



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 7099

**Absolutbestimmung der  
 $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Rate im  
Energiebereich um 1 MeV**

**R. Plag**  
Institut für Kernphysik

**März 2005**



**FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7099

**Absolutbestimmung der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Rate  
im Energiebereich um 1 MeV**

Ralf Plag

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
2005

**Impressum der Print-Ausgabe:**

**Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

**urn:nbn:de:0005-070994**

Absolutbestimmung der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Rate  
im Energiebereich um 1 MeV

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität (TH)

Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

**Dipl. Phys. Ralf Plag**

aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.2004

Referent: Prof. Dr. J. Blümer

Korreferent: Prof. Dr. G. Drexlin



# Zusammenfassung

Die  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion wird oft als die wichtigste Reaktion in der Nuklearen Astrophysik betrachtet, weil sie zusammen mit der Tripel-Alpha-Reaktion, die aus drei Alpha-Teilchen Kohlenstoff bildet, das Verhältnis von  $^{12}\text{C}$  zu  $^{16}\text{O}$  nach dem Heliumbrennen bestimmt, das ein wichtiger Parameter für die weitere Sternentwicklung ist. Im astrophysikalisch relevanten Energiebereich um  $E_{c.m.}=300$  keV beträgt der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wegen der Coulombabstoßung der beiden Reaktionspartner jedoch nur ca.  $10^{-17}$  b, so dass eine direkte Messung des Querschnitts auch in naher Zukunft unmöglich ist. Deshalb muss der Querschnitt bei höheren Energien bestimmt werden, um ihn anschließend in den astrophysikalisch relevanten Bereich zu extrapolieren.

Alle bisherigen Messungen im relevanten Energiebereich wurden ausschließlich mit Germanium-Detektoren durchgeführt und waren auf den Energiebereich oberhalb 870 keV beschränkt. Die niedrige Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren musste mit sehr intensiven Alpha-Strömen kompensiert werden, die wegen der extremen Belastung der verwendeten Proben zu erheblichen Unsicherheiten führen können. Eine Überprüfung dieser Daten mit einem völlig anderen Ansatz, der möglicherweise vorhandene systematische Fehler aufdecken könnte, stand bisher aus.

Deshalb wurde in dieser Arbeit eine unabhängige Messung mit dem aus 42 Modulen zusammengesetzten Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektor durchgeführt. Die Effizienz des BaF<sub>2</sub> Detektors von über 90% für einzelne Gamma-Quanten ermöglicht die Reduktion der Alpha-Ströme um mehr als einen Faktor 100 auf ca.  $6 \mu\text{A}$ . Eine Beeinträchtigung der Proben, z.B. durch Abspattern von Probenmaterial, konnte bei dieser Intensität ausgeschlossen werden.

Der Unterdrückung von Untergrundereignissen, vor allem aus der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion, spielt bei dieser Messung eine extrem wichtige Rolle. Diesem Problem wurde durch hoch angereicherte  $^{12}\text{C}$ -Proben, der Pulsung des Alpha-Strahls und mit einer aktiven Abschirmung des Detektors begegnet. Die hohe Granularität der Anordnung ermöglicht zudem die Bestimmung der für die Analyse wichtigen Winkelverteilungen.

Die Messung des Querschnitts erfolgte bei  $E_{c.m.}=1002, 1308, 1416$  und  $1510$  keV. Die daraus extrahierten E1- bzw. E2-Anteile stimmen sehr gut mit den besten bisherigen Messungen überein, so dass Diskrepanzen zu früheren Ergebnissen ausgeräumt werden konnten. Für Übergänge mit einer 2-stufigen Kaskade, für die in diesem Energiebereich bisher noch keine Daten bekannt waren, wurde erstmals der Summenquerschnitt ermittelt. Außerdem konnten die bisher ermittelten S-Faktoren durch die Einbeziehung der Daten dieser Arbeit in eine R-Matrix-Analyse bestätigt werden.

Obwohl die Messung mit einer völlig neuen Methode in einem vergleichsweise kurzen Zeitrahmen durchgeführt wurde, konnte eine vergleichbare Genauigkeit wie in sehr viel langwierigeren Messungen mit Germanium-Detektoren erreicht werden, deren Potential inzwischen ausgereizt zu sein scheint. Dagegen kann die Sensitivität der Messung mit dem BaF<sub>2</sub> Detektor durch verschiedene Maßnahmen noch weiter gesteigert werden, so dass der zugängliche Energiebereich bis auf 750 keV ausgedehnt werden kann.

# Measurement of the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -rate near 1 MeV

## Abstract

The  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -reaction is often considered as the most important process in nuclear astrophysics since it determines the ratio of  $^{12}\text{C}$  to  $^{16}\text{O}$  during stellar Helium burning. Together with the triple-alpha-process this is a crucial parameter for the following evolution of the star.

Due to the Coulomb repulsion, the cross section in the astrophysical energy range at  $E_{c.m.}=300$  keV is about  $10^{-17}$  b. This extremely small value implies that a direct measurement remains impossible in the foreseeable future. For this reason, the cross section has to be measured at higher energies and needs to be extrapolated to the interesting energy range.

So far, all relevant measurements have been performed with Germanium detectors and were restricted to energies above 870 keV. The low gamma-ray efficiency of these detectors had to be compensated by very intense beam currents, which may cause considerable uncertainties due to severe target degradation. A verification of these data with a completely different approach, which could reveal systematic uncertainties was still missing.

The realization of such an independent measurement is subject of this thesis and was performed with the Karlsruhe  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> array, which consists of 42 independent detector modules. Due to the high efficiency of more than 90% for single gamma-rays the beam current could be reduced by more than a factor of 100. The experiment was carried out with an average current of 6  $\mu\text{A}$  thus minimizing the thermal load of the target and avoiding sputtering effects.

The suppression of background especially from the  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -reaction plays a crucial role for this measurement. Background events were therefore suppressed by the use of highly enriched  $^{12}\text{C}$ , a pulsed alpha beam and an active shielding. The measurement of angular distributions, which are necessary for the extrapolation of the cross section, could be easily accomplished due to the high granularity of the detector.

The cross section was measured at  $E_{c.m.}=1002, 1308, 1416$  and  $1510$  keV. The resulting E1- and E2-contributions being in perfect agreement with the best previous measurements helped to resolve discrepancies in previous data. The cross section for transitions with two-step cascades was obtained for the first time in this energy region. Previously extrapolated S-factors were confirmed by an R-matrix analysis based on the new data.

Even though the measurement has been performed in a relatively short period of time, the achieved precision is comparable to long-lasting experiments with Germanium detectors. While the potential of these conventional setups seems to be exhausted, the sensitivity of the measurement with the BaF<sub>2</sub> detector can be further increased. By several improvements the available energy range can be extended down to 750 keV.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>17</b>
1.1	Die stellare Nukleosynthese . . . . .	17
1.1.1	Wasserstoffbrennen . . . . .	17
1.1.2	Das Heliumbrennen . . . . .	18
1.1.3	Bildung schwerer Elemente . . . . .	19
1.2	Die stellare Reaktionsrate . . . . .	20
1.3	Methoden zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts . . . . .	22
1.3.1	Direkte Messung in normaler Kinematik . . . . .	22
1.3.2	Direkte Messung in inverser Kinematik . . . . .	23
1.3.3	Indirekte Methoden . . . . .	23
1.4	Messung von Winkelverteilungen . . . . .	23
1.5	Der $4\pi$ BaF <sub>2</sub> Detektor . . . . .	24
1.6	Der Van de Graaff Beschleuniger . . . . .	25
1.7	Ziele . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Steuerung des <math>4\pi</math> BaF<sub>2</sub> Detektors</b>	<b>27</b>
2.1	Allgemeines . . . . .	27
2.2	Die 'Fast'-Signale . . . . .	28
2.3	Das 'Slow'-Signal . . . . .	28
2.4	Kontrolle des Detektors . . . . .	30
2.5	Modernisierung des Steuerungs-Computers . . . . .	31
2.6	Abgleich der 'Slow'-Signale . . . . .	31
2.7	Abgleich der 'Fast'-Signale . . . . .	32
2.8	Alpha-Stabilisierung . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Das Datenaufnahmesystem</b>	<b>39</b>
3.1	Allgemeines . . . . .	39
3.2	Die Elektronik des ADC-Systems . . . . .	39
3.2.1	Das Originalsystem mit Datenreduktion . . . . .	40
3.2.2	Das vereinfachte System . . . . .	41
3.3	Monitor-Detektoren . . . . .	43
3.4	Das neue Programm . . . . .	43
3.5	Peripherie . . . . .	44
3.5.1	Gate-Controller . . . . .	44
3.5.2	Probenwechsler . . . . .	45
3.6	Die Benutzerschnittstelle . . . . .	47
3.6.1	Offsetkorrektur der ADCs . . . . .	47
3.6.2	Energie- und Zeiteichung . . . . .	48
3.6.3	Probenwechsler und Stromintegrator . . . . .	48
3.7	Überwachungsfunktionen während der Messung . . . . .	48
3.7.1	Nullsignal . . . . .	48
3.7.2	Zählrate . . . . .	48
3.7.3	Zykluslänge . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Messung des <math>^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}</math> Querschnitts</b>	<b>51</b>
4.1	Allgemeines . . . . .	51
4.2	Untergrundquellen . . . . .	51
4.2.1	Neutronen der $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion . . . . .	51
4.2.2	Simulationen mit GEANT . . . . .	52
4.2.3	Raumuntergrund und aktive Abschirmung . . . . .	54
4.2.4	Simulation der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion . . . . .	55
4.3	Proben . . . . .	55
4.3.1	Titan-Karbid Proben aus dem IMF . . . . .	56
4.3.2	$^{12}\text{C}$ -Proben aus dem CSNSM, Orsay . . . . .	56
4.4	Aufbau des Experiments . . . . .	57
4.4.1	Probenwechsler . . . . .	58
4.4.2	Erste Tests . . . . .	60
4.5	Durchführung der Messung . . . . .	61
4.5.1	Datenverarbeitung . . . . .	62
4.5.2	Bestimmung der Probendicke . . . . .	63
4.5.3	Energieeichung des Alpha-Strahls . . . . .	64

---

4.5.4	Ansprechwahrscheinlichkeit . . . . .	64
4.6	Berechnung der Wirkungsquerschnitte . . . . .	65
4.6.1	Der totale $(\alpha, \gamma)$ Querschnitt . . . . .	66
4.6.2	Winkelverteilungen . . . . .	67
4.6.3	Kaskaden . . . . .	71
4.6.4	Unsicherheiten . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Mögliche Verbesserungen des Experiments</b>	<b>75</b>
5.1	Allgemeines . . . . .	75
5.2	Detektor . . . . .	75
5.2.1	Kühlung des Detektors . . . . .	76
5.3	Probenwechsler . . . . .	78
5.4	Strahlführung und Vakuum . . . . .	78
5.4.1	Strahlführung . . . . .	78
5.4.2	Vakuum . . . . .	80
5.5	Proben . . . . .	81
5.6	Konsequenzen . . . . .	81
<b>6</b>	<b>R-Matrix Theorie</b>	<b>83</b>
6.1	Allgemeines . . . . .	83
6.2	Wellenfunktionen im äußeren Bereich . . . . .	84
6.3	Wellenfunktionen im inneren Bereich . . . . .	86
6.3.1	Die R-Funktion . . . . .	86
6.3.2	Die Streufunktion U . . . . .	88
6.3.3	Verallgemeinerung auf mehrere Reaktionskanäle . . . . .	88
6.4	Elastische Streuung . . . . .	90
6.5	Der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Kanal . . . . .	92
6.5.1	Der E1-Querschnitt . . . . .	92
6.5.2	Der E2-Querschnitt . . . . .	92
6.6	Beta-verzögerter Alpha-Zerfall von $^{16}\text{N}$ . . . . .	94
6.7	Das R-Matrix-Programm . . . . .	95
6.8	Durchführung der R-Matrix-Analyse . . . . .	96
6.8.1	Analyse des E2-Anteils . . . . .	96
6.8.2	Analyse des E1-Anteils . . . . .	98
6.8.3	Kaskaden . . . . .	98
<b>7</b>	<b>Diskussion</b>	<b>101</b>

<b>A</b>	<b>Das Datenaufnahmesystem des n-TOF Experiments</b>	<b>105</b>
<b>B</b>	<b>R-Matrix-Programmierung mit C++</b>	<b>109</b>
B.1	Allgemeines . . . . .	110
B.2	E1-Anteil der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion . . . . .	110
B.3	E2-Anteil der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion . . . . .	111
B.4	Elastische Streuung . . . . .	113
B.5	Beta-verzögerter Alpha-Zerfall von $^{16}\text{N}$ . . . . .	115

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm enthüllt den Zusammenhang zwischen Oberflächentemperatur und Helligkeit der Sterne. Während des Wasserstoffbrennens befinden sich die Sterne auf der Hauptreihe. Ist der Wasserstoffvorrat im Zentrum des Sterns erschöpft, heizt er sich durch die dann einsetzende Kontraktion auf. Die Hülle des Sterns bläht sich dadurch auf, wird heller und gleichzeitig kühler: Der Stern wandert in den Bereich der Roten Riesen. . . . .	18
1.2	Der Gamow-Peak entsteht durch die Faltung des Wirkungsquerschnitts (proportional zur Tunnelwahrscheinlichkeit) mit der Energieverteilung der Reaktionspartner (Maxwell-Boltzmann-Verteilung). Daher liegt das Maximum des Reaktionsflusses bei höheren Energien als das Maximum der Energieverteilung. . . . .	21
1.3	Niveau-Schema des Zwischenkerns $^{16}\text{O}$ . Die im astrophysikalisch relevanten Energiebereich dominierenden Resonanzen sind hervorgehoben. . . . .	22
1.4	CAD-Darstellung des $\text{BaF}_2$ Detektors. Das Ausblenden mehrerer Detektormodule ermöglicht den Blick in das Zentrum des Detektors, wo sich normalerweise die Probe befindet. . . . .	25
2.1	Die Elektronik für des Regelungssystem des $\text{BaF}_2$ Detektors. Module mit 42 Ein- oder Ausgängen sind entsprechend markiert. CAMAC-Module sind durch einen fetten Rand hervorgehoben. . . . .	29
2.2	Das neue Regelungsprogramm für den $\text{BaF}_2$ Detektor. Die Schaltflächen am linken Rand rufen weitere Fenster auf, in denen verschiedene Einstellungen vorgenommen werden können (siehe auch Abb. 2.4). Im rechten Bereich ist das Alpha-Spektrum für die Stabilisierung zu sehen, links daneben weitere Informationen zur Stabilisierung und die wichtigsten Zählraten. Am unteren Rand zeigen die Detektornummern den Status aller Detektormodule an: Wird bei einem Detektormodul ein Problem erkannt, so ist die entsprechende Nummer mit einem roten Kreis hinterlegt. Das grüne Quadrat kennzeichnet den Detektor, dessen Alpha-Spektrum gerade überprüft wird. Ein Mausclick auf eine Detektornummer zeigt weitere Informationen zu dem angewählten Detektor an. . . . .	30
2.3	Der Status der Alpha-Stabilisierung ist per Internet abrufbar. Auf der abgebildeten Webseite gibt eine Zeile pro Detektormodul Auskunft darüber, ob die erwünschte Peaklage und damit die geforderte Verstärkung von 4,2 keV pro Kanal erreicht wurde oder nicht. Bei Detektor 8 hat das Programm z.B. festgestellt, dass die momentan benötigte Hochspannung höher als üblich ist. Dies könnte auf ein Problem bei diesem Detektormodul hindeuten, daher wird die entsprechende Zeile mit einem roten Kreis markiert. (Die oben dargestellte Webseite wurde für den Abdruck gekürzt.) . . . . .	32
2.4	Die Cs/Co-Seite des $\text{BaF}_2$ -Regelungsprogramms. Im rechten Bereich ist das $^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$ Spektrum des Detektormoduls mit der schlechtesten Energieauflösung zu sehen. Trotzdem werden die Positionen der beiden Co-Peaks automatisch gefunden und gefittet. Die Eichgerade ist im linken Bildbereich dargestellt, wobei die gefundenen Peak-Positionen durch Kreuze markieren sind. Die wichtigsten Parameter (darunter Amplifikation und Zero Offset) sind in der Liste links unten zusammengefasst. . . . .	33

- 2.5 Das Spektrum der intrinsischen Alpha-Aktivität von BaF<sub>2</sub>, mit analoger Alpha-Gamma-Diskriminierung (oben) und mittels Flash-ADC (unten) aufgenommen. Diese Spektren entstanden nach 10 Minuten Messzeit bei ausgeschaltetem Beschleuniger. Bereits unter diesen vergleichsweise guten Bedingungen bringt das untergrundfreie Spektrum des Flash-ADCs einen großen Vorteil. Die vier prominenten Linien werden aus den Zerfällen von <sup>226</sup>Ra, <sup>222</sup>Rn, <sup>218</sup>Po und <sup>214</sup>Po erzeugt (von links nach rechts). Für die Alpha-Stabilisierung eignet sich am besten die <sup>214</sup>Po-Linie, da sie am wenigsten von anderen Linien überlagert wird. . . . . 35
- 2.6 Die BaF<sub>2</sub>-Signale, die von Gammas verursacht werden, bestehen aus einer langsamen und einer schnellen Zerfallskomponente (oben). Die schnelle Komponente ist als charakteristische Nadel am Beginn des Pulses zu sehen. Alpha-Teilchen produzieren Signale, die nur die langsame Komponente enthalten (unten). . . . . 36
- 3.1 Schematischer Vergleich der Elektronik für das ADC-System a) Originalversion mit Datenreduktion und b) vereinfachtes System ohne Datenreduktion. In der Originalversion wurde mit Hilfe einer Arithmetic-Logic-Unit (ALU, LeCroy 2378) die digitale Summe der Energiesignale berechnet. Eine programmierbare Memory-Lookup-Unit (E-MLU, LeCroy 2372) benutzte diesen Wert, um in einer Tabelle nachzuschlagen, ob diese Energie in einem gewünschten Energiebereich liegt oder nicht und ein entsprechendes digitales Ja oder Nein auszugeben. Ebenso wurde das Zeitsignal von einer MLU verarbeitet. Die beiden nun zur Verfügung stehenden Ja/Nein Signale wurden von einer dritten Vergleichs-MLU verarbeitet, um daraus die Entscheidung zu fällen, ob das Ereignis abgespeichert oder verworfen werden sollte. Ein vollständiges Schaltbild der vereinfachten Version ist in Abb. 3.3 dargestellt. . . . . 40
- 3.2 Datenformat des FERA-Systems. Die beiden Fera-Driver (siehe Abb. 3.3) kontrollieren das Auslesen der ADC-Module. Jedes ADC-Modul schreibt vor seinen eigentlichen Daten ein Headerwort in den Speicher, das die Einschubadresse des ADC-Moduls und die Anzahl der angesprochenen Kanäle (ADCs) enthält. Darauf folgt für jeden angesprochenen Kanal ein 16 Bit-Datenwort, welches die Kanalnummer (ADC-Adresse 0-15) und den konvertierten 11 Bit-Wert enthält. ADC-Module, die keine Daten konvertiert haben, schreiben kein Headerwort. Haben alle 16 Kanäle eines ADC-Moduls angesprochen, wird die 'Anzahl ADCs' auf Null gesetzt, da mit den vier zur Verfügung stehenden Bits nur die Werte 0-15 gebildet werden können. . . . . 41
- 3.3 Das vereinfachte ADC-System. Die Flachbandkabel transportieren die 42 Energie- und Zeitsignale von den ADCs über den FERA-Driver zu den Datenspeichern. Außerdem dargestellt ist die Logik für die Erzeugung des Gate-Signals (oben) und das automatische Zurücksetzen der FERA-Driver (rechts unten). . . . . 42
- 3.4 Die Benutzeroberfläche des Datenaufnahmeprogramms bietet in der Kopfzeile eine Übersicht über den Status der Messung: Name, Probe im Strahl und Bestrahlungsdauer. Darunter befinden sich Schaltflächen, über die im verbleibenden Teil des Fensters die folgenden Bildschirmseiten angezeigt werden können: Konfiguration der Messung (Anzahl und Name der Proben im Probenwechsler, vorgegebene integrierte Ladung pro Probe und Zyklus, usw.), Konfiguration des ADC-Systems (Offset-Korrektur und Test), Anzeige des Flugzeitspektrums des Neutronenmonitors hinter der Probe, Anzeige des Pulshöhenspektrums des Neutronenmonitors am Neutronenproduktionstarget, Anzeige der aktuellen Daten des ADC-Systems und das Protokoll. Die Abbildung zeigt das Energiespektrum während einer Untergrundmessung. . . . . 44
- 4.1 Probenwechsler im Inneren des Detektors, wie er mit GEANT modelliert wurde. (Für eine bessere Darstellung wurden Teile des Detektors entfernt und ein Loch in das Targetgehäuse geschnitten.) . . . . . 53
- 4.2 Simuliertes Flugzeitspektrum für die Neutronen der <sup>13</sup>C( $\alpha$ ,n)<sup>16</sup>O-Reaktion. Dazu wurden 100.000 Neutronen von der Probenposition in zufällig gewählte Richtungen ausgesandt. Im gemessenen Spektrum macht sich zusätzlich die Pulsbreite des Alpha-Strahls von ca. 2 ns bemerkbar. . . . . 53
- 4.3 Simulierte Detektorantwort für charakteristische Gamma-Strahlen der <sup>12</sup>C( $\alpha$ , $\gamma$ )<sup>16</sup>O-Reaktion. Es wurden 100.000 Ereignisse simuliert. . . . . 55
- 4.4 Der Probenwechsler mit zwei Probenpositionen. . . . . 59

4.5	Aufbau des Strahlrohrs nach Optimierung der Kühlfalle. . . . .	59
4.6	Aufbau des Experiments nach der Optimierung. . . . .	60
4.7	Profil einer dicken $^{12}\text{C}$ Probe als Funktion der magnetischen Flußdichte des Analysiermagneten. Das Profil wurde durch Abtasten der $2^+$ Resonanz der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei $E_{c.m.}=2,68$ MeV erzeugt. . . . .	63
4.8	Gemessenes Gamma-Spektrum einer $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ -Mischquelle (Symbole) im Vergleich zu einer GEANT-Simulation, in der der Untergrund durch ein Polynom 3. Ordnung gefittet wurde. Dieser Test bestätigt die hervorragende Qualität der GEANT-Simulationen. . . . .	65
4.9	Gemessenes $^{12}\text{C}$ -Spektrum zusammen mit dem angepassten GEANT-Spektrum und dem skalierten Untergrund. . . . .	67
4.10	Gemessene Multiplizitäten für Ereignisse mit einem Gamma-Quant (links) und zwei Gamma-Quanten (rechts). Die Anzahl angesprochener Detektormodule ist ein sehr schlechtes Maß für die Anzahl der emittierten Gamma-Quanten, siehe Text. Dies wird durch die Zusammenfassung von benachbarten Detektormodulen deutlich verbessert. Diese Spektren wurden mit GEANT-Simulationen erstellt, in denen entweder ein Gamma-Quant von 8164 keV oder zwei Gamma-Quanten von 1247 keV und 6917 keV ausgesandt wurden. Dies entspricht den Gamma-Energien der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei dem niedrigsten Messpunkt von $E_{c.m.}=1002$ keV. . . . .	68
4.11	Gemessene und angepasste Winkelverteilungen bei $E_{\alpha,c.m.}=1,53$ MeV und der $2^+$ Resonanz bei 2,68 MeV. Die eingezeichneten Fehler spiegeln die statistischen Fehler der Messung wider. . . . .	70
4.12	Gemessene S-Faktoren im Vergleich mit den besten Messungen in diesem Energiebereich [4, 6]. . . . .	72
5.1	Strahlführung vom Van de Graaff Beschleuniger bis zur Probe. . . . .	80
6.1	Reaktionskanäle, die den Zwischenkern $^{16}\text{O}$ bilden bzw. über die er zerfallen kann. Bei Energien unterhalb 4965 keV sind jedoch nur die beiden Kanäle $^{16}\text{O}+\gamma$ und $^{12}\text{C}+\alpha$ offen. . . . .	89
6.2	Messung des beta-verzögerten Alpha-Zerfalls von $^{16}\text{N}$ . Dargestellt ist die Messung von Azuma et al. [33]. . . . .	94
6.3	Das Programm für die Durchführung der R-Matrix-Analyse. Im Hauptfenster (auf der Abbildung im Hintergrund) werden neben den R-Matrix-Parametern auch verschiedene Programmoptionen eingegeben. Die Dateien mit den experimentellen Daten werden zusammen mit dazugehörigen Parametern (z.B. Reaktionstyp) in geschweifte Klammern $\{\}$ eingefasst. Das Programm minimiert die gewichtete Summe aus allen angegebenen Dateien. . . . .	95
6.4	Ausbeute der $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)^{12}\text{C}$ -Reaktion bei $94,0^\circ$ relativ zu $58,9^\circ$ [26]. Die durchgezogene Linie stellt den R-Matrix-Fit dar. . . . .	97
6.5	R-Matrix-Fit an den E2-Anteil der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Daten. . . . .	98
6.6	R-Matrix-Fit an den E1-Anteil der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Daten. . . . .	99



# Tabellenverzeichnis

3.1	Kanäle des Input/Output Registers für den Gate-Controller. Die Kanäle des zweiten Eingangs (In 2) sind mit der Überwachung 1 verbunden. Überwachung 1 und 2 sind Erweiterungsmodule mit jeweils 12 Kanälen. . . . .	45
3.2	Kanäle des Input/Output Registers für den Probenwechsler. . . . .	46
4.1	Totaler Wirkungsquerschnitt. . . . .	67
4.2	Winkel der Detektormodule zur Strahlachse. . . . .	69
4.3	Zusammenfassung aller Ergebnisse. $S_{tot}$ bezeichnet den S-Faktor des totalen $(\alpha, \gamma)$ -Querschnitts, $S_{kask}$ den partiellen S-Faktor für Zerfälle mit zwei Gamma-Quanten. . . . .	71
4.4	Übersicht über die Zusammensetzung der Unsicherheiten der Messpunkte. Alle Werte in %. . . . .	73
5.1	Einfluss der genannten Maßnahmen auf die Sensitivität des Experiments. Die angegebenen Werte sind Multiplikatoren, die jeweils auf $Z$ , $U_S$ , bzw. $U_K$ angewendet werden müssen. . . . .	81
6.1	Vergleich der extrapolierten S-Faktoren bei 300 keV. . . . .	99



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Die stellare Nukleosynthese

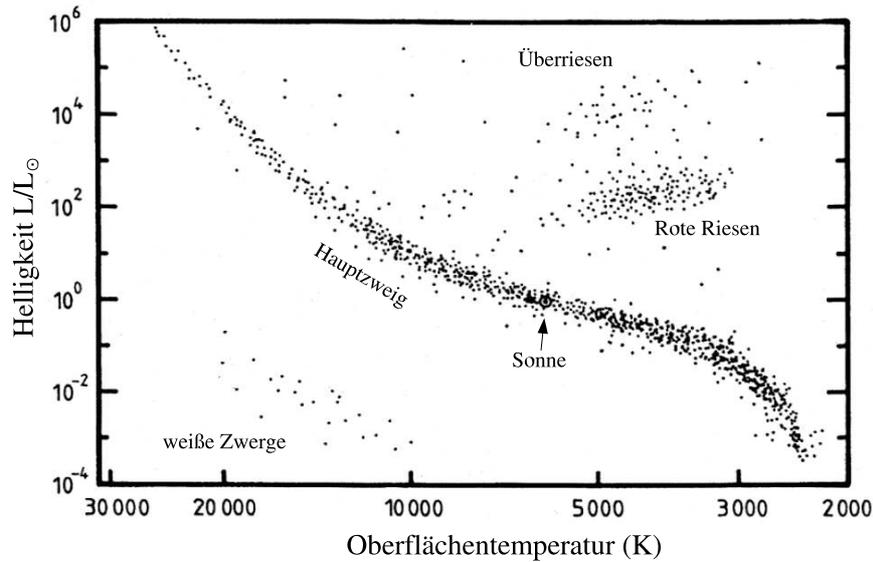
Das Hauptinteresse der Nuklearen Astrophysik gilt der Entstehung der chemischen Elemente, die ein faszinierendes Zusammenspiel der dabei ablaufenden kernphysikalischen Prozesse und der makroskopischen Entwicklung der Sterne darstellt. Die Entdeckung dieses Zusammenhangs begann mit der 1859 von Bunsen und Kirchhoff entwickelten Spektralanalyse und wurde mit dem aufkeimenden Verständnis der Kernphysik zum Grundstein der Nuklearen Astrophysik. Vor knapp 50 Jahren wurde schließlich unser heutiges Verständnis der Nukleosynthese von Burbidge, Burbidge, Fowler, and Hoyle umfassend beschrieben [1].

Die Synthese der chemischen Elemente findet jedoch nicht ausschließlich in Sternen statt: Die sogenannte primordiale Nukleosynthese begann bereits wenige Minuten nach dem Urknall, als sich Protonen und Neutronen aus Quarks bildeten. In den folgenden Minuten wurden Protonen über eine mehrstufige Reaktionskette in Heliumkerne umgewandelt, so dass nach kurzer Zeit, als die Coulombbarriere wegen der Abkühlung des Universums weitere Fusionsprozesse verhinderte, ca. 23% Helium und 76% Wasserstoff vorhanden waren. Andere Elemente wurden nur in sehr geringen Mengen gebildet ( $\approx 0,1\%$ ), weil zum einen keine stabilen Isotope für die Massen 5 und 8 existieren und zum anderen, weil die kurze Halbwertszeit von Neutronen (ca. 15 Minuten) Neutroneneinfänge stark einschränkt.

In den nächsten 500 Millionen Jahren hat sich das Universum weiter abgekühlt, so dass die Protonen und Heliumkerne Elektronen einfangen konnten und elektrisch neutral wurden. In der Folge bildeten sich Wasserstoff-Wolken, die durch die Gravitation zu Sternen zusammenklumpten und sich dabei aufheizten, bis bei einer Temperatur von ca.  $10^6$  K das Wasserstoffbrennen zündete.

#### 1.1.1 Wasserstoffbrennen

Die meisten Sterne verbringen die längste Zeit ihres Lebens auf der Hauptreihe des Hertzsprung-Russell-Diagramms (siehe Abb. 1.1). Während dieser Phase erfolgt die Energieproduktion hauptsächlich durch Wasserstoffbrennen, d.h. durch die Fusion von Wasserstoff zu Helium. Dies geschieht bei kleineren Sternen, in deren Zentren vergleichsweise moderate Temperaturen herrschen, oder bei Sternen der ersten Generation über die p-p-Kette. Bei großen Sternen der folgenden Generationen läuft zumeist der CNO-Zyklus oder, wenn



**Abbildung 1.1:** Das Hertzsprung-Russell-Diagramm enthüllt den Zusammenhang zwischen Oberflächentemperatur und Helligkeit der Sterne. Während des Wasserstoffbrennens befinden sich die Sterne auf der Hauptreihe. Ist der Wasserstoffvorrat im Zentrum des Sterns erschöpft, heizt er sich durch die dann einsetzende Kontraktion auf. Die Hülle des Sterns bläht sich dadurch auf, wird heller und gleichzeitig kühler: Der Stern wandert in den Bereich der Roten Riesen.

genügend schwere Elemente vorhanden sind, auch der NeNa-Zyklus und der MgAl-Zyklus ab. Als Netto-Ergebnis all dieser Reaktionen werden jedoch immer vier Protonen in einen Heliumkern umgewandelt:



Wenn der Wasserstoffvorrat im Kern des Sterns erschöpft ist und das Wasserstoffbrennen erlischt, kann der Stern den Gravitationskräften nicht mehr standhalten und kontrahiert. Hat der Stern genügend Masse, so steigt die Temperatur durch die Kontraktion soweit, bis das Wasserstoffbrennen in der Schale um den Heliumkern zündet.

Um die Temperaturerhöhung im Zentrum auszugleichen, dehnt sich die Hülle des Sterns aus. Dadurch kühlt sich die Oberfläche ab und erscheint rötlich. Aus diesem Grund entfernt sich der Stern von der Hauptreihe und wandert im Hertzsprung-Russell-Diagramm nach rechts oben, in den Bereich der Roten Riesen. Die Temperatur im Zentrum des Sterns nimmt jedoch langsam weiter zu und kann  $10^8\text{K}$  übersteigen. Bei dieser Temperatur setzt das Heliumbrennen ein, in dem durch Fusionsprozesse aus Alpha-Teilchen Kohlenstoff und Sauerstoff produziert werden.

### 1.1.2 Das Heliumbrennen

Wie bereits erwähnt, existieren keine stabilen Elemente der Massen 5 und 8. Durch das Verschmelzen zweier Alpha-Teilchen zu  ${}^8\text{Be}$  und dessen anschließenden Zerfall



entsteht ein Gleichgewicht zwischen Alpha-Teilchen und  ${}^8\text{Be}$ . Vor dem Zerfall des  ${}^8\text{Be}$  kann jedoch ein drittes Alpha-Teilchen eingefangen werden, um das stabile  ${}^{12}\text{C}$  zu bilden:



Wegen der kurzen Halbwertszeit von ca.  $10^{-16}$  s ist dies nur möglich, weil eine ausgeprägte Resonanz der  ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$ -Reaktion die Einfangwahrscheinlichkeit bei astrophysikalischen Energien stark erhöht. Da beide Reaktionen quasi zeitgleich ablaufen müssen, werden sie zu dem sogenannten Tripel-Alpha-Prozess zusammengefasst.

Gleichzeitig kann der Kohlenstoff durch den Einfang eines weiteren Alpha-Teilchens in Sauerstoff umgewandelt werden:



Diese Reaktion wird ebenfalls von zwei Resonanzen begünstigt, die sich in der Nähe des astrophysikalischen Energiebereichs befinden. Der erneute Einfang eines Alpha-Teilchens



wird durch das Fehlen von Resonanzen jedoch behindert. Die Asche des Heliumbrennens besteht daher aus  ${}^{12}\text{C}$  und  ${}^{16}\text{O}$ , deren Häufigkeiten vom Verhältnis der  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ -Rate zur Tripel-Alpha-Rate bestimmt werden. Das Verhältnis dieser beiden Häufigkeiten spielt in der Astrophysik eine sehr wichtige Rolle, da es die Grundzüge der weiteren Sternentwicklung und damit der chemischen Evolution des Universums bestimmt.

Die Tripel-Alpha-Rate ist in diesem Zusammenhang mit einer Unsicherheit von 15% [33] hinreichend gut bekannt, die  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ -Rate weist wegen ihres extrem kleinen Wirkungsquerschnitts jedoch wesentlich größere Unsicherheiten auf. Die exakte Bestimmung dieser Reaktionsrate zählt zu den wichtigsten Zielen in der Nuklearen Astrophysik und wurde in einer Vielzahl von Arbeiten untersucht. Bis heute ist das Ergebnis dieser Bemühungen jedoch unbefriedigend geblieben. Deshalb wird in der vorliegenden Arbeit ein neuer Ansatz zur Messung der  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ -Rate beschrieben.

### 1.1.3 Bildung schwerer Elemente

Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle auch noch die Synthese schwerer Elemente skizziert werden. Nachdem sich der Heliumvorrat des Sterns erschöpft hat, können - je nach Masse bzw. Zentraltemperatur des Sterns - noch weitere Brennphasen stattfinden. Vom Kohlenstoffbrennen über das Neon/Sauerstoffbrennen bis zum Siliziumbrennen werden dabei Elemente bis in die Gegend des Eisens erzeugt. Mit zunehmender Brenntemperatur spielen neben der Fusion auch Photodissoziationsprozesse eine immer größere Rolle, so dass sich am Ende beide Reaktionstypen im Gleichgewicht befinden. Diese Brennphase überleben bevorzugt die stabilsten Elemente, d.h. Elemente um  $A=56$ . Schwerere Elemente als Eisen werden durch diese Mechanismen also kaum gebildet.

Für die Bildung der meisten Elemente schwerer als Eisen ist der s- bzw. r-Prozess verantwortlich. In beiden Prozessen werden neue Elemente durch Neutroneneinfänge gebildet, jedoch ist beim s-Prozess (s=slow) die Einfangrate wesentlich niedriger, so dass beim Erreichen instabiler Kerne in der Regel ein Betazerfall erfolgt, bevor das nächste Neutron

eingefangen werden kann. Der s-Prozess läuft daher entlang des Stabilitätstals ab und findet in sogenannten AGB-Sternen (Asymptotic-Giant-Branch stars) statt, die über die  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion bzw.  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ausreichend Neutronen produzieren. Der r-Prozess (r=rapid) läuft dagegen in explosiven Szenarien (z.B. Supernovae) ab, wo die Reaktionsraten extrem hoch sind, so dass sich der Reaktionspfad weit außerhalb des Stabilitätstals auf der neutronenreichen Seite befindet.

## 1.2 Die stellare Reaktionsrate

Die stellare Reaktionsrate  $r$  zweier Teilchen ist durch die Formel

$$r = N_x \cdot N_y \cdot v \cdot \sigma(v) \quad (1.6)$$

gegeben. Dabei sind  $N_x$  und  $N_y$  die Teilchendichten,  $v$  die Relativgeschwindigkeit der Reaktionspartner und  $\sigma(v)$  der Wirkungsquerschnitt der Reaktion.

Im stellaren Gas befinden sich die Teilchen im thermischen Gleichgewicht, so dass ihre Geschwindigkeitsverteilung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung  $\Phi(v)$  entspricht. Die Berechnung der Reaktionsrate ergibt sich durch Faltung der Geschwindigkeitsverteilung mit dem Wirkungsquerschnitt:

$$r = N_x \cdot N_y \cdot \langle v \cdot \sigma \rangle \quad (1.7)$$

mit

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi(v_x) \cdot \Phi(v_y) \cdot v \cdot \sigma(v) \cdot dv_x \cdot dv_y \quad (1.8)$$

und der Boltzmann-Verteilung

$$\Phi(v) = 4\pi \cdot v^2 \left( \frac{m}{2\pi \cdot kT} \right)^{3/2} \cdot \exp\left( -\frac{mv^2}{2 \cdot kT} \right) \quad (1.9)$$

und der Normierung

$$\int_0^\infty \Phi(v) \cdot dv = 1 \quad (1.10)$$

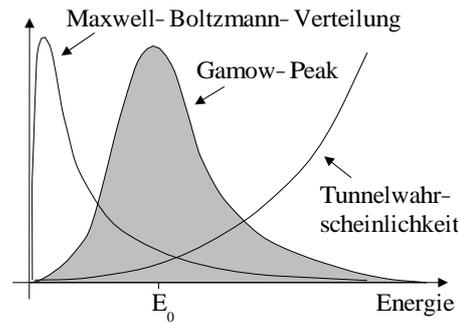
Bei den typischen Temperaturen des He-Brennens von  $1 \cdot 10^8$ - $3 \cdot 10^8$  K haben die meisten Alpha-Teilchen Energien von ca. 10 keV. Bei diesen Energien ist die Wahrscheinlichkeit der  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion aufgrund der Coulombabstossung jedoch so gering, dass nur sehr wenig Sauerstoff gebildet wird. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts wird bei diesen Energien durch die Coulombbarriere und damit durch die quantenmechanische Tunnelwahrscheinlichkeit  $P$  bestimmt:

$$\sigma \propto P = \exp(-2\pi\eta) \quad (1.11)$$

mit dem Sommerfeld-Parameter

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 \cdot e^2}{\hbar v} = \frac{31.29}{2\pi} \cdot Z_1 Z_2 \cdot \left( \frac{\mu}{E} \right)^{1/2} \quad (1.12)$$

Die Tunnelwahrscheinlichkeit  $P$  steigt mit zunehmender Energie exponentiell an. Die Faltung des Wirkungsquerschnitts mit der Geschwindigkeitsverteilung ergibt daher ein Maximum des Reaktionsflusses bei höheren Energien: Der Bereich des größten Reaktionsflusses



**Abbildung 1.2:** Der Gamow-Peak entsteht durch die Faltung des Wirkungsquerschnitts (proportional zur Tunnelwahrscheinlichkeit) mit der Energieverteilung der Reaktionspartner (Maxwell-Boltzmann-Verteilung). Daher liegt das Maximum des Reaktionsflusses bei höheren Energien als das Maximum der Energieverteilung.

wird Gamow-Fenster genannt und liegt für die  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)$ -Reaktion bei ca 300 keV (siehe Abb. 1.2).

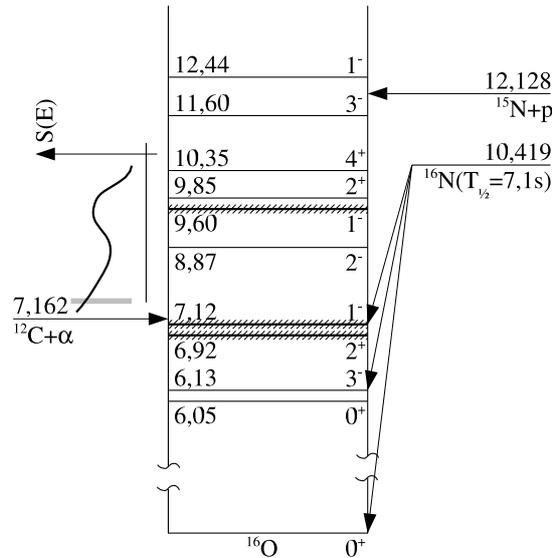
Doch auch bei diesen Energien ist der Wirkungsquerschnitt mit ca.  $10^{-17}$  b um mehrere Größenordnungen zu klein, um ihn mit den heute zur Verfügung stehenden Methoden zu messen. Die besten bisherigen Messungen wurden bei Schwerpunktsenergien um 900 keV durchgeführt, wobei die Unsicherheiten der einzelnen Messpunkte zum Teil über 100% betragen. Von diesen Messpunkten ausgehend muss der Wirkungsquerschnitt zu relevanten Energien von 300 keV extrapoliert werden. Um dies zu erleichtern, wird nicht der Wirkungsquerschnitt untersucht, sondern der astrophysikalische S-Faktor. Der S-Faktor  $S(E)$  enthält nicht mehr die exponentielle Energieabhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit und weist daher einen wesentlich flacheren, im Idealfall sogar konstanten Verlauf auf.

$$\sigma = \frac{1}{E} \cdot \exp(-2\pi\eta) \cdot S(E) \quad (1.13)$$

Die Extrapolation der  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate wird jedoch erschwert durch zwei Unterschwellenresonanzen bei -45 keV und -245 keV, die die Reaktionsrate bei 300 keV maßgeblich bestimmen (siehe Abb. 1.3). Im Energiebereich der bisherigen Messungen dominiert jedoch eine  $1^-$  Resonanz bei  $E_{c.m.}=2,42$  MeV den Querschnitt. Hinzu kommt ein signifikanter Anteil an direkten Einfängen (direct capture, DC), wobei das Alpha-Teilchen ohne Bildung eines Zwischenkerns direkt in den Endzustand eingefangen wird.

Die notwendige Extrapolation kann am besten mit Hilfe des R-Matrix-Formalismus durchgeführt werden [23], wobei das Ergebnis durch Berücksichtigung aller weiteren Reaktionskanäle, die ebenfalls den Zwischenkern  $^{16}\text{O}$  bilden, verbessert werden kann. So kann z.B. der erlaubte Bereich des E1-Querschnitts bei 300 keV durch die Analyse des beta-verzögerten Alpha-Zerfalls von  $^{16}\text{N}$  und der Bereich des E2-Querschnitts mit Hilfe der elastischen Streuung von Alpha-Teilchen an  $^{12}\text{C}$  eingeschränkt werden.

Auf diesem Weg kommen neuere Berechnungen [26] auf einen S-Faktor bei 300 keV von  $79 \pm 21$  keVb für die E1-Komponente und  $70 \pm 70$  für die E2-Komponente. Die für die Sternentwicklungsrechnungen notwendige Verbesserung kann nur durch weitere Messungen erreicht werden.



**Abbildung 1.3:** Niveau-Schema des Zwischenkerns  $^{16}\text{O}$ . Die im astrophysikalisch relevanten Energiebereich dominierenden Resonanzen sind hervorgehoben.

### 1.3 Methoden zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts

Seit mehreren Jahrzehnten wird mit zum Teil erheblichem Aufwand versucht, den  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)$ -Querschnitt exakt zu messen. Dazu kamen und kommen verschiedene direkte und indirekte Methoden zum Einsatz. Bei den direkten Methoden wird der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt selbst gemessen, während bei den indirekten Methoden der gesuchte Querschnitt mit Hilfe theoretischer Modelle aus den gemessenen Daten einer verwandten Reaktion extrahiert wird. Im Folgenden werden die wichtigsten Verfahren dargestellt.

#### 1.3.1 Direkte Messung in normaler Kinematik

Bei den direkten Verfahren kann der Querschnitt nicht bei astrophysikalisch relevanten Energien bestimmt werden, sondern muss bei höheren Energien gemessen und anschließend zu niedrigen Energien extrapoliert werden. Bei Messungen in normaler Kinematik wird ein Alpha-Strahl auf eine angereicherte  $^{12}\text{C}$ -Probe gerichtet. Die  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion wird anhand ihrer charakteristischen Gamma-Strahlung nachgewiesen, die in der Regel von Germanium-Detektoren detektiert wird [4, 5, 6, 8, 9, 10, 11, 12].

Die gute Energieauflösung von Germanium-Detektoren erlaubt eine gute Diskriminierung des Untergrundes. Der Nachteil dieser Versuchsanordnung ist die geringe Effizienz, die man mit entsprechend hohen Alpha-Strömen kompensieren muss. Für die Messung von Winkelverteilungen wurde entweder ein Detektor nacheinander an verschiedenen Stellen postiert, oder es wurden mehrere Detektoren unter verschiedenen Winkeln gleichzeitig verwendet.

### 1.3.2 Direkte Messung in inverser Kinematik

Wird die Messung in inverser Kinematik durchgeführt, wird ein  $^{12}\text{C}$ -Strahl auf ein  $^4\text{He}$ -Gastarget geschossen. Die  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion kann dabei entweder über den Nachweis des  $^{16}\text{O}$ -Rückstoßkernes oder ebenfalls durch Nachweis der prompten Gamma-Strahlung detektiert werden [13, 14, 15, 16, 17, 18].

Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass die  $^{16}\text{O}$ -Rückstoßkerne mit hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden können. Damit kann der totale  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt mit hoher Effizienz gemessen werden. Die Schwierigkeit dieser Methode besteht darin, dass die wenigen Reaktionsprodukte von dem intensiven Primärstrahl eindeutig getrennt werden müssen. Da auch diese Methode nicht bei den astrophysikalisch relevanten Energien angewendet werden kann, müssen hier die Partialquerschnitte ebenfalls extrapoliert werden. Die dafür notwendigen Winkelverteilungen können entweder ebenfalls durch die Messung der Gamma-Strahlung bestimmt werden, wobei der Vorteil der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit zunichte gemacht wird, oder es kann die Winkelverteilung der  $^{16}\text{O}$ -Rückstoßkerne gemessen werden. Letzteres ist aber wegen des geringen Emissionswinkels mit großen Schwierigkeiten verbunden.

### 1.3.3 Indirekte Methoden

Messungen mit indirekten Methoden können die Unsicherheiten des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts bei astrophysikalischen Energien weiter einschränken. Für sich alleine genommen können sie jedoch keine zuverlässige Aussage über den  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt machen.

#### Beta-verzögerter Alpha-Zerfall von $^{16}\text{N}$

Durch den  $\beta$ -Zerfall von  $^{16}\text{N}$  wird das  $1^-$  Niveau bei  $E=9,60$  MeV des  $^{16}\text{O}$ -Kerns besetzt, welches unter anderem auch über die  $1^-$  Unterschwellenresonanz zerfallen kann. Durch einen R-Matrix-Fit dieser Daten können Aussagen über die reduzierten Alpha-Breiten der beteiligten Resonanzen getroffen werden [33, 34].

Da bei diesem Verfahren keine Niveaus mit  $l=2$  besetzt werden, kann keine Aussage über den E2-Anteil des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts getroffen werden.

#### Elastische Alpha-Streuung an $^{12}\text{C}$

Durch die Messung von elastischer Streuung an  $^{12}\text{C}$  können die reduzierten Alpha-Breiten ebenfalls bestimmt werden. Damit können vor allem für den E2-Anteil wichtige Erkenntnisse gewonnen werden [26, 27, 28]. Die Beschreibung der gemessenen Daten mit Hilfe der R-Matrix-Theorie erfordert jedoch die Einbeziehung aller Resonanzen bis einschließlich  $l=6$ .

## 1.4 Messung von Winkelverteilungen

Da der Querschnitt mit heutiger Technik nicht direkt im astrophysikalisch relevanten Energiebereich messbar ist, muss die Messung bei höheren Energien bis in den relevanten Bereich

bei 300 keV extrapoliert werden.

Der Wirkungsquerschnitt in diesem Energiebereich setzt sich hauptsächlich aus elektrischen Dipol- und Quadrupolübergängen zusammen, die eine unterschiedliche Energieabhängigkeit besitzen. Deshalb muss der prozentuale Anteil von E1- und E2-Wechselwirkungen gemessen werden. Da die Winkelverteilung der Dipolübergänge proportional zu  $\sin^2(\theta_\gamma)$  ist und die der Quadrupolübergänge zu  $\sin^2(\theta_\gamma) \cos^2(\theta_\gamma)$ , kann der E1-Querschnitt theoretisch mit nur einem (punktförmigen) Detektor bei  $\theta_\gamma=90^\circ$  gemessen werden. Wegen der endlichen Raumwinkel von realen Detektoren müssen die E2-Anteile entsprechend korrigiert werden. Die Bestimmung des E2-Querschnitts erfordert jedoch die Messung der Winkelverteilung, aus der der E2-Anteil mittels Kurvenanpassung extrahiert werden kann. Um das E1/E2-Verhältnis möglichst genau zu bestimmen, ist die Messung bei möglichst vielen Winkeln hilfreich.

## 1.5 Der $4\pi$ BaF<sub>2</sub> Detektor

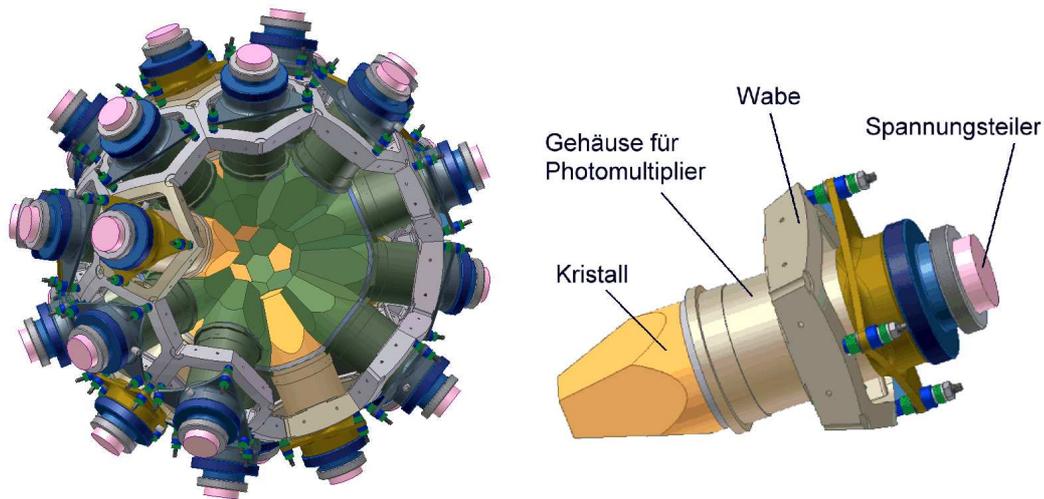
Der Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektor wurde für die Messung von  $(n,\gamma)$ -Querschnitten im astrophysikalisch relevanten Energiebereich von 3-220 keV entwickelt [2]. Er besteht aus einer 15 cm dicken Kugelschale aus BaF<sub>2</sub>-Kristallen zum Nachweis der Gamma-Strahlung mit einem inneren Radius von 10 cm. Diese Kugelschale wird von 42 fünf- und sechseckigen Segmenten gebildet, die so ausgebildet sind, dass sie alle den gleichen Raumwinkel zur Probe im Zentrum abdecken (siehe Abb. 1.4). Jedes dieser Segmente besteht aus einem BaF<sub>2</sub> Szintillator, der an einen Photomultiplier gekoppelt ist, und bildet ein unabhängiges Detektormodul.

Neben der Messung von  $(n,\gamma)$ -Querschnitten wurde der Detektor auch zum Neutronennachweis bei der Messung des  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitts eingesetzt [3]. In einer Paraffin-Cadmium-Mischung wurden dabei die Neutronen nach der Moderation im Paraffin durch den Einfang in Cadmium in Gamma-Quanten umgewandelt und im BaF<sub>2</sub> Detektor nachgewiesen. Die bei der Messung dieses ebenfalls sehr kleinen Querschnitts gesammelten Erfahrungen motivierten die hier vorgelegte Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts.

Im Gegensatz zu der Messung des  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitts müssen in diesem Fall Winkelverteilungen gemessen werden, wozu sich der BaF<sub>2</sub> aufgrund seiner Granularität gut eignet. Obwohl an der Stelle des Strahleintritts kein Detektormodul montiert werden konnte, werden mit den verbleibenden 41 Detektormodulen theoretisch 12 verschiedene Winkel zur Strahlachse besetzt. Da sich aber jeweils zwei Winkel ( $58,3^\circ$  und  $60^\circ$  sowie  $120^\circ$  und  $121,7^\circ$ ) nur wenig unterscheiden und die Raumwinkel entsprechend stark überlappen, kann in der Praxis nur bei 10 Winkeln gemessen werden.

BaF<sub>2</sub>-Szintillatoren bilden einen vorteilhaften Kompromiss zwischen guter Energieauflösung (8% für  $^{60}\text{Co}$ ), sehr guter Zeitauflösung ( $<0,7$  ns), niedriger Empfindlichkeit für Neutronen und hoher Ansprechwahrscheinlichkeit für Gamma-Quanten. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Gamma-Quanten im Energiebereich bis 10 MeV beträgt ca. 90%.

Das Szintillationslicht von BaF<sub>2</sub> setzt sich aus zwei Komponenten mit unterschiedlichen Zerfallszeiten zusammen: Die 'langsame Komponente' hat eine Zerfallszeit von 630 ns und ein Emissionsmaximum bei einer Wellenlänge von 310 nm. Gamma-Quanten erzeugen außerdem die 'schnelle Komponente' mit einer Zerfallszeit von  $\approx 0,7$  ns und einem Emissionsmaximum bei 220 nm. Sie enthält ca. 20% der Lichtausbeute, ist für die gute



**Abbildung 1.4:** CAD-Darstellung des BaF<sub>2</sub> Detektors. Das Ausblenden mehrerer Detektormodule ermöglicht den Blick in das Zentrum des Detektors, wo sich normalerweise die Probe befindet.

Zeitaufösung verantwortlich und kann zur Pulsform-Diskriminierung verwendet werden, da bei Ereignissen von geladenen Teilchen die charakteristische, scharfe Nadel am Beginn des Pulses fehlt. Dies gilt auch für die intrinsische Alpha-Aktivität der Kristalle, die von unvermeidbaren Radiumverunreinigungen herrührt.

Wegen der kurzen Anstiegszeit der BaF<sub>2</sub> Signale bietet sich eine Diskriminierung des Untergrunds bzw. die Messungen von Flugzeitspektren über die Pulsung des Teilchenstrahls aus dem Van de Graaff Beschleuniger an.

Die Messung mit dem Karlsruher 4 $\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektor stellt daher einen neuen Ansatz dar: Durch die 4 $\pi$  Geometrie und die hohe Effizienz des Bariumfluorids kann die  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit, die volle Energie der Gamma-Quanten nachzuweisen beträgt - trotz der Kammer für den Probenwechsler, die die Probe vollständig umschließt - noch über 50%. Die im Vergleich zu Germanium Detektoren, schlechtere Energieauflösung kann mit der Diskriminierung des Untergrundes durch die Pulsung des Teilchenstrahls ausgeglichen werden.

Während bisherige Experimente in der Regel immer nur ein bestimmtes Gamma-Quant der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion untersuchen konnten, wird mit dem BaF<sub>2</sub> Detektor als Kalorimeter die Summenenergie aller Gamma-Quanten einer Kaskade gemessen. Die Messung ist daher unabhängig von der Multiplizität und der Energie einzelner Gamma-Quanten.

## 1.6 Der Van de Graaff Beschleuniger

Dem Institut für Kernphysik steht ein 3,75 MV Van de Graaff Beschleuniger zur Verfügung, der hauptsächlich zur Beschleunigung von Protonen und Alpha-Teilchen genutzt wird. Dieser elektrostatische Beschleuniger, der in den dreißiger Jahren von R. J. Van de Graaff entwickelt wurde [22], produziert die benötigte Hochspannung mittels Ladungstransport auf einem umlaufenden Gummiband.

Die Pulsung des Teilchenstrahls mit einer Pulsbreite von ca. 10 ns und einer Wiederholfrequenz von 250 kHz bis 10 MHz wird durch eine Lochblende ermöglicht, über die der

Strahl noch vor der Beschleunigung in regelmäßigen Zeitabständen streicht. Pulsbreiten unter einer Nanosekunde können mit einem externen Mobley-Bunching-System produziert werden.

## 1.7 Ziele

Das Ziel dieser Arbeit ist, die Möglichkeiten des Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektors für eine alternative Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts zu nutzen. Dazu sollen

- mögliche Methoden der Untergrunddiskriminierung untersucht,
- ein optimierter Aufbau (Strahlrohr und Detektor) entwickelt,
- der totale  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt bestimmt und
- Winkelverteilungen zur Festlegung des Querschnittsverhältnisses  $\sigma_{E2}/\sigma_{E1}$  gemessen werden.

Mit diesem völlig anderen experimentellen Ansatz sollen bisherige Messungen im niederen Energiebereich bestätigt werden. Diese Messungen wurden ausschließlich mit Germanium-Detektoren durchgeführt, die wegen der niedrigen Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren besondere systematischen Unsicherheiten aufweisen können (siehe auch S. 101).

Für die Optimierung des Aufbaus wurde ein neues Haltegestell für den BaF<sub>2</sub> Detektor entworfen, das nach der erfolgreichen Durchführung der genannten Punkte für weitere Messungen am n-TOF Spektrometer des CERN benutzt werden kann.

Aus den Erkenntnissen dieser Arbeit soll dann am Karlsruher Van de Graaff Beschleuniger ein dauerhafter Aufbau eingerichtet werden, um den BaF<sub>2</sub> Detektor für weitere Reaktionen mit geladenen Teilchen einsetzen zu können. Dazu ist die Anschaffung eines optimierten Haltegestells geplant, welches an einem speziell konzipierten Strahlrohr installiert werden soll.

Die Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts nutzt den sogenannten ADC-Modus des BaF<sub>2</sub> Detektors (siehe S. 27), mit dem detaillierte Informationen für die Diskriminierung von Untergrundereignissen gewonnen werden. In diesem Zusammenhang wurde sowohl das Datenaufnahme- als auch das Steuerungssystem des BaF<sub>2</sub> Detektors modernisiert.

# Kapitel 2

## Steuerung des $4\pi$ BaF<sub>2</sub> Detektors

### 2.1 Allgemeines

Der Betrieb des Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektors ist auf zwei verschiedene Arten möglich:

1. Im Kalorimeter-Modus werden von jedem Ereignis nur die Summenenergie, die Flugzeit und die Nummern der angesprochenen Detektoren (Detektorkennung) abgespeichert. Die Detektorkennung besteht aus einem 42-Bit-Wort, in welchem jedes Bit für einen Detektor steht und angibt, ob er angesprochen hat. Damit steht zwar die Multiplizität eines Ereignisses zur Verfügung, die Information, wie sich die Gesamtenergie auf die angesprochenen Detektoren verteilt, geht jedoch verloren.
2. Im ADC-Modus werden Energie und Flugzeit für jedes angesprochene Detektormodul separat abgespeichert. Damit bleiben für die Auswertung alle wünschenswerten Messwerte erhalten; das Abspeichern der Detektorkennung erübrigt sich. Daher ist die Messung im ADC-Modus der Messung im Kalorimeter-Modus vorzuziehen. Allerdings war die Messung im ADC-Modus sehr umständlich. Die im Vergleich zum Kalorimeter-Modus wesentlich höhere Datenrate konnte von dem bisherigen Messrechner gerade noch verarbeitet werden.

Durch das in Kapitel 3 beschriebene, modernisierte Datenaufnahmesystem wird der Kalorimeter-Modus obsolet.

Da im Kalorimeter-Modus nur die Summenenergie abgespeichert wird, ist es sehr wichtig, dass die Signalamplitude aller Detektormodule bei gleicher Energiedeposition im Szintillator exakt gleich groß ist. Bei Messungen im ADC-Modus können diese Unterschiede während der Datenanalyse off-line ausgeglichen werden. Für die Verarbeitung und Aufbereitung der BaF<sub>2</sub>-Signale ist eine umfangreiche Elektronik im Einsatz (siehe Abb. 2.1). Die kontinuierliche Überwachung und Anpassung der Signalamplituden erfordert einen Steuerungs-Rechner, der automatisch Spektren aufnehmen, auswerten und dementsprechend die Elektronik regeln kann. Daher enthält der elektronische Aufbau neben ca. 110 NIM-Modulen knapp 100 CAMAC-Module, die bisher von einem Data General Rechner (NOVA/4) verwaltet wurden. Die Leistungsfähigkeit dieses Rechners liegt jedoch inzwischen weit hinter den Möglichkeiten eines modernen PCs zurück. Daher wurde die Erneuerung dieses Systems zu einem Teil dieser Doktorarbeit.

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, besteht der Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektor aus 41 Detektormodulen, die jeweils aus einem BaF<sub>2</sub> Kristall und einem Photomultiplier bestehen. Das Anodensignal des Photomultipliers wird im Spannungsteiler auf zwei Ausgänge verteilt: Der Ausgang 'Fast' stellt das quasi unveränderte, schnelle Anodensignal bereit, welches über niedrig dämpfende RG213 Kabel in den ca. 50 m entfernten Kontrollraum geleitet wird. Aus diesem Signal werden Zeitinformationen gewonnen. Das zweite Ausgangssignal ('Slow') wird von einer Elektronik integriert und verstärkt, bevor es ebenfalls in den Kontrollraum geleitet wird. Aus diesem Signal werden Energieinformationen gewonnen. Diese Verdoppelung der Signalleitungen vermeidet einen Kompromiss zwischen Zeit- und Energieauflösung, erfordert aber die Verarbeitung von 84 Kanälen.

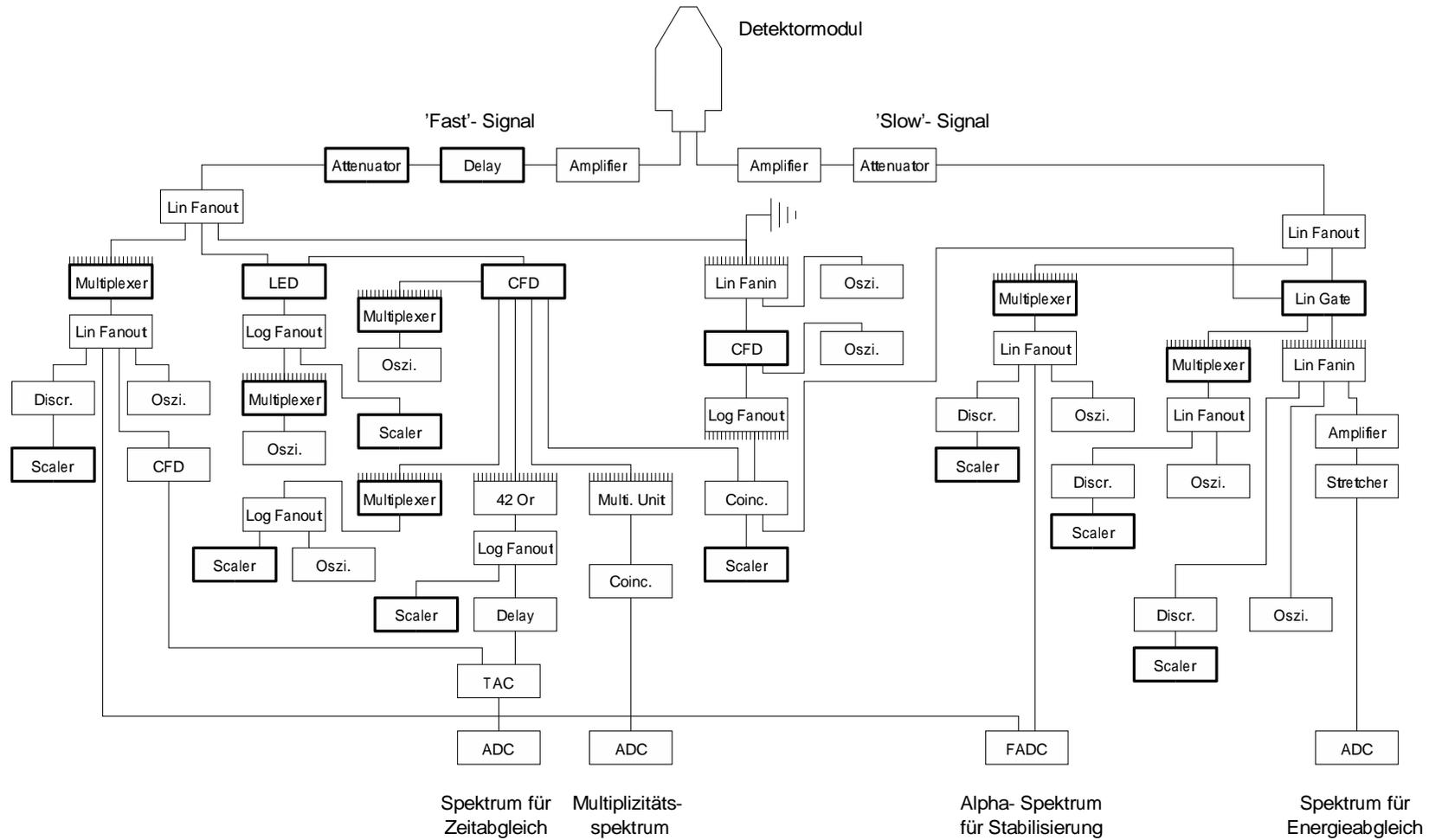
## 2.2 Die 'Fast'-Signale

Die 'Fast'-Signale durchlaufen zunächst eine CAMAC-Delay-Einheit (SEN FE292C; 64 Stufen von je 250 ps), welche unterschiedliche Kabellängen oder Verarbeitungszeiten der 42 Kanäle kompensiert. Dadurch wird ein definiertes Zeitsignal für Flugzeitmessungen erzeugt. Darauf folgt ein CAMAC-Abschwächer (0-15 dB in 16 Stufen), mit dem die Pulshöhen der Detektormodule aufeinander abgestimmt werden. Ein Fan-Out (LeCroy 429A) vervielfacht dieses Signal und speist die folgenden Zweige:

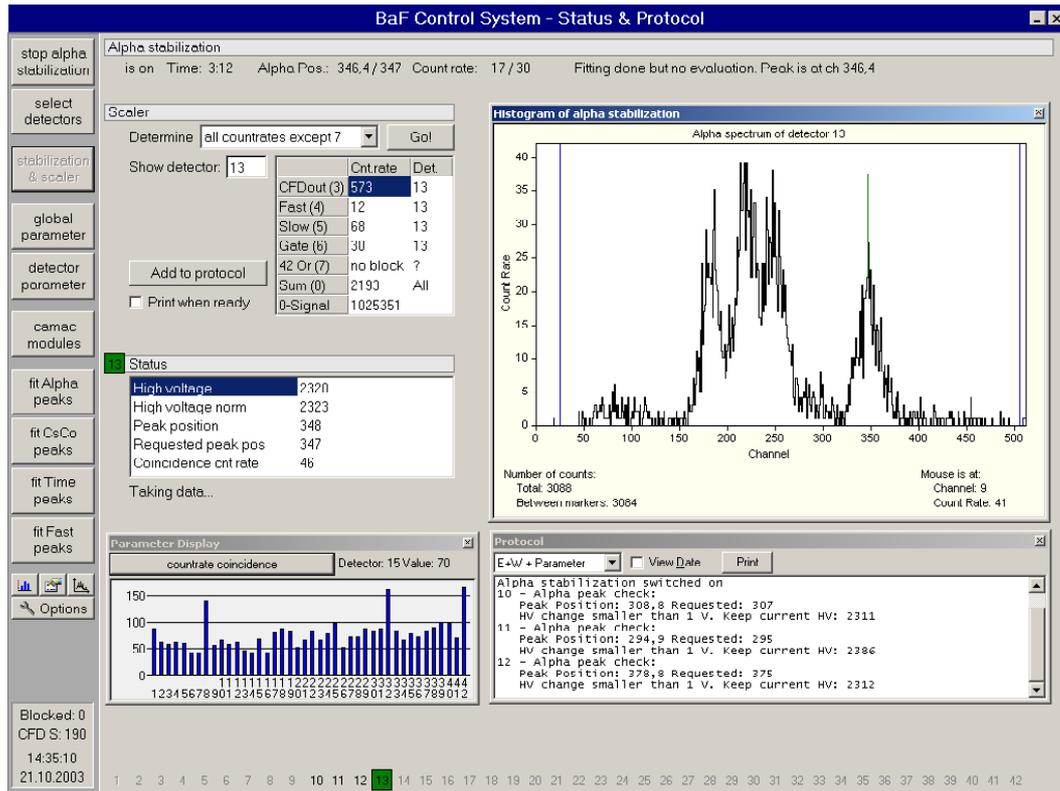
1. Im ersten Zweig wird die langsame Komponente des BaF<sub>2</sub>-Signals mit Hilfe eines 2 m langen Clippingkabels entfernt. Die Signale aller 41 Detektoren werden anschließend aufaddiert (LeCroy 429A) und bilden ein schnelles Summensignal mit einer Breite von nur 10 ns und einer Energieauflösung von ca. 20% bei 1 MeV Gamma-Energie. Dieses Summensignal ist mit einem Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) verbunden, der das 'Master-Gate' öffnet, wenn das Signal eine bestimmte Schwelle überschreitet. Nur dann kann es von einem Einfangereignis in der Probe stammen und wird weiter verarbeitet.
2. Ein zweites Ausgangssignal durchläuft ebenfalls einen Constant-Fraction Diskriminator (CFD), der in Koinzidenz mit dem Master-Gate das entsprechende Linear Gate für das 'Slow'-Signal öffnet.
3. Ein dritter Zweig erzeugt ein Bitmuster, anhand dessen der Datenaufnahmerechner erkennen kann, welche Detektoren angesprochen haben. Da dies nur im Kalorimeter-Modus verwendet wird, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

## 2.3 Das 'Slow'-Signal

Das 'Slow'-Signal ist über einen Abschwächer mit einem Linear Gate verbunden. Mit diesem selbst gebauten CAMAC-Modul kann die Signalhöhe und der Offset der Nulllinie verändert werden. Damit lässt sich die Verstärkung aller Detektoren (keV/Kanal) exakt aufeinander abgestimmen, was vor allem für Messungen im Kalorimeter-Modus notwendig ist. Dazu werden die Ausgänge aller 41 Linear Gates zu einem Summensignal aufaddiert (LeCroy 429A) und an ein ADC gesendet.



**Abbildung 2.1:** Die Elektronik für des Regulationssystem des BaF<sub>2</sub> Detektors. Module mit 42 Ein- oder Ausgängen sind entsprechend markiert. CAMAC-Module sind durch einen fetten Rand hervorgehoben.



**Abbildung 2.2:** Das neue Regelungsprogramm für den BaF<sub>2</sub> Detektor. Die Schaltflächen am linken Rand rufen weitere Fenster auf, in denen verschiedene Einstellungen vorgenommen werden können (siehe auch Abb. 2.4). Im rechten Bereich ist das Alpha-Spektrum für die Stabilisierung zu sehen, links daneben weitere Informationen zur Stabilisierung und die wichtigsten Zählraten. Am unteren Rand zeigen die Detektornummern den Status aller Detektormodule an: Wird bei einem Detektormodul ein Problem erkannt, so ist die entsprechende Nummer mit einem roten Kreis hinterlegt. Das grüne Quadrat kennzeichnet den Detektor, dessen Alpha-Spektrum gerade überprüft wird. Ein Mausklick auf eine Detektornummer zeigt weitere Informationen zu dem angewählten Detektor an.

## 2.4 Kontrolle des Detektors

An verschiedenen Stellen der Elektronik stehen zur Kontrolle der Signale sechs CAMAC-Multiplexer zur Verfügung. Damit können die relevanten Signale aller 41 Detektoren abgegriffen werden, ohne die Elektronik verändern zu müssen. Die Ausgänge der Multiplexer werden von einem LeCroy 429A Fan-Out aufgesplittet und an ein Oszilloskop, einen CAMAC-Scaler und ein ADC geleitet. Während das Oszilloskop der optischen Kontrolle dient, werden die CAMAC-Scaler automatisch alle 10 Sekunden ausgelesen, um die Zählrate zu überprüfen. Die ADCs werden vor allem für die Alpha-Stabilisierung (siehe Abschnitt 2.8) und den automatischen Abgleich der Verstärkung aller Detektoren (siehe Abschnitte 2.6 und 2.7) verwendet.

Fast alle Einstellungen dieser Elektronik können über eine CAMAC-Schnittstelle von einem Computer getätigt werden. Dazu verwaltet der Computer knapp 10.000 Parameter. Die meisten Parameter müssen jedoch nur selten geändert werden, viele andere werden vollautomatisch justiert. In der Regel muss daher nicht von Hand in die Elektronik eingegriffen werden.

## 2.5 Modernisierung des Steuerungs-Computers

Bislang erfolgte die Kontrolle des Detektors durch einen NOVA4-Rechner, auf dem ein selbst geschriebenes Basic-Programm lief. Die Benutzerschnittstelle dieses Systems bestand aus einem Text-Terminal und einem Touchscreen mit 5x4 sensitiven Zonen. Histogramme konnten auf einem weiteren Bildschirm angezeigt werden.

Die graphische Benutzerschnittstelle des neuen Systems ermöglicht dagegen die gleichzeitige Darstellung von Histogrammen, Steuerelementen (Schaltern und Eingabefeldern) und Statusinformationen (siehe Abb. 2.2). Der Zustand der einzelnen Detektormodule wird permanent angezeigt und kann über eine Internetverbindung abgefragt werden (siehe Abb. 2.3). Wartezeiten nach jeder Benutzereingabe treten dank der höheren Rechenleistung nicht mehr auf. Aus dem selben Grund konnte auch die Analyse der aufgenommenen Spektren wesentlich verbessert werden.

Um die Verbindung der CAMAC-Module mit einem Rechner herzustellen, wird für jeden CAMAC-Überrahmen ein Crate-Controller benötigt. Der Umstieg auf einen modernen PC erforderte jedoch auch den Einsatz neuer Crate-Controller (Hytec, ECC1365). Diese Controller kommunizieren mit dem PC über eine Standard 10 MBit Ethernet-Verbindung. Der Controller besitzt Anschlüsse für 10Base2 oder AUI-Netzwerkssysteme. Die Verwendung von 10Base2 hat sich als vorteilhaft herausgestellt, da die Kabelverbindungen mit normalen 50  $\Omega$  BNC-Kabeln durchgeführt werden können und keine weiteren Verteiler benötigt werden.

Die vorhandenen beiden ADCs für die Alpha-Stabilisierung, die Energieeichung und die Zeiteichung wurden, da sie keinem aktuellen Standard entsprechen, zunächst durch drei CAMAC-ADCs (LeCroy, 3512) ersetzt. Aufgrund des zusätzlichen ADCs müssen nun keine Kabelverbindungen mehr geändert werden, um zwischen Zeit- und Energieeichung umzuschalten. In einem zweiten Schritt wurde der ADC für die Alpha-Stabilisierung durch einen Flash-ADC (Acqiris, DP235) ersetzt, wodurch auch einige NIM-Einschübe für die Alpha-Diskriminierung entfielen.

Das neue Regelungsprogramm wurde mit der C++ Entwicklungsumgebung 'C++ Builder' von Borland (Version 4.0) erstellt und läuft unter Windows 2000.

## 2.6 Abgleich der 'Slow'-Signale

Für den Betrieb im Kalorimeter-Modus müssen die Verstärkungen sämtlicher Detektormodule so genau wie möglich aneinander angepasst werden. Dies wird zunächst mit 42 Linear Gates erreicht, die die Justierung der Verstärkung und der Position der Nulllinie (Offset) per CAMAC ermöglichen. Diese Einstellung läuft weitgehend automatisch ab. Nachdem eine  $^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$  Mischquelle (Linien bei 662, 1173 und 1332 keV) im Detektor platziert wurde, wird für jedes Detektormodul die Position der drei Linien im Gamma-Spektrum bestimmt, indem per Multiplexer die Ausgänge der Linear Gates auf einen ADC geschaltet werden. Die Position des frei stehenden  $^{137}\text{Cs}$  Peaks kann leicht durch Anpassung einer Gaußkurve bestimmt werden. Die beiden  $^{60}\text{Co}$  Peaks verschmelzen jedoch mehr oder weniger miteinander, so dass die bisherige getrennte Anpassung einer einzelnen Gaußkurve an jeden der beiden Peaks mit großen Unsicherheiten behaftet war. Das neue Programm

No	Status Info	Last check
1	Not mounted	22.10.2003
2	✓ Peak position ok: -1/5,1 (*)	22.10.2003 09:14:04
3	✓ Peak position ok: 0/3,4 (*)	22.10.2003 09:15:38
4	✓ Peak position ok: 0/4,1 (*)	22.10.2003 09:19:21
5	✓ Peak position ok: -1/5,8 (*)	22.10.2003 09:20:25
6	✓ Peak position ok: -1/5,4 (*)	22.10.2003 09:25:26
7	✓ Peak position ok: -1/9 (*)	22.10.2003 09:32:24
8	● New HV is too far from Norm value. Norm: 2316 requested: 2326	22.10.2003 09:32:46
9	✓ Peak position ok: 1/7 (*)	22.10.2003 09:43:20
10	✓ HV changed. Peak position is now ok: 3/6,8 (*)	22.10.2003 09:45:58
17	✓ Peak position ok: -2/4,6 (*)	22.10.2003 10:08:01
18	✓ HV changed. Peak position is now ok: 2/4,2 (*)	22.10.2003 10:10:36
19	✓ HV changed. Peak position is now ok: 2/3,3 (*)	22.10.2003 10:12:41
20	■ Taking data...	22.10.2003 10:12:41
21	✓ Peak position ok: 0/4,5 (*)	22.10.2003 08:44:25
42	✓ Peak position ok: -1/3,7 (*)	22.10.2003 09:13:00

(\*) Requested - Current Peak Pos / Shift per Volt  
Last update: 22.10.2003 10:13:54

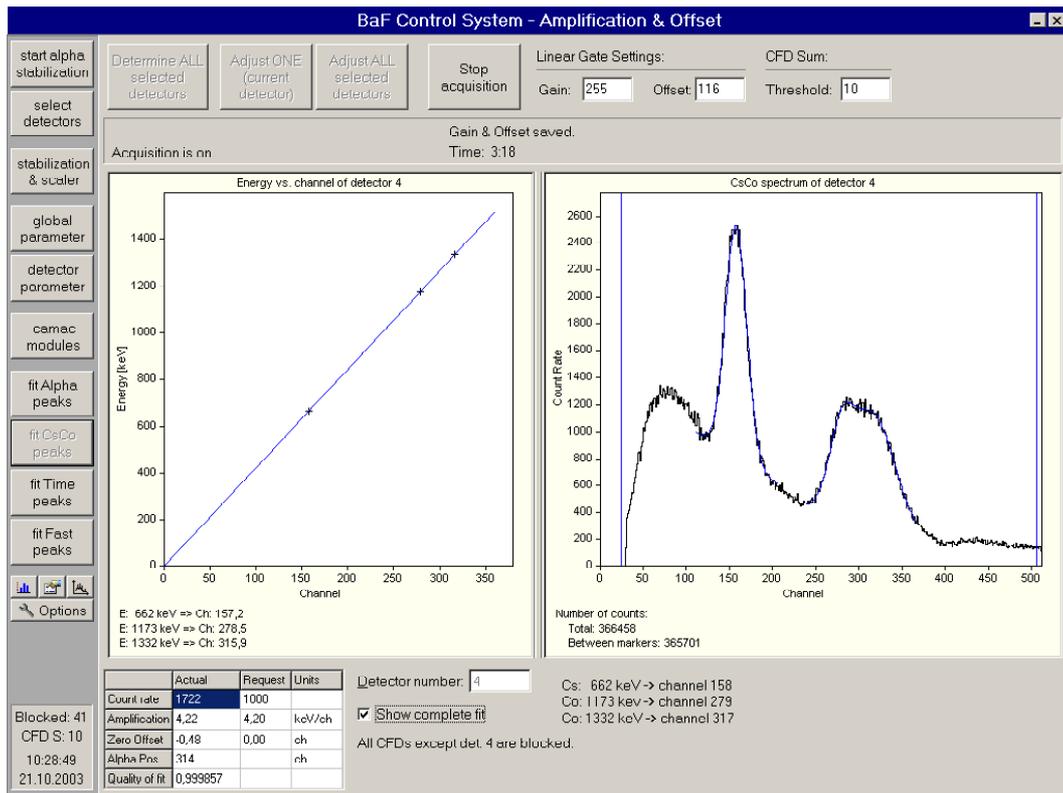
**Abbildung 2.3:** Der Status der Alpha-Stabilisierung ist per Internet abrufbar. Auf der abgebildeten Webseite gibt eine Zeile pro Detektormodul Auskunft darüber, ob die erwünschte Peaklage und damit die geforderte Verstärkung von 4,2 keV pro Kanal erreicht wurde oder nicht. Bei Detektor 8 hat das Programm z.B. festgestellt, dass die momentan benötigte Hochspannung höher als üblich ist. Dies könnte auf ein Problem bei diesem Detektormodul hindeuten, daher wird die entsprechende Zeile mit einem roten Kreis markiert.

(Die oben dargestellte Webseite wurde für den Abdruck gekürzt.)

umgeht dieses Problem, indem diese Linien in nur einem Schritt durch eine doppelte Gaußkurve beschrieben werden. Ein linearer Untergrundterm wird ebenfalls berücksichtigt. Diese Prozedur kann die Position der beiden  $^{60}\text{Co}$  Peaks auch dann noch sicher bestimmen, wenn das Spektrum kein Minimum zwischen den beiden Linien mehr aufweist (siehe Abb. 2.4), was nur bei sehr wenigen Detektormodulen vorkommt. Anhand der Positionen dieser drei Linien werden Verstärkung und Offset bestimmt und entsprechend korrigiert, um eine Verstärkung von 4.2 keV/Kanal und einen minimalen Offset zu erreichen. Dieser Prozess wird gegebenenfalls wiederholt, bis alle Detektoren justiert sind. Dies kann bis zu einigen Stunden dauern.

## 2.7 Abgleich der 'Fast'-Signale

Ebenso müssen die Zeitsignale aller Detektoren abgeglichen werden. Dazu kann die gleiche  $^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$  Mischquelle verwendet werden, jedoch werden nur die beiden koinzidenten Gamma-Quanten des  $^{60}\text{Co}$ -Zerfalls benötigt. Mit Hilfe eines TAC (Time-to-Amplitude Converter) wird die Zeitdifferenz zwischen dem Signal eines Referenzdetektors und dem zu justierenden Detektor gemessen. Dazu wird das 'Fast'-Signal des Referenz-Detektors über einen Multiplexer auf einen Constant-Fraction-Discriminator als Start-Signal für den TAC verwendet. Gestoppt wird der TAC vom Ausgang des 42-fachen Oders, welches in der Regel die Summe aller CFDs des 'Fast'-Zweigs bereit stellt. Für den Zeitabgleich müssen daher alle Signale bis auf das des zu justierenden Detektors unterdrückt werden, was mit



**Abbildung 2.4:** Die Cs/Co-Seite des BaF<sub>2</sub>-Regelungsprogramms. Im rechten Bereich ist das <sup>137</sup>Cs/<sup>60</sup>Co Spektrum des Detektormoduls mit der schlechtesten Energieauflösung zu sehen. Trotzdem werden die Positionen der beiden Co-Peaks automatisch gefunden und gefittet. Die Eichgerade ist im linken Bildbereich dargestellt, wobei die gefundenen Peak-Positionen durch Kreuze markieren sind. Die wichtigsten Parameter (darunter Amplification und Zero Offset) sind in der Liste links unten zusammengefasst.

der Blocking-Funktion der CFDs möglich ist.

Das so erzeugte Spektrum des TAC enthält als konstanten Untergrund alle unkorrelierten Ereignisse und als scharfe Nadel die koinzidenten Signale aus dem <sup>60</sup>Co-Zerfall. Aus der Position dieser Linie kann der Zeitunterschied zwischen den beiden Detektoren abgeleitet und über ein programmierbares CAMAC-Delay in Schritten von 250 ps korrigiert werden. Um diesen Prozess zu beschleunigen, wird mit zwei verschiedenen Messdauern gearbeitet: Weicht die Position der Linie nach Erreichen der kürzeren Messdauer stark vom Sollwert ab, wird die Messung angehalten und die Lage mit Hilfe der Delays korrigiert. Falls die Linienposition schon dicht am Sollwert liegt, wird die Messung fortgesetzt um den statistischen Fehler der Peaklage zu verringern. Dieser Abgleich muss manuell gestartet werden, läuft aber automatisch ab.

Zusätzlich muss die Pulshöhe der 'Fast'-Signale abgestimmt werden, da anhand der analogen Summe der Zeitsignale die Entscheidung getroffen wird, ob das entsprechende Ereignis verworfen wird oder nicht. Dazu stehen 42 Abschwächer zur Verfügung, die per Software eingestellt werden können. Das Abstimmen erfolgte bisher manuell mit Hilfe eines Oszilloskops, mit dem die Pulshöhe der Ereignisse einer <sup>137</sup>Cs Quelle bestimmt wurde. Multiplexer, die automatisch per CAMAC angesteuert wurden, sorgten dafür, dass immer derjenige Detektor mit dem Oszilloskop verbunden war, dessen Parameter gerade geändert wurden.

Mit dem Flash-ADC steht nun aber eine Möglichkeit zur Verfügung, ein Pulshöhen-

spektrum der 'Fast'-Signale aufzunehmen und dadurch diese Abstimmung zu automatisieren. Da das 'Fast'-Signal eine sehr schlechte Energieauflösung besitzt, ist das Fitten der Co-Linie (die Trennung der beiden Linien ist nicht möglich) wesentlich genauer als die Pulshöhenbestimmung mit dem Oszilloskop. Als Eichquelle kann dieselbe  $^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$  Mischquelle verwendet werden, die auch zum Ableich der Delays und der 'Slow'-Signale benutzt wird. Dadurch wird der Austausch der Eichquelle während der Detektorabstimmung vermieden, so dass alle drei Abstimmungen automatisch (über Nacht) hintereinander durchlaufen können.

## 2.8 Alpha-Stabilisierung

Während der Messung muss die Verstärkung der Detektoren konstant gehalten werden, d.h. Änderungen des Verstärkungsfaktors des Photomultipliers und vor allem die temperaturabhängige Lichtausbeute der  $\text{BaF}_2$ -Kristalle ( $\Delta T=1\text{K}$  entspricht einer Änderung der Pulshöhe von 2%) müssen durch eine entsprechende Anpassung der Hochspannung ausgeglichen werden.

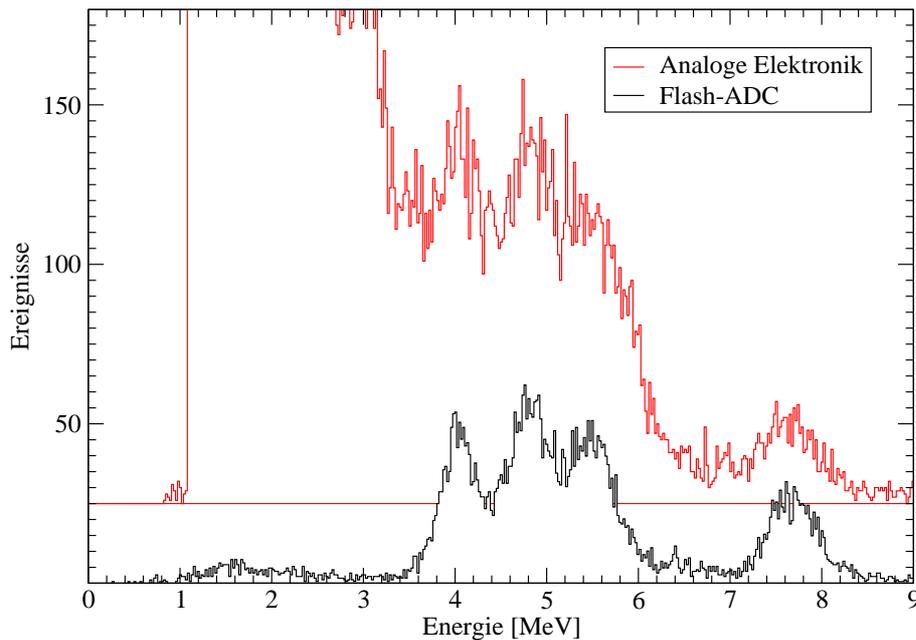
Um die aktuelle Verstärkung zu bestimmen, kann man die intrinsische Alpha-Aktivität des  $\text{BaF}_2$  benutzen. Durch Verunreinigungen mit  $^{226}\text{Ra}$  und  $^{228}\text{Ra}$  finden sich die Alpha-Zerfallsketten dieser Kerne im  $\text{BaF}_2$ -Szintillator als intrinsischer Untergrund mit Zählraten von ca. 200/s. Dabei hebt sich besonders die  $^{214}\text{Po}$ -Linie aus der  $^{226}\text{Ra}$ -Kette hervor. Die 7,7 MeV Energie dieser Linie entsprechen einer Gamma-Energie von ca. 2,6 MeV (siehe Abb. 2.5).

Die Hochspannung der Detektormodule wird so nachgeregelt, dass diese Linie immer an der selben Position im Spektrum bleibt. Vor allem bei Detektoren mit niedriger Alpha-Aktivität wird diese Linie jedoch vom Raumuntergrund und - während der Messung - zusätzlich von neutronen-induziertem Untergrund dominiert. Die Diskriminierung zwischen Alphateilchen und Gamma-Quanten ist mit  $\text{BaF}_2$  jedoch wegen der deutlich verschiedenen Pulsform leicht möglich: Während sich das Signal eines Gamma-Quants aus einer schnellen Komponente (0,7 ns Zerfallszeit) und einer langsamen Komponente (630 ns Zerfallszeit) zusammensetzt, fehlt dem Alphateilchen die schnelle Komponente (siehe Abb. 2.6).

Die Diskriminierung wurde bisher mit Hilfe analoger Elektronik über die Anstiegszeit des 'Fast'-Signals bewerkstelligt: Über einen Multiplexer wurde das 'Fast'-Signal zwei Constant-Fraction Diskriminatoren mit hoher und niedriger Schwelle zugeführt, deren Ausgänge mit den Start- und Stop-Eingängen eines TAC verbunden wurden. Die obere Schwelle der CFDs entspricht einer Gamma-Energie von ca. 600 keV. Gamma-Quanten mit höherer Energie überschreiten beide Schwellen innerhalb sehr kurzer Zeit und führen zu einer scharfen Linie im Zeitspektrum. Die Pulse von Alpha-Teilchen überschreiten die obere Schwelle dagegen nicht. Mit Hilfe eines Single-Channel-Analysers kann die Gamma-Quanten entsprechenden Linie ausgewählt und als Veto für das Alpha-Spektrum benutzt werden.

Die Einstellung der Schwellen der beiden CFDs ist jedoch schwierig, da sich die optimalen Werte von Kristall zu Kristall unterscheiden. Als Resultat verbleibt ein Teil des Gamma-Untergrundes im Spektrum, was das Auffinden und die sichere Positionsbestimmung der  $^{214}\text{Po}$ -Linie bei einigen Kristallen mit niedriger Alpha-Aktivität während der Messung we-

## Alpha-Diskriminierung

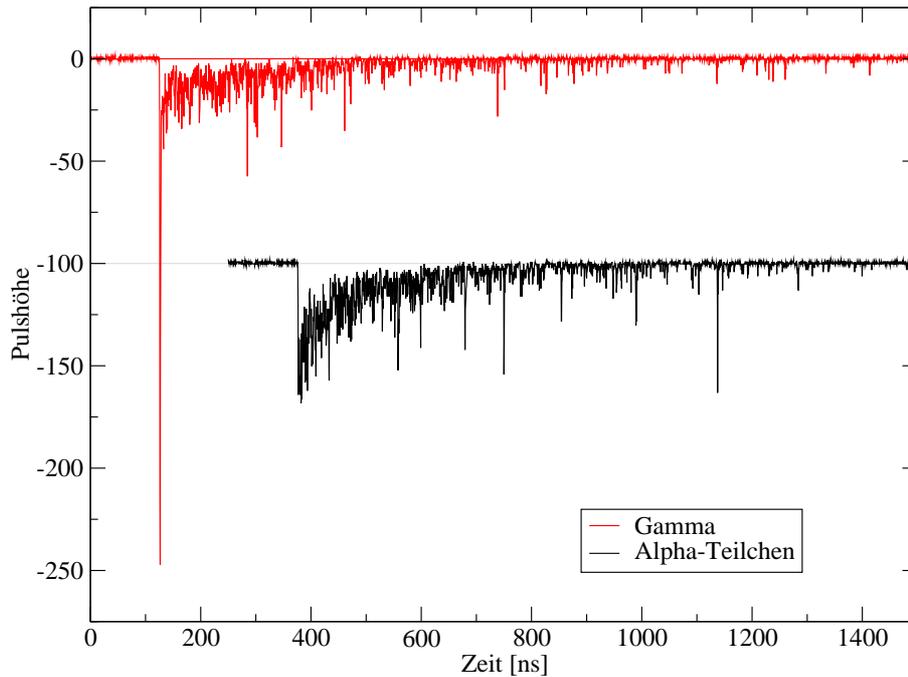


**Abbildung 2.5:** Das Spektrum der intrinsischen Alpha-Aktivität von BaF<sub>2</sub>, mit analoger Alpha-Gamma-Diskriminierung (oben) und mittels Flash-ADC (unten) aufgenommen. Diese Spektren entstanden nach 10 Minuten Messzeit bei ausgeschaltetem Beschleuniger. Bereits unter diesen vergleichsweise guten Bedingungen bringt das untergrundfreie Spektrum des Flash-ADCs einen großen Vorteil. Die vier prominenten Linien werden aus den Zerfällen von <sup>226</sup>Ra, <sup>222</sup>Rn, <sup>218</sup>Po und <sup>214</sup>Po erzeugt (von links nach rechts). Für die Alpha-Stabilisierung eignet sich am besten die <sup>214</sup>Po-Linie, da sie am wenigsten von anderen Linien überlagert wird.

gen des strahl-induzierten Neutronenuntergrunds unmöglich machte. Dies konnte jedoch mit Hilfe der neuen Software in zwei Punkten verbessert werden:

Das alte Programm interpretierte das Maximum in einem fest vorgegebenen Bereich des Spektrums als die gesuchte Alpha-Linie. Diese Methode schlägt jedoch fehl, wenn sich durch eine größere Schwankung der Verstärkung eine andere Linie in den angegebenen Bereich schiebt. Zum Anderen wirken sich statistische Schwankungen signifikant auf die gefundene Position aus. Daher glättet das neue Programm das Spektrum zunächst über eine große Zahl von Kanälen. Dann wird von rechts der erste Kanal des Spektrums gesucht, dessen  $x$  linke Nachbarn jeweils weniger Ereignisse enthalten. Der Parameter  $x$  wird für jeden Detektor vorgegeben und hängt von dessen Energieauflösung ab. Sicherheitshalber wird noch überprüft, ob die gefundene Linie wie erwartet im höherenergetischen Bereich des Spektrums liegt. Diese Methode hat bei allen Detektoren zum Erfolg geführt. Durch die Glättung des Spektrums wird die Linienposition auch dann schon gefunden, wenn mit dem Auge nur schwer eine statistische Anhäufung von Ereignissen ausgemacht werden kann.

In einem zweiten Schritt wird eine Gaußkurve an das Spektrum angepasst, um die Position der Linie genauer zu ermitteln. Das alte Programm berücksichtigte jedoch keinen Untergrund, und konnte daher das Spektrum nicht immer gut beschreiben. Die neue Software passt zusätzlich einen linearen Untergrundterm an das Spektrum an und erzielt dadurch wesentlich bessere Resultate. Durch diese beiden Massnahmen war die Stabilisierung aller Detektoren möglich, obwohl die unvollkommene Alpha/Gamma-Diskriminierung



**Abbildung 2.6:** Die BaF<sub>2</sub>-Signale, die von Gammas verursacht werden, bestehen aus einer langsamen und einer schnellen Zerfallskomponente (oben). Die schnelle Komponente ist als charakteristische Nadel am Beginn des Pulses zu sehen. Alpha-Teilchen produzieren Signale, die nur die langsame Komponente enthalten (unten).

weiterhin für Unsicherheiten in der Bestimmung der Linienposition sorgte.

Um dieses Manko zu beheben, wird nun ein Flash-ADC (Acqiris, DP235) eingesetzt, der sich in Form einer PCI-Karte direkt im Steuerungsrechner befindet. Diese Karte bietet die Möglichkeit, zwei Eingangskanäle mit einer Frequenz von bis zu 500 MHz abzutasten. Die Auflösung beträgt dabei 8 Bit, die Bandbreite ebenfalls 500-MHz. Damit kann die Pulsform digitalisiert und für die Alpha/Gamma-Diskriminierung verwendet werden.

Leider stellt die Detektor-Elektronik kein Signal bereit, das eine gute Energieauflösung besitzt und die ursprüngliche Signalform aufweist: Das 'Slow'-Signal hat durch die Integration seine Pulsform verloren und das 'Fast'-Signal bietet, besonders wegen der Unterdrückung der langsamen Komponente durch die Clipping-Kabel, keine gute Energieauflösung mehr. Daher müssen beide Signale vom Flash-ADC aufgezeichnet werden: Das 'Fast'-Signal für die Pulsformdiskriminierung und das 'Slow'-Signal für die Energieinformation.

Um die Datenrate möglichst gering zu halten, wurde die Abtastfrequenz auf 250 MHz herabgesetzt. Jedes Ereignis wird über einen Zeitraum von  $6 \mu\text{s}$  abgetastet und zunächst im internen Speicher der PCI-Karte abgelegt. Spätestens nachdem dieser Speicher von 2 MB pro Kanal gefüllt ist, werden die Daten in den Speicher des PCs transferiert, wo sie weiter verarbeitet werden. Die Unterscheidung zwischen Alpha-Teilchen und Gamma-Quanten erfolgt, indem das Signal über zwei verschiedene Zeiträume integriert wird: Ein Zeitraum erstreckt sich lediglich über den Bereich der schnellen Komponente (4 Datenpunkte) und wird von ihr dominiert, falls es sich um ein Gamma-Quant handelt. Der zweite Zeitraum erstreckt sich über 100 Datenpunkte und wird von der langsamen Komponente dominiert. Aus dem Verhältnis dieser beiden Integrale erkennt die Software, ob eine schnelle Kom-

ponente vorhanden ist (Gamma-Quant) oder nicht (Alpha-Teilchen). Das Ergebnis dieser perfekten Trennung ist in Abb. 2.5 dargestellt und resultiert in einem untergrundfreien Alpha-Spektrum.

Um die so ermittelte Abweichung der Verstärkung zielsicher auszugleichen, muss bekannt sein, um wieviele Kanäle sich die Linie im Spektrum verschiebt, wenn die Hochspannung um 1 Volt nachgeregelt wird. Dieser Gradient wurde früher ermittelt, indem die Hochspannung um einige Volt variiert und die resultierende Verschiebung der Linie für alle Detektormodule bestimmt wurde. Mit der neue Software wird dieser Parameter automatisch erfasst, indem nach jeder Änderung der Hochspannung die tatsächliche Verschiebung der Linie ausgewertet wird. Dadurch ist die Verschiebung pro Volt genauer bekannt als zuvor und der Benutzer muss sich nicht um diesen Parameter kümmern.



# Kapitel 3

## Das Datenaufnahmesystem

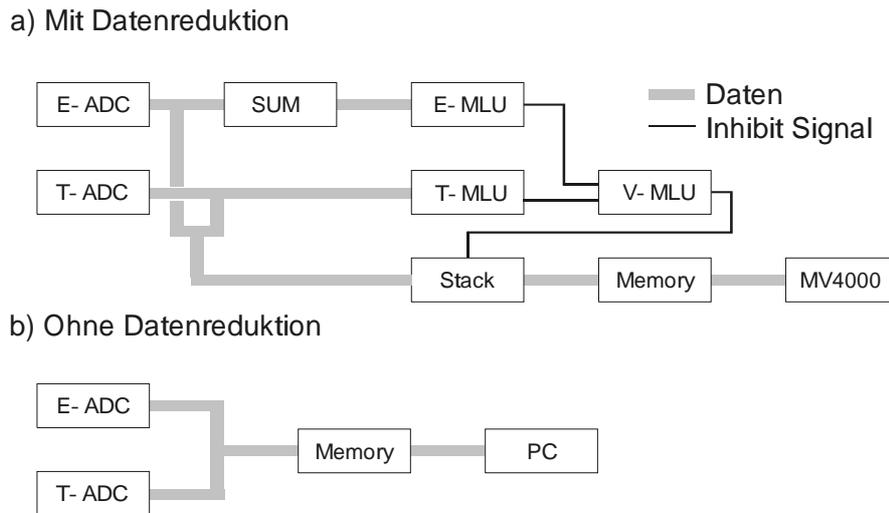
### 3.1 Allgemeines

Wie bereits im Kapitel 2 beschrieben wurde, kann die Datenaufnahme im Kalorimeter-Modus oder im ADC-Modus erfolgen. Da mit dem ADC-Modus ein Maximum an Informationen erfasst wird, ist dieser dem Kalorimeter-Modus vorzuziehen.

Allerdings stellte die damit verbundene höhere Datenrate beim Aufbau des BaF<sub>2</sub> Detektors in den 80er Jahren ein Problem dar. Um die Zahl der gespeicherten Ereignisse zu reduzieren, wurde ein aufwändiges Elektroniksystem aufgebaut, welches die Daten vor dem Transfer in den Rechner (Data General, MV4000) analysiert und Ereignisse in vorher festgelegten Bereichen des zweidimensionalen Energie/Flugzeit-Spektrums verwirft. So konnten Ereignisse mit kleinen Energien und großen Flugzeiten, die typisch für Untergrundereignisse sind, unterdrückt werden.

### 3.2 Die Elektronik des ADC-Systems

Ein vereinfachtes Schema dieses Systems ist in Abb. 3.1 dargestellt. Es besteht aus mehreren Modulen des FERA-Systems von LeCroy (FERA = Fast Encoding and Readout ADC/TDC System), die über eine CAMAC-Schnittstelle programmiert und ausgelesen werden können. Das Modell 4300B enthält 16 ladungsintegrierende ADCs mit 11 Bit Auflösung und einer Konversionszeit von 8.5  $\mu$ s. Wird dieses Modell zusammen mit dem Time-to-FERA-Converter (4303) betrieben, können auch Flugzeiten digitalisiert werden. Gesteuert werden diese Module von einem FERA-Driver (4301), der das sequenzielle Auslesen aller 42 Kanäle kontrolliert. Die konvertierten Daten werden zwischengespeichert (Modell 4302 als 32 kB Speicher), bevor sie vom Rechner über den CAMAC-Bus ausgelesen werden. Die Module besitzen neben diesem Bus noch einen zusätzlichen ECL-Bus, über den sie Daten untereinander mit einer Geschwindigkeit von 100 ns/Wort austauschen können. Wahlweise können die ADC-Module so programmiert werden, dass nach jeder Konversion die Daten komprimiert bereitgestellt werden. Mit dieser Datenreduktion ist eine Offsetkorrektur mit anschließender Nullenunterdrückung verbunden, so dass nur jene ADCs ausgelesen werden, deren konvertierte Werte über einer vorgegebenen Schwelle liegen.

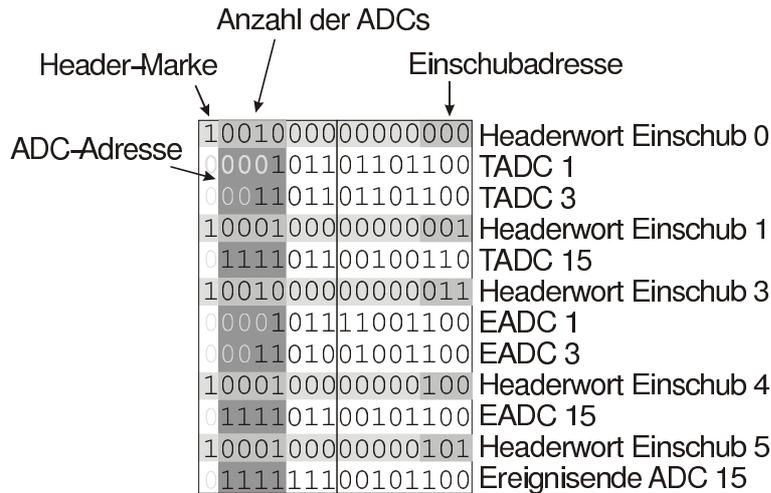


**Abbildung 3.1:** Schematischer Vergleich der Elektronik für das ADC-System a) Originalversion mit Datenreduktion und b) vereinfachtes System ohne Datenreduktion. In der Originalversion wurde mit Hilfe einer Arithmetic-Logic-Unit (ALU, LeCroy 2378) die digitale Summe der Energiesignale berechnet. Eine programmierbare Memory-Lookup-Unit (E-MLU, LeCroy 2372) benutzte diesen Wert, um in einer Tabelle nachzuschlagen, ob diese Energie in einem gewünschten Energiebereich liegt oder nicht und ein entsprechendes digitales Ja oder Nein auszugeben. Ebenso wurde das Zeitsignal von einer MLU verarbeitet. Die beiden nun zur Verfügung stehenden Ja/Nein Signale wurden von einer dritten Vergleichs-MLU verarbeitet, um daraus die Entscheidung zu fällen, ob das Ereignis abgespeichert oder verworfen werden sollte. Ein vollständiges Schaltbild der vereinfachten Version ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Da von jedem der 42 Detektoren ein Zeit- und Energiesignal konvertiert werden soll, besteht das System aus insgesamt 84 ADCs, von denen 42 zu TDCs kombiniert wurden. Die von den Zeit- und Energie-ADCs konvertierten Daten werden von einem ODER (Modell 4516) zu einem Datenstrom vereinigt, in dem zuerst die Daten der TDCs, gefolgt von denen der Energie-ADCs, angeordnet werden. Jedes ADC-Modul, das Daten oberhalb einer bestimmten Schwelle konvertiert hat, schreibt zunächst ein 16 Bit Headerwort in den Speicher, welches die Kennung des Moduls und die Anzahl der angesprochenen Kanäle enthält. Darauf folgt für jeden angesprochenen Kanal ein Wort, das den konvertierten Wert und die Kanalnummer innerhalb des ADC-Modules enthält. Das Ende eines Ereignisses markiert Kanal 15 des 3. Energie-ADCs, der nicht an einen Detektor angeschlossen ist, sondern wegen einer konstant anliegenden Spannung immer einen hohen Wert konvertiert. Ein typisches Ereignis ist in Abb. 3.2 dargestellt.

### 3.2.1 Das Originalsystem mit Datenreduktion

Alle Daten eines Ereignisses wurden zunächst in einen Pufferspeicher (Data stack, LeCroy 2375) übertragen. Gleichzeitig hat eine Arithmetic-Logic-Unit (LeCroy 2378) die konvertierten Energien digital aufaddiert und an eine Memory-Lookup-Unit (E-MLU, LeCroy 2372) gesendet. Diese MLU wandelte den Energiewert nach einem frei programmierbaren Schema in eine Ja/Nein Information um. Von einer zweiten MLU wurden die Zeitsignale in gleicher Weise verarbeitet. Eine dritte MLU entschied anhand dieser beiden



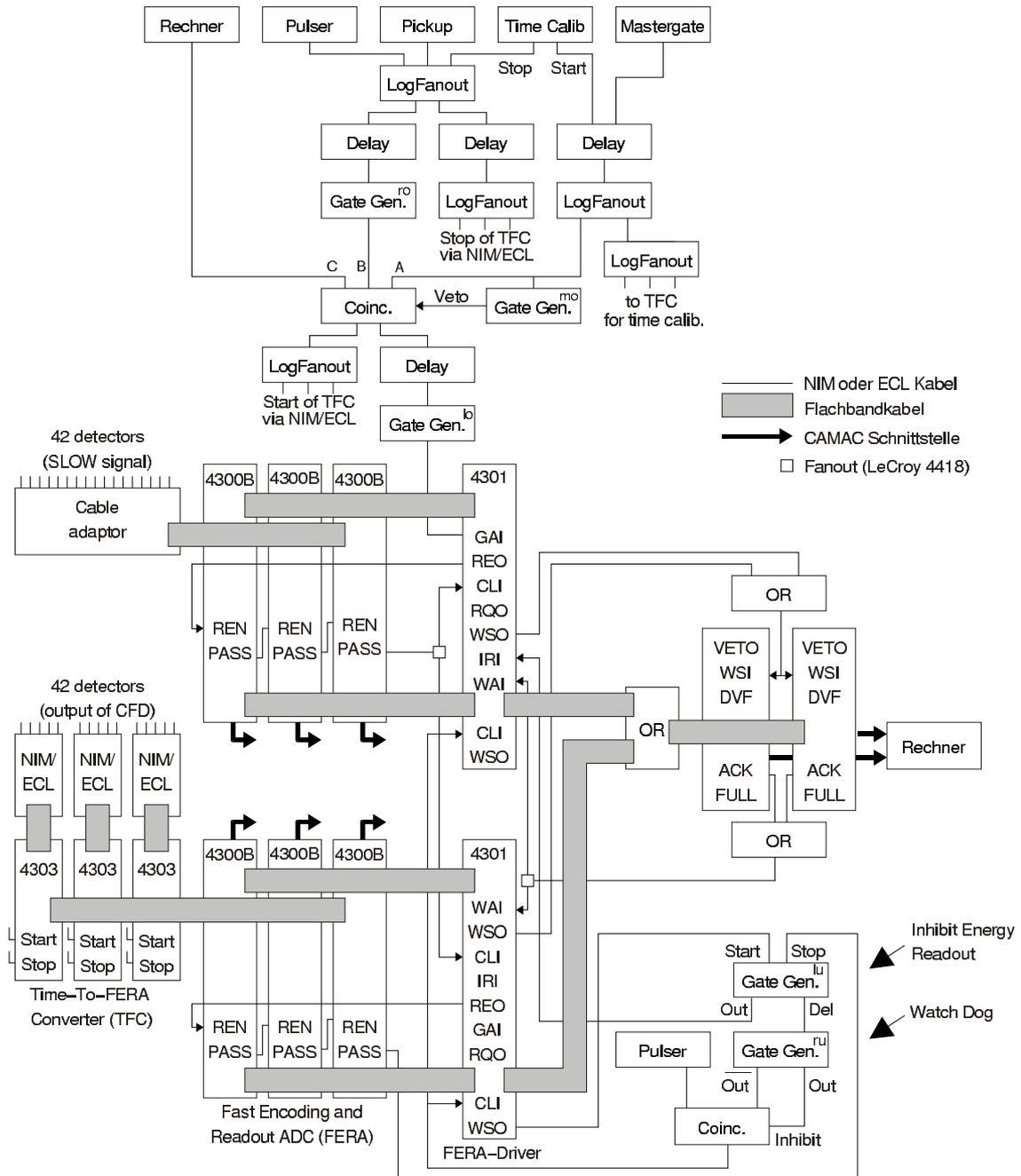
**Abbildung 3.2:** Datenformat des FERA-Systems. Die beiden Fera-Driver (siehe Abb. 3.3) kontrollieren das Auslesen der ADC-Module. Jedes ADC-Modul schreibt vor seinen eigentlichen Daten ein Headerwort in den Speicher, das die Einschubadresse des ADC-Moduls und die Anzahl der angesprochenen Kanäle (ADCs) enthält. Darauf folgt für jeden angesprochenen Kanal ein 16 Bit-Datenwort, welches die Kanalnummer (ADC-Adresse 0-15) und den konvertierten 11 Bit-Wert enthält. ADC-Module, die keine Daten konvertiert haben, schreiben kein Headerwort. Haben alle 16 Kanäle eines ADC-Moduls angesprochen, wird die 'Anzahl ADCs' auf Null gesetzt, da mit den vier zur Verfügung stehenden Bits nur die Werte 0-15 gebildet werden können.

Ja/Nein Signale, ob der Inhalt des Pufferspeichers gelöscht oder in eines der beiden Memories (LeCroy 4303) übertragen werden soll. Diese drei MLUs konnten nach geeigneter Programmierung Ereignisse aus beliebigen rechteckigen Bereichen des zweidimensionalen Energie/Flugzeitspektrum verwerfen. Dadurch konnte die Datenrate durch Ausblenden von Untergrundereignissen um einen Faktor zwei bis drei reduziert werden.

Ist einer der beiden Speicher voll, löst es im Rechner eine Unterbrechung (Look-At-Me, LAM) aus, die den Computer veranlasst, die Daten vom Memory in den Rechner zu übertragen. Die Daten wurden auf einer Festplatte zwischengespeichert und kurze Zeit später auf Band geschrieben. Eine Online-Kontrolle der aufgenommenen Daten ist mit diesem System nur möglich, wenn die beiden ADCs des Kalorimeter-Modus zusätzlich ausgelesen werden. Für die Anzeige von Histogrammen wird dann jedoch ein externer Speicher benötigt, der nicht mehr zuverlässig funktionierte. Außerdem war das System mit dem Auslesen der Daten aus dem Speicher bereits so ausgelastet, dass nur wenig Rechenleistung zur graphischen Anzeige der Daten auf einem Fernsehgerät übrig blieb. Das Analysieren der Daten des ADC-Systems in Echtzeit war nicht möglich.

### 3.2.2 Das vereinfachte System

Das oben beschriebene Originalsystem ist wegen unzähliger Steuerungsleitungen (Handshaking) sehr kompliziert und die einwandfreie Funktionsweise nur schwer zu testen. Daher wurden bislang sämtliche Messungen zusätzlich im Kalorimeter-Modus durchgeführt, um die Messung im ADC-Modus zu bestätigen. Mit der heutigen Computertechnik stellt die Datenrate jedoch kein Problem mehr dar, so dass auf die Diskriminierungselektronik zur



**Abbildung 3.3:** Das vereinfachte ADC-System. Die Flachbandkabel transportieren die 42 Energie- und Zeitsignale von den ADCs über den FERA-Driver zu den Datenspeichern. Außerdem dargestellt ist die Logik für die Erzeugung des Gate-Signals (oben) und das automatische Zurücksetzen der FERA-Driver (rechts unten).

Datenreduktion verzichtet werden kann. Somit können die Daten von den ADCs direkt in das Memory übertragen werden. Damit vereinfacht sich das System erheblich, so dass eine Messung im Kalorimeter-Modus nicht mehr gerechtfertigt ist.

Dazu wurde die Datenerfassung für den ADC-Modus auf ein PC-System umgestellt (Pentium IV 2.2 GHz, 512 MB RAM, 2x 80 GB Festplatte). Der PC kommuniziert, wie auch das Kontrollsystem, über Ethernet CAMAC-Crate Controller (Hytec 1365 MKIII) mit den CAMAC-Modulen.

Der Computer verfügt über genügend Rechenleistung, um die Daten online in verschiedene Histogramme einzusortieren. So können während der Messung die Energie- und Zeitspektren aller 42 Einzeldetektoren angezeigt werden. Weiterhin sind Spektren der Summenenergie aller angesprochenen Kristalle für Multiplizitäten 1, 2, 3, 4 und 5+ verfügbar sowie die entsprechenden Flugzeitspektren. Dabei ist vor allem die Trennung nach Multiplizitäten wichtig, da Untergrundereignisse hauptsächlich Multiplizität 1 und 2 aufweisen, induzierte Ereignisse in der Probe jedoch meist 3-5. Zusätzlich können beliebige Schnitte vorgenommen werden, um z.B. das Energiehistogramm für Ereignisse mit einer bestimmten Flugzeit darzustellen. Außerdem können Flugzeit und Energie in einem zwei- oder dreidimensionalen Spektrum angezeigt werden.

### 3.3 Monitor-Detektoren

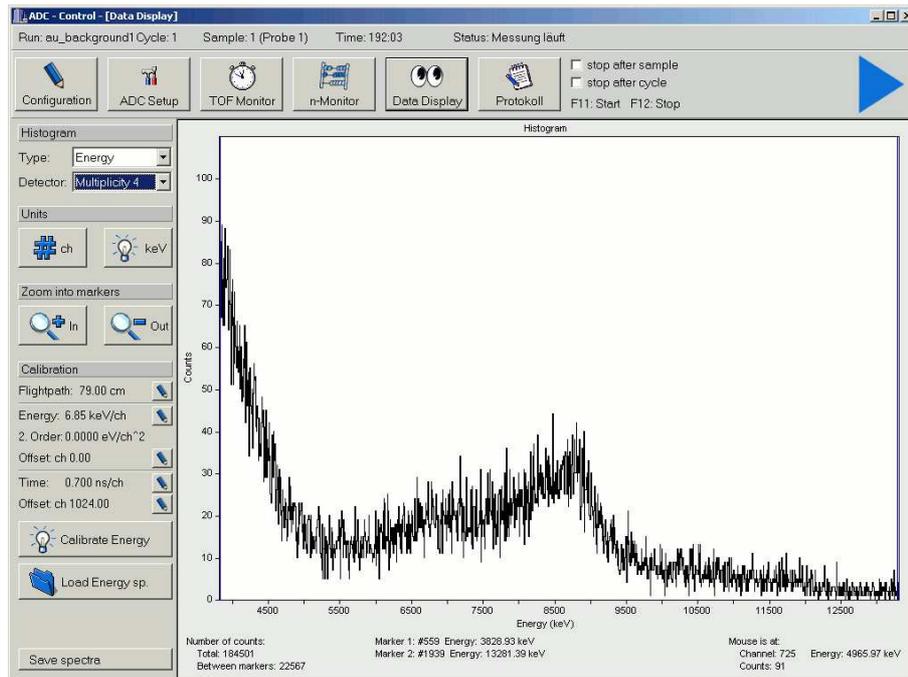
Neben dem BaF<sub>2</sub> Detektor können auch zwei Monitor-Detektoren an das Datenaufnahmesystem angeschlossen werden. Während der Messung von Neutroneneinfangquerschnitten sind dies zwei <sup>6</sup>Li-Glas Detektoren, nämlich

- ein Neutronenmonitor direkt am Neutronenproduktionstarget, um den Neutronenfluss zu überwachen und
- ein Flugzeitmonitor, der sich hinter dem Strahlaustritt des Detektors im Neutronenstrahl befindet und das Flugzeitspektrum des Neutronenstrahls aufzeichnet. Dieser Detektor eignet sich auch zur Aufzeichnung des Transmissionsspektrums der untersuchten Probe, das ebenfalls ausgewertet werden kann. Hauptsächlich dient er jedoch der Überwachung der Energieverteilung des Neutronenstrahls, aus der die Qualität und die Dicke des Neutronenproduktionstargets ermittelt werden kann.

Diese beiden Monitordetektoren sind über eine PCI-Karte (NuDAQ PCI-9111DG) an den PC angeschlossen, die die Daten mit einer Auflösung von 10 Bit konvertiert.

### 3.4 Das neue Programm

Das Datenaufnahmeprogramm wurde ebenfalls in C++ unter Microsoft Windows 2000 erstellt. Die neue Benutzeroberfläche ist in Abb. 3.4 dargestellt, deren Gestaltung so einfach wie möglich gehalten wurde. So wurde z.B. die Zeit- und Energieeichung mit wesentlich verbesserten Funktionen zum Suchen und Fitten von Linien vereinfacht. Das Starten und Anhalten der Datenaufnahme ist mit wenigen Mausklicks möglich und erfordert nicht mehr die Eingabe verschiedener Kommandos in ein Terminalfenster.



**Abbildung 3.4:** Die Benutzeroberfläche des Datenaufnahmeprogramms bietet in der Kopfzeile eine Übersicht über den Status der Messung: Name, Probe im Strahl und Bestrahlungsdauer. Darunter befinden sich Schaltflächen, über die im verbleibenden Teil des Fensters die folgenden Bildschirmseiten angezeigt werden können: Konfiguration der Messung (Anzahl und Name der Proben im Probenwechsler, vorgegebene integrierte Ladung pro Probe und Zyklus, usw.), Konfiguration des ADC-Systems (Offset-Korrektur und Test), Anzeige des Flugzeitspektrums des Neutronenmonitors hinter der Probe, Anzeige des Pulshöhenspektrums des Neutronenmonitors am Neutronenproduktionstarget, Anzeige der aktuellen Daten des ADC-Systems und das Protokoll. Die Abbildung zeigt das Energiespektrum während einer Untergrundmessung.

Die aufgenommenen Daten werden direkt auf die Festplatte geschrieben. Ein Bandgerät ist nicht an den Rechner angeschlossen, da die Daten über das Netzwerk an den Datenanalyserechner übertragen werden können. Der Rechner kann auf seiner Festplatte die Daten von mindestens zwei Wochen speichern. Spätestens dann müssen die Daten auf den Datenanalyserechner übertragen werden, von dem sie zur Archivierung auch auf Band geschrieben werden können. Um einem Datenverlust durch eine defekte Festplatte vorzubeugen, werden die Daten parallel auf zwei Festplatten zwischengespeichert (Raid 1).

## 3.5 Peripherie

### 3.5.1 Gate-Controller

Der Gate-Controller ist eine Überwachungseinheit, die die Messung manuell oder automatisch starten und anhalten kann. Er überwacht alle relevanten Parameter wie z.B. Neutronenfluss, Targetstrom, Funktion des Probenwechslers, etc. (siehe Tabelle 3.1). Meldet eines der angeschlossenen Geräte einen Fehler, so löst der Gate-Controller einen optischen und akustischen Alarm aus. Dabei kann für jedes überwachte Gerät eingestellt werden, ob die Messung bei einem Alarm dieses Gerätes angehalten werden soll oder nicht.

Der Gate-Controller sendet den Status seiner 12 Überwachungskanäle sowie 12 weite-

**Tabelle 3.1:** Kanäle des Input/Output Registers für den Gate-Controller. Die Kanäle des zweiten Eingangs (In 2) sind mit der Überwachung 1 verbunden. Überwachung 1 und 2 sind Erweiterungsmodule mit jeweils 12 Kanälen.

I/O	Bit	Funktion / Alarm
In 1	1	Nicht benutzt
In 1	2	Nicht benutzt
In 1	3	Nicht benutzt
In 1	4	Alarm von Überwachung 2
In 1	5	Alarm von Überwachung 1
In 1	6	Nicht benutzt
In 1	7	Probenwechsler
In 1	8	Integrator
In 1	9	Van de Graaff-Rechner
In 1	10	Rechner 2
In 1	11	Rechner 1 (Start/Stop von Datenaufnahmerechner)
In 1	12	Start/Stop Taste
In 2	1	Beam current (obere Schwelle)
In 2	2	Beam current (untere Schwelle)
In 2	3	Neutronenfluss (untere Schwelle)
In 2	4-8	Verschiedenes
In 2	9	Van de Graaff-Rechner
In 2	10	Test
In 2	11	Nicht benutzt
In 2	12	Stop zu lang (Fehler während Probenwechsel)
Out	1	Start/Stop (verbunden mit Rechner 1)
Out	2	Alarm von Datenaufnahmerechner <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Wird von Überwachung 2 als Rechner 1 angezeigt.

rer Kanäle des Erweiterungsmoduls 'Überwachung 1' mit Hilfe eines CAMAC-Input/Output Registers (Borer, 1031A) an den Rechner. Umgekehrt übermittelt der Rechner das Start/Stop Signal für die Messung und einen Alarm für den Rechner selbst an den Gate-Controller. Der Rechner kann aus verschiedenen Gründen einen Alarm auslösen, z.B. wenn es ein Problem mit dem Transfer der aufgenommenen Daten gibt oder wenn die Nullsignalüberwachung (siehe Abschnitt 3.7.1) ein Problem meldet.

Die Belegung der 32 digitalen Ein- und 16 Ausgänge ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

Bei der Abfrage der Alarme bedeutet ein gelöscht Bit, dass der entsprechende Alarm anliegt. Bei den Ausgängen bedeutet ein gesetztes Bit, dass der entsprechende Alarm anliegt und die Messung gegebenenfalls angehalten ist. Der Start/Stop Ausgang wird in diesem Zusammenhang als Alarm-Ausgang behandelt.

### 3.5.2 Probenwechsler

Ein fernsteuerbarer Probenwechsler und ein CAMAC-Zähler (Wenzel, C-SD-24) automatisieren die Messung. Der Zähler integriert den Targetstrom und misst so die Anzahl der

**Tabelle 3.2:** Kanäle des Input/Output Registers für den Probenwechsler.

I/O	Bit	Beschreibung
In 1	1-13	Schrittmotorposition (bitweise invertiert)
In 2	5	Probenposition erreicht
Out	3	Neue Probenposition anfahren
Out	4-7	Probenposition (bitweise invertiert)

Protonen oder Alpha-Teilchen, die das Target erreichen. Wird eine bestimmte voreingestellte Schwelle erreicht, sendet der Zähler ein Inhibit-Signal an den Gate-Controller um die Messung zu stoppen. Der Datenaufnahmerechner wird durch einen CAMAC-Interrupt (Look-At-Me) informiert und führt daraufhin einen Probenwechsel durch. Nach dem Reset des Zählers startet er die Messung erneut.

### Probenwechsler für Experimente mit Neutronen

Der Standardprobenwechsler für Neutronenexperimente besteht aus zwei sehr dünnen, gespannten Drähten, an denen bis zu neun Proben befestigt werden können. Ein Schrittmotor kann diese Probenleiter sehr exakt auf und ab bewegen.

Der Probenwechsler kommuniziert über ein zweites CAMAC-Input/Output Register (Borer 1031A) mit dem Rechner. Um eine bestimmte Probe anzufahren, muss dem Probenwechsler lediglich die Probennummer übermittelt werden. Ein im Probenwechsler integrierter Speicher enthält zu jeder Probennummer die entsprechende Schrittmotorposition, mit deren Hilfe die gewünschte Probe angefahren wird. Um die korrekte Funktion dieses Systems zu überprüfen, kann jederzeit die aktuelle Schrittmotorposition abgefragt werden. Auch das Datenaufnahmeprogramm speichert diese Schrittmotorpositionen für alle Proben ab und überprüft nach jedem Probenwechsel, ob die entsprechende Position auch tatsächlich erreicht wurde.

Die Belegung der Kanäle des Input/Output Registers für den Probenwechsler ist in Tabelle 3.2 dargestellt.

Das folgende Beispiel veranschaulicht die Ansteuerung von Probe 3 (Probennummer=3, Schrittmotorposition=2206):

1. Vorwahl der Probennummer: Dazu wird die invertierte Probennummer in die Bits 4-7 geschrieben. Dies erledigt der folgende C++ Befehl:

```
Out = (~ (Probennummer << 3))&0x78;
```

( $\ll 3$  schiebt die Probennummer in die Bits 4-7;  $\sim$  invertiert diesen Wert;  $\&0x78$  setzt alle anderen Bits auf 0.)

Dieser Wert wird nun auf dem Ausgang des Input/Output Registers ausgegeben.

2. Gewählte Probe anfahren. Dazu muss zusätzlich Bit 3 gesetzt werden. Die Bits 4-7 dürfen nicht geändert werden und müssen weiterhin die invertierte Probennummer enthalten. Dazu wird nun  $Out + 4$  auf dem Ausgang des Input/Output Registers ausgegeben.

3. Probenwechsel abschließen: Dazu muss das Bit 3 wieder gelöscht werden. Übermittle *Out* an den Probenwechsler.
4. Um den erfolgreichen Probenwechsel zu bestätigen, kann nun die Schrittmotorposition über den Eingang 1 (In 1) zurückgelesen werden:

$$\text{Schrittmotorposition} = (\sim \text{In1}) \& 0x7f;$$

### Probenwechsler für Experimente mit geladenen Teilchen

Die Ansteuerung des in dieser Arbeit verwendeten Probenwechslers mit nur zwei Probenpositionen (siehe S. 58) ist deutlich einfacher: Um einen Probenwechsel zu veranlassen ist lediglich das Setzen oder Löschen eines Bits (Out 1) notwendig. Die aktuelle Probenposition kann über zwei weitere Bits jederzeit abgefragt werden (In 1 und In 2), die die Zustände der beiden Endlagenschalter wiedergeben. Sind beide Bits gesetzt oder gelöscht, erkennt das Datenaufnahmeprogramm, dass ein Fehler aufgetreten ist.

## 3.6 Die Benutzerschnittstelle

Der folgende Abschnitt beschreibt, wie das Datenaufnahmeprogramm und die ADCs vor einer Messreihe konfiguriert werden sollten. Dies betrifft vor allem die Offsetkorrektur der ADCs, die Energie- und Zeiteichung des ADC-Systems sowie die Zeiteichung für die Neutronenmonitore.

### 3.6.1 Offsetkorrektur der ADCs

Um nicht nach jedem Ereignis alle 42 Energie-ADCs auslesen zu müssen, kann den ADCs eine Schwelle vorgegeben werden, die in der Regel 5 ADC-Kanäle oberhalb der Nulllinie liegt. Nur wenn diese Schwelle überschritten wurde, wird der konvertierte Wert ausgelesen. Da die Lage der Nulllinie bei allen 42 ADCs unterschiedlich ist, muss die Schwelle für jeden ADC separat eingestellt werden. Dies geschieht in einem halbautomatischen Verfahren: Zunächst bestimmt das Programm die Lagen der Nulllinien aller 42 Detektoren, wobei die Offsetkorrektur ausgeschaltet sein muss. Zusätzlich muss sichergestellt werden, dass keine echten Ereignisse sondern nur die Nulllinien konvertiert werden. Dazu muss der Benutzer im Kontrollprogramm für den BaF<sub>2</sub> Detektor alle Kanäle blockieren. Anschließend startet der Rechner die Konversion der ADCs und liest die konvertierten Werte aus. Diese werden um 5 Kanäle erhöht und als neue Schwelle in die ADCs zurück geschrieben. Diese Konfiguration der ADCs klappt jedoch nur, wenn das ADC-System während des Schreibvorgangs der Schwellen keine Daten konvertiert. Daher muss auch das Triggersignal des ADC-Systems unterbrochen werden.

Nach der Anwahl der Funktion 'Offset-Bestimmung' wird der Benutzer interaktiv durch diese Prozedur geführt.

### 3.6.2 Energie- und Zeiteichung

Für die Auswertung der Daten und das Sortieren der Ereignisse während der Messung muss eine Energieeichung durchgeführt werden. Dazu werden Spektren verschiedener Eichquellen, darunter  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ , aufgenommen und ein Polynom zweiten Grades durch die so ermittelten Linienpositionen gefittet.

Für die Zeiteichung steht ein Time-Calibrator zur Verfügung, dessen Ausgangssignal über einen Fan-Out auf 16 Kanäle aufgesplittet wird. Damit können alle 16 Kanäle eines ADC-Modules gleichzeitig geeicht werden. Das Datenaufnahmeprogramm erkennt selbständig die Anzahl der Eichlinien, toleriert fehlende Linien und berechnet die Zeiteichung.

Für Messungen mit gepulstem Ionenstrahl muss außerdem die Position des Zeitnullpunkts in jedem Spektrum bekannt sein. Dazu bestimmt das Programm die Position des Gamma-Blitzes und nutzt diesen als Zeitnullpunkt. Beide Werte (Eichung in ns/Kanal und die Position des Gamma-Blitzes) werden in einer Datei abgespeichert und können später für die Datenanalyse weiterverwendet werden.

Die Zeiteichung des Neutronenmonitors geschieht in gleicher Weise.

### 3.6.3 Probenwechsler und Stromintegrator

Vor dem Start der Messung müssen noch der Probenwechsler und der Zähler, der den Targetstrom integriert, konfiguriert werden. Für den Probenwechsler müssen die Nummern der zu messenden Proben mit einer optionalen Bezeichnung eingegeben werden. Für den Zähler muss ein Preset festgelegt werden, bei dessen Erreichen ein Probenwechsel durchgeführt wird. Damit kann die Ladungsmenge und dadurch die Messzeit pro Probe eingestellt werden.

## 3.7 Überwachungsfunktionen während der Messung

### 3.7.1 Nullsignal

Das Nullsignal wird durch den Ionenpuls induktiv in der Pick-up-Elektrode erzeugt. Es dient als Referenzsignal für die Flugzeitmessung. Kann dieses Signal nicht zuverlässig erfasst werden, z.B. weil die Intensität des Ionenstrahls zu gering ist oder die Pulslänge zu groß, muss die Messung gestoppt werden. Dazu wird das Nullsignal von einem Zähler erfasst, der über eine CAMAC-Schnittstelle regelmässig ausgelesen wird. Entspricht der ausgelesene Wert nicht der Pulsfrequenz des Beschleunigers von 250, 500 oder 1000 kHz, so löst der Messrechner über den Gate-Controller einen Alarm aus. Genauere Informationen werden im Protokoll des Messrechners eingetragen.

### 3.7.2 Zählrate

Die Überwachung der Koinzidenzzählrate hat sich als sinnvoll erwiesen, da daran der Ausfall eines Detektormoduls sofort erkannt werden kann. Ohne diese Überwachung würde zwar die Alpha-Stabilisierung Alarm schlagen, wenn ein Detektormodul keine Ereignisse

mehr liefert, da aber jedes Detektormodul nur alle 2 Stunden von der Alpha-Stabilisierung überprüft wird, würde durchschnittlich eine Stunde vergehen, bis der Fehler bemerkt wird.

Die Koinzidenzzählrate ergibt sich aus der Koinzidenz des schnellen Summensignals und dem CFD, die das Linear Gate für das langsame Signal öffnet (vgl. Abb. 2.1 auf Seite 29). Für die Erfassung dieser Zählrate stehen 42 Zähler zur Verfügung, die alle 10 Sekunden ausgelesen werden. Im Gegensatz zur Zählrate der Slow- oder Fast-Signale werden diese Signale also nicht über einen Multiplexer einem einzelnen Zähler zugeführt.

Die Koinzidenzzählrate wird vom Regelungsprogramm erfasst und ausgewertet. Fällt die Zählrate unter einen bestimmten Wert, meldet das Regelungsprogramm einen Koinzidenzalarm an das Datenaufnahmesystem, welches den Alarm an den Gate-Controller weiterleitet.

### 3.7.3 Zykluslänge

Die Länge eines Zyklus, d.h. die benötigte Zeit um alle im Probenwechsler montierten Proben einmal mit der zuvor festgelegten Ladungsmenge zu bestrahlen, ist ein Maß für die Qualität des Ionenstrahls: Je höher die Strahlintensität, umso kürzer ist die Zykluslänge. Weist die Länge größere Fluktuationen auf, deutet dies auf Probleme mit dem Beschleuniger hin.

Aus diesem Grund werden Informationen über die letzten Zyklen per Internet bereit gestellt. Zusätzlich wird angezeigt, ob die Messung momentan läuft, wann der letzte Zyklus gestartet wurde und wieviel Platz auf den lokalen Festplatten für die Speicherung der Daten noch vorhanden ist.



# Kapitel 4

## Messung des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Querschnitts

### 4.1 Allgemeines

Aufgrund des extrem kleinen Wirkungsquerschnitts von unter 1 nb kommt dem Wissen über mögliche Untergrundquellen und deren Beseitigung oder Diskriminierung besondere Bedeutung zu.

### 4.2 Untergrundquellen

#### 4.2.1 Neutronen der $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion

Die stärkste Untergrundquelle bei der Messung der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Rate ist die  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion, die wegen des positiven Q-Werts von 2,2 MeV Neutronen mit Energien oberhalb von 3 MeV erzeugt. Diese Neutronen können im Barium der Szintillationskristalle durch inelastische Streuung oder Einfang Energie deponieren. Da der Wirkungsquerschnitt der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion im Vergleich zur  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion um einen Faktor  $10^7$  größer ist, muss auf die Reinheit der Probe und die Möglichkeit der Diskriminierung der Untergrundereignisse größter Wert gelegt werden. Der  $^{13}\text{C}$ -Anteil der in diesem Experiment benutzten Proben wurde deshalb gegenüber dem natürlichen Anteil von 1,1% um mehrere Größenordnungen reduziert (siehe Abschnitt 4.3).

Außerdem wird während der Bestrahlung mit Alpha-Teilchen auf der Probe eine dünne Schicht von natürlichem Kohlenstoff aufgebaut, der durch Pumpenöl, Plastikdichtringe, etc. in das Strahlrohr gelangt. Der Kohlenstoffaufbau ließ sich durch ölfreie Pumpen in der Nähe der Proben, gutes Vakuum und eine Kühlfalle reduzieren, blieb aber die dominante Quelle des  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  Untergrundes. Eine effektive Unterdrückung dieser Ereignisse ist daher unbedingt notwendig.

Eine solche Diskriminierung ist durch Pulsung des Alpha-Strahls möglich. Der Teilchenstrahl des Van de Graaff Beschleunigers kann mit einer Frequenz von 1 MHz gepulst werden. Die Pulslänge am Ausgang des Beschleunigers von 10-20 ns wird noch durch ein externes Mobley-Bunching-System auf ca. 2 ns reduziert. Dadurch steht während einer sehr

kurzen Zeit ein sehr intensiver Teilchenstrahl zur Verfügung, mit dem der zeitunabhängige Untergrund um einen Faktor 300 unterdrückt wird.

Allerdings werden die Neutronen der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion zur gleichen Zeit erzeugt wie die Einfangkaskaden der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Trotzdem ist die Messung im gepulsten Modus auch hier vorteilhaft, da die Neutronen die  $\text{BaF}_2$ -Kristalle einige Nanosekunden später erreichen als die Gamma-Quanten.

## 4.2.2 Simulationen mit GEANT

Die erwarteten Untergrundspektren der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion wurden durch Simulationen mit dem Programmpaket GEANT [19] eingehend untersucht. Die hervorragende Übereinstimmung von Messungen und GEANT-Simulationen des Karlsruher  $4\pi$   $\text{BaF}_2$  Detektors wurde bereits in Ref. [21] gezeigt. GEANT erlaubt es, den vollständigen Detektor im Computer detailliert nachzubauen und die Wechselwirkung von verschiedenen Teilchen mit den Detektormaterialien zu berechnen. Die dazu benötigten kern- und astrophysikalischen Daten werden entweder von GEANT berechnet oder im Falle von Neutronenreaktionen aus einer Bibliothek von experimentellen Wirkungsquerschnitten interpoliert.

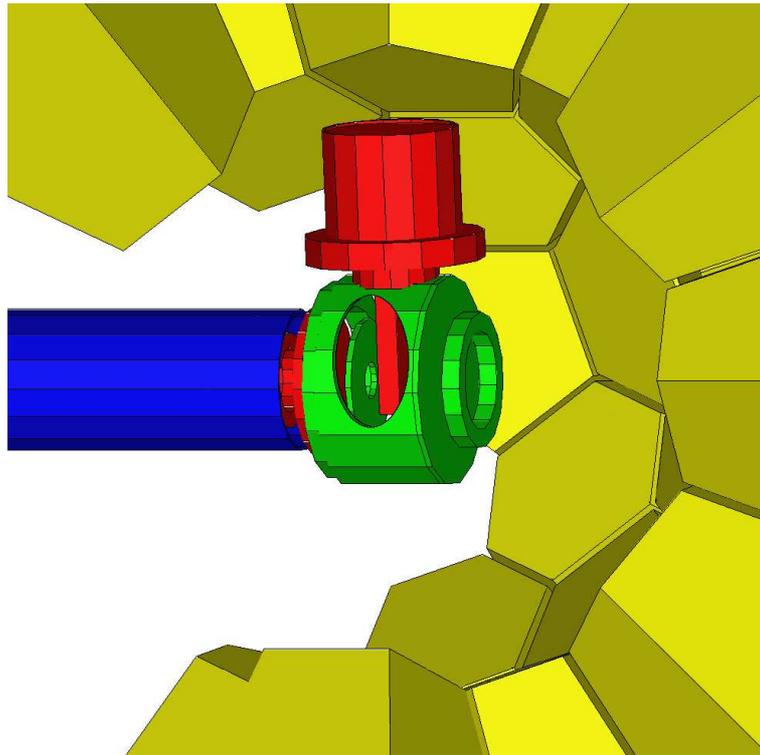
Die Wechselwirkung mit den Detektormaterialien wird solange simuliert, bis die Energie des Teilchens unter eine Schwelle von 10 keV fällt. Dann wird das Teilchen vernichtet und seine kinetische Energie in dem aktuellen Detektorvolumen deponiert. An dieser Stelle endet die Simulation, da die Produktion und der Transport von Szintillationslicht nicht mit GEANT simuliert werden kann. Die Energieauflösung von Szintillator und Photomultiplier muss daher nachträglich berücksichtigt werden, indem zu der simulierten Energiedeposition entsprechend der gemessenen Energieauflösung eine statistische Abweichung addiert wird.

Bei der Simulation komplexer Geometrien wie der des Karlsruher  $4\pi$   $\text{BaF}_2$  Detektors muss immer ein Kompromiss zwischen dem Detailreichtum des nachgebildeten Aufbaus und dem dazu notwendigen Aufwand einschließlich der Rechenzeit für die eigentliche Simulation gefunden werden. In den hier durchgeführten Simulationen sind die folgenden Bestandteile des Detektors enthalten: Die  $\text{BaF}_2$ -Kristalle inklusive der Aussparung für das Gestänge des Probenwechslers (siehe Abschnitt 4.4.1), die Umhüllung der Kristalle mit Teflonband, Aluminiumfolie und Kleband, die Gehäuse der einzelnen Detektormodule (modelliert als Rohr mit entsprechender Wandstärke), die Wabenstruktur, an der die Detektormodule befestigt sind (modelliert als Kugelschale mit kreisförmigen Aussparungen für die Detektormodule) und der Probenwechsler.

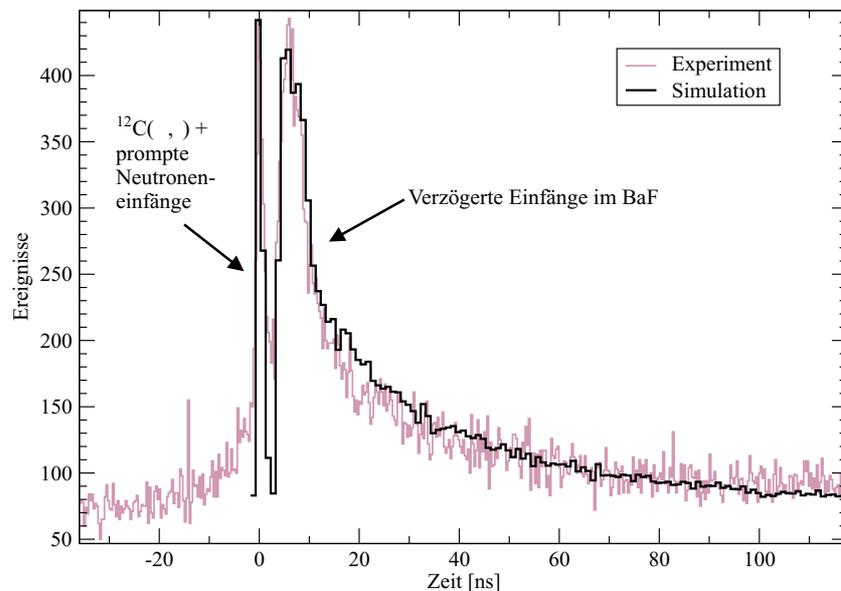
Dabei ist es sinnvoll, vor allem das Innere des Detektors möglichst genau wiederzugeben (siehe Abb. 4.1), da es einen wesentlich größeren Einfluss auf das Simulationsergebnis hat als Bauteile, die außerhalb der  $\text{BaF}_2$ -Schale liegen.

Die Präzision der Simulation liegt für die totale Ansprechwahrscheinlichkeit für Gamma-Strahlen unterhalb 1%, die Unsicherheit von Simulationen mit Neutronen, z.B. für die Sensitivität bezüglich des Neutronenuntergrundes, ist wegen der zum Teil ungenau bekannten Neutronenwirkungsquerschnitte jedoch deutlich höher.

Für die Untersuchung der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion berechnete GEANT die Wechselwirkung von  $10^5$  Neutronen, die im Zentrum des Detektors in beliebige Richtungen ausgesandt



**Abbildung 4.1:** Probenwechsler im Inneren des Detektors, wie er mit GEANT modelliert wurde. (Für eine bessere Darstellung wurden Teile des Detektors entfernt und ein Loch in das Targetgehäuse geschnitten.)



**Abbildung 4.2:** Simuliertes Flugzeitspektrum für die Neutronen der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Dazu wurden 100.000 Neutronen von der Probenposition in zufällig gewählte Richtungen ausgesandt. Im gemessenen Spektrum macht sich zusätzlich die Pulsbreite des Alpha-Strahls von ca. 2 ns bemerkbar.

wurden. Nach jedem ausgesandten Neutron wird die in den Szintillatoren deponierte Energie aufaddiert. Wenn die aufaddierte Energie eine bestimmte Schwelle überschreitet, gilt das Neutron als detektiert.

Die Anfangsenergie der Neutronen von 3,2 MeV setzt sich aus dem Q-Wert der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion von 2,2 MeV und der Schwerpunktsenergie der Alpha-Teilchen von ca. 1 MeV zusammen. Da der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt mit abnehmender Energie wegen der Coulombbarriere stark abfällt, liegt die niedrigste Energie, bei der Messungen mit dem geplanten Aufbau noch möglich erschienen, bei ca. 1 MeV. Da die  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion wegen ihres resonanten Querschnitts eine geringere Energieabhängigkeit aufweist, muss hier mit dem größten Untergrund gerechnet werden.

Das Flugzeitspektrum dieser Simulation ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der schmale Peak wird durch Neutronen verursacht, die direkt im Targetmaterial eingefangen werden. Diese Ereignisse finden quasi zeitgleich mit der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion statt und lassen sich leider nicht anhand ihrer Flugzeit unterdrücken.

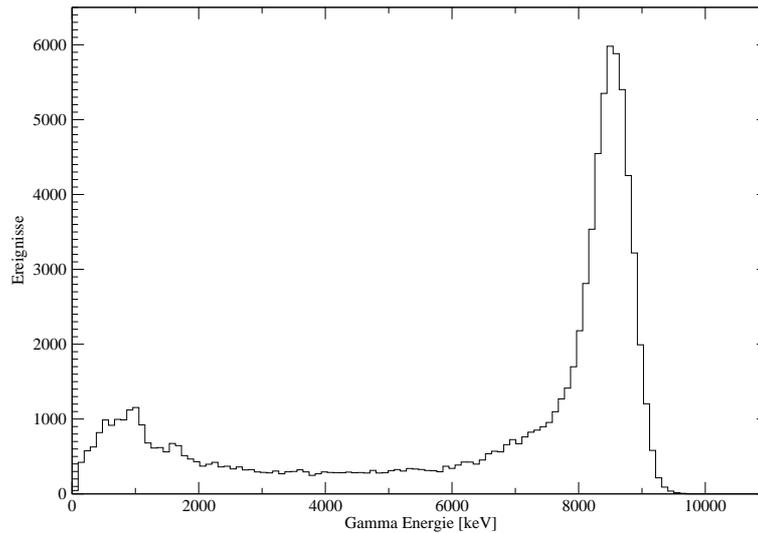
Die breite Linie rechts daneben wird durch Neutroneneinfänge und inelastische Streuung im  $\text{BaF}_2$  erzeugt. Durch den zusätzlichen Flugweg und Moderation im Szintillator erscheinen diese Ereignisse verzögert und lassen sich über die Flugzeit diskriminieren. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass die Länge eines Pulses 2 ns nicht wesentlich überschreitet, da sich sonst die prompte und die verzögerte Linie überschneiden.

Die Sensitivität für Neutronen, die in der Probe produziert werden, verringert sich dadurch um einen Faktor 800. Neutronen, die vor der Probe (z.B. auf der Blende) entstehen, tragen ebenfalls zu diesem Untergrund bei. Dieser Untergrund kann jedoch nur teilweise unterdrückt werden, ist aber bei optimaler Strahlführung zu vernachlässigen.

### 4.2.3 Raumuntergrund und aktive Abschirmung

Neben dem neutroneninduzierten Untergrund durch die  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion stellt die kosmische Strahlung eine weitere Untergrundquelle dar. Bei 8 MeV Gamma-Energie beträgt die entsprechende Zählrate mit 41 Detektormodulen 0,44 Ereignisse/MeV. Eine Minimierung dieses Anteils ist durch eine aktive Abschirmung möglich. Mit einem  $1,9 \times 1,9 \text{ m}^2$  großen Plastiksintillator des Höhenstrahlexperiments Kaskade, der über dem Detektor montiert war, konnte die Zählrate auf ca. die Hälfte reduziert werden. Die Signale der vier Photomultiplier dieses Szintillators wurden zusammengeführt und als Veto für das so genannte Master-Gate des  $\text{BaF}_2$  Detektors benutzt, das die ADC-Einheit triggert. Die Länge dieses Veto-Signals beträgt nur 15 ns, so dass der Plastiksintillator recht empfindlich eingestellt werden kann. In der Praxis sprach der Szintillator ca. 12.000 Mal pro Sekunde an. Die dadurch erzeugte zusätzliche Totzeit von nur 0,02% konnte bei der Auswertung vernachlässigt werden.

Weitere Szintillatoren wurden als seitliche Abschirmung montiert, jedoch nicht in Betrieb genommen, da die Zählrate bei den niedrigsten Energien von Untergrund durch den Alpha-Strahl dominiert wurde.



**Abbildung 4.3:** Simulierte Detektorantwort für charakteristische Gamma-Strahlen der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Es wurden 100.000 Ereignisse simuliert.

#### 4.2.4 Simulation der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion

Die erwarteten Spektren der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion wurden ebenfalls mit GEANT simuliert und sind in Abb. 4.3 dargestellt. Die meisten Einfänge im  $^{12}\text{C}$  produzieren nur ein einziges Gamma-Quant. Bei einem Q-Wert von 7,162 MeV und einer Schwerpunktsenergie von 1 MeV werden Gamma-Quanten von ca. 8,2 MeV erwartet. Dieses Gamma-Quant kann in einem  $\text{BaF}_2$ -Kristall direkt nachgewiesen werden (gemessene Multiplizität 1) oder nach (mehrfacher) Comptonstreuung in mehreren Kristallen Energie deponieren (gemessene Multiplizität 2 und mehr). Dadurch ergibt sich eine mittlere Multiplizität von ca. 2,0.

Eine eindeutige Identifizierung der gesuchten Einfänge im  $^{12}\text{C}$  über die Multiplizität ist jedoch nicht möglich, da sich die Anzahl der angesprochenen Detektormodule bei der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion (Neutroneneinfang in einem Detektormodul), des Raumuntergrundes und der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionen, die zu 70% eine Multiplizität von 1 aufweisen, nur unwesentlich unterscheidet.

Jedoch können alle Ereignisse verworfen werden, die unterhalb einer Schwelle von mindestens 4 MeV liegen. Neben wenigen  $^{12}\text{C}$ -Ereignissen werden damit vor allem Ereignisse aus inelastischer Streuung von Neutronen aussortiert, da diese Ereignisse energetisch deutlich unterhalb der Gamma-Quanten der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion liegen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von 3,2 MeV Neutronen verringert sich damit von 60% auf 2%. Unter Zuhilfenahme der Diskriminierung mittels Flugzeit wird eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 0,0025% erzielt.

## 4.3 Proben

Die Kohlenstoffproben für die Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts sollten eine  $^{12}\text{C}$ -Anreicherung von mindestens 99,9% aufweisen, um den unerwünschten  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Untergrund zu unterdrücken. Die Kohlenstoffschicht muss so fest sein, dass die Alpha-Teilchen

während der Bestrahlung nur einen sehr geringen Teil der Probe abtragen können. Unter diesem Gesichtspunkt scheinen Proben, die durch Sputtern oder Implantieren hergestellt wurden, am besten geeignet. Die Aufdampftechnik kommt dagegen zur Probenherstellung wegen des hohen Schmelzpunktes von Kohlenstoff und der begrenzten Anreicherung des Ausgangsmaterials von 99,9% nicht in Frage.

### 4.3.1 Titan-Karbid Proben aus dem IMF

Durch Sputtern hergestellte Proben erweisen sich als sehr widerstandsfähig und sind daher für den Einsatz im Experiment gut geeignet. Da die Beschaffung eines angereicherten  $^{12}\text{C}$ -Sputtertargets nicht möglich war, wurde als Alternative die Verwendung von Titan-Karbid Proben untersucht, welche mit einem Titan-Sputtertarget hergestellt werden können, das von Methangas umgeben ist. Dieses Verfahren wurde im Institut für Materialforschung (IMF) des Forschungszentrums angewandt. Durch den Einsatz von Methangas, das zu 99,98% in  $^{12}\text{C}$  angereichert war, enthalten die Proben nur sehr geringe Mengen von  $^{13}\text{C}$ . Der Nachteil dieser Methode resultiert jedoch aus dem Titananteil: Da der Ionenstrahl in der Probe Energie verliert und der Wirkungsquerschnitt mit abnehmender Energie stark abfällt, findet die  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bevorzugt an der Oberfläche der Probe statt. Durch die Beimischung von Titan wird der Energieverlust und somit die Abnahme der Reaktionswahrscheinlichkeit verstärkt und außerdem der Anteil der Kohlenstoffatome verringert. Dieser Effekt kann durch die Erhöhung der Probenmasse etwas abgemindert werden.

Mit diesem Verfahren wurden 12 Proben hergestellt. Als Probenträger (Backing) eignen sich Kupferscheiben, da sie eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen und somit die durch den Alpha-Strahl entstehende Wärmeleistung von bis zu 40 Watt problemlos ableiten können. Diese Probenträger werden auf der Rückseite direkt von Kühlwasser umflossen und müssen so stabil sein, dass eine vakuumdichte Verbindung hergestellt werden kann. In der Praxis erwies sich eine Dicke von 0,5 mm bei 20 mm Durchmesser als brauchbar. Da Kupfer jedoch häufig Verunreinigungen enthält, würde der Alpha-Strahl im Probenträger einen inakzeptablen Untergrund produzieren. Um dies zu verhindern, wird der Strahl in einer 5  $\mu\text{m}$  dicken, sehr reinen Goldschicht gestoppt, die vor dem Sputtern galvanisch auf den Probenträger aufgebracht wurde.

Leider erwies sich die Haftung des Kohlenstoffs auf der Goldschicht als unzureichend: Bei 4 der 12 Proben fiel die Kohlenstoffschicht direkt nach dem Sputtern ab. Lediglich bei 4 weiteren Proben erschien die Schicht für den Einsatz im Experiment ausreichend fest. Diese 4 Proben wurden für die Testphase verwendet. Der Grund für die schlechte Haftung konnte nicht mit Sicherheit ermittelt werden, möglicherweise war die Goldoberfläche vor dem Sputtern verunreinigt.

### 4.3.2 $^{12}\text{C}$ -Proben aus dem CSNSM, Orsay

Für die eigentliche Messung wurden deshalb Proben verwendet, die mit dem Massenseparator SIDONIE des CSNSM (Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse) in Orsay, Frankreich, hergestellt wurden. Der Massenseparator ist in der Lage, einen sehr reinen Strahl aus  $^{12}\text{C}$ -Ionen zu liefern und damit hoch angereicherte Proben zu erzeugen. Die  $^{12}\text{C}$ -Ionen werden bei einer Energie von nur 200 eV auf dem Probenträger

deponiert und bilden wegen dieser niedrigen Energie eine sehr stabile Schicht. Nach der Bestrahlung mit einer integrierten Ladung von bis zu 1,6 C Alpha-Teilchen (dies entspricht einer Messdauer von knapp 90 h bei einem mittleren Strom  $5\mu\text{A}$ ) konnte keine signifikante Reduktion der Probendicke festgestellt werden.

Aufgrund der Abtrennung von  $^{13}\text{C}$ -Atomen durch den Massenseparator ergibt sich ein nominelles  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  Verhältnis von mehr als  $9\cdot 10^5$ . Obwohl diese Anreicherung in der Praxis nicht ganz erreicht wird, sind die Proben so rein, dass der Kohlenstoffaufbau während der Messung den Hauptteil des  $^{13}\text{C}$ -Untergrundes ausmacht.

Auf diese Weise wurden zunächst 8 Proben hergestellt. Bei der Analyse dieser Proben am Van de Graaff Beschleuniger (siehe Abschnitt 4.5.2) stellte sich jedoch heraus, dass die tatsächliche Dicke statt  $80\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  nur knapp die Hälfte betrug. Obwohl daraufhin weitere vier Proben mit einer größeren Dicke hergestellt wurden, musste der Großteil der Messung mit den dünnen Proben durchgeführt werden. Da Zweifel an der Reinheit der Goldschicht bestanden und darüber keine Daten vorlagen, wurden für die weiteren Proben Träger aus sehr reinem Kupfer (99,9999%) verwendet, so dass auf die Beschichtung mit Gold verzichtet werden konnte.

## 4.4 Aufbau des Experiments

Wie bereits erwähnt, wurde der Alpha-Teilchenstrahl gepulst, um den neutroneninduzierten Untergrund und den Raumuntergrund zu reduzieren. Der Strahl wird dabei in einem ersten Schritt unmittelbar hinter der Ionenquelle des Beschleunigers von einem elektrischen Feld über eine Lochblende bewegt. Dadurch entstehen Pulse mit einer Halbwertsbreite von ca. 10-20 ns bei einer Wiederholfrequenz von 1 MHz. Um die gewünschte Halbwertsbreite von maximal 2 ns zu erreichen, wird der Puls am Ausgang des Beschleunigers in einem zweiten Schritt durch ein externes Mobley-Bunching-System weiter komprimiert. Dazu werden die Teilchen durch die Kombination aus einem elektrischen und magnetischen Feld so abgelenkt, dass die vordersten Teilchen eines Pulses den Magneten auf einer äußeren und die letzten Teilchen auf einer inneren Bahn durchlaufen. Durch diese Wegunterschiede verlassen alle Ionen eines Pulses den Magneten mit einer zeitlichen Unschärfe von nur 2 ns.

Durch die Verteilung der Ionen auf verschiedene Kreisbahnen wird der Strahl in horizontaler Richtung aufgeweitet. Dies erschwert die Fokussierung des Ionenstrahls auf der Probe. Im Gegensatz zu Messungen mit Neutronen, bei denen sich das (Neutronenproduktions-)Target außerhalb des Detektors und somit in direkter Nähe der fokussierenden Quadrupolmagnete befindet, vergrößert sich durch Verlagerung der Probe ins Zentrum des Detektors der Abstand zu den Magneten um ca. 65 cm.

Damit ergeben sich die folgenden Randbedingungen für den Aufbau des Experiments:

1. Der Detektor sollte so dicht wie möglich am letzten fokussierenden Magneten stehen, um möglichst wenig Strahl auf dem Weg zur Probe zu verlieren.
2. Da sich die Probe im Inneren des Detektors befindet, muss das Strahlrohr ebenfalls bis in den Detektor hineinreichen. Dazu wird ein Detektormodul entfernt, so dass eine 56 mm große Öffnung entsteht.

3. Zwischen Probe und letztem Magneten muss das Strahlrohr mit einer Turbo-Molekular-Pumpe, einer Kühlfalle, einer Pick-up-Elektrode (für die Bestimmung des Zeitnullpunktes) sowie mit Vakuummesszelle, Belüftungsventil und einem Druckausgleichsmesser ausgerüstet werden.

Für den Aufbau des Experiments am Van de Graaff Beschleuniger in Karlsruhe eignet sich das  $0^\circ$  Strahlrohr besonders gut. Zum einen, weil es mit insgesamt fünf relativ dicht beieinander sitzenden Quadrupolmagneten ausgestattet ist, und zum anderen, weil dort ein sehr kompakter Aufbau mit einem kurzen Strahlrohr möglich ist. Das neue Haltegestell des  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektors weist kleinere Außenmaße auf und ermöglicht so eine geringere Distanz zu den Magneten. Das Verschieben der Wabenkugel innerhalb des Haltegestells in Richtung Magnete sparte weitere 20 cm Strahlrohr ein. Damit reduziert sich die Distanz zu den Magneten auf das absolute Minimum, welches durch die Maße der Turbo-Molekular-Pumpe und der Kühlfalle gegeben ist.

Das neue Haltegestell des Detektors besteht aus speziellen Aluminiumprofilen (Schwerprofile 50x50 - 100x100 mm<sup>2</sup>) der Firma Kanya [20], die baukastenartig miteinander verbunden werden können. Ein Sortiment aus zusätzlichen Verbindungselementen ermöglicht die Befestigung der Wabenkugel, welche die Detektormodule aufnimmt. Die Kugel besteht aus zwei verschieden großen Hälften, von denen die kleinere von einem Elektromotor bewegt werden kann. Dies ermöglicht das Öffnen der Kugel rechtwinklig zur Strahlachse. Bei einem Gewicht von 12,3 kg pro Detektormodul müssen die beiden Kugelhälften einer Belastung von 295 kg bzw. 209 kg standhalten.

Im Vergleich zum alten Haltegestell hat die neue Ausführung wesentlich weniger Volumen und besteht außerdem aus Aluminium statt aus Stahl. Die Wahrscheinlichkeit, dass während der Messung Neutronen im Haltegestell eingefangen und so zum Untergrund beitragen, hat sich dadurch deutlich reduziert. Zusammen mit einem neuen Satz von Detektormodulen wurde dieses Gestell eigentlich für das n-TOF Experiment am CERN gebaut und ist seit April 2004 dort im Einsatz. Zum Zeitpunkt des Experiments in Karlsruhe waren die neuen Detektormodule jedoch noch nicht verfügbar, so dass die kompatiblen Module des Karlsruher Detektors in das neue Gestell eingebaut werden mussten.

#### 4.4.1 Probenwechsler

Im Zentrum des Detektors befindet sich ein Probenwechsler mit zwei Probenpositionen, der in Abb. 4.4 skizziert ist. Ein Druckluftschalter, der sich außerhalb des Detektors befindet, steuert über eine dünne Edelstahlstange die Probenposition. Die Stange verläuft in einer 3 cm x 1 cm großen Aussparung eines speziell geformten Moduls, so dass der Detektor trotzdem vollständig geschlossen werden kann. In der Targetkammer befindet sich außerdem eine Sekundärelektronenunterdrückung für eine fehlerfreie Strommessung und eine wassergekühlte Blende mit 8 mm Durchmesser. Daran schließt sich eine 84 cm lange Kühlfalle an (siehe Abb. 4.5), um den unerwünschten Kohlenstoffaufbau auf der Probe zu reduzieren. Die Kühlfalle wird durch flüssigen Stickstoff gekühlt und ist leitend mit der Sekundärelektronenunterdrückung verbunden, so dass der gekühlte Bereich nur wenige Millimeter vor der Probe endet.

Die beiden Probenpositionen werden von der  $^{12}\text{C}$ -Probe und einer Leerprobe belegt, um den Raumuntergrund und den Untergrund durch Kohlenstoffaufbau direkt messen zu

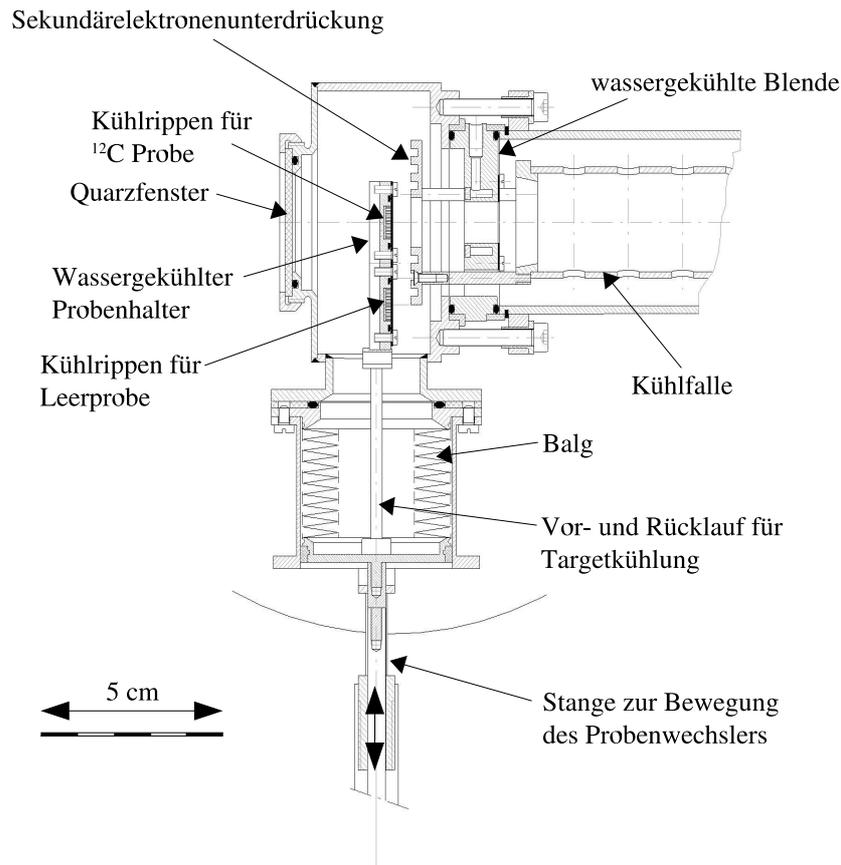


Abbildung 4.4: Der Probenwechsler mit zwei Probenpositionen.

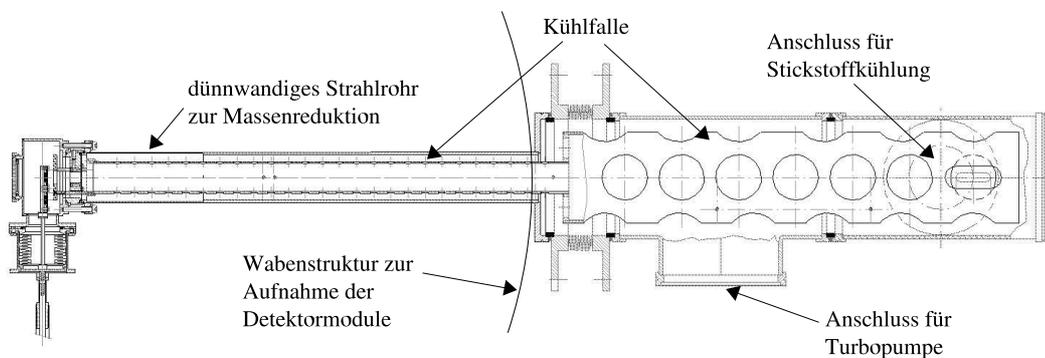


Abbildung 4.5: Aufbau des Strahlrohrs nach Optimierung der Kühlfalle.

können. Um sicherzustellen, dass beide Proben unter gleichen Bedingungen bestrahlt werden, wird der Strom auf der Probe gemessen und integriert. Erreicht er eine voreingestellte Ladungsmenge (typisch 5 mC), wird ein Probenwechsel veranlasst. Durch diese Steuerung kann die Bestrahlungsdauer pro Zyklus in Abhängigkeit vom Teilchenstrom auf der Probe variieren, so dass bei kleinen Stromstärken mehr Raumuntergrund akkumuliert wird. Die Dauer eines Zyklus ist deshalb hinreichend kurz zu wählen, damit sich Schwankungen der Strahlintensität ausgleichen. Die typische Bestrahlungsdauer pro Probe und Zyklus lag bei 20 Minuten.

Der Datenaufnahmerechner steuert den Probenwechsler über ein CAMAC-Input/Out-

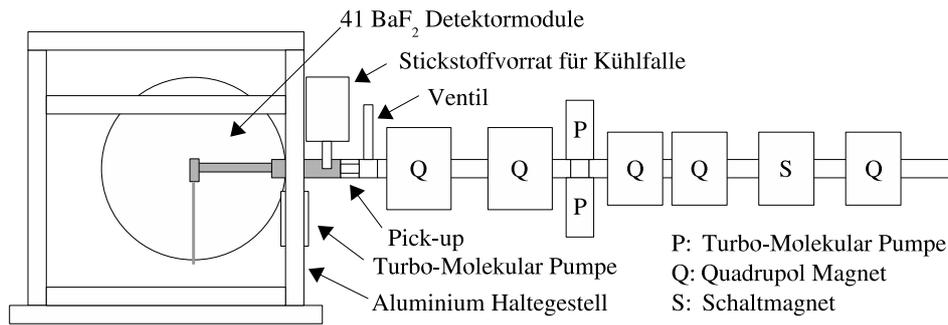


Abbildung 4.6: Aufbau des Experiments nach der Optimierung.

put-Register, dessen TTL-Pegel jedoch zu schwach sind, um den 50 m entfernten Probenwechsler zuverlässig anzusteuern. Daher wurden die drei benötigten Kanäle für den Druckluftschalter und die beiden Endlagenschalter zur Rückmeldung der Probenposition auf 24 V umgesetzt.

#### 4.4.2 Erste Tests

Der ursprüngliche Aufbau des Detektors und des Strahlrohrs unterscheidet sich von der in Abb. 4.4 dargestellten Lösung in den letzten 90 cm des Strahlrohrs, das zunächst aus einem einzigen Rohr mit 50 mm Durchmesser bestand, das mit einer 84 cm langen Kühlfalle mit 28 mm Durchmesser ausgestattet war. Das Strahlrohr wurde aus vorhandenen Elementen aufgebaut, die für die Dichtung mit O-Ringen vorgesehen waren. Da O-Ringe in der Regel ausgasen, sind sie für den Einsatz im Hochvakuum nicht gut geeignet. Um dennoch ein möglichst gutes Vakuum zu erzielen, wurden spezielle, ausgasungsarme Viton O-Ringe verwendet.

Die erste Testphase zeigte, dass die Fokussierung des Ionenstrahls auf dem Target wesentlich schwieriger war als erwartet. Vor allem an der Eintrittsöffnung der Kühlfalle war der Durchmesser des Strahls zu groß, so dass ein Teil des Strahls auf die Kühlfalle traf und dort unerwünschten Untergrund produzierte. Außerdem war das Vakuum ohne/mit Kühlfalle auf  $2 \cdot 10^{-6}/3 \cdot 10^{-7}$  mbar begrenzt, was zu einem relativ raschen Aufbau von natürlichem Kohlenstoff und damit zu einer Verunreinigung der  $^{12}\text{C}$ -Probe führte.

Um diese beiden Punkte zu verbessern, wurde eine neue Kühlfalle mit einer größeren Eintrittsöffnung konstruiert, die nicht mehr vom Strahl getroffen wird. Die Verjüngung in der Mitte ist notwendig, um den Außendurchmesser des Strahlrohrs soweit zu reduzieren, dass es durch die Öffnung im Detektor passt. Da das dünne Endstück des Strahlrohrs mit 50 mm Durchmesser nun unmittelbar am Rand des Detektors endet, konnte gleich dahinter die Turbo-Molekular-Pumpe montiert werden. Durch den um 20 cm reduzierten Abstand zur Probe ergab sich ein deutlich verbessertes Vakuum an der Probenposition. Eine weitere Verbesserung wurde durch eine zusätzliche Turbo-Molekular-Pumpe zwischen den Quadrupolmagneten erreicht (siehe Abb. 4.6).

Durch diese Maßnahmen konnte der Restdruck auf  $1,5 \cdot 10^{-7}$  mbar reduziert werden. Leider hatte das schlechte Vakuum vor den Quadrupol-Magneten noch immer Einfluss auf

den Druck am Target: Nach dem testweisen Absperren des Strahlrohrs vor den Quadrupol-Magneten verbesserte sich das Vakuum auf  $9.5 \cdot 10^{-8}$  mbar.

Die Fokussierung des Strahls auf dem Target hatte sich durch die geänderte Geometrie zwar ebenfalls vereinfacht, blieb aber weiterhin unbefriedigend, da allein die fünf Quadrupole vor der Probe zu viele Freiheitsgrade darstellen. Im Mittel betrug der Strahlverlust vom Eingang der Quadrupole bis zum Target knapp 50%, was nicht nur eine geringere Statistik der aufgenommenen Daten bewirkte, sondern auch den Untergrund erhöhte, da die Strahlverluste immer auch zur Neutronenproduktion über die  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion Anlass gaben.

## 4.5 Durchführung der Messung

Die Messung erfolgte mit dem neuen Datenaufnahme- und Regelungssystem, das in dieser Zeit noch mehrere kleine Korrekturen erfuhr. Beide Systeme funktionierten jedoch einwandfrei. Das neue Regelungssystem entlastet den Experimentator deutlich, da alle Detektormodule kontinuierlich überwacht werden. Gelegentliche Ausfälle eines Kanals der Hochspannungsversorgung werden sofort per Alarm gemeldet und auf der Webseite des Regelungsprogramms angezeigt. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Nullsignalüberwachung. Das Nullsignal wird durch den Ionenpuls in der Pick-up-Elektrode induziert und markiert den Referenzzeitpunkt für die Flugzeitmessung. Ist der Ionenstrom zu gering oder funktioniert die Pulsung nicht einwandfrei, so kann kein ausreichend großes Nullsignal erzeugt werden. In diesem Fall wird die Messung angehalten, bis das Problem behoben ist.

Das Datenaufnahmeprogramm zeichnet sich besonders durch die einfache Konfiguration der Messung aus. Die Online-Analyse der Daten war bei der Bestimmung der Probendicke (siehe Abschnitt 4.5.2) eine große Erleichterung, da das Dickenprofil bereits während der Messung aufgezeichnet werden konnte.

Nach jeweils einer Woche Strahlzeit wurden die Kohlenstoffprobe, die Leerprobe und die Blende gewechselt.

Da der Detektor nur mit 41 Modulen betrieben wurde, stand ein Kanal des Datenaufnahmesystems für die Messung der Totzeit zur Verfügung. An diesen Kanal wurde ein Pulser angeschlossen, der  $80,35 \pm 0,05$  Signale pro Sekunde liefert. Aus der Anzahl aufgenommener Pulse und der Meßzeit ergab sich die Totzeit des Systems zu ca. 2%.

Zunächst wurden die Messungen mit den höchsten Energien ( $E_{c.m.}=1,5, 1,4$  und  $1,3$  MeV) durchgeführt. Anschließend wurden bei  $E_{c.m.}=1,2$  und  $1,1$  MeV einige Daten aufgenommen, die wegen zu hohem Untergrund leider nicht ausgewertet werden konnten. Bei  $E_{c.m.}=1,0$  MeV ging der Untergrund jedoch wieder zurück, so dass hier die letzte Messung mit der niedrigsten Energie möglich war.

Während der Messung wurde die Probendicke und die Energieeichung des Alpha-Strahls mit Hilfe der  $2^+$  Resonanz der  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei  $E_{c.m.}=2,68$  MeV bestimmt (siehe Abschnitte 4.5.2 und 4.5.3). Eine Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abschnitt 4.5.4 beschrieben.

### 4.5.1 Datenverarbeitung

Wie bereits im vorherigen Kapitel ausgeführt, werden die Daten aus den LeCroy Memories unverändert auf die Raid-Partition des Datenaufnahmerechners geschrieben. Dort steht genügend Speicherplatz zur Verfügung, um die Daten von mehreren Wochen Messzeit zwischenspeichern. Für die Auswertung werden die Daten über das Netzwerk auf einen Linux- oder Unix-Rechner übertragen. Obwohl das Dateiformat der Rohdaten unverändert geblieben ist, können die bereits existierenden Auswerteprogramme nicht verwendet werden, da sie auf die Auswertung von Neutroneneinfangquerschnitten zugeschnitten sind.

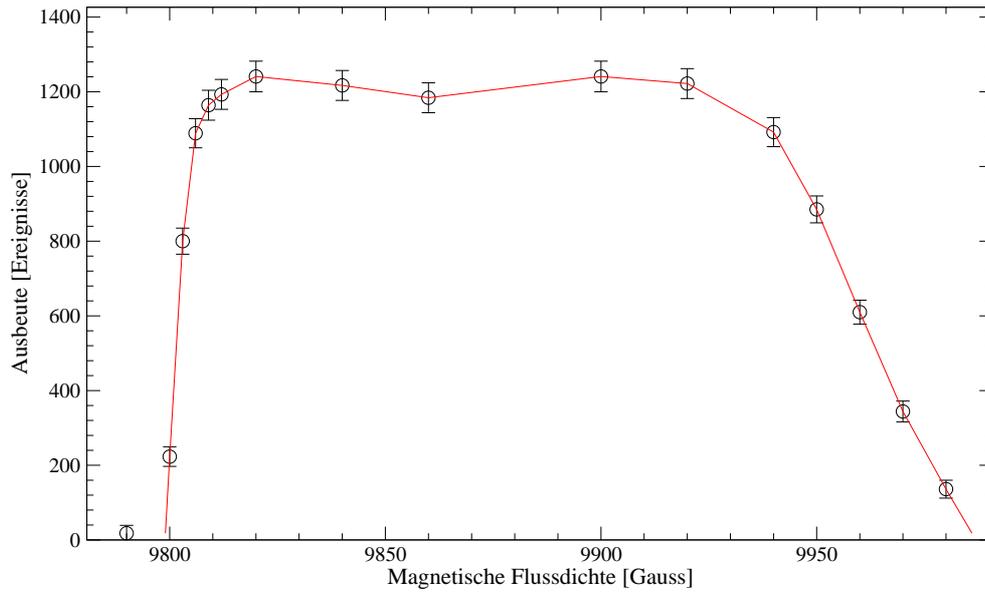
Die Analyse der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Daten erforderte daher ein neues Auswerteprogramm. Das Programm liest zunächst die in separaten Dateien gespeicherte Energie- und Zeiteichung des Detektors ein und lädt anschließend das erste Segment der Rohdaten.

Aus jedem aufgenommenen Ereignis werden die folgenden Informationen extrahiert:

- Die Anzahl der angesprochenen Detektormodule. Dieser Wert wird im Folgenden als Multiplizität bezeichnet. Gezählt werden nur Module, für die sowohl Energie- als auch Zeitinformation vorhanden sind. Bei sehr hohen oder sehr niedrigen Energien oder bei Ereignissen am Rande des Zeitfensters kann es vorkommen, dass bei einigen Detektormodulen Energien oder Zeiten fehlen. Dies hat jedoch keine Auswirkung auf die relevanten Bereiche der aufgezeichneten Spektren.
- Es wird versucht, die angesprochenen Detektormodule in Gruppen von benachbarten Kristallen aufzuteilen: Z.B. könnte ein Gamma-Quant in Detektormodul 2 gestreut werden und im benachbarten Detektormodul 8 ebenfalls Energie deponieren. Dadurch wird die Multiplizität zwei angezeigt, obwohl es sich nur um ein einzelnes Gamma-Quant handelt. Die Anzahl der angesprochenen Gruppen von benachbarten Kristallen ist deshalb ein besserer Messwert für die Anzahl der in der Probe erzeugten Gamma-Quanten. Diese Größe wird im Folgenden als Supermultiplizität bezeichnet.
- Der Zeitpunkt des Ereignisses. Bei Multiplizitäten größer als eins wird der kleinste und der größte Zeitwert ermittelt. Ist die Differenz größer als 2.5 ns wird das Ereignis verworfen, da es sich in der Regel um eine zufällige Koinzidenz von Untergrundereignissen handelt.
- Die Summenenergie des Ereignisses sowie die Summe jeder Gruppe von benachbarten Detektormodulen.
- Der Winkel zur Strahlachse für das Detektormodul mit der größten Energiedeposition zur Erzeugung von Winkelverteilungen (siehe Abschnitt 4.6.2).

Diese Daten werden in 1- und 2-dimensionale Spektren sortiert, die anschließend mit verschiedenen Programmen weiter verarbeitet werden können.

Darüberhinaus führt das Auswerteprogramm noch eine Datenreduktion durch, die mit dem alten ADC-System per Hardware vorgenommen wurde, indem Ereignisse mit niedrigen Summenenergien und bestimmten Flugzeiten verworfen wurden. Das Auswerteprogramm wendet beim ersten Lesen der Rohdaten einen ähnlichen Filter an und schreibt die verbleibenden Ereignisse in eine neue Datei. Wird das Auswerteprogramm erneut aufgerufen, so liest es nur noch Rohdaten aus den neuen Dateien. Damit lässt sich der Speicherbedarf für



**Abbildung 4.7:** Profil einer dicken  $^{12}\text{C}$  Probe als Funktion der magnetischen Flußdichte des Analysiermagneten. Das Profil wurde durch Abtasten der  $2^+$  Resonanz der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei  $E_{c.m.}=2,68$  MeV erzeugt.

die Rohdaten und damit die Zeit, die bei der Auswertung zum Lesen dieser Daten benötigt wird, um einen Faktor 50 reduzieren.

## 4.5.2 Bestimmung der Probendicke

Die Probendicke wurde durch Abtasten der  $2^+$  Resonanz der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei 3,57 MeV bestimmt. Die Breite dieser Resonanz beträgt 0,62 keV und ist damit kleiner als die Unsicherheit der Strahlenergie. Die Messung der Probendicke konnte ebenfalls mit dem BaF<sub>2</sub> Detektor erfolgen, allerdings war es nicht möglich, den Ionenstrahl bei dieser Energie zu komprimieren, so dass die Messung mit einem ca. 20 ns breiten Puls durchgeführt werden musste. Die hohe Zählrate erlaubte aber trotzdem eine hinreichend genaue Bestimmung der Probendicke mit Unsicherheiten von 4% für die dicken und 6% für die dünnen Proben.

Bei der Berechnung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitts muss berücksichtigt werden, dass die Alpha-Teilchen in der Probe Energie verlieren und deshalb die Reaktionswahrscheinlichkeit mit zunehmender Eintrittstiefe abnimmt. Wie Abb. 4.7 zeigt, hat die Kohlenstoffschicht an der Grenze zum Gold bzw. Kupferbacking keine exakt definierte Grenze, vielmehr fällt die Anzahl  $^{12}\text{C}$ -Atome in einem gewissen Grenzbereich kontinuierlich ab. Während bei den dicken Proben in diesem Bereich die Reaktionswahrscheinlichkeit schon relativ stark abgesunken ist und die Grenzschicht daher keinen relevanten Beitrag zur Zählrate liefert, muss die Grenzschicht bei den dünnen Proben explizit berücksichtigt werden.

Dazu wurde zunächst die Magnetfeldstärke (Gauss) in die entsprechende Energie umgerechnet, um den Energieverlust in der Probe unmittelbar ablesen zu können. Anschließend wurde diese Eichung mit dem Verhältnis

$$f = \frac{\frac{dE}{dx}(E_{\text{Messung}})}{\frac{dE}{dx}(3,57\text{MeV})}, \quad (4.1)$$

skaliert, das die Energieverluste bei den Energien der Querschnittsmessung und der Dickenbestimmung berücksichtigt, um die Energie der Alpha-Teilchen während der Querschnittsmessung bei niedrigeren Energien wiederzugeben.

Jeder Punkt des Dickenprofils wurde mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt der entsprechenden Energie multipliziert und spiegelt so die Reaktionswahrscheinlichkeit wider. Durch die Integration dieses Profils und anschließende Division durch einen Referenzwert (mittlere Höhe des Plateaus im Originalprofil, multipliziert mit der Reaktionswahrscheinlichkeit bei der effektiven Strahlenergie) erhält man die effektive Dicke der Probe bei der effektiven Strahlenergie. Die effektive Strahlenergie wird durch den Schwerpunkt der Reaktionswahrscheinlichkeitskurve bestimmt. Der theoretische Wirkungsquerschnitt wurde aus R-Matrix-Fits bisheriger Messungen abgeleitet. Da nicht der absolute Wert sondern nur der relative Verlauf in einem kurzen Bereich in diese Rechnung eingeht, kann der dadurch entstehende Fehleranteil vernachlässigt werden.

Zu Beginn der Messung wurde die Probendicke mehrmals bestimmt, um den Kohlenstoffaufbau zu kontrollieren. Es zeigte sich aber, dass der Aufbau von natürlichem Kohlenstoff so gering ist, dass die Dicke der  $^{12}\text{C}$ -Schicht nicht messbar verändert wird. Wegen des hohen  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  Verhältnisses der Proben machte sich der  $^{13}\text{C}$ -Aufbau durch Zunahme des neutronen-induzierten Untergrundes dennoch bemerkbar, so dass mindestens einmal pro Woche eine neue Probe montiert werden musste.

Die Flächenbelegung der dünnen Proben ergab sich zu  $1,4 \pm 0,1 \cdot 10^{18}$  Atome/cm<sup>2</sup> und die der dicken Proben zu  $4,0 \pm 0,2 \cdot 10^{18}$  Atome/cm<sup>2</sup>. Die angegebenen Unsicherheiten entsprechen den Abweichungen beim wiederholten Abtasten der gleichen Probe.

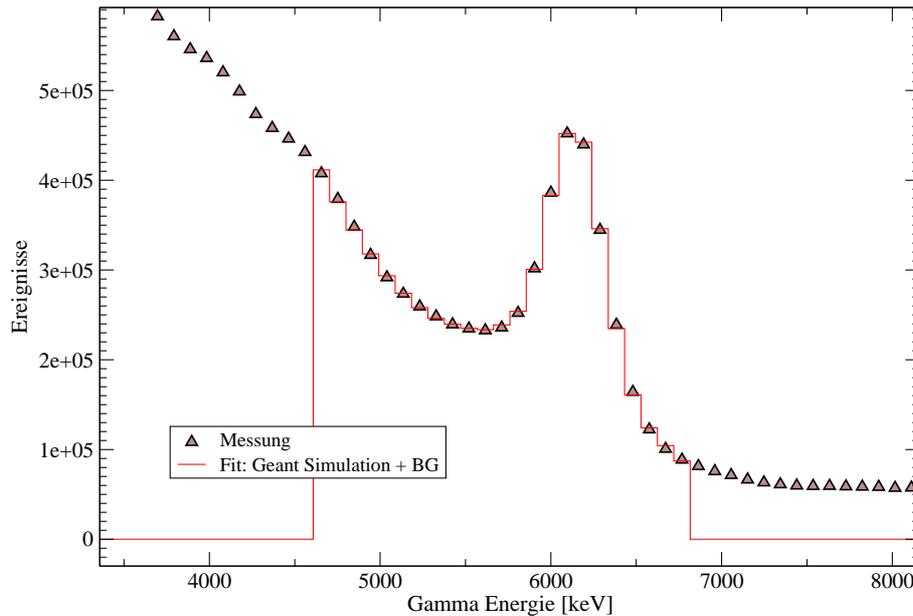
### 4.5.3 Energieeichung des Alpha-Strahls

Als Nebenprodukt der Dickenbestimmung erhält man aus der Position der Anstiegsflanke (siehe Abb. 4.7) die Energieeichung des Alpha-Strahls. Die Energie wird aus technischer Sicht über das sehr genau bekannte Magnetfeld des Analysiermagneten festgelegt. Um daraus die kinetische Energie der Alpha-Teilchen zu berechnen, muss der Radius des Ionenstrahls im Magneten bekannt sein. Die Strahlage kann aber je nach Einstellung der Ionenquelle um Teile eines Millimeters variieren und sich somit auf die Energie des Ionenstrahls auswirken. Durch die Bestimmung der tatsächlichen Strahlenergie an der Stelle der Resonanz bei  $E_{c.m.} = 2,68$  MeV lässt sich der Radius des Strahls im Magneten bestimmen.

Aus dem so berechnetem Radius würde sich eine Unsicherheit für die Energie von 0,20% ergeben. Tatsächlich kann die einmal eingestellte Energie jedoch nur mit einer Abweichung von ca. 10% reproduziert werden, wie sich durch wiederholtes Abtasten der  $2^+$  Resonanz gezeigt hat.

### 4.5.4 Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des BaF<sub>2</sub> Detektors für einzelne Gamma-Quanten ist abhängig von der Schwelle der elektronischen Signalverarbeitung und liegt im Idealfall bei



**Abbildung 4.8:** Gemessenes Gamma-Spektrum einer  $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ -Mischquelle (Symbole) im Vergleich zu einer GEANT-Simulation, in der der Untergrund durch ein Polynom 3. Ordnung gefittet wurde. Dieser Test bestätigt die hervorragende Qualität der GEANT-Simulationen.

90%. Da die Auswertung der  $^{12}\text{C}$ -Daten auf den simulierten Ansprechwahrscheinlichkeiten beruht, ist eine experimentelle Bestätigung der Simulationen notwendig.

Dazu wurde eine Messung mit einer  $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ -Eichquelle durchgeführt, die monoenergetische Gamma-Quanten von 6,13 MeV liefert. Die Ergebnisse wurden mit einer Simulation verglichen, in der 100.000 Gamma-Quanten mit der entsprechenden Energie im Zentrum des Detektors in zufällige Richtungen emittiert wurden.

Zum Vergleich der experimentellen und simulierten Daten wurde in Abb. 4.8 das mit GEANT simulierte Spektrum zusammen mit einem Polynom dritter Ordnung als Untergrund an die gemessenen Daten gefittet. Dabei geht die Anzahl der Ereignisse im GEANT-Spektrum als zu variierender Parameter in den Fit ein und kann anschließend mit der berechneten Zahl der Zerfälle in der Eichquelle verglichen werden.

Der somit ermittelte Unterschied zwischen Simulation und Experiment liegt bei 0,7%. Als Unsicherheit für die Nachweiswahrscheinlichkeit wurden dennoch 5% angesetzt, da die Simulation aufgrund des unvollständig implementierten Probenwechslers bei anderen Winkelverteilungen systematische Fehler aufweist. Dies zeigte sich besonders bei der Korrektur von Winkelverteilungen (siehe S. 70), wo eine Unsicherheit von 10% für die einzelnen Punkte angenommen werden musste. Durch die stark anisotrope Winkelverteilung der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion werden diese Unsicherheiten nur teilweise ausgeglichen.

## 4.6 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Aus den aufgenommenen Daten können die folgenden Werte extrahiert werden:

- Der totale  $(\alpha,\gamma)$ -Querschnitt.

- Winkelverteilungen von Übergängen mit nur einem Gamma-Quant. Aus den Winkelverteilungen lässt sich durch Kurvenanpassung das Verhältnis der E2- und E1-Übergänge und deren Phasenverschiebung bestimmen. Der Anteil von E1- und E2-Übergängen muss separat bestimmt werden, da sie unterschiedliche Energieabhängigkeiten besitzen und eine Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich nur so möglich ist.
- Kaskaden: Übergänge mit zwei Gamma-Quanten tragen zu etwa 20-30% zum totalen Querschnitt bei. Im gemessenen Energiebereich sind nur zwei Kaskaden relevant: Über das 7.1 MeV  $1^-$  Niveau und über das 6.9 MeV  $2^+$  Niveau. Da diese beiden Niveaus so dicht beieinander liegen, können sie mit der Energieauflösung des  $\text{BaF}_2$  Detektors leider nicht getrennt werden.

### 4.6.1 Der totale $(\alpha,\gamma)$ Querschnitt

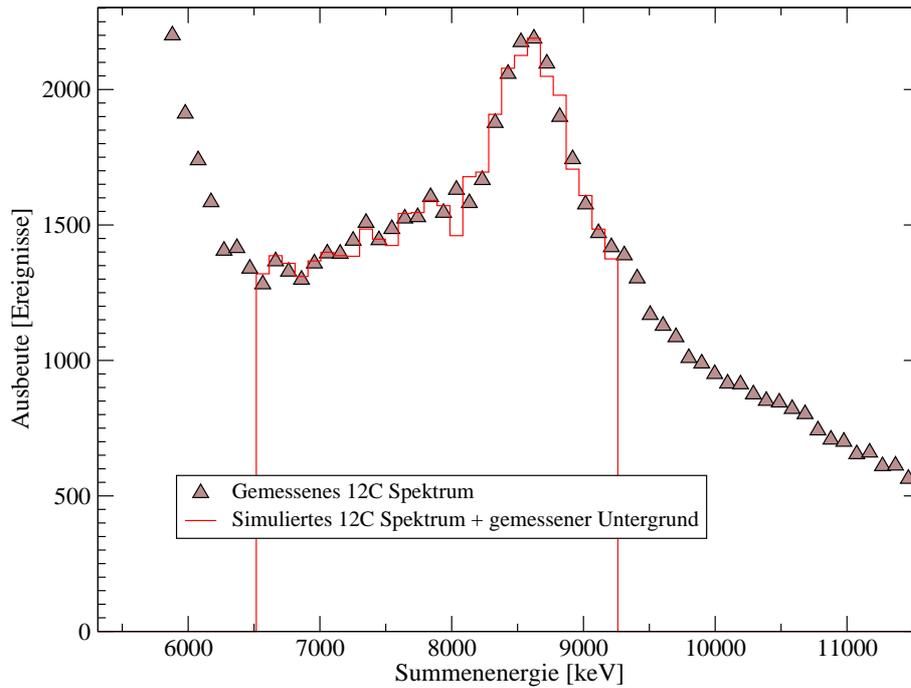
Um die Ereignisse der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion aus den aufgenommenen Daten herauszufiltern, wurde zunächst ein Schnitt im Zeitspektrum durchgeführt, so dass nur Ereignisse verbleiben, die im prompten Zeitpeak liegen (siehe Abb. 4.2).

Die Analyse der Summenenergiespektren zeigte, dass die Spektren der Leerprobe etwas weniger Untergrund enthalten als die der  $^{12}\text{C}$ -Probe. Als Ursache könnte eine Verunreinigung der  $^{12}\text{C}$ -Probe in Frage kommen, die entweder direkt vom Herstellungsprozess herrührt oder aber durch unterschiedlich starken Aufbau von Kohlenstoff auf den verschiedenartigen Oberflächen während der Messung. Um diesen Effekt zu korrigieren, wurden die Untergrundspektren je nach Messung um ca. 5-10% skaliert, so dass sich eine exakte Übereinstimmung der beiden Spektren in einem signifikanten Bereich oberhalb des Summenpeaks der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion ergab.

Nach der Subtraktion des skalierten Untergrundspektrums konnte der Summenpeak integriert werden. Um alle Ereignisse entsprechend der maximalen Effizienz von 90% zu erhalten, müsste die Integration vom Ursprung bis ca. 0,5 MeV oberhalb der Peakposition durchgeführt werden (siehe Abb. 4.3). Da der niederenergetische Teil der Spektren jedoch von Untergrund dominiert wird, ist eine Integration erst oberhalb von 4-5 MeV möglich. Bei Spektren mit sehr hohem Untergrund wurden die besten Ergebnisse erzielt, wenn nur ein 1 MeV breiter Bereich um die Peakposition integriert wurde. Die Anzahl der dadurch verlorenen Ereignisse kann mittels einer GEANT-Simulation präzise korrigiert werden.

Bei den Simulationen muss jedoch berücksichtigt werden, dass wegen des Energieverlusts der Alpha-Teilchen in der Probe eine Energieverschmierung auftritt, die den Summenpeak um etwa einen Kanal verbreitert. Dazu wurde testweise das simulierte GEANT-Spektrum zum gemessenen Untergrund addiert und mit dem gemessenen  $^{12}\text{C}$ -Spektrum verglichen. Die hervorragende Übereinstimmung der GEANT-Simulation mit den gemessenen Daten zeigt Abb. 4.9.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte und S-Faktoren sind in den Tabellen 4.1 und 4.3 zusammengefasst.



**Abbildung 4.9:** Gemessenes  $^{12}\text{C}$ -Spektrum zusammen mit dem angepassten GEANT-Spektrum und dem skalierten Untergrund.

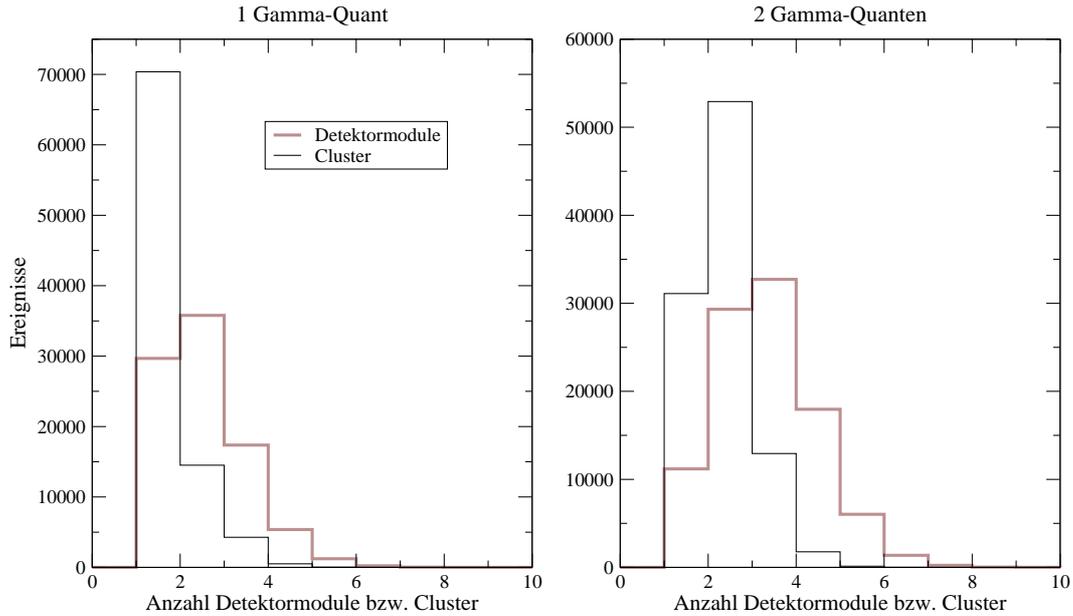
**Tabelle 4.1:** Totaler Wirkungsquerschnitt.

$E_{c.m.}$ (keV)	Ereignisse	$N_\alpha$ (C)	$\sigma$ ( $10^{-11}\text{b}$ )
1002	2195	0,750	$10\pm 4$
1308	9548	2,055	$36\pm 4$
1416	4885	0,985	$58\pm 6$
1510	11921	1,160	$83\pm 7$

## 4.6.2 Winkelverteilungen

Der  $\text{BaF}_2$  Detektor besteht aus 42 Segmenten, die sich unter 13 verschiedenen Winkeln zur Strahlachse befinden (siehe Tabelle 4.2). In der Praxis können jedoch nur 10 verschiedene Winkel gemessen werden, da im Strahleintritt ( $180^\circ$ ) kein Detektormodul montiert wurde und jeweils zwei Winkel ( $58^\circ+60^\circ$  und  $120^\circ+121^\circ$ ) so dicht beieinander liegen, dass sich die Öffnungswinkel der Detektoren stark überschneiden. Sie wurden daher zu den Winkeln  $59^\circ$  bzw.  $121^\circ$  zusammengefasst.

Für die Auswertung der Winkelverteilungen müssen zunächst Ereignisse mit einem Gamma-Quant herausgefiltert werden. Da dieses Gamma-Quant mit einer hohen Wahrscheinlichkeit im  $\text{BaF}_2$  gestreut wird, kann es in mehreren Detektormodulen nachgewiesen werden, wie auf Seite 62 beschrieben. Die Anzahl angesprochener Detektormodule entspricht daher nicht der Multiplizität des Ereignisses. Um die Messung der Multiplizität zu verbessern, werden die angesprochenen Detektormodule in Gruppen von benachbarten Modulen (Cluster) geordnet (siehe Abb. 4.10). Obwohl dies bereits ein sehr viel besseres Maß für die Anzahl der emittierten Gamma-Quanten ist, muss trotzdem berücksichtigt werden, dass zum einen einzelne Gamma-Quanten in mehreren Clustern nachgewiesen wer-



**Abbildung 4.10:** Gemessene Multiplizitäten für Ereignisse mit einem Gamma-Quant (links) und zwei Gamma-Quanten (rechts). Die Anzahl angesprochener Detektormodule ist ein sehr schlechtes Maß für die Anzahl der emittierten Gamma-Quanten, siehe Text. Dies wird durch die Zusammenfassung von benachbarten Detektormodulen deutlich verbessert. Diese Spektren wurden mit GEANT-Simulationen erstellt, in denen entweder ein Gamma-Quant von 8164 keV oder zwei Gamma-Quanten von 1247 keV und 6917 keV ausgesandt wurden. Dies entspricht den Gamma-Energien der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei dem niedrigsten Messpunkt von  $E_{c.m.}=1002$  keV.

den können und zum anderen mehrere Gamma-Quanten benachbarte Detektoren treffen können und so zu einem Cluster zusammengefasst werden.

Für die quantitative Bestimmung des partiellen Wirkungsquerschnitts für Ereignisse mit einem Gamma-Quant ist eine exaktere Korrektur notwendig, die ebenfalls mit Hilfe von GEANT-Simulationen durchgeführt werden kann. Dazu wird zunächst die Anzahl der Ereignisse mit einem ( $N_c$ ) und mit zwei Clustern ( $N_{cc}$ ) bestimmt, Ereignisse mit 3 Clustern können vernachlässigt werden. Dies geschieht analog der Bestimmung des totalen Querschnitts wie in Abschnitt 4.6.1 beschrieben, mit der zusätzlichen Beschränkung auf Ereignisse mit einem, bzw. zwei Clustern.

Aus den GEANT-Simulationen werden die Wahrscheinlichkeiten  $\varepsilon$  bestimmt, mit der ein Zerfall mit ein oder zwei Gamma-Quanten (Indices  $\gamma$  bzw.  $\gamma\gamma$ ) ein bzw. zwei Cluster produziert (Indices  $c$  bzw.  $cc$ ). Die Anzahl tatsächlicher Zerfälle mit 1 bzw. 2 Gamma-Quanten,  $N_\gamma$  bzw.  $N_{\gamma\gamma}$ , kann durch Lösen des linearen Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\gamma c} * N_\gamma + \varepsilon_{\gamma\gamma c} * N_{\gamma\gamma} &= N_c \\ \varepsilon_{\gamma cc} * N_\gamma + \varepsilon_{\gamma\gamma cc} * N_{\gamma\gamma} &= N_{cc} \end{aligned} \quad (4.2)$$

ermittelt werden.

Für die Erzeugung von Winkelverteilungen, bei denen die absolute Anzahl von Ereignissen keine Rolle spielt, reicht es, nur Ereignisse mit einem Cluster zu betrachten: Gemäß Abb. 4.10 werden 30% der Übergänge mit zwei Gamma-Quanten und 70% der Übergänge mit einem Gamma-Quant als Ereignisse mit einem Cluster nachgewiesen. Da der Anteil

**Tabelle 4.2:** Winkel der Detektormodule zur Strahlachse.

Winkel	Nummer des Detektormoduls
0,0°	42
32,7°	38, 41
36,0°	36, 37, 39, 40
58,3°	27, 32
60,0°	29, 30, 34, 35
72,0°	26, 28, 31, 33
90,0°	18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25
108,0°	8, 10, 13, 15
120,0°	11, 12, 16, 17
121,7°	9, 14
144,0°	2, 3, 5, 6
148,3°	4, 7
180,0°	1

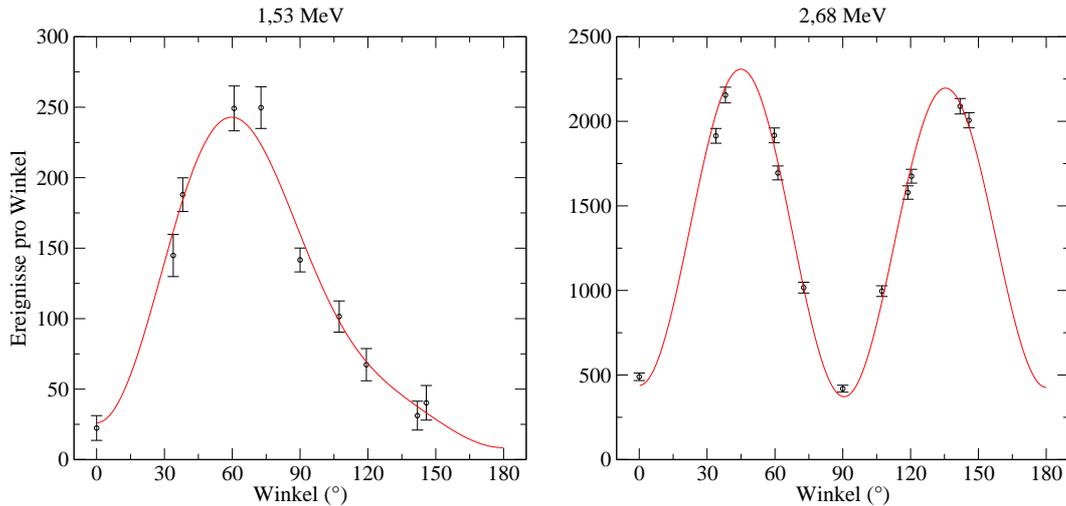
von Übergängen mit zwei Gamma-Quanten bei der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion im Bereich von ca. 25% liegt, bilden 75% x 70%=52,5% (Ereignisse mit einem Gamma-Quant) und 25% x 30%=7,5% (Ereignisse mit zwei Gamma-Quanten) aller Ereignisse nur einen Cluster. D.h. 88% aller Ereignisse mit einem Cluster werden von nur einem Gamma-Quant produziert.

Für die Bestimmung des Winkels muss dasjenige Detektormodul innerhalb eines Clusters ermittelt werden, welches als erstes angesprochen hat. Leider ist diese Bestimmung nicht mit absoluter Sicherheit möglich. Im Prinzip wird der Zeitpunkt der Energiedeposition in jedem Detektormodul getrennt ausgelesen und steht bei der Auswertung zur Verfügung. Aus diesen Daten ließe sich das zuerst getroffene Detektormodul ermitteln, wenn die Zeitauflösung der ADCs ausreichend wäre, um die Flugzeit des Gamma-Quants in ein benachbartes Detektormodul genau zu messen. Mit einer Auflösung von 0,3 ns ist dies jedoch nicht einwandfrei möglich.

Eine andere Möglichkeit hat die Analyse der mit GEANT durchgeführten Simulationen ergeben: Im ersten getroffenen Detektormodul wird in mehr als 90% aller Fälle die meiste Energie deponiert. Oder anders ausgedrückt: Wenn mehrere Detektormodule angesprochen haben, wurde das Modul, in dem die meiste Energie deponiert wurde, mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens 90% als erstes getroffen.

Dieses Verhalten lässt sich physikalisch durch Paarbildung und den Comptoneffekt erklären, welches die beiden häufigsten Reaktionen von Gamma-Quanten im  $\text{BaF}_2$  sind: Bei Comptonstreuung gibt das Gamma-Quant bevorzugt den überwiegenden Teil seiner Energie an ein Elektron ab. Das verbleibende Gamma-Quant wird evtl. von einem anderen Detektormodul nachgewiesen, das Elektron jedoch verliert seine Energie als Bremsstrahlung im ersten. Bei der Paarbildung verteilt das Gamma-Quant seine Energie annähernd gleichmäßig auf das erzeugte Elektron und Positron, die ihre kinetische Energie ebenfalls per Bremsstrahlung abgeben. Lediglich die beiden 511 keV Gamma-Quanten aus der anschließenden Annihilation des Positrons können in einem anderen Detektormodul nachgewiesen werden.

Bei der Auswertung der Winkelverteilung muss außerdem berücksichtigt werden, dass



**Abbildung 4.11:** Gemessene und angepasste Winkelverteilungen bei  $E_{\alpha,c.m.}=1,53$  MeV und der  $2^+$  Resonanz bei 2,68 MeV. Die eingezeichneten Fehler spiegeln die statistischen Fehler der Messung wider.

Gamma-Quanten an Teilen des Probenwechslers gestreut werden können, bevor sie das erste Detektormodul erreichen. Betrachtet man einen bestimmten Winkel, so wird die Anzahl der Ereignisse zunächst reduziert, da die Gamma-Quanten von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden. Andererseits werden Gamma-Quanten anderer Winkel in diesen Winkel hineingestreut. Ob die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse dadurch erhöht oder reduziert wird, hängt nicht nur vom betrachteten Winkel ab sondern auch von der ursprünglichen Winkelverteilung. Dies wird besonders deutlich, wenn man die Winkel  $0^\circ$  und  $90^\circ$  für reine E1- und E2-Übergänge betrachtet: Die E1-Winkelverteilung hat ihr Maximum für die Phasenverschiebung  $\phi=90^\circ$  bei  $90^\circ$ . Daher werden aus den  $90^\circ$ -Detektoren mehr Gamma-Quanten heraus- als hineingestreut. Umgekehrt werden in den  $180^\circ$ -Detektor mehr Gamma-Quanten hinein- als hinausgestreut. Die E2-Winkelverteilung besitzt zwei Maxima bei  $45^\circ$  und  $135^\circ$  und ein tiefes Minimum bei  $90^\circ$ . Entsprechend werden in die  $90^\circ$ -Detektoren mehr Gamma-Quanten hinein- als hinausgestreut. Dies gilt auch für den  $180^\circ$ -Detektor.

Dieser Effekt kann korrigiert werden, indem die erwartete Winkelverteilung mit GEANT simuliert wird. Dabei werden Simulationen mit und ohne Probenwechsler durchgeführt, aus deren unterschiedlichen Ergebnissen Korrekturfaktoren für alle Winkel berechnet werden können. Im Mittel beträgt diese Korrektur 15%. Obwohl der Probenwechsler sehr detailliert in die Simulation implementiert wurde (siehe Abb. 4.1), erreicht die Übereinstimmung zwischen simulierter und gemessener Winkelverteilung nicht die Qualität der bisher durchgeführten Simulationen. Man findet, dass der Probenwechsler einen recht großen Einfluss auf die Winkelverteilung hat, d.h. dass sich bereits kleine Ungenauigkeiten in der Geometrie auf die Winkelverteilung auswirken. Bei der Simulation eines Summenspektrums mitteln sich diese Effekte zum Teil wieder aus. Die Unsicherheit dieser Korrektur der Winkelverteilung wurde zu ca. 10% abgeschätzt. Dieser Wert erscheint zunächst sehr hoch, entspricht aber den Unterschieden, die bei dem Vergleich einer Referenzmessung mit einer  $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ -Quelle und der entsprechenden GEANT-Simulation ermittelt wurden.

Die Winkelverteilungen werden erzeugt, indem der – entsprechend der Auswertung für den totalen Querschnitt – skalierte Untergrund von den  $^{12}\text{C}$ -Spektren abgezogen wird. Nach der Integration des Summenpeaks wird der oben genannte Korrekturfaktor auf die Daten

**Tabelle 4.3:** Zusammenfassung aller Ergebnisse.  $S_{tot}$  bezeichnet den S-Faktor des totalen  $(\alpha, \gamma)$ -Querschnitts,  $S_{kask}$  den partiellen S-Faktor für Zerfälle mit zwei Gamma-Quanten.

$E_{c.m.}$ (keV)	$S_{tot}(keVb)$	$S_{kask}(keVb)$	$S_{E1}(keVb)$	$S_{E2}(keVb)$	$\sigma_{E2}/\sigma_{E1}$	$\phi(^{\circ})$
1002 keV	$55 \pm 20$	$16 \pm 8,5$	$29 \pm 15$	$10 \pm 7,7$	$0,35 \pm 0,3$	$67 \pm 13$
1308 keV	$30 \pm 3,1$	$10 \pm 3,1$	$14 \pm 3,7$	$6,2 \pm 2,4$	$0,44 \pm 0,2$	$62 \pm 8$
1416 keV	$26 \pm 2,6$	$6,5 \pm 1,5$	$14 \pm 3,3$	$5,7 \pm 2,8$	$0,41 \pm 0,3$	$55 \pm 8$
1510 keV	$23 \pm 2,0$	$7,0 \pm 1,5$	$12 \pm 2,2$	$4,7 \pm 1,5$	$0,40 \pm 0,2$	$58 \pm 6$

angewandt.

An die damit erhaltene, korrigierte Winkelverteilung kann nun die theoretische Form

$$W(\theta_{\gamma}) = 1 - Q_2 P_2(\theta_{\gamma}) + (\sigma_{E2}/\sigma_{E1})(1 + \frac{5}{7}Q_2 P_2(\theta_{\gamma}) - \frac{12}{7}Q_4 P_4(\theta_{\gamma})) + \frac{6}{5}(5\sigma_{E2}/\sigma_{E1})^{1/2} \cos \phi (Q_1 P_1(\theta_{\gamma}) - Q_3 P_3(\theta_{\gamma})) \quad (4.3)$$

angefittet werden, um die Parameter  $\sigma_{E2}/\sigma_{E1}$  und die Phasenverschiebung  $\phi$  zu bestimmen [9]. Beispiele solcher Fits sind in Abb. 4.11 gezeigt. In dieser Formel sind  $P_k(\theta_{\gamma})$  die Legendre-Polynome und  $Q_k$  die Abschwächungsfaktoren, die den Raumwinkel der Detektoren berücksichtigen. Sie können ebenfalls durch GEANT-Simulationen bestimmt werden und haben für den Karlsruher BaF<sub>2</sub> Detektor die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} Q_1 &= 0,948 \\ Q_2 &= 0,927 \\ Q_3 &= 0,862 \\ Q_4 &= 0,775 \end{aligned} \quad (4.4)$$

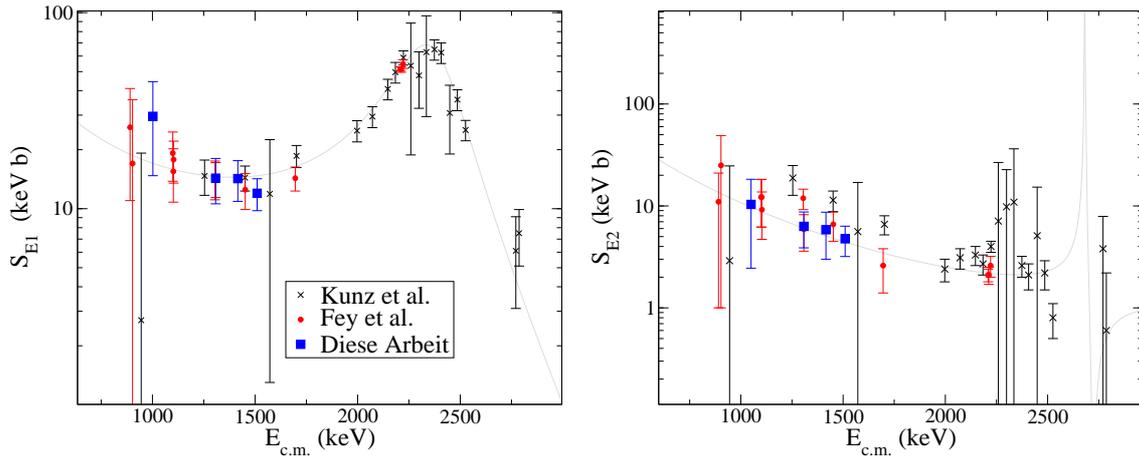
Aus dem Querschnittsverhältnis  $\sigma_{E2}/\sigma_{E1}$  und dem partiellen Querschnitt für Zerfälle mit einem Gamma-Quant lassen sich die partiellen Querschnitte  $\sigma_{E1}$  und  $\sigma_{E2}$  ermitteln. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 dargestellt.

Die Phasenverschiebung  $\phi$  ist die Differenz der Streuphasen  $\delta_1$  und  $\delta_2$  für die Dipol- bzw. Quadrupolübergänge. Da sie aus dem R-Matrix-Fit der  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$  wesentlich genauer bestimmt werden kann (siehe S. 90), wird an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen.

Die angegebenen Unsicherheiten berechnen sich wie in Abschnitt 4.6.4 beschrieben. Im Vergleich zum totalen Querschnitt kommt jedoch die Unsicherheit des Querschnittsverhältnisses  $\sigma_{E2}/\sigma_{E1}$  hinzu, welche zuvor in die Unsicherheiten für die E1- bzw. E2-Anteile umgerechnet werden muss. Diese Unsicherheit liefert einen sehr großen Beitrag, da das Querschnittsverhältnis  $\sigma_{E2}/\sigma_{E1}$  sehr empfindlich auf den Verlauf der Winkelverteilungen reagiert. Kleine Abweichungen vom theoretischen Verlauf der Winkelverteilungen schlagen sich deshalb in einer relativ hohen Unsicherheit der partiellen Wirkungsquerschnitte nieder. Die Unsicherheit wurde bestimmt, indem das Querschnittsverhältnis beim Fit der Winkelverteilung soweit variiert wurde, bis sich das  $\chi^2$  um eins änderte.

### 4.6.3 Kaskaden

Der angeregte  $^{16}\text{O}$ -Kern zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 25% über eine 2-stufige Kaskade, vorzugsweise über das 6.9 MeV  $2^+$  Niveau oder das 7.1 MeV  $1^-$  Niveau.



**Abbildung 4.12:** Gemessene S-Faktoren im Vergleich mit den besten Messungen in diesem Energiebereich [4, 6].

Die Beobachtung dieser Übergänge war bei früheren Experimenten dadurch erschwert, dass die Linie des niederenergetischen Gamma-Quants von hohem Untergrund in diesem Energiebereich dominiert wurde, so dass nur die Linien bei 6.9 MeV oder 7.1 MeV zugänglich waren. Deshalb konnten z.B. Kaskaden in der Arbeit von Redder et al. [9] nur oberhalb von  $E_{c.m.}=1,4$  MeV und von Kunz et al. [6] nur oberhalb von ca. 2 MeV berücksichtigt werden. Andere, zum Teil auch neuere Messungen [4, 8, 10] haben bislang keine Querschnitte für Kaskaden veröffentlicht.

Da der  $\text{BaF}_2$  Detektor als Kalorimeter ausgelegt ist, ergibt sich so ein neuer Ansatz zur vollständigen Erfassung der Kaskadenübergänge. Es werden grundsätzlich alle Gamma-Quanten erfasst und aufsummiert. Zieht man die Summenenergie als zusätzliche Bedingung heran und sortiert die Summenenergie der Cluster in ein Spektrum ein, so lassen sich die Linien beider Gamma-Quanten erkennen. Leider ist die Energieauflösung des  $\text{BaF}_2$  nicht gut genug, um die Zerfälle über das 6.9 MeV Niveau und über das 7.1 MeV Niveau zu trennen. Daher kann nur ein Gesamtquerschnitt für die Summe aller 2-stufigen Übergänge berechnet werden.

Dieser Querschnitt ergibt sich aus der Lösung des linearen Gleichungssystems 4.2. Die Berechnung erfolgt auf die gleiche Weise wie die Berechnung des Querschnitts für Zerfälle mit einem Gamma-Quant. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

#### 4.6.4 Unsicherheiten

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurden folgende Unsicherheiten angenommen: 5% für die Ansprechwahrscheinlichkeit einschließlich Korrektur von verlorenen Ereignissen durch den Integrationsbereich im Energiespektrum (siehe Abschnitt 4.5.4), 1% (1510 keV) bis 20% (1002 keV) für die Korrektur des Schnitts im Zeitspektrum, 3% für die Messung der akkumulierten Ladung und der Totzeit des Datenaufnahmesystems und 4%, bzw. 6% für die Flächenbelegung der dicken, bzw. dünnen Proben (siehe Abschnitt 4.5.2).

Bis auf den Messpunkt bei 1002 keV ist die statistische Unsicherheit für der Anzahl der Ereignisse zu vernachlässigen, es wurde jedoch eine Unsicherheit von 4-5% aufgrund der Skalierung des Untergrundes und bis zu 50% wegen der Bestimmung der Multiplizität

**Tabelle 4.4:** Übersicht über die Zusammensetzung der Unsicherheiten der Messpunkte. Alle Werte in %.

$E_{c.m.}$ (keV)	Typ	Ereignisse	Proben- dicke	Akk. Ladung	Effizienz	TOF- Schnitt	Winkel- verteilung
1002	E1	40					22
	E2		4	3	5	20	61
	kask	50					-
	tot	30					-
1308	E1	20					14
	E2		5	3	5	5	32
	kask	30					-
	tot	5					-
1416	E1	10					19
	E2		6	3	5	5	47
	kask	20					-
	tot	4					-
1510	E1	12					12
	E2		5	3	5	1	30
	kask	20					-
	tot	4					-

angenommen. Die beiden zuletzt genannten Werte wurden abgeschätzt und stellen mit Sicherheit eine konservative Grenze dar.

Die verwendeten Unsicherheiten sind für alle Messpunkte in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Die in den Tabellen 4.1 und 4.3 angegebenen Unsicherheiten sind die quadratische Summe der einzelnen Unsicherheiten.



# Kapitel 5

## Mögliche Verbesserungen des Experiments

### 5.1 Allgemeines

Trotz der relativ kurzen Zeit von nur vier Monaten, in der der Detektor für die Messung zur Verfügung stand, zeigte sich deutlich, an welchen Stellen der experimentelle Aufbau verbessert werden kann. Größere Optimierungen während des Experiments waren aus Zeitgründen leider nicht möglich (siehe dazu auch S. 60).

Für zukünftige Messungen ist geplant, ein weiteres Haltegestell für die  $4\pi$  BaF<sub>2</sub>-Anordnung am 0°-Strahlrohr dauerhaft zu installieren. Während der bereits vorhandene Aufbau für Experimente mit Neutronen optimiert wurde, wird dieser neue Aufbau speziell für Messungen mit geladenen Teilchen konzipiert. Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse sollen in die Konstruktion des zukünftigen Aufbaus einfließen. Im Folgenden wird ein optimierter experimenteller Aufbau einschließlich Strahlführung, Vakuumtechnik und Proben beschrieben.

### 5.2 Detektor

Für die Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts wurden die Detektormodule des existierenden BaF<sub>2</sub> Detektors in ein neues Haltegestell eingebaut, das für Neutronen-Experimente am CERN entworfen wurde. Es besteht aus leichten Aluminiumprofilen (alte Version: stabile Edelstahlrohre) um Neutroneneinfänge in der Nähe des BaF<sub>2</sub>-Szintillators zu reduzieren. Die Außenmaße wurden deutlich verringert, so dass der Detektor einfacher mit einer aktiven Abschirmung umgeben werden kann.

Beim Aufbau des neuen Gestells zeigte sich jedoch, dass die Verbindungselemente zwischen Haltegestell und der Wabenkugel, die die Detektormodule aufnimmt, unterdimensioniert waren. Erst durch das Anbringen von zusätzlichen Streben konnte eine ausreichende Stabilität gewährleistet werden. Dennoch verdrehte sich die Wabenkugel nach der Montage der Detektormodule mit einem Gesamtgewicht von ca. 500 kg um knapp 2 mm, so dass die beiden Halbkugeln nicht mehr vollständig geschlossen werden konnten. Eine Möglichkeit

zur Feinjustage zum Ausgleich des entstehenden Spalts von 2 mm am unteren Rand war nicht vorgesehen.

Für das zukünftige Gestell werden dementsprechend die folgenden Änderungen vorgeschlagen:

- Stabile Aluminiumprofile mit einem Querschnitt von  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  ersetzen die bisherigen Streben zwischen Haltegestell und Wabenkugel aus Aluminiumrohren von 30 mm Durchmesser. Die sogenannten T-Klemmelemente, mit denen die Streben am Haltegestell bzw. an der Wabenkugel befestigt waren, bieten nur jeweils einen Freiheitsgrad, so dass drei Klemmelemente benötigt werden, um die Strebe um alle drei Achsen zu drehen. Durch die Verwendung eines einzigen Gelenks, welches die Rotation um alle drei Raumrichtungen zulässt, kann die Stabilität an dieser Stelle weiter erhöht werden.
- Die Befestigung der Strebe an der Wabenkugel wird mit Hilfe einer Gewindestange vorgenommen, so dass hier die Möglichkeit einer Feinjustage besteht.
- Für die Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts wurde die Wabenkugel außermittig in das Haltegestell eingebaut, um eine minimale Distanz zu den Quadrupolmagneten zu erzielen. Dies zeigt, dass die Außenmaße des Haltegestells nochmals reduziert werden können. Das zukünftige Haltegestell wird dementsprechend nochmals um 20 cm schmaler sein.
- Für den  $1,9 \times 1,9 \text{ m}^2$  großen Plastik-Szintillator, welcher als aktive Abschirmung über dem Detektor aufgehängt war, wird es auf der Seite der beweglichen Halbkugel zwei Stützen geben, so dass er fest auf dem Haltegestell montiert werden kann.

Darüberhinaus hat sich gezeigt, dass in den Spektren der rückwärtigen Detektormodule, d.h. der Detektormodule in der Nähe des Strahleintritts, signifikant mehr Untergrund enthalten ist. Dieser wird von schlecht fokussierten Alpha-Teilchen verursacht, die auf das Strahlrohr treffen und dort Gamma-Quanten oder über  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Neutronen erzeugen. Obwohl dieser Untergrund durch eine Optimierung der Strahlführung sicherlich reduziert wird, können zwei weitere Maßnahmen getroffen werden:

- Die rückwärtigen Detektoren können in Richtung Strahlrohr mit boriiertem Paraffin und Blei abgeschirmt werden.
- Eventuell kann am Strahleintritt ein durchbohrter  $\text{BaF}_2$ -Kristall eingesetzt werden. Dieser Kristall wird bei Experimenten mit Neutronen als Strahlaustritt verwendet. Am Strahleintritt könnte dieser Kristall als aktive Abschirmung dienen, oder, falls der Untergrund anderweitig reduziert wird, auch als regulärer Detektor.

### 5.2.1 Kühlung des Detektors

Eine weitere Möglichkeit, die Sensitivität des Experiments zu erhöhen, besteht in der Verbesserung der Energieauflösung des Detektors. Dies ist prinzipiell durch die Kühlung des Szintillatormaterials möglich. Durch die Abkühlung von 293 K auf 243 K reduziert sich die

Energieauflösung für 6,13 MeV Gamma-Quanten um ca. 14 % [40]. Bei 273 K beträgt der Gewinn noch 6,5 %.

Um eine Kühlung zu realisieren, müsste der Detektor zunächst vollständig mit Wärmedämmung umgeben werden. Die Wärmemenge, die durch das Kühlsystem abtransportiert werden muss, setzt sich aus der durch das Isolationsmaterial eingetragenen Wärme und der Abwärme der Photomultiplier bzw. Spannungsteiler zusammen:

$$P = P_{Iso} + P_{Spt} \quad (5.1)$$

Die Abwärme, die durch den Ionen-Strahl auf dem Target erzeugt wird, muss weiterhin durch ein externes Kühlaggregat abgeführt werden. Wasser kann als Kühlmittel jedoch nur dann eingesetzt werden, wenn der Detektor nicht unter 0° C abgekühlt wird.

Ein Detektormodul verbraucht eine Leistung von ca. 6 W, was sich für den vollständigen Detektor auf ca.  $P_{Spt}=250$  W summiert.

Der Wärmeeintrag durch die Wärmedämmung hängt von der Dicke, der Größe der Oberfläche und der Art des Dämmmaterials ab. Gängige Dämmstoffe (z.B. Glaswolle) haben eine Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda=0,04$  W/(m·K). Daraus errechnet sich der dickenabhängige Wärmedurchgangskoeffizient (U-Wert):

$$U = \frac{\lambda}{d} \quad (5.2)$$

Bei einer Dämmstärke von 10 cm ( $d=0,1$  m) erhält man einen Wärmeverlust von 0,4 W/(m<sup>2</sup>K). Unter der Annahme, dass der Detektor in eine Kammer der Größe  $L \times B \times H=3 \times 1,6 \times 2$  m<sup>3</sup> passt, ergibt sich eine Oberfläche von 28 m<sup>2</sup> und daraus ein Wärmeeintrag von ca. 11 W/K. Bei einer Kühlung auf 273 K summiert sich dies auf  $P_{Iso}=220$  W und bei 243 K auf  $P_{Iso}=550$  W. Insgesamt müssten dem Detektor bei 243 K also 800 W entzogen werden, um die Temperatur zu halten. Diese Werte liegen noch in einem akzeptablen Bereich.

Ein Problem, das bei der Wärmedämmung grundsätzlich auftaucht, ist die Kondensation von Luftfeuchtigkeit an kalten Flächen. Bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50% und einer Temperatur von 293 K liegt der Taupunkt bei 9,3° C. Dies hat mehrere Konsequenzen:

- Die Außentemperatur der wärmegeämmten Wand sollte über 9,3° C liegen, damit sich dort keine Feuchtigkeit niederschlägt. Dies sollte bei einer Dämmstärke von 10 cm gegeben sein.
- Raumluft, die durch verbleibende Öffnungen (z.B. Eingangstür) in den gekühlten Raum eintritt, wird dort kondensieren und evtl. Eis bilden. Dies hängt von der Art der Kühlung ab: Werden die Wände mit Kühlschlangen belegt ('Prinzip Kühlschranks'), so sind die Wände die kältesten Stellen in der Detektorkammer und werden eine rasche Vereisung bewirken. Besser wäre es, kalte Luft in die Kammer zu blasen. Wird in der Kammer ein minimaler Überdruck gehalten, z.B. in dem die Zuluftöffnungen größer sind als die Abluftöffnungen, so wird weniger feuchte Außenluft in die Detektorkammer gelangen, die Luftfeuchtigkeit wird in der Kammer niedriger sein und die Vereisung der Außenwände ausbleiben.

Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass die wärmeproduzierenden Spannungsteiler der Photomultiplier die BaF<sub>2</sub>-Kristalle umschließen. Die BaF<sub>2</sub>-Temperatur wird also höher sein als die Raumtemperatur in der Detektorkammer. Dies könnte umgangen werden, indem die Kaltluft in das Zentrum des Detektors eingeblasen wird. Auf diese Weise könnte eine Vereisung des Detektors weitgehend verhindert werden.

Zu diesem Punkt sind weiterführende Überlegungen notwendig, da der Aufwand für eine Verbesserung der Energieauflösung um 14 % zunächst recht groß erscheint.

### 5.3 Probenwechsler

Ein weiterer Ansatzpunkt für Verbesserungen ist der Probenwechsler im Zentrum des Detektors um die Streuung von Gamma-Quanten aus der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion zu verringern und somit die Analyse der Winkelverteilungen zu verbessern. Ein weiterer Aspekt in diesem Zusammenhang ist die Verringerung der Wahrscheinlichkeit für den prompten Einfang von Neutronen aus der  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion.

Materialeinsparungen beim künftigen Design des Probenwechslers sind jedoch kritisch, da die meisten Teile dem Vakuum standhalten müssen. Eine Finite-Elemente-Berechnung, bei der ein 3D-Modell im Computer simuliert wird, könnte darüber Aufschluss geben.

Eine andere Möglichkeit wäre der Verzicht auf den Probenwechsler. Da die Messung einer Leerprobe dann nicht mehr möglich ist, müsste zuvor sichergestellt werden, dass sich keine unbekanntes Untergrundkomponenten in den Spektren finden. Eine Testmessung bei  $E_{c.m.}=1300$  keV ergab, dass diese Möglichkeit mit dem in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Aufbau nicht geeignet ist. Daher sollte diese Option erst dann berücksichtigt werden, wenn die anderen hier genannten Maßnahmen zu einer deutlichen Reduktion des Untergrundes geführt haben.

### 5.4 Strahlführung und Vakuum

Eine wesentliche Untergrundquelle bei der Messung von extrem kleinen Wirkungsquerschnitten ist die  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Kohlenstoff schlägt sich bevorzugt an allen Stellen nieder, die vom Ionenstrahl getroffen werden. Um diesen Untergrund zu reduzieren, müssen Verluste der Strahlintensität vor der Probe minimiert werden. Während der Kohlenstoffniederschlag auf der Probe selbst durch Messungen mit gepulstem Strahl weitgehend diskriminiert werden kann, werden Neutronen, die vor der Probe entstehen, zu einem späteren Zeitpunkt eingefangen. Der Untergrund dieser Ereignisse kann die prompten Ereignisse am Ort der Probe überlagern.

Durch Verbesserung des Vakuums und den Einsatz von möglichst effizienten Kühlfallen muss dafür gesorgt werden, dass der Kohlenstoffniederschlag insgesamt verringert wird.

#### 5.4.1 Strahlführung

Um Verluste der Strahlintensität zu vermeiden, muss verhindert werden, dass der Strahldurchmesser größer wird, als der lichte Innendurchmesser des Strahlrohrs unter Berücksich-

tigung aller sich im Strahlrohr befindenden Komponenten. Bei Messungen mit Gleichstrom ist dies kein Problem, durch das Bunchen im gepulsten Modus wird der Strahl jedoch horizontal stark aufgeweitet (siehe Abschnitt 4.4 und Abb. 5.1) und muss mittels mehrerer Quadrupolmagnete wieder auf die Probe fokussiert werden. Dies wird am besten bei einem Abstand von 60 cm nach dem letzten Quadrupol erreicht. Wegen der Größe des BaF<sub>2</sub> Detektors ergibt sich ein Mindestabstand von 100 cm. Gegenüber der in dieser Arbeit verwendeten Geometrie kann mit der optimierten Anordnung von Abb. 5.1 noch eine deutliche Verbesserung erreicht werden.

Der Verzicht auf das zweite Quadrupol-Paar zwischen Schaltmagnet und Detektor ist jedoch auch dann nicht möglich, wenn das Haltegestell so dicht wie möglich an den Schaltmagneten geschoben wird.

Die Kühlfalle und die Pickup-Elektrode zur Erzeugung des Nullsignals sind zwei Elemente, die sich innerhalb des Strahlrohrs befinden und nicht vom Strahl getroffen werden dürfen. Die Pickup-Elektrode wurde bisher direkt nach den Quadrupolmagneten montiert, da der Einbau an einer anderen Stelle zunächst zu aufwändig schien. Mit einem Innendurchmesser von ca. 30 mm erschwert die Pickup-Elektrode die Strahlfokussierung jedoch erheblich. Deshalb sollte sie unbedingt, wie in Abb. 5.1 skizziert, im Fokuspunkt zwischen Bunchingmagnet und Schaltmagnet eingebaut werden.

Eine weitere Modifikation muss an den letzten 90 cm des Strahlrohrs, und damit auch an der Kühlfalle, vorgenommen werden: Idealerweise sollte sich das Strahlrohr vom letzten Quadrupolmagnet (Durchmesser 4") bis zur Probe (ca. 4 cm) kontinuierlich verjüngen. Dazu ist neben einer neuen Kühlfalle auch ein spezielles Strahlrohr notwendig.

Außerdem müssen alle Bauteile, die vom Strahl getroffen werden könnten, wie z.B. Blenden, mit einem sehr reinen Material (Gold) überzogen werden. Diese Teile sollten leicht austauschbar sein, sobald sich eine signifikante Menge Kohlenstoff aufgebaut hat.

Ein weiteres Problem war die Sekundärelektronenunterdrückung. Sie besteht aus einem vergoldeten Kupferring, der zwischen Blende und Probe montiert wird, siehe Abb. 4.4. Durch das Anlegen einer Gleichspannung von -250 V zwingt sie Sekundärelektronen, die durch den Ionenstrahl aus der Probe herausgeschlagen werden, zurück auf die Probenoberfläche und gewährleistet so eine exakte Messung des Teilchenstroms.

Dieser Kupferring war leitend mit der Kühlfalle verbunden, was den Vorteil hat, dass die Kühlfalle praktisch bis zur der Probe verlängert wird. Der Nachteil besteht darin, dass die Kühlfalle somit auch auf negativem Potential liegt. Trifft ein Bruchteil des Ionenstrahls nun in der Nähe der Probe auf die Kühlfalle, werden die dort herausgeschlagenen Sekundärelektronen durch das elektrische Feld fast vollständig auf die Blende gelenkt. Der resultierende (negative) Blendenstrom ist um ein vielfaches höher, als der auf der Kühlfalle verlorene Teilchenstrom. Eine zuverlässige Messung des Blendenstroms als Einstellhilfe für den Beschleuniger war daher nicht möglich.

Nach einer Optimierung der Strahlführung sollte der Blendenstrom jedoch nicht mehr relevant sein. Andernfalls wäre es sinnvoll, wenn der elektrische Anschluss der Kühlfalle ferngesteuert zwischen dem Netzgerät für die Sekundärelektronenunterdrückung und dem Blendenstromanschluss umgeschaltet werden könnte. So würde sich auch der Teilchenstrom messen lassen, der auf die Kühlfalle trifft.

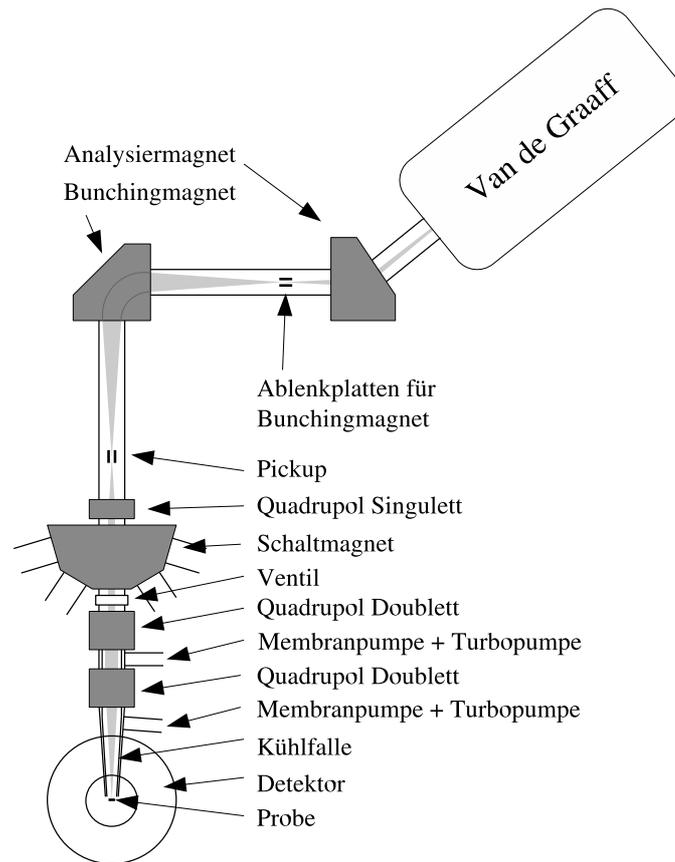


Abbildung 5.1: Strahlführung vom Van de Graaff Beschleuniger bis zur Probe.

## 5.4.2 Vakuum

Das Vakuum kann hauptsächlich durch zwei Maßnahmen verbessert werden: Durch den Verzicht auf O-Ringe und vor allem indem auch im vorderen Teil des Strahlrohrs, d.h. zwischen Beschleuniger und Schaltmagnet, auf ein besseres Vakuum Wert gelegt wird. Während des Experiments hat sich gezeigt, dass sich das Vakuum an der Probe deutlich verbessert, wenn das Ventil am Schaltmagnet geschlossen wird (siehe Abb. 5.1).

Alternativ könnte versucht werden, den Bereich mit schlechtem Vakuum durch differentiell Pumpen und weitere Kühlfallen von dem Bereich vor der Probe zu trennen. Eine Verbesserung des Vakuums im vorderen Teil durch den konsequenten Einsatz von ölfreien Pumpen ist dem jedoch vorzuziehen. Dazu eignet sich die Kombination einer ölfreien Membran- und Turbopumpe wie sie bereits nach dem Schaltmagneten zum Einsatz kommt.

Als nächster Schritt muss der Teil des Strahlrohrs zwischen Schaltmagnet und Probe vollständig neu aufgebaut werden, da der Verzicht auf O-Ringe den Einsatz spezieller Strahlrohre mit CF-Flanschen mit Kupferdichtungen erfordert. Auch am und im Gehäuse des Probenwechslers sollte auf O-Ringe verzichtet werden. Dies betrifft z.B. die Dichtringe für die Wasserkühlung der Proben.

**Tabelle 5.1:** Einfluss der genannten Maßnahmen auf die Sensitivität des Experiments. Die angegebenen Werte sind Multiplikatoren, die jeweils auf  $Z$ ,  $U_S$ , bzw.  $U_K$  angewendet werden müssen.

Maßnahme	$Z$	$U_S$	$U_K$
Vollständige aktive Abschirmung	-	-	0,70
Kugel vollständig geschlossen	1,005	-	-
Abschirmung rückwärtiger Detektoren	-	0,95	-
Durchbohrter Detektor in Strahleintritt	1,010	-	-
Kühlung des Detektors	-	0,86	0,86
Ideale Strahlführung	-	0,50	-
Besseres Vakuum	-	0,50	-
Niedrigere Energie	-	0,80	-
Insgesamt	1,015	0,16	0,60

## 5.5 Proben

Die im Isotopenseparator SIDONIE hergestellten Proben zeichneten sich durch ihre Beständigkeit im Alpha-Strahl und die Abreicherung von  $^{13}\text{C}$  aus. Ein Unterschied der verwendeten Probenträger ('normales' Kupfer mit einem reinen,  $5\ \mu\text{m}$  dicken Goldüberzug bzw. reines, zu 99,9999% angereichertes Kupfer ohne Goldüberzug) konnte nicht festgestellt werden.

Daher muss angenommen werden, dass die Proben selbst eine Verunreinigung enthielten, die die Messungen bei niedrigen Energien erschwerten. Um welches Element es sich dabei handelt, konnte leider nicht festgestellt werden.

Die Dicke der Proben betrug ca.  $35\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  für die dünnen und  $120\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  für die dicken Proben. Bei der Probenherstellung muss berücksichtigt werden, dass bei den dünnen Proben die Dicke der Grenzschicht auf der Probenrückseite einen signifikanten Beitrag zur Gesamtdicke liefert. Dies erklärt allerdings nicht vollständig, weshalb die Proben der ersten Lieferung anstatt der gewünschten  $80\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  nur  $35\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{12}\text{C}$  enthielten.

Für die Messung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts lieferten die dünnen Proben leider eine sehr geringe Zählrate. Für die Messungen bei den niedrigsten Energien waren dagegen die Proben mit  $120\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  gut geeignet. Für eine Wiederholung des Experiments wären  $80\text{-}100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  wünschenswert.

## 5.6 Konsequenzen

In Tabelle 5.1 sind die Auswirkungen der genannten Maßnahmen auf die  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Zählrate ( $Z$ ), den strahl-induzierten ( $U_S$ ) und den kosmischen Untergrund ( $U_K$ ) angegeben. Auch bei der niedrigsten Energie dieser Messung ( $E_{c.m.}=1,0\ \text{MeV}$ ) wurden die Unsicherheiten nicht von der absoluten Anzahl nachgewiesener  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Ereignisse bestimmt, sondern durch die Unsicherheit beim Abzug des Untergrundes. Die Reduktion des Untergrundes ist einer möglichen Erhöhung der Zählrate also vorzuziehen.

Durch die genannten Maßnahmen könnte der strahl-induzierte Untergrund auf 16% und der kosmische Untergrund auf 60% reduziert werden. Da der Beitrag der kosmischen

Strahlung zur Untergrundzählrate nur ca. 20% betrug, kann der Untergrund dementsprechend um einen Faktor vier reduziert werden. Eine mögliche Steigerung der Zählrate fällt dagegen nicht ins Gewicht. Damit wären Messungen mit ähnlich großen Fehlern wie bei  $E_{c.m.}=1,0$  MeV auch noch bei  $E_{c.m.}=0,75$  MeV möglich, mit 140 keV deutlich unterhalb des Messpunktes mit der derzeit niedrigsten Energie [4].

Dies verdeutlicht das Potential, das in der jetzigen Messtechnik enthalten ist, vor allem wenn man den statistischen Fehler durch entsprechend längere Messzeiten so weit reduziert, dass ein Gesamtfehler von  $\lesssim 40\%$  für den tiefsten Messpunkt erreicht werden kann.

# Kapitel 6

## R-Matrix Theorie

### 6.1 Allgemeines

Das Gamow-Fenster (siehe S. 20) der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion liegt bei 300 keV, einer Energie, bei der eine direkte Messung des Querschnitts im sub-pb-Bereich mittelfristig nicht möglich sein wird. Deshalb muss der bei höheren Energien gemessene Querschnitt zu kleineren Energien extrapoliert werden. Dazu ist eine möglichst exakte Beschreibung der experimentellen Daten auf der Basis kernphysikalischer Gesetze notwendig.

Für die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen hat sich die R-Matrix Theorie etabliert, die 1958 von A. Lane und R. Thomas erstmals umfassend publiziert wurde [23].

In der R-Matrix Theorie wird ein Zwei-Teilchen-System mit Hilfe von Wellenfunktionen im inneren und äußeren Bereich beschrieben. Im äußeren Bereich ist der Abstand der beiden Teilchen so groß ( $r > a$ ), dass nur die langreichweitige Coulombkraft zum Tragen kommt. In diesem Fall kann die Schrödinger-Gleichung gelöst werden, so dass die äußeren Wellenfunktionen bekannt sind. Die Wellenfunktionen des inneren Bereichs ( $r < a$ ), in dem die kurzreichweitige starke Wechselwirkung dominiert, können in der Regel nicht mit der Schrödinger-Gleichung berechnet werden. Diese Wellenfunktionen werden daher durch einen Satz von Zuständen mit bestimmten Drehmomenten  $J$  beschrieben, die eine willkürliche Randbedingung erfüllen müssen. Jedem inneren Zustand  $\lambda$  wird ein Energieeigenwert  $E_\lambda$  zugeordnet, der mit einer beobachteten Resonanzenergie  $E_r$  verbunden ist. Außerdem wird jedem Zustand für jeden Reaktionskanal  $c$ , über den er zerfallen kann, eine reduzierte Breite  $\gamma_{\lambda c}$  zugeordnet, die den partiellen Breiten dieses Zustands entsprechen.

Durch die stetige Anpassung der äußeren und inneren Wellenfunktionen auf dem Rand kann eine Streufunktion berechnet werden, aus der sich der Wirkungsquerschnitt ableiten lässt. Durch Variation der Parameter  $\gamma_{\lambda c}$  und  $E_\lambda$  kann der aus der Streufunktion abgeleitete Wirkungsquerschnitt an die gemessenen Werte angepasst werden.

In diesem Kapitel wird dieses Verfahren detailliert vorgestellt. Dabei werden folgende Indices verwendet: Die Reaktionspartner werden durch  $\alpha$  abgekürzt, mit  $\lambda$  werden die inneren Zustände bzw. Resonanzen numeriert und  $l$  ist der Bahndrehimpuls.

Weitere Variablen, die Verwendung finden, sind der Kanalspin  $s = I_1 + I_2$ , der sich aus den intrinsischen Spins der beiden Teilchen zusammensetzt, sowie Spin und Parität des

Zustandes des Zwischenkerns, die mit  $J^\pi$  bezeichnet werden. Der Wert von  $J^\pi$  muss aus dem Kanalspin  $s$  und dem Bahndrehimpuls  $l$  zusammengesetzt werden können und bestimmt welche Zustände des Zwischenkerns besetzt werden können. Die Parität des Zwischenkerns ist das Produkt der Parität des einlaufenden Teilchens und der Parität der  $l$ -ten Partialwelle  $(-1)^l$ .

## 6.2 Wellenfunktionen im äußeren Bereich

Die Wellenfunktion im äußeren Bereich lassen sich aus der Schrödinger-Gleichung

$$H \cdot \Psi = E \cdot \Psi \quad (6.1)$$

mit dem Hamilton-Operator

$$H = H_0 + H_{coul} + H_{\alpha 1} + H_{\alpha 2} \quad (6.2)$$

herleiten.

Dabei ist  $H_0$  der Operator der kinetischen Energie, der die Schwerpunktsbewegung des Systems beschreibt:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 \quad (6.3)$$

Die Relativbewegung der beiden Teilchen im Coulomb-Potential  $V_{coul}$  wird mit Hilfe der reduzierten Masse  $m$  und dem Abstand  $r_\alpha$  der Teilchen beschrieben:

$$H_{coul} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{r_\alpha}^2 + V_{coul}(r_\alpha) \quad (6.4)$$

Die beiden letzten Terme berücksichtigen die interne Anregung der beiden Reaktionspartner:

$$H_{\alpha_i} = T_{int,\alpha_i} + V_{int,\alpha_i} \quad (6.5)$$

Die Lösung der Hamilton-Gleichung 6.1 ist eine Wellenfunktion, die aus dem Produkt der Lösungen zu den einzelnen Hamilton Operatoren 6.2 besteht:

$$\Psi = \psi(R) \cdot \chi(r_\alpha) \cdot \Psi_{\alpha_1}(q_{\alpha_1}) \cdot \Psi_{\alpha_2}(q_{\alpha_2}) \quad (6.6)$$

Die beiden Wellenfunktionen für die interne Anregung der beiden Reaktionspartner können mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten ausgedrückt werden:

$$\Psi_{\alpha s \nu} = \sum_{i_1+i_2=\nu} (I_1 I_2 i_1 i_2 | s \nu) \Psi_{\alpha_1 I_1 i_1} \Psi_{\alpha_2 I_2 i_2} \quad (6.7)$$

Die Lösung der Hamilton-Gleichung für die Relativbewegung der beiden Teilchen hat die folgende Form:

$$\chi \propto \frac{u_{\alpha s l}(r_\alpha)}{r_\alpha} i^l Y_m^l(\theta) \quad (6.8)$$

Dabei sind  $Y_m^l(\theta)$  die Kugelflächenfunktionen aus der winkelabhängigen Gleichung und  $u_{\alpha sl}$  die Lösung der radialen Schrödingergleichung

$$\left[ \frac{d^2}{dr_\alpha^2} - \frac{l(l+1)}{r_\alpha^2} - \frac{2M_\alpha}{\hbar^2}(V_{\alpha sl} - E_\alpha) \right] u_{\alpha sl}(r_\alpha) = 0 \quad (6.9)$$

mit dem Coulomb-Potential

$$V_{\alpha sl} = \frac{Z_{\alpha 1} Z_{\alpha 2} e^2}{r_\alpha}. \quad (6.10)$$

Für positive Energien erhält man zwei linear unabhängige Lösungen

$$I_{\alpha l}^+ = (G_{\alpha l} - iF_{\alpha l}) \exp(i\omega_{\alpha l}) \quad (6.11)$$

$$O_{\alpha l}^+ = (G_{\alpha l} + iF_{\alpha l}) \exp(-i\omega_{\alpha l}), \quad (6.12)$$

die als eine einlaufende  $I_{\alpha l}^+$  und eine auslaufende Welle  $O_{\alpha l}^+$  interpretiert werden können. Der obere Index  $+$  markiert Wellenfunktionen für positive Energien. In dieser Darstellung bezeichnen  $F_{\alpha l}$  und  $G_{\alpha l}$  die regulären und irregulären Coulomb-Wellenfunktionen und

$$\begin{aligned} \omega_l &= \sum_{i=1}^l \arctan\left(\frac{\eta}{i}\right) \\ \omega_0 &= 0 \end{aligned} \quad (6.13)$$

die Phasenverschiebung, die durch die Streuung am Coulomb-Potential verursacht wird.

Die vollständigen Wellenfunktionen für das äußere Gebiet lauten damit

$$I_{\alpha slm} = i^l Y_m^l \frac{I_{\alpha l}^+}{\sqrt{v_\alpha r_\alpha}} \Psi_{\alpha s\nu} \quad (6.14)$$

$$O_{\alpha slm} = i^l Y_m^l \frac{O_{\alpha l}^+}{\sqrt{v_\alpha r_\alpha}} \Psi_{\alpha s\nu} \quad (6.15)$$

wobei  $v_\alpha$  die relative Geschwindigkeit der beiden Reaktionpartner ist.

Weitere wichtige Variablen sind die logarithmische Ableitung

$$L_c = (\rho_c O_c' / O_c)_{a_c} = S_c + iP_c \quad (6.16)$$

mit

$$\rho_c = k_c a_c \quad (6.17)$$

und die Shift- und Penetrabilitätsfunktionen  $S_c$  und  $P_c$

$$S_c^+ = \left[ \rho_c (F_c F_c' + G_c G_c') / (F_c^2 + G_c^2) \right]_{r_c=a_c} \quad (6.18)$$

$$S_c^- = (\rho_c W_c' / W_c)_{r_c=a_c} \quad (6.19)$$

$$P_c^+ = \left[ \rho_c / (F_c^2 + G_c^2) \right]_{r_c=a_c} \quad (6.20)$$

$$P_c^- = 0. \quad (6.21)$$

Beide haben eine recht intuitive Bedeutung:  $P_c$  ist die Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Coulomb-Barriere und  $S_c$  ist die Verschiebung der Streuenergie relativ zur Energie des Zustands des Zwischenkerns, die durch das Coulombfeld verursacht wird.  $W_c$  ist die exponentiell abfallende Whittaker Funktion.

### 6.3 Wellenfunktionen im inneren Bereich

Der innere Bereich kann durch einen Satz von Wellenfunktionen  $\Psi_{JM}$  des Zwischenkerns beschrieben werden, die Eigenfunktionen bestimmter Drehimpulse  $J$  und deren Komponenten  $M$  sind. Sie erfüllen die Schrödinger-Gleichung

$$H\Psi_{JM} = E\Psi_{JM} \quad (6.22)$$

und können im inneren Bereich nach dem vollständigen Satz von Wellenfunktionen  $X_{\lambda JM}$  entwickelt werden, die Eigenfunktionen zu reellen Energieeigenwerten  $E_{\lambda J}$  sind:

$$\Psi_{JM} = \sum_{\lambda} A_{\lambda J} X_{\lambda JM} \quad (6.23)$$

Um das System vollständig zu beschreiben, müssen die inneren und die äußeren Wellenfunktionen am Rand stetig angepasst werden. In anderen Worten: Aus der Summe aller möglichen Wellenfunktionen müssen diejenigen herausgefiltert werden, die am Rand stetig (differenzierbar) ineinander übergehen. Dazu wird gefordert, dass die logarithmische Ableitung der äußeren und inneren Wellenfunktionen auf dem Rand einen konstanten Wert hat:

$$\frac{V_c}{D_c} = B_c = \text{const}, \quad (6.24)$$

Die Bezeichnung logarithmische Ableitung ist gerechtfertigt weil

$$V_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2M_c a_c}} u_c(a_c), \quad (6.25)$$

den Wert der Wellenfunktion auf dem Rand enthält und

$$D_c = \sqrt{\frac{a_c \hbar^2}{2M_c}} (du_c/dr_c)_{r_c=a_c}, \quad (6.26)$$

die Ableitung der Wellenfunktion enthält.

#### 6.3.1 Die R-Funktion

Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, für die Anpassung der Wellenfunktionen am Rand die sogenannte R-Funktion einzuführen. Die R-Funktion kann aus der Schrödinger-Gleichung für zwei unterschiedliche Energien durch Anwenden des Greenschen Theorems hergeleitet werden. Für die folgende Herleitung wurde vereinfachend angenommen, dass es sich um ein Teilchen ohne Spin handelt, das in einem Potential  $V(r)$  gestreut wird, welches für große Abstände vom Kern ( $r > a$ ) verschwindet.

$$Hu_1 = Eu_1, Hu_2 = Eu_2 \quad (6.27)$$

Multiplikation der ersten Gleichung mit  $u_2^*$  und dem komplex-konjugierten der zweiten mit  $u_1$  und anschließende Subtraktion und Integration von 0 bis  $a$  ergibt

$$(E_2 - E_1) \int_0^a u_2^* u_1 dr = \int_0^a [(Hu_2)^* u_1 - u_2^* Hu_1] dr \quad (6.28)$$

Es wird angenommen dass der Wechselwirkungsterm  $V$  selbstadjungiert ist und daher vernachlässigt werden kann. Durch Einsetzen des Hamilton-Operators  $H$  erhält man

$$(E_2 - E_1) \int_0^a u_2^* u_1 dr = \frac{\hbar^2}{2M_c} \int_0^a (u_2^* u_1'' - u_1 u_2^{*\prime\prime}) dr \quad (6.29)$$

und durch partielle Integration (Green's Theorem)

$$(E_2 - E_1) \int_0^a u_2^* u_1 dr = \frac{\hbar^2}{2M_c} (u_2^* u_1' - u_1 u_2^{*\prime}) \Big|_{r=0}^r=a \quad (6.30)$$

Die Lösung der Schrödinger-Gleichung bei einer beliebigen Energie kann nun in den inneren Bereich erweitert werden, indem  $u_E$  nach  $u_\lambda$  entwickelt wird:

$$u_E(r) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} u_{\lambda}(r), 0 \leq r \leq a \quad (6.31)$$

mit

$$A_{\lambda} = \int_0^a u_{\lambda} u_E dr \quad (6.32)$$

Durch Einsetzen von 6.32 und der Randbedingung

$$\left( \frac{du_{\lambda}/dr}{u} \right)_{r=a} = b \quad (6.33)$$

erhält man

$$A_{\lambda} = \frac{\hbar^2}{2M} \frac{u_{\lambda}(a)}{E_{\lambda} - E} \left( \frac{du_E}{dr} + b \cdot u_E \right)_a \quad (6.34)$$

Einsetzen der Koeffizienten  $A_{\lambda}$  in die Entwicklung 6.31 ergibt

$$u_E(r) = G(r, a) (u_E'(a) + b \cdot u_E(a)) \quad (6.35)$$

mit der Greenschen Funktion

$$G(r, a) = \frac{\hbar^2}{2M} \sum_{\lambda} \frac{u_{\lambda}(r) u_{\lambda}(a)}{E_{\lambda} - E}, \quad (6.36)$$

die die Wellenfunktion für alle  $r$  mit der Wellenfunktion und ihrer Ableitung auf dem Rand  $r = a$  verbindet. Die R-Funktion ist die Greensche Funktion, die die Wellenfunktion an der Stelle  $r = a$  mit ihrer Ableitung verknüpft:

$$u_E(a) = R \cdot (u_E'(a) + b \cdot u_E(a)) \quad (6.37)$$

$$R = G(a, a) \quad (6.38)$$

Der Ausdruck für die R-Funktion lässt sich weiter vereinfachen, wenn man die reduzierten Breiten  $\gamma_{\lambda}$  einführt:

$$\gamma_{\lambda}^2 = \frac{\hbar^2}{2M} [u_{\lambda}(a)]^2 \quad (6.39)$$

$$R = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{E_{\lambda} - E} \quad (6.40)$$

Für die Beschreibung dieses Systems muss also die Wellenfunktion im inneren Bereich gar nicht vollständig bekannt sein. Lediglich der Wert der logarithmischen Ableitung auf dem Rand ist wichtig, der durch die Angabe der reduzierten Breiten  $\gamma_{\lambda}$  und der zugehörigen Energien  $E_{\lambda}$  berechnet werden kann:

$$\frac{u_E'(a)}{u_E(a)} = \frac{1 - bR}{R} \quad (6.41)$$

### 6.3.2 Die Streufunktion $U$

Im äußeren Bereich kann die Wellenfunktion als Überlagerung einer einlaufenden und auslaufenden Welle dargestellt werden.

$$u_E = I - UO \quad (6.42)$$

Die Streufunktion  $U$  gibt die Amplitude der auslaufenden Welle relativ zur Amplitude der einlaufenden Welle an. Bei einem Streuexperiment enthält sie den Anteil der einlaufenden Welle, der gestreut wird. Daraus lässt sich schließlich der Wirkungsquerschnitt berechnen:

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} |1 - U|^2 \quad (6.43)$$

Die noch fehlende Relation zwischen der R- und der Streufunktion erhält man, indem man 6.42 in 6.41 einsetzt:

$$U = \frac{1 - bIR - I'}{O - bOR - O'R} = \frac{I}{O} \frac{1 - L^*R}{1 - LR} \quad (6.44)$$

Eine andere Darstellung ergibt sich, wenn man  $U$  mit Hilfe von  $A_\lambda$  ausdrückt.

### 6.3.3 Verallgemeinerung auf mehrere Reaktionskanäle

Um eine bestimmte Reaktion mit dem oben vorgestellten Mechanismus exakt zu beschreiben, müssen alle Reaktionskanäle die den Zwischenkern bilden, bzw. über die er zerfallen kann, berücksichtigt werden. Um die Bildung des Zwischenkerns über einen Kanal und den Zerfall über einen anderen Kanal zu beschreiben, muss an Stelle der Streufunktion eine Streumatrix verwendet werden. Die Berechnung der Streumatrix ist erheblich komplizierter, da auch die R-Funktion zu einer R-Matrix wird, die invertiert werden muss.

Ein Matrixelement der Streumatrix ist nun durch

$$U = \frac{\sqrt{\rho_c}}{\sqrt{\rho_{c'}}} \frac{I}{O} (1 - L^*R)(1 - LR)^{-1} \quad (6.45)$$

$$L_c = S_c - B_c + iP_c \quad (6.46)$$

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} \quad (6.47)$$

gegeben.

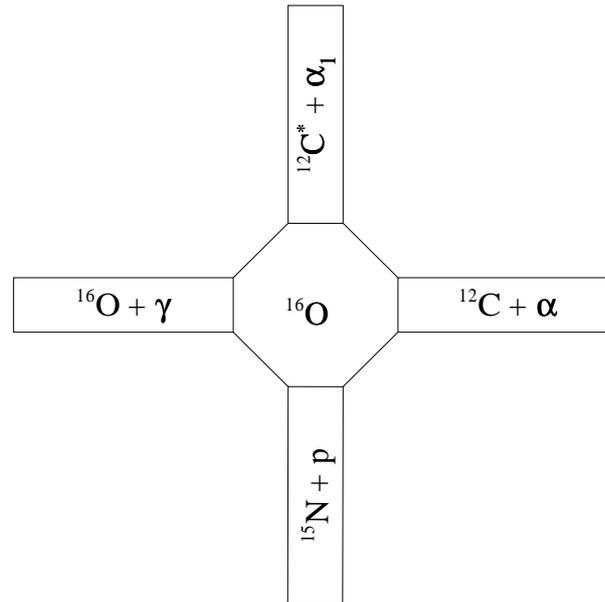
Das Problem bei der Berechnung der Streufunktion ist die Inversion der Matrix  $(1 - LR)$  wenn sehr viele Kanäle berücksichtigt werden müssen. In diesem Fall kann die Streumatrix  $U$  durch eine Zuständematrix  $A_{\lambda\mu}$  ausgedrückt werden, die anstatt der R-Matrix invertiert werden muss. Dieses Verfahren eignet sich für Fälle mit vielen Kanälen und wenigen Zuständen.

$$U_{cc'} = e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})} \left( \delta_{cc'} + 2i\sqrt{P_c} \sum_{\lambda, \mu} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c'} A_{\lambda\mu} \sqrt{P_{c'}} \right) \quad (6.48)$$

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\mu} - \sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} (S_c - B_c + iP_c) \quad (6.49)$$

$$\Omega_c = \omega_c - \phi_c \quad (6.50)$$

$$\phi_l = \arctan \left( \frac{F_l(ka)}{G_l(ka)} \right) \quad (6.51)$$



**Abbildung 6.1:** Reaktionskanäle, die den Zwischenkern  $^{16}\text{O}$  bilden bzw. über die er zerfallen kann. Bei Energien unterhalb 4965 keV sind jedoch nur die beiden Kanäle  $^{16}\text{O} + \gamma$  und  $^{12}\text{C} + \alpha$  offen.

Die Phasenverschiebung  $\Omega_c$  setzt sich aus den Phasenverschiebungen der Streuungen an einer harten Kugelschale (hard-sphere phase shift)  $\phi_l$  und dem Coulombpotential  $\omega_c$  zusammen. Phasenverschiebungen entstehen, wenn sich aufgrund einer Potentialänderung die Energie und damit die Frequenz der ein- oder auslaufenden Welle ändert. Die Phasendifferenz wird dabei relativ zu einem Referenzsystem gemessen, in dem das Teilchen keine Potentialänderung erfährt. Die Streuung an der harten Kugelschale erfolgt an der Oberfläche des Kerns, da das Coulombpotential innerhalb des Kerns verschwindet.

Für die Extrapolation des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts müssen alle möglichen Zerfalls- und Produktionskanäle des Zwischenkerns  $^{16}\text{O}$  berücksichtigt werden (siehe Abb. 6.1). Bei Energien unterhalb 4965 keV sind jedoch nur die beiden Kanäle  $^{16}\text{O} + \gamma$  und  $^{12}\text{C} + \alpha$  offen, die über die Reaktionen  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  und den beta verzögerten Alphazerfall von  $^{16}\text{N}$  zugänglich sind.

Mit dem oben hergeleiteten R-Matrix-Formalismus kann jedoch nur die  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$  Reaktion in guter Näherung behandelt werden. Für  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  und den beta-verzögerten Alphazerfall von  $^{16}\text{N}$  sind Erweiterungen nötig, die direkte Einfänge (Direct Capture = DC) und den radiativen Zerfall berücksichtigen. Der radiative Zerfall wird im R-Matrix Formalismus meist durch eine Näherung beschrieben, die Interferenzeffekte vernachlässigt. Bei der  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  Reaktion können Interferenzen zwischen den Unterschwellenresonanzen und der breiten E1-Resonanz bei  $E_{c.m.} = 2,4$  MeV jedoch nicht vernachlässigt werden; das gleiche gilt für den DC-Anteil der E2-Komponente des Wirkungsquerschnitts. Glücklicherweise besitzen  $\alpha$ -Teilchen,  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  keinen Spin und erleichtern somit die Rechnung.

## 6.4 Elastische Streuung

Für die Beschreibung von elastischer Streuung ist die Berechnung von Winkelverteilungen notwendig, d.h. es muss der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  bestimmt werden. Für ein gegebenes Teilchenpaar  $\alpha$  mit Kanalspin  $s$  erhält man [23]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\alpha,s,\alpha',s'}}{d\Omega_{\alpha'}} &= \frac{\pi}{(2s+1)k_\alpha^2} \left[ (2s+1)|C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})|^2 \delta_{\alpha',s',\alpha,s} \right. \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \sum_L B_L(\alpha',s',\alpha,s) P_L(\cos\theta_{\alpha'}) \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{J,l} (2J+1) 2\text{Re} \left[ iT_{\alpha',s',l',\alpha,s,l}^J C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \right] P_L(\cos\theta_{\alpha'}) \right] \end{aligned} \quad (6.52)$$

Diese Formel setzt sich aus dem Coulomb-Term

$$C_\alpha(\theta_\alpha) = \frac{\eta_\alpha}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp[-2i\eta_\alpha \log \sin \frac{\theta_\alpha}{2}]}{\sin^2 \frac{\theta_\alpha}{2}}, \quad (6.53)$$

einem resonanten Term ( $B_L$  bzw.  $T$ ) und einem Interferenz-Term zusammen. Ohne Resonanzen, d.h. mit  $\gamma_{\lambda c} = 0$ , erhält man die Formel für Rutherford-Streuung.

Die Koeffizienten  $B_L$  für die Winkelverteilung bestehen aus einer Summe über mehrere Indices,

$$\begin{aligned} B_L(\alpha's',\alpha s) &= \frac{(-)^{s-s'}}{4} \sum_{J_1,J_2,l_1,l_2,l'_1,l'_2} \bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) \bar{Z}(l'_1 J_1 l'_2 J_2, s'L) \\ &\quad \times (T_{\alpha's'l'_1,\alpha s l_1}^{J_1})(T_{\alpha's'l'_2,\alpha s l_2}^{J_2})^*, \end{aligned} \quad (6.54)$$

und beinhalten die  $\bar{Z}$  Koeffizienten, welche aus den Clebsch-Gordan und Racah-W-Koeffizienten bestehen:

$$\begin{aligned} \bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) &= \sqrt{2l_1+1} \sqrt{2l_2+1} \sqrt{2J_1+1} \sqrt{2J_2+1} \\ &\quad \times (l_1 l_2 00 | L0) W(l_1 J_1 l_2 J_2, sL). \end{aligned} \quad (6.55)$$

Für die Berechnung mit dem Computer ist eine etwas andere Darstellung jedoch besser geeignet [24]:

$$\begin{aligned} B_L(\alpha's';\alpha s) &= \frac{(-)^{s'-s}}{4} \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{l'=|J-s'|}^{J+s'} Z(lJlJ, sL) Z(l'Jl'J, s'L) |T_{\alpha'sl,\alpha s l'}^J|^2 \\ &\quad + \frac{(-)^{s'-s}}{2} \sum_{J_1=0}^{\infty} \sum_{l_1=|J_1-s|}^{J_1+s} \sum_{l'_1=|J_1-s'|}^{J_1+s'} \\ &\quad \left\{ \sum_{J_2=J_1+1}^{\infty} \sum_{l_2=|J_2-s|}^{J_2+s} \sum_{l'_2=|J_2-s'|}^{J_2+s'} Z(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) Z(l'_1 J_1 l'_2 J_2, s'L) \text{Re} \right. \\ &\quad + \sum_{l_2=|l_1+1|}^{J_1+s} \sum_{l'_2=|J_1-s'|}^{J_1+s'} Z(l_1 J_1 l_2 J_1, sL) Z(l'_1 J_1 l'_2 J_1, s'L) \text{Re}[J_2 = J_1] \\ &\quad \left. + \sum_{l'_2=|l'_1+1|}^{J_1+s'} Z(l_1 J_1 l_1 J_1, sL) Z(l'_1 J_1 l'_2 J_1, s'L) \text{Re}[J_2 = J_1, l_2 = l_2] \right\} \end{aligned} \quad (6.56)$$

$Re[]$  bezeichnet das Produkt

$$Re[] = (T_{\alpha' s' l'_1, \alpha s l_1}^{J_1}) \cdot (T_{\alpha' s' l'_2, \alpha s l_2}^{J_2}) \quad (6.57)$$

und  $Z$  ist mit  $\bar{Z}$  wie folgt verbunden:

$$\bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) = i^{l_1 - L_2 - L} Z(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) \quad (6.58)$$

Dabei ist der Faktor  $i^{l_1 - L_2 - L}$  entweder -1 oder +1, jedoch niemals imaginär. Zwei Regeln vereinfachen die Summation weiter:

$$\begin{aligned} l_1 + l_2 - L &= \textit{gerade} \\ l'_1 + l'_2 - L &= \textit{gerade} \end{aligned} \quad (6.59)$$

sowie:

$(l_1 + l'_1)$  und  $(l_2 + l'_2) = \begin{pmatrix} \textit{gerade} \\ \textit{ungerade} \end{pmatrix}$  wenn die Kanäle  $\alpha$  und  $\alpha'$  ( $\begin{smallmatrix} \textit{gleiche} \\ \textit{ungleiche} \end{smallmatrix}$ ) Paritäten haben.

Da  $^{12}\text{C}$  wie auch das  $\alpha$ -Teilchen keinen Spin besitzen, kann ein Zustand des Zwischenkerns nur von einem Drehimpuls gebildet werden. Daher muss der Bildungskanal gleich dem Zerfallskanal sein:  $c = c' = l$ . Außerdem ist der totale Drehimpuls gleich dem Bahndrehimpuls:  $l = J^\pi$ .

In diesem Fall reduziert sich die R-Matrix auf eine R-Funktion mit der Anzahl Zuständen  $q_l$  für den Drehimpuls  $l$ :

$$R_l = \sum_{\lambda=1}^{q_l} \frac{\gamma_{\lambda l}^2}{E_{\lambda l} - E} \quad (6.60)$$

Zu beachten ist, dass die beobachteten Resonanzenergien  $E_{res}$  nicht mit  $E_\lambda$  gleichzusetzen sind, die von der Randbedingung  $B_c$  und der reduzierten Breite  $\gamma_{\lambda c}$  abhängen [25]:

$$E_\lambda = E_{res} + \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 (S_c(E_{res}) - B_c). \quad (6.61)$$

Der Wirkungsquerschnitt lässt sich in diesem Fall durch Phasenverschiebungen ausdrücken [28, 27, 26]:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= \frac{1}{k^2} \left| \frac{-\eta}{2 \sin^2(\theta/2)} \exp(-2i\eta \ln \sin(\theta/2)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{i}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(2i\omega_l) (1 - \exp(2i\delta_l)) P_l(\cos(\theta)) \right|^2 \end{aligned} \quad (6.62)$$

$$\delta_l = -\phi_l + \arctan \left( \frac{P_l}{R_l^{-1} - S_l + B_l} \right) \quad (6.63)$$

$$\omega_l = \sum_{i=1}^l \arctan \left( \frac{\eta}{i} \right) \quad (6.64)$$

$$\omega_0 = 0 \quad (6.65)$$

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (6.66)$$

$$(6.67)$$

In diesem Ausdruck bezeichnet  $\delta_l$  die Phasenverschiebung aufgrund elastischer Streuung,  $\omega_l$  die Phasenverschiebung durch die Coulomb-Streuung,  $\eta$  den Sommerfeldparameter,  $k$  die Wellenzahl und  $P_l$  die Legendre-Polynome.

## 6.5 Der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Kanal

Die Beschreibung des Gamma-Kanals scheint mit dem R-Matrix-Formalismus zunächst unmöglich zu sein, da die Erzeugung oder Vernichtung von Teilchen nicht vorgesehen ist. Außerdem scheint sich die langreichweitige elektromagnetische Kraft nicht mit der Vorstellung eines Wechselwirkungsradius vereinen lassen. Jedoch kann das schwach an den Kern gekoppelte elektromagnetische Feld als Störung betrachtet werden [23, 32].

### 6.5.1 Der E1-Querschnitt

Der E1-Querschnitt ist durch

$$\sigma_{E1}(E) = \frac{6\pi}{k_\alpha^2} P_1 \left| \frac{\sum_{\lambda=1}^{q1} \frac{\gamma_{\lambda 1} \Gamma_{\lambda\gamma}^{1/2}}{E_{\lambda 1} - E}}{1 - (S_1 - B_1 + iP_1)R_1} \right|^2 \quad (6.68)$$

gegeben. Die formale Ausgangsbreite  $\Gamma_{\lambda\gamma}$  variiert mit der Multipolarität L

$$\Gamma_{\lambda\gamma} = 2E_\gamma^{2L+1} \gamma_{\lambda\gamma}^2 \quad (6.69)$$

und kann aus der gemessenen Gamma-Breite  $\Gamma_{1\gamma}^{obs}$  abgeleitet werden:

$$\Gamma_{1\gamma}^{obs} = \Gamma_{1\gamma} \left( 1 + \gamma_{11}^2 \left. \frac{dS_1}{dE} \right|_{E_{11}} \right)^{-1} \quad (6.70)$$

Damit lassen sich die formale Ausgangsbreiten für die Unterschwellenresonanzen aus deren gut bekannten Breiten berechnen und müssen daher während des Fits nicht variiert werden.

Bei typischen Laborenergien dominiert jedoch die  $1^-$  Resonanz bei 2.42 MeV den Querschnitt, die konstruktiv mit der Unterschwellenresonanz interferiert.

### 6.5.2 Der E2-Querschnitt

Der E2-Anteil des Querschnitts enthält neben dem resonanten Anteil auch einen Anteil aus direkten Einfängen (Direct Capture = DC):

$$\sigma_{E2}(E) = \frac{5\pi}{k^2} |U_{20}|^2 \quad (6.71)$$

$$|U_{20}|^2 = 4P_2 k_\gamma^5 \left| \frac{R_{\alpha\gamma}}{1 - (S_2 - B_2 + iP_2)R_{\alpha\alpha}} + U_{DC} \right|^2 \quad (6.72)$$

$$(6.73)$$

Hier ist  $k_\gamma = E_\gamma/\hbar c$  die Wellenzahl des Photons und

$$R_{\alpha\alpha} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda\alpha}^2}{E_\lambda - E} \quad (6.74)$$

$$R_{\alpha\gamma} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda\alpha}\gamma_{\lambda\gamma}}{E_\lambda - E} \quad (6.75)$$

sind die R-Funktionen.

Der DC-Anteil  $U_{DC}$  ist proportional zur reduzierten Alpha-Breite des  $^{16}\text{O}$ -Grundzustandes  $\theta_{\alpha f}$ :

$$U_{DC} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\Lambda}{k} F_2(a) G_2(a) \theta_{\alpha f} J'(E) \quad (6.76)$$

mit

$$\Lambda = \frac{3e}{\sqrt{50}} \frac{\sqrt{M}}{\hbar} N_f^{1/2} a^2. \quad (6.77)$$

$M$  ist die reduzierte Masse,  $e$  die Elementarladung,  $a$  der Wechselwirkungsradius,  $W_0$  ist die Whittaker-Funktion des  $^{16}\text{O}$ -Grundzustandes und  $N_f$  die Normierung der Wellenfunktion:

$$N_f^{-1} = 1 + \frac{3(\theta_{\alpha f})^2}{a} \int_a^\infty \left[ \frac{W_0(r)}{W_0(a)} \right]^2 dr. \quad (6.78)$$

Die reduzierte Breite  $\gamma_{\lambda\gamma}$  setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Einer energieunabhängigen, internen (int) Komponente und einer Kanal-Komponente (ch=channel):

$$\gamma_{\lambda\gamma} = \gamma_{\lambda\gamma}(int) + \gamma_{\lambda\gamma}(ch) \quad (6.79)$$

$$\gamma_{\lambda\gamma}(ch) = \sqrt{\frac{3}{2}} \Lambda a \theta_{\alpha f} \gamma_{\lambda\alpha} \left( J''(E) + i \frac{F_2 G_2}{F_2^2 + G_2^2} J'(E) \right) \quad (6.80)$$

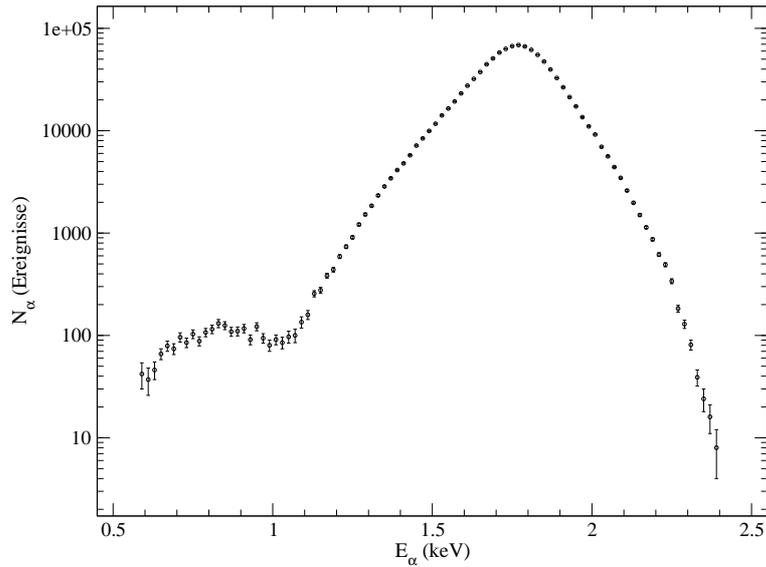
$$(6.81)$$

Die energieabhängigen Funktionen  $J'$  und  $J''$  sind wie folgt definiert:

$$J'(E) = \frac{1}{a^3} \int_a^\infty \frac{W_0(r)}{W_0(a)} \left[ \frac{F_2(r)}{F_2(a)} - \frac{G_2(r)}{G_2(a)} \right] r^2 dr \quad (6.82)$$

$$J''(E) = \frac{1}{a^3} \int_a^\infty \frac{W_0(r)}{W_0(a)} \frac{F_2(a)F_2(r) + G_2(a)G_2(r)}{F_2^2(a) + G_2^2(a)} r^2 dr \quad (6.83)$$

Da  $\gamma_{\lambda\gamma}(int)$  konstant ist und  $\gamma_{\lambda\gamma}(ch)$  nur schwach von der Energie abhängt, ist es möglich, nur einen Parameter während des Fits zu berücksichtigen [27], indem  $\gamma_{\lambda\gamma}(int) = 0$  gesetzt wird. Dabei wird  $\gamma_{\lambda\gamma}(ch)$  als freier Parameter betrachtet.



**Abbildung 6.2:** Messung des beta-verzögerten Alpha-Zerfalls von  $^{16}\text{N}$ . Dargestellt ist die Messung von Azuma et al. [33].

## 6.6 Beta-verzögerter Alpha-Zerfall von $^{16}\text{N}$

Weitere Informationen über die reduzierte Breite der  $1^-$  Unterschwellenresonanz können aus dem beta-verzögerten Alpha-Zerfall von  $^{16}\text{N}$  gewonnen werden. Zwar wird die breite Linie im p-Wellen-Alpha-Spektrum von der 9,585 MeV Resonanz erzeugt, die destruktive Interferenz mit der 7,12 MeV  $1^-$  Unterschwellenresonanz erzeugt jedoch eine weitere Linie im niederenergetischen Teil des Spektrums (siehe Abb. 6.2). Da der Zerfall von  $2^-$  Zuständen in den  $^{12}\text{C}+\alpha$  Zustand die Parität verletzen würde, werden Zustände mit  $l = 2$  nicht berücksichtigt. Außerdem kann angenommen werden, dass die verbleibenden  $1^-$  und  $3^-$  Zustände nicht interferieren.

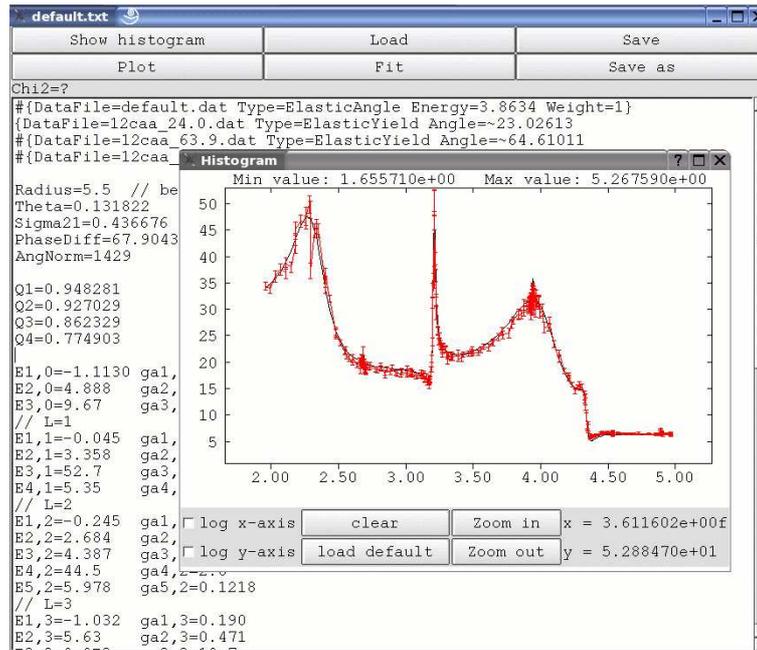
Um den beta-verzögerten Alpha-Zerfall mit dem R-Matrix Formalismus zu beschreiben, werden die sogenannten 'β-feeding amplitudes'  $A_{\lambda l}$  benötigt, die keine Energieabhängigkeit besitzen. Damit lässt sich die Anzahl der Alpha-Teilchen pro Energieintervall berechnen [33, 34]:

$$W_{\alpha}(E) = f_{\beta}(E) \sum_{l=1,3} P_l \left| \frac{\sum_{\lambda=1}^{q_l} \frac{A_{\lambda l}}{E_{\lambda l} - E}}{1 - (S_l - B_l + iP_l)R_l} \right|^2 \quad (6.84)$$

Dabei ist  $f_{\beta}(E)$  die maximal erlaubte Zerfallsrate und wird aus der Integration der Fermifunktion gewonnen [35]. Indem  $B_l = S_l(E_{1l})$  gewählt wird, kann der Ausdruck für  $A_{1l}$  vereinfacht werden:

$$A_{1l}^2 = \frac{N_{\alpha} Y_{1l}}{Y(9,59) I_{1l} f_{1l}}, \quad (6.85)$$

mit der Summe der Ereignisse im Spektrum  $N_{\alpha}$  und



**Abbildung 6.3:** Das Programm für die Durchführung der R-Matrix-Analyse. Im Hauptfenster (auf der Abbildung im Hintergrund) werden neben den R-Matrix-Parametern auch verschiedene Programmoptionen eingegeben. Die Dateien mit den experimentellen Daten werden zusammen mit dazugehörigen Parametern (z.B. Reaktionstyp) in geschweifte Klammern {} eingefasst. Das Programm minimiert die gewichtete Summe aus allen angegebenen Dateien.

$$I_{ll} = \pi \gamma_{ll}^{-2} \left( 1 + \gamma_{ll}^2 \frac{dS_l}{dE} \right)_{E_{ll}}^{-1}. \quad (6.86)$$

Da der Grundzustand von  $^{16}\text{N}$  hauptsächlich in der Konfiguration  $1p-1h$  vorliegt, können Untergrundzustände sowie die Zustände bei 9,59 MeV ( $1^-$ ) und bei 11,63 MeV ( $3^-$ ) vernachlässigt werden [36].

## 6.7 Das R-Matrix-Programm

Von den verfügbaren R-Matrix-Programmen wie z.B. Sammy [37] ist keines in der Lage, alle physikalischen Prozesse zu berechnen, die für die Analyse des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts benötigt werden. Das Problem stellt dabei vor allem der DC-Anteil des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts sowie der beta-verzögerte Alpha-Zerfall von  $^{16}\text{N}$  dar. Aus diesem Grund wurde ein neues Programm unter Linux entwickelt. Diese in C++ geschriebene Anwendung bietet eine grafische Benutzeroberfläche, auf der sämtliche notwendigen Parameter eingegeben werden können und auf der die berechneten Querschnitte, Winkelverteilungen, etc. zusammen mit den gemessenen Daten dargestellt werden (siehe Abb. 6.3).

Das Programm berechnet theoretische Wirkungsquerschnitte für alle verfügbaren experimentellen Datensätze bzw. Reaktionskanäle und ändert die eingegebenen Resonanzparameter so, dass ein gewichtetes  $\chi^2$  minimiert wird. Für den E2-Anteil des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts werden z.B. neben den  $(\alpha, \gamma)$ -Daten auch  $(\alpha, \alpha)$ -Querschnitte berechnet, da

diese ebenfalls Informationen über die Alpha-Breite des 6,197 MeV Niveaus enthalten, welche den  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt bei astrophysikalischen Energien maßgeblich beeinflusst.

Da für den  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ -Querschnitt wesentlich mehr Datenpunkte vorliegen, darf das  $\chi^2$  nicht aus der einfachen Summe über alle Datenpunkte bestehen. In diesem Fall würde die Aussagekraft der  $(\alpha, \alpha)$ -Daten überbewertet. In der Praxis üblich ist ein Verfahren [33], in dem zuerst das  $\chi^2$  für jeden Reaktionskanal getrennt berechnet wird (inklusive Division durch die Anzahl Freiheitsgrade, d.h. durch die Anzahl Meßpunkte abzüglich zu variierender Parameter). Anschließend werden alle  $\chi^2$  aufsummiert. Diese Summe gilt es nun zu minimieren. Für den E2-Anteil des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts wurde folgende Größe minimiert:

$$\chi^2 = \chi_{\gamma E2}^2 + \chi_{\alpha}^2 \quad (6.87)$$

mit

$$\chi_x^2 = \frac{1}{n-p} \sum_i^n \left[ \frac{y_i - f(x_i, p_1, p_2, \dots)}{\sigma_i} \right]^2. \quad (6.88)$$

$n$  ist die Anzahl experimenteller Datenpunkte,  $p$  die Anzahl zu variierender Parameter. Dementsprechend ist  $n-p$  die Anzahl der Freiheitsgrade. Die Division durch  $\sigma$  berücksichtigt die Unsicherheiten der experimentellen Datenpunkte.

Das Verfahren, welches für die Minimierung verantwortlich ist, ähnelt dem MINUIT Algorithmus [38]. Dadurch entfällt das aufwändige Ableiten der Wirkungsquerschnitte nach sämtlichen zu variierenden Parametern.

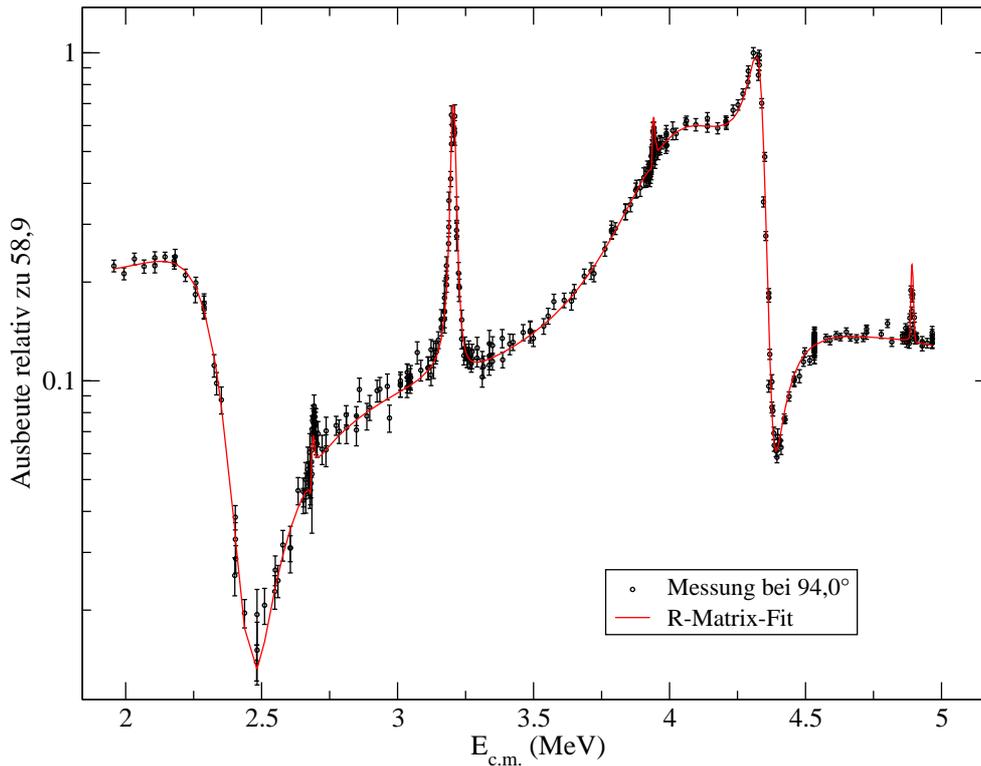
## 6.8 Durchführung der R-Matrix-Analyse

Unabhängig von dieser Arbeit wurde in den letzten Jahren an der Universität Stuttgart eine Reihe von Messungen des  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts durchgeführt [4, 6, 7, 29], deren Ergebnisse in den Abb. 6.5 und 6.6 aufgenommen wurden. Da alle Messungen im Energiebereich um 1 MeV bisher mit Germanium-Detektoren durchgeführt wurden, stellt die Bestätigung durch die mit dem  $\text{BaF}_2$  Detektor gewonnenen, vergleichsweise genauen Daten einen wichtigen Schritt zur Erstellung eines konsistenten, zuverlässigen Wirkungsquerschnitts dar, so dass auf dieser Grundlage auf ältere, diskrepante Werte verzichtet werden kann.

Eine R-Matrix-Analyse der Stuttgarter Daten wurde von Fey et al. [4] durchgeführt und von Buchmann [31] unter Einbeziehung früherer  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Daten bestätigt. Obwohl die Stuttgarter Daten mit den Ergebnisse dieser Arbeit bestätigt wurden, ist eine explizite Bestätigung der zuvor durchgeführten R-Matrix-Analysen wünschenswert. Deshalb wurde zunächst eine vollständige Analyse des E2-Anteils unter Einbeziehung aller neueren  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Messungen [4, 6, 8, 9] und der besten Streudaten [26] durchgeführt. Der daraus extrapolierte S-Faktor stimmt sehr gut mit [4, 31] überein, so dass bei der Extrapolation des E1-Querschnitts zur Vereinfachung auf die  $^{14}\text{N}$ -Daten verzichtet wurde. Im Folgenden wird die durchgeführte R-Matrix-Analyse im Detail beschrieben. Die extrapolierten S-Faktoren sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

### 6.8.1 Analyse des E2-Anteils

Der E2-Anteil des Wirkungsquerschnitts im astrophysikalisch relevanten Energiebereich wird hauptsächlich von der Unterschwellenresonanz bei  $E_{c.m.} = -0,245$  MeV bestimmt. Die



**Abbildung 6.4:** Ausbeute der  $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)^{12}\text{C}$ -Reaktion bei  $94,0^\circ$  relativ zu  $58,9^\circ$  [26]. Die durchgezogene Linie stellt den R-Matrix-Fit dar.

Alpha-Breite dieser Resonanz kann auch aus der Streuung von Alpha-Teilchen an  $^{12}\text{C}$  ermittelt werden, weshalb die Einbeziehung der Streudaten in die Analyse sinnvoll ist. Dies kann entweder durch die direkte Analyse des Streuquerschnitts auf der zweidimensionalen Winkel/Energie-Oberfläche geschehen oder durch die Analyse von Phasenverschiebungen (siehe Formel 6.62), die zuvor aus den Streuquerschnitten gewonnen wurden. Nach Ref. [27] ist die aufwändigere direkte Analyse der Streudaten jedoch vorzuziehen, da durch die zweistufige Analyse mittels Phasenverschiebungen Informationen verloren gehen können.

In früheren Arbeiten wurden in der Regel an Stelle der Streuquerschnitte nur Phasenverschiebungen angegeben, so dass die meisten R-Matrix-Analysen mit der Ausnahme von Ref. [30] auf Phasenverschiebungen basieren. Mit der Messung von Tischhauser et al. [26] stehen jedoch Streuquerschnitte bei 32 Winkeln und 402 Energien zwischen  $E_\alpha=2,6$  MeV und 8,2 MeV zur Verfügung, die in dieser Arbeit verwendet wurden (siehe Abb. 6.4).

Für den E2-Anteil der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Daten wurden die Messungen von Fey et al. [4], Kunz et al. [7], Redder et al. [9], Ouellet et al. [8] und die Messung dieser Arbeit verwendet (siehe Abb. 6.5). Variiert wurden insgesamt 44 Parameter: 20 Energien und Alpha-Breiten, 3 Gamma-Breiten und die dimensionslose Alpha-Breite  $\theta_{\alpha f}$  des  $^{16}\text{O}$ -Grundzustands. Auf eine Variation des Abschneideradius wurde verzichtet, da daraus keine neuen Erkenntnisse für den hier durchgeführten Vergleich gewonnen werden konnten. Frühere Analysen der Streudaten haben den Radius außerdem auf einen Wert von 5,5 fm festgelegt, der hier benutzt wurde.

Der so extrapolierte S-Faktor beträgt  $S(300)=81\pm 21$  keVb ( $\chi^2=4,38$ ) und stimmt exakt mit dem Wert von  $81\pm 22$  keVb von Fey et al. [4] überein. Der in der NACRE-Kompilation [39] empfohlene Wert liegt dagegen bei  $120\pm 60$  keVb.

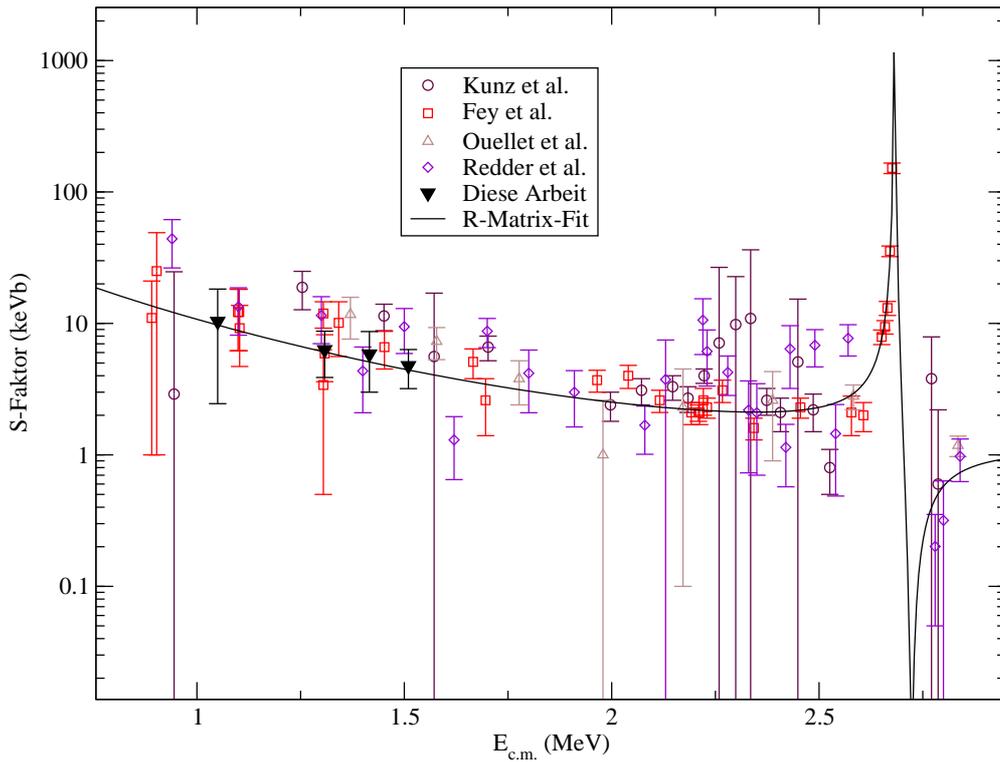


Abbildung 6.5: R-Matrix-Fit an den E2-Anteil der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Daten.

## 6.8.2 Analyse des E1-Anteils

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde bei der Analyse des E1-Querschnitts auf die Daten des beta-verzögerten Alpha-Zerfalls von  $^{14}\text{N}$  verzichtet, mit deren Hilfe die Alpha-Breiten der  $1^-$ -Resonanzen bei  $-0,045$  MeV und bei  $2,42$  MeV genauer bestimmt werden könnten. Gefittet wurden 32 Messpunkte der Stuttgarter Daten [4, 7], 26 Messpunkte von Redder et al. [9], 9 Messpunkte von Ouellet et al. [8] und die Daten dieser Arbeit (siehe Abb. 6.6). Berücksichtigt wurden neben den bereits genannten Zuständen auch ein fiktiver Untergrundzustand, der die niederenergetischen Ausläufer aller höherliegenden Resonanzen berücksichtigt. Es wurden 7 Parameter variiert: Energie, Alpha- und Gamma-Breiten der  $2,42$  MeV Resonanz sowie des Untergrundzustandes und die Alpha-Breite des  $-0,045$  MeV Niveaus. Energie und Gamma-Breite  $\Gamma_{obs}$  dieser Resonanz sind genau bekannt, aus der beobachteten Gamma-Breite  $\Gamma_{obs}=97$  meV wurde gemäß Formel 6.70 die im Fit verwendete reduzierte Breite  $\gamma_\gamma$  berechnet.

Der Fit ergab einen S-Faktor von  $S(300)=75\pm 27$  keVb ( $\chi^2=0,853$ ) in guter Übereinstimmung mit den Werten von  $77\pm 17$  keVb (Fey et al. [4]) und  $79\pm 21$  keVb (NACRE-Kompilation [39]).

## 6.8.3 Kaskaden

Für Übergänge über die Niveaus bei  $6,9$  MeV und  $7,1$  MeV liegen nur sehr wenig experimentelle Daten bei niedrigen Energien vor. Redder et al. [9] haben Werte zwischen  $1,71$  MeV und  $2,84$  MeV veröffentlicht und für  $1,4$  MeV eine obere Grenze angegeben. Kunz et al. [7]

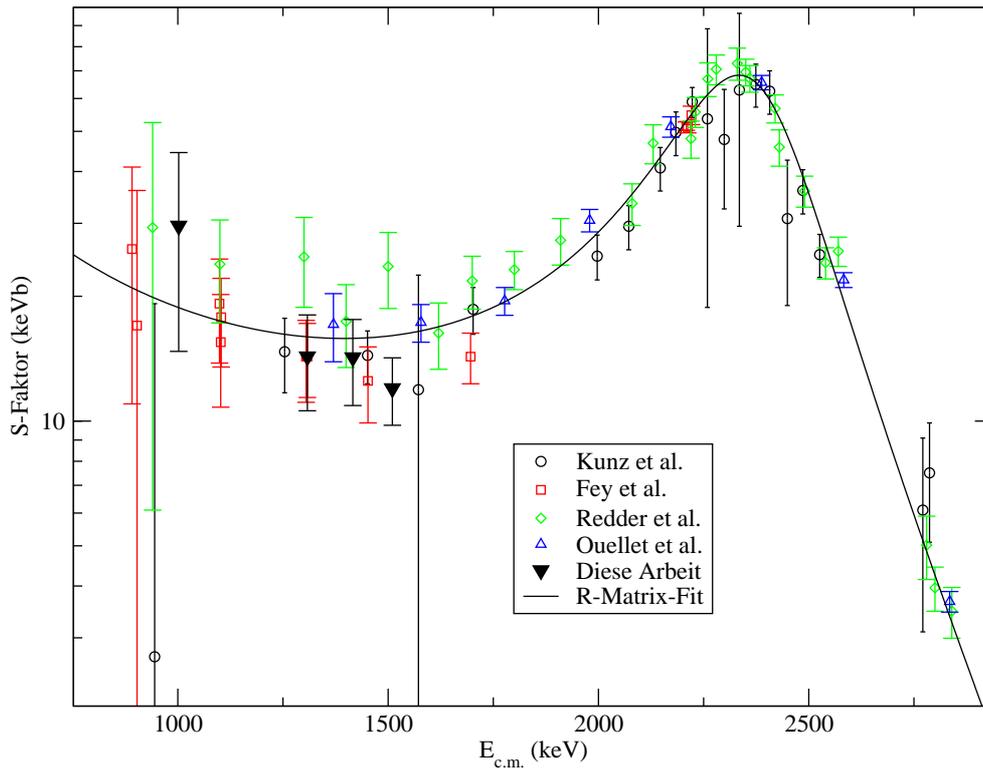


Abbildung 6.6: R-Matrix-Fit an den E1-Anteil der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Daten.

Tabelle 6.1: Vergleich der extrapolierten S-Faktoren bei 300 keV.

Autor	$S_{E1}$ (keVb)	$S_{E2}$ (keVb)
Fey et al. [29]	$77 \pm 17$	$81 \pm 22$
NACRE [39]	$79 \pm 21$	$120 \pm 60$
Diese Arbeit	$75 \pm 27$	$81 \pm 21$

haben Daten oberhalb von knapp 2 MeV ausgewertet und Fey et al. [4] haben bisher keine Daten für Kaskaden veröffentlicht.

In der vorliegenden Arbeit konnten die Kaskaden-Übergänge bis zur kleinsten untersuchten Energie zuverlässig erfasst werden. Allerdings war die Energieauflösung des Detektors für eine Trennung der Kaskaden nicht ausreichend, so dass nur die Summe angegeben werden konnte. Obwohl dieses Ergebnis nicht unmittelbar in der R-Matrix-Analyse verwendet werden kann, stellt es eine wichtige Möglichkeit zur Überprüfung anderer Messungen dar.



# Kapitel 7

## Diskussion

Ziel dieser Arbeit war es, einen neuen experimentellen Aufbau für die Bestimmung des  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitts mit dem Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektor zu entwickeln und damit bisherige Messungen zu überprüfen. Im relevanten Energiebereich wurden diese Messungen bisher ausschließlich mit Germanium-Detektoren durchgeführt, wegen deren geringen Ansprechwahrscheinlichkeit mit sehr intensiven Alpha-Strömen (bis zu 800  $\mu\text{A}$ ) gearbeitet werden musste. Die dabei auftretende extreme Belastung für die verwendeten Proben erforderten umfangreiche Kontrollmessungen und führte zu erheblichen systematischen Unsicherheiten.

Durch die Verwendung des aus 42 Einzelmodulen aufgebauten  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektors konnte wegen der wesentlich höheren Nachweiswahrscheinlichkeit die Intensität des Alpha-Strahls soweit verringert werden, dass sich die Probendicke während des Experiments nicht signifikant veränderte. Die entsprechend vereinfachte Auswertung der Daten führt zu einer Verringerung der systematischen Fehler. Die Diskriminierung von Untergrundereignissen durch die Pulsung des Alpha-Strahls und die Möglichkeit der gleichzeitigen Aufnahme von Winkelverteilungen aufgrund der Granularität des Detektors unterscheidet sich ebenfalls grundlegend von den bisherigen Experimenten.

Mit diesem völlig anderen Ansatz konnten die für die Extrapolation relevanten Messpunkte anderer Autoren im niederen Energiebereich erstmals unabhängig bestätigt werden. Dies gilt vor allem für die Messungen von Fey et al., Kunz et al. und Ouellet et al. [4, 6, 8]. Der E1-Anteil von Redder et al. [9] liegt dagegen systematisch höher und ist nur noch teilweise mit dieser Arbeit verträglich.

Trotz der sehr kurzen Zeit von nur vier Monaten, in der der BaF<sub>2</sub> Detektor für die Durchführung dieser Messung zur Verfügung stand, konnte eine vergleichbare Genauigkeit erzielt werden wie in den sehr viel umfangreicheren Messungen mit Germanium-Detektoren, deren Potential in den letzten zehn Jahren weitgehend ausgereizt wurde. Dagegen kann der Aufbau mit dem BaF<sub>2</sub> Detektor noch durch eine Vielzahl von Maßnahmen verbessert werden, die eine Messung des Querschnitts mit Unsicherheiten von 30-40% auch noch bei Energien um 750 keV möglich erscheinen lassen (siehe S. 81).

Dies stellt eine wichtige Alternative zu den Messungen in inverser Kinematik dar, die momentan vorbereitet werden, voraussichtlich aber nicht bei den kleinsten Energien eingesetzt werden können (vgl. S. 23). Die Messung mit dem BaF<sub>2</sub> Detektor verbindet dagegen hohe Effizienz mit einer guten Winkelauflösung und bietet, nach den in Kapitel 5 beschriebenen Optimierungen, auch ein exzellentes Signal/Untergrund-Verhältnis.

# Danksagung

Dass dieses Experiment so erfolgreich durchgeführt werden konnte, lag nicht zuletzt an der Unterstützung durch die folgenden Personen, bei denen ich mich auf diese Weise ganz herzlich bedanken möchte:

Für die Übernahme des Referats und Korreferats bedanke ich mich bei Herrn Blümer und Herrn Drexlin. Ein weiteres großes Dankeschön geht an Herrn Käppeler für die kompetente Betreuung dieser Arbeit.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Wisshak verpflichtet, der mir den  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektor vertrauensvoll überlassen hat und mir jederzeit mit Rat und Tat zur Verfügung stand.

Bei Herrn Rupp möchte ich mich für den Entwurf des Probenwechslers und die Unterstützung beim Aufbau des Experiments einschließlich der Strahlführung bedanken. Ohne seine Erfahrung und Einsatzbereitschaft wäre dieses Experiment nicht möglich gewesen.

Vielen Dank auch an Herrn Roller und seinem Van de Graaff-Team, die aus der gegebenen Strahlführung die maximal mögliche Strahlqualität herausholten.

Für unzählige Diskussionen und tatkräftige Unterstützung möchte ich mich bei meinen Kollegen Michael Heil und René Reifarth bedanke.

Bei Herrn Walz und dem Team der Elektronikwerkstatt des Instituts möchte ich mich für die Anfertigung der Elektronik für den Probenwechsler und zahlloser Kabel sowie für die immer prompten Reparaturen sämtlicher elektronischer Geräte, die im Verlauf des Experiments notwendig wurden, bedanken.

Besonders dankbar bin ich all meinen Kollegen, die mir in den Wochen und Monaten nach der Geburt meiner Tochter den Rücken frei gehalten haben, so dass ich mich fast ausschließlich der Fertigstellung dieser Arbeit widmen konnte.

# Literaturverzeichnis

- [1] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [2] K. Wisshak et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **292**, 595 (1990).
- [3] M. Heil, Report FZKA 6783, Forschungszentrum Karlsruhe (2002).
- [4] M. Fey et al., *New Direct Experimental Determination of the  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  Reaction Rate*, to be published (2004).
- [5] H. Makii et al., *Nucl. Phys. A* **718**, 475 (2003).
- [6] R. Kunz et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3244 (2001).
- [7] R. Kunz, Dissertation, Stuttgart, Germany (2002), <http://opus.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2003/1266/>.
- [8] J.M.L. Ouellet et al., *Phys. Rev. C* **54**, 1982 (1996).
- [9] A. Redder et al., *Nucl. Phys. A* **462**, 385 (1987).
- [10] P. Dyer and C.A. Barnes, *Nucl. Phys. A* **233**, 495 (1974).
- [11] J. Jaszczak et al., *Phys. Rev. C* **2**, 63 (1970).
- [12] J. Jaszczak et al., *Phys. Rev. C* **2**, 2452 (1970).
- [13] N. Ikeda et al., *Nucl. Phys. A* **718**, 558 (2003).
- [14] L. Gialanella et al., *Nucl. Phys. A* **688**, 254 (2001).
- [15] D. Rogalla et al., *Nucl. Phys. A* **688**, 549 (2001).
- [16] G. Roters et al., *Eur. Phys. J. A* **6**, 451 (1999).
- [17] R. M. Kremer et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1475 (1988).
- [18] K.U. Kettner et al., *Z. Phys. A* **308**, 73 (1982).
- [19] Application software group, GEANT, Detector description and simulation tool, Computing and Networks Division, CERN, Geneva, Switzerland.
- [20] Kanya AG/SA/Ltd., 8630 Rütli, Schweiz, <http://www.kanya.com>

- [21] M. Heil et al., Nucl. Instr. and Meth. A **459**, 229 (2001).
- [22] R. J. Van de Graaff et al., Phys. Rev. **43**, 149 (1933).
- [23] A. Lane and R. Thomas, Rev. of Mod. Physics **30**, 257 (1958).
- [24] J. M. Blatt and L. C. Biedenharn, Rev. of Mod. Physics **24**, 258 (1952).
- [25] F.C. Barker, Austr. J. Phys. **25**, 341 (1972).
- [26] P. Tischhauser et al., Phys. Rev. Letters **88**, 072501-1 (2002).
- [27] L. Buchmann et al., Phys. Rev. C **54**, 393 (1996).
- [28] R. Plaga et al., Nucl. Phys. A **465**, 291 (1987).
- [29] M. Fey, Dissertation, Stuttgart, Germany (2004),  
<http://opus.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2004/1683/>.
- [30] L. Buchmann et al., Nucl. Phys. A **688**, 259 (2001).
- [31] L. Buchmann, Nuclei in the Cosmos 8, Conference, Vancouver, Canada (2004).
- [32] F.C. Barker and T. Kajino, Austr. J. Phys. **44**, 369 (1991).
- [33] R.E. Azuma et al., Phys. Rev. C **50**, 1194 (1994).
- [34] L. Buchmann et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 726 (1993)
- [35] E.J. Konopinski and M.E. Rose, in *Alpha, Beta, and Gamma Ray Spectroscopy II*,  
ediert von K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam, 1966), S. 1327.
- [36] F.C. Barker, Austr. Journal of Physics **24**, 777 (1971).
- [37] N.M. Larson, Report ORNL/TM-9179/R5, Oak Ridge National Laboratory (2000).
- [38] MINUIT, CERN Program Library,  
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [39] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A **656**, 3 (1999).
- [40] K. Wisshak et al., Nucl. Instr. and Meth. A **259**, 583 (1987).
- [41] CERN n\_TOF Facility: Performance Report,  
[http://www.cern.ch/n\\_tof](http://www.cern.ch/n_tof), CERN (2002)
- [42] Science Direct, Programs in Physics & Physical Chemistry,  
<http://www.cpc.cs.qub.ac.uk/search.html>.
- [43] A.R. Barnett et al., Comput. Phys. Commun. **8**, 377 (1974).
- [44] L. Buchmann, private Kommunikation (2003).
- [45] U. Abbondanno et al., Nucl. Instr. and Meth. A **538**, 692 (2005) .

# Anhang A

## Das Datenaufnahmesystem des n\_TOF Experiments

Die Weiterentwicklung des  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektors (siehe Kapitel 2) basiert auf Erfahrungen bei der Ausarbeitung der Software für das Datenaufnahmesystem des n\_TOF Experiments am CERN [41], die ich über einen Zeitraum von insgesamt sechs Monaten eigenverantwortlich durchgeführt habe.

Viele der dabei gewonnenen Erkenntnisse konnten in die Modernisierung des Karlsruher  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Detektors einfließen. Aus dieser Arbeit ist außerdem eine Veröffentlichung entstanden [45], die in der vorliegenden Arbeit aus urheberrechtlichen Gründen jedoch nicht abgedruckt werden darf. Die Software ist seit 2001 am n\_TOF Experiment erfolgreich im Einsatz und wird seit Mai 2004 für die Datenaufnahme eines, dem Karlsruher Detektor ähnlichen,  $4\pi$  BaF<sub>2</sub> Kalorimeters verwendet.





ELSEVIER

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

SCIENCE @ DIRECT®

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 538 (2005) 692–702

---

**NUCLEAR  
INSTRUMENTS  
& METHODS  
IN PHYSICS  
RESEARCH**  
Section A
 

---

[www.elsevier.com/locate/nima](http://www.elsevier.com/locate/nima)

## The data acquisition system of the neutron time-of-flight facility n\_TOF at CERN

U. Abbondanno<sup>a</sup>, G. Aerts<sup>b</sup>, F. Álvarez<sup>c</sup>, H. Álvarez<sup>d</sup>, S. Andriamonje<sup>b</sup>, J. Andrzejewski<sup>e</sup>, G. Badurek<sup>f</sup>, P. Baumann<sup>g</sup>, F. Bečvář<sup>h</sup>, J. Benlliure<sup>d</sup>, E. Berthomieux<sup>b</sup>, B. Betev<sup>i,1</sup>, F. Calviño<sup>j</sup>, D. Cano-Ott<sup>c</sup>, R. Capote<sup>k</sup>, P. Cennini<sup>l</sup>, V. Chepel<sup>m</sup>, E. Chiaveri<sup>l</sup>, N. Colonna<sup>n</sup>, G. Cortes<sup>j</sup>, D. Cortina<sup>d</sup>, A. Couture<sup>o</sup>, J. Cox<sup>o</sup>, S. Dababneh<sup>p</sup>, S. David<sup>q</sup>, R. Dolfini<sup>r</sup>, C. Domingo-Pardo<sup>s</sup>, I. Duran<sup>d</sup>, M. Embid-Segura<sup>c</sup>, L. Ferrant<sup>q</sup>, A. Ferrari<sup>l</sup>, R. Ferreira-Marques<sup>m</sup>, H. Frais-Koelbl<sup>t</sup>, W. Furman<sup>u</sup>, I. Goncalves<sup>v</sup>, E. Gonzalez-Romero<sup>c</sup>, A. Goverdovski<sup>w</sup>, F. Gramegna<sup>x</sup>, E. Griesmayer<sup>t</sup>, F. Gunsing<sup>b</sup>, B. Haas<sup>y</sup>, R. Haight<sup>z</sup>, M. Heil<sup>p</sup>, A. Herrera-Martinez<sup>l</sup>, S. Isaev<sup>q</sup>, E. Jericha<sup>f</sup>, Y. Kadi<sup>l</sup>, F. Käppeler<sup>p</sup>, M. Kerveno<sup>g</sup>, V. Ketlerov<sup>w</sup>, P.E. Koehler<sup>aa</sup>, V. Konovalov<sup>u</sup>, M. Krtička<sup>h</sup>, H. Leeb<sup>f</sup>, A. Lindote<sup>m</sup>, M.I. Lopes<sup>m</sup>, M. Lozano<sup>k</sup>, S. Lukic<sup>g</sup>, J. Marganiec<sup>e</sup>, S. Marrone<sup>n</sup>, J. Martinez-Val<sup>ab</sup>, P. Mastinu<sup>x</sup>, A. Mengoni<sup>l</sup>, P.M. Milazzo<sup>a</sup>, A. Molina-Coballes<sup>k</sup>, C. Moreau<sup>a</sup>, M. Mosconi<sup>p</sup>, F. Neves<sup>m</sup>, H. Oberhummer<sup>f</sup>, S. O'Brien<sup>o</sup>, J. Pancin<sup>b</sup>, T. Papaevangelou<sup>l</sup>, C. Paradela<sup>d</sup>, A. Pavlik<sup>ac</sup>, P. Pavlopoulos<sup>ad</sup>, J.M. Perlado<sup>ab</sup>, L. Perrot<sup>b</sup>, V. Peskov<sup>ae</sup>, R. Plag<sup>p,\*</sup>, A. Plompen<sup>af</sup>, A. Plukis<sup>b</sup>, A. Poch<sup>j</sup>, A. Policarpo<sup>m</sup>, C. Pretel<sup>j</sup>, J.M. Quesada<sup>k</sup>, W. Rapp<sup>p</sup>, T. Rauscher<sup>ag</sup>, R. Reifarth<sup>z</sup>, M. Rosetti<sup>ah</sup>, C. Rubbia<sup>r</sup>, G. Rudolf<sup>g</sup>, P. Rullhusen<sup>af</sup>, J. Salgado<sup>v</sup>, E. Schäfer<sup>1,2</sup>, J.C. Soares<sup>v</sup>, C. Stephan<sup>q</sup>, G. Tagliente<sup>n</sup>, J.L. Tain<sup>s</sup>, L. Tassan-Got<sup>q</sup>, L.M.N. Tavora<sup>v</sup>, R. Terlizzi<sup>n</sup>, G. Vannini<sup>ai</sup>, P. Vaz<sup>v</sup>, A. Ventura<sup>ah</sup>, D. Villamarin-Fernandez<sup>c</sup>, M. Vincente-Vincente<sup>c</sup>, V. Vlachoudis<sup>l</sup>, F. Voss<sup>p</sup>, H. Wendler<sup>l</sup>, M. Wiescher<sup>o</sup>, K. Wisshak<sup>p</sup>

<sup>a</sup>*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare-Sezione di Trieste, Italy*<sup>b</sup>*CEA/Saclay—DSM/DAPNIA/SPhN, Gif-sur-Yvette, France*

\*Corresponding author. Tel.: +49 07247 823984; fax: +49 07247 824075.

*E-mail address:* [ralf.plag@ik.fzk.de](mailto:ralf.plag@ik.fzk.de) (R. Plag).<sup>1</sup>Presently at IPP, ETH-Zürich, CH-8092 Zürich, Switzerland.<sup>2</sup>Now at Acqiris SA, 18, chemin des Aulx, CH-1228 Plan-les-Ouates, Switzerland.



# Anhang B

## R-Matrix-Programmierung mit C++

Als Computer erstmals für wissenschaftliche Berechnungen genutzt werden konnten, war FORTRAN die Programmiersprache der Wahl. FORTRAN-Befehle sind den Assembler-Befehlen, die der Prozessor direkt verarbeiten kann, oft recht ähnlich, so dass eine effiziente Ausnutzung der verfügbaren Rechenleistung gewährleistet war. In den folgenden Jahrzehnten entstanden FORTRAN-Programme für die Berechnung aller wichtigen wissenschaftlichen Funktionen, die über spezielle Datenbanken per Internet abgerufen werden können [42]. Wegen dieser umfassenden Verfügbarkeit ist die Programmiersprache FORTRAN im wissenschaftlichen Umfeld noch immer weit verbreitet.

Obwohl auch FORTRAN weiterentwickelt wurde, bieten andere Programmiersprachen wie z.B. C++, die auf eine lange, objektorientierte Vergangenheit zurückblicken können, erhebliche Vorteile:

- Die objektorientierte Programmierung ermöglicht die Erstellung von sogenannten Klassen, einer Kombination aus Daten (z.B. ein experimentelles Spektrum) und Funktionen, die diese Daten manipulieren können (z.B. laden, speichern oder graphisch darstellen). Da nur diese Funktionen Zugriff auf die Daten haben, wird zum einen eine versehentliche Änderung dieser Daten stark eingeschränkt, zum anderen müssen Programmierfehler bei der Manipulation nur innerhalb der Funktionen dieser Klasse gesucht werden.
- Klassen lassen sich problemlos aus dem eigentlichen Programm herauslösen und in anderen Projekten weiterverwenden.
- Durch eine bessere Strukturierung werden die Quelltexte wesentlich übersichtlicher, die Programmierung wird vereinfacht und Fehler werden reduziert, bzw. lassen sich leichter finden.
- Für C++ wurden in den letzten Jahren sehr leistungsfähige Compiler entwickelt, so dass C++-Programme oft schneller sind, als in FORTRAN geschriebene.
- Für die Programmierung von graphischen Benutzeroberflächen gibt es eine Vielzahl von Bibliotheken, die in C++-Programme leicht eingebunden werden können. Damit lassen sich Parametereingabe und Datenausgabe komfortabel gestalten.

Aus diesen Gründen hat sich C++ in der z.B. in der Anwendungs- und Betriebssystementwicklung schon seit langem durchgesetzt. Um die Verbreitung von C++ auch im physikalischen Umfeld voranzutreiben, werden im Folgenden die wichtigsten C++-Funktionen für die R-Matrix-Analyse der  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion vorgestellt.

## B.1 Allgemeines

Die meisten allgemeinen Variablen, die für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten benötigt werden, finden sich in der Klasse *CoulombStuff*. Dazu gehören  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $k_\alpha$ , die Coulomb-Wellenfunktionen, die Whittaker-Funktionen, die Shift-Funktion und die Penetrabilität. Die Coulomb-Wellenfunktionen wurden gemäß Barnett et al. [43] berechnet und die Whittaker-Funktion kann für große Abstände wie folgt angenähert werden [44]:

```

2 //filename whitt.cpp
3 long double Whittaker(int L,long double eta,long double rho)
4 {
5 if (eta<=0) return (1.+1./rho)*exp(-rho);
6 float E2=(.5+L);
7 float B=E2*E2;
8 long double D=sqrt(rho*rho+2.*rho*eta+B);
9 long double W=sqrt(rho/D)* pow(D+rho+eta,-eta) *exp(-D);
10 if (L<=0) return W;
11 return W*pow((D+E2)/rho+eta/E2,E2);
12 }

```

Die Klasse *ParameterSet* verwaltet die Eingabeparameter, d.h. sie reicht die im Programmfenster eingegebenen Variablen an die entsprechenden Unterfunktionen weiter. Wurde z.B. im Eingabefenster mit 'E1,2=-0,245' die Energie des ersten Zustandes mit dem Drehimpuls L=2 angegeben, so kann dieser Wert an jeder Stelle des Programms mit dem Befehl *parameterSet->getIndexedValue('E',1,2)*; abgerufen werden.

Experimentelle und berechnete Spektren werden von der Klasse *DataSet* verwaltet. An die Funktionen, die Wirkungsquerschnitte berechnen, wird eine Instanz der Klasse *DataSet* übergeben, die die experimentellen Datenpunkte enthält. Es werden jedoch nur die Energie-Werte benötigt, die y-Werte werden mit den berechneten Wirkungsquerschnitten überschrieben und so an die aufrufende Funktion zurück gegeben.

## B.2 E1-Anteil der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion

```

2 //filename e1part.cpp
3 void CalcCaptureE1(DataSet *dataSet)
4 {
5 CoulombStuff stuff(3.0001462*UNITMASS,paramSet.getValue('radius'));
6 // get level parameters
7 double E[maxLevel]; // energy
8 double ga[maxLevel]; // alpha width
9 double gg[maxLevel]; // gamma width
10 double ggobs[maxLevel]; // observed g. width

```

```

11 int levels;
12 levels=0;
13 for (int r=0;r<maxLevel;r++) {
14     E[r]=paramSet.getIndexValue('e',r+1,1);
15     ga[r]=paramSet.getIndexValue('ga',r+1,1);
16     gg[r]=paramSet.getIndexValue('gg',r+1,1);
17     ggobs[r]=paramSet.getIndexValue('ggobs',r+1,1);
18     if (E[r]==0) break;
19     if (ggobs[r]!=0) {
20         double dSdE=(stuff.CalcShiftFunction(E[r]+Qvalue_12Cag,1)-
21                     stuff.CalcShiftFunction(E[r]+Qvalue_12Cag+0.001,1))/0.001;
22         gg[r]=fabs(ggobs[r])*(1.0+ga[r]*ga[r]*dSdE);
23         gg[r]=sqrt(gg[r]/(2.0*pow(E[r]+Qvalue_12Cag,3)));
24         if (ggobs[r]<0) gg[r]*=-1.0;
25     };
26     levels++;
27 }
28
29 double B=stuff.CalcShiftFunction(E[0],1);
30 for (int i=0;i<dataSet->nbrValues;i++) {
31     double curE=dataSet->getEnergy(i); // in MeV, c.m.
32     stuff.setEnergy(curE);
33     // calc R-Functions
34     long double Raa=0;
35     long double Rag=0;
36     double Egamma=curE+Qvalue_12Cag;
37     for (int lambda=0;lambda<levels;lambda++) {
38         double deltaE=E[lambda]-curE+0.000001;
39         double gamma_gamma=sqrt(2.0*Egamma*Egamma*Egamma)*gg[lambda];
40         Rag+=ga[lambda]*gamma_gamma/deltaE;
41         Raa+=ga[lambda]*ga[lambda]/deltaE;
42     };
43     // Calc S-Factor
44     complex denom(1.0-(stuff.S[1]-B)*Raa,-stuff.P[1]*Raa);
45     long double U2=(denom.inv()*Rag).betrag();
46     U2*=U2;
47     double Sigma=M_PI*6/(stuff.k*stuff.k)*stuff.P[1]*U2*1E-2;
48     double sfactor=Sigma*curE*1000*exp(2.0*M_PI*stuff.eta); // keV*B
49     dataSet->setValue(i,sfactor);
50 };
51 };

```

## B.3 E2-Anteil der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion

```

2 //filename e2code.cpp
3 void CalcCaptureE2(DataSet *dataSet)
4 {
5     CoulombStuff stuff(3.0001462*UNITMASS,paramSet.getValue('radius'));

```

```

6
7 // get level parameters
8 double E[maxLevel]; // energy
9 double ga[maxLevel]; // alpha width
10 double gg[maxLevel]; // gamma width
11 double ggobs[maxLevel]; // observed gamma width
12 int levels;
13 levels=0;
14 for (int r=0;r<maxLevel;r++) {
15     E[r]=paramSet.getIndexValue('e',r+1,2);
16     ga[r]=paramSet.getIndexValue('ga',r+1,2);
17     gg[r]=paramSet.getIndexValue('gg',r+1,2);
18     ggobs[r]=paramSet.getIndexValue('ggobs',r+1,2);
19     if (E[r]==0) break;
20     if (ggobs[r]>0) {
21         double dSdE=(stuff.CalcShiftFunction(E[r]+Qvalue_12Cag,2)-
22             stuff.CalcShiftFunction(E[r]+Qvalue_12Cag+0.001,2))/0.001;
23         gg[r]=sqrt(ggobs[r]*(1.0+ga[r]*ga[r]*dSdE));
24     };
25     levels++;
26 }
27
28 double B=stuff.CalcShiftFunction(E[0],2);
29 double theta=paramSet.getValue('theta');
30
31 for (int i=0;i<dataSet->nbrValues;i++) {
32     double curE=dataSet->getEnergy(i); // in MeV, c.m.
33     stuff.setEnergy(curE);
34
35     long double Raa=0; // R function R alpha,alpha
36     long double Rag=0; // R function R alpha,gamma
37     double Egamma=curE+Qvalue_12Cag; // in MeV
38
39     // calculate normalization
40     long double xnn=1.0/(1.0+2.0*theta*theta*stuff.CalcWIntegral()/stuff.radius);
41     long double Jp=Jprime.getValue(curE*1000);
42
43     // calculate R-functions
44     for (int lambda=0;lambda<levels;lambda++) {
45         double deltaE=E[lambda]-curE+0.000001; // in MeV
46         long double gam2_g=gg[lambda];
47
48         Rag+=ga[lambda] * gam2_g / deltaE;
49         Raa+=ga[lambda]*ga[lambda]/deltaE;
50     };
51     complex Rag_C(Rag,0);
52     complex denom(1.0-(stuff.S[2]-B)*Raa,-stuff.P[2]*Raa);
53     Rag_C=Rag_C/denom;
54
55     // add direct capture

```

```

56 Rag_C+=complex(0.424264*sqrt(stuff.redMass) / (hquerMeVfm*stuff.k) *
57     chargeMeVfm *sqrt(xnn)* stuff.radius * stuff.radius *
58     stuff.F[2] * stuff.G[2] * theta*Jp,0);
59
60 long double U2=Rag_C.re*Rag_C.re+Rag_C.im*Rag_C.im;
61 long double k_gamma=Egamma/hquerMeVs/cLight*1E-15; // 1/fm
62 U2*=4*stuff.P[2]*pow(k_gamma,5);
63 double Sigma=M_PI*5/(stuff.k*stuff.k)*U2*1E-2;
64 double sfactor=Sigma*curE*1000*exp(2.0*M_PI*stuff.eta); // keVb
65
66 dataSet->setValue(i,sfactor);
67 };
68 };

```

## B.4 Elastische Streuung

```

2 //filename elastic.cpp
3 void calc_alpha_alpha_yield(DataSet *dataSet,double theta)
4 {
5 CoulombStuff stuff(3.0001462*UNITMASS,paramSet.getValue('radius'));
6
7 // get level parameters
8 double E[maxLevel][maxL]; // energy
9 double ga[maxLevel][maxL]; // alpha width
10 int levels[maxL];
11 for (int l=0;l<maxL;l++) {
12     levels[l]=0;
13     for (int r=0;r<maxLevel;r++) {
14         E[r][l]=paramSet.getIndexValue('e',r+1,l);
15         ga[r][l]=paramSet.getIndexValue('ga',r+1,l);
16         if (E[r][l]==0) break;
17         levels[l]++;
18     }
19 };
20
21 // convert angle from lab to c.m.
22 double theta_lab=theta*M_PI/180.0;
23 theta=lab2cm_angle(theta_lab);
24 // correction factor for different solid angle lab vs. c.m.
25 double theta1=lab2cm_angle(theta_lab+M_PI/180.0);
26 float correction=(theta1-theta)/(M_PI/180.0);
27 // pre-calculate Legendre Polynomials to increase speed
28 long double legendre[maxL];
29 legendre[0]=P0(cos(theta));
30 legendre[1]=P1(cos(theta));
31 legendre[2]=P2(cos(theta));
32 legendre[3]=P3(cos(theta));
33 legendre[4]=P4(cos(theta));

```

```

34 legendre[5]=P5(cos(theta));
35 legendre[6]=P6(cos(theta));
36 // calculate Boundary condition
37 double B[maxL];
38 for (int l=0;l<maxL;l++)
39     if (levels[l]>0) {
40         switch (l) {
41             case 0 : B[l]=stuff.CalcShiftFunction(E[0][l],l);break;
42             case 1 : B[l]=stuff.CalcShiftFunction(E[0][l],l);break;
43             case 2 : B[l]=stuff.CalcShiftFunction(E[0][l],l);break;
44             case 3 : B[l]=stuff.CalcShiftFunction(E[0][l],l);break;
45             case 4 : B[l]=stuff.CalcShiftFunction(E[1][l],l);break;
46             case 5 :
47             case 6 : B[l]=stuff.CalcShiftFunction(1.0,l);break;
48             default: printf('No boundary condition set!\n');exit(1);
49         };
50     };
51 // start energy loop
52 for (int i=0;i<dataSet->nbrValues;i++) {
53     double curE=dataSet->getEnergy(i);
54     stuff.setEnergy(curE);
55     double omega[maxL]; // Coulomb phase shift
56     double delta[maxL]; // Elastic Scattering phase shift
57     double phi[maxL]; // Hard Sphere phase
58     double R[maxL]; // R-Function
59     double sigma=0; // calculated cross section
60     complex sigc(0,0);
61     omega[0]=0;
62     for (int l=0;l<maxL;l++) {
63         if (l>0) omega[l]=omega[l-1]+atan(stuff.eta/l);
64         if (levels[l]>0) {
65             R[l]=0;
66             // calculate R-function
67             for (int r=0;r<levels[l];r++)
68                 R[l]+=ga[r][l]*fabs(ga[r][l])/(E[r][l]-curE+0.0000001);
69             // calc phase shifts
70             phi[l]=atan(stuff.F[l]/stuff.G[l]);
71             delta[l]=-phi[l]+atan(stuff.P[l]/(1.0/R[l]-stuff.S[l]+B[l]));
72             // calculate cross section
73             complex c=complex(cosl(omega[l]*2.0+delta[l]),sinl(omega[l]*2.0+delta[l]));
74             c*=legendre[l]*sinl(delta[l])*(2.0*l+1.0);
75             sigc+=c;
76         };
77     };
78 // add non-resonant part
79 sigc+=complex(cosl(-stuff.eta*2.0*logl(sinl(theta*0.5))),
80             sinl(-stuff.eta*2.0*logl(sinl(theta*0.5))))
81         * (-stuff.eta/(2.0*sinl(theta*0.5)*sinl(theta*0.5)));
82 sigma=sigc.betrag()/stuff.k;
83 sigma*=sigma;

```

```

84  dataSet->setValue(i,sigma*correction*correction);
85  };
86  };

```

## B.5 Beta-verzögerter Alpha-Zerfall von $^{16}\text{N}$

```

2  //filename betadelayed.cpp
3  void CalcBetaDelayed(DataSet *dataSet)
4  {
5  CoulombStuff stuff(3.0001462*UNITMASS,paramSet.getValue('radius'));
6  // get level parameters for L=1
7  double E[maxLevel]; // energy
8  double ga[maxLevel]; // alpha width
9  double aa[maxLevel]; // beta feeding amplitude
10 int levels;
11 levels=0;
12 for (int r=0;r<maxLevel;r++) {
13     E[r]=paramSet.getIndexValue('e',r+1,1);
14     ga[r]=paramSet.getIndexValue('ga',r+1,1);
15     aa[r]=paramSet.getIndexValue('aa',r+1,1);
16     if (E[r]==0) break;
17     levels++;
18 }
19
20 // get level parameters for L=3
21 double E3[maxLevel];
22 double ga3[maxLevel];
23 double aa3[maxLevel];
24 int levels3;
25 levels3=0;
26 for (int r=0;r<maxLevel;r++) {
27     E3[r]=paramSet.getIndexValue('e',r+1,3);
28     ga3[r]=paramSet.getIndexValue('ga',r+1,3);
29     aa3[r]=paramSet.getIndexValue('aa',r+1,3);
30     if (E3[r]==0) break;
31     levels3++;
32 }
33
34 double B =stuff.CalcShiftFunction(E[0] ,1);
35 double B3=stuff.CalcShiftFunction(E3[0],3);
36 for (int i=0;i<dataSet->nbrValues;i++) {
37     double curE=dataSet->getEnergy(i)/0.75; // in MeV, c.m.
38     stuff.setEnergy(curE);
39     // get integrated fermi function
40     double www=(3.768-curE)/0.511;
41     double fermi=CalcFermi(www,8.0,3.276);
42
43     long double Raa=0; // R-function for L=1

```

```
44     long double up=0;
45     for (int lambda=0;lambda<levels;lambda++) {
46         double deltaE=E[lambda]-curE+0.000001;
47         Raa+=ga[lambda]*ga[lambda]/deltaE;
48         up +=aa[lambda]/deltaE;
49     };
50     long double Raa3=0; // R-function for L=3
51     long double up3=0; //
52     for (int lambda=0;lambda<levels3;lambda++) {
53         double deltaE=E3[lambda]-curE+0.000001;
54         Raa3+=ga3[lambda]*ga3[lambda]/deltaE;
55         up3 +=aa3[lambda]/deltaE;
56     };
57
58     // calculate L=1
59     double den = (1.0-(stuff.S[1]-B)*Raa);
60     den=den*den + stuff.P[1]*stuff.P[1]*Raa*Raa;
61     // 0.02667 is bin width of experimental spectrum
62     double wwp = (up*up/den) * stuff.P[1] * fermi * 0.02667;
63     // add L=3
64     den = (1.0-(stuff.S[3]-B3)*Raa3);
65     den=den*den + stuff.P[3]*stuff.P[3]*Raa3*Raa3;
66     wwp += (up3*up3/den) * stuff.P[3] * fermi * 0.02667;
67
68     dataSet->setValue(i,wwp);
69 };
70 };
```