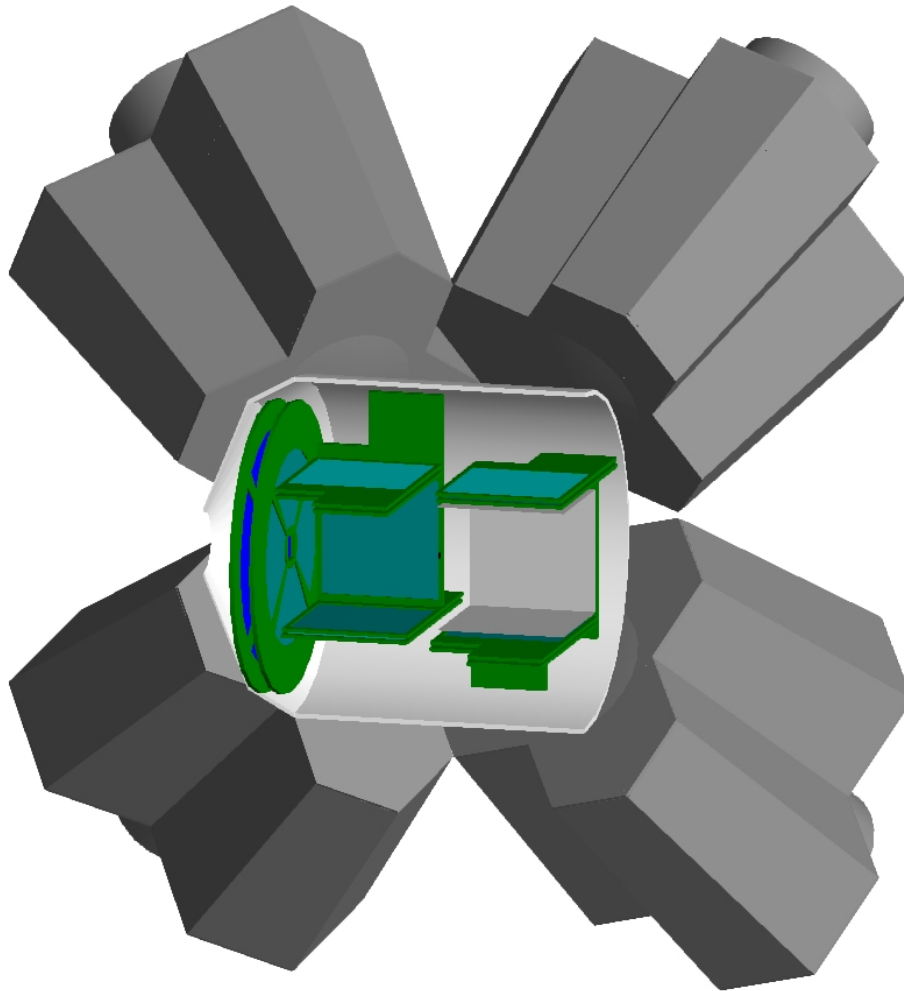


Abbildung 3.4: Die Detektoranordnung T-REX liegt wie in dieser graphischen Darstellung aus der Simulationssoftware GEANT4 innerhalb einer eigenen Vakuumkammer (hellgrau) umgeben von den MINIBALL-Detektoren (dunkelgrau).

3.4 T-REX

Der von Bildstein et al. [69; 70] entworfene und gebaute Siliziumdetektor-Aufbau T-REX (Akronym für *Transfer at REX*) besteht aus acht einzelnen Silizium-Teleskopen, dem sogenannten Barrel sowie zwei CD-Detektoren und besitzt damit eine Winkelabdeckung von 56% für den Barrel-Teil und insgesamt 10% für die CD-Detektoren. Das Barrel besteht aus zwei Teilen mit je vier der Teleskopdetektoren an den vier Seitenflächen eines Würfels in Strahlrichtung vorwärts bzw. rückwärts (siehe Abbildungen 3.4 und 3.5).

An den noch offenen, vom Target abgewandten Seiten des Barrels können ein oder zwei CD-Detektoren angebracht werden, abhängig von der Kinematik des jeweiligen Experiments. Ein Barreldetektor ist in Abbildung 3.6 zu sehen und besteht aus einem Teleskop aus zwei Einzeldetektoren, einem $140\ \mu\text{m}$ dünnen ΔE -

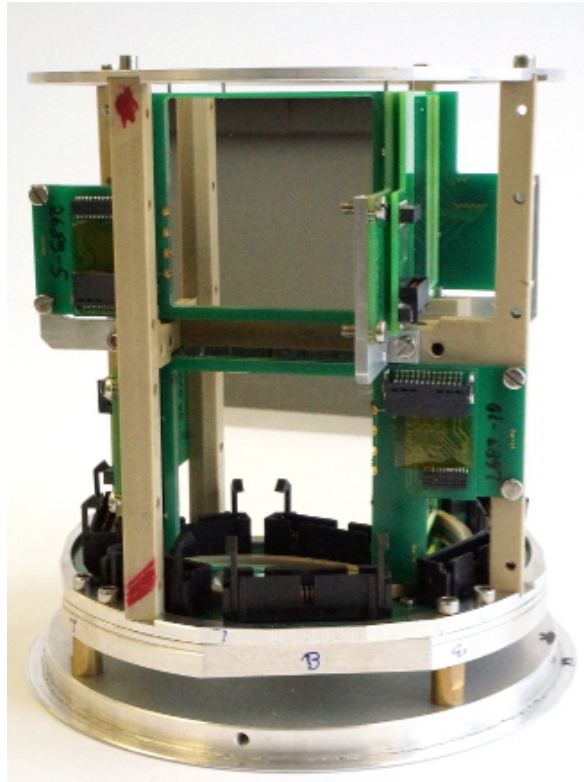


Abbildung 3.5: Das T-REX-Barrel mit 2 x 4 Teleskop-Siliziumdetektoren in zwei Boxen quadratisch angeordnet und einer $2\ \mu\text{m}$ dicken Mylarfolie vor dem hier oberen Teil des Barrels. In der Mitte des Barrels ist ein Bereich von 1 cm ausgespart, um dort das Target mittels einer Targetleiter einzubringen. Ein einzelner Detektor, bestehend aus einem dünnem ΔE -Detektor und einem dickeren E_{Rest} -Detektor, ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Das Barrel wird im Bild am unteren Ende von einem CD-Detektor abgeschlossen.

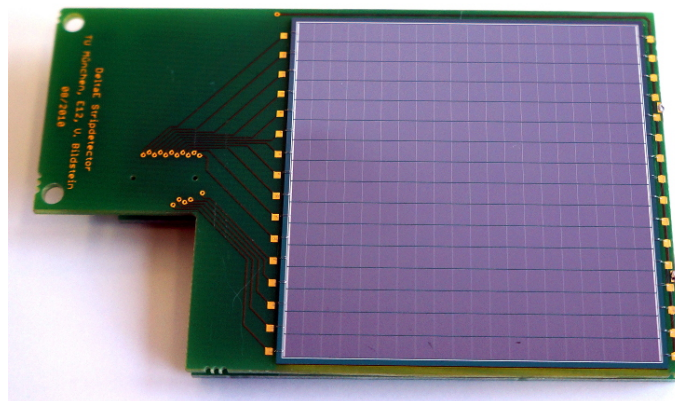


Abbildung 3.6: Ein einzelnes Silizium-Teleskop bestehend aus einem $140\ \mu\text{m}$ dünnem ΔE -Detektor und einem $1000\ \mu\text{m}$ dicken E_{Rest} -Detektor 2, 2 mm dahinter. Die 16 horizontalen Streifen werden nur auf einer Seite ausgelesen (in der Abbildung links) wohingegen die Kontakte der gegenüberliegende Seite mit dem Referenzpotential verbunden sind. Das vertikale Streifenmuster entstehen bei dem Auftrag der Widerstandsschicht auf den Detektor.

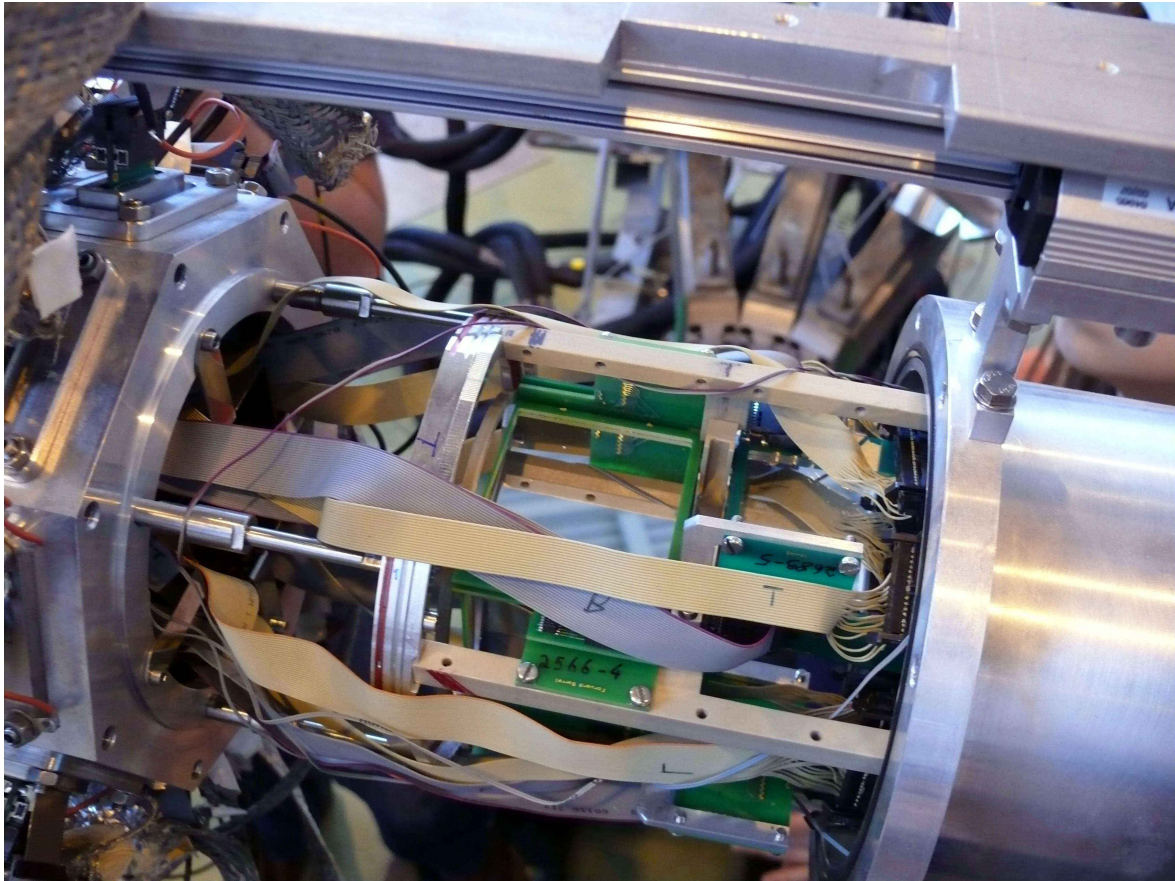


Abbildung 3.7: Ein Foto des komplett eingebauten T-REX Detektors mit CD-Detektor in Rückwärtsrichtung. Die Vakuumkammer ist zum Einbau des Detektors und Verkabeln geöffnet und wird zum Messen wieder über diesen geschoben. Der Strahl kommt von rechts und links ist der Flansch für die Durchführungen aus der Vakuumkammer zu sehen.

Detektor und 2,2 mm dahinter einem $1000\ \mu\text{m}$ dicken E_{Rest} -Detektor. Jeder dieser Detektoren hat eine aktive Fläche von $50 \times 50\ \text{mm}^2$. Diese Anordnung mit zwei unterschiedlich dicken Detektoren ermöglicht eine Teilchenidentifikation, wie sie in Abschnitt 4.4.1 genauer erläutert wird. Die ΔE -Detektoren sind positionssensitive Streifendetektoren, deren Streifen senkrecht zur Strahlachse liegen (siehe hierzu Abbildung 3.7). Somit ist eine nahezu konstante Ortsauflösung in Θ_{lab} möglich, die nur wenig von der Energiedeposition der Teilchen beeinflusst wird und einen möglichst großen Θ_{lab} -Bereich abdeckt. Durch die Art der Auslese ist auch eine Positionsbestimmung in Φ möglich. Hier wird die deponierte Energie, die von der einen Seite der Streifen ausgelesen wird mit der der Rückseite des ΔE -Detektors verglichen (siehe Abbildung 3.10). Die ΔE -Detektoren wurden von Micron Semiconductors (Typenbezeichnung: X1) gebaut, die dickeren E_{Rest} -Detektoren von Canberra (Typenbezeichnung: RF). Um die Detektoren vor elastisch gestreutem Titan vom Target oder Strahlteilchen (siehe Abschnitt 4.4.1) zu

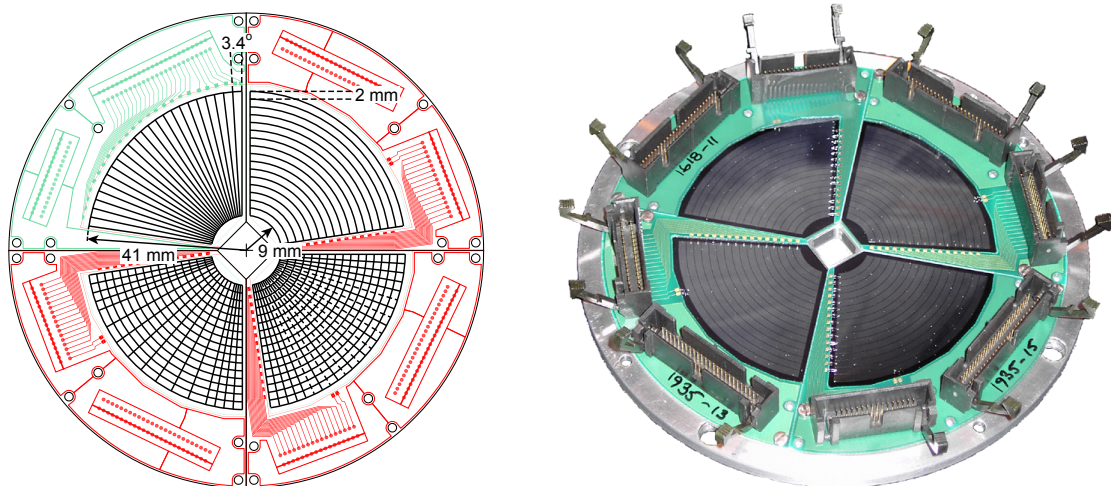


Abbildung 3.8: Linkes Bild: Eine schematische Darstellung des CD-Detektors mit der Segmentierung in Streifen (links) auf der einen Seite und Ringe (rechts) auf der anderen in den oberen zwei Quadranten. Der untere linke zeigt die elektronische Segmentierung und der untere rechte Quadrant gestrichelt die Reduktion der Streifenanzahl von 24 auf 16 (Abbildung aus [69]). Rechtes Bild: Foto des CD-Detektors (Abbildung aus [69])

schützen wurde 2 mm vor das Vorwärtsbarrel eine 11,58 μm dicke mit 0,25 μm Aluminium beschichtete Mylarfolie¹ gespannt.

Die CD-Detektoren, welche das Barrel abschließen, um eine möglichst optimale Winkelabdeckung zu erreichen, sind ebenso als Teleskop angeordnet und bestehen aus jeweils zwei Detektorlagen. Hierbei ist die vom Target abgewandte Seite einer CD, die mit vier unsegmentierten Quadranten; die dem Target zugewandte Seite besteht aus vier Einzelquadranten mit 16-facher ringförmiger Segmentierung auf der einen, dem Target zugewandten Seite und 24-facher nach außen zeigender Streifen-Segmentierung auf der dem unsegmentierten CD- E_{Rest} -Detektor zugewandten Seite (siehe Abbildung 3.10). Diese CD-Detektoren haben jeweils eine Dicke von 500 μm und wurden von Micron Semiconductors (Typenbezeichnung: QQQ1 für die unsegmentierten Quadranten und QQQ2 für die segmentierten) produziert. Die CD-Detektoren werden im äußeren Bereich teilweise von den Barreldetektoren verdeckt. Dies muss in der Analyse berücksichtigt werden (siehe Kapitel 4). Darüber hinaus sind, um die Anzahl der Kanäle von 24 auf 16 zur einfacheren Auslese zu optimieren, die inneren Streifen in Paaren zusammen gefasst. Für das im Rahmen dieser Analyse durchgeführte Experiment wurde der CD-Detektor in Vorwärtsrichtung nicht verwendet, da diese für die Winkelverteilung keinen wesentlichen Beitrag liefern (siehe Abschnitt 5.1.3).

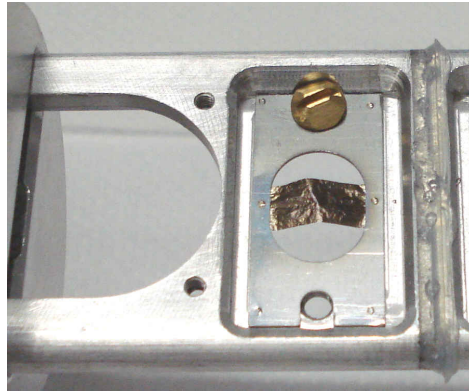


Abbildung 3.9: Das Tritiumtarget mit Targetrahmen auf der Targetleiter. Die Titanträgerfolie hat eine Dicke von $0,5 \text{ mg/cm}^2$ bei einem Tritium-zu-Titan-Verhältnis von 1,58 und besaß eine Anfangsaktivität von $\approx 10 \text{ GBq}$.

3.5 Das Tritium-Target

Für die (t,p) Reaktion wurde ein Tritiumtarget in Zusammenarbeit zwischen dem Targetlabor am Physik-Department der TUM und der Firma EADS Sodern entwickelt und gefertigt [22]. Es besteht aus einer Titanfolie, in die auf Zwischen-gitterplätzen Tritiumatome gesetzt sind. Das Target ist $4,5 \times 12 \text{ mm}$ groß und $0,54 \text{ mg/cm}^2$ dick was einer effektiven Schicht des Tritiums von 40 µg/cm^2 entspricht. Das Tritium-zu-Titan-Verhältnis liegt bei 1,58. Die Aktivität zum Produktionszeitpunkt lag bei $9,95 \text{ GBq}$, angepasst an die damalige Obergrenze von 10 GBq für Tritium in der Experimentierhalle an ISOLDE. Im Gegensatz zu einem mit demselben Target deutlich später durchgeführten Experiment, konnte kein signifikanter Anteil an elastisch gestreutem ^3He aus dem Target gemessen werden [71]. Jedoch konnten elastisch gestreute Protonen sowie ^{12}C nachgewiesen werden (siehe Abschnitt 4.4.1).

3.6 Die Datenaufnahme

Aufgrund der Aufteilung der Detektoren in verschiedene kleine Triggergruppen und der Zuordnung eines Zeitstempels zu jedem Ereignis, ist eine zeitliche Korrelation einzelner Ereignisse im Rahmen einer Offline-Analyse möglich.

Miniball

Das Vorverstärkersignal von allen 144 Segmenten und 24 Kernen (acht Triple-cluster) wird mit 48 digitalen Gamma-Finder-Modulen der Firma XIA mit je vier Kanälen (DGF-4C) direkt verarbeitet. Diese digitalisieren die Signale mit einer

¹Markenbezeichnung für biaxial orientierte Polyester-Folie

Abtastrate von 40 MHz und einer Auflösung von 14 Bit. Da für die Datenanalyse die Zeitstruktur des Strahls von großer Bedeutung ist, werden mehrere Zeitsignale ebenfalls von den DFG-Modulen erfasst. Zum ersten T1, dem Zeitpunkt an dem der gepulste Strahl auf das UC_x-Primärtarget trifft. Zum zweiten den EBIS Puls, welcher generiert wird wenn die Stahlteilchen aus der EBIS in den REX-Linearbeschleuniger injiziert werden. Dieses Signal wird benutzt um ein sogenanntes On-Beam-Fenster zu öffnen, welches eine Länge von 800 μm hat. Nur in dieser Zeitspanne werden die Signale aus den Detektoren in den ADCs verarbeitet, mit den jeweiligen Zeitstempeln zwischen gespeichert und am Ende der 800 μm über die Datenerfassungssoftware MAR_aB_QU [72] ausgelesen (für Details siehe [67]).

T-REX

Da das Barrel in vier Quadranten unterteilt ist, welche nach ihrer Orientierung im Raum benannt sind (*top*, *left*, *bottom* und *right*), werden hier zwei Triggergruppen unterschieden: zum einen *top* und *left*, zum anderen *bottom* und *right* zusammen. So ist ein guter Kompromiss zwischen der entstehenden Totzeit und der Anzahl der Module möglich, sowie eine möglichst einfache Logik die symmetrisch für die einzelnen Triggergruppen aufgebaut ist.

Die komplette Elektronik, welche die Auslese der gesamten T-REX-Detektoren ermöglicht, ist in Abbildung 3.10 schematisch gezeigt. Die Barrel-Signale der Streifen werden in den MPR-16-Modulen direkt an der Targetkammer vorverstärkt und über 10m lange differentielle Leitungen zu den STM-16-Shapern geleitet². Für jeden ΔE -Detektor werden 16 Kanäle für die Streifen benötigt. Anschließend werden die Signale von vier ADCs eingelesen. Die Rückseitensignale der ΔE -Detektoren belegen wiederum acht Kanäle von insgesamt zwei MSI-8-Modulen³, darüber hinaus werden je ein Kanal für die acht E_{Rest} Detektor und vier weitere Kanäle für die Signale der CD-E_{Rest}-Quadranten benötigt. Das MSI-8-Modul ist Vorverstärker und Shaper in einem.

Ein CD-Detektor besteht aus vier Quadranten à 16 Ringe und effektiv 16 Streifen, somit 128 Kanäle. Um die Anzahl der benötigten Module zu reduzieren, werden Multiplexer-Module (MUX-32)⁴ eingesetzt. Mit 16 x 4 Eingangssignalen gibt es nur 20 Ausgangssignale: einen globalen Trigger, pro Modul zwei Energien und die zugehörige Informationen, um die Kanäle zu identifizieren, die als erstes bzw. zweites ein Signal über der Signalschwelle detektierten. Da die Ringe und Streifen wiederum in die, auch für den Barrel-Teil verwendeten, Triggergruppen unterteilt werden und in unterschiedlichen MUX-32-Modulen verarbeitet werden, können

²MPR-16 als auch STM-16 sind produziert von Mesytec

³Von Mesytec produziert

⁴ Von Mesytec produziert

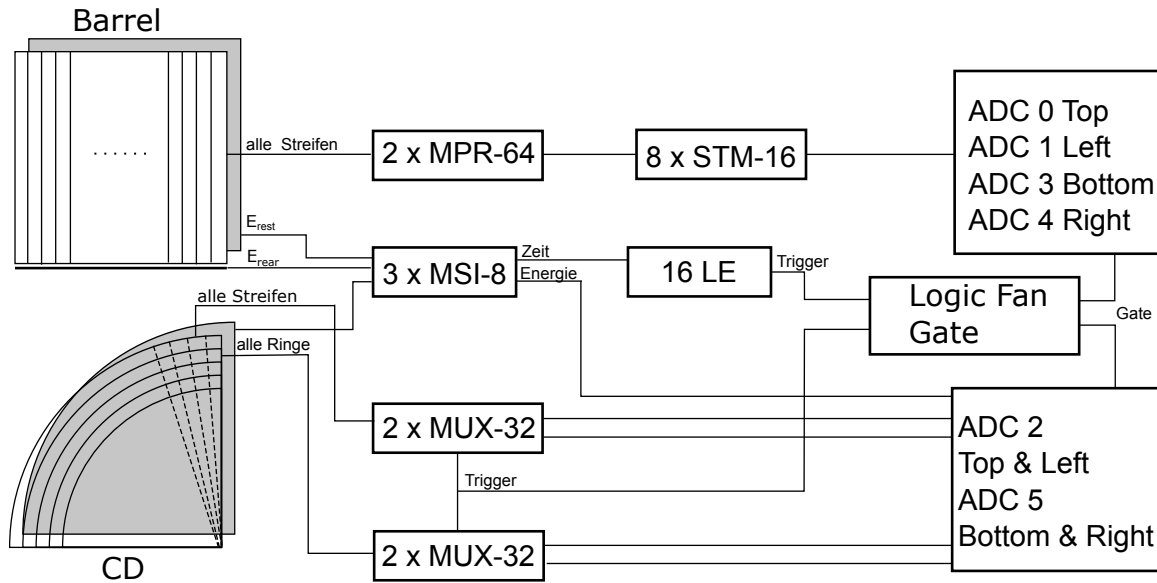


Abbildung 3.10: Eine schematische Darstellung der verwendeten Elektronikmodule für die Datenaufnahme. Für weitere Informationen siehe Text.

auch gleichzeitige Events in den beiden Hälften detektiert werden. Die 16 Signale (pro Triggergruppe vier Signale x zwei Triggergruppen x zwei, da getrennt für Ringe und Streifen) aus den MUX-32 kommend, werden anschließend an zwei unabhängige ADCs geschickt, um auch hier die Triggergruppentrennung aufrecht zu halten. Wohingegen die jeweils fünften Ausgangssignale aus den MUX-32-Modulen auch nach Triggergruppen zusammengefasst werden und diese dann zum einen in ADCs gefüttert, zum anderen auch den DGFs zur Verfügung gestellt werden, um später die Zuordnung der Ereignisse anhand der Zeitstempel in beiden Systemen synchronisieren zu können.

Die Datenaufnahme für einen Strahlpuls startet mit dem Zeitpunkt ab dem ein Puls die EBIS verlässt. Damit beginnt das $800 \mu\text{s}$ lange On-Beam-Fenster in dessen Verlauf der Strahl in einer Zeit von circa $100 \mu\text{s}$ auf das Sekundärtarget trifft. Wenn dieses On-Beam Fenster geschlossen ist und die Auslese der Daten für diesen einzelnen Strahlpuls beendet ist, wird ein Off-Beam Fenster geöffnet. Dieses misst nun nur Hintergrundstrahlung und Betazerfälle, ohne Reaktionen von Strahlteilchen im Target. Die Datenaufnahme wird mit der Datenerfassungssoftware MAR_aBQ_U gesteuert und diese schreibt die Daten in sogenannte *list-mode*-Dateien, welche die Struktur der Hardware eins zu eins abbilden.

Die Methoden der Datenanalyse

Um nun aus den gemessenen Daten Observablen für einen Vergleich mit der Theorie extrahieren zu können, müssen diverse Kalibrationsschritte durchlaufen werden. Nach einer Kalibration der Energie, Zeit und Position der Daten, welche von den ADCs und DGFs digitalisiert wurden, ist es möglich die Daten von T-REX und MINIBALL miteinander zu vergleichen, um Rückschlüsse auf die Identität der Teilchen zu erhalten und damit die zugehörigen Reaktionskanäle. Daraus kann auch ein Niveauschema des Kerns hergeleitet werden, in welchem durch die spezifischen Winkelverteilungen den jeweiligen Zustände auch Kernspin und Parität zugeordnet werden können. Hier wird nur eine grobe Zusammenfassung der wichtigsten Kalibrationsschritte gegeben, für Einzelheiten zu der jeweiligen Realisierung in ausführbaren Programmen wird auf die ausführliche Zusammenfassung von S. Hellgartner [73] verwiesen.

4.1 Rekonstruktion der Ereignisse

Wie bereits im vorherigen Abschnitt 3.6 erläutert, schreibt die Datenaufnahme die Daten chronologisch, aber unabhängig für jeden Zweig auf das Speichermedium. Im Unpacker, dem Programm in dem die Daten von den DGF-Modulen und den ADCs entpackt werden, wird ein erstes $1\ \mu\text{s}$ breites Koinzidenzzeitfenster zwischen den Teilchenereignissen (aus den ADCs) und den γ -Ereignissen (aus den DGFs) gesetzt. Dieses recht grobe Fenster wird im weiteren Verlauf der Analyse verfeinert. Des weiteren unterteilt der Unpacker die Ereignisse in Strahlereignisse (OnBeam-Fenster), Hintergrund-Strahlereignisse (OnBeamBackground-Fenster) und Ereignisse in einem Zeitfenster ohne Strahl (OffBeam-Fenster). Diese Fenster werden in Abhängigkeit zum EBIS-Puls geöffnet, wobei das OnBeam-Fenster im Bereich von $250\text{--}700\ \mu\text{s}$ nach diesem Puls liegt. Die OnBeamBackground-Daten können zur weiteren Analyse genutzt werden, da hier hauptsächlich Untergrundstrahlung durch β -Zerfälle gemessen wird. Die nun zeitlich sortierten und zusammengefügte Ereignisse werden abschließend in .root-Dateien

[74] geschrieben, wo sie in einer Tree-Struktur zur einfacheren weiteren Verarbeitung gespeichert werden. Nun folgen diverse Kalibrationsschritte, die auf Signale der einzelnen Detektorgruppen angewandt werden.

4.2 Kalibration der Silizium-Detektoren

4.2.1 ΔE Detektoren

Für die Barrel-detektoren werden im Folgenden Energie und Ort kombiniert durch ein iteratives Verfahren kalibriert, da diese aufgrund der positionssensitiven ΔE -Detektoren miteinander korreliert sind.

Sämtliche der im Folgenden beschriebenen Kalibrationsschritte werden üblicherweise an Daten durchgeführt, welche mit einer Quelle bekannter Isotope aufgenommen wurden, wie in diesem Fall einer vierfachen α -Quelle mit den α -Emitttern ^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm mit α -Energien von 3,183 MeV, 5,157 MeV, 5,487 MeV und 5,805 MeV.

Zunächst werden die Pedestals, die Amplituden im ADC ohne Energieposition, für die einzelnen Streifen abgezogen. Unter der Annahme einer grundsätzlich vergleichbaren Verstärkung der symmetrischen Elektronikkomponenten wird zunächst die Position einer Wechselwirkung entlang des Streifens linear genähert. Danach wird die Position entlang der Streifen korrigiert, sodass diese einheitlich für alle Streifen nur Werte zwischen 0 und 1 besitzt. Diese Position ist proportional zur im Streifen detektierten Energie geteilt durch die für das jeweilige Event in der Rückseite des Detektors gemessenen Energie.

Hierauf folgt eine iterative Korrektur bezüglich des ballistischen Defizits, welches für eine Positionsabhängigkeit der Energie der Rückseite verantwortlich ist und dann erneut der Position. Das ballistische Defizit sorgt dafür, dass Ereignisse, die nahe an der Ausleseseite des Streifens auftreten, fälschlicherweise eine höhere Energie zugewiesen bekommen und ebenso Ereignisse, die weiter von der Ausleseseite entfernt auftreten eine dementsprechend zu niedrige Energie. Daher ist die Energie der Rückseite abhängig vom Ort entlang des Streifen in dem das Teilchen nachgewiesen wird. Abbildung 4.1 zeigt vor der Kalibration eine Verkippung der Energie gegenüber der Horizontalen. Diese Verkippung kann über den Verkippungsfaktor α beschrieben werden. Dieser geht in die Energiekorrektur wie folgt ein:

$$E_{poscorr} = \frac{E_{raw}(x)}{\alpha(1-x) + 1} \quad (4.1)$$

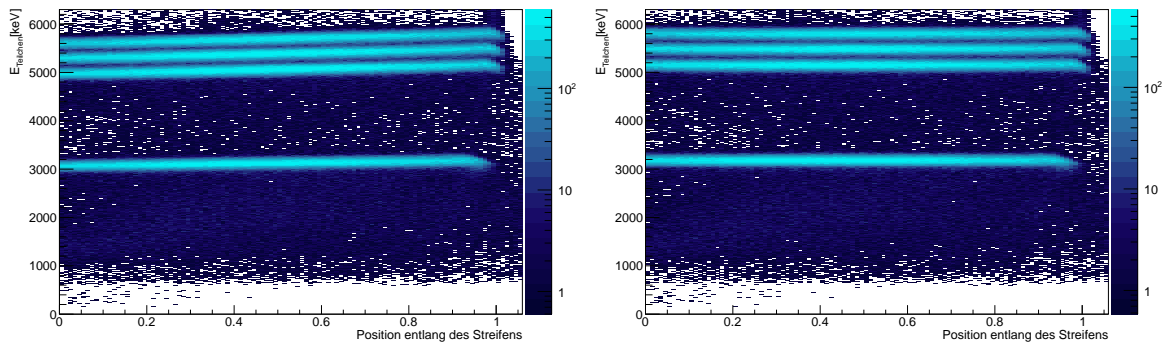


Abbildung 4.1: Das Rückseitensignale eines ΔE -Detektors gegen die Position entlang eines Streifens für einen Barreldetektor in Rückwärtsrichtung. Gemessen mit einem Vierfach- α -Emitter (^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm) ist deutlich die Positionsabhängigkeit der detektierten Amplitude sichtbar. (Links unkalibriert, rechts nach der Kalibration, wobei die Energien ortsunabhängig sind).

mit

$$\alpha = \left(\frac{E_{raw}(x)}{E_{raw}(x=1)} - 1 \right) \frac{1}{1-x}. \quad (4.2)$$

Anschließend wird die Positionskorrektur erneut ausgeführt, worauf wieder eine Korrektur des ballistischen Defizits folgt. Im Anschluss wird die lineare Energiekalibration mit einer α -Quelle über dessen bekannte Energie

$$E_{keV} = gain \cdot (E_{poscorr} - offset) \quad (4.3)$$

durchgeführt. Da vor die Siliziumdetektoren des Barrels in Vorwärtsrichtung Mylarfolien mit einer Dicke von $11,58 \mu\text{m}$ gespannt sind (siehe Abschnitt 3.4) muss hier der Energieverlust in diesen Folien abhängig vom Einfallswinkel korrigiert werden. Dieser Energieverlust kann mithilfe diverser Programme berechnet werden. Im vorliegenden Fall wurde IRMA [75] verwendet.

Die komplette Abfolge der Kalibrationsschritte ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt.

Die Signale der ΔE -CD werden wie in Abschnitt 3.4 bereits erwähnt gemultiplext gespeichert und auch hier findet eine Energiekalibration mit Hilfe eines α -Emitters statt.

4.2.2 E_{Rest} -Detektoren

Da die Barrel- E_{Rest} -Detektoren hinter den ΔE -Detektoren liegen, können diese nicht analog mit α -Emittern kalibriert werden, da die α -Teilchen bereits vollständig in den ΔE -Detektoren gestoppt werden.

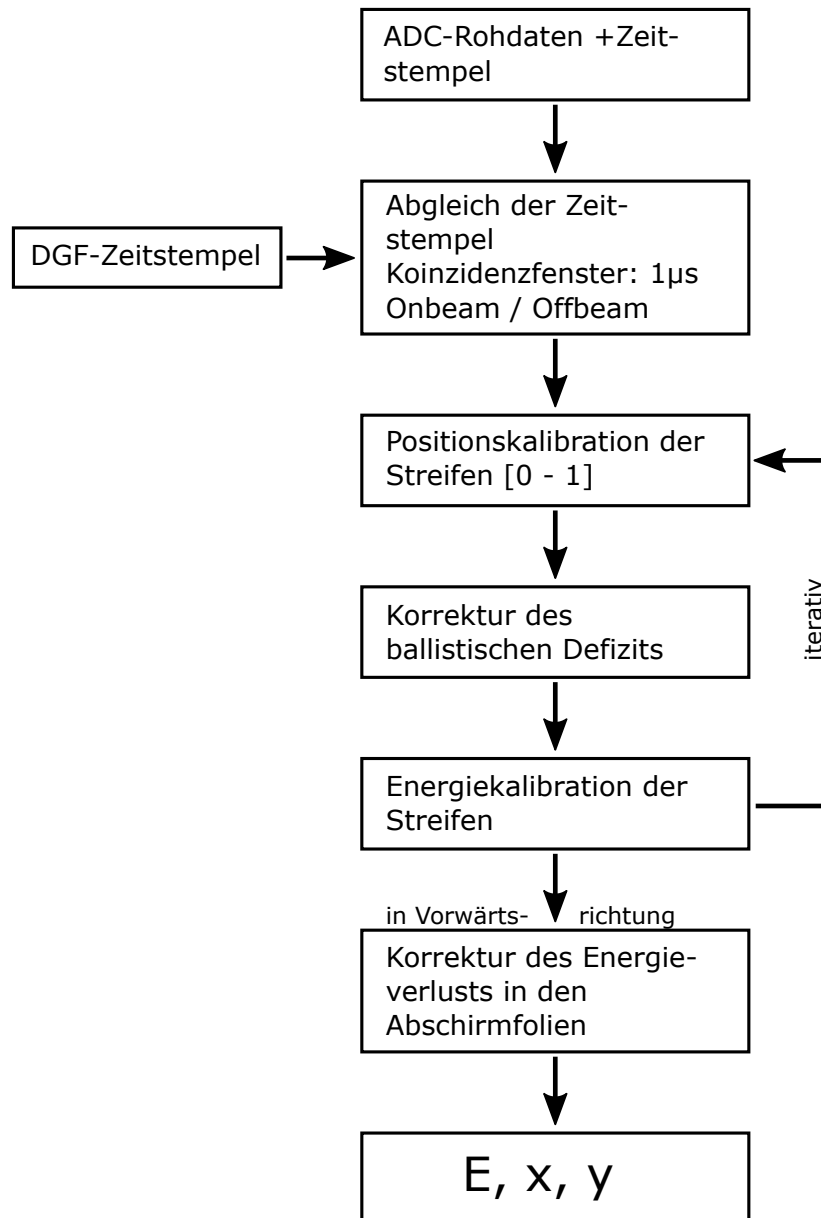


Abbildung 4.2: Schematische Abfolge der einzelnen Schritte für die Kalibration der ΔE -Detektoren des Barrels bezüglich Energie und Position.

Für den niedrigen Energiebereich lassen sich die Detektoren über die Compton-gestreuten γ -Quanten von Zerfällen aus einer ^{60}Co -Quelle kalibrieren, welche an der Targetposition montiert werden kann. Die γ -Quanten aus der Quelle werden dann in einigen Fällen in dem Material der E_{Rest} Detektoren Compton-gestreut bevor sie in den MINIBALL-Detektoren absorbiert werden. Da die in den MINIBALL-Detektoren gemessene γ -Energie eine gute Energieauflösung besitzt, gelingt es so auch die E_{Rest} -Energie durch die Compton-gestreuete Linie (siehe Abbildung 4.3) zu kalibrieren. Dies ermöglicht mit ^{60}Co eine Kalibration bis zur Energie von 1332 keV. Für höhere Energien eignet sich die Kalibration anhand der Kinematik

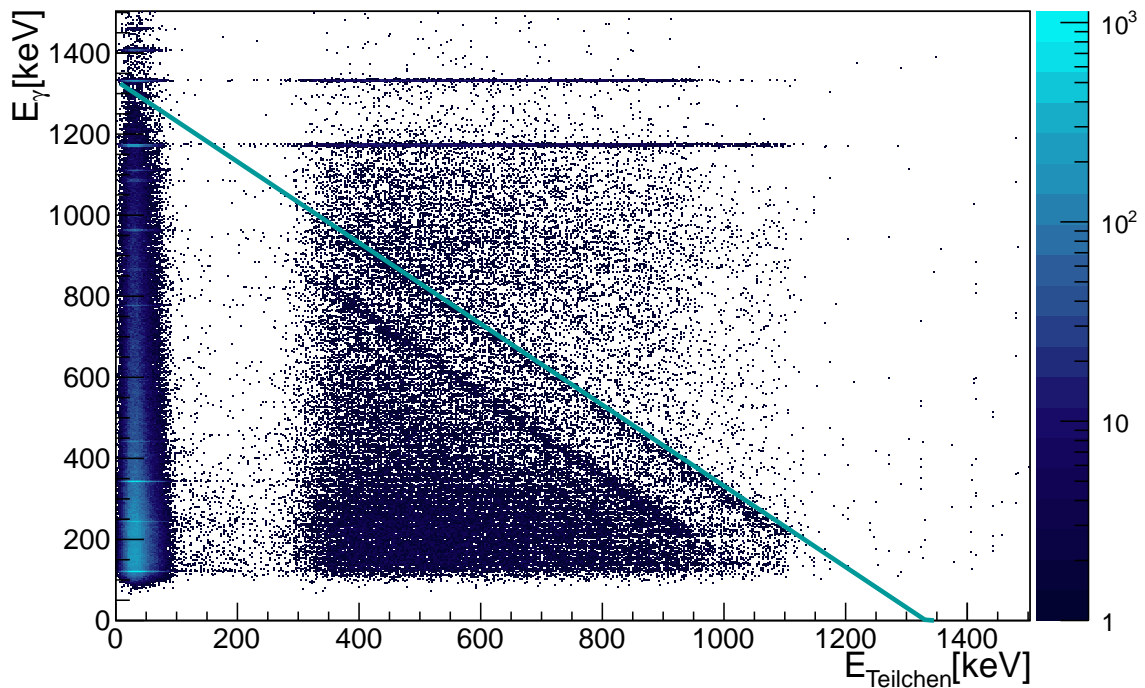


Abbildung 4.3: Energiedeposition von γ -Quanten aus einer ^{60}Co -Quelle in einen Barrel- E_{Rest} -Detektors aufgetragen gegen die Energiedeposition im MINIBALL-Detektor. Die γ -Linien des Zerfalls von ^{60}Co bei 1173 keV und 1332 keV sind gut zu erkennen, sowie auf den Diagonalen als Summe aus $E_{\gamma} + E_{\text{Teilchen}}$ (Linie in blau dient der optischen Führung). Im Germaniumdetektor sind ebenfalls die markanten γ -Energien einer deutlich schwächeren ^{152}Eu -Quelle zu sehen, die auch zu Kalibrationszwecken verwendet wurde.

bekannter Reaktionen mit stabilem Strahl (für diese Art von Reaktionen ^{17}O , ^{22}Ne oder ^{40}Ar).

Die Signale der E_{Rest} -CD-Detektoren kommen aus den Mesytec MSI-8-Modulen, wie in Abschnitt 3.4 bereits erläutert. Auch hier wurde mit einer α -Quelle eine Energiekalibration durchgeführt.

4.3 MINIBALL-Detektoren

Die Energiekalibration von MINIBALL wurde mittels einer ^{152}Eu - und einer ^{60}Co -Quelle sowie der linearen Relation

$$E_{\text{keV}} = \text{gain} \cdot (E_{\text{Kanal}} - \text{offset}) \quad (4.4)$$

segmentweise ausgeführt.

4.3.1 Dopplerkorrektur

Aufgrund der Segmentierung und der somit erreichbaren, guten Winkelauflösung der MINIBALL-Detektoren ist es möglich eine Dopplerkorrektur durchzuführen. Diese ist nötig, da die zu detektierenden γ -Teilchen im Flug emittiert werden und somit Doppler-verschoben sind. Für die Dopplerkorrektur wird der Winkel zwischen dem γ -Quant und dem emittierten Teilchens, sowie dessen Geschwindigkeit benötigt:

$$E_{corr} = \frac{E_{uncorr}}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot (1-\beta \cos \theta) \quad (4.5)$$

mit θ , dem Winkel zwischen dem γ -Quant und rekonstruiertem Ejektil sowie $\beta = \frac{v}{c}$. Zur Kalibration bieten sich bekannte Reaktionen wie $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$ und $^{22}\text{Ne}(d,n)^{23}\text{Na}$ an. Dafür verwendet man ein Target aus deuterierten Polyethylen (10 μm Dicke). Dies macht es möglich die γ -Linie bei 440 keV, welche vom Übergang vom $5/2^+$ -Zustand in den $3/2^+$ -Zustand in ^{23}Na emittiert wird, als auch die 1017 keV Linie vom Übergang des $1/2^+$ -Zustand in den $5/2^+$ -Zustand von ^{23}Ne für die Dopplerkorrektur zu verwenden. Da dem detektierten γ -Quant jeweils ein MINIBALL-Segment zugeordnet werden kann, ist es so möglich aus der Doppler-Verschiebung die Winkel jedes einzelnen MINIBALL-Segments zu bestimmen. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Transferreaktion genügt die Bestimmung des Θ -Winkels, da das Ejektil annähernd in Richtung der Strahlachse emittiert wird und somit ϕ vernachlässigbar klein ist.

4.3.1.1 Photopeak-Effizienz

Nach der Energiekalibration der MINIBALL-Detektoren kann nun deren Photopeakeffizienz über folgende Relation bestimmt werden:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der Events im Photopeak mit Energie } E}{\text{Anzahl der emittierten } \gamma\text{-Quanten mit Energie } E} \quad (4.6)$$

Für diese Kalibration wird eine ^{152}Eu -Quelle verwendet, bei der die relativen Intensitäten der zu messenden γ -Linien gut bekannt sind. Die Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Photopeaks wird durch Anpassen einer Normalverteilung und einem linearen Untergrund bestimmt. Anschließend können diese Effizienzen für die einzelnen Energien mit einer empirischen Funktion folgender Form beschrieben werden:

$$\varepsilon = \exp[a_0 + a_1 \cdot \lg E + a_2 \cdot (\lg E)^2 + a_3 \cdot (\lg E)^3] \quad (4.7)$$

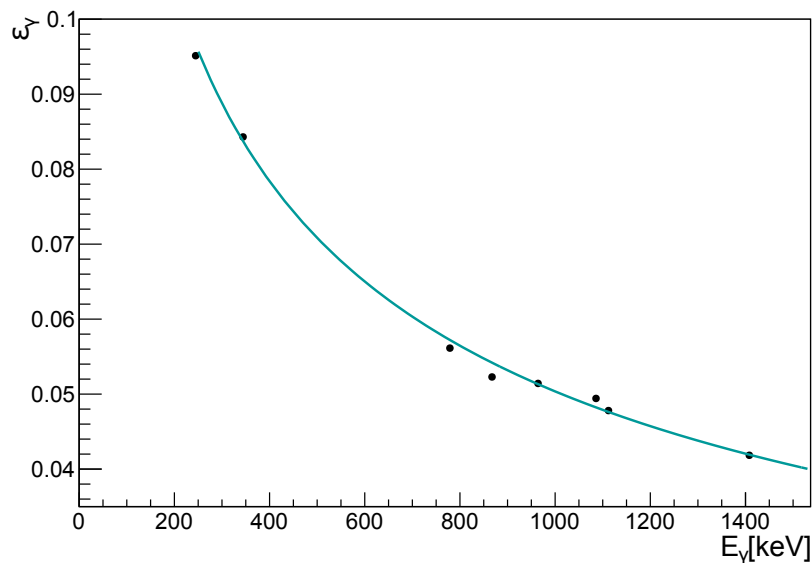


Abbildung 4.4: Die Photopieeffizienzkurve des MINIBALL-Detektors in Abhängigkeit der Energie. Gemessen mit einer ^{152}Eu -Quelle und einem Fit der in Gleichung (4.7) genannten Form.

Es wurde kein Add-Back-Algorithmus verwendet, da dieser die Photopieeffizienz nicht signifikant verbessert, für eine schlechtere Dopplerkorrektur und zusätzliche Summenpeaks sorgt [76]. Add-Back bezeichnet hier das Aufsummieren der Energien mehrerer Segmente innerhalb eines MINIBALL-Clusters in einem Ereigniszeitintervall, um zum Beispiel Compton-gestreute Ereignisse zu rekonstruieren.

4.3.1.2 Zeitkalibration

Um den zufälligen Untergrund an Koinzidenzen zwischen detektierten γ -Quanten und Teilchen zu reduzieren wird eine Kalibration des Timings zwischen diesen beiden benötigt. Aufgrund der benutzten *leading edge* Diskriminatoren (siehe Abbildung 3.10) und einem digitalen Analogon in den DGFs, kommt es zu einer Energieabhängigkeit der Zeitdifferenz zwischen der Zeit der Teilchen und der γ -Quanten. Für die T-REX Auslese sind Signale von niedrigeren Teilchen-Energien langsamer als von höheren und analog für die Signale von MINIBALL. Dies wird deutlich, wenn die Zeitdifferenz zwischen γ -Quanten und Teilchen gegen die Teilchenenergie aufgetragen ist, wie in Abbildung 4.5. Hier ist ein deutlicher Aus-

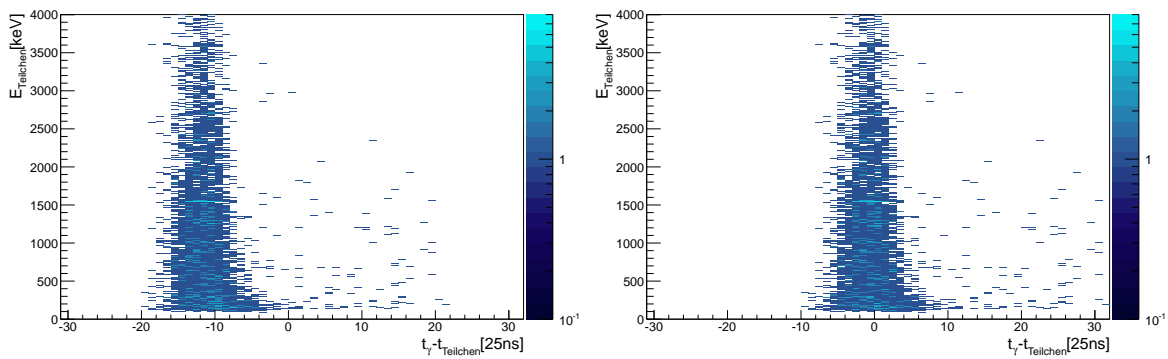


Abbildung 4.5: Die Energie der Protonen ist gegen die Zeitdifferenz zwischen dem detektierten Proton und dem detektierten γ -Quant in Vielfachen von 25ns aufgetragen. Die Verschiebung ist der Verzögerung der elektrischen Signale bei der Detektion eines Teilchens bzw. eines γ -Quants zuzuordnen. Links vor der Korrektur der Signal-Verzögerung, rechts danach.

läufer bei niedrigen Energien zu sehen, der sogenannte *Walk*. Dieses Verhalten kann über einen Fit mit einer Korrekturfunktion (4.8) verbessert werden:

$$f(E) = a_0 - a_1 \exp\left(\frac{a_2}{\sqrt{E}}\right) \quad (4.8)$$

4.4 Korrelationsanalyse

Der nächste Schritt nach der Kalibration der Daten ist die Identifikation der Teilchen und die Rekonstruktion ihrer Anfangsenergie durch die winkelabhängige Berechnung des Energieverlusts im Target und in der Mylarfolie. Durch diese Bestimmung der Kinematik der Rückstoß-Teilchen ist es möglich Aussagen über die Anregungsenergie der Ejektile zu treffen.

4.4.1 ΔE - E_{tot} -Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation geschieht über die Signatur, welche die einzelnen Teilchen mit ihren ΔE und E -Werten in den T-REX ΔE - E -Teleskopen ergeben. Dies ist in Abbildung 4.6 für einen Streifen eines Detektors für die $^{44}\text{Ar}(t,p)$ -Reaktion bei einer Strahlenergie von 95 MeV zu sehen. Mit der ΔE -Information auf der Abszisse und der kompletten Energieinformation aus dem E_{Rest} - Detektors addiert zu der ΔE -Energie (E_{tot}) auf der Ordinate, bilden sich so für die einzelnen Teilchensorten getrennt charakteristische, bananenförmige Linien aus. Der Grund dafür ist der unterschiedliche Energieverlust der Teilchen (abhängig von deren Masse und Geschwindigkeit) nach der Bethe-Bloch-Formel. In Abbildung 4.6 sind

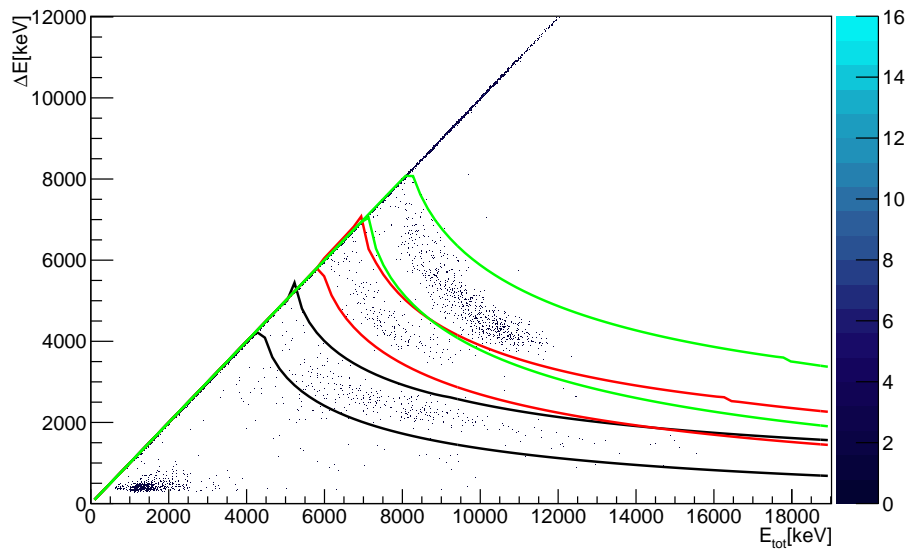


Abbildung 4.6: Die Identifikation der Teilchen über ΔE - E_{tot} -Diagramme: Die ΔE -Energie ist hier gegen die E_{tot} -Energie für einen Streifen eines T-REX Detektors in Vorwärtsrichtung aufgetragen. Bei niedrigen Energien sind die Elektronen zu finden, diese stammen aus β -Zerfällen. Bei höheren Energien sind drei ausgeprägte Bänder zu erkennen. Diese entsprechen den Protonen (schwarz), den Deuteronen (rot) und den Tritonen (grün) und können mithilfe von (hier farbigen) Schnitten im Analyseprogramm zugeordnet werden. Die Ereignisse auf der Diagonalen werden im ΔE -Teil des Detektors gestoppt und können nicht mithilfe dieser Methode einer Teilchensorte zugeordnet werden, siehe hierzu Abbildung 4.7 und die ausführlichen Erläuterungen im Text.

Protonen (zwischen den schwarzen Linien), Deuteronen (rote Linien) und Tritonen (grüne Linien) zu erkennen. Diese sind, da ein Streifen eines Detektors der Vorwärtsrichtung (bzgl. des Strahls) gezeigt wird, elastisch am Target gestreute Teilchen, sowie Protonen und Deuteronen aus der (t,p)- und (t,d)-Reaktion. Zusätzlich werden die Ereignisse mit ΔE -E-Werten von wenigen hundert keV als Elektronen aus β -Zerfällen identifiziert. Die hier farbige eingezeichneten Linien entsprechen Identifikationsschnitten, die für jeden Streifen jedes Detektors aufgrund des unterschiedlichen Energieverlusts einzeln berechnet werden. Die Breite der Identifikationsschnitte wird durch den berechneten maximalen und minimalen Energieverlust im Target sowie der Folie vor den Vorwärtsdetektoren aufgrund unterschiedlicher effektiver Dicke bestimmt, weniger durch die intrinsische Auflösung der Detektoren. Die Ereignisse auf der Diagonalen in Abbildung 4.6, welche den im ΔE -Detektor gestoppten Ereignissen entsprechen, sowie die anderen nicht identifizierten Ereignisse können durch die nachfolgende Methode noch einer Teilchensorte zugeordnet werden.

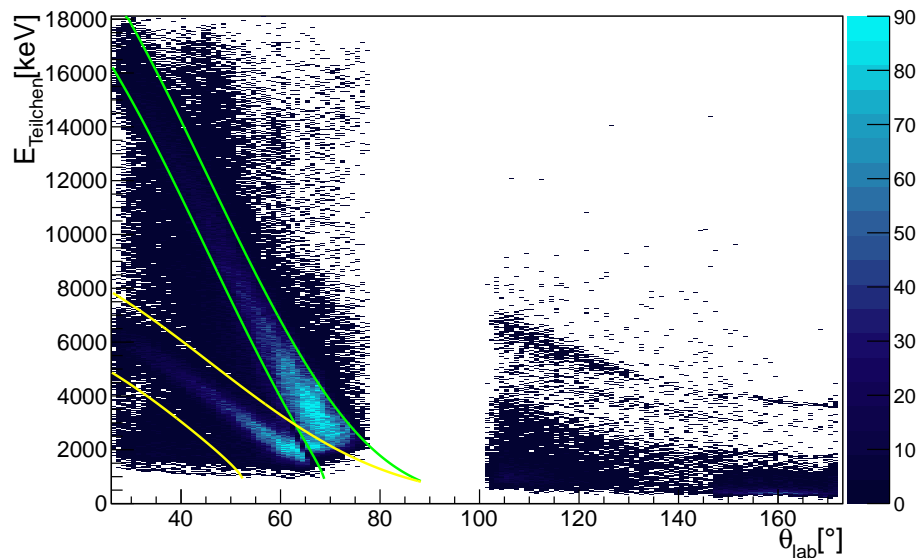


Abbildung 4.7: Die rekonstruierte Energie aufgetragen gegen den Laborwinkel θ_{lab} mit den Schnitten die gestoppten Teilchen identifizieren zu können. Als elastische Tritonen werden die Ereignisse zwischen den grünen Schnitten identifiziert und als elastischen Protonen die zwischen den gelben Schnitten. Ausführlichere Erläuterungen sind im Text zu finden.

4.4.2 Teilchenidentifikation der gestoppten Teilchen

Um die durch die ΔE - E_{tot} -Methode nicht zu identifizierenden Teilchen dennoch zuzuordnen zu können, kann deren Energie in Abhängigkeit zum Streuwinkel betrachtet werden. Dies ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Ereignisse mit einer Teilchenenergie von weniger als 5–8 MeV, abhängig von der jeweiligen Teilchensorte, werden im ΔE -Detektor gestoppt und fallen somit für die bereits diskutierte Methode der Identifikation weg. Durch Schnitte in der Analysesoftware können nun auch diese Teilchen noch identifiziert werden. Da durch die ΔE -E-Methode bereits bekannt ist, welche Strukturen in Abbildung 4.7 welcher Teilchensorte entsprechen, ist nun eine Erweiterung auf den bei niedrigeren Energien liegende Teil der jeweiligen der intensitätsstarken Strukturen möglich. Des weiteren ermöglicht der Vergleich mit GEANT4 Simulationen ebenfalls eine Identifikation der stark ausgeprägten Bänder (in Abbildung 4.9). Hierfür werden Schnitte angelegt, welche diese Strukturen umfassen und somit innerhalb der Analysesoftware diesen Teilchen ihre Art (elastisch gestreute Proton und Tritonen) zugeordnet wird. Dies gilt nur für die in Vorwärtsrichtung detektierten Teilchen.

Es ist bei beiden Identifikationsmethoden so, dass die Protonen oberste Priorität besitzen. Wenn ein Event sowohl in einem Proton- als auch in einem Deuteronbereich liegen, dann werden diese Teilchen als Proton identifiziert. Mit nächst höhe-

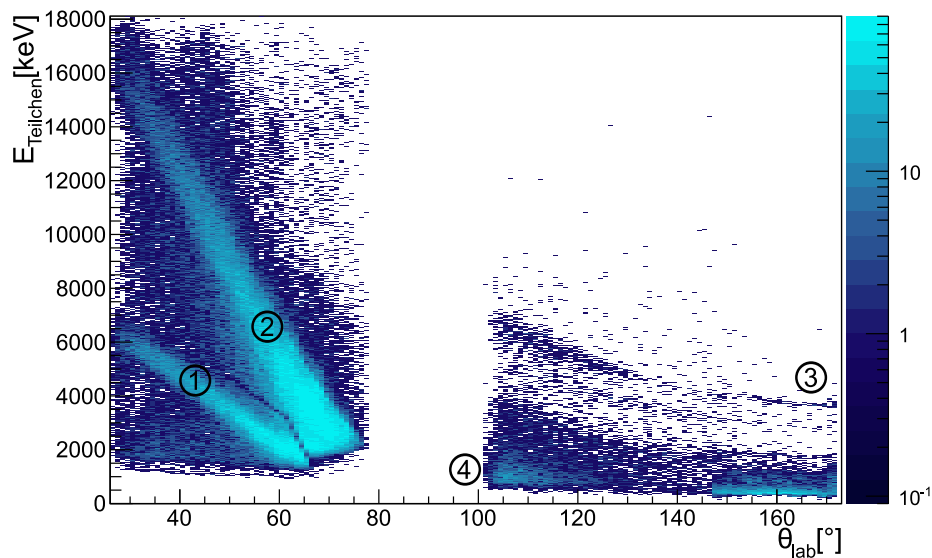


Abbildung 4.8: Die rekonstruierte Teilchenenergie ist gegen den Winkel θ_{lab} im Laborsystem aufgetragen. Über Teilchenidentifikation und Vergleich mit einer GEANT4-Simulation konnten folgende Teilchensorten einzelnen Strukturen zugeordnet werden: 1) elastisch gestreute Protonen, 2) elastisch gestreute Tritonen, 3) Transferprotonen aus der (t,p)-Reaktion und 4) Transferdeuteronen aus der (t,d)-Reaktion und elastisch gestreutem ^{44}Ar am Targetträgermaterial. Für den CD-Winkelbereich schaffen es aufgrund der größeren Dicke der ΔE -Detektoren mehr Elektronen über die Triggerschwelle.

rer Priorität folgen die Deuteronen und danach erst die Tritonen. Dies ist dadurch begründet, dass für diese Analyse alle Protonen die von der Zwei-Neutronen-Transfer-Reaktion stammen unbedingt auch als diese identifiziert werden sollen. Ein Untergrund an fälschlicherweise als Protonen bzw. Deuteronen identifizierte Deuteronen bzw. Tritonen ist vernachlässigbar. Die Breite der in Abbildung 4.7 in grün und gelb gezeigten Schnitte wird festgelegt durch den minimalen und maximalen Energieverlust im Target sowie der Folie vor den Detektoren in Vorwärtsrichtung. In Rückwärtsrichtung ($\theta_{lab} > 90^\circ$), werden alle Teilchen als Transfer-Protonen angenommen. Hier kann keine der erwähnten Identifikationsmethoden angewendet werden, da weniger als 4 % der Teilchen überhaupt den E_{Rest} -Detektor erreichen und nicht schon im ΔE -Detektor gestoppt werden. Ein Teil dieser nicht weiter identifizierbaren Teilchen sind jedoch Transfer-Deuteronen aus der (t,d)-Reaktion, elastisch gestreute ^{44}Ar -Strahlteilchen und Elektronen. Schwerere Teilchen wie elastisch gestreutes Titan aus dem Target oder Strahlteilchen werden von den T-REX-Detektoren nicht gemessen, da diese nur in Vorwärtsrichtung auftreten und hier eine Mylarfolie vor die Detektoren gespannt ist, um diese vor genau diesen schwereren Teilchen zu schützen.

In Abbildung 4.8, der detektierten Teilchenenergie des T-REX-Detektors gegen den Laborwinkel θ_{lab} , können nun aufgrund der oben beschriebenen Teilcheni-

identifikation und durch den Vergleich mit einer GEANT4-Simulation [59] (siehe Abbildung 4.9) einzelne Strukturen identifiziert werden. Markiert mit den jeweiligen Ziffern lassen sich zuordnen: 1) die elastisch gestreute Protonen, 2) die elastisch gestreuten Tritonen in Vorwärtsrichtung des Strahls, 3) die Protonen aus (t,p)-Reaktionen und 4) Deuteronen (t,d)-Reaktionen, sowie elastisch gestreute ^{44}Ar -Kerne am Targetträgermaterial ^{48}Ti nur in Rückwärtsrichtung, da diese in Vorwärtsrichtung durch die vorgespannte Mylar-Folie gestoppt werden. Die Ereignisse, die in Abbildung 4.8 zwischen $40^\circ < \theta_{lab} < 60^\circ$ und einer Teilchenenergie von 14-17MeV zu sehen sind, stammen von elastisch gestreutem ^{12}C aus dem Target.

Aus der elastischen Streuung der Tritiumkerne aus dem Target (siehe hierzu Abschnitt 2.3.2) konnte die Strahlintensität

$$N = \frac{\mathcal{L}}{n_T} \quad (4.9)$$

berechnet werden. Diese entspricht der Gesamtanzahl der eingefallenen ^{44}Ar Teilchen auf das Target während der gesamten Messzeit. Mit einer Flächendichte n_T der Targetteilchen im Target und der Luminosität \mathcal{L} , sowie einer gesamten Messzeit von ≈ 100 h für die (t,p)-Reaktion berechnet sich die integrierte Strahlintensität zu $8,1 \cdot 10^4$ pps. Wobei die Messung 2 Jahre nach der Herstellung des Targets stattfand und der Tritiumanteil zu diesem Zeitpunkt bereits auf 89,4% seiner ursprünglichen Menge gefallen war. Die Luminosität $\mathcal{L} = 0,02327$ wurde bestimmt aus dem Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Tritonen mit den theoretisch bestimmten aus einer DWBA-Rechnung mittels FRESKO (siehe hierzu Kapitel 2).

Nachdem nun die Teilchen identifiziert wurden, ist es möglich deren ursprüngliche Energie als sie vom Target emittiert wurden zu berechnen. Dies ist möglich, durch die Berechnung des Energieverlusts des jeweiligen Teilchens im Target und der Folie, welche vor die Vorwärtsdetektoren gespannt ist. Dabei muss die effektive Dicke des Targets bzw. der Folie beachtet werden, welche aus dem Winkel unter dem das Teilchen einfällt zu berechnen ist. Mithilfe dieser so rekonstruierten Energie, die das leichte Rückstoß-Teilchen ursprünglich am Ort der Reaktion hatte, ist es darüber hinaus möglich die Energie des schwereren Ejektils zu bestimmen. In Abschnitt 5.1 wird ein berechnetes Spektrum der Anregungsenergie des Ejektil-Kerns ausführlich erläutert.

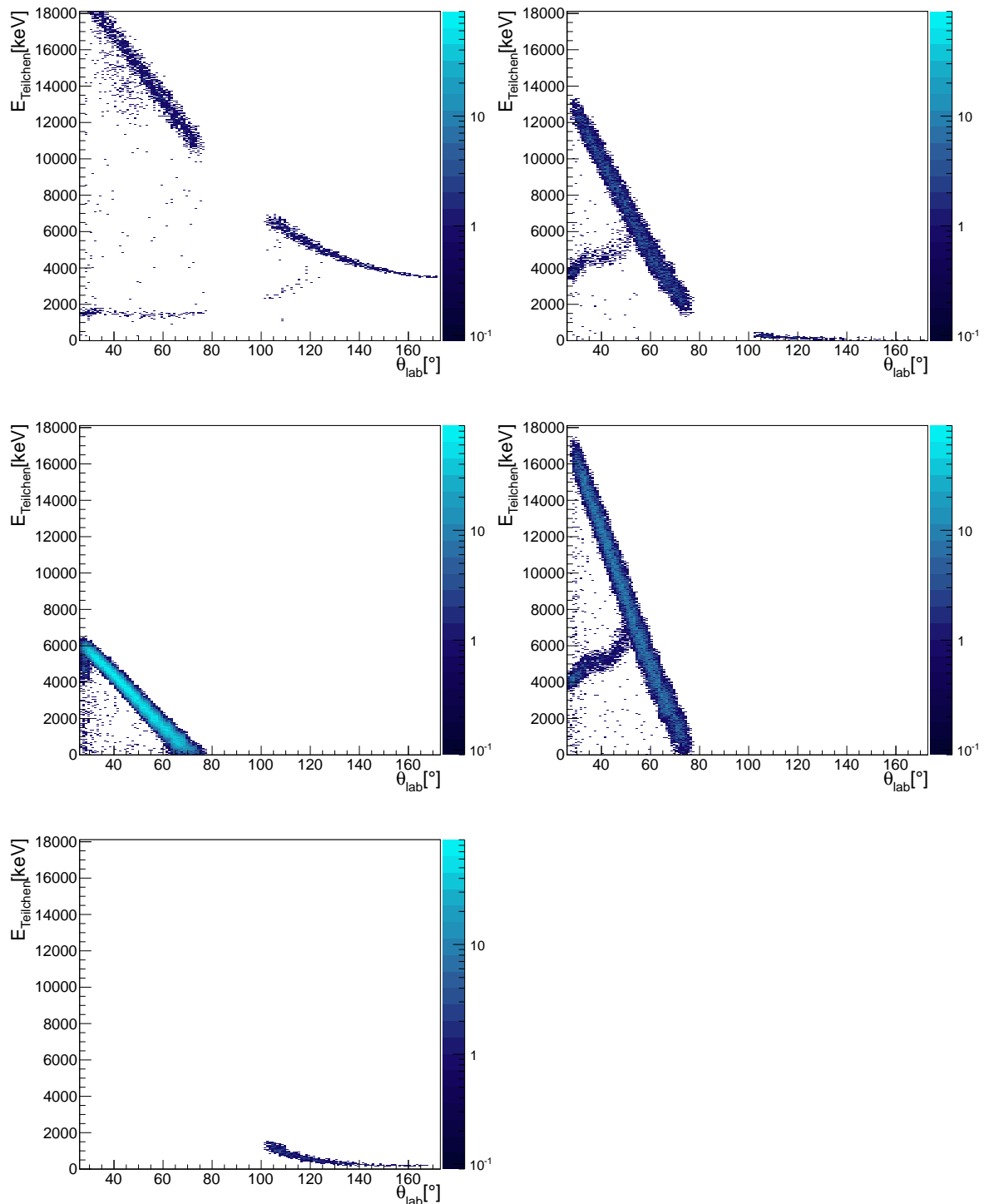


Abbildung 4.9: Die in der Simulation detektierte Energie aufgetragen gegen den Laborwinkel θ_{lab} . Dieser ist auf den Bereich den der T-REX-Detektor abdeckt eingeschränkt. Die Simulationen wurden mit GEANT4 [59] durchgeführt. In a) ist die Winkelverteilung der Protonen aus Transferreaktionen in den Grundzustand von ^{46}Ar gezeigt, in b) die der Deuteronen aus Transferreaktionen aufgetragen, in c) die der elastischen Protonen und in d) die der elastischen Tritonen. In e) wird zusätzlich noch die Winkelverteilung der elastisch gestreuten ^{44}Ar Kerne an ^{48}Ti Kernen vom Trägermaterial des Targets gezeigt. Die Intensitäten sind grob an die im Experiment gemessenen angepasst.

Resultate und Diskussion

Das hier vorgestellte Experiment erlaubt durch die teilweise redundanten Observablen ein exklusives Studium der verschiedenen in der Zwei-Neutronen-Transfer Reaktion $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ bevölkerten Kanäle. Durch koinzidente Messung des leichten Rückstoßkerns und γ -Quanten aus der Abregung des schweren Reaktionsproduktes kann ein Niveauschema der angeregten Zustände aufgestellt werden. Über die Zuordnung der γ -Übergänge und die Winkelverteilung der Protonen im Vergleich zu DWBA-Rechnungen ist es möglich, Aussagen über den Kernspin des jeweiligen angeregten Zustands in ^{46}Ar zu treffen. Spezieller Fokus wurde hier auf die Charakterisierung des ersten angeregten 0^+ -Zustands gelegt.

5.1 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse der $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ Reaktion gezeigt und nachfolgend diskutiert. Wie in den vorherigen Kapiteln besprochen, wurde das Experiment mit einem ^{44}Ar Strahl, der an ISOLDE am CERN erzeugt und von REX-ISOLDE auf eine Energie von $2,16 \text{ MeV/u}$ nachbeschleunigt wurde, durchgeführt und anschließend auf ein Tritiumtarget geschossen. Aus der Energie und dem Detektionswinkel der in Kapitel 4 eindeutig identifizierten Transferprotonen lässt sich die Anregungsenergie der ^{46}Ar -Kerne der Reaktion direkt bestimmen.

5.1.1 Anregungsenergie-Spektrum

Diese Anregungsenergie ist in Abbildung 5.1 für den gesamten Barrel-detektor im hellsten Blau und für nur die Rückwärtsrichtung in dem mittleren Blauton aufgetragen, sowie im dunkelsten Blau nur die CD-Winkel $> 160^\circ$. Zwei Zustände sind deutlich in dem Barrel-Winkelbereich für das komplette Barrel und nur den Rückwärtsbereich zu erkennen, zum einen der Grundzustand bei 0 keV und der

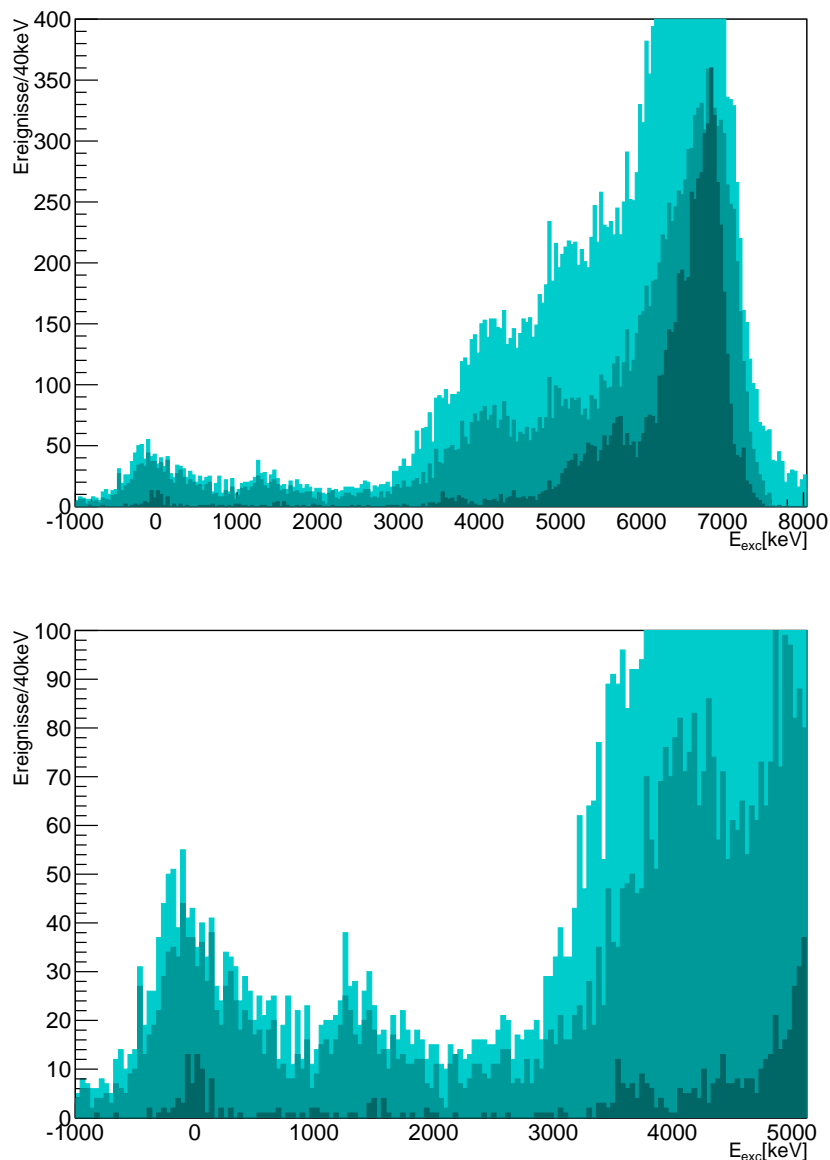


Abbildung 5.1: Spektrum der rekonstruierten Anregungsenergie für ^{46}Ar aus Transferreaktionen für den gesamten Energiebereich in der oberen Abbildung und unten nur bis 5,0 MeV. Die hellste Blaustufe zeigt das Anregungsenergiespektrum für den kompletten Winkelbereich des Barreldetektors, die mittlere Blaustufe nur den Barreldetektorbereich für $\theta_{\text{lab}} > 90^\circ$ und im dunkelsten Blauton der Winkelbereich des CD-Detektors mit $\theta_{\text{lab}} > 160^\circ$.

bekanntes 2_1^+ -Zustand bei 1554 keV. Die Ereignisse bei 6–8 MeV stammen von höher angeregten Zuständen, die im Energie gegen θ_{lab} -Spektrum nicht mehr voneinander trennbar sind (siehe Abbildung 4.8) sowie der Transferdeuteronen als auch elastisch am Trägermaterial Titan des Targets gestreutem ^{44}Ar , die ebenfalls in diesem Bereich liegen und aufgrund einer fehlenden Teilchenidentifikation in Rückwärtsrichtung nicht von den Transferprotonen unterschieden werden kön-

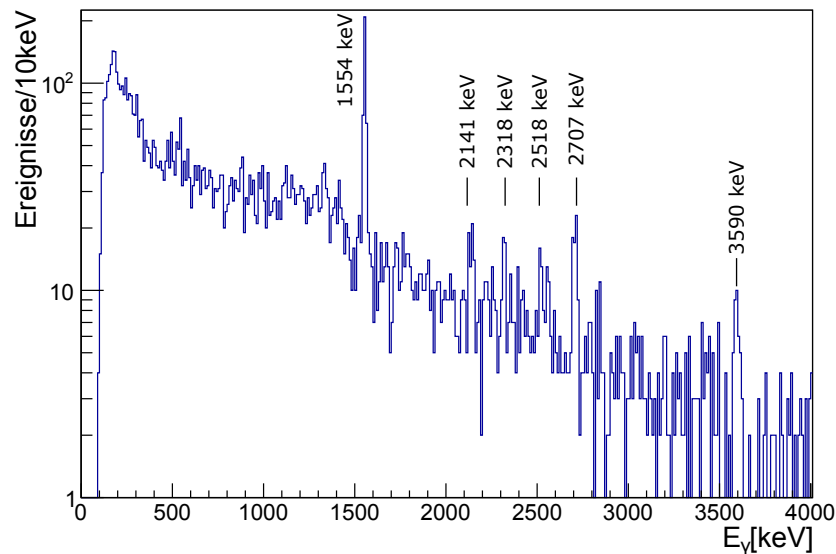


Abbildung 5.2: Doppler-korrigiertes und untergrundkorrigiertes Spektrum der γ -Energie in Koinzidenz mit Protonen aus Transferreaktionen erstellt wurde.

nen. Aufgrund eines geringeren Q -Werts der (t,d) Reaktion mit $Q = -1,09$ MeV im Vergleich zur (t,p) Reaktion mit $Q = 4,72$ MeV werden so wesentlich höhere Anregungsenergien von ^{46}Ar für diese Transferdeuteronen falsch zugeordnet. Für den CD-Bereich $> 160^\circ$ werden zwei Zustände sichtbar, zum einen der Grundzustand sowie ein angeregter Zustand bei 3,7 MeV. Aufgrund der Stärke der Winkelverteilung in diesem Bereich deutet dies auf einen möglichen angeregten 0^+ -Zustand hin.

Ein möglicher 0_2^+ -Zustand bei 2,7 MeV wie von Dombrádi et al. [40] postuliert wird in der Anregungsenergie nicht gesehen, im Speziellen nicht in der des Winkelbereichs des CD-Detektors. Die Begründung nach Dombrádi et al. zur vorläufigen Zuordnung von $J^\pi = 0_2^+$ zu einem Zustand bei 2,7 MeV ist in Abschnitt 1.5 erläutert.

Der Grundzustand ist auf 0 keV geschoben um eine systematische Verschiebung von 100 keV auszugleichen. Diese stammt von einer Ungenauigkeit der Targetdicke und sowie der Kalibration (insbesonderen der E_{Rest} -Detektoren). In die Berechnung der Anregungsenergie geht die Masse der Kerne ein, welche aus AME2012 entnommen wurden [77; 78]. Dieselbe Quelle bestimmt die Separationsenergie für ein Neutron von ^{46}Ar zu 8,03 MeV.

γ -Energie [keV]	Dombrádi	Mrázek	Riley
(1118)	1140	x	1118
1554(1)	1570	1552,6	1558(9)
2318(3)	2322	x	2307(13)
2518(2)	x	2515,5	2530(16)
2707(2)	2721	x	2692(16)

Tabelle 5.1: Tabelle der im Rahmen dieses Experiments gemessenen γ -Energien im Vergleich zu den in früheren Experimenten von Dombrádi et al. [40], Mrázek et al. [46] und Riley et al. [45] gemessenen Werten.

5.1.2 γ -Spektrum

Abbildung 5.2 zeigt das Doppler-korrigierte γ -Spektrum in Koinzidenz mit detektierten Protonen aus Transferreaktionen. Dieses wurde bezüglich des Untergrundes korrigiert, indem der Untergrund außerhalb des in Abbildung 4.5 gezeigten Zeit-Peaks gewichtet subtrahiert wurde. Verunreinigungen des γ -Spektrums durch Transferdeuteronen können nicht umgangen werden, da eine Teilchenidentifikation für Winkel $\theta_{\text{lab}} > 90^\circ$ nicht möglich war.

Die deshalb beobachteten γ -Energien 542 keV, 884 keV, 1330 keV und 1414 keV von ^{45}Ar sind bereits aus früheren Messungen bekannt [40; 46; 79; 80] und entsprechen den dort gemessenen Energien innerhalb der angegebenen Fehler. Bereits aus früheren Experimenten ^{46}Ar zugeordnete γ -Linien sind die bei 1554 keV, 2318 keV, 2518 keV und 2707 keV. Ein Vergleich der in früheren Experimenten gemessenen Werte für die γ -Energien ist in Tabelle 5.1 zu finden. Innerhalb der von Riley et al. angegebenen Fehler können diese Übergangsennergien bestätigt werden, während die von Dombrádi et al. angegebenen γ -Energien tendenziell um etwa 15 keV zu hoch liegen. Hierbei ist herauszustellen, dass die Auflösung der γ -Energien in diesem Experiment wesentlich besser ist als in denen in Tabelle 5.1 aufgeführten Messungen, was sich durch einen sehr kleinen Fehler zeigt. Zwei bis dato noch nicht zugeordnete Linien liegen bei 2141 keV und 3590 keV.

Um die gemessenen γ -Linien nun Übergängen zwischen den Zuständen in ^{46}Ar zuordnen zu können, wurde die mit MINIBALL gemessene γ -Energie gegen die von T-REX detektierte Teilchenenergie in einer Koinzidenzmatrix (Abbildung 5.3) aufgetragen. Ereignisse, die in dieser Darstellung die untere Winkelhalbierende schneiden, sind Zerfälle in den Grundzustand. Wird die Linie nun um 1554 keV nach oben verschoben, was der Energie des ersten 2^+ -Zustands entspricht, sind Ereignisse, welche nun diese Linie schneiden Zerfälle in den 2^+_{1-} -Zustand. Bereits aus früheren Experimenten [40; 45; 46] zu ^{46}Ar wurde gezeigt, dass die meis-

γ -Energie [keV]	Anzahl der Events	relative Intensität
1554(1)	295(20)	100,0(34,6)
2141(3)	48(21)	18,9(10,4)
2318(3)	28(13)	11,4(6,5)
2520(2)	19(7)	8,0(4,0)
2707(2)	56(11)	24,3(9,5)
3590(3)	22(6)	10,5(4,6)

Tabelle 5.2: Die Intensitäten der detektierten γ -Energien von ^{46}Ar in Koinzidenz mit Transferprotonen, relativ zum Übergang $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ mit 1554(1) keV.

ten der gemessenen angeregten Zustände über den 2_1^+ in den Grundzustand zerfallen. γ - γ -Koinzidenzen konnten aufgrund der Bevölkung vieler höher-angeregter Zustände und einer zu geringen Photopeakeffizienz nicht bestimmt werden.

Aus Abbildung 5.3 zeigt sich des weiteren, dass die Linien bei 2141 keV und 3590 keV in Abbildung 5.2 ^{46}Ar zuzuordnen sind und nicht ^{45}Ar . Würden diese γ -Energien aus Zerfällen von ^{45}Ar stammen, wäre die Anregungsenergie falsch berechnet und die Ereignisse würden mit einer falschen Anregungsenergie rekonstruiert werden. Aus dieser Abbildung ist ebenso ersichtlich, dass der 2_1^+ -Zustand an sich nur wenig bevölkert wird, es jedoch zu einer starken Population höher angeregter Zustände kommt welche sich über den 2_1^+ -Zustand abregen. Darüber hinaus wird die obere in Abbildung 5.3 eingezeichnete Linie von Ereignissen bei 2141 keV, 2707 keV und 3590 keV geschnitten, welche von Anregungsenergien bei 3,7 MeV, 4,2 MeV respektive 5,1 MeV stammen.

Aus früheren Messungen von Dombrádi et al., siehe Abbildung 1.8 wurde dem angeregten Zustand bei 3892 keV $J^\pi = 4_1^+$ zugeordnet, sowie den Zuständen bei 3489 keV und 2710 keV ein Kernspin und Parität J^π von 2_2^+ respektive 0_2^+ vorläufig zugeordnet [40]. Riley et al. weisen dem Zustand bei 3866 keV vorläufig $J^\pi = (4_1^+, 2_2^+)$ zu und beziehen sich hierbei auf die von Dombrádi et al. gemessenen Anisotropie-Verhältnisse für die 2322 keV-Linie, welche in den Messungen von Riley et al. der bei 2307 keV entspricht [45], siehe hierzu Abbildung 1.9 und Tabelle 5.1. Des weiteren wird dem Zustand bei 4982 keV $J^\pi = 3_1^-$ vorläufig zugeordnet.

Aufgrund der Information aus dem γ -Spektrum in Koinzidenz mit detektierten Protonen aus Transferreaktionen sowie dem Spektrum der Anregungsenergie ist es möglich das in Abbildung 5.4 gezeigt Niveauschema für ^{46}Ar herzuleiten. Die γ -Energien 2141 keV, 2707 keV und 3590 keV wurden direkt über dem $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergang platziert, aufgrund ihrer Position in Abbildung 5.3. Die Linie mit ei-

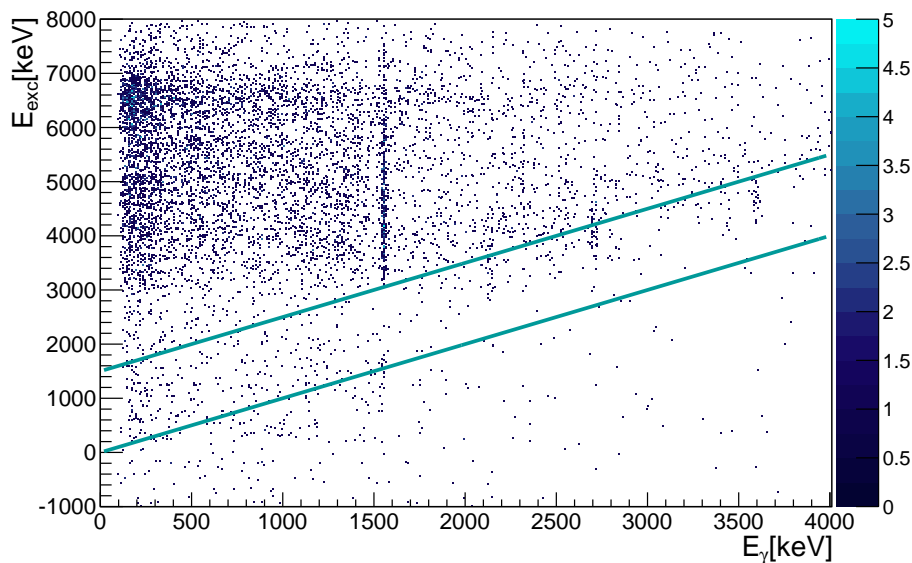


Abbildung 5.3: Die γ -Energie in Koinzidenz mit den detektierten Transferprotonen ist gegen die Anregungsenergie des Ejektils ^{46}Ar in einer Koinzidenzmatrix aufgetragen. Übergänge in den Grundzustand müssten die untere der beiden Linien schneiden, Übergänge in den 2_1^+ die obere Linie. Markiert sind die γ -Energien bei 2141 keV, 2707 keV und 3590 keV, da diese Zerfälle höher angeregter Zustände über den 2_1^+ darstellen.

ner γ -Energie von 2316 keV wurde ebenfalls über den Übergang vom 2_1^+ -Zustand in den Grundzustand gesetzt, da Dombrádi et al. und Riley et al. die korrespondierenden γ -Linien aufgrund von γ - γ -Koinzidenzen dort platzieren konnten. Der Übergang mit einer γ -Energie von 2518 keV konnte bisher bereits von Mrázek et al. (entspricht der γ -Energie 2515.5(9) keV) und Dombrádi et al. (mit detektierter γ -Energie von 2530(16) keV) beobachtet werden [40; 46]. Demzufolge wurde auch diese γ -Energie als Übergang in den 2_1^+ -Zustand festgelegt. Zusammenfassend wurden die γ -Energien bei 2141 keV und 3590 keV in diesem Experiment Übergängen in ^{46}Ar zugeordnet und diese lassen auf angeregte Zustände bei 3,7 MeV und 5,1 MeV schließen. Durch das Fehlen einer weiteren γ -Energie, die einen Übergang in den Grundzustand darstellt (siehe 5.3), kann ausgeschlossen werden, dass einem der Zustände im betrachteten Energiebereich ein $J^\pi = 2_2^+$ zugeordnet werden kann. Um nun Kernspin und Parität J^π den bisher unbekannt Zuständen zuordnen zu können, müssen im Folgenden die Winkelverteilungen der Ejektile aus der Transferreaktion betrachtet werden.

5.1.3 Winkelverteilungen

Um aus der Winkelverteilung der detektierten Protonen nun Informationen über Kernspin und Parität des Zustands zu erhalten, werden diese mit den in Ab-

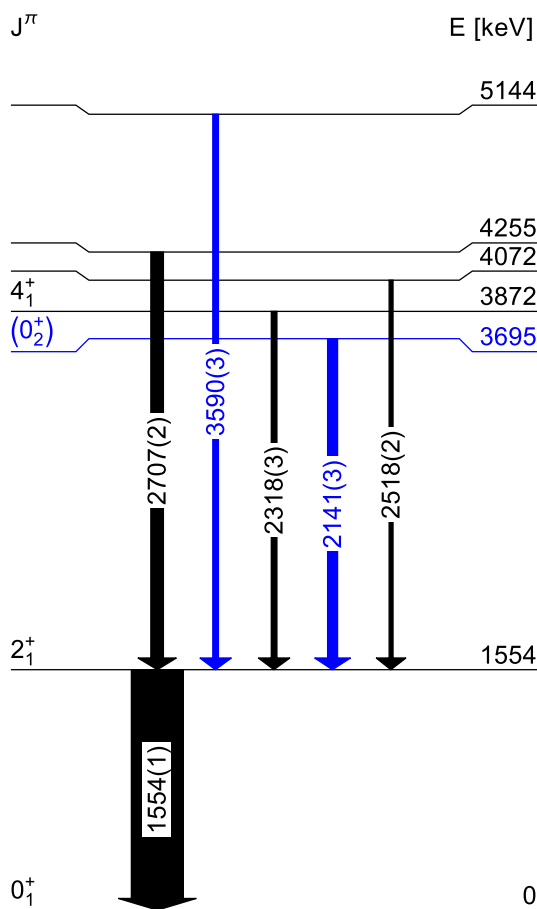


Abbildung 5.4: Niveauschema von ^{46}Ar auf Basis der in diesem Experiment gemessenen Werte für Anregungs- und γ -Energien. Informationen bezüglich der Zuordnung der γ -Energien zu den angeregten Zuständen sind im Text zu finden. Die Übergänge in blau sind die in diesem Experiment erstmalig beobachteten. Die Breite der Übergänge gibt die Intensität wieder, siehe hierzu Tabelle 5.2.

schnitt 2.3.2 eingeführten DWBA-Rechnungen verglichen. Hierfür wird auf einen bestimmten Bereich der Anregungsenergie geschnitten, die Anzahl der Ereignisse in Bins aufgeteilt, die für einen bestimmten θ - und Φ -Bereich stehen. Nachdem diese nach θ_{lab} sortiert wurden, wird die Umrechnung zum Schwerpunktsystem durchgeführt. Die Anzahl der Ereignisse in jedem Bin wird mit der Teilchendetektionseffizienz und der Luminosität korrigiert (siehe Abschnitt 1.5). Letztere ist ein Skalierungsfaktor, der aus der elastischen Streuung der Tritonen bestimmt wurde. Die Breite des Schnittes in der Anregungsenergie wurde auf ± 200 keV festgelegt, um eine ausreichende Trennung vor allem der höherangeregten Zustände zu ermöglichen.

Die in den Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7 eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Obergrenze des Winkelfehlers von θ_{CM} . Diese wurden aufgrund der stark winkelabhängigen Werte im Bereich zwischen $20^\circ < \theta_{CM} < 30^\circ$ gewählt. Das scharfe Minimum der berechneten Werte kann im Experiment aufgrund der begrenzten Ortsauflösung nicht reproduziert werden.

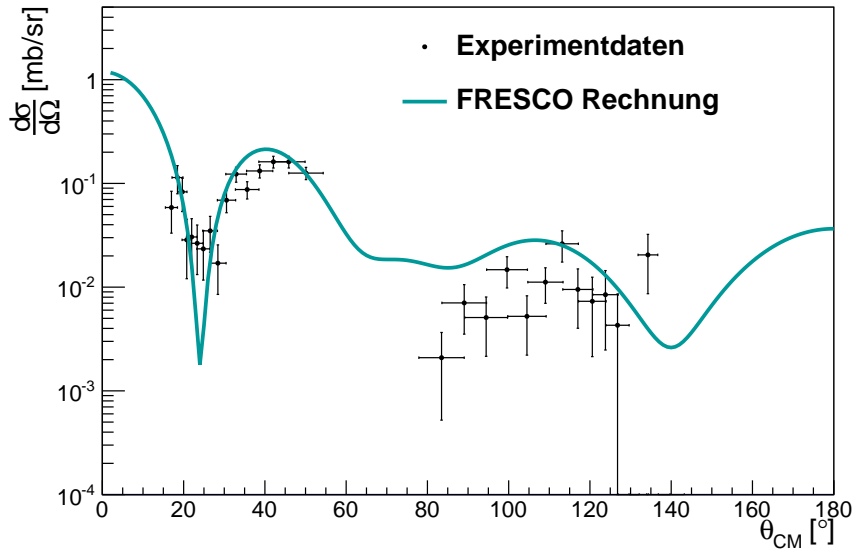


Abbildung 5.5: Winkelverteilung der Protonen der (t,p)-Reaktion für den Grundzustand in ^{46}Ar . Die schwarzen Punkte repräsentieren die experimentellen Daten, die durchgezogene Linie die zugehörige DWBA-Rechnung. Die verwendeten Werte für die TNAs und spektroskopischen Amplituden sind im Text zu finden.

Die in Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7 dargestellten Winkelverteilungen berücksichtigen sowohl den direkten als auch den sequentiellen Transfer der beiden Neutronen. Die DWBA-Rechnung ist in blau gezeigt, wohingegen die experimentellen Daten als Punkte dargestellt werden. Die spektroskopischen Faktoren der direkten Transferreaktion wurden auf 1,0 gesetzt, wobei die spektroskopischen Amplituden der sequentiellen Transfers der zwei Neutronen Werte aus einer Schalenmodellrechnung mit NushellX [7] im SDPF-Modellraum mit der SDPF-U-Wechselwirkung [81] verwendet wurden [82]. Diese sind für den Transfer eines Neutrons in das $1f_{7/2}$ -Orbital 0,4595 und in das $2p_{3/2}$ -Orbital -0,5478. Die weiteren gerechneten Konfigurationen für den Transfer des zweiten Neutrons gerechnet mittels der Reaktion $^{45}\text{Ar}(d,p)^{46}\text{Ar}$ sind in Tabelle 5.3 aufgezählt.

Für die Winkelverteilung des Grundzustands in Abbildung 5.5 und des möglichen 0_2^+ -Zustands bei 3,70 MeV in Abbildung 5.7 wurde eine Mischung zwischen $0p0h$ - und $2p2h$ -Konfigurationen angenommen. Der Grundzustand als Mischung aus einer Konfiguration mit den zwei Neutronen im $1f_{7/2}$ - oder $2p_{3/2}$ -Orbital kann dargestellt werden als $0_{g.s.}^+ = \alpha |(p_{3/2})^2\rangle + \beta |(f_{7/2})^2\rangle$. Der 0_2^+ -Zustand wird somit geschrieben als $0_2^+ = -\beta |(p_{3/2})^2\rangle + \alpha |(f_{7/2})^2\rangle$ mit $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ [13]. Um die verwendeten TNAs (*two nucleon transfer amplitudes*) aus der oben angesprochenen Schalenmodellrechnung anzupassen, wurde nur eine der berechneten TNAs übernommen $\alpha = 0,82351$, für die $f_{7/2}$ -Konfiguration des Grundzustands. Somit konnte über obige Beziehung β zu $\beta = 0,5673$ berechnet werden. Da die berechneten

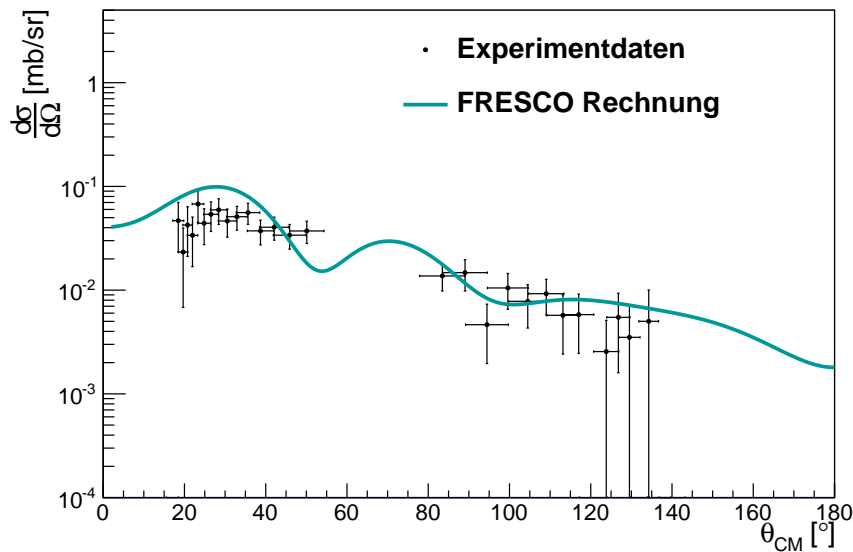


Abbildung 5.6: Winkelverteilung der Protonen der (t,p)-Reaktion für den ersten angeregten 2^+ -Zustand bei 1,554 MeV in ^{46}Ar . Die schwarzen Punkte stehen für die experimentellen Daten, die durchgezogene Linie für die zugehörige DWBA-Rechnung für einen 2_1^+ -Zustand bei dieser Energie.

differentiellen Wirkungsquerschnitte mit FRESKO sehr gut zu den experimentellen Werten in Abbildung 5.7 passen, kann diesem Zustand Kernspin und Parität $J^\pi = 0^+$ zugeordnet werden. Die Angabe der exakten Energie bei der dieser Zustand liegt, erfolgt über die Addition der γ -Energien 1554 keV und 2141 keV zu 3695 keV. Die experimentellen Werte für $\theta_{cm} > 80^\circ$ entsprechen dem Teil des Barreldetektors mit $\theta_{lab} < 90^\circ$. Da hier die Identifikation der Transferprotonen erschwert wird durch die überlagerten elastisch gestreuten Tritonen und Deuteronen aus Transferreaktionen, erklärt dies die leichte Schwankung der Messwerte und die damit verbundenen Abweichungen von der DWBA-Rechnung.

J^π	nl_j	spekt. Amplitude 2. Schritt
$0_{g.s.}^+$	$1f_{7/2}$	2,3101
$0_{g.s.}^+$	$2p_{3/2}$	-0,7676
2_1^+	$1f_{7/2}$	0,7254
2_1^+	$2p_{3/2}$	-0,1199
0_2^+	$1f_{7/2}$	-0,1810
0_2^+	$2p_{3/2}$	-0,3899

Tabelle 5.3: Die spektroskopischen Amplituden des Transfers zweiten Schrittes des sequentiellen Transfers der Reaktion $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$, die mittlere Spalte gibt die Konfiguration an, in welche das zweite Neutron gesetzt wird

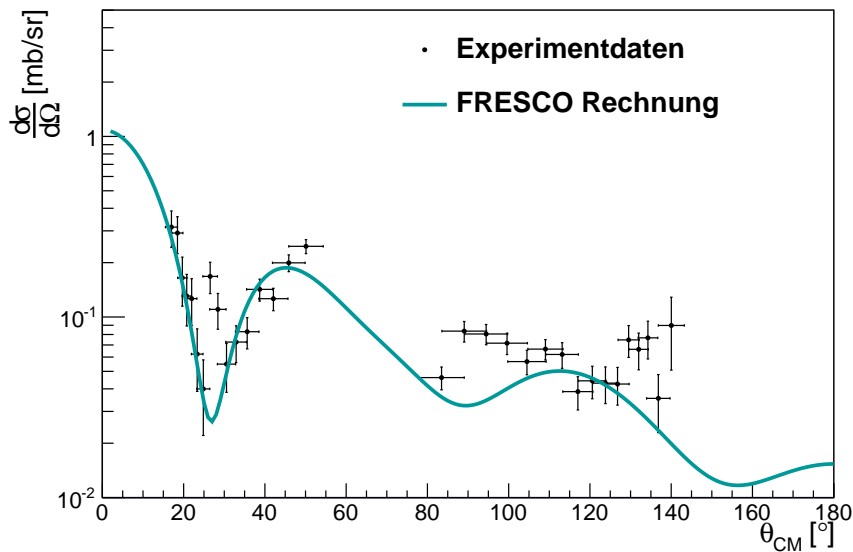


Abbildung 5.7: Winkelverteilung der Protonen der (t,p)-Reaktion für den angeregten Zustand bei 3,7 MeV in ^{46}Ar . Die schwarzen Punkte stehen für die experimentellen Daten, die durchgezogene Linie für die zugehörige DWBA-Rechnung für einen angeregten 0^+ -Zustand bei dieser Energie. Die verwendeten Werte für die TNAs und spektroskopischen Amplituden sind im Text zu finden.

5.2 Diskussion

Das Ziel des Zwei-Neutronen Transfer Experiment $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$ war es, Informationen über die Lage und Struktur des ersten angeregten 0^+ -Zustands zu gewinnen. Hierfür eignet sich im Besonderen ein zwei-Teilchen Transfer von Neutronen im Gegensatz zum zB Coulomb-Anregung, wobei die Bevölkerung eines angeregten 0^+ -Zustands keinen direkten, sondern zweistufigen Prozess darstellen würde. Im vorherigen Abschnitt wurde die Existenz eines in den bisherigen Experimenten nicht beobachteten Zustands bei 3,7 MeV begründet und ihm aufgrund der Winkelverteilung im Vergleich zu DWBA-Rechnungen $J^\pi = 0_2^+$ zugeordnet. Für den 2^+ -Zustand wurde ebenfalls der Vergleich zwischen DWBA-Rechnung und den experimentellen Daten gezeigt (siehe Abbildung 5.6), um die deutlich unterscheidbare Form zu den angeregten 0^+ -Zuständen herauszustellen.

In den DWBA-Rechnungen wurden die verwendeten TNAs mit Schalenmodellrechnungen bestimmt und es zeigte sich, dass sowohl der Grundzustand als auch der 0_2^+ -Zustand aus Komponenten der Wellenfunktion aufgebaut sind, bei denen die zwei Neutronen in das $f_{7/2}$ -Orbital sowie das $p_{3/2}$ -Orbital transferiert werden. Es dominiert die $\nu(f_{7/2})^2$ -Konfiguration gegenüber der $\nu(p_{3/2})^2$ -Konfiguration für den Grundzustand und für den ersten angeregten 0^+ -Zustand dominiert die Komponente mit zwei zusätzlichen Neutronen im $\nu(p_{3/2})^2$ -Orbital. Grundsätzlich kann

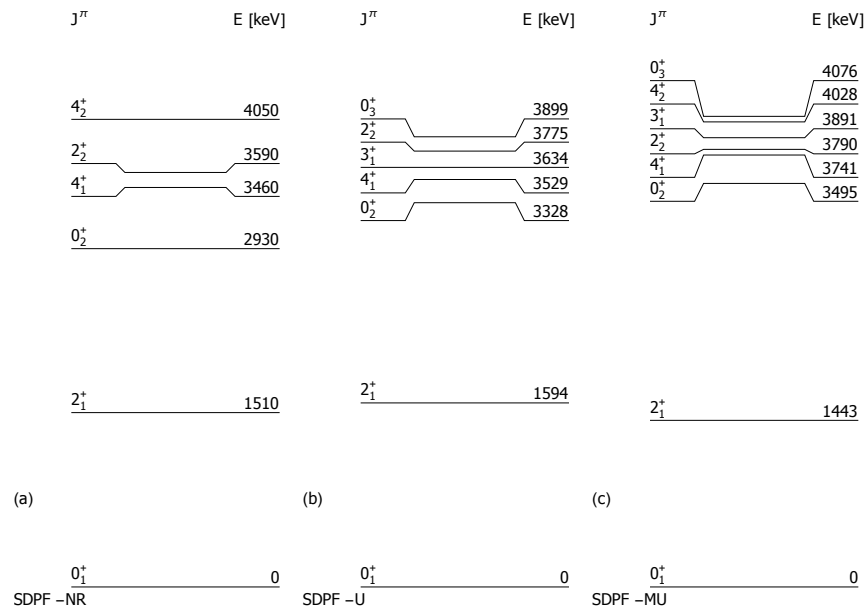


Abbildung 5.8: Vergleich von Schalenmodellrechnungen im SDPF-Modellraum mit a) der SDPF-NR Wechselwirkung links (aus [40]), b) der SDPF-U [81] Wechselwirkung mittig und c) der SDPF-MU [83] Wechselwirkung rechts.

der Zwei-Neutronen-Transfer nur zwischen Konfigurationen stattfinden, bei denen die Protonen dieselben Orbitale besetzen und nur die beiden Neutronen als Paar addiert werden. Dies wird auch von den durchgeführten Schalenmodellrechnungen bestätigt.

Der Vergleich der Schalenmodellrechnungen in Abbildung 5.8 mit dem aus dem im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experiment und früheren Experimenten in Abbildungen 1.8 und 1.9 zeigt, dass die bereits bekannten Zustände sowie der neu zugeordnete 0_2^+ -Zustand gut den Berechnungen entsprechen. Das in Abbildung 5.8 links gezeigte Niveauschema war Grundlage für die Zuweisung eines möglichen 0_2^+ -Zustands bei 2,7 MeV von Dombrádi et al. [40]. Es zeigt sich ebenfalls, dass bei Energien > 4 MeV viele Zustände erwartet werden, womit auch die Bevölkung des 2_1^+ -Zustands von höher angeregten Zuständen aus diesem Bereich bestätigt wäre.

Die Schalenmodell-Rechnungen entsprechen mit den Energien für den 2_1^+ - und 0_2^+ -Zustand recht gut den experimentellen Werten, wobei hier die SDPF-MU Wechselwirkung diese am besten wiedergibt. Jedoch wird die Konfiguration des 0_2^+ -Zustands nur in den Rechnungen mit SDPF-NR und SDPF-U als dominierte 2p2h-Anregung in das $2p_{3/2}$ -Orbital reproduziert, was auch die FRESCO-Rechnung bestätigt. Mit der SDPF-MU-Wechselwirkung wird dieser Anteil jedoch weniger gut wiedergegeben, was daran liegen kann, dass diese das Verschwinden des $N=28$

Schalenabschlusses für S- und Si-Isotope reproduziert und die N=28 Schalenlücke jedoch für ^{46}Ar noch erhalten ist. Somit kann die SDPF-U-Wechselwirkung als diejenige identifiziert werden, die mit dem im Rahmen dieses Experiments bestimmten Niveauschema und den zugehörigen FRESCO-Rechnungen am besten übereinstimmt.

Durch den hohen TNA-Wert von 0.82351 zeigt sich eine hohe Beteiligung der 2p2h-Konfiguration am 0_2^+ -Zustand sowie ein geringer Beitrag der 0p0h-Konfiguration des Grundzustands. Dies ist als Anzeichen für Formkoexistenz zu werten. Aufgrund der Lage des 0_2^+ -Zustands, welche um 1 MeV höher liegt als von einem früheren Experiment erwartet [40], spricht dies gegen ein Aufweichen des Schalenabschlusses N=28 schon bei ^{46}Ar .

5.3 Ausblick

Seit Herbst 2012 wird die bisherige ISOLDE-Anlage umgebaut zu HIE-ISOLDE mit Strahlenergien von bis zu 10 MeV/u , sowie einer breiteren Nuklidwahl, einer größeren Reinheit des Strahls und einer höheren Intensität bis zu einem Faktor 10 der bisher verfügbaren [84; 85]. Aufgrund der höheren Strahlenergie kann es zu Fusionsreaktionen mit dem Target-Trägermaterial kommen. In dem im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experiment musste deshalb die Strahlenergie auf $2,16 \text{ MeV/u}$ reguliert werden, obwohl eine maximale Strahlenergie von $3,0 \text{ MeV/u}$ verfügbar gewesen wäre. So konnte Fusion mit dem Target-Trägermaterial ^{48}Ti verhindert werden.

Im Rahmen dieses Experiments wurden auch Tests mit einem Fusionsveto durchgeführt, das eine Ereignis-genaue Identifikation von Fusionsereignissen möglich macht. Dieses ist in Abbildung 5.9 schematisch dargestellt. Es besteht aus zwei $10 \mu\text{m}$ -dicken Szintillatorfolien aus BC400¹ an der Eintritts- und Austrittsseite der quadratischen Box. An den anderen Seiten der Box befinden sich zwei Photomultiplier, die das von durchfliegenden Teilchen in den Szintillatorfolien erzeugte Szintillationslicht detektieren. Zwei dünne, jedoch Licht-undurchlässige Folien sind diagonal durch die Box gespannt, welche die Teilchen abbremsen. Nun kann diese Abbremsfoliendicke an die Energie der erwarteten Fusionsprodukte angepasst werden. Diese erzeugen dann nur in der ersten Szintillatorfolie Szintillationslicht und werden in den Abbremsfolien gestoppt, bevor sie die zweite Szintillatorfolie erreichen können. So ist für jedes Nuklid das dieses Fusionsveto erreicht eine Aussage möglich, ob es sich um ein schwereres Fusionsprodukt handelt oder nicht. Die bisherigen Tests des Fusionsvetos waren erfolgreich, es

¹produziert von Saint Gobain Crystals

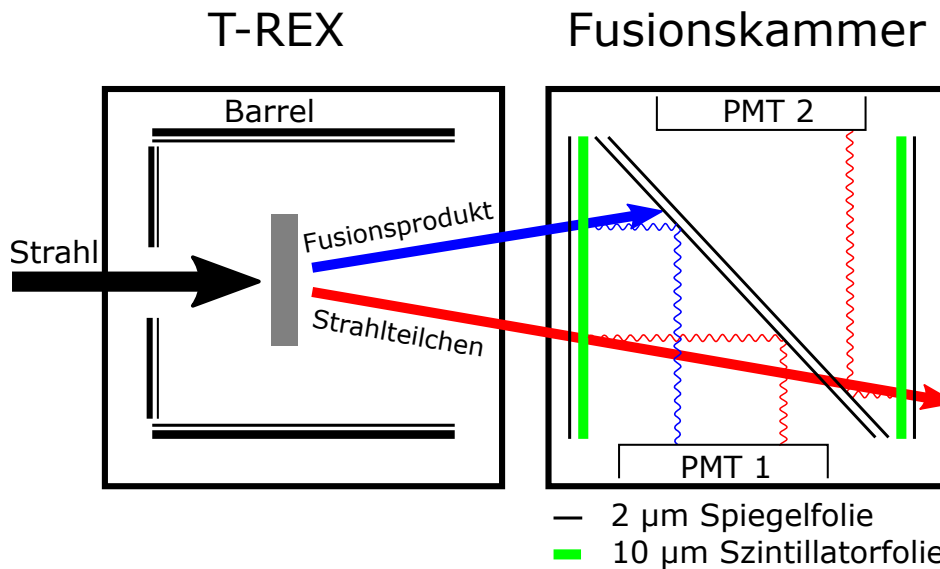


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des T-REX Detektors links und des Fusionsvetos rechts. Informationen zur Funktionsweise sind im Text zu finden.

konnte eine Identifikation der Fusionsereignisse bei Energien oberhalb der Fusionschwelle gezeigt werden, als auch deren Abwesenheit unterhalb. Als eine Grenze dieser Methode hat sich eine zu hohe Strahlintensität herausgestellt, wobei für eine bessere Identifikation eine langsamere Extraktion aus der EBIS und somit ein längerer Strahlpuls förderlich wäre.

Bei höheren Strahlenergien ist auch ein Upgrade des bisherigen T-REX Detektors nötig. So wäre eine kleinere, kompaktere Form von Vorteil, da dieser Detektor in die kleinere Targetkammer passen würde, die bisher nur für Coulombanregungsexperimente verwendet wird. Diese ermöglicht es, die MININBALL-Cluster näher an das Target heranzubringen und somit könnte auch die Photopeakeffizienz erhöht werden, zusätzlich zu einer verkürzten Umbauphase zwischen dem Coulex- und dem Transfer-Aufbau. Eine bessere Teilchenenergie-Auflösung wäre durch eine höhere Segmentierung möglich, was einer Erhöhung der Streifenanzahl entspricht und was sich vor allem für θ_{lab} -Winkel nahe am Target positiv auswirken würde (siehe Abbildung 4.7). Darüber hinaus würden dünnere ΔE -Detektoren ($50 \mu\text{m}$ und weniger) eine bessere Teilchenidentifikation ermöglichen, die besonders für $\theta_{lab} > 90^\circ$ von Vorteil wäre.

Ein sehr interessanter Kern in der Region um $N=28$ ist ^{42}Si . Die Lage des 2_1^+ -Zustand ist bereits bekannt und dieser recht niedrige Wert von 742 keV ist ein Zeichen für das Verschwinden des $N=28$ Schalenabschlusses in ^{42}Si [26]. Sorlin et al. [33] vermutet Protonen- als auch Neutronenanregungen als Begründung für diesen sehr tief liegenden 2_1^+ -Zustand. Die Anregungsenergie und Lebensdauer des ersten angeregten 0^+ -Zustands sind noch unbekannt, sowie dessen Struktur.

Diese wäre für ein besseres Verständnis der Formkoexistenz in exotischen Kernen sowie der allgemeinen Interpretation niedrig liegender 0^+ -Zustände interessant.

Der Schalenmodell-Code ANTOINE

Für einfache Schalenmodell-Rechnungen eignet sich das Programm ANTOINE [6; 86]. Nachfolgend wird die Eingabedatei für eine solche Rechnung zunächst gezeigt und dann die einzelnen Parameter erläutert. Es handelt sich um ein auf Fortran basierendes Programmpaket, welches online heruntergeladen und einfach installiert werden kann [87].

```

1  4 0 0 ***** Diagonalisation
2  50 0 4
3   10 3 205 1001 203           1 1 1           10
4   18 7 205 1001 203 307 1103 305 1101   0 0 0 1 1 1 1   10
5  0 0 0
6  83 0
7  0 4 8 12
8  2 2 2 2
9  150 0.0005 0 0
10
11 11 0 0
12 50 0 4
13  10 3 205 1001 203           1 1 1           10
14  18 7 205 1001 203 307 1103 305 1101   0 0 0 1 1 1 1   10
15 0 0 0
16
17 26 0 0 ***
18 51 50 0 0 0 0
19  10 3 205 1001 203           1 1 1           10
20  19 7 205 1001 203 307 1103 305 1101   0 0 0 1 1 1 1   10
21 7 1 0
22  10 3 205 1001 203           1 1 1           10
23  18 7 205 1001 203 307 1103 305 1101   0 0 0 1 1 1 1   10
24 0 0 0
25
26 0 0 0 ***** end of data

```

Code A.1: Eingabedatei für eine Schalenmodell-Rechnung mit ANTOINE um zunächst die Anregungsenergien in ^{44}Ar , dann die zugehörige Orbitalbesetzung und letztendlich die spektroskopischen Faktoren des Ein-Teilchentransfers von ^{44}Ar nach ^{45}Ar zu berechnen.

Die Eingabe-Datei des Schalenmodell-Programmcodes ANTOINE setzt sich aus mehreren Teilen zusammen, zum Beispiel Zeilen 1-9, dann 11-15 und 17-24. Die

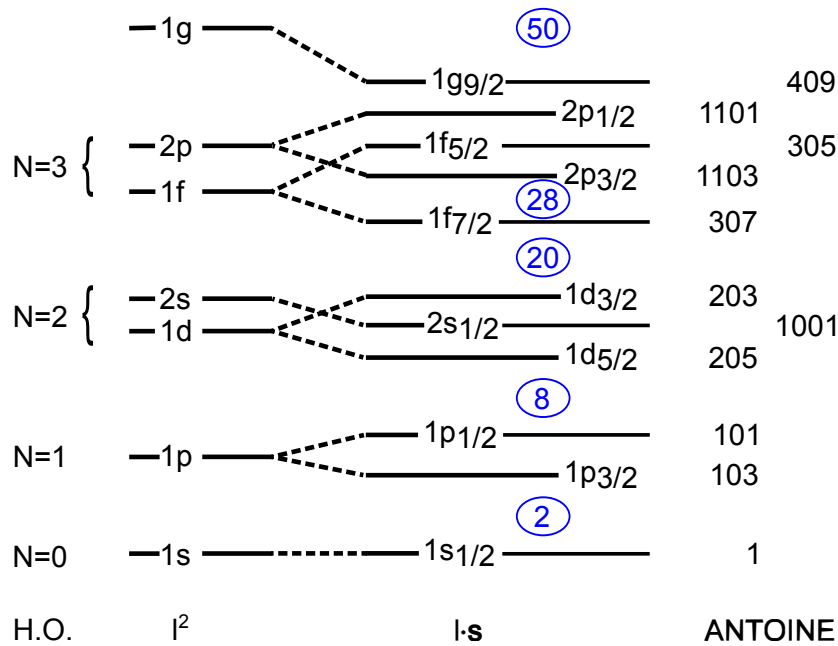


Abbildung A.1: Energieniveaus analog zu Abbildung 1.2, hier rechts mit den für ANTOINE benötigten Nummern um einzelne Orbitale zu identifizieren nach dem Schema $1000n + 100l + 2j = \text{Orbitalbezeichnung}$.

ersten beiden Zeilen des oberen Blocks geben an was berechnet wird. Hierbei wird durch die Option 4 diesem Block die Lanczos-Berechnung der Anregungsenergien angefordert. An der gleichen Stelle im nächsten Block ist 11 angegeben, was für die Berechnung der Orbitalbesetzung steht sowie die Option 26 im letzten Block, welche die Berechnung der spektroskopischen Faktoren bewirkt. Die beiden nachfolgenden Nullen müssen im Rahmen der durchgeführten Rechnungen nicht geändert werden. Die zweite Zeile besteht aus drei zu setzenden Parametern, je nach gewünschter Option in Zeile 1 können dies auch mehr Parameter sein. Der erste Parameter gibt mit 50 die Ausgabedatei (fort.50) an, die im Ordner angelegt wird in dem ANTOINE ausgeführt wird. In weiteren Schritten kann diese dann wieder eingelesen werden. Der zweite Parameter steht für die Initialisierung mit 0 und mit dem letzten Parameter wird die Anzahl der zu berechnenden angeregten Zustände festgelegt.

Darauf folgen zwei leicht eingerückte Zeilen, die angeben welche Orbitale in der Schalenmodellrechnung mit einbezogen werden sollen. Dies legt den Valenzraum fest und gibt an wie viele Protonen sowie Neutronen auf diese Orbitale verteilt werden können. Hierbei steht die erste Zeile für die Protonen, die zweite für die Neutronen. Die erste Zahl gibt an wie viele Valenz-Nukleonen auf die im folgenden aufgezählten Orbitale verteilt werden können. Dies meint die Gesamtanzahl der Nukleonen des Kerns, abzüglich der zum *core*-Nukleus gezählten Nukleonen. Die zweite Zahl gibt an auf wie viele Orbitale die jeweilige Nukleo-

nensorte verteilt werden kann, darauf folgen die Orbitale nach einer bestimmten Nomenklatur wie sie rechts in Abbildung A.1 zu finden ist sowie berechnet werden kann über die Quantenzahlen der einzelnen Orbitale n , l und j . Allgemein gilt $1000n + 100l + 2j = \text{Orbitalbezeichnung}$. Beispielsweise steht hier 205 für das $1d_{5/2}$ -Orbital und 1103 für das $2p_{3/2}$ -Orbital. Mit denen auf die 3 bzw. 7 angegebenen Orbitalen folgen diverse Einsen respektive Nullen, welche ausdrücken ob das entsprechende Orbital bereits voll gefüllt sein soll (0) oder nicht (1).

Die nachfolgende Zeile 5 beinhaltet drei Nullen. Diese stehen für den gesamten J_Z -Wert, die Parität sowie den Wert t_{max} . Negative Parität wird durch 1 festgelegt, die positive durch 0. Die zwei in der folgenden Zeile geforderten Parameter stehen zum einen für die zu benutzende Wechselwirkung, die im Ordner in dem ANTOINE ausgeführt ist mit fort.83 auf die Datei verlinkt ist, die diese Wechselwirkung beinhaltet. Im hier vorliegenden Fall steht die 83 für die SDPF-U Wechselwirkung. Der zweite Parameter dieser Zeile schaltet Coulomb aus (0) sowie ein (1) für den Protonenraum.

Mit den beiden nächsten Zeilen 7 und 8 werden die zu berechnenden Zustände festgelegt. Mit einer bereits oben festgelegten positiven Parität wird nun die Berechnung der Anregungsenergien von Zuständen mit $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ und 6^+ gefordert. Hierbei wird anstatt J jeweils $2 \cdot J$ angegeben, um eine einfache Schreibweise auch für halbzahlige Zustände in Kernen mit ungerader Massenzahl zu ermöglichen. Zeile 8 gibt nun noch an, wie viele Zustände mit denen in Zeile 7 definierten J berechnet werden sollen, in diesem Fall jeweils zwei.

Die letzte Zeile dieses Blocks steht definiert nun die Parameter für die maximale Anzahl der Lanczos-Iterationen in der Berechnung (hier 150), die Schwelle für die Energiekonvergenz (hier 0.0005), einen Parameter für die Orthogonalisierung (hier 0), sowie einen Parameter um frühere Iterationen anzugeben (hier 0).

Die folgenden Blocks sind im wesentlichen gleich aufgebaut, nur jeweils der erste Parameter variiert und gibt die jeweils ausgewählte Option an (hier 4, 11 und 26). Die Zeilen 21 und 24 im Block der Option 26 geben die Werte an wie oben definiert, jedoch werden nun die spektroskopischen Faktoren für den Ein-Teilchen-Transfer von ^{44}Ar (Zeilen 22-24) nach ^{45}Ar (Zeilen 19-21) berechnet.

Mit dem Befehl `go` vor dem Eingabedateinamen kann ANTOINE in der Kommandozeile ausgeführt werden, wobei die Eingabedatei im gleichen Ordner liegen muss. Die Ausgabedatei wird dann unter dem Eingabedatei-Namen mit der Endung `.res` gespeichert.

Der DWBA-Code FRESCO

Das Programm FRESCO berechnet differentielle Wirkungsquerschnitte für Transferreaktionen, welche zwischen unterschiedlichen Reaktionskanälen, sogenannten Partitionen und für mehrere angeregte Zustände dieser Partitionen stattfinden können. Darüber hinaus lassen sich elastische Wirkungsquerschnitte berechnen. Um eine FRESCO-Rechnung durchführen zu können, benötigt man das auf Fortran basierende Programmpaket, welches unkompliziert heruntergeladen und installiert werden kann [88], sowie eine Eingabe-Datei. Diese ist hier beispielhaft dargestellt für die Zwei-Neutronen-Transfer Reaktion $^{44}\text{Ar}(t,p)^{46}\text{Ar}$.

```

1 44Ar(t,p)46Ar @ E=95.04 MeV = 2.16 MeV/u
2 NAMELIST
3 &FRESCO hcm=0.1 rmatch=25.000 rintp=0.20 hnl=0.100 rnl=13.70 centre=-1.85
4             hnn=0.8 rnn=8. rmin=0.2 rsp=0.0 jtmin=0.0 jtmax=20 absend=-0.0000 dry=F
5             thmin=1.00 thmax=180.00 thinc=1.0 ips=0.0000 iter=2 iblock=1 pralpha=F
6             nnu=24 chans=1 smats=2 xstabl=1 pel=1 exl=1 lab=1 lin=1 lex=1 elab=95.04
7             fatal=T nosol=F psiren=T unitmass=1.000 finec=137.03599d0 /
8
9 &PARTITION namep='44Ar' massp=43.9649 zp=18 namet='t' masst=3.016 zt=1
10     qval=0.000 pwf=F nex=1 /
11 &STATES jp=0.0 bandp=1 ep=0.0000 cpot=1 jt=0.5 bandt=1 et=0.0000 fexch=F /
12
13 &PARTITION namep='45Ar' massp=44.9680 zp=18 namet='d' masst=2.014 zt=1
14     qval=-1.088 pwf=F nex=1 /
15 &STATES jp=3.5 bandp=-1 ep=0.0000 cpot=2 jt=1.0 bandt=1 et=0.0000 fexch=F /
16
17 &PARTITION namep='46Ar' massp=45.9681 zp=18 namet='p' masst=1.0078 zt=1
18     qval=4.718 pwf=F nex=5 /
19 &STATES jp=0.0 bandp= 1 ep=0.0000 cpot=3 jt=0.5 bandt=1 et=0.0000 fexch=F /
20 &STATES jp=2.0 bandp=1 ep=1.5550 cpot=3 copyt=1 fexch=F /
21 &STATES jp=0.0 bandp=1 ep=3.7000 cpot=3 copyt=1 fexch=F /
22 &STATES jp=4.0 bandp=1 ep=3.9000 cpot=3 copyt=1 fexch=F /
23 &STATES jp=6.0 bandp=1 ep=5.0000 cpot=3 copyt=1 fexch=F /
24 &partition /
25
26 &POT kp=1 itt=F at=44 rc=1.30 /
27 &POT kp=1 type=1 itt=F p1=162.73 p2=1.17 p3=0.75 p4=23.85 p5=1.40 p6=0.84 /
28
29 &POT kp=2 itt=F at=45 rc=1.30 /
30 &POT kp=2 type=1 itt=F p1=102.26 p2=1.05 p3=0.86 /

```

B Der DWBA-Code FRESCO

```
31 &POT kp=2 type=2 itt=F p4=17.23 p5=1.43 p6=0.66 /
32
33 &POT kp=3 itt=F at=46 rc=1.30 /
34 &POT kp=3 type=1 itt=F p1=59.14 p2=1.20 p3=0.72 /
35 &POT kp=3 type=2 itt=F p4=12.78 p5=1.32 p6=0.66 /
36
37 &POT kp=4 itt=F at=44 rc=1.30 /
38 &POT kp=4 type=1 itt=F p1=45.0 p2=1.30 p3=0.66 /
39
40 &POT kp=5 itt=F at=45 rc=1.30 /
41 &POT kp=5 type=1 itt=F p1=45.0 p2=1.30 p3=0.66 /
42
43 &POT kp=6 itt=F at=2 rc=1.30 /
44 &POT kp=6 type=1 itt=F p1=45.0 p2=1.30 p3=0.66 /
45
46 &POT kp=7 itt=F at=1 rc=1.30 /
47 &POT kp=7 type=1 itt=F p1=45.0 p2=1.30 p3=0.66 /
48
49 &POT kp=8 itt=F at=44 rc=1.30 /
50 &POT kp=8 type=1 itt=F p1=102.26 p2=1.05 p3=0.86 /
51 &POT kp=8 type=2 itt=F p4=17.23 p5=1.43 p6=0.66 /
52
53 &POT kp=9 itt=F at=45 rc=1.30 /
54 &POT kp=9 type=1 itt=F p1=59.14 p2=1.20 p3=0.72 /
55 &POT kp=9 type=2 itt=F p4=12.78 p5=1.32 p6=0.66 /
56 &spot /
57
58 &OVERLAP kn1=1 ic1=1 ic2=2 in=2 nn=1 sn=0.5 j=0.5 kbpot=6 be=6.257 isc=1 /
59 &OVERLAP kn1=2 ic1=2 ic2=3 in=2 nn=1 sn=0.5 j=0.5 kbpot=7 be=2.2250 isc=1 /
60
61 &OVERLAP kn1= 100 kn2= 199 ic1=1 ic2=3 in= 2 kind=6 nn= 1 l=0 lmax=1 sn=0.0 ia= 1 j=0.0
62     ib= 1 kbpot= 1 be=0.100 isc=0 ipc=2 /
63 &twont tnt(1:4,1)=1 2 0 0 coef(1)=1.0000 /
64
65 &OVERLAP kn1=11 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=5.168 isc=1 / GS f7/2
66 &OVERLAP kn1=12 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=8.031 isc=1 / GS f7/2
67 &OVERLAP kn1=16 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=5.168 isc=1 / GS p3/2
68 &OVERLAP kn1=17 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=8.031 isc=1 / GS p3/2
69
70 &OVERLAP kn1=26 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=4.391 isc=1 / 2+1 f7/2
71 &OVERLAP kn1=27 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=7.254 isc=1 / p3/2
72
73 &OVERLAP kn1=31 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=3.318 isc=1 / 0+2 p3/2
74 &OVERLAP kn1=32 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=6.181 isc=1 / p3/2
75 &OVERLAP kn1=33 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=3.318 isc=1 / 0+2 f7/2
76 &OVERLAP kn1=34 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=6.181 isc=1 / f7/2
77
78 &OVERLAP kn1=41 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=3.218 isc=1 / 4+1 f7/2
79 &OVERLAP kn1=42 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=6.081 isc=1 / p3/2
80
81 &OVERLAP kn1=51 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=1 l=3 sn=0.5 j=3.5 kbpot=4 be=3.668 isc=1 / 6+1 f7/2
82 &OVERLAP kn1=52 ic1=3 ic2=2 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=4 be=6.531 isc=1 / p3/2
83
84 &OVERLAP kn1= 200 kn2= 299 ic1=3 ic2=1 in=1 kind=6 nn= 3 l=0 lmax=4 sn=0.0 ia= 1 j=0.0
85     ib= 1 kbpot= 1 be=1.00 isc=0 ipc=2 /
86 &twont tnt(1:4,1)=11 12 0 0 coef(1)=0.82351 / 0+2 (f7/2)^2
87 &twont tnt(1:4,1)=16 17 0 0 coef(1)=0.32195 / 0+2 (p3/2)^2
88
```

```

89 &OVERLAP kn1= 300 kn2= 399 ic1=3 ic2=1 in=1 kind=6 nn= 4 l=0 lmax=4 sn=0.0 ia= 1 j=2.0
90     ib= 2 kbpot= 1 be=1.00 isc=0 ipc=2 /
91 &twont tnt(1:4,1)=26 27 0 0 coef(1)=0.30706 /      (f7/2) (p3/2)
92
93 &OVERLAP kn1= 400 kn2= 499 ic1=3 ic2=1 in=1 kind=6 nn= 4 l=0 lmax=4 sn=0.0 ia= 1 j=0.0
94     ib= 3 kbpot= 1 be=1.00 isc=0 ipc=2 /
95 &twont tnt(1:4,1)=31 32 0 0 coef(1)=0.02471 / 0+2  (p3/2)^2
96 &twont tnt(1:4,1)=33 34 0 0 coef(1)=0.14382 / 0+2  (f7/2)^2
97
98 &OVERLAP kn1= 500 kn2= 599 ic1=3 ic2=1 in=1 kind=6 nn= 4 l=0 lmax=4 sn=0.0 ia= 1 j=4.0
99     ib= 4 kbpot= 1 be=1.00 isc=0 ipc=2 /
100 &twont tnt(1:4,1)=41 42 0 0 coef(1)=1.0 / 4+1
101
102 &OVERLAP kn1= 600 kn2= 699 ic1=3 ic2=1 in=1 kind=6 nn= 2 l=0 lmax=4 sn=0.0 ia= 1 j=6.0
103     ib= 5 kbpot= 1 be=1.00 isc=0 ipc=2 /
104 &twont tnt(1:4,1)=51 52 0 0 coef(1)=1.0 / 6+1
105 &overlap /
106
107 &COUPLING icto=3 icfrom=1 kind=7 ip1=1 ip2=1 ip3=9 /
108 &cfp in=2 ib=1 ia=1 kn=100 a=1.0 /
109 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=200 a=1.0 /
110 &cfp in=1 ib=2 ia=1 kn=300 a=1.0 /
111 &cfp in=1 ib=3 ia=1 kn=400 a=1.0 /
112 &cfp in=1 ib=4 ia=1 kn=500 a=1.0 /
113 &cfp in=1 ib=5 ia=1 kn=600 a=1.0 /
114 &cfp /
115
116 &COUPLING icto=1 icfrom=2 kind=7 ip1=1 ip2=-1 ip3=8 /
117 &cfp in=2 ib=1 ia=1 kn=1  a=1.0 /
118 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=11 a=1.0 /
119 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=16 a=1.0 /
120 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=26 a=1.0 /
121 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=31 a=1.0 /
122 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=33 a=1.0 /
123 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=41 a=1.0 /
124 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=51 a=1.0 /
125 &cfp /
126
127 &COUPLING icto=2 icfrom=3 kind=7 ip1=1 ip2=-1 ip3=9 /
128 &cfp in=2 ib=1 ia=1 kn=2  a=1.0 /
129 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=12 a=1.0 /
130 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=17 a=1.0 /
131 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=27 a=1.0 /
132 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=32 a=1.0 /
133 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=34 a=1.0 /
134 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=42 a=1.0 /
135 &cfp in=1 ib=1 ia=1 kn=52 a=1.0 /
136 &cfp /
137 &coupling /

```

Code B.1: Eingabedatei für eine FRESCO-Rechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte einer Zwei-Neutronen Transfer Reaktion vom Grundzustand von ^{44}Ar zu diversen angeregten Zuständen in ^{46}Ar mit Parameter aus [55]. Das Zeichen / beendet eine Eingabezeile, dahinter sind Kommentare angegeben, die nicht für die Berechnung relevant sind, sondern nur dem besseren Verständnis dienen.

Die erste Zeile gibt die Reaktion sowie die Strahlenergie an, wird aber nur zur Beschriftung der Ausgabegraphen verwendet. Die nachfolgende Zeile 2 gibt mit dem Schlüsselwort *NAMELIST* an, dass ab hier die Eingabeparameter kommen. Die Datei ist unterteilt in diverse *Namelists* die jeweils mit *&NameDerNamelist* beginnen und durch ein Zeichen / abgeschlossen werden. Im obersten Abschnitt (Zeilen 3 - 7) werden zunächst Parameter für die interne Berechnung der Wirkungsquerschnitte gesetzt die im Weiteren nicht genau besprochen werden, hierzu wird auf Thompson [60] verwiesen. Mit *thmin* und *thmax* (Zeile 5) werden Minimum und Maximum des betrachteten θ -Winkels im Schwerpunktsystem definiert. Ein wichtige Parameter ist die Strahlenergie, welche über *elab* (Zeile 7) gesetzt werden muss.

Darauf folgt der Abschnitt in welchem die Partitionen mit *&PARTITION* definiert werden (Zeilen 9 - 24). Diese geben an zwischen welchen Ein- und Ausgangskanälen (Partitionen) die Reaktion abläuft. Da für den Zwei-Neutronentransfer in dieser Eingabedatei auch der sequentielle Ein-Neutronen-Transfer mit Zwischenschritt angegeben ist, handelt es sich hier nicht nur um die Partitionen die ^{44}Ar und das Triton bzw. ^{46}Ar und das Proton beschreiben, sondern auch die mittlere Partition, welche ^{45}Ar (hier als Projektil) und das Deuteron (als Target) beschreibt. Hierbei werden jeweils Masse und Z, sowie die Anzahl der unter *&STATES* aufgezählten angeregten Zustände angegeben mit *nex*. Zu beachten ist hierbei, dass als letzten Buchstaben mit einem *t* bzw. *p* in z.B. *masst* angegeben wird, dass es sich hierbei um die Masse des jeweiligen Target-Kerns der Partition handelt. Zu jeder Partition wird auch der jeweilige Q-Wert genannt (siehe hierzu Abschnitt 2.1). Die Anzahl der angeregten Zustände des Projektilkerns ist beliebig und für jeden kann der Kernspin *jp*, die Parität *bandp* und die Energie *ep* in MeV angegeben werden. Die Angabe von angeregten Zuständen im Targetkern wäre beispielsweise mit *jt* und *bandt* möglich.

Im nächsten Abschnitt werden die Potentiale *&POT* gesetzt (Zeilen 26 - 56) . Hierfür müssen Parameter für folgende Potentiale angegeben werden: die optischen Modell-Potentiale (Zeilen 26 - 35), die Bindungspotentiale (Zeilen 37 - 44) und die *core-core*-Potentiale (Zeilen 46 - 55). Für den Ein-Neutronen-Transfer wären dies zwei optische Modell-Potentiale und durch die mögliche Berechnung des sequentiellen Zwei-Neutronen-Transfer kommt hier noch eins hinzu. Dasselbe gilt für die Bindungspotentiale und eines der beiden *core-core*-Potentiale. Die angegebenen Parameter werden durchnummeriert mit *kp* und über *at* einer Partition zugeordnet. *rc* beschreibt den Radius der Ladungsverteilung. *type* gibt an ob es sich um den Volumenanteil =1, den Oberflächenanteil =2 oder den Spin-Bahn-Anteil =3 handelt. Die Parameter sind wie bereits in Abschnitt 2.3.1 erläutert, die *p1* die Tiefe des Potentials, *p2* der Raddickenparameter und *p3* der Radius. *p4-p6* geben dieselben Parameter nur für den Imaginärteils des Potentials an. Ein Ver-

gleich unterschiedlicher globaler optischer Modell Parameter-Sets wird am Ende von Kapitel 2 gezeigt.

Die nächste *NAMelist* sind die *&OVERLAPs* (Zeilen 58 - 105). Hier werden Ein- bzw. Zwei-Teilchen-Formfaktoren definiert, welcher für die Bindung eines oder zweier Teilchen an einen festgelegten Kern steht. Der Parameter *kn1* nummeriert diese. *ic1* und *ic2* geben an zwischen welchen Partitionen der jeweilige *Overlap* existieren soll und mit *in* wird festgelegt, ob hierbei das Projektil =1 oder das Target =2 der jeweiligen Partition gemeint ist. Mit *nn*, *l* und *sn* sind die Quantenzahlen des Orbitals gemeint in welches das Neutron transferiert wird. Das zum *Overlap* gehörige Bindungspotential (in diesem Beispiel Potentiale 4-7) wird über *kbpot* zugeordnet. *be* gibt die Bindungsenergie des Neutrons an den jeweiligen Kern an. In *Overlaps* 1 und 2 sind dies die Ein-Neutron-Separationsenergien von einem Tritium respektive Deuteron, für die *Overlaps* 11 und 12 die Ein-Neutron-Separationsenergien S_n von ^{45}Ar beziehungsweise ^{46}Ar . Für die *Overlaps* 21-52 in dem hier gezeigten Beispiel muss noch die Anregungsenergie E_{exc} des jeweiligen Zustands mit eingerechnet werden. Dies passiert über $be = S_n - \frac{1}{2} \cdot E_{exc}$.

Der Zwei-Neutronen-Transfer wird in FRESKO über einen extra *&OVERLAP* und *&twont* angezeigt (Zeile 61 - 63 und ab Zeile 84). Diese Zwei-Teilchen Formfaktoren benötigt eine gewisse Intervall für seine Berechnungsschritte (im Beispiel jeweils 100 von z.B. 200-299), diese sind in der Ausgabedatei zu sehen. Jeder Eintrag im Intervall entspricht einer möglichen Kopplung der Quantenzahlen der einzelnen Neutronen zu den festgesetzten Endkonfigurationen im Endkern ^{46}Ar . Dieses Intervall wird durch die Werte von *kn1* bis *kn2* festgelegt. Wenn die Rechnung mehr als diese 100 Schritte braucht, dieses Intervall einfach erhöhen. *ic1* und *ic2* geben wiederum an welche Partitionen beteiligt sind, *in* ob Projektil- oder Targetkern gemeint sind (siehe oben). *kind=6* macht es möglich zwei bereits definierte Ein-Teilchen-*Overlaps* zu einem Zwei-Teilchen-*Overlap* zusammenzulegen. Hierbei werden den Parametern neue Bedeutungen zugesprochen. *nn* steht nun für die Anzahl der im folgenden festgelegten Zwei-Teilchen-*Overlaps* innerhalb des *&twont*-Parameters, *l* der minimale und *lmax* der maximale Bahndrehimpuls. Der Parameter *sn* beschreibt die minimale Summe der intrinsischen Spins der beiden Nukleonen, wobei der maximale intrinsische Spin immer mit 1.0 festgelegt ist. *ia* und *ib* geben an, welches Target an welchen Projektilzustand koppelt. Daher ist *ib=3* für den in Zeilen 93 und 94 definierten Zwei-Teilchen Formfaktor, da es sich auf den dritten Zustand in Partition Nummer drei, den 0_2^+ -Zustand bezieht. *kbpot* setzt den gesamten Isospin des Zwei-Teilchen-Zustandes fest und *be* ist eine Prozentangabe bis zu welcher Wahrscheinlichkeit die Wellenfunktion im Zwei-Neutronen-Endzustand unterdrückt werden sollen. Die letzten beiden aufgeführten Parameter *isc* und *ips* sollten auf die angegebenen Werte gesetzt werden. Auf den Zwei-Teilchen-*Overlap* folgen die *&twont*-Parameter. Hierbei kann

über den Parameter *tnt(1:4,1)* angegeben werden welche *Overlaps* die zugehörigen Ein-Neutronen-Transfers bezeichnen und *coef(1)* gibt die Amplitude an, welche aus Schalenmodellrechnungen zu gewinnen ist oder falls nicht berechnet auf 1.0 gesetzt wird.

Im Anschluss (ab Zeile 107) folgen die *&COUPLINGS* die angeben ob der simultane Transfer gerechnet werden soll, sprich der direkte Transfer von zwei Neutronen oder der sequentielle Transfer, wobei erst ein Neutron übertragen wird und anschließend ein zweites. Der erste Block *&COUPLING*-Parameter berechnet im Beispiel des simultanen Transfer (Zeilen 107 - 114), der zweite und dritte den Sequentiellen. Hierbei wird mit den Zeilen 116 - 125 der Transfer vom Grundzustand 0_1^+ in ^{44}Ar zum Grundzustand in ^{45}Ar , welcher hier als $7/2^-$ angenommen wird. *icto* und *icfrom* geben an zwischen welchen Partitionen gekoppelt wird. *kind* bezeichnet die Art der Kopplung, wobei 7 für den Transfer mit einer begrenzten Reichweite steht. Für weitere Optionen von *kind* und die zugehörigen Bedeutungen von *ip2*, *ip2* und *ip3* siehe [60].

Darauf folgen die zum *&COUPLING* gehörigen *&cfp*-Parameter. Über *in* wird wiederum angegeben ob das Target oder das Projektil der Partition gemeint ist, mit *ia* und *ib* von welchem in welchen der Zustände der Transfer stattfindet und mit *kn* der zugehörige Zwei-Neutronen-*Overlap* zugeordnet. *a* ist auch hier die spektroskopische Amplitude die angepasst oder über Schalenmodellrechnungen berechnet werden kann und ansonsten auf 1.0 gesetzt wird.

Nachdem eine der bereits erwähnten *Namelist*s *&FRESCO*, *&PARTITION*, *&POT*, *&OVERLAP*, *&COUPLING* oder *&cfp* angegeben wurde, muss diese auch wieder geschlossen werden. Dies ist möglich über dieselbe *Namelist*, nur in Kleinbuchstaben, beispielsweise *&overlap* am Ende der Definition der *&OVERLAPs* .

FRESCO wird über

```
fresco < EingabeDateiName > AusgabeDateiName
```

ausgeführt.

Mit dem Programm *xmgrace* ist es möglich, die *fort.**-Ausgabedateien sofort zu plotten.

Literaturverzeichnis

- [1] Theo Mayer-Kuckuk. Kernphysik: Eine Einführung. Teubner-Studienbücher. Physik. Teubner, Stuttgart, 2002.
- [2] Maria Goeppert-Mayer. On Closed Shells in Nuclei. *Physical Review*, 74(3):235–239, 1948. doi:10.1103/PhysRev.74.235.
- [3] Otto Haxel, J. Jensen und Hans Suess. On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure. *Physical Review*, 75(11):1766, 1949. doi:10.1103/PhysRev.75.1766.2.
- [4] C. Barbieri. Many-body Propagator Theory with Three-Body Interactions: a Path to Exotic Open Shell Isotopes. *Journal of Physics: Conference Series*, 529:012005, 2014. doi:10.1088/1742-6596/529/1/012005.
- [5] O. Sorlin, S. Lunardi, P. G. Bizzeti, C. Bucci, M. Chiari, A. Dainese, P. Di Nezza, R. Menegazzo, A. Nannini, C. Signorini und J. J. Valiente-Dobon. Shell Evolutions and Nuclear Forces. *EPJ Web of Conferences*, 66:01016, 2014. doi:10.1051/epjconf/20146601016.
- [6] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves und A. P. Zuker. The shell model as a unified view of nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, 77(2):427–488, 2005. doi:10.1103/RevModPhys.77.427.
- [7] B. A. Brown und W.D.M. Rae. The Shell-Model Code NuShellX@MSU. *Nuclear Data Sheets*, 120:115–118, 2014. doi:10.1016/j.nds.2014.07.022.
- [8] Robert Janssens. Nuclear physics: Unexpected doubly magic nucleus. *Nature*, 459(7250):1069–1070, 2009. doi:10.1038/4591069a.
- [9] Takaharu Otsuka. Exotic nuclei and nuclear forces. *Physica Scripta*, T152:014007, 2013. doi:10.1088/0031-8949/2013/T152/014007.
- [10] D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, J. Lee, K. Matsui, S. Michimasa, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, H. Sakurai, Y. Shiga, P-A Söderström, T. Sumikama, H. Suzuki, R. Taniuchi, Y. Utsuno, J. J. Valiente-Dobón und K. Yoneda. Evidence for a new nuclear 'magic number' from the level structure of ^{54}Ca . *Nature*, 502(7470):207–210, 2013. doi:10.1038/nature12522.
- [11] O. Sorlin und M.-G. Porquet. Nuclear magic numbers: New features far from stability. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2):602–673, 2008. doi:10.1016/j.pnpnp.2008.05.001.

- [12] Kris Heyde und John L. Wood. Publisher's Note: Shape coexistence in atomic nuclei. *Reviews of Modern Physics*, 83(4):1655, 2011. doi:10.1103/RevModPhys.83.1655.
- [13] Richard F. Casten. Nuclear structure from a simple perspective, Band 23 of *Oxford studies in nuclear physics*. Oxford Univ. Press, Oxford, 2. Edition, 2005.
- [14] S. Raman, C. W. Nestor JR. und P. Tikkanen. Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(1):1–128, 2001. Erreichbar über: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908587>, doi:10.1006/adnd.2001.0858.
- [15] M. Zielinska, A. Görgen, E. Clément, J.-P. Delaroche, M. Girod, W. Korten, A. Bürger, W. Catford, C. Dossat, J. Iwanicki, J. Libert, J. Ljungvall, P. J. Napiorkowski, A. Obertelli, D. Pitak, R. Rodríguez-Guzmán, G. Sletten, J. Srebrny, Ch. Theisen und K. Wrzosek. Shape of ^{44}Ar : Onset of deformation in neutron-rich nuclei near ^{48}Ca . *Physical Review C*, 80(1):014317, 2009. Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.014317>, doi:10.1103/PhysRevC.80.014317.
- [16] A. Gade, D. Bazin, C. Campbell, J. Church, D. Dinca, J. Enders, T. Glasma-cher, Z. Hu, K. Kemper, W. Mueller, H. Olliver, B. Perry, L. Riley, B. Roder, B. Sherrill und J. Terry. Detailed experimental study on intermediate-energy Coulomb excitation of ^{46}Ar . *Physical Review C*, 68(1), 2003. doi:10.1103/PhysRevC.68.014302.
- [17] D. Mengoni, J. J. Valiente-Dobón, A. Gadea, S. Lunardi, S. M. Lenzi, R. Broda, A. Dewald, T. Pissulla, L. J. Angus, S. Aydin, D. Bazzacco, G. Benzoni, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, P. Boutachkov, L. Corradi, F. Crespi, G. de Angelis, E. Farnea, E. Fioretto, A. Goergen, M. Gorska, A. Gottardo, E. Grodner, A. M. Howard, W. Królas, S. Leoni, P. Mason, D. Montanari, G. Montagnoli, D. R. Napoli, A. Obertelli, R. Orlandi, T. Pawlat, G. Pollarolo, F. Recchia, A. Algora, B. Rubio, E. Sahin, F. Scarlassara, R. Silvestri, J. F. Smith, A. M. Stefanini, D. Steppenbeck, S. Szilner, C. A. Ur, P. T. Wady und J. Wrzesiński. Lifetime measurements of excited states in neutron-rich $^{44,46}\text{Ar}$ populated via a multinucleon transfer reaction. *Physical Review C*, 82(2), 2010. doi:10.1103/PhysRevC.82.024308.
- [18] C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A. M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard und W. Reisdorf. Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer. *Physical Review C*, 12(2):644–657, 1975.

Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.12.644>,
doi:10.1103/PhysRevC.12.644.

- [19] E. K. Warburton, J. A. Becker und B. A. Brown. Mass systematics for $A=29-44$ nuclei: The deformed $A\sim 32$ region. *Physical Review C*, 41(3):1147–1166, 1990. Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.41.1147>, doi:10.1103/PhysRevC.41.1147.
- [20] C. Detraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapisch, M. Langevin, F. Naulin, C. Thibault, L. Carraz und F. Touchard. Beta decay of $^{27-32}\text{Na}$ and their descendants. *Physical Review C*, 19:1, 1979.
- [21] Thomas Niedermaier. Low-Energy Coulomb Excitation of the Neutron-Rich Mg Isotopes ^{30}Mg and ^{32}Mg . *Dissertation*, 2005. Erreichbar über: <http://www.ub.uni-heidelberg.de/archiv/5647>.
- [22] Kathrin Wimmer. Discovery of the shape coexisting 0^+ state in ^{32}Mg . *Dissertation*, München, 2010.
- [23] K. Wimmer, T. Kröll, R. Krücken, V. Bildstein, R. Gernhäuser, B. Bastin, N. Bree, J. Diriken, P. van Duppen, M. Huyse, N. Patronis, P. Vermaelen, D. Voulot, Van de Walle, J., F. Wenander, L. M. Fraile, R. Chapman, B. Hadinia, R. Orlandi, J. F. Smith, R. Lutter, P. G. Thirolf, M. Labiche, A. Blazhev, M. Kalkühler, P. Reiter, M. Seidlitz, N. Warr, A. O. Macchiavelli, H. B. Jeppesen, E. Fiori, G. Georgiev, G. Schrieder, S. Das Gupta, G. Lo Bianco, S. Nardelli, J. Butterworth, J. Johansen und K. Riisager. Discovery of the Shape Coexisting 0^+ State in ^{32}Mg by a Two Neutron Transfer Reaction. *Physical Review Letters*, 105(25), 2010. doi:10.1103/PhysRevLett.105.252501.
- [24] J. A. Church, C. M. Campbell, D.-C. Dinca, J. Enders, A. Gade, T. Glasmacher, Z. Hu, R. V. F. Janssens, W. F. Mueller, H. Olliver, B. C. Perry, L. A. Riley und K. L. Yurkewicz. Measurement of E2 transition strengths in $^{32,34}\text{Mg}$. *Physical Review C*, 72(5):054320, 2005. Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.054320>, doi:10.1103/PhysRevC.72.054320.
- [25] A. Gade, P. Adrich, D. Bazin, M. D. Bowen, B. A. Brown, C. M. Campbell, J. M. Cook, S. Ettenauer, T. Glasmacher, K. W. Kemper, S. McDaniel, A. Obertelli, T. Otsuka, A. Ratkiewicz, K. Siwek, J. R. Terry, J. A. Tostevin, Y. Utsuno und D. Weisshaar. Spectroscopy of ^{36}Mg : Interplay of Normal and Intruder Configurations at the Neutron-Rich Boundary of the “Island of Inversion”. *Physical Review Letters*, 99(7), 2007. doi:10.1103/PhysRevLett.99.072502.
- [26] S. Takeuchi, M. Matsushita, N. Aoi, P. Doornenbal, K. Li, T. Motobayashi, H. Scheit, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, D. Bazin, L. Càceres, H. Craw-

- ford, P. Fallon, R. Gernhäuser, J. Gibelin, S. Go, S. Grévy, C. Hinke, C. R. Hoffman, R. Hughes, E. Ideguchi, D. Jenkins, N. Kobayashi, Y. Kondo, R. Krücken, T. Le Bleis, J. Lee, G. Lee, A. Matta, S. Michimasa, T. Nakamura, S. Ota, M. Petri, T. Sako, H. Sakurai, S. Shimoura, K. Steiger, K. Takahashi, M. Takeuchi, Y. Togano, R. Winkler und K. Yoneda. Well Developed Deformation in ^{42}Si . *Physical Review Letters*, 109(18), 2012. doi:10.1103/PhysRevLett.109.182501.
- [27] C. M. Campbell, N. Aoi, D. Bazin, M. D. Bowen, B. A. Brown, J. M. Cook, D.-C. Dinca, A. Gade, T. Glasmacher, M. Horoi, S. Kanno, T. Motobayashi, W. F. Mueller, H. Sakurai, K. Starosta, H. Suzuki, S. Takeuchi, J. R. Terry, K. Yoneda und H. Zwahlen. Measurement of Excited States in ^{40}Si and Evidence for Weakening of the N=28 Shell Gap. *Physical Review Letters*, 97(11):112501, 2006. Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.112501>, doi:10.1103/PhysRevLett.97.112501.
- [28] B. Bastin, S. Grévy, D. Sohler, O. Sorlin, Zs. Dombrádi, N. Achouri, J. Angélique, F. Azaiez, D. Baiborodin, R. Borcea, C. Bourgeois, A. Buta, A. Bürger, R. Chapman, J. Dalouzy, Z. Dlouhy, A. Drouard, Z. Elekes, S. Franchoo, S. Iacob, B. Laurent, M. Lazar, X. Liang, E. Liénard, J. Mrazek, L. Nalpas, F. Negoita, N. Orr, Y. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, F. Pougheon, P. Roussel-Chomaz, M. Saint-Laurent, M. Stanoiu, I. Stefan, F. Nowacki und A. Poves. Collapse of the N=28 Shell Closure in ^{42}Si . *Physical Review Letters*, 99(2), 2007. doi:10.1103/PhysRevLett.99.022503.
- [29] J. A. Winger, P. F. Mantica, R. M. Ronningen und M. A. Caprio. Low-energy structure of ^{40}S through ^{40}P β decay. *Physical Review C*, 64(6), 2001. doi:10.1103/PhysRevC.64.064318.
- [30] A. Gade, P. Adrich, D. Bazin, B. Brown, J. Cook, C. Diget, T. Glasmacher, S. McDaniel, A. Ratkiewicz, K. Siwek und D. Weisshaar. In-Beam gamma-Ray Spectroscopy of Very Neutron-Rich Nuclei: Excited States in ^{46}S and ^{48}Ar . *Physical Review Letters*, 102(18), 2009. doi:10.1103/PhysRevLett.102.182502.
- [31] R. Winkler, A. Gade, T. Baugher, D. Bazin, B. A. Brown, T. Glasmacher, G. F. Grinyer, R. Meharchand, S. McDaniel, A. Ratkiewicz und D. Weisshaar. Quadrupole Collectivity beyond N=28: Intermediate-Energy Coulomb Excitation of $^{47,48}\text{Ar}$. *Physical Review Letters*, 108(18):182501, 2012. Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.182501>, doi:10.1103/PhysRevLett.108.182501.

- [32] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe und Y. Akaishi. Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force. *Physical Review Letters*, 95(23), 2005. doi:10.1103/PhysRevLett.95.232502.
- [33] O. Sorlin und M-G Porquet. Evolution of the $N = 28$ shell closure: a test bench for nuclear forces. *Physica Scripta*, 2013(T152):014003, 2013. Erreichbar über: <http://stacks.iop.org/1402-4896/2013/i=T152/a=014003>.
- [34] T. Glasmacher, B. A. Brown, M. J. Chromik, P. D. Cottle, M. Fauerbach, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, H. Scheit, D. W. Sklenicka und M. Steiner. Collectivity in ^{44}S . *Physics Letters B*, 395(3–4):163–168, 1997. Erreichbar über: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269397000774>, doi:10.1016/S0370-2693(97)00077-4.
- [35] D. Sohler, Zs. Dombrádi, J. Timár, O. Sorlin, F. Azaiez, F. Amorini, M. Belleguic, C. Bourgeois, C. Donzaud, J. Duprat, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, J. A. Scarpaci, M. Stanoiu, M. J. Lopez, M. G. Saint-Laurent, F. Becker, F. Sarazin, C. Stodel, G. Voltolini, S. M. Lukyanov, V. Maslov, Yu.-E. Penionzhkevich, M. Girod, S. Péru, F. Nowacki, G. Sletten, R. Lucas, C. Theisen, D. Baiborodin, Z. Dlouhy, J. Mrazek, C. Borcea, A. Bauchet, C. J. Moore und M. J. Taylor. Shape evolution in heavy sulfur isotopes and erosion of the $N=28$ shell closure. *Physical Review C*, 66(5):054302, 2002. Erreichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.054302>, doi:10.1103/PhysRevC.66.054302.
- [36] C. Force, S. Grévy, L. Gaudefroy, O. Sorlin, L. Cáceres, F. Rotaru, J. Mrazek, N. L. Achouri, J. C. Angélique, F. Azaiez, B. Bastin, R. Borcea, A. Buta, J. M. Daugas, Z. Dlouhy, Zs. Dombrádi, F. de Oliveira, F. Negoita, Y. Penionzhkevich, M. G. Saint-Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, I. Stefan, C. Stodel und F. Nowacki. Prolate-Spherical Shape Coexistence at $N=28$ in ^{44}S . *Physical Review Letters*, 105(10), 2010. doi:10.1103/PhysRevLett.105.102501.
- [37] L. Cáceres, D. Sohler, S. Grévy, O. Sorlin, Zs. Dombrádi, B. Bastin, N. L. Achouri, J. C. Angélique, F. Azaiez, D. Baiborodin, R. Borcea, C. Bourgeois, A. Buta, A. Bürger, R. Chapman, J. C. Dalouzy, Z. Dlouhy, A. Drouard, Z. Elekes, S. Franchoo, L. Gaudefroy, S. Iacob, B. Laurent, M. Lazar, X. Liang, E. Liénard, J. Mrazek, L. Nalpas, F. Negoita, F. Nowacki, N. A. Orr, Y. Penionzhkevich, Zs. Podolyák, F. Pougheon, A. Poves, P. Roussel-Chomaz, M. G. Saint-Laurent, M. Stanoiu und I. Stefan. Publisher's Note: In-beam spectroscopic studies of the ^{44}S nucleus. *Physical Review C*, 85(3), 2012. doi:10.1103/PhysRevC.85.039901.
- [38] D. Santiago-Gonzalez, I. Wiedenhöver, V. Abramkina, M. L. Avila, T. Baugher, D. Bazin, B. A. Brown, P. D. Cottle, A. Gade, T. Glasmacher, K. W. Kemper,

- S. McDaniel, A. Rojas, A. Ratkiewicz, R. Meharchand, E. C. Simpson, J. A. Tostevin, A. Volya und D. Weisshaar. Triple configuration coexistence in ^{44}S . *Physical Review C*, 83(6), 2011. doi:10.1103/PhysRevC.83.061305.
- [39] M. Matsushita, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, J. Lee, K. Li, T. Motobayashi, H. Scheit, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, D. Bazin, L. C aceres, H. Crawford, P. Fallon, R. Gernh user, J. Gibelin, S. Go, S. Gr vy, C. Hinke, C. R. Hoffman, R. Hughes, E. Ideguchi, K. Ieki, D. Jenkins, N. Kobayashi, Y. Kondo, R. Kr ucken, T. Le Bleis, G. Lee, A. Matta, S. Michimasa, T. Nakamura, S. Ota, M. Petri, T. Sako, H. Sakurai, S. Shimoura, K. Steiger, K. Takahashi, M. Takechi, Y. Togano, R. Winkler, K. Yoneda, S. Lunardi, P. G. Bizzeti, C. Bucci, M. Chiari, A. Dainese, P. Di Nezza, R. Menegazzo, A. Nannini, C. Signorini und J. J. Valiente-Dobon. In-beam gamma -ray spectroscopy of $^{38,40,42}\text{Si}$. *EPJ Web of Conferences*, 66:02070, 2014. doi:10.1051/epjconf/20146602070.
- [40] Zs. Dombr adi, D. Sohler, O. Sorlin, F. Azaiez, F. Nowacki, M. Stanoiu, Yu.-E. Penionzhkevich, J. Tim ar, F. Amorini, D. Baiborodin, A. Bauchet, F. Becker, M. Belleguic, C. Borcea, C. Bourgeois, Z. Dlouhy, C. Donzaud, J. Duprat, Z. Elekes, D. Guillemaud-Mueller, F. Ibrahim, M. Lewitowicz, M. J. Lopez, R. Lucas, S. M. Lukyanov, V. Maslov, C. Moore, J. Mrazek, M. G. Saint-Laurent, F. Sarazin, J. A. Scarpaci, G. Sletten, C. Stodel, M. Taylor, C. Theisen und G. Voltolini. Search for particle-hole excitations across the N=28 shell gap in $^{45,46}\text{Ar}$ nuclei. *Nuclear Physics A*, 727(3-4):195–206, 2003. doi:10.1016/j.nuclphysa.2003.08.011.
- [41] S. Nummela, P. Baumann, E. Caurier, P. Dessagne, A. Jokinen, A. Knipper, G. Le Scornet, C. Mieh e, F. Nowacki, M. Oinonen, Z. Radivojevic, M. Ramdhane, G. Walter und J.  yst . Spectroscopy of $^{34,35}\text{Si}$ by β decay: sd-fp shell gap and single-particle states. *Physical Review C*, 63(4), 2001. doi:10.1103/PhysRevC.63.044316.
- [42] H. Scheit, T. Glasmacher, B. Brown, J. Brown, P. Cottle, P. Hansen, R. Harke-wicz, M. Hellstr om, R. Ibbotson, J. Jewell, K. Kemper, D. Morrissey, M. Steiner, P. Thierolf und M. Thoennessen. New Region of Deformation: The Neutron-Rich Sulfur Isotopes. *Physical Review Letters*, 77(19):3967–3970, 1996. doi:10.1103/PhysRevLett.77.3967.
- [43] B. Fornal, R. Broda, W. Kr olas, T. Pawlat, J. Wrzesiński, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, G. Viesti, G. de Angelis, M. Cinausero, D. Napoli, J. Gerl, E. Caurier und F. Nowacki. New states in $^{44,46}\text{Ar}$ isotopes from deep-inelastic heavy ion reaction studies. *The European Physical Journal A*, 7(2):147–148, 2000. doi:10.1007/PL00013593.

- [44] R. Rodríguez-Guzmán, J. Egido und L. Robledo. Quadrupole collectivity in $N \approx 28$ nuclei with the angular momentum projected generator coordinate method. *Physical Review C*, 65(2), 2002. doi:10.1103/PhysRevC.65.024304.
- [45] L. Riley, M. Abdelqader, D. Bazin, M. Bojazi, B. Brown, C. Campbell, J. Church, P. Cottle, D. Dinca, J. Enders, A. Gade, T. Glasmacher, M. Honma, S. Horiabe, Z. Hu, K. Kemper, W. Mueller, H. Olliver, T. Otsuka, B. Perry, B. Roeder, B. Sherrill, T. Spencer und J. Terry. Thick-target inverse-kinematics proton scattering from ^{46}Ar and the $N=28$ shell below ^{48}Ca . *Physical Review C*, 72(2), 2005. doi:10.1103/PhysRevC.72.024311.
- [46] J. Mrázek, S. Grévy, S. Iulian, A. Buta, F. Negoita, J.C Angélique, P. Baumann, C. Borcea, G. Canchel, W. Catford, S. Courtin, J.M Daugas, Z. Dlouhý, P. Dessagne, A. Knipper, G. Lehrsenneau, F.R Lecolley, J.L Lecouey, M. Lewitowicz, E. Liénard, S. Lukyanov, F. Maréchal, C. Miede, F. de Oliveira, N.A Orr, D. Pantelica, Y. Penionzhkevich, J. Peter, S. Pietri, E. Poirier, O. Sorlin, M. Stanoiu, O. Stodel, O. Tarasov und C. Timis. Study of neutron-rich argon isotopes in beta-decay. *Nuclear Physics A*, 734:E65–E68, 2004. doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.03.021.
- [47] Norman K. Glendenning. Direct nuclear reactions. *World Scientific*, River Edge, N.J., 2004.
- [48] K. Wimmer, R. Krücken, V. Bildstein, T. Faestermann, R. Gernhäuser, D. Habs, P. Thirolf, R. Lutter, L. Csige, P. van Duppen, R. Raabe, N. Patronis, N. Bree, M. Huyse, J. Elseviers, J. Diriken, Van de Walle, J, J. Pakarinen, E. Clement, J. Cederkäll, D. Voulot, T. Stora, F. Wenander, L. M. Fraile, T. Davinson, P. J. Woods, T. Nilsson, E. Tengborn, R. Chapman, J. F. Smith, L. Angus, M. Labiche, P. Wady, D. Jenkins, J. Butterworth, Nara Singh, B S, S. Freeman, C. Fitzpatrick, A. Deacon, P. Butler, M. Scheck, A. Blazhev, N. Warr, P. Reiter, M. Seidlitz, G. Georgiev, E. Fiori, R. Lozeva, Th Kröll, N. Pietralla, G. Schrieder, D. Balabanski, G. Lo Bianco, S. Das Gupta, S. Nardelli, A. Görden, W. Kortem, A. Obertelli, K. Hadynska-Klek, J. Iwanicki, P. J. Napiorkowski, J. Srebny, K. Wrzosek-Lipska und M. Zielinska. Study of the onset of deformation and shape coexistence in ^{46}Ar via the inverse kinematics (t,p) reaction. Genf, 2009. Erreichbar über: <http://cds.cern.ch/record/1212680>.
- [49] Ian J. Thompson und Filomena Nunes. Nuclear reactions for astrophysics: Principles, calculation and applications of low-energy reactions. *Cambridge University Press*, Cambridge, 2009.
- [50] Antonio Moro. Lecture notes on "Quantum scattering theory and direct nuclear reaction". 2014.

- [51] Kenneth S. Krane. Introductory nuclear physics. Wiley, Hoboken, NJ, [nachdr.] Edition, 1988.
- [52] Ian J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Computer Physics Reports*, 7(4):167–212, 1988. doi:10.1016/0167-7977(88)90005-6.
- [53] A. J. Koning und J. P. Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nuclear Physics A*, 713(3-4):231–310, 2003. doi:10.1016/S0375-9474(02)01321-0.
- [54] F. D. Becchetti und G. W. Greenlees. Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV. *Physical Review*, 182(4):1190–1209, 1969. doi:10.1103/PhysRev.182.1190.
- [55] C. M. Perey und F. G. Perey. Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17(1):1–101, 1976. doi:10.1016/0092-640X(76)90007-3.
- [56] GEANT4. Erreichbar über: <http://geant4.cern.ch/>.
- [57] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytraccek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J. J. Gomez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F. W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, Mora de Freitas, P., Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starikov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J. P. Wellisch, T. Wenaus, D. C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida und D. Zschesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Secti-*

- on A: *Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003. doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [58] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracsek, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Mendez Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. P. Wellisch, D. C. Williams, D. Wright und H. Yoshida. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1):270–278, 2006. doi:10.1109/TNS.2006.869826.
- [59] Stefanie Hellgartner, Vinzenz Bildstein und Kathrin Wimmer. TRexGeant4, 2013.
- [60] Ian J. Thompson. Fresco: Input Descriptions, 2011. Erreichbar über: <http://www.fresco.org.uk/input2.9/fres29.pdf>.
- [61] X. Li, C. Liang und C. Cai. Global triton optical model potential. *Nuclear Physics A*, 789(1-4):103–113, 2007. doi:10.1016/j.nuclphysa.2007.03.004.
- [62] P. van Duppen und K. Riisager. Physics with REX-ISOLDE: from experiment to facility. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 38(2):024005, 2011. doi:10.1088/0954-3899/38/2/024005.
- [63] Piet van Duppen. Isotope Separation On Line and Post Acceleration. In Jim Al-Khalili und Ernst Roeckl, editors, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. II*, Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [64] L. Penescu, R. Catherall, J. Lettry und T. Stora. Development of high efficiency Versatile Arc Discharge Ion Source at CERN ISOLDE. *The Review of scientific instruments*, 81(2):02A906, 2010. doi:10.1063/1.3271245.
- [65] D. Habs, O. Kester, G. Bollen, L. Liljeby, K. G. Rensfelt, D. Schwalm, R. von Hahn, G. Walter und P. van Duppen. The REX-ISOLDE

- project. *Radioactive Nuclear Beams*, 616(1-2):29-38, 1997. Erreichbar über: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947497000717>, doi:10.1016/S0375-9474(97)00071-7.
- [66] D. Habs. Radioactive beam experiments at ISOLDE: Coulomb excitation and neutron transfer reactions of exotic nuclei: Proposal to the ISOLDE committee CERN/ISC 94-25 ISC/P68. 1994.
- [67] N. Warr, Van de Walle, J., M. Albers, F. Ames, B. Bastin, C. Bauer, V. Bildstein, A. Blazhev, S. Bönig, N. Bree, B. Bruyneel, P. A. Butler, J. Cederkäll, E. Clément, T. E. Cocolios, T. Davinson, H. de Witte, P. Delahaye, D. D. Djulio, J. Diriken, J. Eberth, A. Ekström, J. Elseviers, S. Emhofer, D. V. Fedorov, V. N. Fedosseev, S. Franchoo, C. Fransen, L. P. Gaffney, J. Gerl, G. Georgiev, R. Gernhäuser, T. Grahn, D. Habs, H. Hess, A. M. Hurst, M. Huyse, O. Ivanov, J. Iwanicki, D. G. Jenkins, J. Jolie, N. Kesteloot, O. Kester, U. Köster, M. Krauth, T. Kröll, R. Krücken, M. Lauer, J. Leske, K. P. Lieb, R. Lutter, L. Maier, B. A. Marsh, D. Mücher, M. Münch, O. Niedermaier, J. Pakarinen, M. Pantea, G. Pascovici, N. Patronis, D. Pauwels, A. Petts, N. Pietralla, R. Raabe, E. Rapisarda, P. Reiter, A. Richter, O. Schaile, M. Scheck, H. Scheit, G. Schrieder, D. Schwalm, M. Seidlitz, M. Seliverstov, T. Sieber, H. Simon, K.-H. Speidel, C. Stahl, I. Stefanescu, P. G. Thirolf, H.-G. Thomas, M. Thürauf, P. van Duppen, D. Voulot, R. Wadsworth, G. Walter, D. Weißhaar, F. Wenander, A. Wiens, K. Wimmer, B. H. Wolf, P. J. Woods, K. Wrzosek-Lipska und K. O. Zell. The Miniball spectrometer. *The European Physical Journal A*, 49(3), 2013. doi:10.1140/epja/i2013-13040-9.
- [68] MINIBALL Kollaboration. Erreichbar über: <http://isolde.web.cern.ch/experiments/miniball>.
- [69] Vinzenz Bildstein. Exploring the Island of Inversion with the $d(^{30}\text{Mg}, p)^{31}\text{Mg}$ Reaction. *Dissertation*, München, 2010.
- [70] V. Bildstein, R. Gernhäuser, T. Kröll, R. Krücken, K. Wimmer, P. van Duppen, M. Huyse, N. Patronis und R. Raabe. T-REX. *The European Physical Journal A*, 48(6), 2012. doi:10.1140/epja/i2012-12085-6.
- [71] Jytte Elseviers. Probing the Semi-Magicity of ^{68}Ni via the $^{66}\text{Ni}(t,p)^{68}\text{Ni}$ Two-Neutron Transfer Reaction in Inverse Kinematics. *Dissertation*, Leuven, 2014. Erreichbar über: <https://fys.kuleuven.be/iks/ns/files/thesis-jytte-finaal.pdf>.
- [72] R. Lutter, O. Schaile, K. Schoffel, K. Steinberger, P. Thirolf und C. Broude. MAR_aBOO - a MBS and ROOT based online/offline utility. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(2):280-283, 2000. doi:10.1109/23.846164.

- [73] Stefanie Hellgartner. Documentation of the Calibration of the T-REX Detectors and of MINIBALL. 2012.
- [74] Rene Brun und Fons Rademakers. ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2):81–86, 1997. doi:10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
- [75] H. Ernst und Lesko K. IRMA, 1984.
- [76] Liam Gaffney. Octupole collectivity in ^{220}Rn and ^{224}Ra . *Dissertation*, Liverpool, 2012. Erreichbar über: http://ns.ph.liv.ac.uk/~lg/papers/LiamPaulGaffney_Thesis_OctupoleCollectivityIn220RnAnd224Ra.pdf.
- [77] G. Audi, M. Wang, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu und B. Pfeiffer. The Ame2012 atomic mass evaluation. *Chinese Physics C*, 36(12):1287–1602, 2012. doi:10.1088/1674-1137/36/12/002.
- [78] M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu und B. Pfeiffer. The Ame2012 atomic mass evaluation. *Chinese Physics C*, 36(12):1603–2014, 2012. doi:10.1088/1674-1137/36/12/003.
- [79] S. Grévy, J. Mrazek, J. C. Angélique, P. Baumann, C. Borcea, A. Buta, G. Canchel, W. Catford, S. Courtin, J. M. Daugas, F. de Oliveira, P. Dessagne, Z. Dlouhy, A. Knipper, K. L. Kratz, F. R. Lecolley, J. L. Lecouey, G. Lehrseneau, M. Lewitowicz, E. Liénard, S. Lukianov, F. Maréchal, C. Miehé, F. Negoita, N. A. Orr, D. Pantelica, Y. Penionzhkevich, J. Péter, B. Pfeiffer, S. Pietri, E. Poirier, O. Sorlin, M. Stanoiu, C. Stodel und C. Timis. Beta-decay studies at the $N=28$ shell closure. *Nuclear Physics A*, 722:C424–C428, 2003. doi:10.1016/S0375-9474(03)01401-5.
- [80] J. A. Winger, H. H. Yousif, W. C. Ma, V. Ravikumar, W. Lui, S. K. Phillips, R. B. Piercey, P. F. Mantica, B. Pritychenko, R. M. Ronningen und M. Steiner. Low-energy structure of neutron-rich S, Cl and Ar nuclides through β decay. In *EXOTIC NUCLEI AND ATOMIC MASSES*, Seiten 606–609, 23-27 Jun 1998.
- [81] F. Nowacki und A. Poves. New effective interaction for $0\hbar\omega$ shell-model calculations in the sd-pf valence space. *Physical Review C*, 79(1), 2009. doi:10.1103/PhysRevC.79.014310.
- [82] Kathrin Wimmer. private Kommunikation. 2014.
- [83] Y. Utsuno, T. Otsuka, B. A. Brown, M. Honma, T. Mizusaki und N. Shimizu. Shape transitions in exotic Si and S isotopes and tensor-force-driven Jahn-Teller effect. *Physical Review C*, 86(5):051301, 2012. Er-

reichbar über: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.051301>,
doi:10.1103/PhysRevC.86.051301.

- [84] R. Catherall, M. Augustin, C. Babcock, R. Barlow, A. P. Bernardes, S. Cimmino, M. Czapski, T. Fowler, T. Giles, M. Hermann, M. Huyse, Y. Kadi, S. Marzari, J. Montano, A. Perillo Marcone, A. Polato, T. Stora, A. Shornikov, G. Vandoni, P. van Duppen, V. Venturi und F.J.C. Wenander. An overview of the HIE-ISOLDE Design Study. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 317:204–207, 2013. doi:10.1016/j.nimb.2013.07.030.
- [85] Mark Huyse. An overview of the HIE-ISOLDE project, 13. - 17. April 2015. Erreichbar über: <https://www.jyu.fi/fysiikka/en/nmnp2015/talk/29Huyse.pdf>.
- [86] F. Nowacki und E. Caurier. Shell Model and Nuclear Structure Far from Stability. *Acta Physica Polonica B*, 30:749, 1999.
- [87] Etienne Caurier. ANTOINE. Erreichbar über: http://www.iphc.cnrs.fr/nutheo/code_antoine/menu.html.
- [88] Ian J. Thompson. FRESCO. Erreichbar über: <http://www.fresco.org.uk/>.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	2
1.2	Energieniveaus der Einteilchen-Energien	4
1.3	Die Zwei-Neutronen-Separationsenergie	6
1.4	Die relative Übergangsstärke $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	7
1.5	Die Energie des 2_1^+ -Zustands	8
1.6	Verlauf der $0_{1,2}^+$ -Energien für N=20-Isotone	9
1.7	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	11
1.8	Niveauschema nach Dombrádi	12
1.9	Niveauschema nach Riley	14
2.1	Darstellung für die DWBA-Rechnung einer Transferreaktion	21
2.2	Winkelverteilung des direkten Transfers gegenüber dem sequentiellen	24
2.3	OMP für elastische Protonen	25
2.4	OMP für elastische Tritonen	26
3.1	Darstellung der ISOLDE-Anlage	30
3.2	Einzelner MINIBALL Triple-Cluster	32
3.3	Kompletter MINIBALL-Detektor von oben	33
3.4	T-REX schematisch	34
3.5	Foto des T-REX-Barrels	35
3.6	Ein Silizium-Teleskop	35
3.7	Der T-REX-Detektor eingebaut	36
3.8	CD-Detektor, schematisch und Foto	37
3.9	Das Tritiumtarget	38
3.10	Schematische Darstellung der Elektronik	40
4.1	Rückseitensignale eines ΔE -Detektors, unkalibriert und kalibriert . . .	43
4.2	Schematische Darstellung der Kalibrationsschritte	44
4.3	Koinzidenzmatrix der γ -Energie und der Energie im E_{Rest} -Detektor . .	45
4.4	Photopeakeffizienz	47
4.5	Energie der Protonen gegen die Zeitdifferenz	48
4.6	ΔE - E_{tot} -Teilchenidentifikation	49
4.7	Energie gegen Laborwinkel θ_{lab} mit Schnitten	50
4.8	Energie gegen Laborwinkel θ_{lab} für Teilchensorten	51
4.9	Energie gegen θ_{lab} für Ergebnisse aus GEANT4-Simulationen	53
5.1	Anregungsenergiespektrum	56
5.2	γ -Spektrum für ^{46}Ar	57

5.3	Koinzidenzmatrix der γ -Energie gegen die ^{46}Ar -Anregungsenergie . .	60
5.4	Niveauschema aus experimentellen Daten	61
5.5	Winkelverteilung für Grundzustand von ^{46}Ar	62
5.6	Winkelverteilung für Zustand bei 1,5 MeV	63
5.7	Winkelverteilung für Zustand bei 3,7 MeV	64
5.8	Niveauschema aus Schalenmodell-Rechnungen	65
5.9	Schematische Darstellung des Fusionsvetos	67
A.1	Orbitalbezeichnungen für ANTOINE	70

Danksagung

Am Ende einer langen Doktorarbeit wird es Zeit sich bei all den Helfern zu bedanken, ohne die diese Doktorarbeit nicht möglich gewesen wäre. Hier möchte ich mich zuerst bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Reiner Krücken bedanken, der trotz der weiten Distanz immer ein offenes Ohr hatte und mir die Möglichkeit eröffnet hat Vancouver zu besuchen.

Ein großer Dank gebührt auch Roman Gernhäuser, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand und trotz aller anderweitiger E12-Komplikationen Zeit fand meine Arbeit zu korrigieren.

Dank gebührt auch Dennis Mücher für seine Betreuung.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei Stefanie Hellgartner, die immer für mich und die auftretenden Problemchen da war, fachlich als auch persönlich.

Auch Kathrin Wimmer gebührt ein riesiger Dank, für die ausdauernde Betreuung aus der Ferne, das viele Verständnis in Monaten, in denen ich die Analyse des Experiments hinten anstellen musste und das durchdachte Proposal, ohne das diese Doktorarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ein besonders großer Dank an alle die bei den CERN-Experimenten geholfen haben und so die Strahlzeiten zu dem machten was sie waren: neben viel Arbeit eigentlich auch ganz schön!

Bei Vinzenz Bildstein möchte ich mich bedanken, der immer für (Fresco-) Fragen offen war!

Des Weiteren möchte ich allen danken, die die Zeit in einem gemeinsamen Büro über all die Jahre nie haben langweilig werden lassen: Christoph, Christian, David und Lea.

Ludwig Maier und Tobias Kunz möchte ich für die tolle Rechnerinfrastruktur danken, die Physik-Department-weit ihresgleichen sucht.

Ali, Benni, Daniel, Karin, Max, Philipp, Sebastian und Sepp bin ich für die sehr angenehme und freundschaftliche Atmosphäre dankbar, es hat immer Spaß gemacht mit euch zu arbeiten und auch die eine oder andere (Grill-)Party zu feiern.

Dank gebührt auch den festen E12-Größen, Dominik Seiler, Ralf Lang, Michi Klöckner, Petra Zweckinger, Sigrid Weichs, Sonja Winkler und Thomas Faestermann, die mir immer mit Geduld, Hilfsbereitschaft und guten Ratschlägen zur Seite gestanden sind.

Für die bedingungslose Unterstützung bin ich meiner Familie unendlich dankbar. Ihr habt mir in den schwierigen letzten Jahren gezeigt, dass ich mich immer auf euch verlassen kann!

Das gilt auch für meinen Schatz Michael, ohne den diese Arbeit eindeutig nicht denkbar gewesen wäre. Deine Unterstützung und dass du immer für mich da warst haben mir die letzten Jahre mit all ihren Höhen und Tiefen gerettet. Danke!

Danke euch allen!