

**Im Brennpunkt
der Nuklearen Astrophysik:
Die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$**

Von der Fakultät Mathematik und Physik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Michael Fey
aus Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. U. Kneißl
Mitberichter: Prof. Dr. U. Weiß

Tag der mündlichen Prüfung: 1. März 2004

Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart

*Es gibt keine Sicherheit,
sondern nur verschiedene Grade der Unsicherheit.*

Anton Neuhäusler
Philosoph und Physiker

... the acceptable experimental error bar on the total $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ rate needed to be 10% or less for the laboratory physicists to declare a victory and to move on to other pursuits.

Stan Woosley
Theoretischer Astrophysiker

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Symbole	9
Abstract	11
Zusammenfassung	25
1 Einleitung	27
1.1 Nukleare Astrophysik	27
1.2 Nukleosynthese und Sternevolution	28
1.2.1 Wasserstoffbrennen	29
1.2.2 Heliumbrennen	31
1.2.3 Nukleosynthese schwererer Elemente	32
1.3 Die Rolle der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$	33
1.4 Vom nuklearen Brennen zum Experiment	35
1.4.1 Schwierigkeiten und ein Lösungsansatz	35
1.4.2 Experimentelle Umsetzung	37
1.4.3 Extrapolation zu stellaren Energien	41
2 Theoretische Grundlagen	43
2.1 Wirkungsquerschnitt und S -Faktor	43
2.1.1 Wirkungsquerschnitt	43
2.1.2 Astrophysikalischer S -Faktor	44
2.2 Winkelverteilungen	45
2.3 Berechnung der γ -Energie	47
2.4 R -Matrix-Methode	48
2.4.1 Voraussetzungen für die Anwendung	48
2.4.2 R -Matrix-Formalismus	49
2.4.3 Umrechnung von Resonanzparametern	50
2.4.4 Beschreibung der elastischen Streuung	50
2.4.5 Einbeziehung von Photonenkanälen	51
2.4.6 Beschreibung des β -verzögerten α -Zerfalls	52
2.5 Stellare Reaktionsrate	53
2.5.1 Tunneleffekt im stellaren Energiebereich	53
2.5.2 Mittlere Reaktionsrate	54

2.5.3	Reaktionsrate als Funktion der Temperatur	55
2.5.4	Nichtresonanter Anteil der Reaktionsrate	56
2.5.5	Resonanter Anteil der Reaktionsrate	57
3	Experiment	59
3.1	Voraussetzungen	59
3.2	Targetherstellung	61
3.2.1	Konstruktive Gemeinsamkeiten	61
3.2.2	Targets für das EUROGAM-Array-Experiment	62
3.2.3	Targets für das Drehtisch-Experiment	62
3.3	Experimentelle Aufbauten	69
3.3.1	Gemeinsamkeiten	70
3.3.2	EUROGAM-Array-Experiment	72
3.3.3	Drehtisch-Experiment	79
3.4	Verbesserungsmöglichkeiten	89
3.5	Durchführung der Experimente	91
3.5.1	Strahlzeiten	91
3.5.2	Efficiency-Bestimmung und Kalibrierungen	92
3.5.3	Bestimmung der Totzeit	93
3.5.4	Untergrundmessungen	93
3.5.5	Winkelverteilungen mit dem EUROGAM-Array	94
3.5.6	Winkelverteilungen mit dem Drehtisch-Setup	94
3.5.7	Kontrolle des Targetabbrands	94
3.5.8	RBS-Analyse der Targets	95
4	Datenanalyse und Ergebnisse	97
4.1	Kalibrierung des Beschleunigers	97
4.2	Reaktionsausbeute	98
4.3	Targetprofile und Flächenbelegung	101
4.4	Nachweiswahrscheinlichkeit	104
4.5	Analyse der γ -Spektren	106
4.5.1	Totzeit	106
4.5.2	Untergrundspektren	106
4.5.3	Peakform-Analyse	108
4.6	Winkelverteilungen	109
4.7	Wirkungsquerschnitt und S -Faktor	113
4.8	R -Matrix-Analyse	115
4.8.1	Phase	115
4.8.2	$E1$ -Anteil	116
4.8.3	$E2$ -Anteil	120
4.8.4	Bestimmung des Fehlerbereichs	123
4.9	Thermonukleare Reaktionsrate	123
4.9.1	Numerische Bestimmung der Reaktionsrate	123
4.9.2	Analytische Darstellung der Reaktionsrate	128

5 Diskussion	133
5.1 Vergleich der Experimente	133
5.2 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse	136
5.2.1 Extrapolation	137
5.2.2 Thermonukleare Reaktionsraten	144
5.2.3 Zusammenfassung	146
Anhang	149
A Targetprofile	149
B Nachweiswahrscheinlichkeit	155
B.1 EUROGAM-Array-Experiment	155
B.2 Drehtisch-Experiment	159
C Spektren	165
C.1 EUROGAM-Array-Experiment	165
C.2 Drehtisch-Experiment	191
D Winkelverteilungen	205
D.1 EUROGAM-Array-Experiment	205
D.2 Drehtisch-Experiment	214
E Wirkungsquerschnitte und <i>S</i>-Faktoren	219
F <i>R</i>-Matrix-Fits	221
F.1 <i>E</i> 1-Anteil	221
F.2 <i>E</i> 2-Anteil	226
G Reaktionsraten	235
H Fit-Programme	245
Literaturverzeichnis	247
Eigene Publikationen	259
Lebenslauf	261
Danksagung	262

Tabellenverzeichnis

3.1	Detektoren beim EUROGAM-Array-Experiment	76
3.2	Detektoren beim Drehtisch-Experiment	84
3.3	Übersicht über die durchgeführten Strahlzeiten	91
4.1	Absolute Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren	105
4.2	Resonanzparameter bei der Beschreibung des $E1$ -Anteils	117
4.3	Fitparameter beim R -Matrix-Fit des $E1$ -Anteils	119
4.4	$S_{E1}(300 \text{ keV})$	120
4.5	Resonanzparameter bei der Beschreibung des $E2$ -Anteils	120
4.6	Fitparameter beim R -Matrix-Fit des $E2$ -Anteils	122
4.7	$S_{E2}(300 \text{ keV})$	123
4.8	Resonanzparameter bei der Beschreibung des Rest-Anteils	124
4.9	Parametersatz für die Reaktionsrate nach Buchmann	129
4.10	Parametersatz für die Reaktionsrate nach Rauscher	132
5.1	S -Faktoren $S(300 \text{ keV})$ verschiedener Untersuchungen	138
5.2	Wirkungsquerschnitte im Maximum der 1^- -Resonanz	143
B.1	Efficiency-Fitparameter: EUROGAM-Array-Experiment	155
B.2	Efficiency-Fitparameter: Drehtisch-Experiment	159
E.1	Wirkungsquerschnitte: EUROGAM-Array-Experiment	220
E.2	Wirkungsquerschnitte: Drehtisch-Experiment	220
F.1	$S_{E1}(300 \text{ keV})$ bei verschiedenen Interferenzkombinationen	221
F.2	$S_{E2}(300 \text{ keV})$ bei verschiedenen Interferenzkombinationen	226
G.1	Reaktionsrate und Beiträge der einzelnen Anteile	236
G.2	Vergleich der Reaktionsrate mit früheren Raten	239
G.3	Analytische Darstellung der Reaktionsrate	242

Verwendete Symbole

Allgemeine Konstanten

α_S	$= (137.03599976)^{-1}$	Feinstrukturkonstante
c	$= 2.99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	Lichtgeschwindigkeit
e	$= 1.60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
ε_0	$= 8.85418781761 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$	Dielektrizitätskonstante
\hbar	$= 1.05457266 \times 10^{-34} \text{ J s}$	Plancksches Wirkungsquantum
k_B	$= 1.380658 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	Boltzmann-Konstante
M_\odot	$= 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$	Sonnenmasse
μ_0	$= 4 \pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$	Permeabilitätskonstante
N_A	$= 6.0221367 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	Avogadro-Zahl

Einige wichtige Symbole

ϵ	Stopping-Power
ε	Nachweiswahrscheinlichkeit
$E_{\text{c.m.}}$	Energie im Schwerpunktsystem
E_{lab}	Energie im Laborsystem
E_x	Anregungsenergie
η	Sommerfeldparameter
Γ	Resonanzbreite
J^π	Spin und Parität eines Zustands
λ	de-Broglie-Wellenlänge
μ	Reduzierte Masse
$N_A \langle \sigma v \rangle$	Reaktionsrate
ω_γ	Resonanzstärke
P_l	Legendre-Polynome
Q	Wärmetönung
S	Astrophysikalischer S -Faktor
σ	(Totaler) Wirkungsquerschnitt
$d\sigma/d\Omega$	Differentieller Wirkungsquerschnitt
$\langle \sigma v \rangle$	Reaktionsrate
T	Temperatur
T_9	Temperatur in 10^9 K
Y	Reaktionsausbeute (Yield)

Abkürzungen

ADC	Analog Digital Converter
BGO	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ Wismutgermanat
CFD	Constant Fraction Discriminator
HPGe	High Purity Germanium
MCA	Multi Channel Analyzer
RBS	Rutherford Backscattering Spectroscopy
SCA	Single Channel Analyzer
SN	Supernova
TAC	Time Amplitude Converter
TFA	Timing Filter Amplifier

Abstract

Introduction

The leading nuclear uncertainty annoying model calculations of nucleosynthesis and stellar evolution is the radiative α -particle capture on ^{12}C —often considered to be the most important reaction in nuclear astrophysics at all [Wea93, Wal97, Woo03]. Therefore theoretical astrophysicists claim a more precise experimental determination of the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate.

In the helium burning stage of red giants the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction provides the only possibility to produce heavier elements, after ^{12}C arose from the triple- α process. The yield ratio of these two reactions determines the isotopic composition of a star at the end of helium burning, with far-reaching consequences for the nucleosynthesis in subsequent burning phases, stellar evolution, and even the dynamics and the remnant of a supernova explosion. While the triple- α process and its thermonuclear reaction rate is sufficiently well known, the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate—in spite of its importance—was still too uncertain for reliable stellar models.

The cross section of this reaction has to be known at helium burning temperatures ($T \approx 0.2 \times 10^9 \text{ K}$), corresponding to a Gamow window around $E_{\text{c.m.}} = 300 \text{ keV}$. A direct measurement at this energy is excluded as the tiny cross section in the order of 10^{-17} b lies 5–6 orders of magnitude below present experimental sensitivity. Instead precise cross section measurements spanning a wide range at higher energies are inevitable to constrain the theoretical extrapolation to astrophysically relevant energies.

Furthermore, the cross section is dominated by several—partially subthreshold—interfering 1^- and 2^+ resonances, leading to $E1$ and $E2$ contributions of the cross section, that by all means have to be separated before the extrapolation. The most promising approach to disentangle the two contributions is to measure γ -angular distributions in regular kinematics.

Experimental Setups

In the frame of this thesis that has been realized between $E_{\text{c.m.}} \approx 890 \text{ keV}$ and 2800 keV in two complementary experiments. The first (“EUROGAM-array experiment”) aimed especially at eventual interference effects in the

region of the narrow 2^+ resonance around $E_{c.m.} = 2.68$ MeV. The second (“Turntable experiment”) placed emphasis on accurate cross section measurements at low energies. Both experiments have been performed at the Stuttgart DYNAMITRON accelerator, which was able to provide target currents up to $600 \mu\text{A}$. The experimental pre-conditions for highly sensitive measurements of extremely low cross sections—measuring time, beam intensity, detector efficiency, and target quality—have been optimized as far as possible under the prevailing circumstances.

Much attention was turned to the production of very pure and homogeneous high beam power ^{12}C targets and their analysis. The targets consist of isotopically enriched ^{12}C implanted in an electroplated pure gold backing, which sits on a water cooled OFHC copper sheet. They are capable of beam loads up to 10 kW/cm^2 . For the EUROGAM-array experiment targets with $1.3\text{--}11 \times 10^{18}$ atoms/cm² have been implanted at 20–70 keV at the DTL Bochum and the SIDONIE accelerator in Orsay. The targets for the turntable experiment with $\approx 2 \times 10^{18}$ atoms/cm² have been deposited at the SIDONIE facility at 0.4–1 keV to produce carbon layers with a diamond-like structure [Hof98] and to increase their life time. Thereby the new targets could withstand the high beam loads 50–100 % longer compared to targets, which were implanted at high energies. Moreover the homogeneity of the targets could be drastically improved. To achieve high vacuum as well as ultimate purity around the target, in both experiments a turbomolecular pump and four cryo-traps in terms of gold plated copper tubes at liquid nitrogen temperature have been provided. The target degradation was measured by RBS-scans, which have been carried out at the ARAMIS accelerator in Orsay. Thus the ^{12}C amount on the targets could be determined with a yet unreached precision. To constrain the absolute normalization of the cross sections the absolute detector efficiencies have been obtained by means of calibrated standard sources and the $E_p = 992$ keV resonance of the $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ reaction [Kei76, Ant77, End90, Zij90, Chr99]. The number of projectiles accumulated on the target was measured with a calibrated current integrator.

For the angular distribution measurements BGO-shielded arrays with large HPGe detectors in close geometry have been used. The setups were adapted to the particular purpose. For the EUROGAM-array experiment a setup with nine detectors with 70–80 % relative efficiency (at 1.33 MeV) from the EUROGAM pool were used, which allowed fast measurements of angular distributions with nine positions *at once* for the first time. That in turn enabled the first direct measurement of the excitation function around the narrow 2^+ resonance with sufficient statistics.

In contrast the low energy measurements of the turntable experiment above all needed high detection efficiency. The combination of four HPGe detectors with ≈ 100 % relative efficiency (at 1.33 MeV), even smaller distances between the target and the detectors, and a new target design with less γ -absorption enabled about three times higher absolute efficiency of a single

detector compared to the EUROGAM-array experiment. By placing three detectors on a motor-driven turntable, which was successively turned into three different positions, and using the fourth detector as a fixed reference also nine independent angle positions could be realized.

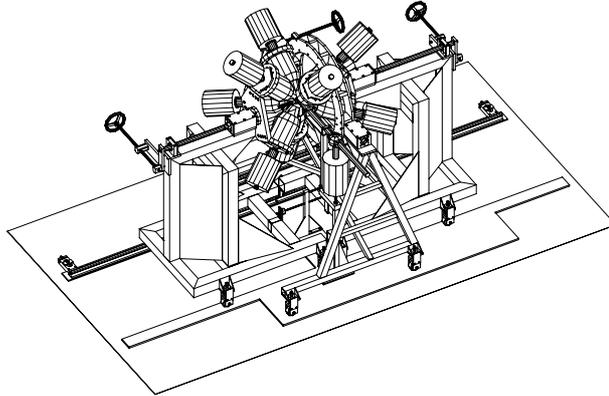


Fig. 1: Setup of the EUROGAM-array experiment. Nine actively shielded HPGe detectors were positioned around the target in 4π geometry.

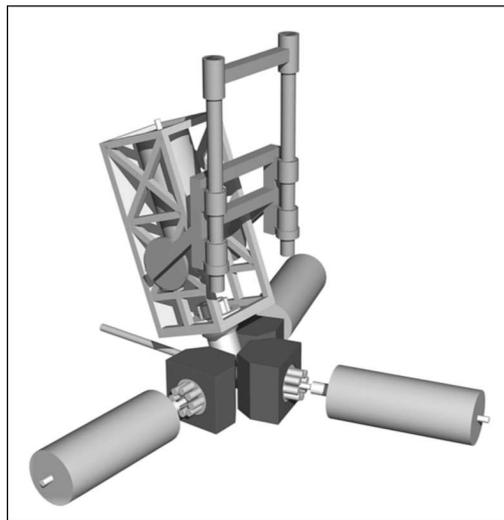


Fig. 2: The new setup for the turntable experiment consists of a fixed reference detector above the target and three further HPGe detectors on a turntable. All detectors feature active and passive shielding. The improved setup allows a closer geometry and thus even higher efficiency.

Target Analysis

The target thickness and the homogeneity of the ^{12}C layers was determined by RBS scans of the target surface before and after the experiment. RBS spectra

measured at typically 25 positions on the surface provided information on the depth profile, that could be used to calculate effective projectile energies and the absolute ^{12}C amount at the specific position. By interpolation of the amounts using the inverse distance weighting method and convolving the resulting profile with the beam profile one gains the effective ^{12}C amount which was “seen” by the $^4\text{He}^+$ beam. By means of the RBS method this quantity could be determined with relative uncertainties of $\approx 10\text{--}14\%$ in the EUROGAM-array experiment and only $\approx 5\%$ in the turntable experiment.

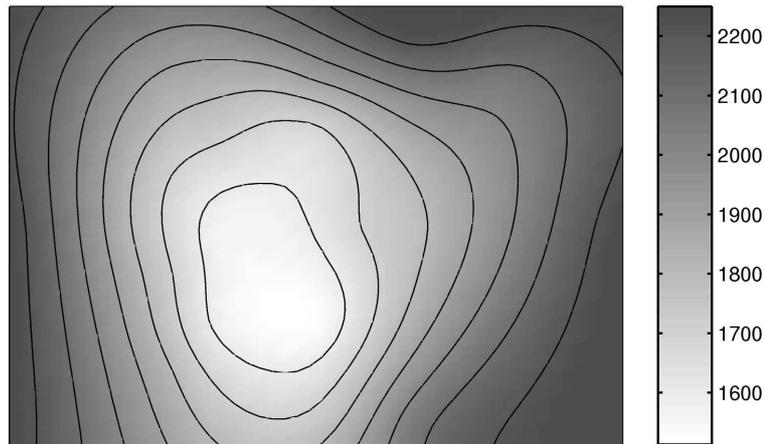


Fig. 3: Absolute ^{12}C amount on target O-6 after using it in the turntable experiment. The amount is given in 10^{15} cm^{-2} .

Peak-shape Analysis and Angular Distributions

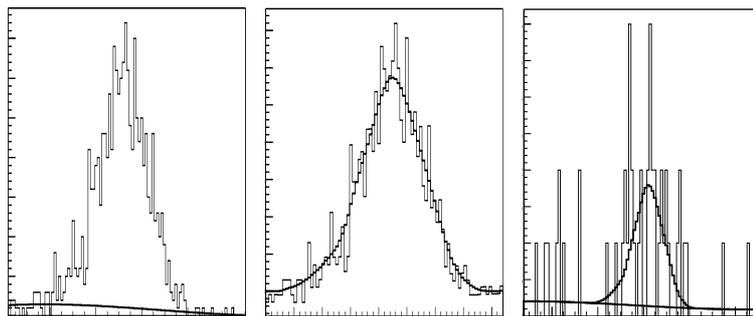


Fig. 4: Peak-shape analysis: The area of peaks with low statistics was determined using reference peaks from spectra with high statistics or Monte Carlo simulations (left). The smoothed shape (middle) was used as fit function for the interesting peak (right) keeping all parameters fixed, except for the peak area.

To gain the angular distributions the full energy peaks in the recorded γ -spectra have been analyzed using specific fitting procedures for background

subtraction and peak-shape analysis based on reference peaks from spectra with high statistics or Monte Carlo simulations.

While the angular distributions could be measured at once in the EUROGAM-array experiment, they had to be recorded step by step in the turntable experiment by revolving the table to another position after every 1–2 C charge accumulated on the target. The fixed detector played an important role for the normalization of the different table positions.

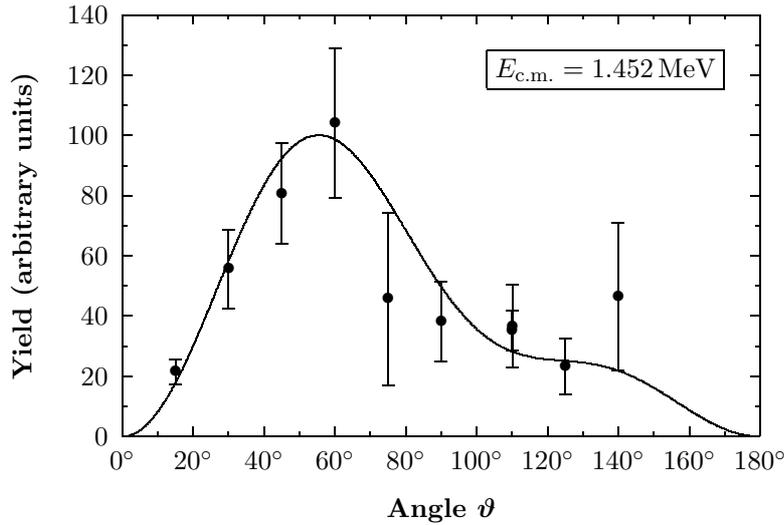


Fig. 5: Exemplary angular distribution measured in the frame of the turntable experiment.

After corrections for finite geometry, absolute efficiencies, target thickness, and target degradation the angular distributions have been fitted by means of the formula by Dyer and Barnes [Dye74]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{E1}}{4\pi} \left[W_{E1}(\cos \vartheta) + \frac{\sigma_{E2}}{\sigma_{E1}} W_{E2}(\cos \vartheta) + \sqrt{\frac{\sigma_{E2}}{\sigma_{E1}}} \cos \phi_{12} W_{12}(\cos \vartheta) \right]$$

with

$$\begin{aligned} W_{E1}(\cos \vartheta) &= 1 - P_2(\cos \vartheta), \\ W_{E2}(\cos \vartheta) &= 1 + \frac{5}{7} P_2(\cos \vartheta) - \frac{12}{7} P_4(\cos \vartheta), \\ W_{12}(\cos \vartheta) &= \frac{6}{\sqrt{5}} (P_1(\cos \vartheta) - P_3(\cos \vartheta)), \end{aligned}$$

where W_{E1} and W_{E2} are the distributions of the $E1$ and $E2$ part respectively, and W_{12} is the interference part. P_l are Legendre polynomials, which already

include attenuation factors for the finite detector geometry. Only the cross sections σ_{E1} and σ_{E2} have been used as free fit parameters, as the phase ϕ_{12} could be fixed by elastic α -scattering data [Ago75, Pla87].

R-Matrix Analysis

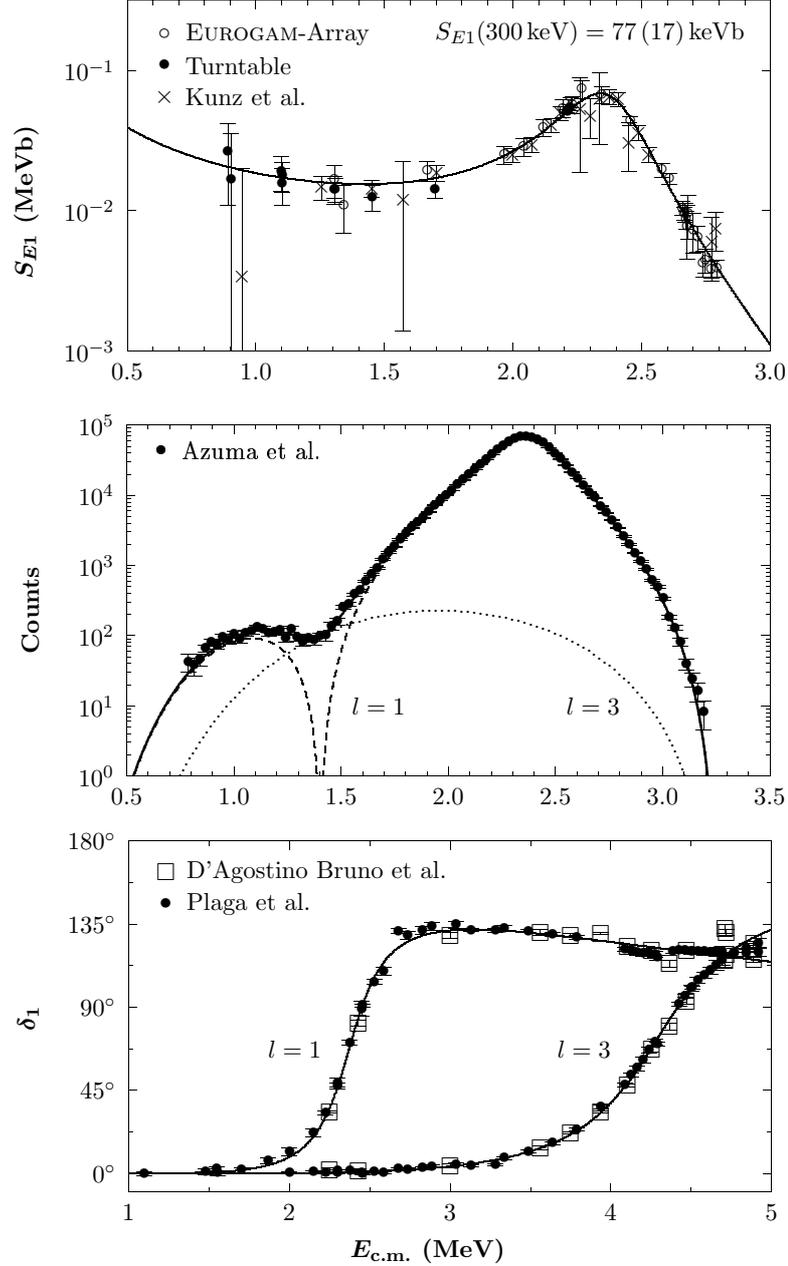


Fig. 6: The recommended simultaneous 3-level *R*-matrix fit to the *E1* capture data obtained in this work and by Kunz et al. [Kun01], as well as to data of β -delayed α -decay of ^{16}N [Azu94, Azu97] and elastic α -scattering for $l = 1, 3$ [Ago75, Pla87].

The two new experiments and the one of Kunz et al. [Kun01] have been performed under very similar conditions. Therefore the dataset of Kunz et al. has also been included in the R -matrix analysis, aiming at a more precise extrapolation of the cross section to astrophysically relevant energies. The $E1$ part of the capture cross section has been described by a 3-level R -matrix fit considering the subthreshold 1^- resonance at $E_x = 7.117$ MeV, the broad 1^- resonance at $E_x = 9.585$ MeV, and a fictitious background contribution, which includes further 1^- resonances at higher energies (see figure 6). Besides the capture data simultaneously elastic α -scattering data [Ago75, Pla87] for $l = 1, 3$ and the β -delayed α -decay of ^{16}N [Azu94, Azu97] have been fitted. The four possible interference combinations have been treated independently. The best combination was chosen via the χ^2 . Especially by means of the data obtained in the turntable experiment the case of constructive interference between all states is strongly favored. All other interference combinations can be excluded now.

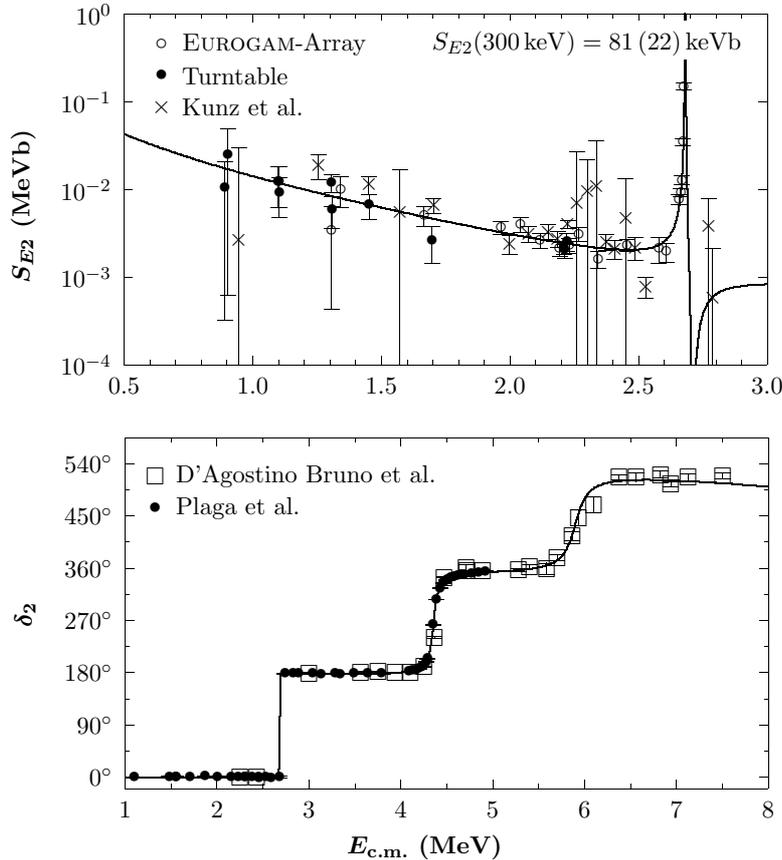


Fig. 7: The recommended simultaneous 5-level R -matrix fit to the $E2$ capture data obtained in this work and by Kunz et al. [Kun01], as well as to elastic α -scattering data for $l = 2$ [Ago75, Pla87].

The excitation function of the $E2$ part has been described by a 5-level R -matrix fit considering the subthreshold 2^+ state at $E_x = 6.917$ MeV, the

narrow 2^+ resonance at $E_x = 9.845$ MeV, two further 2^+ resonances at $E_x = 11.52$ MeV and $E_x = 13.02$ MeV, as well as a fictitious background contribution (see figure 7). As the narrow 2^+ resonance is broadened by the target thickness, only its low energy tail has been included in the R -matrix analysis. The elastic α -scattering data for $l = 2$ and resonance parameters from Tilley et al. [Til93] have been considered using the formalism by Angulo et al. [Ang00], which allows to include physically relevant resonance parameters. Again the 16 possible interference combinations have been treated separately, and the fit with the lowest χ^2 has been chosen. As in the $E1$ case the data of the turntable experiment improve the situation at low energies. Furthermore the investigation of the narrow 2^+ resonance in the EUROGRAM-array experiment gained important information about the interference structure. Thereby the cases of destructive interference at the low energy tail of this resonance can be excluded without much doubt now. The S -factor for contributions by cascade transitions has been taken from [Kun02]. The recommended S -factors are as follows:

$$\begin{aligned} S_{E1}(300 \text{ keV}) &= 77 (17) \text{ keV b} & S_{\text{casc}}(300 \text{ keV}) &= 4 (4) \text{ keV b} \\ S_{E2}(300 \text{ keV}) &= 81 (22) \text{ keV b} & S_{\text{tot}}(300 \text{ keV}) &= 162 (39) \text{ keV b}. \end{aligned}$$

Thermonuclear Reaction Rate

A new reaction rate for $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ was obtained by the convolution of the excitation functions (see figure 8) with the Maxwell-Boltzmann distribution of α -particles according to the stellar temperature in terms of a numerical integration of the following expression:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty \exp \left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}} - \frac{E}{k_B T} \right) S(E) dE.$$

For $E_{c.m.} \leq 2.89$ MeV the $E1$ part of the cross section was described by the abovementioned R -matrix fit. Because of the lack of experimental data, at higher energies the resonance parameters for the R -matrix description have been taken from [Til93], whereby the interference structure has been chosen in a way to obtain a smooth conjunction between both fits. In contrast the $E2$ part has been completely described by the aforesaid 5-level R -matrix fit. The contributions of resonances with other multipolarities and cascade transitions were considered by a third residual part, taking the missing data from [Til93] and assuming Breit-Wigner curves with energy dependent widths for these resonances. That is, in this case no interference effects could be taken into account.

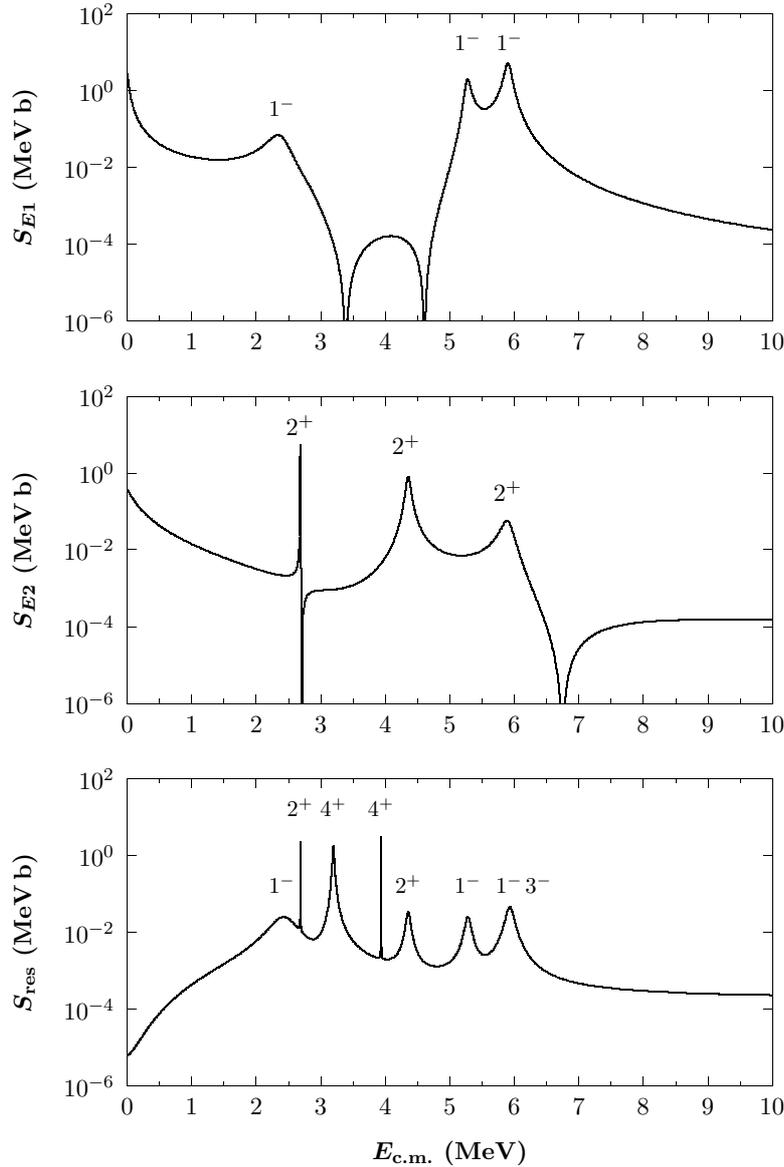


Fig. 8: S -factors used to calculate the thermonuclear reaction rate.

It turns out that the $E1$ and $E2$ contributions to the reaction rate are of the same order at $T_9 \approx 0.2$ and clearly dominate the rate at helium burning temperatures. The residual contribution begins to play a role above $T_9 \approx 1$. Figures 9 and 10 show a comparison of our new reaction rate and rates determined in former investigations. Within the uncertainties the new rate is in good agreement with the rate by Buchmann et al. [Buc96], but with a relative uncertainty of 25 % it is about a factor of three more precise than the latter. In comparison to the NACRE rate [Ang99] the differences at high temperatures strike most of all. This is due to the fact, that for the NACRE compilation no interference effects have been considered above $E_{c.m.} = 3$ MeV. At helium burning temperatures both rates are consistent within the error bars.

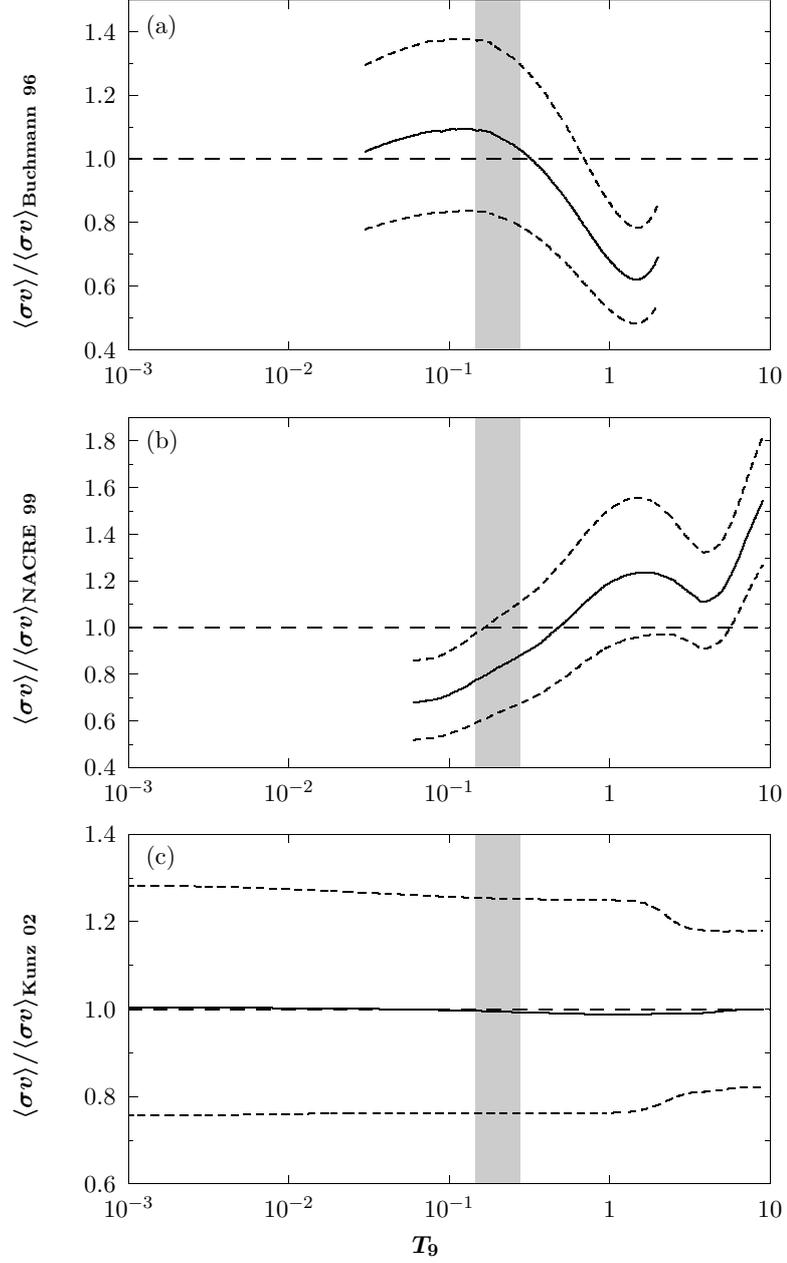


Fig. 9: Comparison of the new reaction rate with the rates by Buchmann et al. [Buc96] (a), the NACRE compilation [Ang99] (b), and Kunz et al. [Kun02] (c). The plots show the ratios of our recommended rate (solid line) and the minimum and maximum rates (dashed lines) to the respective reference rate.

The new reaction rate is considerably less uncertain at helium burning temperatures than the NACRE rate (relative uncertainty 40%). Our new rate is in excellent agreement with the reaction rate by Kunz et al. [Kun02] over the whole temperature range. Differences are in the range of a few percent. This is due to the facts, that the underlying experiments have been performed under very similar conditions on the one hand, and that the data set of Kunz et

al. has been included in the calculation of the new reaction rate on the other hand. The relative uncertainties could be further diminished, except for high temperatures above $T_9 \approx 2$. In particular at helium burning temperatures the relative uncertainty could be reduced from 30 % to 25%.

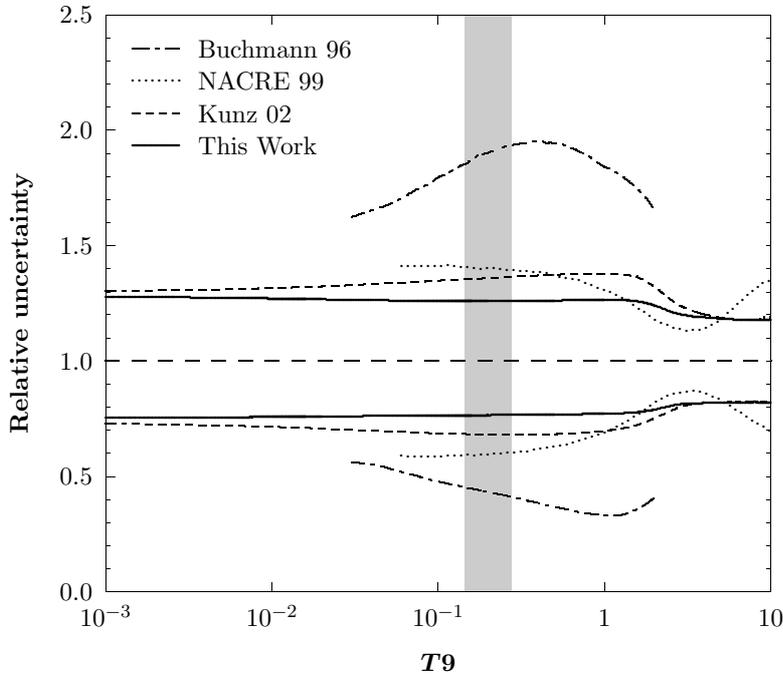


Fig. 10: Error margins of our new reaction rate and the rates determined by Buchmann et al. [Buc96], the NACRE compilation [Ang99], and Kunz et al. [Kun02].

To use the reaction rate in star model calculations the numerical reaction rate has been described by two analytical expressions given by Buchmann et al. [Buc96] and Rauscher et al. [Rau00]. The analytical fits are valid for $10^{-3} \leq T_9 \leq 10$ and $0.02 \leq T_9 \leq 10$ respectively, with relative uncertainties of 7 % and 12 % respectively.

Conclusion

In the frame of this thesis the important $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction has not only been measured with a yet unreached sensitivity. With a relative uncertainty of 25 % also its reaction rate could be determined more precisely than ever before. Even though the uncertainty of 10 % claimed by theoretical astrophysicists [Woo03] requires further measurements with improved detector technology, the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction is not anymore the very uncertainty it used to be before the new experiments. It could be shown that the requested precision comes into reach by the consequential experimental implementation of γ -angular distribution measurements in regular kinematics.

References

- [Ago75] M. D'Agostino Bruno, I. Massa, A. Uguzzoni, G. Vannini, E. Veronidini and A. Vitale, *Experimental Study of the α - ^{12}C Elastic Scattering. R-Matrix Analysis of the Phase Shifts and ^{16}O Levels.*, Nuovo Cimento **27 A**, 1 (1975).
- [Ang99] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter and M. Lamahi Rachtı, *A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates*, Nucl. Phys. **A656**, 3 (1999).
- [Ang00] C. Angulo and P. Descouvemont, *R-Matrix analysis of interference effects in $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Phys. Rev. C **61**, 064611 (2000).
- [Ant77] A. Anttila, J. Keinonen, M. Hautala and I. Forsblom, *Use of the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, $E = 992\text{ keV}$ Resonance as a Gamma-Ray Intensity Standard*, Nucl. Instrum. Methods **147**, 501 (1977).
- [Azu94] R. E. Azuma, L. Buchmann, F. C. Barker, C. A. Barnes, J. M. D'Auria, M. Dombisky, U. Giesen, K. P. Jackson, J. D. King, R. G. Korteling, P. McNeely, J. Powell, G. Roy, J. Vincent, T. R. Wang, S. S. M. Wong and P. R. Wrean, *Constraints on the low-energy $E1$ cross section of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ from the β -delayed α spectrum of ^{16}N* , Phys. Rev. C **50**, 1194 (1994).
- [Azu97] R. E. Azuma, L. Buchmann, F. C. Barker, C. A. Barnes, J. M. D'Auria, M. Dombisky, U. Giesen, K. P. Jackson, J. D. King, R. G. Korteling, P. McNeely, J. Powell, G. Roy, J. Vincent, T. Wang, S. S. M. Wong and P. R. Wrean, *Errata: Constraints on the low-energy $E1$ cross section of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ from the β -delayed α spectrum of ^{16}N* , Phys. Rev. C **56**, 1655 (1997).
- [Buc96] L. Buchmann, *New Stellar Reaction Rate for $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Astrophys. J. **468**, 127 (1996).
- [Chr99] C. Chronidou, K. Spyrou, S. Harissopulos, S. Kossionides and T. Paradellis, *Resonance strength measurements of the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ reaction in the energy range $E_p = 0.8 - 2.0\text{ MeV}$* , Eur. Phys. J. **A6**, 303 (1999).
- [Dye74] P. Dyer and C. A. Barnes, *The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction and Stellar Helium Burning*, Nucl. Phys. **A233**, 475 (1974).

- [End90] P. M. Endt, C. Alderliesten, F. Zikderhand, A. A. Wolters and A. G. M. van Hees, *Spectroscopic Information on ^{14}Mg and ^{28}Si from Proton Capture*, Nucl. Phys. **A510**, 209 (1990).
- [Hof98] H. Hofsäss, C. Ronning, M. Sebastian and H. Feldermann, *Cylindrical Spike Model for the Formation of Diamondlike Thin Films by Ion Deposition*, Appl. Phys. **A66**, 153 (1998).
- [Kei76] J. Keinonen and A. Antilla, *The Standard Resonance Strength in the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ Reaction*, **46**, 61 (1976).
- [Kun01] R. Kunz, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopulos and T. Paradellis, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$: The Key Reaction in Stellar Nucleosynthesis*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3244 (2001).
- [Kun02] R. Kunz, M. Fey, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopulos and T. Paradellis, *Astrophysical Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Astrophys. J. **567**, 643 (2002).
- [Pla87] R. Plaga, H. W. Becker, A. Redder, C. Rolfs, H. P. Trautvetter and K. Langanke, *The Scattering of Alpha Particles from ^{12}C and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Stellar Reaction Rate*, Nucl. Phys. **A465**, 291 (1987).
- [Rau00] T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *Astrophysical Reaction Rates from Statistical Model Calculations*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **75**, 1 (2000).
- [Til93] D. R. Tilley, H. R. Weller and C. H. Cheves, *Energy levels of light nuclei $A = 16-17$* , Nucl. Phys. **A564**, 1 (1993).
- [Wal97] G. Wallerstein, I. I. Jr., P. Parker, A. M. Boesgaard, G. M. Hale, A. E. Champagne, C. A. Barnes, F. Käppeler, V. V. Smith, R. D. Hoffman, F. X. Timmes, C. Sneden, R. N. Boyd, B. S. Meyer and D. L. Lambert, *Synthesis of the elements in stars: forty years of progress*, Rev. Mod. Phys. **69**, 995 (1997).
- [Wea93] T. A. Weaver and S. E. Woosley, *Nucleosynthesis in massive stars and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate*, Phys. Rep. **227**, 65 (1993).
- [Woo03] S. E. Woosley, A. Heger, T. Rauscher and R. D. Hoffmann, *Nuclear Data Needs for the Study of Nucleosynthesis in Massive Stars*, Nucl. Phys. **A718**, 3c (2003).
- [Zij90] F. Zijderhand, F. P. Jansen, C. Alderliesten and C. van der Leun, *Detector-Efficiency Calibration for High-Energy Gamma-Rays*, **A286**, 490 (1990).

Zusammenfassung

Von theoretischen Astrophysikern wird seit Jahren eine präzisere Messung der thermonuklearen Reaktionsrate der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ gefordert. Da diese Reaktionsrate die stellare Nukleosynthese und die Evolution von Sternen entscheidend beeinflusst, gilt sie als die größte Unsicherheit und das wichtigste noch fehlende Glied im Netzwerk der Sternmodellrechnungen, und die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ als die Schlüsselreaktion der Nuklearen Astrophysik schlechthin [Woo03].

Mit dem Ziel, ihre Reaktionsrate genauer zu bestimmen, wurde die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ im Rahmen dieser Arbeit zwischen $E_{\text{c.m.}} \approx 890$ keV und 2800 keV erneut vermessen, wobei Schwerpunkte auf der Untersuchung eventueller Interferenzen der 2^+ -Resonanz bei $E_{\text{c.m.}} = 2.68$ MeV mit der unter-schwelligeren 2^+ -Resonanz und auf Messungen des Wirkungsquerschnitts bei tiefen Energien lagen. Da die Trennung der $E1$ - und $E2$ -Anteile des Wirkungsquerschnitts für die Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich $E_{\text{c.m.}} \approx 0.1\text{--}8$ MeV aufgrund von Interferenzen unumgänglich ist, wurden in normaler Kinematik Winkelverteilungen der emittierten γ -Quanten gemessen.

Dieser Arbeit liegen zwei neue Experimente zugrunde: Beim ersten Experiment wurden mit einer Anordnung von neun HPGe-Detektoren in 4π -Geometrie erstmals Winkelverteilungen mit neun Winkelpositionen auf einmal aufgenommen, was überhaupt erst die präzise Vermessung der 2^+ -Resonanz ermöglichte. Ergänzend dazu wurde in einem zweiten Experiment mit verbesserter Target-Technologie und einem optimierten Setup – bestehend aus drei hocheffizienten HPGe-Detektoren auf einem Drehtisch und einem weiteren feststehenden HPGe-Detektor als Referenz – Winkelverteilungen bei einigen ausgewählten (tiefen) Energien gemessen. Auch hier konnten neun verschiedene Winkelpositionen realisiert und die bislang empfindlichsten Wirkungsquerschnitts-Messungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ durchgeführt werden.

Mit Hilfe der R -Matrix-Methode wurden die $E1$ - und $E2$ -Anteile des Wirkungsquerschnitts unabhängig voneinander in den relevanten Energiebereich extrapoliert. Da mit dem Vorgängerexperiment von Kunz et al. [Kun01, Kun02a] Meßdaten vorliegen, die auf vergleichbare Weise und mit ähnlicher Präzision ermittelt wurden, war es sinnvoll, diese Daten – zur Erhöhung der Genauigkeit – in die R -Matrix-Analyse einzubeziehen. Der

$E1$ -Anteil wurde durch einen 3-Level- R -Matrix-Fit an die neu gewonnenen Einfangdaten, die Daten von Kunz et al. und an Daten aus Experimenten zur elastischen α -Streuung [Ago75, Pla87] sowie zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N [Azu94, Azu97] beschrieben. Der $E2$ -Anteil wurde durch einen 5-Level- R -Matrix-Fit an die Daten dieser Arbeit, die Daten von Kunz et al. und elastische α -Streudaten bestimmt. In beiden Fällen wurden alle Interferenzmöglichkeiten getrennt betrachtet und der beste Fit zur Bestimmung der Reaktionsrate verwendet. Durch die Untersuchung der 2^+ -Resonanz gelang es, für den $E2$ -Anteil einen Großteil möglicher Interferenzkombinationen auszuschließen, ebenso durch die Messungen bei tiefen Energien für den $E1$ -Anteil. Die S -Faktoren bei $E_{\text{c.m.}} = 300 \text{ keV}$ ergeben sich zu $S_{E1}^{300} = 77 (17) \text{ keV b}$ und $S_{E2}^{300} = 81 (22) \text{ keV b}$.

Zur Bestimmung der thermonuklearen Reaktionsrate wurden darüberhinaus alle bekannten γ -Übergänge, die nicht zu S_{E1} oder S_{E2} beitragen, durch Breit-Wigner-Kurven mit energieabhängigen Breiten beschrieben, und damit deren Beitrag zum totalen S -Faktor bestimmt.

Die Reaktionsrate wurde dann im Temperaturbereich $0.001 \leq T_9 \leq 10$ durch numerische Integration der S -Faktoren ermittelt. Zur Verwendung der Reaktionsrate in Sternmodellrechnungen wurden außerdem Parametersätze für die beiden üblicherweise verwendeten analytischen Fitformeln [Buc96a, Rau00] abgeleitet, die mit Genauigkeiten von 7 % bzw. 12 % im Temperaturbereich $0.001 \leq T_9 \leq 10$ bzw. $0.02 \leq T_9 \leq 10$ Gültigkeit besitzen.

Die neue Rate ist innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit den Reaktionsraten, die von Buchmann [Buc96a], in der NACRE-Kompilation [Ang99] und von Kunz et al. [Kun02a] angegeben werden. Die relative Unsicherheit, die nun im astrophysikalisch relevanten Temperaturbereich etwa 25 % beträgt, konnte auch gegenüber der – mit 30 % Unsicherheit bisher genauesten – von Kunz et al. ermittelten Rate weiter reduziert werden.

Die von theoretischen Astrophysikern geforderte maximale relative Unsicherheit von 10 % konnte zwar auch durch die beiden neuen Experimente – wie erwartet – nicht erreicht werden. Aber es wurde ein gangbarer Weg gezeigt, auf dem diese Genauigkeit durch konsequente Weiterentwicklung dieser Experimente mit Hilfe eines noch einmal deutlich empfindlicheren Detektorarrays in der Zukunft tatsächlich erzielt werden kann.

Kapitel 1

Einleitung

Die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ gilt als die wichtigste Einfangreaktion in der Nuklearen Astrophysik. In diesem Kapitel wird zunächst ein kurzer Überblick über das faszinierende, interdisziplinäre Gebiet der Nuklearen Astrophysik gegeben. Um die $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion und ihre Schlüsselrolle in dieses Gebiet einordnen zu können, werden in den Abschnitten 1.2 und 1.3 die wichtigsten Schritte in der Entwicklung eines Sterns und der Einfluß der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ auf diese Entwicklung beschrieben. Die bei der Bestimmung der Reaktionsrate auftretenden Probleme und ihre Lösung werden schließlich in Abschnitt 1.4 aufgezeigt.

Diese und die in Kapitel 2 behandelten Themen wurden bereits ausführlich in [Kun02b] dargestellt. Da auf die Grundlagen im folgenden immer wieder zurückgegriffen wird, werden sie hier für Leser, denen diese Arbeit nicht zur Verfügung steht, noch einmal zusammengefaßt und aktualisiert.

1.1 Nukleare Astrophysik

Während die Hauptaufgabe der Astronomie im traditionellen Sinn die Beobachtung der Erscheinungen im Universum ist, verbindet die Astrophysik Astronomie und Physik und wendet auf der Erde ermittelte physikalische Gesetze auf Objekte im Universum an. Sie erklärt damit die Vorgänge im Universum, wobei das Hauptinteresse auf den größeren Strukturen liegt. Die Nukleare Astrophysik wiederum verbindet die Astrophysik mit der Kernphysik und stellt einen Zusammenhang zwischen dem Makrokosmos (Sterne, Galaxien und Galaxienhaufen) und dem Mikrokosmos (Atome, Atomkerne und Elementarteilchen) – also den größten und kleinsten uns bekannten Strukturen im Kosmos – her. Ziel der Nuklearen Astrophysik ist einerseits die Beantwortung der Frage nach der Herkunft der Materie – insbesondere der chemischen Elemente – im Universum, und die Erklärung ihrer Häufigkeiten, die aus astro- und geophysikalischen Beobachtungen bekannt sind. Dazu versucht sie, die Struktur und Entwicklung von Sternen zu verstehen. Dies beinhaltet sowohl die Energieproduktion und Elementsynthese in Sternen als auch

die Entstehung von Neutronensternen und Schwarzen Löchern. Andererseits beschäftigt sie sich mit der Herkunft kosmischer Strahlung und der Astronomie von Neutrinos und γ -Strahlung.

Die Ursprünge der Nuklearen Astrophysik liegen in den 20-er und 30-er Jahren des letzten Jahrhunderts. 1926 stellte A. Eddington die Hypothese auf, daß in Sternen Energie durch Kernreaktionen erzeugt wird, wobei gleichzeitig die schweren Elemente produziert werden [Edd26]. 1957 führte dies zur Theorie der stellaren Nukleosynthese.

1.2 Nukleosynthese und Sternevolution

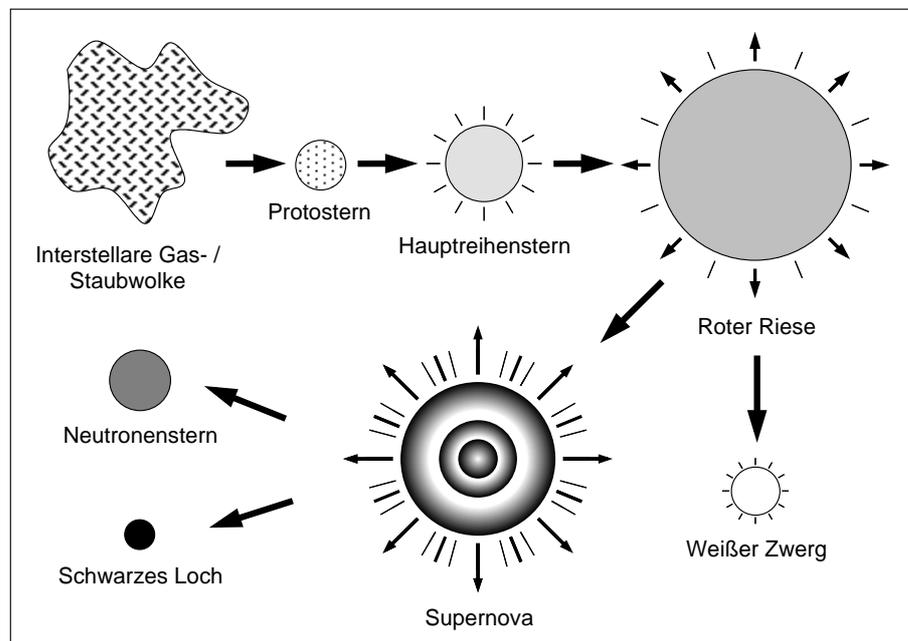


Abbildung 1.1: Entwicklung von Sternen. Die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ findet während des Heliumbrennens von Roten Riesen statt und beeinflusst die spätere Entwicklung eines Sterns erheblich.

Nach unserer heutigen Vorstellung hatten sich bereits wenige Minuten nach dem Urknall Quarks zu Protonen ($\approx 87\%$) und Neutronen ($\approx 13\%$) vereinigt. In der Folge entstanden während der sogenannten primordialen Nukleosynthese neben ^1H ($\approx 76\%$) und ^4He ($\approx 23\%$) geringe Mengen ^2H , ^3He und ^7Li . In den neutronenreichen Gebieten des Universums wurde außerdem ein kleiner Teil der Metalle¹ ($\approx 0.1\%$) bereits primordial erzeugt, insbesondere auch ^{12}C . Für die Nukleosynthese in dieser Phase des Universums blieb wegen der kurzen Halbwertszeit von Neutronen (knapp 15 Minuten) nur wenig

¹In der Astrophysik werden alle Elemente, die schwerer als Helium sind, als Metalle bezeichnet.

Zeit. Sie wurde ferner dadurch stark behindert, daß für die Massen 5 und 8 keine stabilen Isotope existieren.

Erst in Sternen liegen Bedingungen vor, unter denen schwerere Elemente in großen Mengen produziert werden können. Da dies nur durch Einfang- und Fusionsreaktionen möglich ist, müssen über ausreichend lange Zeit hohe Teilchendichten vorherrschen, was in Sternen gewährleistet ist.

Ein Stern bildet sich aus einer Zusammenballung einer interstellaren Gas- oder Staubwolke, die sich unter der Wirkung ihrer Gravitation lokal zusammenzieht und dadurch aufheizt. Seine weitere Entwicklung läuft in mehreren Brennphasen ab. Bis zu diesem Zeitpunkt spricht man von einem Protostern. Die „Geburt“ des Sterns ist das Zünden der ersten Brennphase. Sobald Temperatur und Dichte im Zentrum des Sterns bzw. des Protosterns hoch genug sind, beginnt die jeweils nächste Brennphase, bei der die Asche der vorigen Phase zu immer schwereren Kernen fusioniert. Der durch die Fusion entstehende thermische Druck wirkt der Gravitation entgegen und bringt die Kontraktion vorübergehend zum Stillstand. Ist der Brennstoffvorrat im Inneren des Sterns soweit verbraucht, daß die Gravitation den thermischen Druck wieder überwiegt, kontrahiert der Kern des Sterns weiter, und die nächste Brennphase beginnt – vorausgesetzt, daß der Stern massereich genug ist, um die dafür notwendigen Temperaturen und Dichten zu erreichen. Die Gesamtenergieproduktion des Sterns steigt dadurch und die äußeren Schichten werden weiter nach außen gedrückt bis der thermische Druck auf der einen und die Gravitation auf der anderen Seite wieder im Gleichgewicht sind. In Schalen um den Kern finden weiterhin die vorherigen Brennphasen statt, da der dafür notwendige Brennstoff dort noch nicht verbrannt ist. Bei massearmen Sternen dauert die Phase nuklearen Brennens mehrere Milliarden Jahre, während sie bei entsprechend massereichen Sternen schon nach einigen Millionen Jahren beendet sein kann.

Hat der Stern seinen Brennstoff gänzlich verbraucht, zieht er sich weiter zusammen, da der thermische Druck sinkt, und damit das innere Gleichgewicht nicht mehr besteht. Sein ausgebrannter Kern geht, abhängig von der Masse, zu seinem Endstadium als Weißer Zwerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch über. Die äußeren Sternschichten werden im Fall des Weißen Zwerges als Planetarischer Nebel abgestoßen. Die Bildung eines Neutronensterns oder eines Schwarzen Lochs erfolgt durch einen Gravitationskollaps. In diesem Fall wird die Sternhülle in einer Supernova-Explosion in den interstellaren Raum zurück geschleudert. Die abgestoßene bzw. weggeschleuderte Materie ist das Ausgangsmaterial für neue Stern-Generationen – damit ist der Kreislauf der Sternevolution geschlossen.

1.2.1 Wasserstoffbrennen

Die erste Brennphase eines Sterns bezeichnet man als Wasserstoffbrennen. Im Verlauf dieser Phase werden vier Protonen zu Helium umgewandelt. Prinzi-

piell sind in jeder Brennphase mehrere Reaktionen zur Verbrennung eines Atomkerns möglich. Beim Wasserstoffbrennen sind dies in Sternen der ersten Generation vor allem die p - p -Kette (Abbildung 1.2), bei Sternen der zweiten Generation im wesentlichen der CNO-Zyklus (Abbildung 1.3). Sind ausreichend schwerere Elemente vorhanden, dann kommen auch noch der NeNa-Zyklus und der MgAl-Zyklus in Frage.

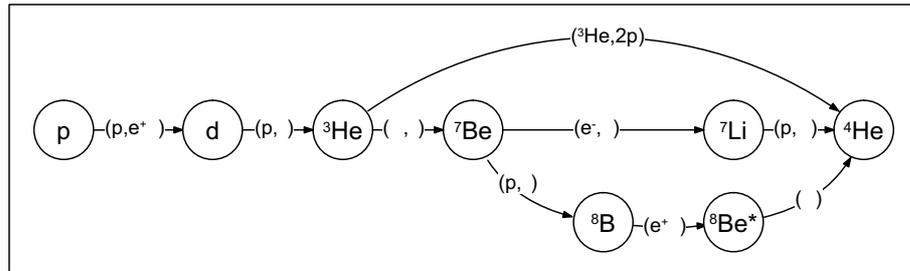
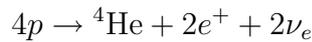


Abbildung 1.2: Die p - p -Kette.

Die p - p -Kette ist der Ausgangspunkt für alle weiteren Brennzyklen, denn sie erfolgt als erstes nach der Kontraktion der interstellaren Gaswolke. Sie besteht aus drei Einzelketten, deren Nettoergebnis jeweils die Reaktion



ist. Bei Temperaturen bis 2×10^7 K erfolgt das Wasserstoffbrennen hauptsächlich über die p - p -Kette.

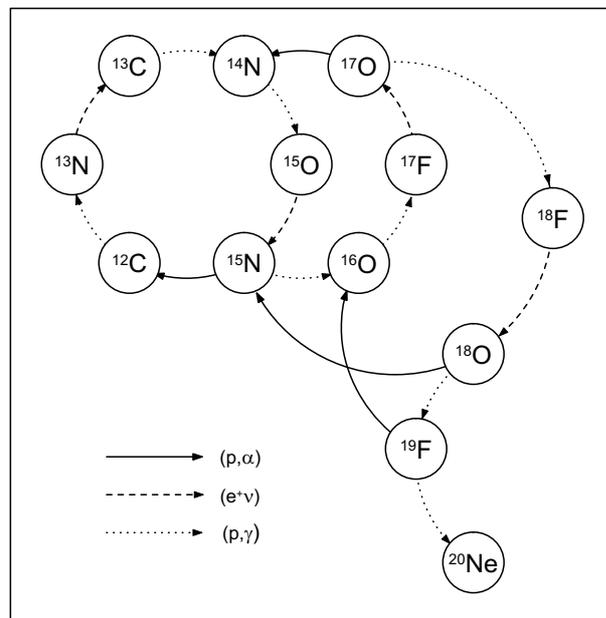


Abbildung 1.3: Der CNO-Zyklus.

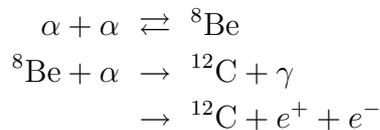
Mit steigender Temperatur spielt der aus vier Teilzyklen bestehende CNO-Zyklus eine immer wichtigere Rolle. Aus diesem Grund dominiert der CNO-

Zyklus in großen Sternen mit heißen Zentren, wohingegen die p - p -Kette in kleineren Sternen die wichtigere Energiequelle ist. Wie in der p - p -Kette werden auch im CNO-Zyklus letztendlich 4 Protonen in ${}^4\text{He}$ umgewandelt. Die an diesem Zyklus beteiligten schweren Atomkerne dienen lediglich als Katalysatoren.

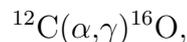
1.2.2 Heliumbrennen

Ist der Wasserstoff im Zentrum des Sterns verbraucht, bleibt dort im wesentlichen ${}^4\text{He}$ übrig. Der Kern des Sterns kontrahiert wie oben geschildert, wobei seine Temperatur und Dichte ansteigen. Um die Temperaturerhöhung auszugleichen, dehnt sich die Sternhülle aus². Da durch die Kontraktion der Wasserstoff in einer Schale um den Heliumkern erhitzt wird, kann noch mehr ${}^4\text{He}$ erzeugt werden, und der Kern wird nach und nach immer massiver. Sind schließlich die Temperatur ($> 10^8$ K) und die Dichte im Sternzentrum hoch genug, dann beginnt das Heliumbrennen. Dies setzt allerdings voraus, daß die Sternmasse größer als etwa $0.5 M_{\odot}$ ist.

Durch das Wasserstoffbrennen werden nur Kerne bis zur Massenzahl $A = 4$ erzeugt. Es stellt sich daher die Frage, wie trotz fehlender stabiler Elemente mit den Massen 5 und 8, Kohlenstoff ($A = 12$) in Sternen produziert werden kann³. Dies wird durch den zweistufigen Tripel-Alpha-Prozeß



ermöglicht. Da der Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$ bei den Energien des Heliumbrennens aufgrund einer starken Resonanz sehr groß ist, lebt der ${}^8\text{Be}$ -Kern – trotz der kurzen Halbwertszeit von etwa 10^{-16} s – lange genug, daß sich ein α -Teilchen anlagern kann, um den ${}^{12}\text{C}$ -Kern zu bilden. Von hier aus gibt es bei den Energien des Heliumbrennens keine andere Möglichkeit, zu schwereren Kernen zu kommen als den Einfang eines weiteren α -Teilchens. Die Reaktion

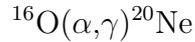


um die es in dieser Arbeit geht, besitzt zwar bei den Energien des Heliumbrennens direkt keine Resonanzen, allerdings in deren Nähe. Ein Teil des im

²Die Sternhülle expandiert bis zum 50-fachen des ursprünglichen Durchmessers. Da sich die Oberflächentemperatur durch diese Ausdehnung erniedrigt, und die emittierte Strahlung in den roten Spektralbereich verschoben wird, spricht man in diesem Stadium von einem Roten Riesen.

³Die primordial erzeugte ${}^{12}\text{C}$ -Menge reicht bei weitem nicht aus, die beobachtete Menge an ${}^{12}\text{C}$ im Universum zu erklären.

Tripel-Alpha-Prozeß gebildeten ^{12}C wird deshalb durch diese Reaktion gleich wieder verbrannt. Da die sich anschließende Reaktion



aufgrund fehlender Resonanzen bei den Temperaturen und Dichten des Heliumbrennens⁴ zu langsam abläuft, wird die Synthese schwererer Elemente blockiert [May01], und der während der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ produzierte Sauerstoff bleibt fast vollständig erhalten. Die Asche des Heliumbrennens besteht aus ^{12}C und ^{16}O .

1.2.3 Nukleosynthese schwererer Elemente

Sterne mit entsprechend hohen Massen durchlaufen nach dem Heliumbrennen weitere Brennphasen: Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- und Siliziumbrennen (siehe Abbildung 1.4). Die einzelnen Brennphasen folgen in immer kürzeren Abständen. Mit zunehmender Masse der beteiligten Atomkerne muß die Temperatur im Stern größer werden, damit die Coulombbarriere durchtunnelt werden kann. Da die Bindungsenergie pro Nukleon für $A = 56$ maximal wird, können keine schwereren Elemente als Eisen durch die Fusion geladener Teilchen produziert werden.

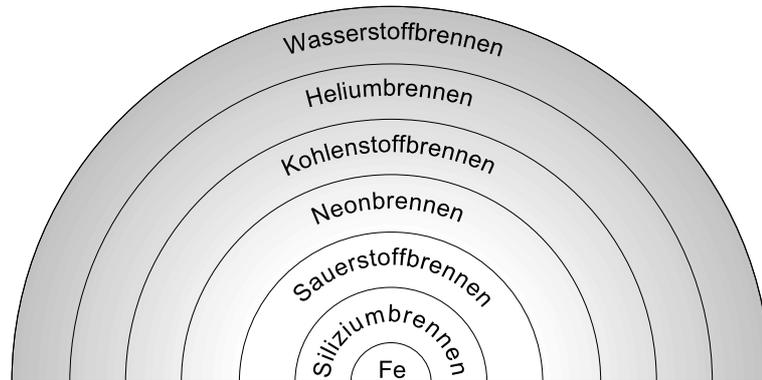


Abbildung 1.4: Nukleare Brennphasen massereicher Sterne. Um einen Eisen-Nickel-Kern läuft in mehreren Schichten das sogenannte Schalenbrennen ab (stark vereinfacht).

Möglich wird die Bildung von Kernen mit $A > 56$ durch Reaktionen, bei denen vom Atomkern ein oder mehrere Neutronen eingefangen werden. Dem Neutroneneinfang folgt in der Regel ein β^- -Zerfall. Läuft der Einfang der Neutronen dabei im Vergleich zur Zeitskala des β -Zerfalls langsam ab, so spricht man vom s-Prozeß, läuft er schnell ab, so spricht man vom r-Prozeß⁵.

⁴Die $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$ -Reaktionsrate wird hauptsächlich durch den Ausläufer einer einzigen entfernten Resonanz bestimmt.

⁵Die Bezeichnungen stammen aus dem Englischen, wobei s („slow“) für den vergleichsweise langsamen und r („rapid“) für den im Vergleich zum β -Zerfall schnellen Neutroneneinfang steht.

Durch diese beiden Prozesse werden alle schweren (neutronenreichen) Kerne erzeugt (siehe Abbildung 1.5). Die notwendigen Neutronen werden für den s-Prozeß während des Heliumbrennens durch (α, n) -Reaktionen produziert. Die hohen für den r-Prozeß notwendigen Neutronenflüsse herrschen nach heutigem Verständnis in explosiven Szenarien, zum Beispiel bei Supernova-Explosionen oder bei Kollisionen von Neutronensternen. Einige seltene protonenreiche Kerne, die weder durch den s- noch den r-Prozeß gebildet werden können, werden durch (p, γ) - und (γ, n) -Reaktionen im p-Prozeß gebildet, der vermutlich im Zusammenhang mit Nova-Ausbrüchen und Supernova-Explosionen stattfindet.

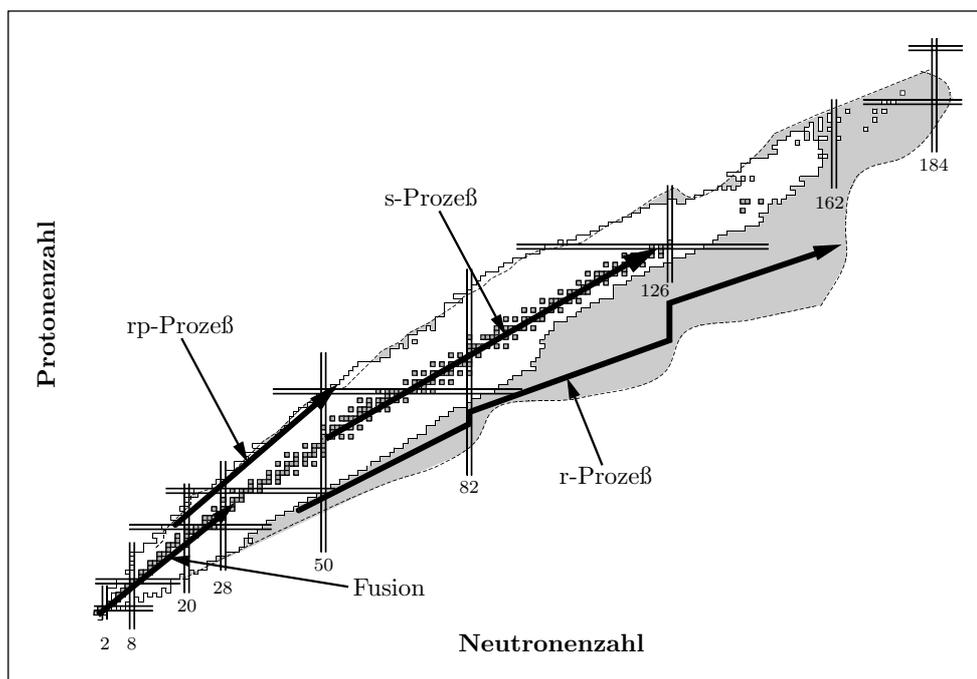


Abbildung 1.5: Produktionspfade der Nukleosynthese. Durch Fusion mit geladenen Teilchen können nur Kerne bis in die Eisen-Gegend produziert werden. Schwere Kerne werden durch Neutroneneinfang im s-Prozeß und r-Prozeß gebildet. Protonenreiche Kerne entstehen zum Beispiel entlang des rp-Prozeß-Pfades.

1.3 Die Rolle der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ in der Astrophysik

Die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ wird häufig als eine der wichtigsten, wenn nicht sogar als die wichtigste, oder auch als die „Schlüssel-Reaktion“ der (Nuklearen) Astrophysik bezeichnet [Wea93, Wal97, Käp98, Lan01, Woo03].

Ihre Reaktionsrate bestimmt das Verhältnis der Häufigkeiten von Kohlenstoff und Sauerstoff nach dem Heliumbrennen: Wie oben beschrieben, wird ^{12}C zu Beginn des Heliumbrennens durch den Tripel-Alpha-Prozeß gebildet.

Durch den Einfang eines weiteren α -Teilchens entsteht ^{16}O . Die Synthese von ^{20}Ne wird durch den geringen Wirkungsquerschnitt von $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$ bei den Energien des Heliumbrennens weitgehend verhindert, so daß der gebildete Sauerstoff nahezu vollständig erhalten bleibt.

Da ^{12}C und ^{16}O als Brennstoff in den nachfolgenden Brennphasen dienen, werden die Details aller späteren Brennphasen erheblich beeinflusst: Die Häufigkeiten aller schwereren Elemente sowie die Energieerzeugung und die weitere Evolution eines Sterns hängen empfindlich von der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate ab (siehe Abbildungen 1.6 und 1.7). Letztendlich entscheidet diese auch über das Endstadium des Sterns als Weißer Zwerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch, und über die Dynamik einer Supernova-Explosion.

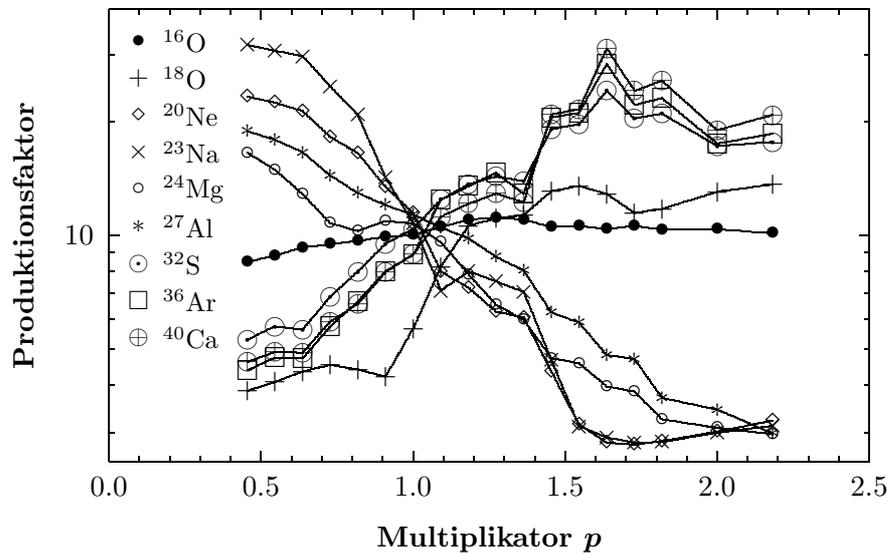


Abbildung 1.6: Nukleosynthese einiger wichtiger Isotope in Abhängigkeit von der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate [Woo03]. Der Multiplikator p ist auf die in [Kun02a] angegebene $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Rate bezogen. Das Zusammenlaufen der Kurven bei $p \approx 1.1$ bedeutet, daß die beobachteten Häufigkeiten der hier betrachteten Isotope dann am besten reproduziert werden können, wenn die Rate von Kunz et al. mit einem Faktor 1.1 multipliziert wird.

In Sternmodellrechnungen wird versucht, die beobachteten Elementhäufigkeiten zu reproduzieren. Dazu ist ein Netzwerk aus mehreren tausend Kernreaktionen und deren Reaktionsraten notwendig. Da jedes dieser Modelle Annahmen über die Struktur eines Sterns und die darin ablaufenden Prozesse beinhaltet, müssen die Modelle anhand der experimentell bestimmten Parameter überprüft werden. Die Reaktionsrate von $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ stellt dabei, trotz enormer experimenteller Anstrengungen in den letzten gut 30 Jahren, nach wie vor den größten Unsicherheitsfaktor dar. Derzeit wird für diese Reaktionsrate in dem für das Heliumbrennen relevanten Energiebereich eine Genauigkeit von 10% mit einer Unsicherheit von 2σ gefordert [Woo02a].

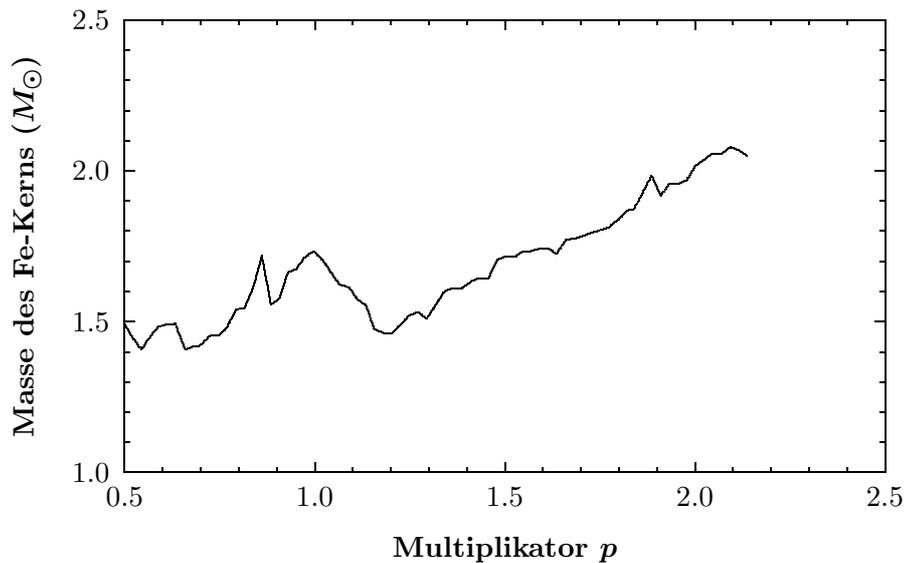


Abbildung 1.7: Masse des Eisenkerns eines Sterns mit $25 M_{\odot}$ in Abhängigkeit von der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate [Woo03]. Der Multiplikator ist auch hier auf die in [Kun02a] angegebene $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate bezogen. Die Masse des Eisenkerns variiert um bis zu 30 % – in einem Bereich, in dem diese Masse über die Entstehung eines Schwarzen Lochs oder eines Neutronensterns entscheidet.

1.4 Vom nuklearen Brennen im Stern zum Experiment im Labor

1.4.1 Schwierigkeiten und ein Lösungsansatz

Während die Reaktionsrate für den Tripel-Alpha-Prozeß gut genug bekannt ist, um die während des Heliumbrennens gebildete ^{12}C Menge zu bestimmen, war man bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ bisher weit davon entfernt, hinreichend genaue Eingabedaten für Sternmodellrechnungen liefern zu können.

Der Grund dafür ist der extrem kleine Wirkungsquerschnitt von etwa 10^{-17} b bei den Temperaturen des Heliumbrennens ($T_9 \approx 0.2$). Daß dabei dennoch nennenswerte Mengen an Sauerstoff entstehen können – immerhin ist Sauerstoff nach Wasserstoff, Helium und Kohlenstoff das vierthäufigste Element im Universum –, liegt an der riesigen Anzahl beteiligter Atomkerne, die in einem Stern fusionieren können, und den großen Zeiträumen, die dafür zur Verfügung stehen. Unter irdischen Bedingungen kann ein so winziger Wirkungsquerschnitt nach heutigem Wissen nicht gemessen werden.

Es ist jedoch möglich, den Wirkungsquerschnitt bei höheren Energien als denen des Heliumbrennens zu messen, und ihn dann in den stellaren Energiebereich zu extrapolieren, wobei man nicht umhinkommt, die Unsicherheiten der Extrapolation in Kauf zu nehmen. Erschwert wird dies durch den zu tieferen Energien hin exponentiell abfallenden Wirkungsquerschnitt. Für die

Extrapolation muß der Wirkungsquerschnitt bei möglichst tiefen Energien möglichst genau gemessen werden.

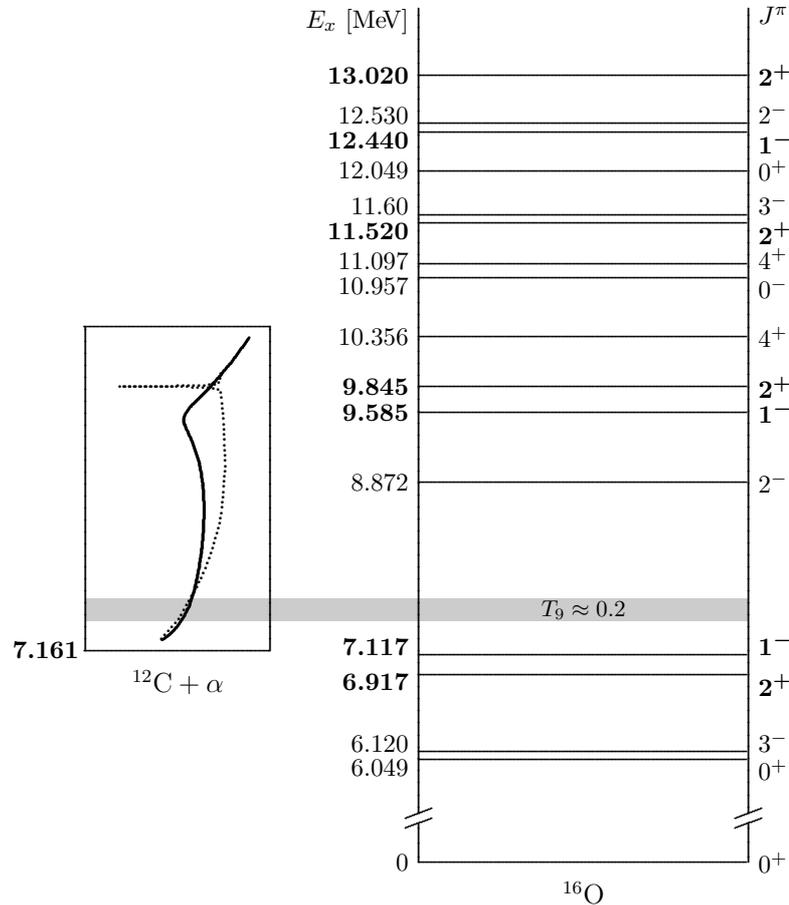


Abbildung 1.8: Termschema von ^{16}O [Til93]. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ wird durch mehrere interferierende Zustände beeinflusst. Zwei davon liegen mit $E_x = 7.117$ MeV und $E_x = 6.917$ MeV knapp unterhalb der Reaktionsschwelle. Wegen ihrer großen Breite tragen ihre hochenergetischen Ausläufer im für das Heliumbrennen relevanten Energie- bzw. Temperaturbereich (grau unterlegt) einen Großteil zum Wirkungsquerschnitt bei. Links neben dem Termschema sind der $E1$ -Anteil (durchgezogene Linie) und der $E2$ -Anteil (gepunktete Linie) des S -Faktors⁷ dargestellt. Dieser wird maßgeblich durch eine breite 1^- -Resonanz bei 9.585 MeV und eine schmale 2^+ -Resonanz bei 9.845 MeV sowie deren Interferenzen mit den beiden unterschwelligen Zuständen bestimmt.

Verschärfend kommt hinzu, daß der Wirkungsquerschnitt durch mehrere, zum Teil unterschwellige, Zustände in ^{16}O beeinflusst wird, die zu Resonanzen im Wirkungsquerschnitt und zu Interferenzen zwischen diesen Resonanzen führen (siehe Abb. 1.8). Eine geeignete Extrapolationsmethode muß diese Interferenzen berücksichtigen, da die Extrapolation sonst zum Lotteriespiel

wird⁸. Die *R*-Matrix-Methode tut dies. Sie erfordert allerdings eine getrennte Beschreibung der unterschiedlichen Multipolaritäten, was wiederum eine Trennung der Anteile bereits bei der Messung nötig macht. Insbesondere müssen die maßgeblichen *E1*- und *E2*-Anteile getrennt vorliegen. Zusätzliche Beiträge zum Wirkungsquerschnitt kommen durch Kaskadenübergänge und durch Übergänge anderer Multipolaritäten zustande. Um Aussagen über die Interferenzstruktur treffen zu können, reicht es nicht mehr aus, den Wirkungsquerschnitt bei möglichst tiefen Energien möglichst genau zu messen. Es ist darüberhinaus notwendig, ihn in einem weiten Bereich – auch bei höheren Energien – zu kennen.

1.4.2 Experimentelle Umsetzung

Es gibt unterschiedliche Ansätze, den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ experimentell zu bestimmen. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über diese sich ergänzenden Methoden gegeben. Man unterteilt sie in die direkten Methoden, bei denen die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ selbst vermessen wird, und die indirekten Methoden, die mit Hilfe theoretischer Modelle aus anderen Kernreaktionen mit größeren Wirkungsquerschnitten Rückschlüsse auf $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ ziehen.

1.4.2.1 Direkte Methoden

Bei allen direkten Methoden wird der Wirkungsquerschnitt zunächst bei hohen Energien gemessen und anschließend seine verschiedenen Anteile getrennt voneinander in den relevanten Energiebereich extrapoliert.

Messung von γ -Winkelverteilungen in normaler Kinematik Die am besten geeignete Methode, die *E1*- und *E2*-Anteile des Wirkungsquerschnitts zu trennen, ist die Messung von Winkelverteilungen der bei der Reaktion emittierten γ -Quanten. Diese beiden Anteile können direkt aus den Winkelverteilungen ermittelt werden.

Zur Messung der Winkelverteilungen wird mit einem intensiven ^4He -Strahl auf ein ^{12}C -Target geschossen. Dabei kommen vorzugsweise Festkörpertargets zum Einsatz, da sie durch Ionenstrahl-Implantation sehr rein hergestellt werden können. Eine Messung mit einem Gastarget ist möglich – allerdings durch die große Ausdehnung des Targets ungenauer.

Bei hohem Neutronenuntergrund aufgrund von Verunreinigungen im Target kann es sinnvoll sein, einen gepulsten Strahl zu verwenden, um die Neutronen elektronisch zu diskriminieren – jedoch auf Kosten der Intensität.

⁸Bei n beteiligten Zuständen gibt es 2^{n-1} Interferenzmöglichkeiten.

⁸Der astrophysikalische *S*-Faktor $S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta)$ wird häufig anstelle des Wirkungsquerschnitts verwendet (vgl. Abschnitt 2.1.2).

Die Winkelverteilungen können mit einem Array aus mehreren Detektoren oder mit einem einzelnen Detektor⁹, der um das Target bewegt wird, aufgenommen werden. Auch die Kombination beider Methoden ist möglich. [Jas70a, Jas70b, Dye74, Oph76, Red87, Oue92, Oue96, Kun01, Mak03]

Nachweis der γ -Quanten in inverser Kinematik Bei dieser Methode wird ein ^{12}C -Strahl in ein ^4He -Gastarget geschossen. Die Summe der $E1$ - und $E2$ -Beiträge zum Wirkungsquerschnitt wird durch einen großen, dicht am Target befindlichen Detektor gemessen, der einen möglichst großen Raumwinkel abdeckt.

Zur Trennung der beiden Anteile werden die emittierten γ -Quanten durch einen zweiten unter 90° weit vom Target entfernt plazierten Detektor nachgewiesen. Dieser Detektor registriert dann im wesentlichen den $E1$ -Anteil. Der aufgrund des endlichen Öffnungswinkel dennoch registrierte $E2$ -Anteil muß durch eine aufwendige Monte-Carlo-Simulation eliminiert werden. Unter dem großen Abstand des Detektors zum Target leidet zwangsläufig seine Nachweiswahrscheinlichkeit. Deshalb ist eine Trennung der beiden Anteile nur bei vergleichsweise hohen Energien möglich. Man kann im Prinzip auch hier mit einem Aufbau in 4π -Anordnung Winkelverteilungen messen, muß dann aber Korrekturen für die Ausdehnung des Targets und die Kinematik in Vorwärtsrichtung vornehmen. [Ket82a, Rot96, Rog97, Rot99, Gia01a]

Nachweis der ^{16}O -Rückstoß-Kerne in inverser Kinematik Auch hier wird mit einem ^{12}C -Strahl in ein ^4He -Gastarget geschossen. Die Idee, die hinter dieser Methode steckt, ist die Möglichkeit, die ^{16}O -Rückstoßkerne mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit detektieren zu können, da sie wegen der speziellen Reaktions-Kinematik nur unter einem kleinen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Voraussetzung dafür ist, daß die Ladungszustände der Rückstoßkerne separiert werden, und daß der sehr viel intensivere Primärstrahl aus ^{12}C von den Rückstoß-Kernen getrennt wird. Da auf jeden ^{16}O -Rückstoß-Kern 10^{16} – 10^{18} ^{12}C -Kerne kommen¹⁰, sind sehr hohe Anforderungen an die Filterung gestellt. Bei allen Experimenten dieser Art wird eine Kombination aus mehreren Energie- und Impuls-Filtern verwendet.

Der Vorteil dieser Methode ist die Möglichkeit, den *totalen* Wirkungsquerschnitt messen zu können, d.h. $E1$ - und $E2$ -Anteile, den Anteil durch Kaskadenübergänge und gegebenenfalls den Beitrag des Monopolübergangs vom

⁹Entsprechende Messungen mit einem einzelnen Szintillationsdetektor, der nacheinander in verschiedene Winkelpositionen gefahren wurde, ist vor einigen Jahren an der University of Kentucky in Lexington, USA durchgeführt worden [Wei99]. Es konnten Winkelverteilungen im Energiebereich $E_{\text{c.m.}} = 2.0$ – 3.1 MeV gemessen werden. Allerdings wurden bislang keine Ergebnisse veröffentlicht.

¹⁰Bei $E_{\text{c.m.}} \approx 1$ MeV. Bei tieferen Energien fällt das Verhältnis noch höher zugunsten der ^{12}C -Kerne aus.

0^+ -Zustand bei $E_x = 6.049 \text{ MeV}$ in den Grundzustand von ^{16}O . Zusammen mit der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit scheint diese Methode auf den ersten Blick ideal zu sein, da in der nuklearen Astrophysik nur der totale Wirkungsquerschnitt ausschlaggebend ist. Man kann jedoch auch hier nicht im astrophysikalisch relevanten Energiebereich direkt messen und muß deshalb die Meßdaten extrapolieren. Da dies nur für jeden Anteil getrennt sinnvoll ist, müßte man Winkelverteilungen der ^{16}O -Rückstoß-Kerne messen, was aber wegen des kleinen Emissionswinkels an den technischen Gegebenheiten scheitern oder sich zumindest sehr schwierig gestalten wird. Ein Ausweg besteht im koinzidenten Nachweis der γ -Quanten (s.o.). Dadurch büßt man jedoch die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit wieder ein. Der Aufwand für ein derartiges Experiment beträgt ein Vielfaches dessen, was für ein γ -Winkelverteilungs-Experiment nötig ist. [Kre88, Rog99, Ike03]

1.4.2.2 Indirekte Methoden

Die im folgenden zunächst beschriebenen indirekten Methoden kommen als wichtige Ergänzung zu den direkten Messungen zum Einsatz, da sie einzelne Parameter für die Beschreibung der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion mit Hilfe der R -Matrix-Methode liefern – zum Teil mit höherer Genauigkeit als die direkten Methoden. Für sich alleine genommen sind sie allerdings – aufgrund ihrer Modellabhängigkeit – problematisch.

β -verzögerter α -Zerfall von ^{16}N und β -verzögerter p -Zerfall von ^{17}Ne Die Bevölkerung des $9.585 \text{ MeV}(1^-)$ -Zustands und des unterschwelligen $7.117 \text{ MeV}(1^-)$ -Zustands von ^{16}O durch den β -Zerfall von ^{16}N führt bei der Beschreibung durch die R -Matrix-Methode zu den gleichen reduzierten α -Partialbreiten wie bei der Behandlung der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Durch einen simultanen Fit an die Daten des β -verzögerten α -Zerfalls von ^{16}N und die $E1$ -Daten aus einer direkten Messung lassen sich deshalb diese α -Partialbreiten anpassen [Buc93, Azu94, Azu97, Fra97a, Fra97b]. Dabei ist jedoch die Tatsache zu berücksichtigen, daß der β -Zerfall von ^{16}N auch über den $6.120 \text{ MeV}(3^-)$ -Zustand von ^{16}O erfolgt.

Mit dieser Methode ist es nicht möglich, den $E2$ -Anteil der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ zu bestimmen, da der unterschwellige $6.917 \text{ MeV}(2^+)$ -Zustand in ^{16}O nicht bevölkert wird. Dies geschieht jedoch durch den β -verzögerten p -Zerfall von ^{17}Ne über ^{17}F . Dadurch könnte der $E2$ -Anteil auf ähnlichem Wege wie der $E1$ -Anteil bestimmt werden. Im Gegensatz zum $E1$ -Anteil konnten die $E2$ -Daten durch solche Experimente bisher aber noch nicht verbessert werden [Kin97].

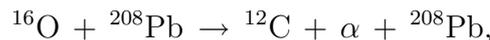
Elastische α -Streuung an ^{12}C Eine weitere Verbesserung des $E1$ -Anteils ist durch die Messung der elastischen α -Streuung an ^{12}C für $l = 1$ möglich, da auch damit die reduzierten α -Partialbreiten bestimmt werden können. Die

zusätzliche Einbeziehung der Streudaten für $l = 3$ erleichtert die Behandlung der entsprechenden Beiträge in den Daten des β -verzögerten α -Zerfalls von ^{16}N . Für $l = 2$ erhält man die reduzierten α -Partialbreiten für den $E2$ -Anteil. Darüberhinaus sind die Streudaten wichtig, um die relative Phase zwischen $E1$ - und $E2$ -Anteil in γ -Winkelverteilungen zu bestimmen. Die elastische α -Streuung liefert allerdings keine Aussage über Interferenzeffekte, die von mehreren Zuständen mit gleichem Bahndrehimpuls herrühren. [Ago75, Pla87, Tis00, Buc01b, Tis02]

Der Vollständigkeit halber, seien hier noch drei weitere indirekte Methoden aufgeführt:

Transfer-Reaktionen Hier werden die Reaktionen $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ bzw. $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ benützt, um ein α -Teilchen vom Projektilkern ^6Li bzw. ^7Li an den Targetkern ^{12}C zu transferieren („Trojan Horse Method“). Da diese Transfer-Reaktionen bei vergleichsweise hohen Energien gemessen werden, ist ihr Wirkungsquerschnitt wesentlich größer als der der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Die berechneten $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitte sind – unter der Bedingung, daß der „Spectator“ unbeteiligt ist – bis auf die absolute Normierung weitgehend Modell-unabhängig. [Heu95, Bru99, Bru01b]

Coulombaufbruch von ^{16}O Diese Methode beruht auf der Tatsache, daß (für eine sehr spezielle Kinematik) der Photodissoziations-Wirkungsquerschnitt der Umkehrreaktion $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$ direkt mit dem Aufbruch eines ^{16}O -Kerns im Coulombfeld eines schweren Kerns, zum Beispiel



zusammenhängt. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ist jedoch stark vom verwendeten Modell abhängig, da die obige Reaktion enorm von der starken Kernwechselwirkung und der Endzustandswechselwirkung beeinflusst wird. Rückschlüsse über Beiträge durch Kaskadenübergänge sind nicht möglich, da ^{16}O im Grundzustand vorliegt. Außerdem ergeben sich experimentelle Schwierigkeiten durch den sehr kleinen Emissions-Winkel der Aufbruchkerne. [Ber94, Kie97, Fle02]

Messung der Umkehrreaktion $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$ Die inverse Reaktion $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}$ könnte in Zukunft auch direkt mit Hilfe von intensiven, durchstimmbaren γ -Quellen gemessen werden, vorausgesetzt, daß die Erzeugung von Quadrupolstrahlung und die Ankopplung an den ^{16}O -Kern gewährleistet ist. Die $E1$ - und $E2$ -Anteile könnten dann getrennt werden. Dagegen ist eine Bestimmung von Kaskadenübergängen auch hier prinzipiell nicht möglich, da ^{16}O sich im Grundzustand befindet. [Lit97, Lit98, Par98]

1.4.3 Extrapolation zu stellaren Energien

Die Extrapolation zu stellaren Energien erfolgt in zwei Richtungen. Zum einen stellt sich die Frage nach dem Wirkungsquerschnitt bei den Temperaturen des Heliumbrennens ($T_9 \approx 0.2$, $E_{c.m.} \approx 300$ keV). Zum anderen haben Modellrechnungen für eine Supernova vom Typ II ergeben, daß sich zwischen dem in sich zusammenstürzenden Kern und der abgesprengten Hülle eine heiße Blase ausbildet, in der die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ bei wesentlich höheren Temperaturen ($T_9 \approx 6$) abläuft¹¹. Deshalb ist es wichtig, den Wirkungsquerschnitt bis $E_{c.m.} \approx 8$ MeV zu kennen¹².

Wie bereits erwähnt, ist die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts aufgrund der auftretenden Interferenzen nur getrennt für die einzelnen Beiträge sinnvoll. Die einzige Möglichkeit, Informationen über die Interferenzstruktur zu bekommen, besteht in der direkten Messung der Einfangreaktion. Aufgrund der besten Trennung der $E1$ - und $E2$ -Anteile wurden im Rahmen der dieser Arbeit zugrundeliegenden Experimente γ -Winkelverteilungen in normaler Kinematik gemessen.

Um das Extrapolationsergebnis zu verbessern, wurden auch einige Datensätze von indirekten Messungen einbezogen. Für den $E1$ -Anteil wurde ein R -Matrix-Fit simultan an die Einfangdaten und die Daten aus dem β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N und der elastischen α -Streuung vorgenommen. Da die bisherigen experimentellen Daten aus dem β -verzögerten p -Zerfall von ^{17}Ne nicht zu einer Verbesserung des Extrapolationsergebnisses beitragen, wurde der $E2$ -Anteil nur durch einen simultanen R -Matrix-Fit an die Einfangdaten und die Daten aus der elastischen α -Streuung durchgeführt.

¹¹In diesen von Neutrinos aus dem kollabierenden Kern aufgeheizten Zonen zerfällt ein Teil der schweren Kerne zunächst in Protonen und Neutronen. Mit der Ausdehnung der abgesprengten Hülle expandieren aber auch diese sogenannten „Hot Bubbles“. Dadurch rekombinieren die Protonen und Neutronen zu α -Teilchen, und es kommt erneut zur Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

¹²Oberhalb von $E_{c.m.} \approx 3.5$ MeV liegen bisher keine Messungen des Wirkungsquerschnitts vor.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den für die theoretische Beschreibung thermonuklearer Reaktionen notwendigen Begriffen und Konzepten. In Abschnitt 2.1 werden zunächst allgemein die Begriffe Wirkungsquerschnitt und astrophysikalischer S -Faktor eingeführt. Die speziell bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ aufgrund des anisotropen Wirkungsquerschnitts zu erwartenden Winkelverteilungen und γ -Energien werden in den Abschnitten 2.2 und 2.3 behandelt. Eine komprimierte Darstellung der zur Extrapolation des Wirkungsquerschnitts in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich verwendeten R -Matrix-Methode wird in Abschnitt 2.4 gegeben. Die theoretische Beschreibung stellarer Reaktionsraten ist in Abschnitt 2.5 zu finden.

2.1 Wirkungsquerschnitt und S -Faktor

2.1.1 Wirkungsquerschnitt

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer Energie E eine Kernreaktion stattfindet, ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$. Eine Abhängigkeit vom (Polar-) Winkel ϑ wird in Form einer Summe über Legendre-Polynome $P_l(\cos \vartheta)$ durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l a_l P_l(\cos \vartheta), \quad a_0 = \frac{\sigma}{4\pi} \quad (2.1)$$

im Raumwinkelelement $d\Omega$ beschrieben. Durch Integration über den gesamten Raumwinkel ergibt sich daraus der totale Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.2)$$

Eine Resonanz im Wirkungsquerschnitt bei der Energie E_R wird durch die Breit-Wigner-Formel beschrieben:

$$\begin{aligned}\sigma(E) &= \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \\ &= \pi \lambda^2 \omega \gamma \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}.\end{aligned}\quad (2.3)$$

λ bezeichnet die reduzierte de-Broglie-Wellenlänge. Der Faktor $\pi \lambda^2$ beschreibt somit eine energieabhängige Reaktionsfläche. Die Partialbreiten Γ_i und Γ_f im Eingangskanal i und Ausgangskanal f sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß aus dem Eingangskanal der Compound-Kern entsteht, bzw. daß dieser in den Ausgangskanal zerfällt. Γ ist die Gesamtbreite der Resonanz. Durch den statistischen Faktor

$$\omega = \frac{2I + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \quad (2.4)$$

werden die Spins I_1 und I_2 von Projektil und Targetkern und der Spin I des angeregten Zustands im Compound-Kern berücksichtigt: Die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion ist umso höher je größer die Anzahl möglicher Unterzustände im Compound-Kern und je kleiner die Anzahl möglicher Unterzustände in den beiden Ausgangskernen ist. Die Abkürzung

$$\omega \gamma = \omega \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma} \quad (2.5)$$

bezeichnet man als Resonanzstärke.

2.1.2 Astrophysikalischer S-Faktor

Der Wirkungsquerschnitt ist nach (2.3) einerseits proportional zu $1/E$:

$$\sigma(E) \propto \pi \lambda^2 \propto \frac{1}{E}, \quad (2.6)$$

andererseits ist er für geladene Teilchen auch proportional zur Wahrscheinlichkeit P , die Coulombbarriere zu durchtunneln (vgl. Abschnitt 2.5.1). Für Teilchen mit Bahndrehimpuls $l = 0$ gilt näherungsweise

$$\sigma(E) \propto P \equiv \exp(-2\pi\eta), \quad (2.7)$$

wobei

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \varepsilon_0 \hbar v} \quad (2.8)$$

der Sommerfeldparameter ist. Z_1 und Z_2 bezeichnen die Kernladungszahlen von Projektil und Targetkern und v ihre Relativgeschwindigkeit. Mit (2.6) und (2.7) ergibt sich

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta). \quad (2.9)$$

Man definiert nun den astrophysikalischen S -Faktor $S(E)$ als den Anteil des Wirkungsquerschnitts ohne diese beiden Abhängigkeiten über

$$S(E) \equiv \sigma(E) E \exp(2\pi\eta). \quad (2.10)$$

Der S -Faktor besitzt im Gegensatz zum Wirkungsquerschnitt außerhalb von Resonanzen nur eine schwache Abhängigkeit von der Energie. Man tut sich deshalb leichter, ihn (zu tiefen Energien) zu extrapolieren, beziehungsweise eine numerisch durchgeführte Extrapolation¹ zu überprüfen. Allerdings besteht die Gefahr, daß man bei der Verwendung des S -Faktors die erheblichen Größenunterschiede im Verlauf des Wirkungsquerschnitts vergißt.

2.2 Winkelverteilungen der emittierten γ -Quanten

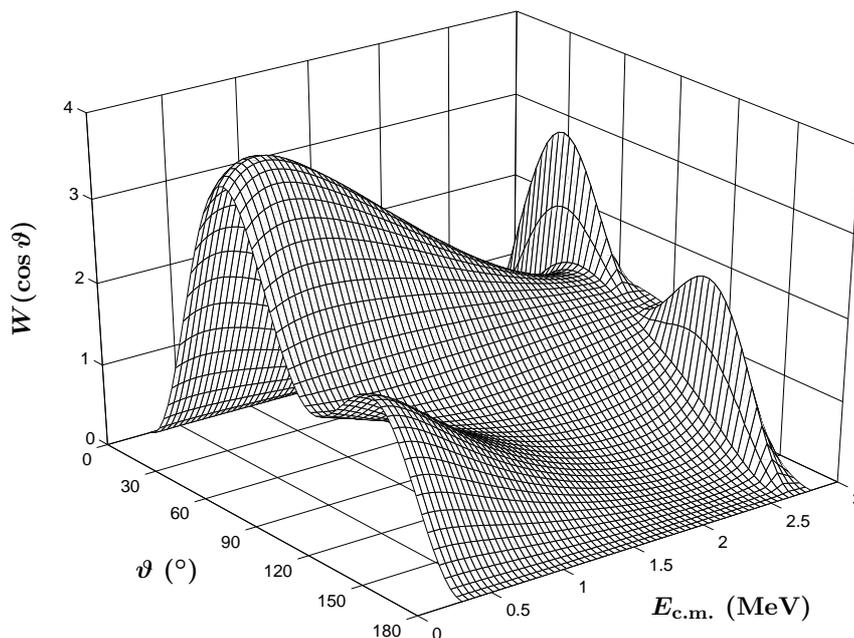


Abbildung 2.1: Winkelverteilungen der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ für $E_{c.m.} = 0.3$ – 2.8 MeV. Die Winkelverteilungsdaten basieren auf einem R -Matrix-Fit an die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Meßdaten. Aus Darstellungsgründen sind nur die Ausläufer der schmalen 2^+ -Resonanz bei $E_{c.m.} = 2.68$ MeV abgebildet.

¹Mathematisch betrachtet sind der S -Faktor und der Wirkungsquerschnitt äquivalent. Beim Einsatz eines Computers macht es deshalb keinen Unterschied, welche von beiden Größen gefittet wird.

Die Emission der γ -Quanten ist für die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ nicht isotrop (siehe Abbildung 2.1). Mit (2.1) ergibt sich nach [Dye74] im Schwerpunktsystem die folgende Abhängigkeit vom Emissionswinkel $\vartheta \equiv \vartheta_{\text{c.m.}}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} & \left[(3 |A_{E1}|^2 + 5 |A_{E2}|^2) P_0(\cos \vartheta) \right. \\ & + \left(\frac{25}{7} |A_{E2}|^2 - 3 |A_{E1}|^2 \right) P_2(\cos \vartheta) \\ & - \frac{60}{7} |A_{E2}|^2 P_4(\cos \vartheta) \\ & \left. + 6\sqrt{3} |A_{E1}| |A_{E2}| \cos \phi_{12} (P_1(\cos \vartheta) - P_3(\cos \vartheta)) \right]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Hierbei sind A_{E1} und A_{E2} die Amplituden der $E1$ - und $E2$ -Anteile und ϕ_{12} die Phase zwischen beiden Anteilen. Eine übersichtlichere Darstellung dieser Winkelverteilung erhält man mit $|A_{E1}|^2 = \frac{\sigma_{E1}}{3\sigma}$ und $|A_{E2}|^2 = \frac{\sigma_{E2}}{5\sigma}$ durch ihre Zerlegung in die einzelnen Anteile:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{E1}}{4\pi} & \left[W_{E1}(\cos \vartheta) \right. \\ & + \frac{\sigma_{E2}}{\sigma_{E1}} W_{E2}(\cos \vartheta) \\ & \left. + \sqrt{\frac{\sigma_{E2}}{\sigma_{E1}}} \cos \phi_{12} W_{12}(\cos \vartheta) \right] \end{aligned} \quad (2.12)$$

mit

$$\begin{aligned} W_{E1}(\cos \vartheta) &= 1 - P_2(\cos \vartheta), \\ W_{E2}(\cos \vartheta) &= 1 + \frac{5}{7} P_2(\cos \vartheta) - \frac{12}{7} P_4(\cos \vartheta), \\ W_{12}(\cos \vartheta) &= \frac{6}{\sqrt{5}} (P_1(\cos \vartheta) - P_3(\cos \vartheta)), \end{aligned} \quad (2.13)$$

wobei W_{E1} und W_{E2} die reinen $E1$ - bzw. $E2$ -Winkelverteilungen und W_{12} die Winkelverteilung aufgrund der Interferenz zwischen beiden Anteilen darstellen.

Da die Winkelverteilungsmessung nicht im Schwerpunktsystem sondern im Laborsystem durchgeführt wird, muß der Emissionswinkel ϑ gemäß

$$\cos \vartheta_{\text{lab}} = \frac{\frac{v}{c} + \cos \vartheta}{1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta} \quad (2.14)$$

transformiert werden. Der totale Wirkungsquerschnitt ist dagegen vom Bezugssystem unabhängig, d.h. es gilt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \right)_{\text{lab}} = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.15)$$

Durch Einsetzen von (2.12) erhält man mit

$$W(\cos \vartheta) \equiv W_{E_1}(\cos \vartheta) + W_{E_2}(\cos \vartheta) + W_{12}(\cos \vartheta) \quad (2.16)$$

als Korrektur beim Übergang vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem

$$W_{\text{lab}}(\cos \vartheta_{\text{lab}}) = \frac{\left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} W(\cos \vartheta). \quad (2.17)$$

In der Praxis kann der Korrekturfaktor bei Experimenten in normaler Kinematik und hinreichend tiefen Energien vernachlässigt werden: Mit Hilfe von (2.21) errechnet man für $E_{\text{c.m.}} = 3 \text{ MeV}$ eine maximale Abweichung von etwa 2% zwischen den beiden Winkelverteilungen. Bei Messungen in inverser Kinematik, speziell bei höheren Energien, kann der Einfluß der Transformation allerdings so groß werden, daß er nicht mehr zu vernachlässigen ist.

2.3 Berechnung der γ -Energie

Die Energie E_γ der bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ emittierten γ -Quanten ergibt sich aus der Wärmetönung Q , der Energie $E_{\text{c.m.}}$ der Reaktionspartner ^4He und ^{12}C im Schwerpunktsystem und der Anregungsenergie E_x des Endkerns ^{16}O zu

$$E_\gamma = Q + E_{\text{c.m.}} - E_x. \quad (2.18)$$

$E_{\text{c.m.}}$ kann mit Hilfe von

$$E_{\text{c.m.}} = E_{\alpha, \text{lab}} \frac{m(^{12}\text{C})}{m(^{12}\text{C}) + m(\alpha)} \quad (2.19)$$

aus den Massen $m(\alpha)$ und $m(^{12}\text{C})$ der Reaktionspartner und der Einschußenergie $E_{\alpha, \text{lab}}$ im Laborsystem berechnet werden. Im Laborsystem ist außerdem zu berücksichtigen, daß sich der Kern während der Emission in Bewegung befindet. Die Energie des γ -Quants ist deshalb Doppler-verschoben. Darüberhinaus erfährt der Endkern durch die Emission des γ -Quants einen Rückstoß. Deshalb gilt für die Energie eines unter dem Winkel ϑ emittierten γ -Quants im Laborsystem

$$E_{\gamma, \text{lab}} = E_\gamma \left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta\right) \left(1 - \frac{E_\gamma}{2m(^{16}\text{O})c^2}\right), \quad (2.20)$$

wobei v die Geschwindigkeit und $m(^{16}\text{O})$ die Masse des Endkerns sind. v läßt sich, da die Abbremsung des Endkerns erheblich größer als seine Anregungsdauer ist, nach

$$v = \sqrt{\frac{2m(\alpha)E_{\text{c.m.}}}{m(^{12}\text{C})m(^{16}\text{O})}} = \frac{\sqrt{2m(\alpha)E_{\alpha, \text{lab}}}}{m(^{16}\text{O})} \quad (2.21)$$

berechnen.

2.4 *R*-Matrix-Methode

Bei der Extrapolation des Wirkungsquerschnitts bzw. des *S*-Faktors wird in der Regel die *R*-Matrix-Methode [Wig47, Lan58] angewandt, die eine exakte Beschreibung des Problems erlaubt, da unbekannte Kerngrößen nur in Form von Fitparametern verwendet werden.

Hier soll nur ein kurzer Überblick über die wichtigsten Schritte bei der Beschreibung der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ mittels des *R*-Matrix-Formalismus gegeben werden. Für eine ausführliche Darstellung sei auf das Standardwerk zur *R*-Matrix-Methode [Lan58] verwiesen. Eine Zusammenfassung davon ist in [Kun02b] zu finden.

2.4.1 Voraussetzungen für die Anwendung der *R*-Matrix-Methode

Für die Anwendung der *R*-Matrix-Methode auf eine bestimmte Kernreaktion muß diese die folgenden Voraussetzungen erfüllen:

- Die Projektilenergie erlaubt die Anwendung der nichtrelativistischen Quantenmechanik.
- Die Reaktion besitzt nur zwei Ausgangskanäle, oder Prozesse mit mehr als zwei Ausgangskanälen sind vernachlässigbar.
- Es finden keine Erzeugungs- oder Vernichtungsprozesse statt, oder sie können vernachlässigt werden.
- Für jeweils zwei Kerne gibt es einen Abstand a_c , so daß die Kernwechselwirkung zwischen den beiden Kernen für größere Abstände r vernachlässigt werden kann.

Die Anwendbarkeit der nichtrelativistischen Quantenmechanik ist bei astrophysikalisch relevanten Energien stets gegeben. Auch die Forderung nach lediglich zwei Ausgangskanälen ist bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ erfüllt. Eine starke Einschränkung ist die Festlegung auf Reaktionen ohne Erzeugungs- oder Vernichtungsprozesse, denn damit sind Photonenkanäle von der Beschreibung ausgeschlossen. Wie Photonen dennoch einbezogen werden können, wird in Abschnitt 2.4.5 gezeigt. Die letzte Voraussetzung dient lediglich einer Zerlegung des Raumes in einen Innen- und einen Außenbereich, was eine getrennte Behandlung der Wellenfunktionen in diesen Bereichen zuläßt. Diese Voraussetzung läßt sich immer erfüllen, wenn man a_c nur groß genug wählt.

2.4.2 R-Matrix-Formalismus

Im Außenbereich ($r > a_c$) wirkt zwischen den beiden Kernen ausschließlich das Coulombpotential. Durch Lösung der Schrödingergleichung

$$H\Psi = E\Psi \quad (2.22)$$

können dort die Wellenfunktionen Ψ deshalb explizit angegeben werden. Sie lassen sich als Summe von ein- und auslaufenden Wellen darstellen, die durch die Streumatrix $U_{cc'}$ gemäß

$$x_c = - \sum_{c'} U_{cc'} y_{c'} \quad (2.23)$$

zusammenhängen. Hierin sind x_c und $y_{c'}$ die Amplitudenkoeffizienten der ein- bzw. auslaufenden Wellen. Die Sammelindices c und c' bezeichnen jeweils ein Paar von Kernen. Sie beinhalten implizit die Drehimpulse dieser Kerne.

Im Innenbereich ($r \leq a_c$) wird eine Wellenfunktion Ψ durch Wellenfunktionen Ψ_J mit dem Drehimpuls J dargestellt, die dann ebenfalls (2.22) erfüllen müssen. Diese Wellenfunktionen Ψ_J entwickelt man nach Eigenfunktionen mit den Energie-Eigenwerten $E_{\lambda J}$.

An der Grenzfläche \mathcal{S}_c zwischen Außen- und Innenbereich müssen die Wellenfunktionen Ψ_J differenzierbar sein. Aus ihrem Wert an der Grenzfläche ergibt sich die sogenannte reduzierte Breite $\gamma_{\lambda c}$, die bei der Anpassung der Fitfunktion an die Meßdaten als Fitparameter verwendet wird. Die logarithmische Ableitung der Wellenfunktion am Kernrand, d.h. das Verhältnis zwischen der Ableitung und dem Wert der Wellenfunktion an der Grenzfläche \mathcal{S}_c , bezeichnet man als Randwert- oder Boundary-Parameter B_c .

Mit den Energie-Eigenwerten $E_{\lambda J}$ und den reduzierten Breiten $\gamma_{\lambda c}$ wird die R -Matrix

$$R_{c'c} \equiv \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c'} \gamma_{\lambda c}}{E_{\lambda J} - E} \quad (2.24)$$

definiert, wobei E die Energie im Schwerpunktsystem bezeichnet. Die R -Matrix stellt über die „fundamentale R -Matrix-Beziehung“

$$V_{c'} = \sum_c R_{c'c} (D_c - B_c V_c) \quad (2.25)$$

den Zusammenhang zwischen den Wellenfunktionen V_c und ihren Ableitungen D_c an der Grenzfläche \mathcal{S}_c her. Mit ihr lassen sich die Kernwellenfunktionen, die Streumatrix und auch der Wirkungsquerschnitt darstellen.

Als wichtige Funktionen erweisen sich dabei der Shift-Faktor S_c und die Penetrabilität P_c , die mittels

$$S_c = \begin{cases} \left(\rho_c \frac{F_c F'_c + G_c G'_c}{F_c^2 + G_c^2} \right) \Big|_{r=a_c} & : E_c > 0 \\ \left(\rho_c \frac{W'_c}{W_c} \right) \Big|_{r=a_c} & : E_c < 0 \end{cases} \quad (2.26)$$

und

$$P_c = \begin{cases} \left(\rho_c \frac{1}{F_c^2 + G_c^2} \right) \Big|_{r=a_c} & : E_c > 0 \\ 0 & : E_c < 0 \end{cases}, \quad (2.27)$$

abhängig von der Kanalenergie E_c , durch die Coulomb-Wellenfunktionen F_c und G_c bzw. die Whittaker-Funktion W_c ausgedrückt werden können. Es gilt $\rho_c \equiv r k_c$, wobei k_c die Wellenzahl bezeichnet. F'_c , G'_c und W'_c sind als Ableitungen nach ρ_c zu verstehen.

Mit Hilfe der Penetrabilität lassen sich die reduzierten Breiten $\gamma_{\lambda c}$ in die Breiten

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 \gamma_{\lambda c}^2 P_c \quad (2.28)$$

umrechnen.

2.4.3 Umrechnung von „mathematischen“ in „physikalische“ Resonanzparameter

Resonanzparameter, die im R -Matrix-Formalismus Verwendung finden, unterscheiden sich in der Regel von den sonst üblichen Resonanzparametern. Um die Energie-Eigenwerte $E_{\lambda J}$ und Breiten $\Gamma_{\lambda c}$ in „physikalische“ Größen umzurechnen, bedient man sich der R -Matrix-Beschreibung eines einzigen Zustands und führt diese in eine Breit-Wigner-Formel (2.3) über.

Dabei ist es möglich, den Randwert-Parameter B_c so zu wählen, daß für diesen einen Zustand die „mathematischen“ mit den „physikalischen“ Parametern übereinstimmen. Um die Anzahl der freien Parameter zu reduzieren, legt man B_c im Fall der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ üblicherweise so fest, daß dies für den unterschwelligigen Zustand gilt, und entnimmt dessen Resonanzparameter der Literatur. Ein iteratives Verfahren ermöglicht die Verwendung „physikalischer“ Resonanzparameter auch für alle anderen Zustände [Ang00, Bru02].

2.4.4 Beschreibung der elastischen Streuung

Bei der Beschreibung der elastischen Streuung durch den R -Matrix-Formalismus sind die Coulombstreuung, Resonanzen und Interferenzen zu berücksichtigen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \left| -\frac{\eta}{2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \exp\left(-2i\eta \ln \sin \frac{\vartheta}{2}\right) + \frac{i}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(2i\omega_l) (1 - \exp(2i\delta_l)) P_l(\cos \vartheta) \right|^2, \quad (2.29)$$

wobei

$$\delta_l = \arctan \frac{P_l R_l}{1 - (S_l - B_l) R_l} - \phi_l \quad (2.30)$$

die Streuphase darstellt. $\phi_c = \arctan(F_c/G_c)$ wird als „hard sphere scattering phase shift“ bezeichnet. Die R -Matrix vereinfacht sich aufgrund der elastischen Streuung zu

$$R_l = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda l}^2}{E_{\lambda l} - E}. \quad (2.31)$$

Die darin auftretenden reduzierten α -Breiten $\gamma_{\lambda l}$ sind dieselben, die auch bei der Beschreibung der Einfangreaktion verwandt werden.

2.4.5 Einbeziehung von Photonenkanälen

Da Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse im R -Matrix-Formalismus ausgeschlossen sind, müssen die bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ emittierten γ -Quanten auf andere Weise berücksichtigt werden. Man behilft sich, indem man die Wellenfunktionen des Eingangszustands Ψ_i , die zur Berechnung der Multipolmomente

$$Q_{lm} = \langle \Psi_f | \mathcal{M}_{\text{El}}^m | \Psi_i \rangle \quad (2.32)$$

erforderlich sind, aus dem R -Matrix-Formalismus gewinnt. Hierbei sind Ψ_f die Wellenfunktionen des Ausgangszustands und $\mathcal{M}_{\text{El}}^m$ der elektrische Multipoloperator. Die Multipolmomente wiederum werden für die Berechnung der Emissionswahrscheinlichkeit eines γ -Quants benötigt. Um aus dieser Wahrscheinlichkeit den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß einerseits durch den einfallenden Wahrscheinlichkeitsstrom dividiert, und andererseits über alle möglichen Werte des Kanalspins s und seiner Komponenten im Eingangskanal gemittelt werden. Durch Integration über den gesamten Raumwinkel erhält man wieder den totalen Wirkungsquerschnitt.

Da die Wellenfunktionen Ψ_i durch den R -Matrix-Formalismus beschrieben werden, erhält man, wie bei der Beschreibung von Kernen, reduzierte Breiten $\gamma_{\gamma\lambda}$ – jetzt aber für die Emission eines γ -Quants. Analog zu (2.28) erhält man daraus die Breiten

$$\Gamma_{\gamma\lambda} = 2\gamma_{\gamma\lambda}^2 k_{\gamma}^{2l+1} \quad (2.33)$$

für Photonen.

Damit läßt sich nun der Wirkungsquerschnitt für einen Übergang von einem Anfangszustand mit Spin J_i in einen Endzustand mit Spin J_f berechnen:

$$\sigma_{J_f J_i} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \omega \sum_{s, l_i} \frac{\left| \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda} \frac{\Gamma_{\gamma\lambda}^{1/2} \Gamma_{\lambda c_i}^{1/2}}{E_{\lambda J} - E} \right|^2}{|1 - (S_{c_i} - B_{c_i}) R_{c_i} - i P_{c_i} R_{c_i}|^2} \quad (2.34)$$

mit dem statistischen Faktor

$$\omega = \frac{2 J_i + 1}{(2 I_1 + 1) (2 I_2 + 1)}. \quad (2.35)$$

Hierbei ist k_α die Wellenzahl im Eingangskanal. I_1 und I_2 sind wie schon früher die Spins von Projektil- und Targetkern. Für die Grundzustandsübergänge der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ gilt $I_1 = I_2 = J_f = 0$. Deshalb müssen nur die Terme für $s = 0$ und $l_i = J_i$ berücksichtigt werden. Das Vorzeichen

$$\epsilon_\lambda = \text{sign}(\gamma_{\gamma\lambda} \gamma_{\lambda c}) \quad (2.36)$$

berücksichtigt Interferenzen zwischen zwei Zuständen.

Den $E1$ -Anteil σ_{E1} des Wirkungsquerschnitts erhält man durch Aufsummieren aller Wirkungsquerschnitte für Übergänge von Zuständen mit $J_i = 1$ in den Grundzustand ($J_f = 0$), den $E2$ -Anteil σ_{E2} für Übergänge von Zuständen mit $J_i = 2$. Die Phase ϕ_{12} zwischen den beiden Anteilen kann durch

$$\phi_{12} = \delta_2 - \delta_1 + \arctan \frac{\eta}{2} \quad (2.37)$$

aus den Streuphasen δ_l der elastischen α -Streuung berechnet werden.

2.4.6 Beschreibung des β -verzögerten α -Zerfalls

Die Anzahl $W_\alpha(E)$ der beim β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N entstehenden α -Teilchen ist nach [Azu94] durch

$$W_\alpha(E) = f_\beta(E) \sum_{l=1,3} P_l \left| \frac{\sum_{\lambda=1}^{q_l} \frac{A_{\lambda l}}{E_{\lambda l} - E}}{1 - (S_l - B_l + i P_l) R_l} \right|^2 \quad (2.38)$$

gegeben. $f_\beta(E)$ ist die integrierte Fermifunktion. Die Parameter $A_{\lambda l}$ werden von Azuma *et al.* als energieunabhängige „ β -feeding amplitudes“ bezeichnet. Für den unterschwelligem 1^- -Zustand lassen sich diese Amplituden durch

$$A_{1l}^2 = \frac{N_\alpha Y_{1l}}{Y(9.585) I_{1l} f_\beta(E_{1l})} \quad (2.39)$$

mit

$$I_{1l} = \pi \gamma_{\alpha 1l}^{-2} \left(1 + \gamma_{\alpha 1l}^2 \left. \frac{dS_l}{dE} \right|_{E_{1l}} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

berechnen. Hierbei ist N_α die Anzahl aller Ereignisse im Spektrum und $Y_{1l}/Y(9.585)$ das Verzweigungsverhältnis in den unterschwelligem Zustand relativ zum $9.585 \text{ MeV}(1^-)$ -Zustand in ^{16}O .

Bei der in (2.38) auftretenden Matrix R_l handelt es sich um die vereinfachte Form (2.31) der R -Matrix wie bei der Beschreibung der elastischen Streuung. Folglich können die reduzierten α -Breiten $\gamma_{\lambda l}$ auch durch einen R -Matrix-Fit an das β -verzögerte α -Spektrum ermittelt werden.

2.5 Stellare Reaktionsrate

2.5.1 Tunneleffekt im stellaren Energiebereich

Der Grund dafür, daß bei stellaren Energien überhaupt in nennenswertem Umfang Kernreaktionen ablaufen, ist der quantenmechanische Tunneleffekt. Klassisch betrachtet verhindern die Coulombbarriere und die Zentrifugalbarriere, daß ein Projektil in die Nähe des Targetkerns kommen kann. Aus dem Blickwinkel der Quantenmechanik betrachtet besteht jedoch eine Wahrscheinlichkeit P , daß das Projektil diese Barrieren durchtunnelt. Bei sehr kleinen Projektilenergien gibt es fast nur Projektilkerne mit Bahndrehimpuls $l = 0$. Die Zentrifugalbarriere kann in diesem Fall vernachlässigt werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Projektilkern die Coulombbarriere durchtunnelt, ist für $E \ll E_G$ näherungsweise

$$P = \exp(-2\pi\eta) = \exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right). \quad (2.41)$$

P wird als Gamowfaktor bezeichnet (vgl. 2.7).

$$E_G = \frac{2\pi^2 e^4}{\hbar^2} \mu Z_x^2 Z_y^2 \quad (2.42)$$

ist die sogenannte Gamowenergie. E bezeichnet die Relativenergie zwischen Projektil x und Targetkern y .

In normaler Sternmaterie² ist die Energie-Verteilung $\phi(E)$ eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$\phi(E) = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right). \quad (2.43)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer gegebenen Temperatur T eine Reaktion zwischen Projektil und Targetkern stattfindet, ergibt sich aus der Faltung von P mit $\phi(E)$. Das Produkt der beiden Exponentialterme aus (2.41) und (2.43) im Integranden des Faltungsintegrals führt zu einem Peak mit Maximum bei E_0 , dem sogenannten Gamowpeak (siehe Abb. 2.2). E_0 ist in der Regel viel größer als die Energie $k_B T$, bei der die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ihr Maximum hat.

²Das stellare Gas ist in diesem Fall nicht degeneriert und befindet sich im thermodynamischen Gleichgewicht. Atomkerne bewegen sich mit nichtrelativistischen Geschwindigkeiten.

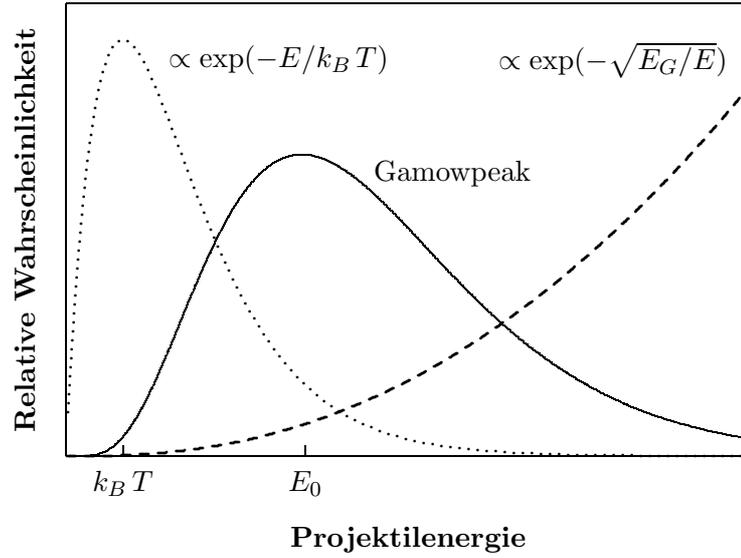


Abbildung 2.2: Der Gamowpeak beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der in einem Stern bei einer gegebenen Temperatur T eine Reaktion zwischen geladenen Teilchen stattfindet.

2.5.2 Mittlere Reaktionsrate

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ist stark energieabhängig und damit in gleichem Maße auch abhängig von der Relativgeschwindigkeit v zwischen Projektil und Targetkern. Die Reaktionsrate ist als Gesamtzahl der Reaktionen pro Volumen- und Zeiteinheit definiert und damit ebenfalls geschwindigkeitsabhängig. In einem Plasma aus Atomkernen der Sorten x und y mit den jeweiligen Teilchenzahldichten N_x und N_y ist die Reaktionsrate durch

$$r(v) = N_x v N_y \sigma(v) \quad (2.44)$$

gegeben. Es handelt sich dabei um den Teilchenfluß $N_x v$ der Atomkerne der Sorte x durch die Fläche $N_y \sigma(v)$, die durch die Summe aller Wirkungsquerschnitte der Atomkerne der Sorte y gegeben ist.

Nun bewegen sich in einem Plasma nicht alle Kerne gleich schnell. Man muß deshalb unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung $\varphi(v)$ die Reaktionsrate $r(v)$ über die Geschwindigkeit mitteln. Für ein Teilchenpaar ist die mittlere Reaktionsrate dann

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty v \varphi(v) \sigma(v) dv. \quad (2.45)$$

In Abhängigkeit von der Energie E im Schwerpunktsystem ist sie als

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \sqrt{\frac{2E}{\mu}} \phi(E) \sigma(E) dE \quad (2.46)$$

darstellbar, wobei μ die reduzierte Masse ist. Setzt man für $\phi(E)$ die Maxwell-Boltzmann-Verteilung (2.43) ein, dann nimmt diese Gleichung die temperaturabhängige Form

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \sigma(E) dE \quad (2.47)$$

an.

2.5.3 Reaktionsrate als Funktion der Temperatur

Da die Temperatur innerhalb eines Sterns nicht konstant ist, und sich die Temperaturverteilung während seiner Entwicklung ändert, müßte für jede auftretende Temperatur die Reaktionsrate mit Hilfe von (2.47) neu berechnet werden. Insbesondere für Sternmodellrechnungen, in die die Raten von einigen tausend Reaktionen eingehen, ist das nicht praktikabel. Es ist deshalb notwendig, einen analytischen Ausdruck $\langle \sigma v \rangle(T)$ zu finden, der die Reaktionsrate direkt als Funktion der Temperatur beschreibt.

Neuerdings wird zur Beschreibung stellarer Reaktionsraten gerne die Fitformel

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \exp(b_0 + b_1 T_9^{-1} + b_2 T_9^{-1/3} + b_3 T_9^{1/3} + b_4 T_9 + b_5 T_9^{5/3} + b_6 \ln T_9) \quad (2.48)$$

verwandt [Rau00]³. Mit dieser universellen Fitformel muß in Sternmodellrechnungen nicht mehr eine feste Formel für jede einzelne Reaktion programmiert werden, sondern es kann für die meisten Reaktionen diese eine Formel eingesetzt werden, während nur die Koeffizienten b_i an die jeweilige Reaktion angepaßt werden müssen. Weil (2.48) in erster Linie für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten nach dem Hauser-Feshbach-Modell aufgestellt wurde, ist sie weniger gut zur Beschreibung von Reaktionen mit Einzelresonanzen geeignet. Falls sich eine Reaktionsrate durch diese Formel nicht ausreichend genau beschreiben läßt, wird die Rate durch mehrere Ausdrücke dieser Art dargestellt. Dies ist insbesondere bei Reaktionen mit vielen einzelnen Resonanzen der Fall.

Um nun ausgehend von (2.47) einen solchen analytischen Ausdruck für die Reaktionsrate zu finden, betrachtet man resonante und nichtresonante Anteile der Reaktionsrate getrennt. Dadurch wird es möglich, analytische Näherungsformeln für die jeweiligen Anteile herzuleiten, die dann in die Form von (2.48) gebracht werden können.

³In Sternmodellrechnungen werden häufig statt der Teilchenzahldichten Materiedichten und die relativen Häufigkeiten von Kernen bezogen auf die Masse verwendet. In diesem Fall wird die Größe $N_A \langle \sigma v \rangle$ als Reaktionsrate angegeben. N_A bezeichnet die Avogadro-Zahl.

2.5.4 Nichtresonanter Anteil der Reaktionsrate

Zur Beschreibung des nichtresonanten Anteils der Reaktionsrate empfiehlt es sich, in (2.47) den Wirkungsquerschnitt durch den S -Faktor zu ersetzen, da dieser sich außerhalb von Resonanzen nur wenig mit der Energie ändert:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty \exp \left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}} - \frac{E}{k_B T} \right) S(E) dE. \quad (2.49)$$

Wie in Abschnitt 2.5.1 gezeigt wurde, findet eine Reaktion nur innerhalb eines relativ schmalen Energiefensters um die Energie E_0 statt. Häufig kann man den S -Faktor in diesem Fenster als näherungsweise konstant annehmen. Dann kann in (2.49) der energieabhängige S -Faktor $S(E)$ durch den festen $S(E_0)$ ersetzt werden. Die Energie, bei der der Gamowpeak sein Maximum hat, ergibt sich dann durch Differentiation des Integranden zu

$$E_0 = \left(\frac{k_B T}{2} \right)^{2/3} E_G^{1/3}. \quad (2.50)$$

Die Breite ΔE_0 und die Höhe I_{\max} des Peaks erhält man, indem man gemäß

$$\exp \left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}} - \frac{E}{k_B T} \right) \approx I_{\max} \exp \left(-\left(\frac{E - E_0}{\Delta E_0 / 2} \right)^2 \right) \quad (2.51)$$

den Exponentialterm im Integranden durch eine Gauß-Kurve approximiert, und bei E_0 auch die ersten beiden Ableitungen gleichsetzt:

$$\Delta E_0 = 4 \left(\frac{E_0 k_B T}{3} \right)^{1/2} \quad (2.52)$$

und

$$I_{\max} = \exp \left(-\frac{3 E_0}{k_B T} \right) \equiv \exp(-\tau). \quad (2.53)$$

Die Abweichung der Gauß-Kurve vom Gamowpeak wird durch den Korrekturfaktor

$$F(\tau) = 1 + \frac{5}{12} \frac{1}{\tau} - \frac{35}{288} \frac{1}{\tau^2} + \dots \quad (2.54)$$

in Form einer Maclaurin-Reihe in Termen von $1/\tau$ berücksichtigt⁴.

Ist der S -Faktor innerhalb des Gamowfensters nicht, wie oben angenommen, konstant, sondern schwach energieabhängig, dann muß der feste S -Faktor $S(E_0)$ durch den effektiven S -Faktor [Rol88]

$$S_{\text{eff}}(E_0) = S(0) \left[1 + \frac{5}{12 \tau} + \frac{S'(0)}{S(0)} \left(E_0 + \frac{35}{36} k_B T \right) + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} \left(E_0^2 + \frac{89}{36} E_0 k_B T \right) \right]. \quad (2.55)$$

⁴Im allgemeinen reicht es aus, nur mit den linearen Termen zu rechnen.

ersetzt werden. S' und S'' sind Ableitungen nach E .

Ferner gilt (2.41) nur für $E_0 \ll E_G$ ⁵. Um diesen Sachverhalt zu berücksichtigen, wird die Abschneidetemperatur T_0 eingeführt, die der Energie E_0 entspricht. Damit erhält man nun den nichtresonanten Anteil der Reaktionsrate:

$$\langle \sigma v \rangle \approx \left(\frac{2}{\mu} \right)^{1/2} \frac{\Delta E_0}{(k_B T)^{3/2}} S_{\text{eff}}(E_0) \exp \left(-\frac{3 E_0}{k_B T} - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right). \quad (2.56)$$

2.5.5 Resonanter Anteil der Reaktionsrate

2.5.5.1 Schmale Resonanzen

Zur Bestimmung des Anteils der Reaktionsrate, der von einer schmalen Resonanz herrührt, wird die Breit-Wigner-Formel (2.3) unter Berücksichtigung von

$$\pi \lambda^2 = \frac{\pi \hbar^2}{2 \mu E} \quad (2.57)$$

in (2.47) eingesetzt:

$$\langle \sigma v \rangle = \hbar^2 \omega \left(\frac{2 \pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \exp \left(\frac{-E}{k_B T} \right) \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} dE. \quad (2.58)$$

Da der Exponentialterm im Integranden innerhalb einer schmalen Resonanz als näherungsweise konstant angenommen werden kann, läßt er sich wie auch $\Gamma_i \Gamma_f$ vor das Integral ziehen. Man erhält schließlich als mittlere Reaktionsrate im Fall einer schmalen Resonanz

$$\langle \sigma v \rangle = \hbar^2 \omega \gamma \left(\frac{2 \pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{-E_R}{k_B T} \right). \quad (2.59)$$

2.5.5.2 Breite Resonanzen

Im Fall einer breiten Resonanz ($\Gamma/E_R \geq 10\%$) kann der Wirkungsquerschnitt innerhalb der Resonanz nicht als konstant vorausgesetzt werden. Stattdessen muß seine Energieabhängigkeit bei der Berechnung der Reaktionsrate explizit berücksichtigt werden. Man kann allerdings diesen Fall auf die bereits behandelten Fälle zurückführen, und die Reaktionsrate näherungsweise als

$$\langle \sigma v \rangle = \begin{cases} \langle \sigma v \rangle_{\text{NR}} & : E_0 \ll E_R \\ \langle \sigma v \rangle_{\text{R}} = \frac{\alpha_1}{T^m} \exp \left(-\frac{\alpha_2}{k_B T} \right) & : E_0 \approx E_R \end{cases} \quad (2.60)$$

⁵Für die mittlere Temperatur des Heliumbrennens $T_9 \approx 0.2$ ist $E_0 = 0.316 \text{ MeV}$ und $E_G = 425 \text{ MeV}$.

darstellen. Hierbei ist $\langle \sigma v \rangle_{\text{NR}}$ die Reaktionsrate (2.56) für den Fall eines schwach energieabhängigen S -Faktors. α_1 , α_2 und m sind Parameter, die an die jeweiligen Verhältnisse angepaßt werden müssen. Man findet häufig $m \approx 3/2$ und $\alpha_2 \approx E_R$, so daß die Reaktionsrate für $E_0 \approx E_R$ sehr ähnlich wie im Fall einer schmalen Resonanz ist.

Kann Interferenz zwischen den resonanten und nichtresonanten Anteilen vernachlässigt werden, dann ist die Reaktionsrate für den Fall einer breiten Resonanz durch

$$\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_{\text{NR}} + \langle \sigma v \rangle_{\text{R}} \quad (2.61)$$

gegeben.

2.5.5.3 Unterschwellige Resonanzen

Von einer unterschwelligen Resonanz spricht man im Fall von $E_R < 0$. Aufgrund ihrer endlichen Breite Γ kann eine unterschwellige Resonanz durch ihren hochenergetischen Ausläufer einen Beitrag zur Reaktionsrate leisten. Eine solche Resonanz läßt sich näherungsweise durch eine Breit-Wigner-Formel im S -Faktor ausdrücken:

$$S(E) \approx \frac{G}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.62)$$

bzw. für $|E - E_R| \gg \Gamma/2$

$$S(E) \approx \frac{G}{E^2} \left(1 + \frac{|E_R|}{E} \right)^{-2}. \quad (2.63)$$

Den analytischen Ausdruck

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{p_0}{T^2} \left(1 + \frac{p_1}{T^{2/3}} \right)^{-2} \exp \left(-\frac{p_2}{T^{1/3}} - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right) \quad (2.64)$$

für die Reaktionsrate erhält man, wenn man (2.63) in (2.49) einsetzt und, wie im nichtresonanten Fall, innerhalb des Gamowfensters einen konstanten S -Faktor $S(E_0)$ annimmt. T_0 bezeichnet auch hier eine E_0 entsprechende Abschneidetemperatur. Die Parameter p_i sind an die jeweiligen Verhältnisse anzupassen.

Kapitel 3

Experiment

In diesem Kapitel werden die beiden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente beschrieben. Abschnitt 3.1 behandelt allgemein die experimentellen Voraussetzungen, ohne die Wirkungsquerschnittsmessungen mit hoher Empfindlichkeit nicht möglich sind. Eine besonders wichtige Rolle spielen dabei die verwendeten Targets, deren Herstellung in Abschnitt 3.2 ausführlich geschildert wird. Nach der Vorstellung der experimentellen Setups in Abschnitt 3.3 und von Verbesserungsmöglichkeiten für zukünftige Experimente in Abschnitt 3.4 wird schließlich im letzten Abschnitt die Durchführung der Experimente im Detail beschrieben.

3.1 Voraussetzungen

Da man es mit extrem kleinen Wirkungsquerschnitten zu tun hat, muß bei γ -Winkelverteilungsmessungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ – neben ausreichend langen Meßdauern – eine Reihe von grundlegenden Voraussetzungen erfüllt sein:

- Hohe Strahlströme
- Sehr reine, homogene und haltbare Targets mit optimaler Dicke
- Hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für die Reaktionsprodukte und hohe Untergrundunterdrückung
- Ausreichende Granularität

Im Fall einer Messung in normaler Kinematik muß der Beschleuniger sehr hohe $^4\text{He}^+$ -Ströme von mehreren hundert μA bereitstellen können. Mit dem DYNAMITRON-Beschleuniger stand in Stuttgart die weltweit einzige Maschine zur Verfügung, die dazu im Energiebereich zwischen 1 MeV und 4 MeV derzeit in der Lage ist. Allerdings ist zu bedenken, daß der Strahlstrom wegen des Signal-Untergrund-Verhältnisses nichtlinear in die Reaktionsausbeute eingeht.

Targets, die den entsprechenden Strahlleistungen auch über mehrere Tage hinweg standhalten können, kommen in Stuttgart seit mehreren Jahren erfolgreich zum Einsatz [Ham75, Ham86, Red87, Kun02b]. Weitgehend isotonenreine und homogene Targets ließen sich durch Ionenstrahlimplantation herstellen. Durch ein optimiertes Implantationsverfahren konnte im Rahmen dieser Arbeit die Lebensdauer der Targets um 50–100% verlängert und ihre Homogenität wesentlich verbessert werden, was maßgeblich zu gleichbleibenden experimentellen Bedingungen und letztendlich zur Reduzierung von Fehlern beigetragen hat.

Eine hohe absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für die emittierten γ -Quanten und ausreichend viele Winkelpositionen lassen sich mit Arrays aus mehreren großvolumigen HPGe-Detektoren mit hoher relativer Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{rel} erzielen, die in möglichst geringem Abstand zum Target positioniert sind. Die Verwendung von Ge-Detektoren mit ihrer hohen Energieauflösung mag auf den ersten Blick unnötig erscheinen, da die beobachteten γ -Linien durch den Doppler-Effekt und die Targetdicke auf typischerweise 50 keV verbreitert sind. Für eine verfeinerte Analyse der Spektren sind Ge-Detektoren jedoch unabdingbar: Der unvermeidliche strahlinduzierte Untergrund besteht im relevanten Energiebereich hauptsächlich aus von Neutronen hervorgerufenen scharfen Einfanglinien, die sich dem verbreiterten Peak überlagern. Die gute Auflösung von Ge-Detektoren erlaubt einem in vielen Fällen, diese Untergrundlinien zu separieren. Mit Szintillationsdetektoren verschenkt man diese Möglichkeit und erhält unter Umständen falsche Peakflächen.

In einem ersten Experiment („EUROGAM-Array-Experiment“, siehe Abschnitt 3.3.2) wurden neun HPGe-Detektoren mit $\varepsilon_{\text{rel}} \approx 70\text{--}80\%$ in einer 4π -Anordnung verwendet. Im zweiten Experiment („Drehtisch-Experiment“, siehe Abschnitt 3.3.3) kamen zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit lediglich vier Detektoren mit $\varepsilon_{\text{rel}} \approx 100\%$ und kleinerer Entfernung vom Target zum Einsatz. Einer davon war als Referenz fixiert. Die anderen drei waren auf einem Drehtisch angebracht, so daß auch hier Winkelverteilungsmessungen mit bis zu zehn Winkelpositionen möglich waren¹. Bei beiden Experimenten waren die Detektoren durch Anti-Compton-Shields aus Wismutgermanat aktiv abgeschirmt. Beim Drehtisch-Experiment konnte zusätzlich eine Bleiabschirmung verwendet werden.

Beide Experimente waren im Hinblick auf das jeweilige Ziel optimiert: Während im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments viele Winkelverteilungen – insbesondere im Bereich der schmalen 2^+ -Resonanz – gemessen wurden, lag der Schwerpunkt des Drehtisch-Experiments auf einigen speziell ausgewählten Winkelverteilungen mit höherer Genauigkeit bei tieferen Ener-

¹ $3 \times 3 = 9$ veränderliche Positionen und eine feste Winkelposition als Bezugsgröße haben sich als die geeignete Kombination herausgestellt. Messungen mit $6 + 1$ Positionen hätten nicht die notwendige Redundanz, und $12 + 1$ Positionen würden zu viel Zeit in Anspruch nehmen.

gien, bei denen die Intensität extrem klein ist. Im ersten Fall war es wichtig, daß alle Winkel simultan (und damit schnell) gemessen werden konnten, um gleichbleibende Bedingungen während der Vermessung der Resonanz zu gewährleisten. Im zweiten Fall wurden längere Meßzeiten für eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit in Kauf genommen.

3.2 Targetherstellung

Die Qualität der ^{12}C -Targets entscheidet maßgeblich über Erfolg oder Mißerfolg der Experimente. Deshalb wurde auf ihre Herstellung und mögliche Verbesserungen besonderes Augenmerk gerichtet. Die beim EUROGAM-Array-Experiment verwendeten Targets wurden für das Drehtisch-Experiment einer weitreichenden Überarbeitung unterzogen. Nach einer Beschreibung der konstruktiven Gemeinsamkeiten beider Targettypen wird in Abschnitt 3.2.2 die Herstellung der Targets für das EUROGAM-Array-Experiment geschildert. Die Beschreibung der Targetherstellung für das Drehtisch-Experiment folgt in Abschnitt 3.2.3, wobei insbesondere auf ein neues Konzept für die Produktion stabilerer ^{12}C -Schichten eingegangen wird. Abbildungen der Targets und die Integration der Targets in die jeweiligen experimentellen Setups finden sich in Abschnitt 3.3.

3.2.1 Konstruktive Gemeinsamkeiten

Aufgrund der hohen Strahlleistungen bis zu einigen Kilowatt wurden in beiden Experimenten Hochstromtargets benützt, deren Kernstück – ein Targetträger aus OFHC-Kupfer – bereits Anfang der 1970er-Jahre entwickelt wurde [Ham75]. Der Targetträger in Form eines Kupferplättchen hat eine Dicke von 2 mm. Er besitzt 14 Bohrungen mit einem Durchmesser von jeweils 1 mm, die als Kühlkanäle fungieren. Durch diese Kanäle strömt während des Experiments demineralisiertes Wasser mit einem Druck von ca. 50 bar und einer Durchflußgeschwindigkeit von $25\text{--}30\text{ m s}^{-1}$. Durch diese Geschwindigkeit erreicht man einen sehr effizienten Wärmetransport vom Targetträger zum Kühlwasser. Der hohe Druck verschiebt gleichzeitig den Siedepunkt des Wassers auf eine Temperatur von ca. $260\text{ }^\circ\text{C}$ und verhindert, daß der Wärmefluß durch Dampfblasen abreißen kann. Beim Maximaldruck von 100 bar könnte der Targetträger mit 10 kW cm^{-2} belastet werden, wobei die Oberflächentemperatur des Targets lediglich auf etwa $180\text{ }^\circ\text{C}$ ansteigen würde.

Da das als Targetträger verwendete Kupfer nicht frei von Kohlenstoff ist, wurde beidseitig ein Backing aufgebracht, um den strahlinduzierten Untergrund zu reduzieren. Die Dicke des Backings ergibt sich aus der Forderung, daß neben α -Teilchen mit Projektilenergien bis 4 MeV auch Protonen bis 2 MeV vollständig in dieser Schicht abgestoppt werden müssen, damit sie

das Kupfer nicht erreichen. Darüberhinaus sollte das Backing-Material eine so hohe Kernladungszahl besitzen, daß bei diesen Energien keine Kanäle für Störreaktionen offen sind. Schließlich muß die Schicht selbst in hohem Maße frei von Verunreinigungen sein und einen guten Wärmekontakt zwischen der darüberliegenden Kohlenstoffschicht und dem Targetträger herstellen.

Auf das Backing wurde wiederum eine ^{12}C -Schicht durch Ionenstrahlimplantation aufgebracht. Dieses aufwendige Verfahren ist notwendig, da natürlicher Kohlenstoff einen ^{13}C -Anteil in Höhe von 1.11% besitzt. Dieser Anteil ist zwar gering, aber der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ist um 6–8 Zehnerpotenzen größer als der der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ und würde diesen im Fall eines Targets aus natürlichem Kohlenstoff immer noch um durchschnittlich fünf Größenordnungen übertreffen. Ziel der Ionenstrahlimplantation ist es, die Kohlenstoffschicht im Hinblick auf ^{13}C abzureichern. Die Massentrennung erfolgte durch einen Ablenkmagneten und eine dahinter angeordnete Schlitzblende. Zur Erzeugung homogener ^{12}C -Schichten wurde der Ionenstrahl über die Targetfläche gewobbelt. Direkt nach der Fertigstellung der ^{12}C -Schichten wurden die Targets in Glasbehältern mit Argon oder Stickstoff als Schutzgas verpackt.

3.2.2 Targets für das EUROGAM-Array-Experiment

Bei den ersten Messungen wurden Targets mit einer gegenüber der ursprünglichen Variante abgeänderten Fassung verwendet (siehe Abschnitt 3.3.2.1). Als Backing wurde eine $20\ \mu\text{m}$ dicke, hochreine Goldschicht von der Firma Degussa Galvanotechnik² galvanisch aufgebracht. Vor dem Implantieren der Kohlenstoffschicht wurden die Targets mit 60%-iger Salpetersäure gereinigt und nach dem Spülen in destilliertem Wasser mit Argon trocken-geblasen [Nic95]. Die Implantationen fanden am 100 keV-Beschleuniger des DTL in Bochum³ und am SIDONIE-Beschleuniger des CSNSM in Orsay⁴ bei 70 keV bzw. 20 keV statt. Es wurden Targets mit Flächenbelegungen zwischen $1.3 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-2}$ und $11 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-2}$ hergestellt. Einige Targets wurden zur Verringerung des Targetabbrands mit einer Schutzschicht aus Tantal versehen, die nach der Implantation auf das Target aufgedampft wurde.

3.2.3 Targets für das Drehtisch-Experiment

Für das Drehtisch-Experiment wurde das Target-Design erneut verändert (siehe Abschnitt 3.3.3.1). Darüberhinaus wurde die Konstruktion grundlegend überarbeitet, um homogenere und stabilere Targets zu erhalten.

²Degussa Galvanotechnik GmbH (jetzt OMG Galvanotechnik GmbH), Klarenbergstr. 53–79, D-73525 Schwäbisch Gmünd, URL: <http://www.omg-galvanotechnik.de>

³Ruhr-Universität Bochum, Dynamitron-Tandem-Laboratorium, D-44780 Bochum, URL: <http://www.dtl.ruhr-uni-bochum.de>

⁴Centre de Spectrométrie Nucléaire et des Spectrométrie des Masse, IN2P3-CNRS et Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, URL: <http://www-csns.in2p3.fr>

3.2.3.1 Test der Target-Backings

Im Rahmen der Target-Überarbeitung wurden Tests mit unterschiedlich behandelten Targetträgern und verschiedenen Backing-Materialien durchgeführt, mit dem Ziel, die Rauigkeit der Targets zu vermindern und die Haftung zwischen Kohlenstoffschicht und Backing zu verbessern. Für diese Tests wurden mechanisch einfacher gestaltete Targets verwendet, deren Eigenschaften aber bis auf die geringere Belastbarkeit mit denen der Hochstromtargets vergleichbar sind (Abbildung 3.1).



Abbildung 3.1: Bei Tests der neuen Target-Backings für das Drehtisch-Experiment wurden einfacher gestaltete Targets verwendet. Der Targetträger besteht aus einem einfachen Kupferblech, das von hinten bei einem mittleren Druck von 4.5 bar wassergekühlt wird.

Zur Reduzierung der Rauigkeit wurden einige Targetträger zunächst plan geschliffen und anschließend mit einer Aluminium-Politur auf Hochglanz poliert. Die restlichen Targetträger wurden – wie bisher auch – geschliffen und durch Perlstrahlen leicht aufgeraut.

Während der nachfolgenden Test-Strahlzeiten stellte sich heraus, daß die Oberflächen der Targets mit polierten Targetträgern unter Strahleinwirkung mechanisch nicht stabil sind: Diese Oberflächen zeigten im Bereich des Strahlflecks eine Blasenstruktur, die bei längerer Bestrahlung zum Aufplatzen der Oberfläche führte (siehe Abbildung 3.2 auf Seite 65). Die Blasenbildung trat unabhängig von der Art des Backings auf, und wurde auch bei polier-

ten Targetträgern ohne Backing beobachtet. Möglicherweise ist dafür eine Veränderung des Metallgefüges durch das Polieren verantwortlich, die beim Beschuß des Targets mit dem intensiven ^4He -Strahl die beobachtete Instabilität der Oberflächenschicht zur Folge hat. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dem aufgrund der begrenzten (Strahl-) Zeit jedoch nicht weiter nachgegangen werden. Die Targetträger für die endgültigen Hochstromtargets wurden plan geschliffen und durch feines Perlstrahlen nur wenig aufgeraut, wobei besonderes Augenmerk auf eine sehr gleichmäßige Oberfläche gerichtet wurde.

Als Alternative zum Gold-Backing wurden wegen der chemischen und mechanischen Eigenschaften zunächst Aluminium, Chrom, Nickel, Zink und Molybdän ins Auge gefaßt. Bis auf Nickel besitzen diese Elemente jedoch alle (α,n) - bzw. (p,n) -Schwellen, die zum Teil unterhalb der angestrebten Einschußenergien liegen. Sie sind deshalb wegen der zu erwartenden Störreaktionen als Backing ungeeignet. Nickel besitzt diese Einschränkung nicht. Darüberhinaus ist Nickel ein Carbidbildner und sollte eine besonders stabile Verbindung mit der Kohlenstoffschicht eingehen.

Aufgrund dieser Vorüberlegungen wurden Testtargets mit galvanisch aufgetragenen Nickel- bzw. Goldschichten in Auftrag gegeben. In Zusammenarbeit mit der Firma Hans Heimerdinger Oberflächentechnik⁵ konnten sehr homogene Nickelschichten hergestellt werden, die weitgehend frei von Verunreinigungen waren. Haltbarkeit und Reinheit der Nickel-Backings wurde in mehreren Teststrahlzeiten durch Messungen im Bereich der $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Resonanzen bei $E_{\alpha,\text{lab}} = 1.37\text{ MeV}$ und $E_{\alpha,\text{lab}} = 2.42\text{ MeV}$ überprüft und weiterentwickelt. Unter denselben experimentellen Bedingungen wurden parallel dazu Messungen an Gold-Backings der Firmen Heimerdinger Oberflächentechnik und Degussa Galvanotechnik durchgeführt. Die Auswertung dieser Messungen ergab vergleichbare Reinheiten der Goldschichten beider Firmen, während der neutroneninduzierte Untergrund bei den optimierten Nickelschichten um einen Faktor zwei höher ausfiel.

Nach Abwägen der Vor- und Nachteile von Gold und Nickel fiel die Entscheidung zugunsten des geringeren neutroneninduzierten Untergrunds, und damit für Gold als Backing-Material aus. Aufgrund der etwas besseren Homogenität wurden die $20\ \mu\text{m}$ dicken Goldschichten für die endgültigen Hochstromtargets von der Firma Degussa Galvanotechnik aufgebracht.

Die Target-Backings wurden im Ultraschallbad mit Aceton gereinigt. Anschließend wurden sie drei Minuten lang in 60 %-ige Salpetersäure getaucht, was zum einen ebenfalls der Reinigung und zum anderen der Verminderung der Oberflächenrauigkeit dient. Danach wurden sie in destilliertem Wasser und anschließend in Aceton gespült und dann unter Argon als Schutzgas in Glasbehältern verpackt.

⁵Hans Heimerdinger Oberflächentechnik, Karlsruher Str. 89, D-75179 Pforzheim, URL: http://www.wurmberg.de/users/wbg_heimer/index.html

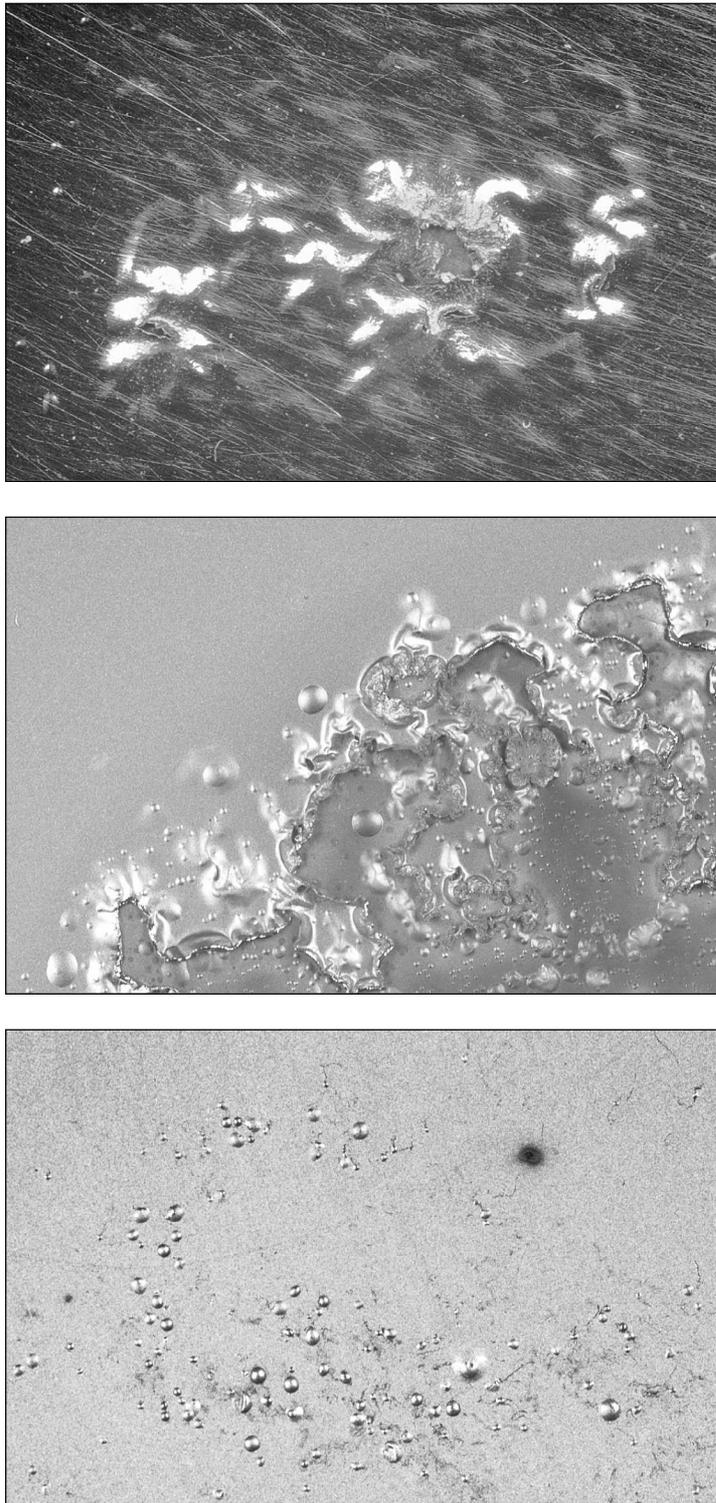


Abbildung 3.2: Blasenbildung bei Targets mit poliertem Targetträger. Die Instabilität der Oberfläche bei Strahleinwirkung war sowohl bei Targets ohne Backing (oben) als auch bei solchen mit Nickel- (mitte) bzw. Goldbacking (unten) zu beobachten. Die unterschiedlich starke Ausbildung ist auf verschieden lange Bestrahlungsdauern zurückzuführen. Der Targetstrom war in allen Fällen gleich hoch.

3.2.3.2 Niederenergie-Deposition von ^{12}C -Schichten in Göttingen

Das vorrangige Ziel bei der Überarbeitung der Targets für das Drehtisch-Experiment war eine längere Haltbarkeit. Die Implantation der ^{12}C -Ionen wurde für die Targets des EUROGAM-Array-Experiments bei 20 bzw. 70 keV vorgenommen. Man erhält jedoch wesentlich stabilere ^{12}C -Schichten durch Niederenergie-Deposition bei Energien von einigen 100 eV. Die so erzeugten Schichten besitzen Diamant-ähnliche oder Graphit-ähnliche Strukturen [Hof98], die der Belastung durch hohe Strahlströme sehr viel besser standhalten können. Die Stöchiometrie solcher Schichten ist wohldefiniert: Im Idealfall lagert sich der Kohlenstoff an der Oberfläche ab und baut eine Schicht auf, ohne mit dem Backing-Material zu mischen. Darüberhinaus ist die Sputter-Rate der auf diese Art hergestellten Schichten wegen der kleineren Kernladungszahl von Kohlenstoff im Vergleich zu der des Kohlenstoff-Gold-Gemischs geringer. Die dafür notwendigen ^{12}C -Ionen mit Energien von einigen 100 eV lassen sich erzeugen, indem man einen Ionenstrahl mit 20–50 keV produziert, die Massentrennung bei dieser Energie vornimmt, und die ^{12}C -Ionen dann durch eine Gegenspannung bis auf die gewünschte Energie abbremst.

Um für das Drehtisch-Experiment ^{12}C -Targets mit höherer Standzeit durch Niederenergie-Deposition zu produzieren, wurde zunächst der STRINGER-Beschleuniger in Göttingen⁶ benützt. Der Kohlenstoff-Strahl mit Strömen im Bereich von 10–20 μA wurde durch eine Penning-Ionenquelle erzeugt, die mit natürlichem Kohlendioxid betrieben wurde. Die Massentrennung fand bei einer Energie von 28 keV statt. Danach wurden die Ionen auf Energien von 500–1000 eV abgebremst.

Eine erste Hürde, die es am STRINGER-Beschleuniger zu bewältigen galt, war die Tatsache, daß der abgebremste Ionenstrahl einen nahezu feldfreien Raum benötigt, um eine gleichmäßige Kohlenstoff-Verteilung auf dem Backing zu erhalten. Die Form der Hochstromtargets besitzt jedoch – in erster Linie durch die Wasseranschlüsse – elektrostatisch fokussierende Eigenschaften⁷. In einem ersten Versuch, einen feldfreien Raum in der Depositionskammer zu erzielen, wurde die Kammer vom Außenraum durch ein sehr dünnes und hochtransparentes, geätztes Nickelnetz abgetrennt. Da sich dieses allerdings nicht absolut eben anbringen ließ, war ein feldfreier Raum nicht gewährleistet und die Ionenoptik wurde negativ beeinflusst. Um dieses Problem zu lösen, wurde mit Hilfe des Ionenoptik-Programms SIMION [Dah90] ein System von Feld-Elektroden entwickelt, um die fokussierenden Effekte im Bereich der Abbremsung des Ionenstrahls und in unmittelbarer Umgebung des Targets zu kompensieren (Abbildung 3.3). Mit diesem Setup – ohne Nickelnetz – war es möglich, stabile und auf den ersten Blick ausreichend homogene ^{12}C -

⁶Universität Göttingen, II. Physikalisches Institut, Bunsenstr. 7–9, D-37073 Göttingen, URL: <http://www.ph2.physik.uni-goettingen.de>

⁷Das Einlöten des Targetträgers in die Fassung *nach* der Implantation, ist aufgrund der dabei entstehenden Verunreinigungen nicht möglich.

Schichten herzustellen (vgl. Abbildung 3.4), die Strahlströme von 0.6 mA standhielten. Für die Produktion eines Targets mit einer Flächenbelegung von $1.25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ wurden auf diese Weise etwa 48 Stunden benötigt.

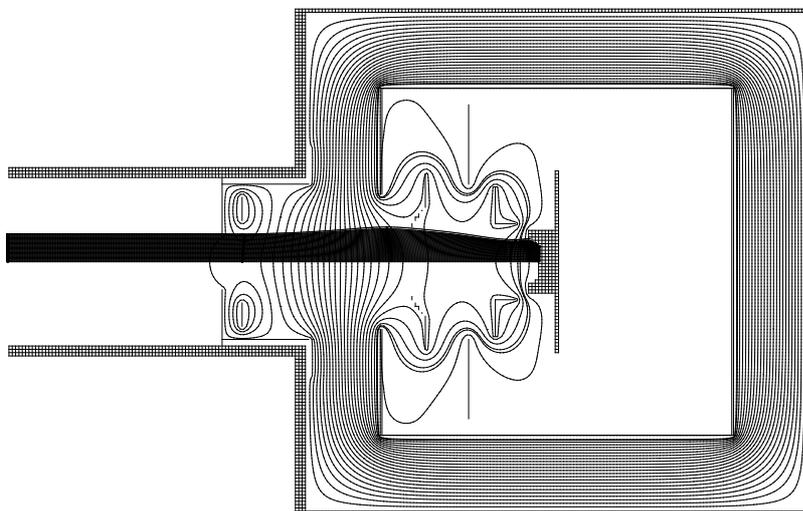


Abbildung 3.3: Simulation der elektrostatischen Feldverteilung und die resultierenden Teilchen-Trajektorien in der Depositionskammer des STRINGER-Beschleunigers.

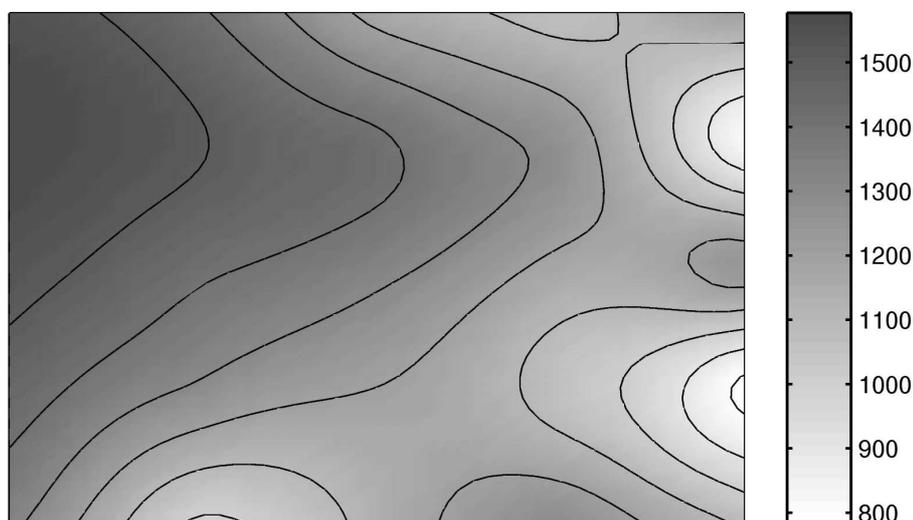


Abbildung 3.4: Targetbelegung des Targets G-10 vor der Bestrahlung. Nach optischen Gesichtspunkten ist dies das homogenste in Göttingen produzierte Target. Die RBS-Analyse (siehe Abschnitt 4.3) zeigt jedoch, daß der Kohlenstoff sehr ungleichmäßig über das Target verteilt ist. Die mittlere Flächenbelegung beträgt $1250 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Die Anreicherung des Kohlenstoffs im Hinblick auf ^{13}C stellte sich jedoch als in keiner Weise ausreichend heraus. Während anschließender Messun-

gen der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ lag der durch die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ induzierte Untergrund etwa um einen Faktor zehn zu hoch. Der hohe ^{13}C -Anteil in den Targets wurde vermutlich hauptsächlich durch das gemeinsame Vakuum-System des STRINGER-Beschleunigers verursacht: Das CO_2 -Gas aus der Ionenquelle mit seinem natürlichen ^{13}C -Gehalt kann in die Depositionskammer gelangen und damit die Massentrennung umgehen (siehe Abbildung 3.5). Somit wird auch Kohlenstoff aus dem Restgas in die Schicht eingebaut.

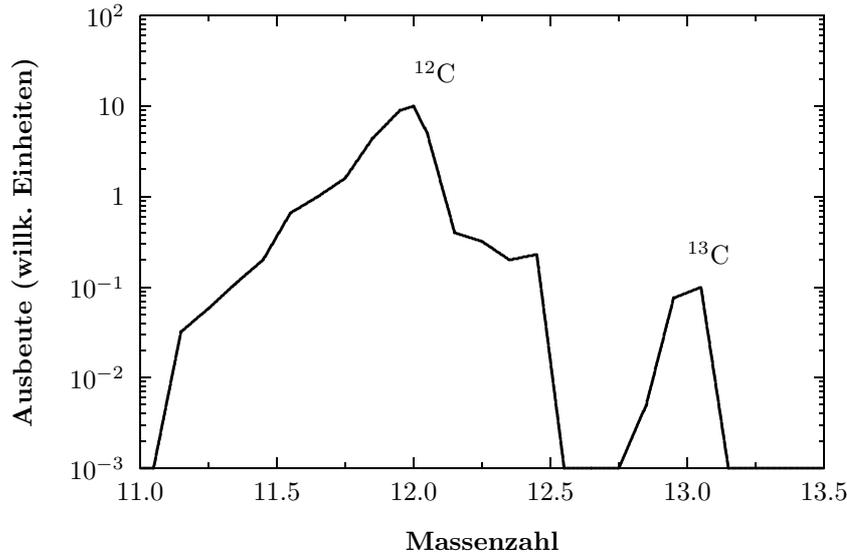


Abbildung 3.5: Trennung von ^{12}C und ^{13}C am STRINGER-Beschleuniger. Die Breite des Schlitzes, der die Ionenenergie definiert, betrug 3 mm, um eine für die Deposition ausreichende Strahlintensität zu erreichen. Die schlechte Massentrennung wurde hauptsächlich auf das gemeinsame Vakuumssystem von Ionenquelle und Depositionskammer zurückgeführt. Als weitere Ursache ist die Kombination eines kleinen Magneten mit niedrigem Magnetfeld und der nachfolgende breite Schlitz zu nennen.

Die Targetherstellung in Göttingen mußte schließlich nach zwei Monaten abgebrochen werden, da die bis dahin produzierten 11 Targets die für eine Messung des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitts notwendigen Kriterien nicht erfüllen konnten.

3.2.3.3 Niederenergie-Deposition von ^{12}C -Schichten in Orsay

Die Produktion der Targets wurde am CSNSM in Orsay fortgesetzt. Der SIDONIE-Beschleuniger ermöglichte einen mittleren Targetstrom von $240\ \mu\text{A}$. Innerhalb von vier Wochen⁸ konnten 16 Targets mit der geforderten Reinheit und Homogenität hergestellt werden.

⁸Der Strahl des SIDONIE-Beschleunigers stand uns für die Targetproduktion an fünf Tagen pro Woche täglich neun Stunden zur Verfügung.

Die angestrebte Flächenbelegung von $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ wurde durch die Deposition von 5 C C^+ erreicht. Die ersten 30 % der Ladung wurden bei 400 eV deponiert, die restlichen 70 % bei 1 keV. Durch dieses Verfahren konnte die Lebensdauer der neuen Targets verglichen mit Targets, die bei einigen 10 keV implantiert worden waren, um 50–100 % verlängert werden.

Aufgrund der hervorragenden Massentrennung des SIDONIE-Beschleunigers (siehe Abbildung 3.6) war der durch ^{13}C induzierte Untergrund der Kohlenstoffschicht nur um einen Faktor drei höher als beim reinen Gold-Backing.

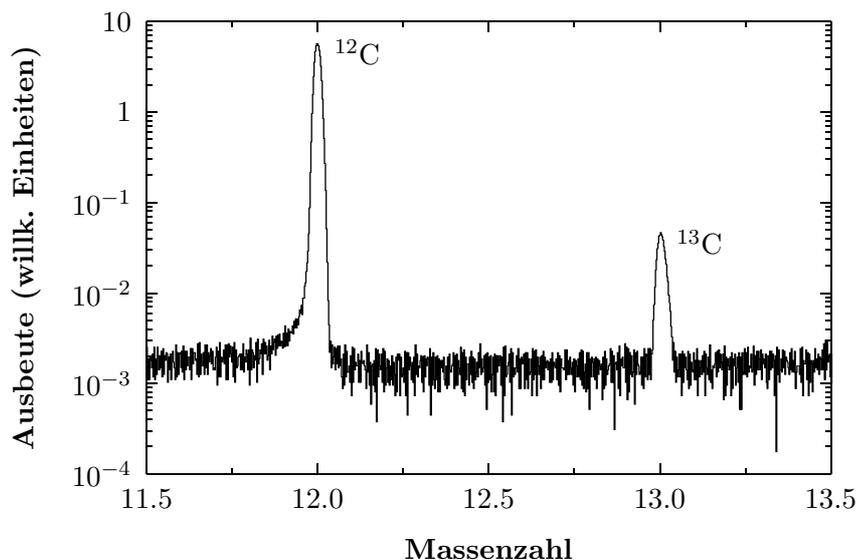


Abbildung 3.6: Qualität der Massentrennung bei der Deposition am SIDONIE-Beschleuniger. Zur Aufnahme des Massenspektrums wurde der Strahlstrom auf einem Faraday-Cup direkt vor dem Target gemessen.

Die Homogenität der in Orsay produzierten Targets wurde direkt nach der Fertigstellung durch RBS-Messungen am ARAMIS-Beschleuniger des CSNSM an jeweils fünf Punkten eines Targets überprüft. Die jeweilige Kohlenstoff-Menge wurde für diese Punkte mit Hilfe des Programms RUMP [Tho96] berechnet (siehe Abschnitt 3.5.8). Dabei ergaben sich innerhalb eines Targets Abweichungen von Punkt zu Punkt von typischerweise 5 %.

3.3 Experimentelle Aufbauten

Abschnitt 3.3.1 beschreibt zunächst die Infrastruktur der Aufbauten, die bei beiden Experimenten gleichermaßen zum Einsatz kam, wie der Beschleuniger samt Strahlführungssystem und die Hochvakuum-Apparatur. Neben den Targets unterscheiden sich auch die mechanischen Konstruktionen, die Detektoren und die Meßelektronik bei beiden Experimenten zum Teil erheblich. Diese Unterschiede und die jeweiligen Besonderheiten werden in den Abschnitten 3.3.2 und 3.3.3 verdeutlicht.

3.3.1 Gemeinsamkeiten

Sowohl das EUROGAM-Array-Experiment als auch das Drehtisch-Experiment wurden an der 60°-Strahllinie des 4 MV-DYNAMITRON-Beschleunigers des Instituts für Strahlenphysik in Stuttgart durchgeführt.

3.3.1.1 Beschleuniger und Strahlführungssystem

Das Stuttgarter DYNAMITRON ist derzeit weltweit als einziger Beschleuniger in der Lage, die benötigten hohen ${}^4\text{He}^+$ -Strahlströme zu erzeugen. Im Rahmen der Experimente konnten Targetströme bis $600\ \mu\text{A}$ erreicht werden. Der Ionenstrahl wurde mittels einer Duoplasmatron-Ionenquelle erzeugt, die für hohe Strahlintensitäten besonders gut geeignet ist. Da es sich beim DYNAMITRON um eine Single-Ended-Maschine handelt, liegt die Ionenquelle auf dem Potential der Hochspannung und befindet sich, wie auch das Beschleunigungsrohr, in einem Drucktank, der mit 6 bar SF_6 zur Isolation gefüllt ist. Bei einer Regeneration der Ionenquelle muß folglich der Tank abgepumpt und geöffnet werden. Die Hochspannung im Bereich von etwa 0.4–4 MV wird aus einer hochfrequenten Wechselfspannung durch eine modifizierte Schenkelschaltung erzeugt.

Der beschleunigte Ionenstrahl gelangt durch einen Ablenkmagneten auf die unterschiedlichen Strahllinien. Durch dessen Magnetfeld und drei verstellbare Schlitzpaare im Strahlführungssystem wird die Teilchenenergie eindeutig festgelegt. Sie wird während der Messung konstant gehalten, indem die Hochspannung über ein Slit-Feedback-System nachgeregelt wird. Man erreicht damit eine relative Stabilität besser als 10^{-4} . Der Strahl wird schließlich mit Hilfe von Quadrupol-Magneten und elektrostatischen Ablenk-Elementen bis zum Target geführt. Die Fokussierung des Strahls kann durch einen Strahlprofilmonitor am Ende der 60°-Strahllinie kontrolliert werden.

3.3.1.2 Pumpstand für Festkörpertargets

An das Strahlführungssystem schließt sich der in Abbildung 3.7 dargestellte Pumpstand für Festkörpertargets an. Er dient dazu, ein Vakuum von bis zu 10^{-8} mbar herzustellen, und dieses weitgehend frei von Kohlenwasserstoffen zu halten. Dazu werden eine Turbomolekularpumpe mit zugehöriger Vorpumpe und vier Kühlfallen auf Flüssig-Stickstoff-Temperatur eingesetzt. Drei dieser Kühlfallen verlaufen in Form von jeweils etwa 1 m langen Kupferrohren mit einem Durchmesser von 35 mm im Strahlrohr. An der großen Oberfläche der Rohre frieren Verunreinigungen sehr wirkungsvoll aus. Das letzte dieser Rohre ist Bestandteil des Targetendrohrs und reicht bis unmittelbar vor das Target. Es ist vergoldet, damit vom Target zurückgestreute α -Teilchen nicht mit den im Kupfer enthaltenen Verunreinigungen Störreaktionen induzieren können. Eine vierte Kühlfalle befindet sich über der Turbomolekularpumpe.

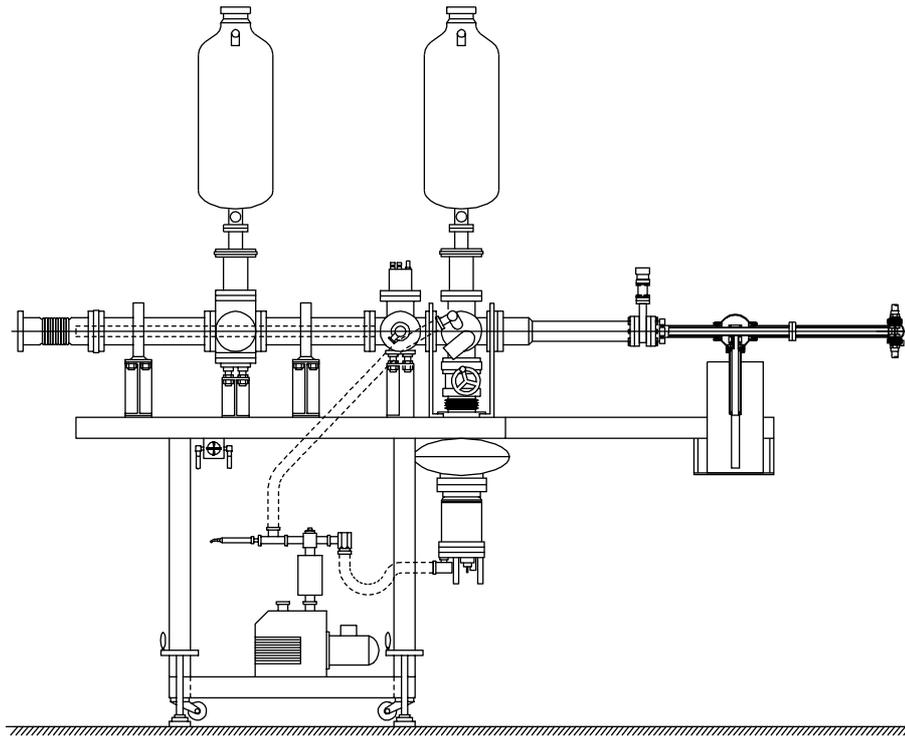


Abbildung 3.7: Der Pumpstand für Festkörpertargets erzeugt mittels einer Turbomolekularpumpe und der zugehörigen Vorpumpe ein Vakuum bis zu 10^{-8} mbar, das durch vier mit flüssigem Stickstoff gekühlte Kühlfallen weitgehend frei von Kohlenwasserstoffen gehalten wird.

Durch das doppelt vorhandene Targetendrohr wird vermieden, daß bei einem Wechsel des Targets Luftfeuchtigkeit im Strahlrohr ausfriert. Es wird jeweils das komplette Targetendrohr samt Target ausgetauscht. Durch ein Ventil unmittelbar vor dem Targetendrohr kann dieses vakuumtechnisch vom übrigen Pumpstand abgetrennt werden. Nach einem Targetwechsel muß deshalb nur das vergleichsweise kleine Volumen des Targetendrohrs bepumpt werden. Die Verbindung des Targetendrohrs mit dem Pumpstand wird durch eine Flanschskette hergestellt, so daß der Wechsel innerhalb kürzester Zeit durchgeführt werden kann.

Vor Beginn des Drehtisch-Experiments wurde der Pumpstand vollständig zerlegt und sorgfältig von Kohlenwasserstoff-Rückständen gereinigt. Alle Bauteile, die vom Strahl getroffen oder gestreift werden können, wurden (neu) vergoldet, um Störreaktionen im Pumpstand ausschließen zu können. Außerdem wurde die Turbomolekularpumpe gegen eine solche mit doppelter Förderleistung ausgetauscht. Die empfindliche Vakuummeßröhre aus Glas und das zugehörige Meßgerät wurden durch eine Röhre ersetzt, die zusammen mit der Auswerteelektronik in einem stabilen Metallgehäuse untergebracht ist. Eine passende Anzeigeeinheit wurde fertiggestellt und in die Meßapparatur integriert.

3.3.2 EUROGAM-Array-Experiment

3.3.2.1 Targets

Für das EUROGAM-Array-Experiment wurden Targets wie das in Abbildung 3.8 dargestellte verwendet. Die gegenüber der ursprünglichen Version abgeänderte Fassung ermöglicht Drehungen des Targets im Vakuum. Dies wiederum erlaubt Differenzmessungen zwischen beschichteter Vorder- und unbeschichteter Rückseite des Targetträgers, ohne daß die Targetkammer belüftet werden muß. Die Verbindung der Targetfassung mit den Wasseranschlüssen ist metallgedichtet, während die Vakuumdichtungen als sogenannte Quadringe mit Teflon-Stützringen ausgeführt sind, um die Leckrate beim Drehen klein zu halten.



Abbildung 3.8: Hochstromtarget beim EUROGAM-Array-Experiment.

Die Möglichkeit, das Target im Vakuum zu drehen, muß durch vergleichsweise hohe Absorption von Photonen, bedingt durch die massive Bauweise, und vergleichsweise komplizierte Handhabung erkauft werden: Ein beim Einbau des Targets in das Targetendrohr übersehenes Staubkorn reicht aus, das Vakuum zu unterbrechen oder die Targetfassung zu zerkratzen. Das optimale Vakuum von 10^{-8} mbar konnte deshalb beim EUROGAM-Array-Experiment häufig nicht erreicht werden. Mit einzelnen Fassungen waren Messungen sogar nur bei 5×10^{-6} mbar möglich.



Abbildung 3.9: Hochstromtarget für das EUROGAM-Array-Experiment mit eingeschraubten Wasseranschlüssen und der zugehörigen Targetkammer. Dieser Targettyp wurde für Messungen entwickelt, bei denen die Detektoren in einer Ebene um das Target herum angeordnet sind. Bei einem Aufbau mit 4π -Geometrie reduzieren die massiven Wasseranschlüsse die Nachweiswahrscheinlichkeit der von oben beziehungsweise unten auf das Target gerichteten Detektoren (siehe auch Abbildung 3.15).

3.3.2.2 Detektorhalterung

Beim EUROGAM-Array-Experiment kam als wesentliche Neuerung gegenüber früheren Experimenten zur Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ eine Detektoranordnung zum Einsatz, mit der es möglich war, Winkelverteilungen mit neun Winkelpositionen auf einmal zu messen. Bei derart vielen Detektoren ist eine Anordnung in einer Ebene ohne inakzeptabel große Abstände zum Target nicht möglich. Es wurde deshalb eine Konstruktion entwickelt, bei der die Detektoren in einer 4π -Geometrie um das Target herum montiert sind: Das Detektorgestell besteht aus drei unabhängig voneinander auf Schienen verfahrbaren Halterungen, die für Targetwechsel oder um das Target zu drehen auseinander geschoben werden können (siehe Abbildung 3.10). Endanschläge

fixieren die Positionen der Halterungen im zusammengeschobenen Zustand. An jeder dieser Halterungen können bis zu fünf HPGe-Detektoren inklusive BGO-Abschirmung befestigt werden⁹. Um die Detektorwinkel justieren zu können, lassen sich die Halterungen unabhängig voneinander drehen. Die Winkel der an einer Halterung befestigten Detektoren bleiben dabei relativ zueinander fixiert. Für das vorliegende Experiment waren an jeder Halterung jeweils drei Detektoren abgebracht. Relativ zur Strahlrichtung wurden die folgenden Winkel eingestellt: 30° , 48.4° , 60.2° , 70° , 83° , 90° , 110.7° , 119.8° und 130° .

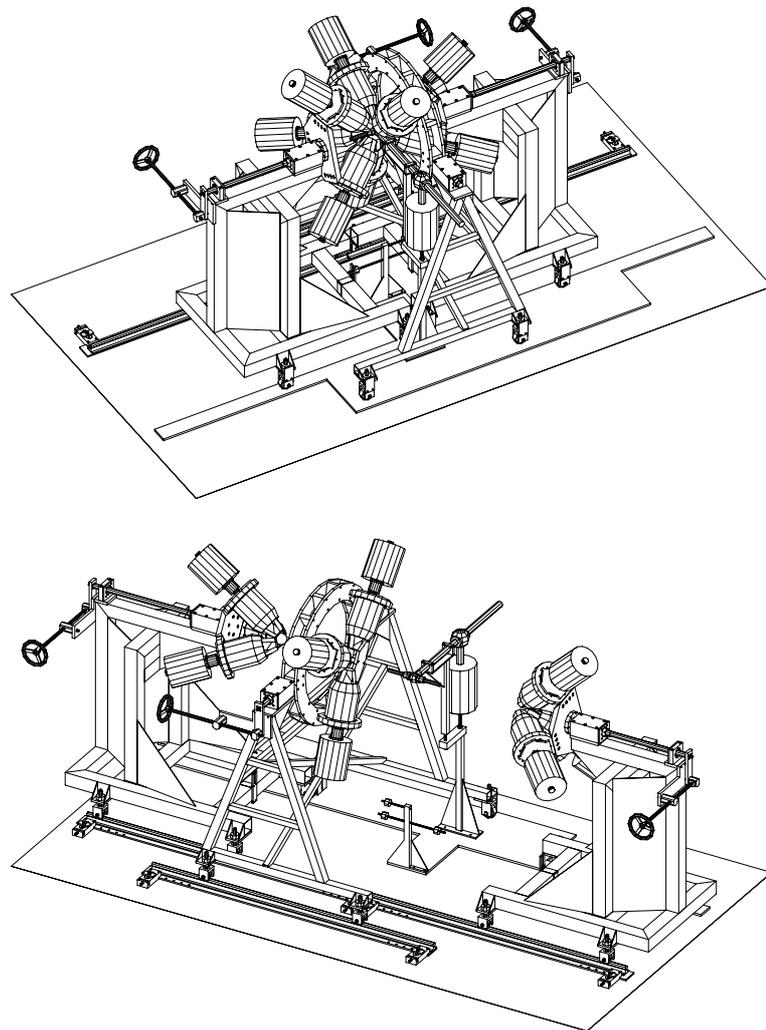


Abbildung 3.10: Aufbau beim EUROGAM-Array-Experiment. Neun HPGe-Detektoren mit BGO-Abschirmung waren in 4π -Geometrie um das Target positioniert (oben). Für Arbeiten am Target ließen sich die drei mit jeweils drei Detektoren bestückten Detektorhalterungen unabhängig voneinander auseinander ziehen (unten).

⁹Es war ursprünglich ein Anschluß-Experiment mit 15 Detektoren geplant, das aber wegen fehlender Förderung durch Drittmittel nicht mehr durchgeführt werden konnte.

3.3.2.3 Detektoren

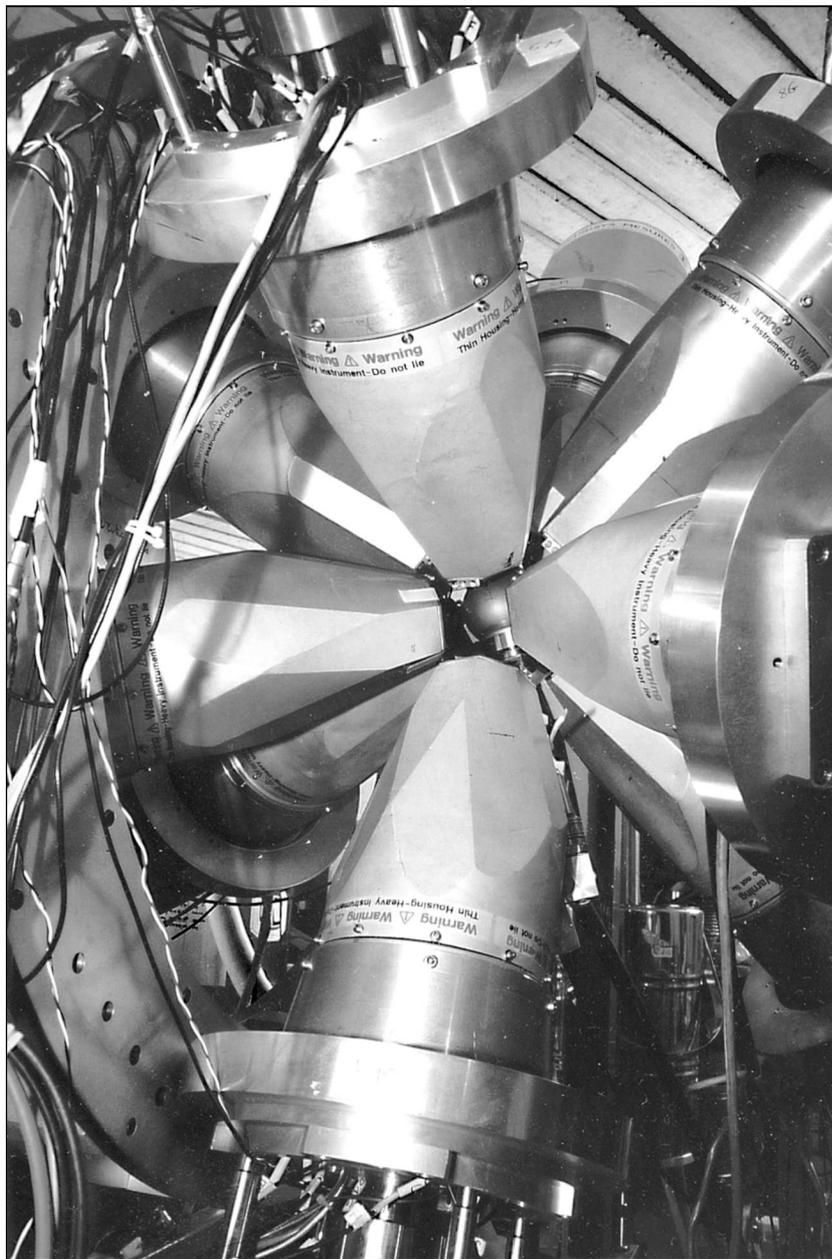


Abbildung 3.11: Das EUROGAM-Array ermöglichte erstmals die Messung von Winkelverteilungen der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ mit neun Winkelpositionen auf einmal. Die neun Reinstgermanium-Detektoren wurden durch Anti-Compton-Shields aus Wismutgermanat (BGO) aktiv abgeschirmt.

Die bei diesem Experiment verwendeten HPGe-Detektoren der Firma Eurisys Mesures¹⁰ mit relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten von 70–80 % stamm-

¹⁰Eurisys Mesures (jetzt Canberra Eurisys S.A.), Avenue des Frênes 4, F- 78180 Montigny le Bretonneux, URL: <http://www.canberraeurisys.com>

ten, wie auch die BGO-Detektoren, aus dem EUROGAM-Pool¹¹. Eine Zusammenstellung aller Detektoren ist in Tabelle 3.1 zu sehen.

Winkelposition	Abstand zum Target (mm)	HPGe-Det.	ΔE (keV) bei 1.33 MeV	BGO-Det.
30°	143	GFIC 41	2.5	SUC 16
48.4°	148	GFIC 44	5.6	SFC 29
60.2°	131	GFIC 40	4.2	SFC 28
70°	146	GFIC 42	6.8	SFC 30
82.9°	119	GFOC 20	3.7	L.D. 9011
90°	129	GFIC 37	5.3	SFC 33
110.7°	123	GFOC 27	3.7	SUC 15
119.8°	143	GUOC 4	3.7	SUC 21
130°	128	GFI 48	2.7	SFC 32

Tabelle 3.1: Detektoren beim EUROGAM-Array-Experiment. Der Abstand zum Target ist von der Detektorfront zur Targetmitte gemessen. Die Energieauflösung wurde im endgültigen experimentellen Setup bestimmt.

Die Dewars der HPGe-Detektoren wurden durch eine automatische Füllanlage mit flüssigen Stickstoff versorgt. Alle 6–10 Stunden erfolgte eine automatische Füllung. Eine programmierbare Steuerung öffnete dazu ein Ventil in der Zuleitung zum Detektor. Dieses Ventil wurde wieder geschlossen sobald eine thermische Sonde überlaufenden Stickstoff registrierte. Die Automatik funktionierte allerdings während des gesamten Experiments nicht zuverlässig, da Stickstoffspritzer zum Teil bereits zu Beginn des Füllvorgangs für das Schließen des Ventils sorgten, oder das Ventil nicht rechtzeitig schloß. Handicap ist, daß es bis heute keine verlässlich arbeitende Füllstandsanzeige für flüssigen Stickstoff gibt. Eine manuelle Kontrolle war deshalb unumgänglich.

3.3.2.4 Abschirmung

Zur Reduzierung des Untergrunds durch kosmische Strahlung, Compton-Streuung und Escape-Linien wurden die HPGe-Detektoren – wegen deren hohen Nachweiswahrscheinlichkeit – durch BGO-Detektoren aktiv abgeschirmt. Jeder dieser BGO-Detektoren besteht aus jeweils zehn Wismutgermanat-Kristallen, die durch ebensoviele Sekundärelektronen-Vervielfacher ausgelesen werden. Die konische Form der BGO-Detektoren erlaubt einen Aufbau in enger Geometrie. Ein kosmisches, Escape- oder Compton-Photon wird außer im HPGe-Detektor auch im BGO-Detektor nachgewiesen. Mit einer geeigneten Antikoinzidenz-Schaltung (siehe Abschnitt 3.3.2.5) werden solche Ereignisse wirksam unterdrückt.

¹¹URL: <http://www.dl.ac.uk/ASD/NPSG/eurogam.html>

Neben dieser aktiven Abschirmung wurden vor den Detektoren 1–2 mm dicke Bleibleche als passive Abschirmung angebracht, um die hohe Zählrate im niederenergetischen Bereich, die besonders bei in Vorwärtsrichtung montierten Detektoren auftritt und die Totzeit stark erhöht, selektiv zu senken¹². Eine weitergehende Abschirmung durch Bleikollimatoren wäre nur äußerst aufwendig zu realisieren gewesen; deshalb wurde darauf verzichtet.

3.3.2.5 Meßelektronik

Messung des Targetstroms Für die Ermittlung von absoluten Wirkungsquerschnitten ist die exakte Bestimmung der auf das Target treffenden Projektile von entscheidender Bedeutung. Deren Anzahl erhält man, indem man den Targetstrom integriert.

Bei der Messung des Targetstroms ist es sehr wichtig, auch die Sekundärelektronen zu messen, die beim Auftreffen des Ionenstrahls auf das Target herausgeschlagen werden. Andernfalls würden diese Sekundärelektronen den Targetstrom scheinbar erhöhen. Aus diesem Grund ist das Target mit dem im Targetendrohr befindlichen Kupferrohr, das bis unmittelbar vor das Target reicht, elektrisch leitend verbunden und bildet mit diesem zusammen einen Faraday-Cup.

Der am Targetendrohr abgenommene Targetstrom wird gemäß Abbildung 3.12 zunächst in eine Spannung und dann in eine Frequenz umgewandelt, die zum Targetstrom proportional ist. Die Anzahl der abgegebenen Pulse ist somit zur Anzahl der auf das Target getroffenen Projektile proportional. Durch einen nachgeschalteten Zähler werden diese Pulse registriert und aufsummiert.

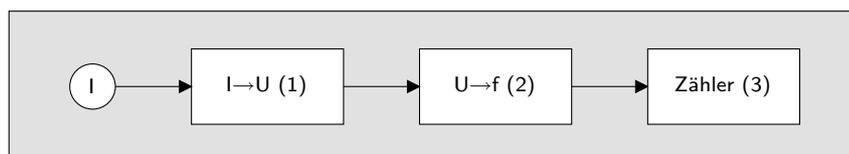


Abbildung 3.12: Strommessung beim EUROGAM-Array-Experiment. Der Targetstrom I wird am Targetendrohr abgenommen. Im Verstärker (1) wird der Strom in eine Spannung U konvertiert. Der Spannungs-Frequenz-Wandler (2) erzeugt daraus eine zum Strom proportionale Frequenz f , die in einem Zähler (3) aufintegriert wird. (1), (2): Tomlinson Research 2000AEC, (3): Eigenbau-Zähler.

Messung der γ -Spektren Das im HPGe-Detektor erzeugte Energiesignal wird intern vorverstärkt. Über einen Hauptverstärker gelangt es auf zwei Analog-Digital-Wandler (ADC). Während in einem der ADCs das Signal direkt aufgenommen wird, registriert das zweite ADC dieses Eingangssignal

¹²Die Nachweiswahrscheinlichkeit für hochenergetische γ -Quanten wird durch diese Maßnahme zwar auch verringert, allerdings weniger als durch die ohne Bleiblech entstehende Totzeit.

nur dann, wenn keine Koinzidenz zwischen HPGe- und zugehörigem BGO-Detektor besteht. Dazu ist es notwendig, ein Veto für genau diesen Fall zu erzeugen.

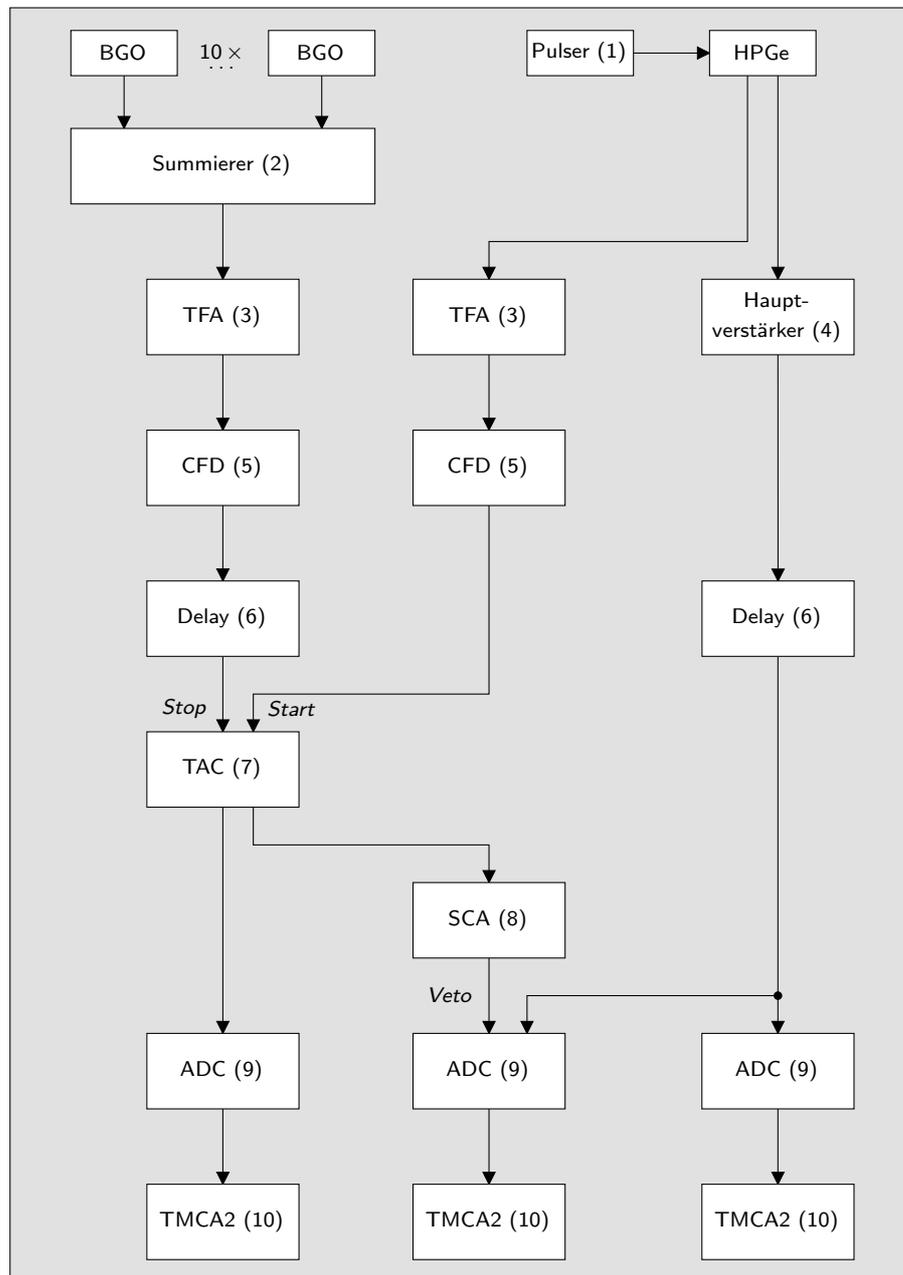


Abbildung 3.13: Schematischer Schaltplan für einen aktiv abgeschirmten HPGe-Detektor beim EUROGAM-Array-Experiment. (1): Eigenbau-Pulser, (2): Passiver Summierer (Eigenbau), (3): Canberra¹⁴ 2110, Canberra 2111, Ortec 863¹⁵, Ortec 474, (4): Silena¹⁶ 7618, Silena 7611/L, (5): EG&G ESN 8000, (6): Kabel-Delay, (7): Ortec 467, Ortec 567, (8): Ortec 455, Ortec 551, Ortec 553, (9): Silena 7432 UHS, Silena 7411, (10) Target TMCA2-Meßkarte.

Realisiert wird dies, indem – vereinfacht gesprochen – das Ausgangssignal des HPGe-Detektors als Startsignal und das Ausgangssignal des BGO-Detektors als Stoppsignal für einen Zeit-Pulshöhenwandler (TAC) verwendet wird. Mit einem nachgeschalteten Einkanal-Diskriminator (SCA) wird überprüft, ob die zwischen Start- und Stoppsignal verstrichene Zeit auf eine Koinzidenz hindeutet. In diesem Fall wird ein Vetosignal erzeugt.

In der Praxis war es notwendig, die Eingangssignale für den TAC durch eine geeignete Pulsformung in Form von schnellen Verstärkern (TFA) und Constant Fraction Diskriminatoren (CFD) zu erzeugen. Aus den ursprünglichen Signalen werden dabei Einheitssignale erzeugt, die nur noch die Zeitinformation enthalten. Die Signale der einzelnen BGO-Kristalle wurden darüberhinaus zunächst summiert und nach der Pulsformung durch ein Delay um ca. $0.1 \mu\text{s}$ verzögert.

Neben den Energiespektren mit beziehungsweise ohne Unterdrückung wurde zur Überwachung der Unterdrückung auch das TAC-Ausgangssignal aufgezeichnet. Da für das EUROGAM-Array-Experiment nicht genügend ADCs zur Aufnahme von 27 Kanälen zur Verfügung standen, wurde ein Teil der nicht unterdrückten Energiesignale und die Zeitsignale über Router zusammengefaßt und gemeinsam durch ein ADC aufgenommen.

Die ADCs wurden von einem PC mit 8 TMCA2-Meßkarten der Firma Target Systemelectronic¹⁶ ausgelesen. Diese Meßkarten besitzen jeweils zwei Kanäle und wurden über das DOS-Programm TMCA angesteuert, das durch Stapelverarbeitungsprogramme in einer internen Programmiersprache und eine C-Schnittstelle an das Experiment angepaßt wurde.

3.3.3 Drehtisch-Experiment

3.3.3.1 Targets

Für das Drehtisch-Experiment wurde das Target-Design vor dem Hintergrund der im EUROGAM-Array-Experiment gewonnenen Erfahrungen erneut überarbeitet. Ziel der Veränderungen war es, die Absorption der Photonen in der Targetfassung und die Abstände der Detektoren zum Target zu verringern, und außerdem die Handhabung zu vereinfachen. Darüberhinaus sollten mit der neuen Targetform RBS-Messungen auch im Randbereich der Targetfläche möglich sein.

¹⁴Canberra Industries, 800 Research Parkway, Meriden, CT 06450, U.S.A., URL: <http://www.canberra.com>; Canberra-Packard GmbH, Robert-Bosch-Straße 32, D-63303 Dreieich, Postfach 10 20 05, D-63266 Dreieich, URL: <http://www.canberra.com/german/Germany.htm>

¹⁵EG&G Ortec, 100 Midland Road, Oak Ridge, Tennessee, 37830, U.S.A., URL: <http://www.ortec-online.com>

¹⁶Silena International S.p.A., Via Firenze 3, 20063 Cernusco s/Naviglio (MI), Italien, URL: <http://www.silena.com>

¹⁶Target Systemelectronic GmbH, Kölner Str. 99, D-42651 Solingen, URL: <http://www.ggh.de/target>



Abbildung 3.14: Hochstromtarget beim Drehtisch-Experiment. Die geringere Absorption von Photonen in der Targetfassung und die kompaktere Bauweise resultiert in höherer absoluter Nachweiswahrscheinlichkeit.

Aufgrund dieser Vorgaben wurde der in Abbildung 3.14 dargestellte Targethalter entwickelt. Die Absorption in diesem Halter ist wegen der seitlich angebrachten Wasserzuführungen gering. Die Wasseranschlüsse sind einseitig nach unten geführt, wo sie den Aufbau von Detektoren dicht um das Target herum am wenigsten behindern. Durch die neue Formgebung der Targets mußten die Targetkammer und die Durchführung der Wasseranschlüsse ebenfalls umgestaltet werden (siehe Abbildung 3.15).

Die Verbindung des Targethalters mit den Wasseranschlüssen befindet sich, im Gegensatz zu den beim EUROGAM-Array-Experiment verwendeten Targets innerhalb der Targetkammer und damit im Vakuum. Sie ist in Form zweier metallgedichteter und hochdruckfester VCR-Verbindungen realisiert. Die Verbindung zwischen den Wasseranschlüssen und der Targetkammer ist durch einen O-Ring abgedichtet. Sie kann zum Drehen des Targets sehr schnell geöffnet und wieder geschlossen werden. Dadurch wird verhindert, daß nennenswerte Mengen Luftfeuchtigkeit an der direkt vor dem Target angebrachten Kühlfalle kondensieren. Für einen Targetwechsel ist das Targetendrohr mit der neuen Targetkammer ebenfalls doppelt vorhanden.

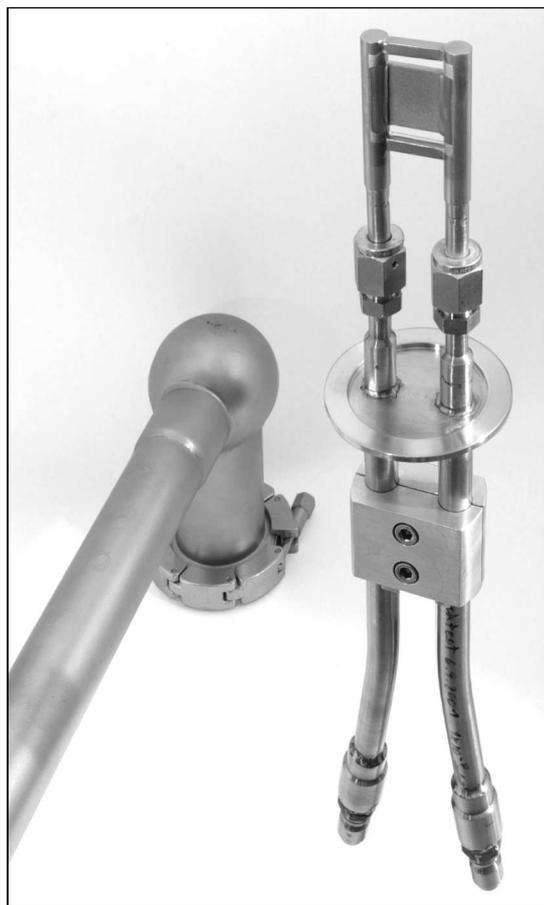


Abbildung 3.15: Hochstromtarget für das Drehtisch-Experiment mit montierten Wasseranschlüssen und der zugehörigen Targetkammer. Der neue Targettyp wurde so konstruiert, daß die Absorption von γ -Quanten sowohl für Detektoren, die in einer waagrechten Ebene um das Target herum positioniert sind, als auch für schräg von oben auf das Target gerichtete Detektoren minimal ist (siehe auch Abbildung 3.9).

3.3.3.2 Drehtisch und Detektorhalterung

Um in Ergänzung zum EUROGAM-Array-Experiment den $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitt bei einigen ausgewählten Energien mit hoher Genauigkeit zu messen, wurde ein verbesserter Aufbau entwickelt. Dieser gestattet die präzise Messung von γ -Winkelverteilungen. Der Aufbau wurde auf die Anforderungen und Besonderheiten der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ zugeschnitten, kann aber auch für andere Anwendungen – insbesondere in der nuklearen Astrophysik – angepaßt werden.

Die Erfahrungen mit dem EUROGAM-Array-Experiment und mit früheren Experimenten zu $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ in Stuttgart [Kun97, Kun01] führten zu einer Anordnung mit drei HPGe-Detektoren auf einem motorgetriebenen Drehtisch und einem weiteren HPGe-Detektor, der als Referenz dient und deshalb rela-

tiv zur Strahlrichtung fixiert ist (siehe Abbildung 3.16). Diese Kombination ermöglicht einen Aufbau der Detektoren in sehr enger Geometrie – und damit die bestmögliche Nachweiswahrscheinlichkeit unter den gegebenen Voraussetzungen. Mit dem neuen Aufbau können Winkel zwischen 15° und 140° relativ zur Strahlrichtung abgedeckt werden.

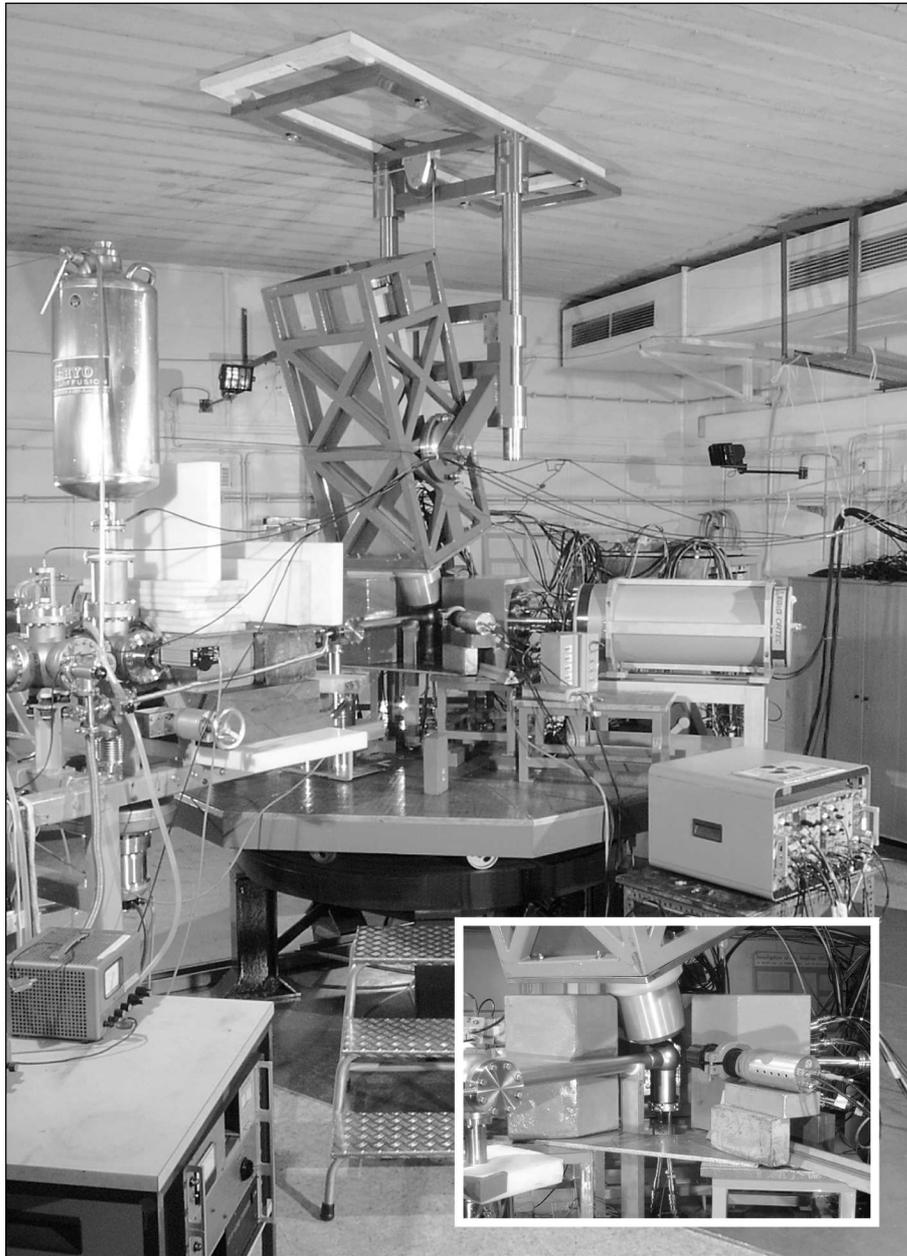


Abbildung 3.16: Der neue Aufbau zur Messung von γ -Winkelverteilungen besteht aus einem festen Referenz-HPGe-Detektor, der von oben auf das Target gerichtet ist, drei weiteren HPGe-Detektoren auf einem Drehtisch und einem Neutronen-Monitor. Die neue Detektoranordnung ermöglicht eine sehr enge Geometrie und somit hohe Nachweiswahrscheinlichkeit.

Der Drehtisch war bereits vorhanden und schon erfolgreich bei Winkelverteilungsmessungen eingesetzt worden [Joo96, Kun01, Gal03]. Der Tisch und die darauf montierten Detektoren lassen sich mit Hilfe eines Elektromotors um das in der Tischmitte angebrachte Target drehen. Durch das Anfahren mehrerer Tischpositionen läßt sich die Anzahl der Winkelpositionen einer Winkelverteilung erhöhen, ohne daß dabei durch die Hinzunahme weiterer Detektoren die Abstände zum Target vergrößert werden müßten. Die aktuelle Tischposition wird durch einen inkrementellen Drehgeber und einen Zähler mit einer Auflösung von 0.0125° bestimmt und direkt in Grad angezeigt.

Für den Referenz-Detektor wurde eine neue Halterung entwickelt. Oberstes Ziel war dabei, den Detektor extrem dicht am Target anzubringen, ohne Abstriche bei den übrigen Detektoren machen zu müssen. Der Detektor mußte deshalb über dem Target montiert und die Halterung an der Decke der Experimentierhalle verschraubt werden¹⁷. Beim Entwurf der neuen Halterung wurde der gesamte Aufbau mit Hilfe eines CAD-Programms dreidimensional modelliert und alle späteren Bewegungen im PC simuliert, um die Positionen der einzelnen Detektoren und die Konstruktion der Halterung zu optimieren. Bei der Entwicklung der Halterung wurden umfangreiche Verstellmöglichkeiten vorgesehen, um verschiedene Setups zu ermöglichen: Der zugehörige Detektor kann stufenlos zwischen den horizontalen und vertikalen Endpositionen ausgerichtet werden. Für das vorliegende Experiment wurde ein Winkel von 110° relativ zur Strahlrichtung gewählt. Darüberhinaus ist die Halterung auf der Strahlachse und senkrecht dazu justierbar und höhenverstellbar. Mit einer Seilwinde läßt sich der Detektorkäfig einfach anheben und absenken. Dies ist insbesondere – bedingt durch die enge Geometrie – für einen Targetwechsel notwendig. Die exakte Positionierung des Detektors während der Messung ist durch Endanschläge sichergestellt.

3.3.3.3 Detektoren

Bei den vier während des Drehtisch-Experiment verwendeten γ -Detektoren handelt es sich um HPGe-Detektoren der Firma EG&G Ortec mit etwa 80–100% relativer Nachweiswahrscheinlichkeit und deutlich besserer Energieauflösung als bei den EUROGAM-Detektoren. Eine Zusammenstellung der Detektoren zeigt Tabelle 3.2.

Für die Targettests kamen 2–4 HPGe-Detektoren auf dem Drehtisch zum Einsatz.

Zur Kontrolle von Targetqualität und -abbrand wurde ein Flüssig-Szintillations-Detektor (NE213) als Neutronen-Monitor verwendet. Damit war es möglich, den Zustand der Targets in Echtzeit zu überprüfen.

¹⁷Ein zusätzlicher Detektor, der von oben auf das Target gerichtet ist, war bereits für frühere Experimente mit dem Drehtisch geplant. Allerdings sollte der (wesentlich klobigere) Detektorkäfig an einem Ausleger, der neben dem Drehtisch stehen sollte, befestigt sein. Bis auf Teile des Detektorkäfigs war diese Idee aber nicht umgesetzt worden.

Winkelpositionen	Abstand zum Target (mm)	HPGe-Det.	ΔE (keV) bei 1.33 MeV	ε_{rel} (%)
110°	95	Ge100S	2.1	95.3
15°, 30°, 45°	84	Ge76	2.3	78.7
60°, 75° 90°	131	Ge100T	2.1	98
110°, 125°, 140°	144	Ge100	2.1	99.4

Tabelle 3.2: Detektoren beim Drehtisch-Experiment. Der Abstand zum Target ist von der Detektorfront zur Targetmitte gemessen. ε_{rel} ist die vom Hersteller angegebene relative Nachweiswahrscheinlichkeit. Auch hier wurde die Energieauflösung im endgültigen experimentellen Setup bestimmt.

3.3.3.4 Abschirmung

Die Germanium-Detektoren wurden auch bei diesem Experiment aktiv mit Hilfe von BGO-Detektoren und entsprechenden Antikoinzidenz-Schaltungen abgeschirmt. Bei zwei der Detektoren bestand diese Abschirmung aus jeweils vier im Eigenbau hergestellten BGO-Detektoren [Mül97]. Jeder dieser Detektoren wird von zwei Sekundärelektronen-Vervielfachern ausgelesen. Die beiden anderen HPGe-Detektoren wurden mit kommerziellen BGO-Detektoren bestückt, die mit jeweils acht Sekundärelektronen-Vervielfachern ausgestattet sind.

Die drei auf dem Drehtisch montierten Detektoren wurden zusätzlich mit speziell gegossenen Bleikollimatoren umgeben, die gleichzeitig als Aufnahme für die BGO-Detektoren dienen. Die Formgebung der Kollimatoren begünstigt eine enge Detektorgeometrie. Für das vorliegende Experiment wurde einer der Kollimatoren durch entsprechende Aussparungen so angepaßt, daß auch der Rückwärtswinkel von 140° mit einem verhältnismäßig kleinen Abstand zum Target realisiert werden konnte.

In die Halterung für den Referenzdetektor wurde eine Aufnahme für den kleineren der beiden kommerziellen BGO-Detektoren eingebaut. Einen eigenen Kollimator besitzt dieser Detektor nicht. Er wird jedoch teilweise durch die Kollimatoren der anderen Detektoren mit abgeschirmt.

Zur Reduzierung der Zählrate im niederenergetischen Bereich waren auch bei diesem Experiment vor allen Detektoren Bleibleche mit 1–2 mm Dicke angebracht.

Im Strahlführungssystem – und trotz vergoldeter Komponenten auch im Targetendrohr – werden schnelle Neutronen erzeugt. Dieser strahlinduzierte Untergrund rührt in der Regel von der Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ her und bildet sich wegen kleiner Kohlenwasserstoffkontaminationen, die sich auf den Oberflächen, aber auch im Material, befinden. Diese Neutronen wurden durch eine Wand aus Beton-Ziegeln, Polyethylen-Platten und ein Cadmium-Blech um das Strahlrohr herum abgeschirmt.

3.3.3.5 MeBelektronik

Messung des Targetstroms Während des Drehtisch-Experiments wurden alle Meßgrößen mit Hilfe eines PCs aufgezeichnet, auch der Targetstrom (siehe Abbildung 3.17). Dieser wurde wieder am Targetendrohr abgenommen und in eine zum Strom proportionale Frequenz umgewandelt. Das resultierende Signal wurde über einen Einkanaldiskriminator in ein ADC eingespeist, das wiederum durch eine Meßkarte im PC ausgelesen wurde. Zur Kontrolle wurde der Ausgang des Einkanaldiskriminators parallel dazu auf einen konventionellen Zähler gelegt. Da die Masse der Strommessung der Beschleunigermasse entspricht, die sich von der Masse der übrigen MeBelektronik unterscheidet, wurden die Massen vor dem Einkanaldiskriminator durch einen Übertrager galvanisch getrennt.

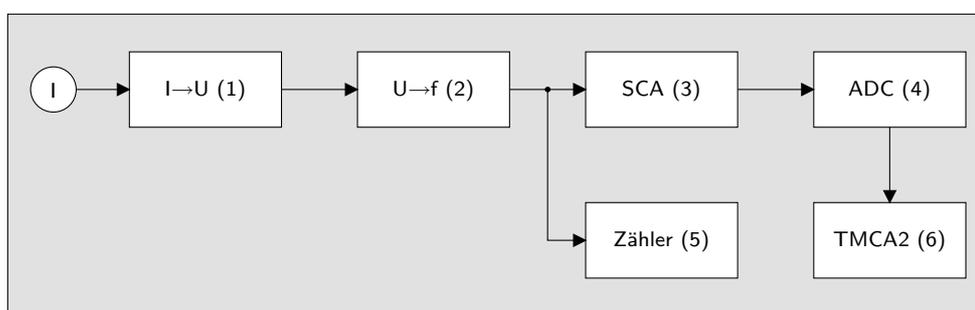


Abbildung 3.17: Strommessung beim Drehtisch-Experiment. Der Targetstrom I wird am Targetendrohr abgenommen. Im Verstärker (1) wird der Strom in eine Spannung U konvertiert. Der Spannungs-Frequenz-Wandler (2) erzeugt daraus Pulse einer zum Strom proportionalen Frequenz f , die zum einen in einem Zähler (5) und zum anderen, nach der Signalwandlung in einem Einkanaldiskriminator (3) und einem ADC (4), in einer PC-Meßkarte (6) aufintegriert werden. (1), (2): Tomlinson Research 2000AEC, (3): Ortec 550, (4): Silena 7411, (5) Eigenbau-Zähler, (6) Target TMCA2-Meßkarte.

Messung der γ -Spektren Die Antikoinzidenzschaltung zur aktiven Unterdrückung wurde ähnlich realisiert wie beim EUROGAM-Array-Experiment (siehe Abbildung 3.18). Allerdings wurden zur Verbesserung der Signalqualität die Signale der einzelnen BGO-Kristalle mit Hilfe von schnellen Summierverstärkern aktiv summiert. Jeder dieser Summierverstärker kann bis zu vier Eingangssignale verarbeiten. Für die kommerziellen BGO-Detektoren waren deshalb jeweils zwei Summierverstärker notwendig. Nach der Pulsformung durch schnelle Verstärker und Constant Fraction Diskriminatoren wurden deren Ausgangssignale mittels eines Logischen Oders (LeCroy¹⁸ LRS 162) zusammengefaßt.

¹⁸LeCroy Research Systems Corp., 700 South Main Street, Spring Valley, N.Y. 10977, U.S.A., URL: <http://www.lecroy.com>

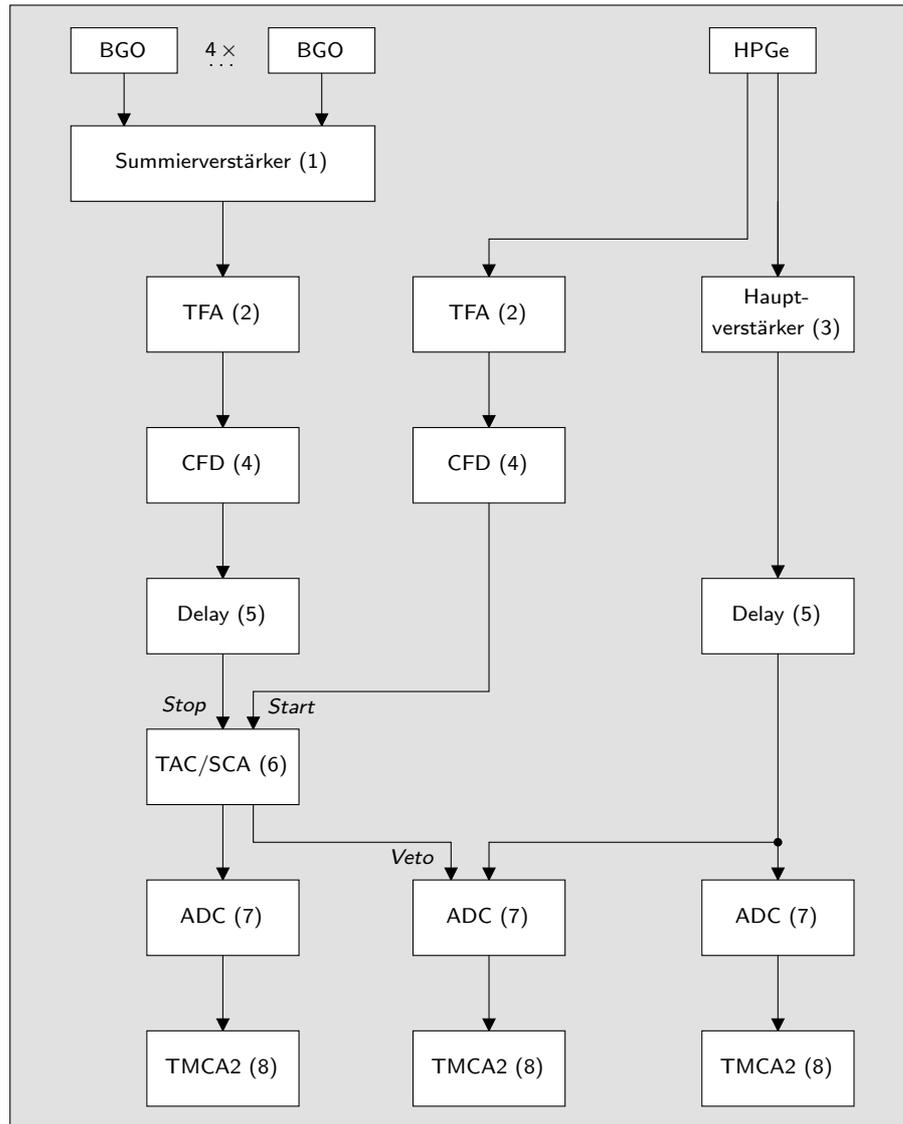


Abbildung 3.18: Schematischer Schaltplan für einen durch Eigenbau-BGOs aktiv abgeschirmten HPGe-Detektor beim Drehtisch-Experiment. (1): Summierverstärker (Eigenbau), (2): Canberra 2110, Canberra 2111, Ortec 474, (3): Silena 7618, (4): Canberra 1326 D, Canberra 2128, Canberra 2129, (5): Kabel-Delay, (6): Ortec 467, Ortec 567, (7): Silena 7432 UHS, Silena 7411, (8) Target TMCA2-Meßkarte.

Für Teile des Experiments wurde zur Aufzeichnung der Energie-Spektren ein neues Meßsystem verwendet, das auf einem PC mit zwei dMCA-Meßkarten der Firma Target Systemelectronic basiert (siehe Abbildung 3.19). Die dMCA-Meßkarte nützt digitale Signalverarbeitung, um die Funktionen eines Hauptverstärkers, einer (Anti-) Koinzidenz-Schaltung und eines ADCs zur Verfügung zu stellen. Jede dieser Karten besitzt vier Meßkanäle. Mit zwei dieser Meßkarten war es möglich, die unterdrückten und nichtunterdrückten Energiespektren aller vier HPGe-Detektoren aufzunehmen. Für die hohen zu

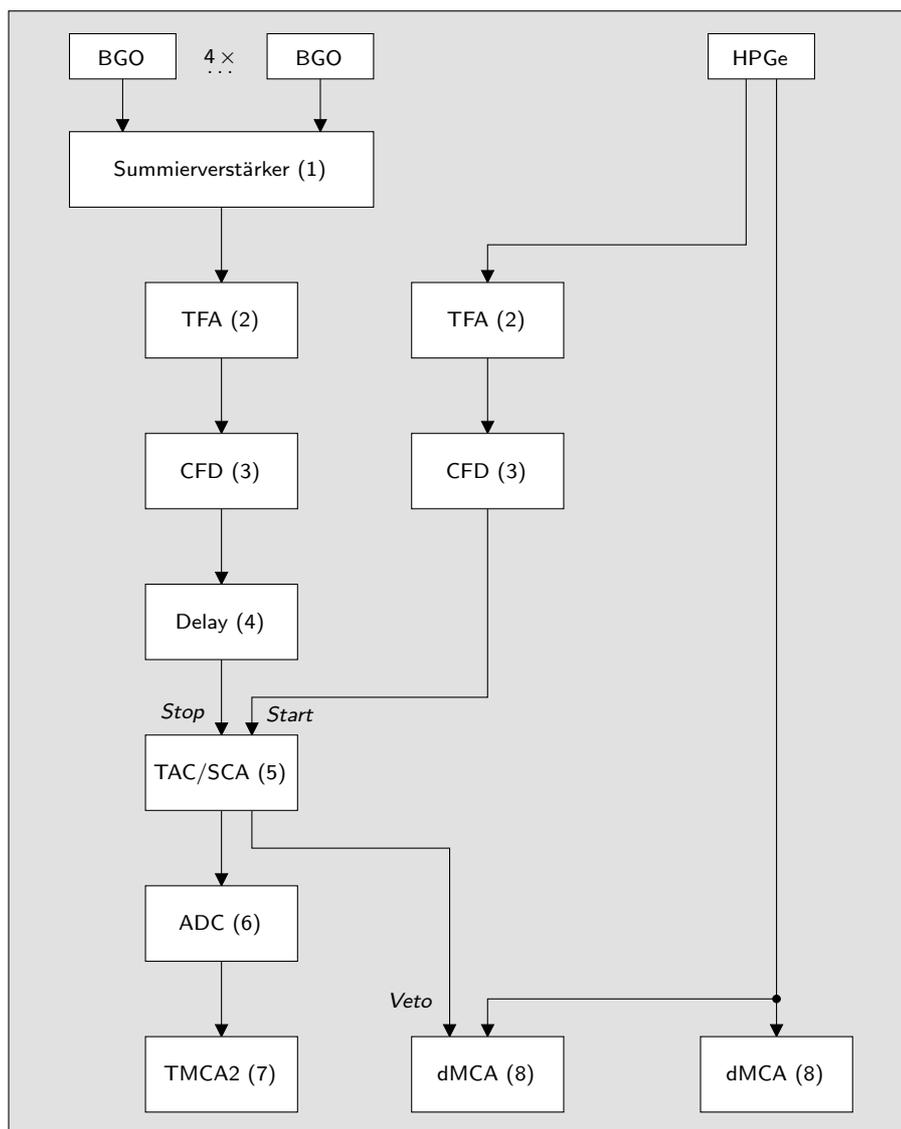


Abbildung 3.19: Schematischer Schaltplan für einen durch Eigenbau-BGOs aktiv abgeschirmten HPGe-Detektor unter Verwendung des dMCA-Meßsystems beim Drehtisch-Experiment. (1): Summervverstärker (Eigenbau), (2): Canberra 2110, Canberra 2111, Ortec 474 (3): Canberra 1326 D, Canberra 2128, Canberra 2129, Ortec 463, Ortec 473, Ortec 473 A, (4): Kabel-Delay, (5): Ortec 467, Ortec 567, (6): Silena 7432 UHS, (7): Target TMCA2-Meßkarte, (8): Target dMCA-Meßkarte (modifiziert).

erwartenden γ -Energien wurden die Meßkarten in Zusammenarbeit mit Target Systemelectronic so modifiziert, daß nun auch Photonen mit Energien bis 15 MeV aufgezeichnet werden können.

Um die Wege der Analog-Signale kurz zu halten, befand sich das dMCA-Meßsystem in der Experimentierhalle. Durch eine galvanisch entkoppelte Netzwerkverbindung wurde es von einem PC im Kontrollraum aus ferngesteuert.

Da mit der derzeitigen Ausbaustufe nicht alle notwendigen Signale aufgenommen werden können, wurden die Zeitspektren, das Neutronen-Spektrum und der Targetstrom mit konventionellen ADCs und einem weiteren PC mit TMCA2-Meßkarten aufgezeichnet. Der TMCA2-PC wurde mit dem dMCA-PC über eine serielle Datenleitung synchronisiert, so daß das Gesamtsystem mittels eines einzigen PCs bedient werden konnte. Die Ansteuerung aller Meßkarten erfolgte durch das Windows-Programm winTMCA. Mit Hilfe der internen Programmiersprache wurden die Steuerung der Messung und die Bedienoberfläche an das Experiment angepaßt.

Messung des Neutronen-Spektrums

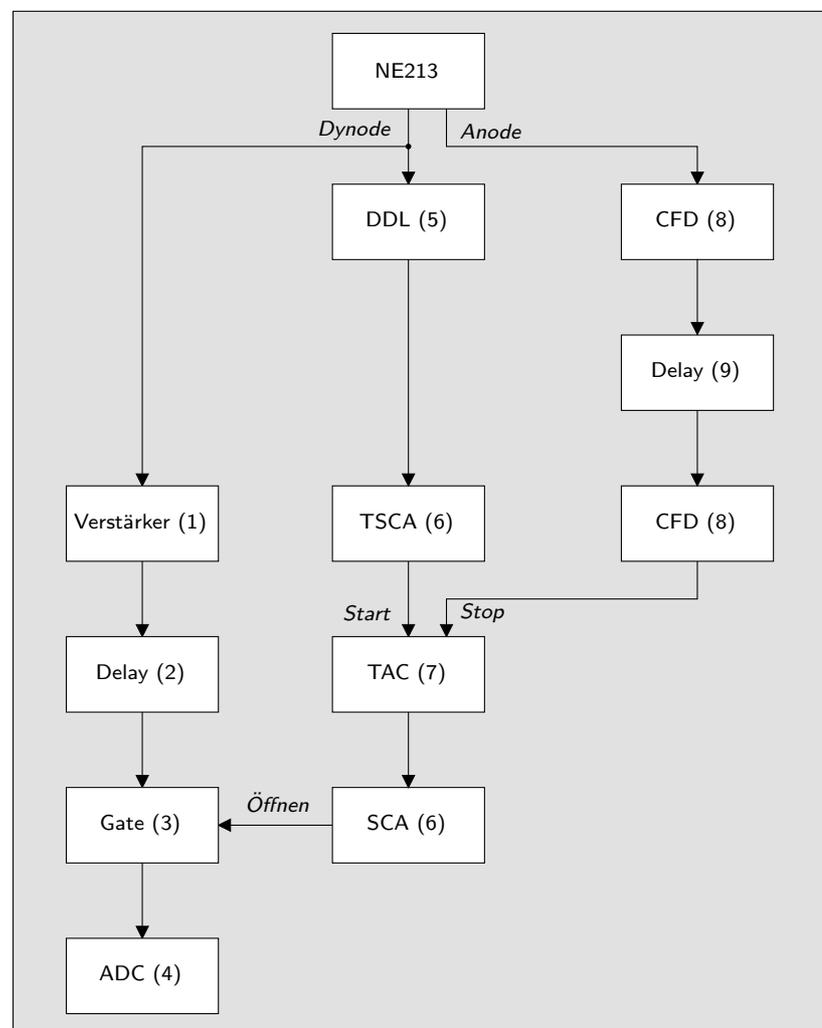


Abbildung 3.20: Schematischer Schaltplan für den Neutronen-Monitor mit γ -Diskriminierung. (1): Ortec 435 A, (2): Ortec 427, (3): Ortec 426, (4): Silena 7411, (5) DDL-Verstärker (Eigenbau), (6): Ortec 455, Ortec 550, (7): Ortec 437 A, (8): Canberra 1326 D, (9): Kabel-Delay.

Der zur Targetkontrolle verwendete NE213-Detektor spricht sowohl auf Neutronen als auch auf γ -Quanten an. Die von den γ -Quanten herrührenden Pulse müssen deshalb nach dem Detektor durch eine geeignete Schaltung elektronisch diskriminiert werden [Ham86, Köh88, Gru89]. Man macht sich dabei die unterschiedlichen Anstiegszeiten der Pulse, die durch Neutronen (Rückstoßprotonen) und γ -Quanten (Compton-Elektronen) hervorgerufen werden, zunutze und führt eine Puls-Form-Diskriminierung durch.

Das Dynodensignal gelangt auf zwei verschiedene Verstärker: Zum einen über einen gewöhnlichen Aktiv-Filter-Verstärker, der das Signal verstärkt und formt, und ein lineares Gate auf ein ADC, und zum anderen auf einen speziellen DDL-Verstärker [Ham86, Str90]. Durch das lineare Gate wird sichergestellt, daß nur Signale, die von Neutronen hervorgerufen wurden, zum ADC gelangen. Zur n - γ -Diskriminierung wird die typische Anstiegszeit zwischen 5 % und etwa 80 % der Amplitude gemessen. Dazu wird das Dynodensignal im DDL-Verstärker geformt (80 %-Punkt) und der Nulldurchgang des Pulses in einem modifizierten Timing-SCA abgegriffen. Die 5 %-Marke wird von einem konventionellen CFD aus dem Anodensignal abgeleitet. Der durch beide Zeitmarken angesteuerte Zeit-Pulshöhenwandler liefert so die Anstiegszeit. Ein nachfolgender Einkanal-Diskriminator sondert die Neutronen aus, und sein Ausgangssignal öffnet gegebenenfalls das Gate.

3.4 Verbesserungsmöglichkeiten

Abgesehen von den im Rahmen des Drehtisch-Experiments bereits durchgeführten Optimierungen gibt es weitere experimentelle Verbesserungsmöglichkeiten, um den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ mit höherer Genauigkeit zu messen.

Die Target-Technologie ist mittlerweile derart ausgereift, daß hier keine entscheidenden Verbesserungen mehr zu erwarten sind. Nichtsdestotrotz sollten die verbleibenden Möglichkeiten genutzt werden. Da unter anderem auch im Targetbacking Untergrund induziert wird, wäre eine Untersuchung wünschenswert, wie man Gold noch reiner herstellen und auf die Targetträger aufbringen kann als bei den hier verwendeten Targets. Die Standzeit der Targets ließe sich durch noch geringere Energien bei der Deposition eventuell weiter verlängern. Dies müßte allerdings in einer Testreihe überprüft werden. Ebenso die Auswirkung verschieden dicker Schutzschichten aus Tantal oder Gold. Um flexibel auf die Ergebnisse reagieren zu können, wäre es ideal, wenn die Deposition und der anschließende Test der Haltbarkeit „unter einem Dach“ und in rascher Zeitfolge hintereinander durchgeführt werden könnten. Auch um Verunreinigungen der Targets nach der Fertigstellung zu minimieren wäre dies von Vorteil, da die Targets dann unmittelbar vor dem Einsatz im Experiment produziert werden könnten. Ein weiterer wichtiger Punkt zur Verlängerung der Targetlebensdauer wäre der Einsatz eines

Strahlprofil-Monitors unmittelbar vor dem Target, oder noch besser an der Position des Targets, was zum Beispiel durch eine Infrarotkamera realisiert werden könnte.

Trotz sehr reiner Targets und hervorragender Vakuumbedingungen im Pumpstand für Festkörpertargets wurde erhöhter strahlinduzierter Untergrund beobachtet, dessen Ursprung im Strahlführungssystem lokalisiert werden konnte. Um diesen zu reduzieren, müßte das Strahlführungssystem – wie schon der Pumpstand – grundlegend von allen Kohlenwasserstoff-Rückständen gereinigt werden. Die vollständige Vermeidung dieses Untergrunds wäre aber nur durch eine Strahllinie mit effektiveren Möglichkeiten zur Kontrolle der Strahllage zu verwirklichen.

Am ehesten ließen sich genauere Meßergebnisse in zukünftigen Experimenten mit effizienteren Detektoren erreichen. Durch ein hocheffizientes Array mit segmentierten Detektoren in 4π -Geometrie, das das Target komplett umgibt, könnte die Nachweiswahrscheinlichkeit erheblich erhöht werden. Zum Beispiel ließe sich durch den Einsatz des MINIBALL-Detektors [Ebe01] die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit um mehr als einen Faktor zehn im Vergleich zum Drehtisch-Experiment steigern. Es handelt sich dabei um ein Array aus 42 Reinstgermaniumdetektoren, die jeweils sechsfach segmentiert sind. Dieser Detektor besitzt absolute Nachweiswahrscheinlichkeiten von 20 % bei $E_\gamma = 1.3 \text{ MeV}$ und 5 % bei 11.7 MeV. Noch einen Schritt weiter könnte man in fernerer Zukunft mit dem im Aufbau befindlichen AGATA-Detektor [Kor01] gehen, einem Array, das aus 190 jeweils 36-fach segmentierten HPGe-Detektoren bestehen wird. Die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit soll hier sogar bei 50 % für 1 MeV und 10 % bei 10 MeV liegen. Allerdings würde die Nachweiswahrscheinlichkeit auch für den Untergrund steigen – vermutlich stärker als für das Reaktionssignal selbst. Die aktive Unterdrückung müßte in beiden Fällen durch benachbarte Segmente erfolgen.

Unter den gegebenen Umständen wäre es möglich, zur Optimierung der Nachweiswahrscheinlichkeit ohne die Bleikollimatoren – beziehungsweise mit einer Abschirmung aus Wolfram-Granulat statt Blei – bei dann geringeren Abständen der Detektoren zum Target zu messen. Für die Aufnahme der BGO-Detektoren müßten aber in diesem Fall möglichst platzsparende Halterungen hergestellt werden.

Mit Hilfe eines List-Mode-Systems könnten die Single- und Double-Escape-Ereignisse im Nachhinein zu den Ereignissen des Photo-Peaks addiert werden, um die Statistik zu verbessern, anstatt sie zu unterdrücken. Gerade bei steigender γ -Energie nimmt die Wahrscheinlichkeit für diese Ereignisse gegenüber dem Photo-Peak zu. Im Falle des Drehtischexperiments müßten „nur“ die Energie- und Zeitsignale von vier HPGe-Detektoren und den zugehörigen BGO-Detektoren aufgenommen werden. Im Falle eines mehrfach segmentierten 4π -Detektor-Arrays wäre die anfallende und zu verarbeitende Datenmenge entsprechend umfangreicher.

3.5 Durchführung der Experimente

Im folgenden werden nach einer Übersicht über die Strahlzeiten die im einzelnen durchgeführten Messungen beschrieben.

3.5.1 Strahlzeiten

Strahlzeit	Strahlzeittage	Bemerkungen	Setup
10/99	68	<i>EUROGAM-Array-Experiment</i>	9 × HPGe EUROGAM-Array
10/01	3	Test neuer Target-Backings	4 × HPGe, NE213 auf Drehtisch
10/01	3	Implantieren von Testtargets	STRINGER 29 keV
11/01	6	Target-Tests	4 × HPGe, NE213 auf Drehtisch
02/02	5	Target-Tests	2 × HPGe, NE213 auf Drehtisch
03/02	5	Target-Tests	2 × HPGe, NE213 auf Drehtisch
04/02	5	Target-Tests	2 × HPGe, NE213 auf Drehtisch
05/02	50	Deponieren von Hochstromtargets	STRINGER 500–1000 eV
06/02	30	Experiment mit dem Drehtisch	3 × HPGe, NE213, Referenz-HPGe Targets Göttingen
10/02	20	Deponieren von Hochstromtargets RBS-Scans	SIDONIE 400 eV, 1000 eV ARAMIS
10/02	53	<i>Drehtisch-Experiment</i>	3 × HPGe, NE213, Referenz-HPGe Targets Orsay
02/03	2	RBS-Scans	ARAMIS
03/03	3	RBS-Scans	ARAMIS
05/03	2	RBS-Scans	ARAMIS

Tabelle 3.3: Übersicht über die durchgeführten Strahlzeiten. Von den angegebenen Strahlzeittagen konnten, bedingt durch Ausfälle und Wartungsarbeiten, beim EUROGAM-Array-Experiment ca. 60 % und beim Drehtisch- Experiment 50 % für die eigentlichen Messungen genutzt werden.

Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strahlzeiten. Neben den Messungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ waren dies Strahlzeiten zur Produktion und für Tests der neuen Targets sowie RBS-Messungen zur Bestimmung der Targetprofile¹⁹. Für die $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Messungen wurden in 1600 Runs ca. 32100 Spektren aufgenommen. Die Targettests schlugen mit ca. 300 Runs und 3270 Spektren zu Buche. Die RBS-Scans lieferten knapp 400 RBS-Spektren.

3.5.2 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und Kalibrierungen

Die Bestimmung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit und die Kalibrierung der Meßelektronik erfolgte mit Hilfe von geeichten γ -Präparaten und für hohe γ -Energien über die Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$.

Zu diesem Zweck wurde anstelle des Targets ein γ -Präparat in die Targetkammer eingebaut, um auch den Einfluß der Kammer und des Targetendrohrs durch Absorption und Streuung zu berücksichtigen. Beim EUROGAM-Array-Experiment wurden ein geeichtes ^{60}Co - und ein ungeeichtes ^{56}Co -Präparat verwendet. Beim Drehtisch-Experiment wurde zusätzlich ein geeichtes ^{226}Ra -Präparat benützt.

Da diese Präparate nur Photonen mit Energien bis ca. 3.5 MeV liefern, die bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ emittierten γ -Quanten aber Energien um etwa 8–10 MeV besitzen, mußten zur Kalibrierung und Efficiency-Bestimmung hochenergetische Photonen durch eine Kernreaktion erzeugt werden. Dies geschah über die gut bekannte Resonanz der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ bei $E_p = 992$ keV, da hiermit γ -Übergänge im gesamten relevanten Energiebereich bis 10.7 MeV induziert werden [Kei76, Ant77, End90, Zij90, Chr99]. Um auch hier den Einfluß des Aufbaus zu berücksichtigen, wurden die gleichen Targethalter wie für die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ verwendet, auf die aber zu diesem Zweck eine 0.2 μm dicke Aluminiumschicht aufgedampft worden war.

Beim Drehtisch-Experiment mußte die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit – infolge der veränderten Detektorpositionen relativ zum Target und zum feststehenden Referenzdetektor – für jede Tischposition getrennt durchgeführt werden. Zur Kontrolle wurden diese Messungen während jeder Strahlzeit mehrfach wiederholt.

Die Kalibrierung der Beschleunigerenergie erfolgte ebenfalls über die oben genannte Resonanz der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$. Alternativ dazu könnten für diese Kalibrierung auch die Resonanz der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ bei $E_p = 1699$ keV und die schmale 2^+ -Resonanz der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ selbst benützt werden.

¹⁹Darüberhinaus wurden RBS-Messungen an den Targets des EUROGAM-Array-Experiments 2000 von Dr. A. Schuhl-Lefèbvre und ihren Mitarbeitern am ARAMIS-Beschleuniger in Orsay durchgeführt, und Anfang 2002 von Prof. Dr. H. Hofsäss und seinen Mitarbeitern Testtargets am STRINGER-Beschleuniger in Göttingen produziert.

3.5.3 Bestimmung der Totzeit

Zur Ermittlung der durch hohe Zählraten verursachten Totzeit wurde beim EUROGAM-Array-Experiment in die Test-Eingänge der HPGe-Detektoren das Signal eines Frequenz-stabilisierten Pulsers eingespeist (siehe Abbildung 3.13). Da dieses Signal, wie auch das ursprüngliche Detektor-Signal, die gesamte Meßelektronik durchläuft, kann die Totzeit – als das Verhältnis zwischen der Anzahl eingespeister²⁰ und registrierter Pulse – zuverlässig gemessen werden, vorausgesetzt, daß der Pulser durch eine hinreichend kleine Pulsrate selbst keine zusätzliche Totzeit erzeugt. Die Amplitude der Pulse wurde so gewählt, daß der im Spektrum entstehende Peak energetisch oberhalb von allen interessierenden γ -Peaks liegt. Über längere Zeit erwies sich die Amplitude des Pulsers als nicht vollkommen stabil, wodurch in den Spektren ein verbreiteter Peak entstand.

Beim Drehtisch-Experiment wurde deshalb statt eines Pulsers der 661.7 keV-Übergang von ^{137}Cs verwendet. Aufgrund seiner Halbwertszeit von 30.07 Jahren eignet sich ^{137}Cs als „stabilisierter Pulsgenerator“ dessen Pulsrate bei den vorliegenden Meßdauern als konstant betrachtet werden kann. Ein schwaches ^{137}Cs -Präparat wurde am Drehtisch so fixiert, daß durch den Abstand zu den Detektoren zusätzliche Totzeit ausgeschlossen war.

3.5.4 Untergrundmessungen

Neben kosmischem Untergrund entsteht im gesamten Strahlführungssystem, aber auch im Targetbacking, strahlinduzierter Untergrund. Ein Experiment in einem Untergrundlabor könnte zwar den kosmischen Untergrund verringern, nicht aber den strahlinduzierten. Um beide Arten von Untergrund in den gemessenen Spektren reduzieren zu können, wurde der Untergrund beim EUROGAM-Array-Experiment auf zweierlei Arten gemessen.

Der strahlinduzierte Untergrund wurde bestimmt, indem eine vergleichbare Ladungsmenge wie bei der eigentlichen $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Messung auf die Rückseite des Targets – das reine Gold-Backing – geschossen wurde. Damit wurde sichergestellt, daß auch bei dieser Messung Bedingungen herrschen, die mit denen der eigentlichen Messung möglichst identisch sind. So lassen sich zum Beispiel auch unterschiedliche Reinheitsgrade der Target-Backings, die bei deren Herstellung und der nachfolgenden Behandlung entstanden sind, berücksichtigen. Für die Messungen des natürlichen Untergrundes wurden die Zeiten ohne Strahl ausgenützt, die sich durch Ausfälle und Wartungsarbeiten am DYNAMITRON-Beschleuniger ergaben.

Beim Drehtisch-Experiment wurde lediglich der natürliche Untergrund gemessen, um die eingesparte Meßzeit für die $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Messungen zu verwenden.

²⁰Die Anzahl eingespeister Pulse wurde durch einen im Pulser integrierten Zähler bestimmt.

3.5.5 Winkelverteilungs-Messungen mit dem EUROGAM-Array

Das Hauptaugenmerk des EUROGAM-Array-Experiments lag auf der schmalen 2^+ -Resonanz der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ bei $E_{\text{c.m.}} = 2.68 \text{ MeV}$. Insbesondere sollten etwaige Interferenzen mit der unterschweligen 2^+ -Resonanz untersucht werden. Aus diesem Grund war es notwendig, die Anregungskurve dieser Resonanz – und insbesondere die Randbereiche ihrer Flanken – mit kleinen Energieschritten von etwa 3–20 keV abzufahren. Um Effekte, die bei der Verwendung unterschiedlicher Targets unweigerlich auftreten und zu Verfälschungen führen würden, zu vermeiden, mußte diese Messung mit einem einzigen Target – dem dünnsten – durchgeführt werden bevor der Targetabbrand zu groß wurde. Das EUROGAM-Array ist in diesem Fall dem Drehtisch-Setup klar überlegen, da die neun Winkelpositionen auf einmal aufgenommen werden, und die Messung so schneller erfolgen kann.

Im Anschluß an die Vermessung der 2^+ -Resonanz wurden weitere Winkelverteilungen im Bereich der breiten 1^- -Resonanz und bei tieferen Energien gemessen. Hier war es nicht möglich, aber auch nicht nötig, mit demselben Target zu messen.

3.5.6 Winkelverteilungs-Messungen mit dem Drehtisch-Setup

Mit dem Drehtisch-Setup wurden ergänzende Winkelverteilungen in der niederenergetischen Flanke der 1^- -Resonanz und bei tiefen Energien gemessen. Eine Kontrollmessung auf dem Maximum der 1^- -Resonanz bei $E_{\alpha,\text{lab}} \approx 3.2 \text{ MeV}$ war aufgrund mangelnder Spannungsfestigkeit des Beschleunigers nicht möglich. Diese Kontrolle mußte deshalb bei $E_{\alpha,\text{lab}} = 3.0 \text{ MeV}$ durchgeführt werden.

Bei den Messungen des Drehtisch-Experiments wurden ein bis fünf Targets pro Einschußenergie verbraucht. Damit alle Winkelpositionen unter annähernd gleichen Bedingungen aufgenommen werden konnten, wurde der Targetabbrand auf die drei Tischstellungen gleichmäßig verteilt, indem der Tisch jeweils in die nächste Position gedreht wurde, nachdem eine Ladung von 1–2 C angesammelt worden war. Die Spektren wurden zu den Vorgängerspektren in der entsprechenden Tischstellung addiert.

3.5.7 Kontrolle des Targetabbrands

Der Targetabbrand wurde während des EUROGAM-Array-Experiments durch Vermessungen der $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -Resonanz bei $E_p = 1699 \text{ keV}$ kontrolliert. Dazu wurde diese Resonanz unmittelbar nach dem Einbau eines neuen Targets und vor seinem Ausbau vermessen.

Aufgrund der Breite der Resonanz ($\Gamma_{c.m.} = 62(4) \text{ keV}$) muß zur Bestimmung des Targetabbrands bzw. der Flächenbelegung über die Targetdicke integriert werden. Um dies zu vermeiden, war geplant, die schmale 2^+ -Resonanz mit $\Gamma = 0.625 \text{ keV}$ zur Kontrolle des Targetabbrands zu verwenden, was allerdings aufgegeben werden mußte, da die dafür notwendigen Energien am Beschleuniger nicht jederzeit abrufbar waren.

Bei der anschließenden Analyse der Flächenbelegungen stellte sich heraus, daß offenbar nicht in allen Fällen davon ausgegangen werden kann, daß der $^4\text{He}^+$ -Strahl und der Protonen-Strahl immer denselben Bereich des Targets treffen und das gleiche Strahlprofil besitzen: Einige Targets erweckten den Anschein, als sei – trotz Targetabbrands – die Kohlenstoffmenge nach der Bestrahlung höher als vorher²¹.

Aufgrund dieser Beobachtung wurden am ARAMIS-Beschleuniger in Orsay an allen Targets RBS-Messungen vorgenommen, um die Targetprofile zu bestimmen. Da sich die Flächenbelegung dadurch wesentlich genauer bestimmen läßt als mittels der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, wurde die Flächenbelegung vor und nach der Bestrahlung für die beim Drehtisch-Experiment benützten Targets ausschließlich durch RBS-Messungen bestimmt. Zur groben Online-Kontrolle des Targetabbrands diene in diesem Fall die Zählrate des Neutronen-Monitors.

Während beim EUROGAM-Array-Experiment die Targets nach einer Ladungsmenge von etwa 60 C ausgetauscht wurden, konnten die neuen Targets beim Drehtisch-Experiment bei korrekter Fokussierung des Strahls problemlos bis zu einer Ladungsmenge von 100 C und zum Teil noch länger eingesetzt werden.

3.5.8 RBS-Analyse der Targets

Die RBS-Messungen der Targets wurden am ARAMIS-Beschleuniger des C.S.N.S.M. Orsay mit He^+ -Ionen bei 1.2 MeV beziehungsweise 820 keV in einer Streu-Geometrie durchgeführt, bei der der einfallende Ionenstrahl, die Probennormale und die „Blickrichtung“ des Detektors koplanar sind. Der Strahl hatte dabei 1 mm Durchmesser. Die Energie der rückgestreuten Ionen wurde mit Hilfe eines Oberflächensperrschicht-Detektors unter 165° zur Strahlrichtung bestimmt. Typischerweise wurde an 25 Punkten der Targetoberfläche jeweils ein RBS-Spektrum aufgenommen. Um zügige Messungen zu ermöglichen, wurden die einzelnen Positionen durch einen motorisierten XY-Tisch, auf dem das Target montiert wurde, von einem PC gesteuert angefahren. Da die gesamte dafür notwendige Mechanik in der Meßkammer untergebracht war, mußte das Vakuum bei einer Neupositionierung nicht unterbrochen werden, und die Messungen konnten mit erheblich weniger Zeitaufwand als mit einzelnen RBS-Messungen durchgeführt werden.

²¹Eine Absolutbestimmung des Wirkungsquerschnitts war deshalb zunächst nicht möglich.

Kapitel 4

Datenanalyse und Ergebnisse

Im folgenden wird die Auswertung der Meßdaten im Detail beschrieben. In Abschnitt 4.1 wird zunächst die für alle weiteren Überlegungen unumgängliche Kalibrierung der Beschleuniger-Energie erläutert. In Abschnitt 4.2 wird dann das Prinzip der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus der Reaktionsausbeute beschrieben. Die Abschnitte 4.3 und 4.4 behandeln ausführlich die Ermittlung der dafür notwendigen Größen Targetbelegung und Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Analyse der γ -Spektren wird in Abschnitt 4.5 gezeigt. Nach der Extraktion der Wirkungsquerschnitte aus den gemessenen Winkelverteilungen wird die Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich mittels der R -Matrix-Methode in Abschnitt 4.8 durchgeführt. Den Abschluß dieses Kapitels bilden die Berechnung der thermonuklearen Reaktionsrate und ihre analytische Darstellung zur direkten Verwendung in Sternmodellrechnungen.

4.1 Kalibrierung des Beschleunigers

Die Projektilenergie wird beim Stuttgarter DYNAMITRON-Beschleuniger durch einen Ablenkmagneten und drei einstellbare Schlitzpaare definiert. Zwischen der Projektilenergie E_{lab} und dem Magnetfeld B besteht der Zusammenhang

$$E_{\text{lab}} = m c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{q B}{\kappa m c^2} \right)^2} - 1 \right). \quad (4.1)$$

Hierin sind q und m Ladung und Masse des Projektils. Die Magnetfeldkonstante κ wird durch den Radius des Magneten und den durch die Schlitzpaare gegebenen Ablenkwinkel festgelegt.

Durch einen Fit an die Ausbeute der gut bekannten $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ -Resonanz bei $E_{p,\text{lab}} = 992 \text{ keV}$ wurde κ bestimmt und damit die tatsächlichen Einschußenergien berechnet (siehe Abbildung 4.1).

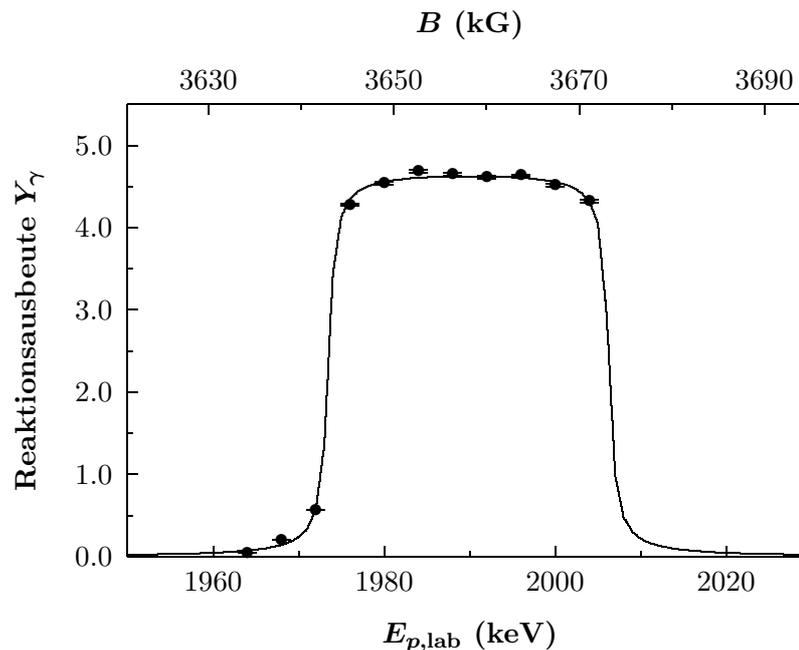


Abbildung 4.1: Reaktionsausbeute bei der Vermessung der $E_p = 992$ keV-Resonanz in der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$. Bei dieser Messung wurde mit H_2^+ -Ionen auf das Aluminium-Target geschossen. $E_{p,\text{lab}}$ ist die noch nicht korrigierte Ionenenergie.

4.2 Reaktionsausbeute

Bei der experimentellen Bestimmung der Reaktionsrate von $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ wird nicht der Wirkungsquerschnitt direkt gemessen, sondern die Anzahl der bei der Reaktion emittierten γ -Quanten. Davon kann allerdings nur ein geringer Bruchteil nachgewiesen werden, da nicht jedes γ -Quant auf einen Detektor trifft, und in dem Fall, daß es auf einen Detektor trifft, nicht zwangsläufig auch von diesem registriert wird. Das Verhältnis

$$Y_\gamma = \frac{n_\gamma}{n_p} \quad (4.2)$$

zwischen der Anzahl n_γ tatsächlich detektierter Photonen und der Anzahl n_p eingeschossener Projektile bezeichnet man als Reaktionsausbeute.

Dem Umstand, daß nicht jedes emittierte γ -Quant detektiert wird, trägt man durch die Nachweiswahrscheinlichkeit Rechnung. Mit Hilfe von geeichten radioaktiven Präparaten bzw. wohlbekannten Kernreaktionen kann die Nachweiswahrscheinlichkeit für den jeweiligen experimentellen Aufbau bestimmt werden (siehe Abschnitte 3.5.2 und 4.4). Bei einer Eichquelle ist die Zahl der emittierten γ -Quanten zu einem bestimmten Zeitpunkt bekannt. Außerdem ist die Emission isotrop. Damit läßt sich die Zahl $n_{\gamma,0}$ der pro Zeiteinheit

abgestrahlten Photonen zu einem beliebigen Zeitpunkt berechnen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist nun als das Verhältnis

$$\varepsilon = \frac{n_{\gamma, \Delta\Omega}}{n_{\gamma, 0}} \quad (4.3)$$

aus der Anzahl $n_{\gamma, \Delta\Omega}$ der pro Zeiteinheit im Raumwinkelement $\Delta\Omega$ registrierten Ereignisse und $n_{\gamma, 0}$ definiert.

Im Fall der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ist die Emission nicht isotrop. Die Anzahl der registrierten Photonen hängt daher zusätzlich von der Wahrscheinlichkeit $W_{\gamma}(\vartheta)$ ab, mit der ein Photon in das Raumwinkelement $\Delta\Omega$ emittiert wird:

$$n_{\gamma, \Delta\Omega} = \frac{n_{\gamma, 0} \varepsilon}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} W_{\gamma}(\vartheta) d\Omega. \quad (4.4)$$

Mit

$$n_{\gamma, 0} = n_p N_t \sigma \quad (4.5)$$

ergibt sich daraus

$$n_{\gamma, \Delta\Omega} = \frac{n_p N_t \varepsilon}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad (4.6)$$

wobei n_p die Zahl der Projektile und N_t die Flächenbelegung des Targets bezeichnen. Die Zahl der Projektile ergibt sich aus der Messung des Targetstroms. Die Bestimmung der Flächenbelegung wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ im vom Detektor abgedeckten Raumwinkel $\Delta\Omega$ näherungsweise konstant, so sind die Anzahl der registrierten Ereignisse durch

$$n_{\gamma, \Delta\Omega} = \frac{n_p N_t \varepsilon}{\Delta\Omega} 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (4.7)$$

und die Reaktionsausbeute gemäß (4.2) durch

$$Y_{\gamma, \Delta\Omega} = \frac{n_{\gamma, \Delta\Omega}}{n_p} = N_t \varepsilon 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (4.8)$$

gegeben.

(4.8) gilt in dieser Form nur unter der Voraussetzung, daß die Projektilenergie konstant ist. Tatsächlich ist das aber nicht der Fall. Ein Beschleuniger erzeugt Projektile, deren Energie nicht scharf, sondern in gewissen Grenzen verschmiert ist. Wechselwirkungen der Projektile mit dem Target bewirken eine weitere Energieverschmierung. Man muß deshalb die Wahrscheinlichkeiten $g(E_0, E') dE'$ und $w(E, E', N_x) dE$ berücksichtigen, ein Projektil mit der Einschußenergie E_0 zum einen an der Targetoberfläche im Energiebereich $[E', E' + dE']$ und zum anderen in der Tiefe N_x im Energiebereich $[E, E + dE]$ zu finden:

$$Y_{\gamma, \Delta\Omega} = \int_0^{N_t} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \varepsilon 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} g(E_0, E') w(E, E', N_x) dE' dE dN_x. \quad (4.9)$$

Die durch den Beschleuniger verursachte Energieverschmierung ist in der Regel gering¹ im Vergleich zum Energie-Verlust und Energie-Straggling, die das Projektil beim Durchlaufen eines (endlich) dicken Targets erfährt, und kann deshalb häufig vernachlässigt werden.

Energie-Verlust und Energie-Straggling entstehen beim Durchgang eines Projektils durch ein Target aufgrund von Streuung an Targetkernen und elektronischer Anregung von Targetatomen. Das Straggling bewirkt eine zusätzliche Verbreiterung der Energieverteilung mit zunehmender Targettiefe. Diese Energieverteilung wird in der Regel durch eine Gauß-Verteilung angenähert. Damit ergibt sich

$$w(E, E', N_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta_s(N_x)} \exp\left(-\frac{(E - E(E', N_x))^2}{\Delta_s(N_x)^2}\right). \quad (4.10)$$

Das Energie-Straggling wird durch

$$\Delta_s(N_x)^2 = \frac{e^4}{4 \pi \epsilon_0} Z_1^2 Z_2^2 N_x \quad (4.11)$$

beschrieben. Häufig kann auch dieses vernachlässigt werden ($\Delta_s \rightarrow 0$).

$E(E', N_x)$ ist der Energieverlust des Projektils im Target. Er hängt gemäß

$$\frac{dE}{dN_x} = -\mathcal{S}(E), \quad E(N_x = 0, E') = E' \quad (4.12)$$

mit der Stopping-Power $\mathcal{S}(E)$ zusammen.

Falls sich der Wirkungsquerschnitt innerhalb des Targets nur wenig ändert, vereinfacht sich (4.9) unter Vernachlässigung der Energieverschmierung durch den Beschleuniger und Energie-Straggling zu

$$Y_{\gamma, \Delta\Omega} \approx N_t \epsilon 4 \pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{E}), \quad (4.13)$$

wobei \bar{E} die effektive Energie des Projektils im Target ist. Diese effektive Projektilenergie ergibt sich jeweils aus dem Energieverlust im Target. Außerhalb der schmalen 2^+ -Resonanz kann dieser in guter Näherung durch die Annahme eines konstanten S -Faktors berechnet werden, während im Bereich der Resonanz eine Faltung des Energieverlusts mit dem stark veränderlichen S -Faktor zu einem geringeren effektiven Energieverlust führt².

¹Die durch das Stuttgarter DYNAMITRON hervorgerufene Energieunschärfe liegt in der Größenordnung von 2 keV. Sie entsteht durch die Restwelligkeit der Beschleunigungsspannung.

²Im folgenden werden die unter der Annahme eines konstanten S -Faktors berechneten Energien mit $E_{c.m.}$ bezeichnet. Wenn von effektiven Energien im Bereich der 2^+ -Resonanz die Rede ist, werden diese mit E_{E2}^{eff} bezeichnet, da nur der $E2$ -Anteil von dem geringeren Energieverlust betroffen ist.

4.3 Targetprofile und Flächenbelegung

Da die Targetprofile für das EUROGAM-Array-Experiment von unseren Kollegen aus Orsay unter der Leitung von Dr. A. Schuhl-Lefèbvre berechnet wurden, wird im folgenden nur die Bestimmung der Profile für die Targets des Drehtisch-Experiments beschrieben.

Zur Ermittlung der ^{12}C -Tiefenverteilung an einem bestimmten Punkt eines Targets wurde das zugehörige RBS-Spektrum mit Hilfe des Programms RUMP [Tho96] analysiert. Dazu wurde der Bereich des Targets, in dem der Kohlenstoff mit dem Backingmaterial Gold mischt, in zehn Schichten mit variabler Dicke zerlegt. In jeder dieser Schichten wurde die Mischung durch ein Konzentrationsprofil mit linearem Gradienten und variablem Anfangs- und End-Mischungsverhältnis beschrieben. Ein dem Konzentrationsverlauf entsprechendes Rückstreu-Spektrum wurde dann an das gemessene RBS-Spektrum angefitet. Abbildung 4.2 zeigt einen solchen Fit³. Die absolute Normierung der RBS-Spektren erfolgte mit Hilfe eines Gold-Referenzspektrums.

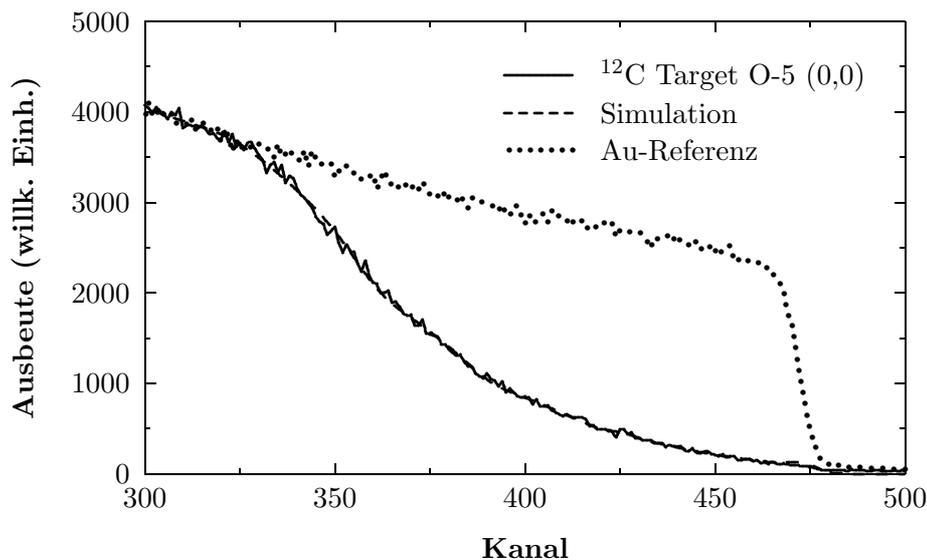


Abbildung 4.2: Zur Bestimmung des ^{12}C -Tiefenprofils an einem bestimmten Punkt eines Targets wurde das zugehörige RBS-Spektrum im Bereich des Kohlenstoff-Gold-Übergangs durch ein Konzentrationsprofil mit stückweise linearem Gradienten beschrieben. Das Vergleichsspektrum eines dicken Gold-Targets dient der absoluten Normierung.

Basierend auf den ^{12}C -Tiefenprofilen wurde der mittlere Energieverlust der auf das Target geschossenen ^4He -Ionen mit Hilfe des Programmpaketes SRIM-2003 [Zie03] bestimmt. Die effektive Projektilenergie hängt im wesentlichen

³Auf die Darstellung aller gemessenen RBS-Spektren und der zugehörigen Fits wird mit Rücksicht auf den Umfang dieser Arbeit verzichtet.

vom Kohlenstoff-Gold-Tiefenprofil im Target ab und weniger von der absoluten ^{12}C -Flächenbelegung.

Andererseits ist zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitts die Kenntnis der absoluten Targetbelegung als Funktion des Orts auf der Targetoberfläche unabdingbar. Deshalb wurde die Belegung zwischen den per RBS gemessenen Stützpunkten mit Hilfe der Inverse-Distance-Weighting-Methode interpoliert. Das Ergebnis dieser Interpolation ist am Beispiel von Target O-6 in den Abbildungen 4.3 und 4.4 zu sehen. Darstellungen für die übrigen Targets befinden sich in Anhang A.

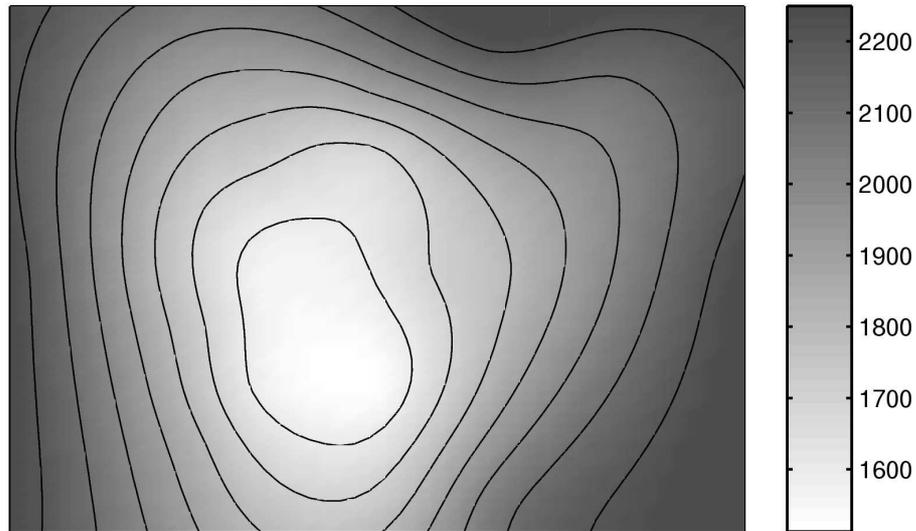


Abbildung 4.3: Flächenbelegung des Targets O-6 nach dem Einsatz beim Drehtisch-Experiment. Die Targetbelegung ist in 10^{15} cm^{-2} angegeben.

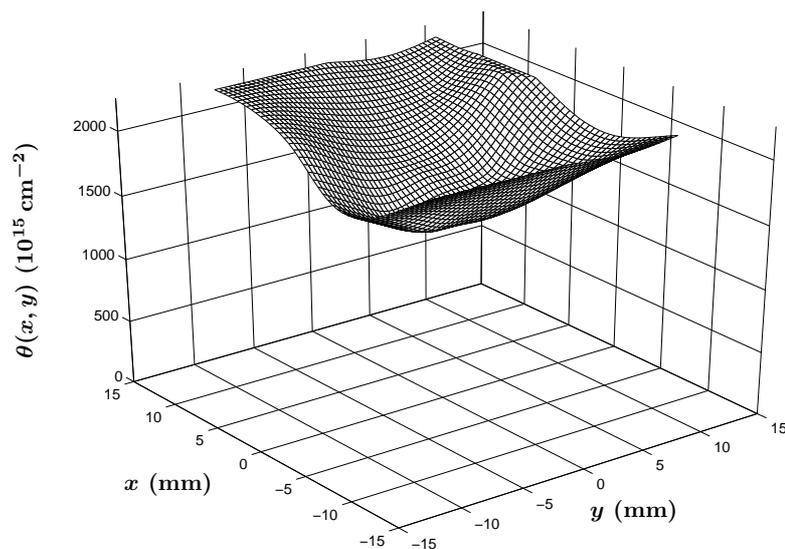


Abbildung 4.4: Belegungsprofil des Targets O-6 nach dem Drehtisch-Experiment.

Zur Bestimmung der effektiven Targetbelegung am Ende des Experiments wurde das gewonnene Targetprofil $\theta(x, y)$ mit dem Strahlprofil $\zeta(x, y)$ gemäß

$$N_{t,f} = \iint \theta(x, y) \zeta(x, y) dx dy \quad (4.14)$$

gefaltet, da eine einfache Mittelung der Targetbelegung über die Targetfläche ein kastenförmiges Strahlprofil voraussetzen würde, was ja offensichtlich nicht der Fall ist. Da genaue Informationen über das Strahlprofil fehlen, wurde seine Form als „Negativ“ des Targetprofils angenommen:

$$\zeta(x, y) = (\theta_{\max} - \theta(x, y)) c, \quad \iint \zeta(x, y) dx dy \equiv 1. \quad (4.15)$$

Die resultierende Verteilung $\theta(x, y) \zeta(x, y)$ ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

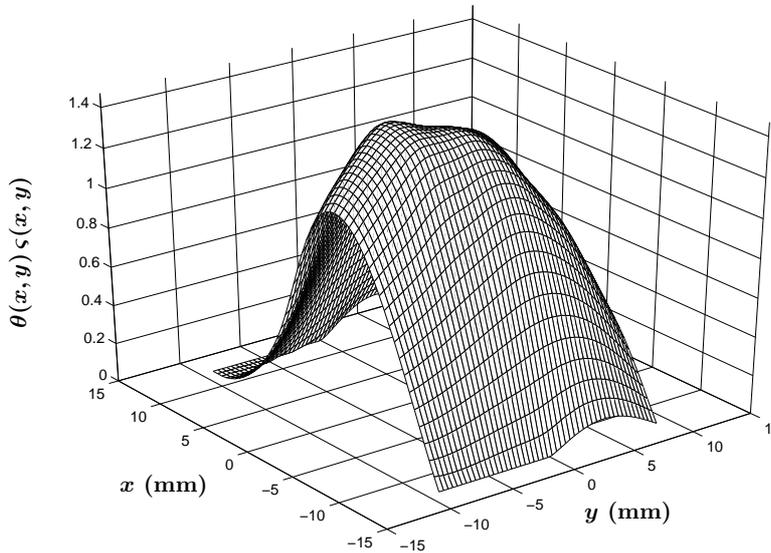


Abbildung 4.5: Die „vom Strahl gesehene“ effektive Flächenbelegung am Beispiel von Target O-6. Die effektive Targetbelegung am Ende des Experiments ergibt sich daraus durch Integration über die Targetfläche.

Um die Targetbelegung zu einem beliebigen Zeitpunkt des Experiments zu berechnen, wurde von einem linearen Zusammenhang zwischen der Zahl auf das Target geschossener Projektile n_α und dem resultierenden Targetabbrand ausgegangen:

$$N_t(n_\alpha) = N_{t,i} - \frac{N_{t,i} - N_{t,f}}{n_{\alpha,\text{tot}}} n_\alpha. \quad (4.16)$$

Hierin sind $n_{\alpha,\text{tot}}$ die insgesamt auf das Target geschossene Ladung und $N_{t,i}$ die anfängliche Targetbelegung⁴.

⁴Die anfängliche Targetbelegung wurde bei einigen Targets vor dem Einsatz im Experiment durch RBS-Scans bestimmt. Wo dies aus Zeitgründen nicht möglich war, wurde die Anfangsbelegung nach dem Experiment an Punkten bestimmt, die deutlich außerhalb des Strahlflecks liegen. Ein Vergleich der mit diesen beiden Methoden bestimmten Targetbelegungen führte zu Abweichungen von maximal 5%.

Die effektive Targetbelegung während einer Meßreihe mit mehreren Teilmessungen ergibt sich schließlich zu

$$\bar{N}_t = \sum_k \frac{N_t(n_{\alpha,k,i}) + N_t(n_{\alpha,k,f})}{2}, \quad (4.17)$$

wobei $N_t(n_{\alpha,k,i})$ und $N_t(n_{\alpha,k,f})$ die Anzahl der jeweils bis zum Beginn bzw. bis zum Ende der Teilmessung k auf das Target geschossenen Projektile ist. Die relative Unsicherheit der Targetbelegung liegt bei den Targets, die während des EUROGAM-Array-Experiments eingesetzt wurden, bei $\lesssim 10\%$ für das dünnste Target ($1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) und $\approx 14\%$ bei den dickeren Targets ($6\text{--}11 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$). Für die vergleichsweise dünnen Targets des Drehtisch-Experiments ($\approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) wurde eine mittlere relative Unsicherheit von $\approx 5\%$ ermittelt.

4.4 Nachweiswahrscheinlichkeit

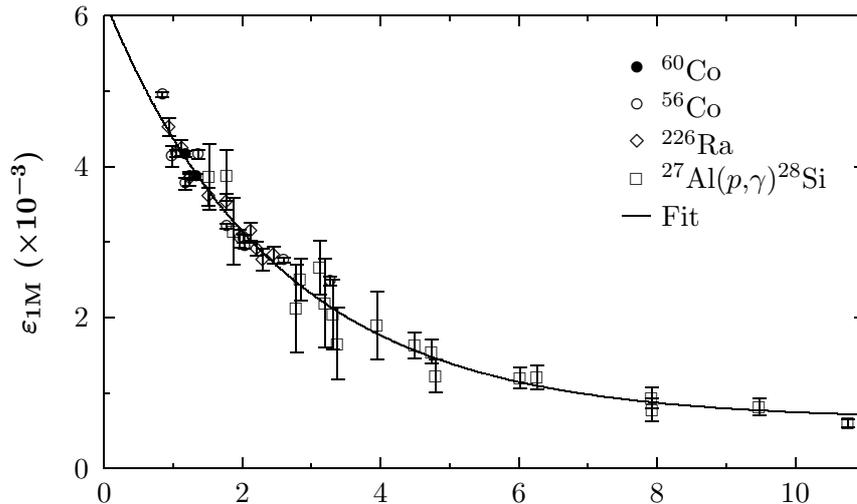


Abbildung 4.6: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors 1 beim Drehtisch-Experiment in der Position M. Zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden (geeichte) γ -Präparate und eine Resonanz der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ benutzt.

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten zu ermitteln, wurden Kalibrierungsmessungen mit (geeichten) γ -Präparaten und mittels der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ durchgeführt (siehe Abschnitt 3.5.2). Die Peakinhalte der dabei hervorgerufenen γ -Übergänge wurden mit Hilfe der Programme VS [Wol91] bzw. TV [The93] ausgewertet. Diese Analyse lieferte die Stützpunkte für einen Fit, der die Nachweiswahrscheinlichkeit ε im gesamten relevanten Energiebereich $E_\gamma \approx 0.5\text{--}10.7 \text{ MeV}$ gemäß

$$\varepsilon(E_\gamma) = a(\exp(-m E_\gamma) + b) \quad (4.18)$$

beschreibt. Die relative Unsicherheit im für die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ maßgeblichen Energiebereich wurde mit 5% abgeschätzt. Abbildung 4.6 zeigt an einem Beispiel die Meßdaten zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und den zugehörigen Fit. Eine vollständige Darstellung aller Fits und eine Zusammenstellung der Fitparameter a , m und b ist in Anhang B zu finden. Der Parameter a wurde durch die Datenpunkte des geeichten ^{60}Co -Präparats festgelegt. Die übrigen Datensätze wurden entsprechend skaliert. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Nachweiswahrscheinlichkeiten aller Detektoren, die beim EUROGAM-Array- und beim Drehtisch-Experiment verwendet wurden. Im relevanten Energiebereich zwischen 8 und 10 MeV konnte die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit durch das optimierte Setup des Drehtisch-Experiments um durchschnittlich 170% gegenüber dem EUROGAM-Array-Experiment gesteigert werden.

Det.	Winkelposition	$\varepsilon(1.33 \text{ MeV})$	$\varepsilon(8 \text{ MeV})$	$\varepsilon(10 \text{ MeV})$
<i>EUROGAM-Array-Experiment</i>				
1	119.78°	1.45×10^{-3}	2.78×10^{-4}	2.21×10^{-4}
2	90°	1.48×10^{-3}	3.78×10^{-4}	2.51×10^{-4}
3	60.23°	1.20×10^{-3}	2.67×10^{-4}	1.88×10^{-4}
4	130°	1.01×10^{-3}	2.17×10^{-4}	1.52×10^{-4}
5	70°	3.59×10^{-4}	1.31×10^{-4}	1.02×10^{-4}
6	30°	1.41×10^{-3}	2.86×10^{-4}	2.31×10^{-4}
7	110.7°	1.08×10^{-3}	2.79×10^{-4}	1.89×10^{-4}
8	82.95°	1.25×10^{-3}	3.03×10^{-4}	2.07×10^{-4}
9	48.36°	1.28×10^{-3}	3.10×10^{-4}	2.47×10^{-4}
<i>Drehtisch-Experiment</i>				
1L	110°	3.92×10^{-3}	9.93×10^{-4}	8.71×10^{-4}
1M	110°	3.91×10^{-3}	8.70×10^{-4}	7.46×10^{-4}
1R	110°	3.93×10^{-3}	9.70×10^{-4}	7.84×10^{-4}
2L	60°	3.09×10^{-3}	4.79×10^{-4}	4.16×10^{-4}
2M	75°	3.00×10^{-3}	6.04×10^{-4}	5.13×10^{-4}
2R	90°	2.71×10^{-3}	5.32×10^{-4}	4.40×10^{-4}
3L	45°	4.19×10^{-3}	8.14×10^{-4}	6.43×10^{-4}
3M	30°	4.31×10^{-3}	7.96×10^{-4}	6.54×10^{-4}
3R	15°	4.40×10^{-3}	8.91×10^{-4}	7.68×10^{-4}
4L	140°	2.29×10^{-3}	4.62×10^{-4}	3.90×10^{-4}
4M	125°	2.35×10^{-3}	4.44×10^{-4}	3.71×10^{-4}
4R	110°	2.39×10^{-3}	4.81×10^{-4}	4.08×10^{-4}

Tabelle 4.1: Absolute Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren beim EUROGAM-Array-Experiment und beim Drehtisch-Experiment. Bei letzterem war die Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 8 und 10 MeV durchschnittlich 2.7-mal so hoch.

4.5 Analyse der γ -Spektren

Dieser Abschnitt zeigt zunächst wie Totzeit und Untergrund in den Spektren berücksichtigt werden. Anschließend wird die Analyse der Full-Energy-Peaks beschrieben.

4.5.1 Totzeit

Die für ein Spektrum notwendige Totzeitkorrektur τ wurde ermittelt, indem die Zählrate n' im Peak des Pulsers bzw. des ^{137}Cs -Präparats mit der Zählrate n des entsprechenden Peaks in einem Untergrundspektrum (mit vernachlässigbarer Totzeit) verglichen wurde:

$$\tau = \frac{n}{n'}. \quad (4.19)$$

Da der Kontroll-Peak in allen Energiespektren registriert wurde, war es möglich, jedes Spektrum individuell zu korrigieren. Als Korrekturfaktoren ergaben sich $\tau \lesssim 1.005$ für die $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Messungen und $\tau \lesssim 1.14$ bei den $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ -Messungen.

4.5.2 Untergrundspektren

Mit dem Ziel, das Peak-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, wurden von den interessierenden γ -Spektren die entsprechenden Untergrundspektren subtrahiert. Zunächst wurde das Spektrum des natürlichen Untergrunds abgezogen, wobei das Untergrundspektrum auf die Meßdauer t des zu analysierenden Spektrums normiert wurde. Beim EUROGAM-Array-Experiment wurde als zweiter Schritt von dem resultierenden Spektrum das strahlinduzierte Untergrundspektrum – normiert auf die Anzahl auf das Target geschossener Projektile $n_\alpha = Q/e$ – abgezogen. Abbildung 4.7 zeigt an einem Beispiel die verschiedenen Spektren.

Am sinnvollsten ist die Messung von Differenzspektren bei mittleren Ereignisraten. Im Bereich von Resonanzen ist das Peak-Untergrund-Verhältnis ohnehin so hoch, daß auf Differenzspektren verzichtet werden kann. Bei tiefen Energien mit den entsprechend geringen Ereignisraten ist die Statistik in der Regel so gering, daß durch die Subtraktion des (strahlinduzierten) Untergrundes im relevanten Energiebereich Kanäle mit negativen Inhalten entstehen, was hier zu einer besonders starken Verfälschung der Ergebnisse führen kann.

Beim Drehtisch-Experiment wurde deshalb auf die Messung von Differenzspektren auf der Targetrückseite verzichtet und stattdessen die eingesparte Meßzeit für Messungen auf der Targetvorderseite verwendet.

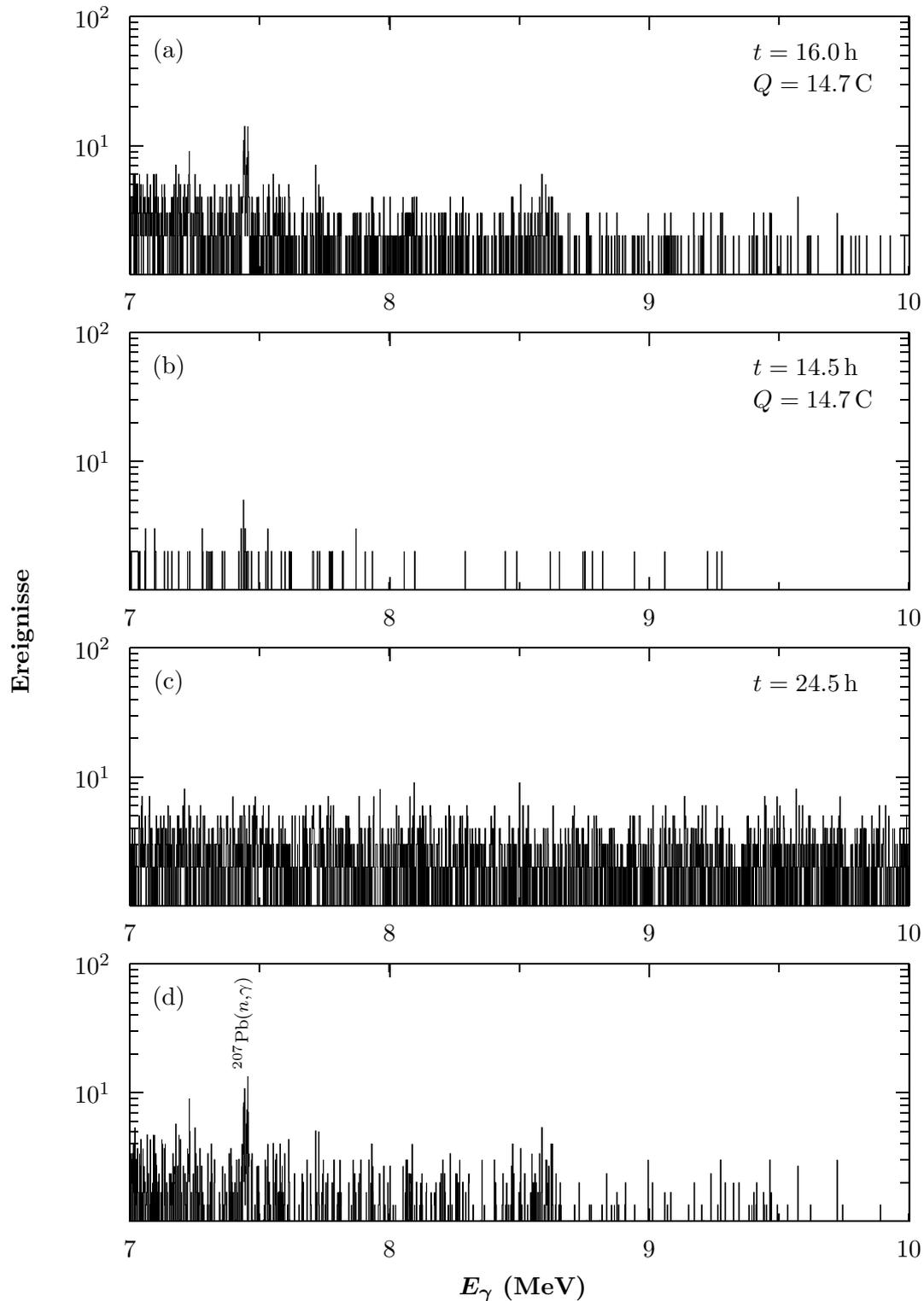


Abbildung 4.7: Vom auf der Vorderseite des Targets gemessenen Spektrum (a) werden zur Verbesserung des Peak-Untergrund-Verhältnisses das strahlinduzierte Untergrundspektrum (b) und das natürliche Untergrundspektrum (c) subtrahiert. Teilbild (d) zeigt das resultierende Spektrum. $E_{\alpha,\text{lab}} = 2.3$ MeV.

4.5.3 Peakform-Analyse

Zur Ermittlung der Winkelverteilungen wurden die durch γ -Übergänge in den Grundzustand von ^{16}O hervorgerufenen Full-Energy-Peaks analysiert. Abhängig von der Ausprägung dieser Peaks kamen dabei unterschiedliche Verfahren zur Anwendung. Bei gut ausgeprägten Peaks wurden diese mit Hilfe der Programme VS [Wol91] bzw. TV [The93] durch angepaßte Gauß-Kurven gefittet, wobei der Untergrund in der Umgebung durch Polynome berücksichtigt wurde.

Nur schwach ausgeprägte Peaks wurden durch einen Referenzpeak gefittet. Dessen Form wurde Spektren mit guter Statistik entnommen oder mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen durch GEANT [Goo94, Ago03] erzeugt und mittels einer Gauß-förmigen Gewichtungsfunktion geglättet. Zur Anpassung des Referenzpeaks an das zu fittende Spektrum wurde die korrekte Peaklage durch den Energieverlust im Target mittels des Programmpakets SRIM-2003 [Zie03] bestimmt. Die Halbwertsbreite wurde durch die Targetbelegung und die Dopplerverbreiterung ermittelt. Diese beiden Parameter wurden beim eigentlichen Fit festgehalten, so daß als einziger wirklicher Fitparameter die Peakfläche übrig blieb. In Abbildung 4.8 wird dieses Verfahren an einem Beispiel gezeigt.

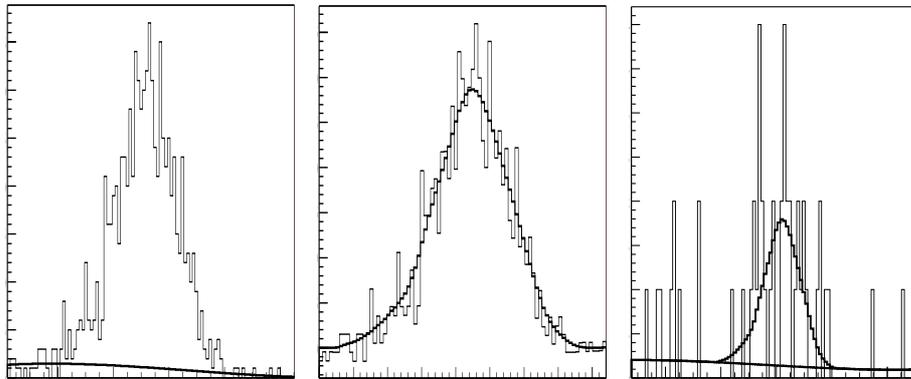


Abbildung 4.8: Peakform-Analyse: Um die Inhalte von Peaks mit geringer Statistik genauer bestimmen zu können, wurde zunächst die Form eines Referenzpeaks (links) geglättet (mitte). Dieser geglättete Peak wurde dann dazu benützt, den interessierenden Peak zu fitten (rechts).

In einigen Fällen war es darüberhinaus notwendig, Untergrundlinien, die den interessierenden Peak überlagerten, durch (angepaßte) Gauß-Kurven zu fitten, um zu hohe Peakinhalte auszuschließen. In Fällen wo dies nicht möglich oder mit großen Unsicherheiten verbunden war, wurden die entsprechenden Meßpunkte in der weiteren Auswertung nicht mehr berücksichtigt, weshalb einige Winkelverteilungen weniger Datenpunkte als maximal möglich aufweisen.

4.6 Winkelverteilungen

Vor der Anpassung der Winkelverteilungen an die Meßdaten war es notwendig, diese Daten hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektoren zu korrigieren. Beim Drehtisch-Experiment mußten zusätzlich die unterschiedlichen Targetbelegungen in den verschiedenen Tischpositionen berücksichtigt werden⁵. Die korrigierten Meßdaten wurden nach Gleichung (2.12) beschrieben. Damit wird sichergestellt, daß es sich bei den Winkelverteilungen um physikalisch mögliche Verteilungen handelt. Würde man stattdessen die Anregungsfunktion für bestimmte feste Winkel fitten, könnten daraus physikalisch unmögliche Verteilungen resultieren.

Zur Beschreibung der gemessenen Winkelverteilungen wurden die beiden Fitparameter σ_{E1} und σ_{E2}/σ_{E1} an die Meßdaten angepaßt. Lediglich im Bereich der schmalen 2^+ -Resonanz und bei den tiefsten Energien wurde σ_{E2} statt σ_{E2}/σ_{E1} als Fitparameter verwendet, da dort der $E2$ -Anteil größer als der $E1$ -Anteil – oder zumindest mit diesem vergleichbar – ist.

Die Phase ϕ_{12} wurde bei der Anpassung der Winkelverteilungen nicht freigelassen [Dye74, Red87, Oue96], sondern durch R -Matrix-Fits an elastische α -Streudaten [Ago75, Pla87] gewonnen und festgehalten (siehe Abschnitt 4.8.1). Dieses Verfahren wurde in [Bar87] vorgeschlagen und bereits von Kunz et al. [Kun01] benützt, weil die Streudaten ϕ_{12} genauer bestimmen können als es durch Winkelverteilungsmessungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ möglich ist.

Bei der Auswertung von experimentell bestimmten Winkelverteilungen muß bedacht werden, daß reale Detektoren, wie auch die Targets, nicht punktförmig sind, sondern einen endlichen Öffnungswinkel besitzen. Das bedeutet, daß ein Detektor nicht nur die γ -Quanten unter einem bestimmten Winkel registriert, sondern Photonen, die aus einem Winkelbereich stammen. Dies führt zu einer Verschmierung der Winkelverteilungen (siehe Abb. 4.9). Gleichung (2.1) muß deshalb durch sogenannte Abschwächungskoeffizienten Q_l erweitert werden, die die Detektorgeometrie berücksichtigen [Ros53, Bla67]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l a_l Q_l P_l(\cos \vartheta), \quad a_0 = \frac{\sigma}{4\pi} \quad (4.20)$$

mit

$$Q_l = \frac{P_{l-1}(\cos \alpha) - \cos \alpha P_l(\cos \alpha)}{(l+1)(1 - \cos \alpha)} \quad (4.21)$$

und

$$\alpha = \arctan \frac{r}{d + l/2}. \quad (4.22)$$

⁵Beim EUROGAM-Array-Experiment wurde die Targetbelegung erst bei der anschließenden R -Matrix-Analyse einbezogen.

Hierbei sind r der Radius und l die Länge des Detektorkristalls und d der Abstand des Kristalls zum Mittelpunkt des Targets. Gleichung (2.13) nimmt damit die Form

$$\begin{aligned} W_{E1}(\cos \vartheta) &= 1 - Q_2 P_2(\cos \vartheta), \\ W_{E2}(\cos \vartheta) &= 1 + \frac{5}{7} Q_2 P_2(\cos \vartheta) - \frac{12}{7} Q_4 P_4(\cos \vartheta), \\ W_{12}(\cos \vartheta) &= \frac{6}{\sqrt{5}} (Q_1 P_1(\cos \vartheta) - Q_3 P_3(\cos \vartheta)) \end{aligned} \quad (4.23)$$

an.

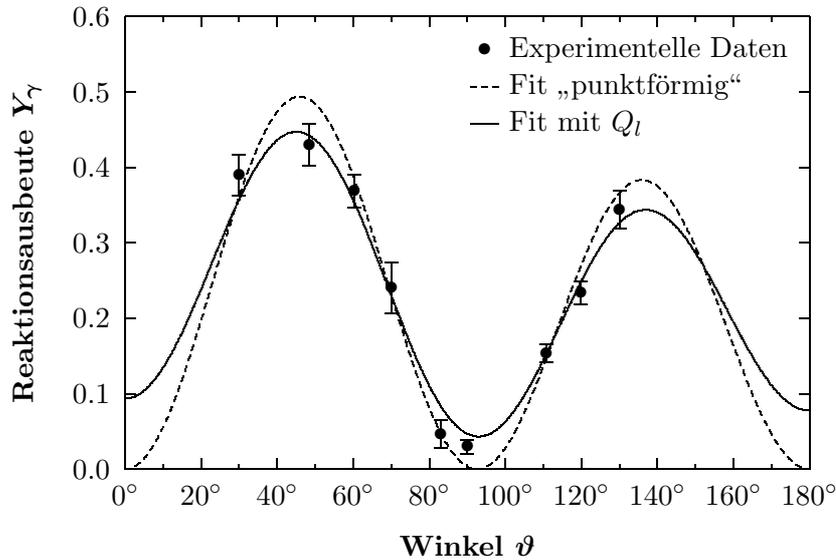


Abbildung 4.9: Der endliche Öffnungswinkel realer Detektoren bewirkt eine Verschmierung der Winkelverteilung (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit an die experimentellen Daten nach der Transformation auf punktförmige Detektorgeometrie.

Für die Darstellung der Winkelverteilungen in dieser Arbeit wurden die Fitfunktionen mit den resultierenden Fitparametern unter der Annahme infinitesimal kleiner Öffnungswinkel berechnet und die Meßpunkte entsprechend korrigiert. Die Winkelverteilungen des reinen $E1$ - und $E2$ -Anteils sind jeweils symmetrisch zu 90° . Im Fall des $E1$ -Anteils besitzt die Verteilung ein Maximum bei 90° , im Fall des $E2$ -Anteils zwei Maxima bei 45° und 135° . Die Interferenz zwischen beiden Anteilen verursacht die zu beobachtende Asymmetrie bezüglich 90° . Die Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigen einige der ermittelten Winkelverteilungen. Die Winkelverteilungen des EUROGAM-Array-Experiments und des Drehtisch-Experiments sind nicht direkt vergleichbar: Die des EUROGAM-Array-Experiments beinhalten alle statistischen und systematischen Fehler bis auf den Fehler für die Flächenbelegung, während die Verteilungen des Drehtisch-Experiments bereits alle Fehler beinhalten. Eine Übersicht über alle Winkelverteilungen befindet sich in Anhang D.

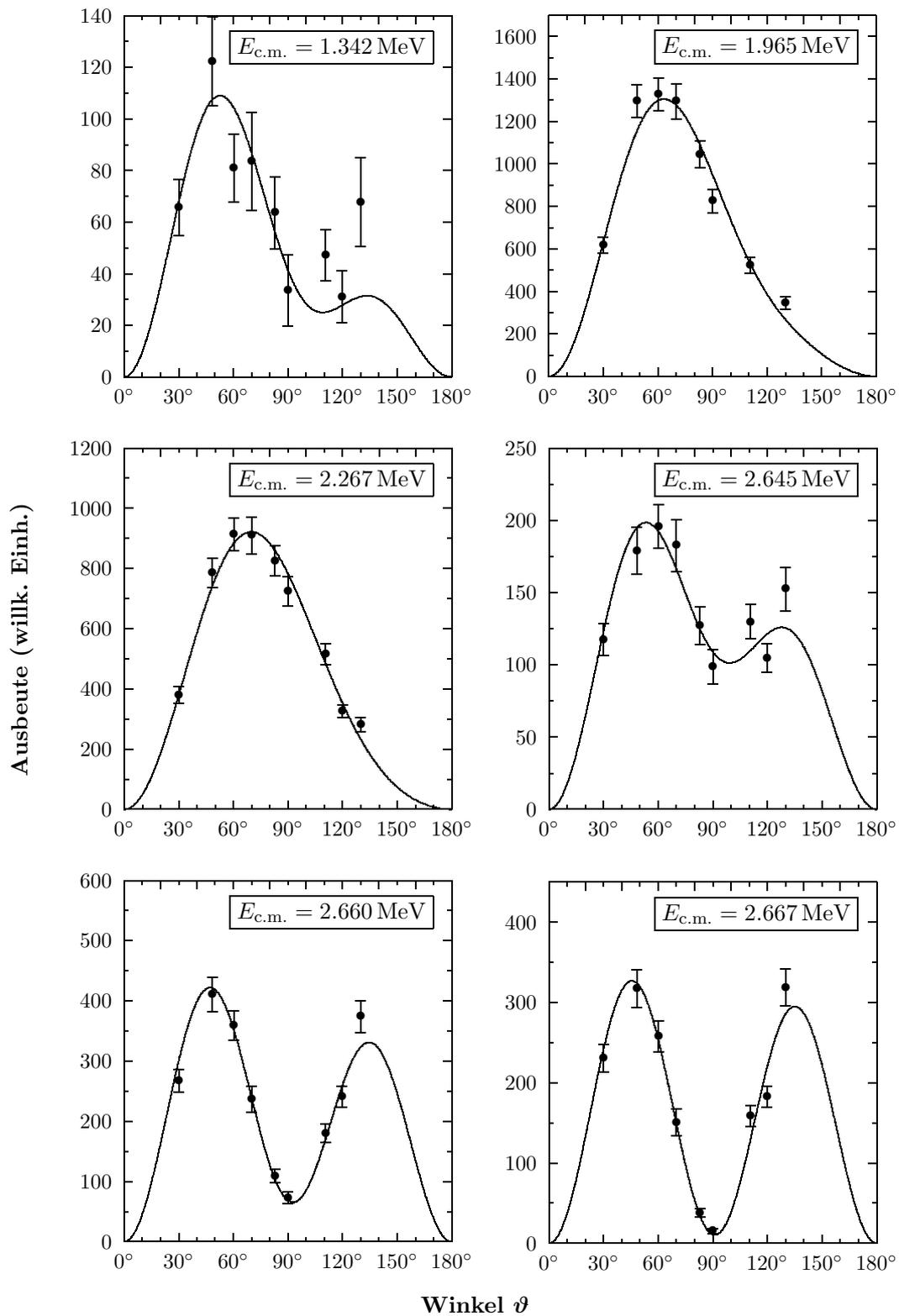


Abbildung 4.10: Beispiele für Winkelverteilungen, die während des EUROGAM-Array-Experiments gemessen wurden.

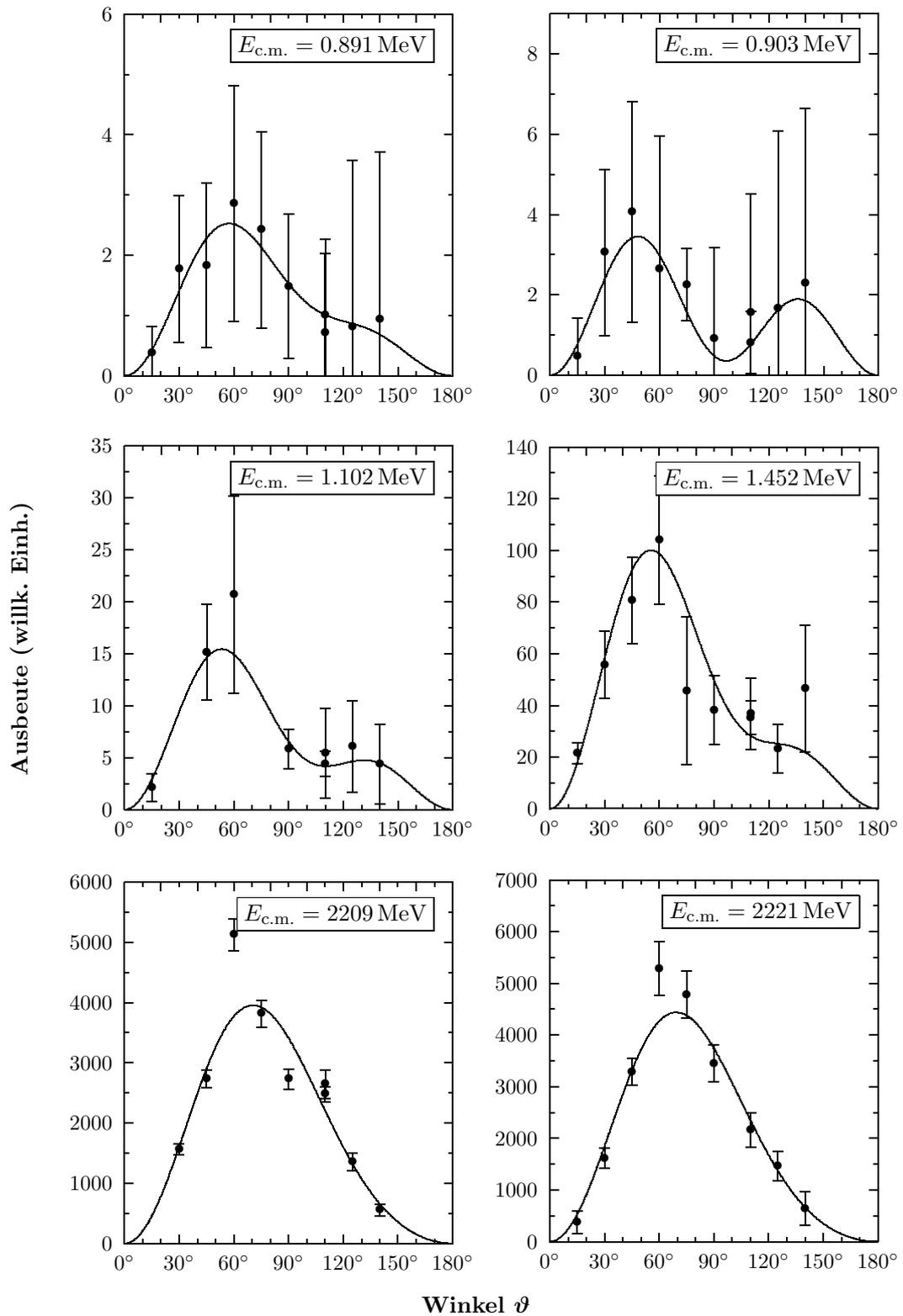


Abbildung 4.11: Beispiele für Winkelverteilungen, die während des Drehtisch-Experiments gemessen wurden.

4.7 Wirkungsquerschnitt und S -Faktor

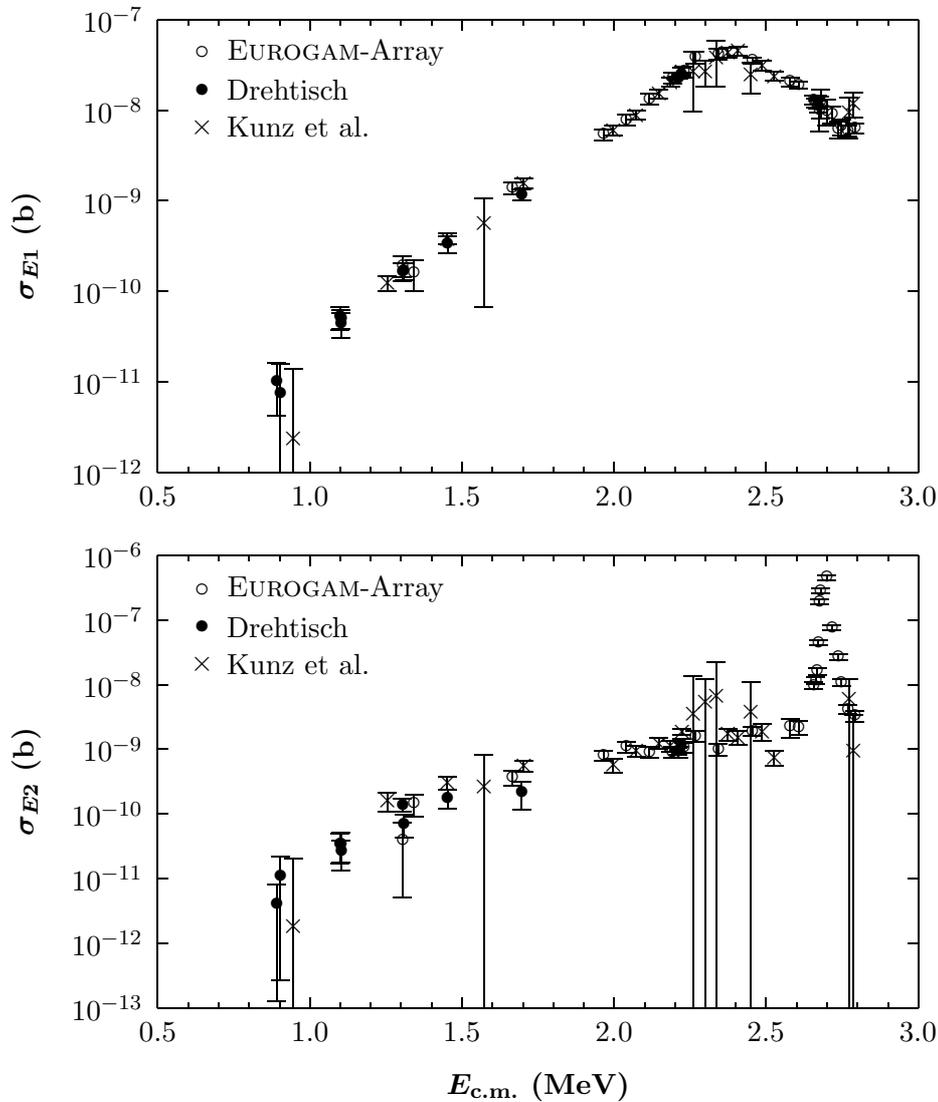


Abbildung 4.12: $E1$ - und $E2$ -Anteil des Wirkungsquerschnitts bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Neben den Datensätzen des EUROGAM-Array-Experiments und des Drehtisch-Experiments, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, sind in der anschließenden R -Matrix-Analyse auch die Daten des Vorgängerexperiments (Kunz et al.) berücksichtigt worden.

Der $E1$ -Anteil des Wirkungsquerschnitts σ_{E1} wird bei der Beschreibung der Winkelverteilungen als Fitparameter verwendet. Er kann deshalb direkt aus den entsprechenden Fits extrahiert werden.

Der $E2$ -Anteil σ_{E2} liegt entweder ebenfalls direkt als Fitparameter vor, oder lässt sich gegebenenfalls einfach aus σ_{E1}/σ_{E2} bestimmen.

Abbildung 4.12 zeigt die resultierenden Wirkungsquerschnitte σ_{E1} und σ_{E2} . Die entsprechenden S -Faktoren werden mit Hilfe von (2.10) berechnet (siehe Abbildung 4.13).

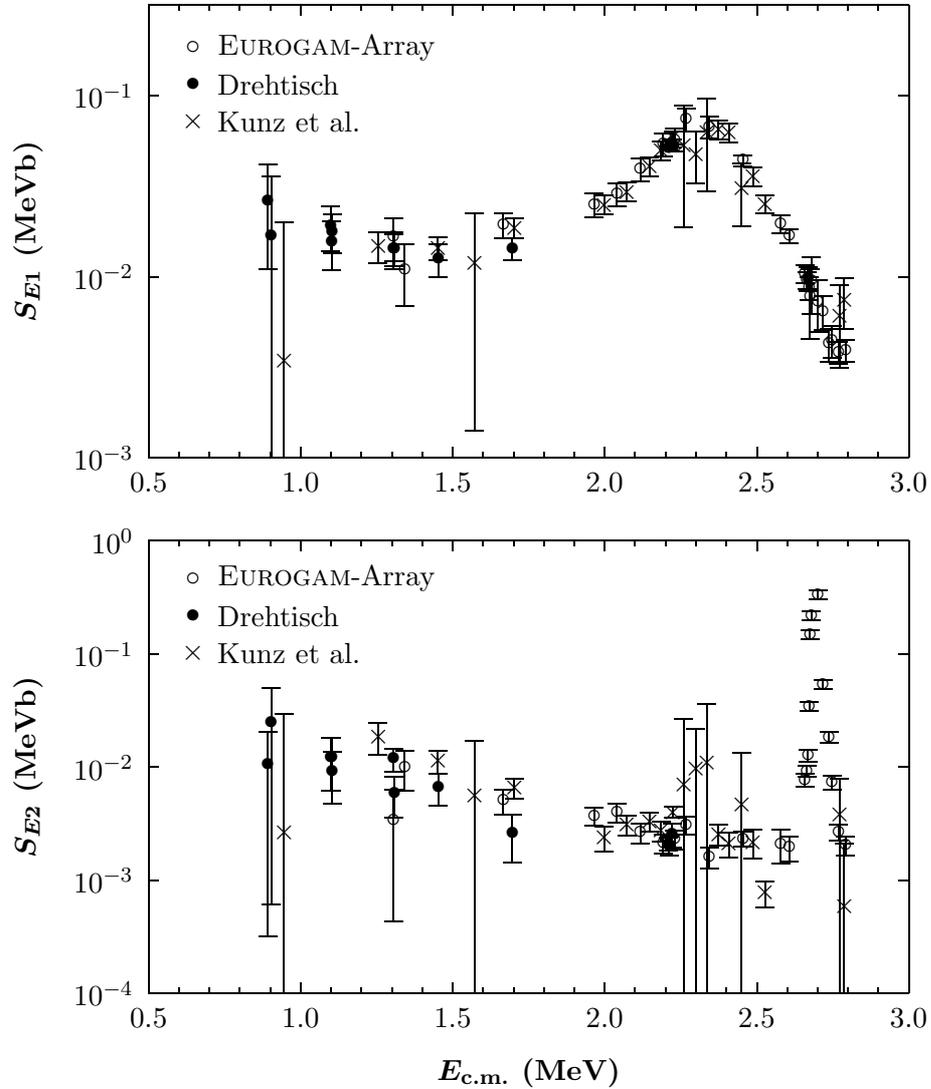


Abbildung 4.13: $E1$ - und $E2$ -Anteil des astrophysikalischen S -Faktors bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Der Datenpunkt bei 891 keV ist der tiefste bisher direkt gemessene Punkt.

Da es sich bei den beiden neuen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten und dem Vorgängerexperiment von Kunz et al. [Kun02b] um Experimente handelt, die unter vergleichbaren Bedingungen und mit ähnlicher Präzision durchgeführt wurden, ist es – zur Erhöhung der Genauigkeit – sinnvoll, für die weitere Analyse auch den Datensatz von Kunz et al. einzubeziehen, und alle drei Datensätze zu einem zusammenzufassen. Soweit nicht anders vermerkt, beziehen sich die folgenden Betrachtungen auf diesen gemeinsamen Datensatz.

4.8 *R*-Matrix-Analyse

Bei der Extrapolation der Wirkungsquerschnitte beziehungsweise der *S*-Faktoren in den stellaren Energiebereich ist es von entscheidender Bedeutung, alle auftretenden Resonanzen und ihre Interferenzen korrekt zu erfassen, weshalb der *R*-Matrix-Formalismus zur Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnitte verwendet wurde.

Die *R*-Matrix-Fits dieser Arbeit wurden mit dem Programm ERMA [Kun02b] durchgeführt. Bei allen Fits wurde der Abschneideradius $a_c = 6.5$ fm gewählt, um den direkten Vergleich mit früheren Arbeiten [Bar91, Ang00, Kun01] zu ermöglichen. In [Tis02] wird – basierend auf elastischer α -Streuung an ^{12}C – der Abschneideradius $a_c = 5.5$ fm empfohlen, der auch von Buchmann [Buc01a] verwendet wird. Infolge der Definition von a_c im *R*-Matrix-Formalismus ist dies mit dem hier gewählten Abschneideradius konsistent.

4.8.1 Phase

Die Phase ϕ_{12} wurde bei den Winkelverteilungsfits nicht frei gelassen. Dadurch lassen sich insbesondere die mit S_{E2} verbundenen Unsicherheiten reduzieren.

Allerdings wurde bereits von Brune [Bru01a] bei einer erneuten Auswertung der Meßdaten von Ouellet et al. [Oue96] festgestellt, daß man, je nachdem ob die Phase festgehalten oder frei gelassen wird, leicht unterschiedliche Resultate für S_{E1} und S_{E2} erhält. Die Frage nach der Ursache dieser Differenzen konnte nicht beantwortet werden. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurden, abhängig von der Vorgehensweise, geringfügig verschiedene *S*-Faktoren ermittelt, wobei sich die S_{E2} -Werte stärker unterscheiden als die S_{E1} -Werte [Ass04]. S_{E2} liegt bei Fits mit frei gelassener Phase systematisch höher als bei festgehaltener Phase. Die Gründe hierfür sind weiterhin offen. Da die Abweichung vor allem im Bereich der breiten 1^- -Resonanz zu beobachten ist, wo das Verhältnis σ_{E2}/σ_{E1} klein ist, drängt sich allerdings der Verdacht auf, daß man es mit einem numerischen Artefakt zu tun hat. Deshalb wurde die *R*-Matrix-Analyse und die Berechnung der thermonuklearen Reaktionsrate basierend auf Winkelverteilungen mit festgehaltener Phase durchgeführt.

Da die Phase ϕ_{12} nicht frei gelassen wurde, mußte sie auf andere Weise bestimmt werden. Dies ist nach (2.37) mit Hilfe der Phasen δ_1 und δ_2 möglich, die in Experimenten zur elastischen α -Streuung an ^{12}C mit hoher Genauigkeit bestimmt werden können. Die α -Streuphasen wurden [Ago75] und [Pla87] entnommen⁶. Durch *R*-Matrix-Fits an diese Meßdaten können δ_1 , δ_2 und ϕ_{12} für beliebige Energien im relevanten Bereich bestimmt werden (siehe Abbildung 4.14).

⁶Die neueren Daten von Tischhauser [Tis02] zur elastischen α -Streuung an ^{12}C wurden nicht verwendet, weil hier die Streuphasen nicht angegeben werden.

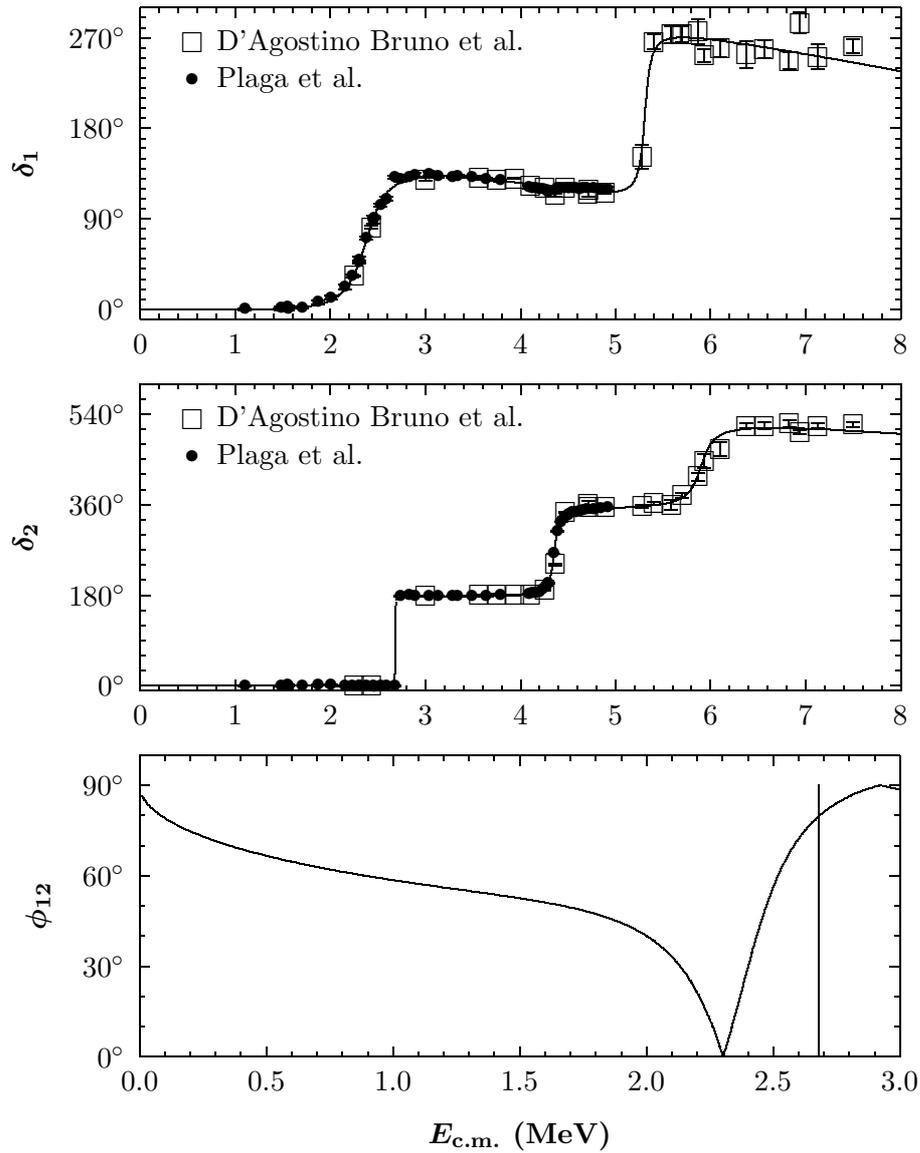


Abbildung 4.14: R -Matrix-Beschreibung der elastischen α -Streuphasen δ_1 und δ_2 von D'Agostino Bruno et al. [Ago75] und Plaga et al. [Pla87] und die resultierende Phase ϕ_{12} .

4.8.2 $E1$ -Anteil

Um den $E1$ -Anteil des Wirkungsquerschnitts in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich zu extrapolieren, wurde ein 3-Level- R -Matrix-Fit an die Einfangdaten durchgeführt. Darüberhinaus wurden simultan Datensätze zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N [Azu94, Azu97] und zur elastischen α -Streuung [Ago75, Pla87] gefittet. Da bei der Beschreibung dieser indirekten Reaktionen mit Hilfe des R -Matrix-Formalismus dieselben Resonanzparameter verwendet werden wie bei der Beschreibung der Einfangdaten (siehe

Abschnitte 2.4.4 und 2.4.6), läßt sich durch diese Vorgehensweise die Genauigkeit der Extrapolation verbessern. Eine Übersicht über alle verwendeten Resonanzparameter findet sich in Tabelle 4.2.

Datensatz	Resonanzparameter							
	$E_{\lambda 1}$	$ \gamma_{\alpha\lambda 1} $	$ \gamma_{\gamma\lambda 1} $	$\epsilon_{\lambda 1}$	$A_{\lambda 1}$	$E_{\lambda 3}$	$ \gamma_{\alpha\lambda 3} $	$A_{\lambda 3}$
$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	•	•	•	•	○	○	○	○
^{16}N	•	•	○	○	•	•	•	•
$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$	•	•	○	○	○	•	•	○

Tabelle 4.2: Resonanzparameter bei der Beschreibung des $E1$ -Anteils (vergleiche Abschnitt 2.4.2). • (○) bedeutet, daß der entsprechende Parameter bei der Beschreibung des jeweiligen Datensatzes (nicht) verwendet wurde. Bei λ handelt es sich um einen Index für die behandelten Zustände.

Um die Daten zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N mit einbeziehen zu können, müssen Reaktionskanäle mit $l = 1$ und $l = 3$ berücksichtigt werden, da der β^- -Zerfall von ^{16}N auch über den Zustand 6.120 MeV (3^-) erfolgt. Das wiederum erfordert auch die Hinzunahme der elastischen α -Streudaten für $l = 3$.

Bei den R -Matrix-Fits wurden für $l = 1$ und $l = 3$ jeweils drei Zustände berücksichtigt: Im Fall von $l = 1$ der unterschwellige Zustand bei $E_x = 7.117$ MeV, die breite Resonanz bei $E_x = 9.585$ MeV und ein fiktiver Untergrundzustand bei hohen Energien, der sowohl den Beitrag aller möglichen hochgelegenen Niveaus zusammenfaßt, als auch dem nichtresonanten Einfang Rechnung trägt, der im R -Matrix-Formalismus nur so zu beschreiben ist. Für $l = 3$ wurden der unterschwellige Zustand bei $E_x = 6.13$ MeV, der Zustand bei $E_x = 11.56$ MeV und wiederum ein fiktiver Untergrundzustand einbezogen. Durch die Untergrundzustände werden die Ausläufer von Resonanzen bei höheren Energien und nicht-resonante Anteile berücksichtigt. Die Resonanzenergien dieser Zustände wurden oberhalb aller Meßdaten gewählt und festgehalten.

Wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben, wurde der Randwert-Parameter B_c so gewählt, daß für den unterschweligen Zustand die „mathematischen“ Parameter des R -Matrix-Formalismus mit den physikalischen Resonanzparametern übereinstimmen. Daher konnte die entsprechende γ -Breite der Literatur [Til93] entnommen werden.

Um alle möglichen Interferenzen zwischen den einzelnen Zuständen berücksichtigen zu können, wurde ohne Beschränkung der Allgemeinheit $\epsilon_{11} \equiv +1$ gesetzt, und die Parameter ϵ_{12} und ϵ_{13} variiert. Für jede solche Kombination $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{\epsilon_{11}, \epsilon_{12}, \epsilon_{13}\}$ wurden dann die verbleibenden Resonanzparameter an die Meßdaten angepaßt. Die entsprechenden Ergebnisse und Abbildungen der einzelnen Fits befinden sich in Anhang F. Die beste Anpassung mit dem kleinsten χ^2 ergibt sich für die in Abbildung 4.15

dargestellte Kombination $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1\}$. Die sich dabei ergebenden „empfohlenen“ Resonanzparameter sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

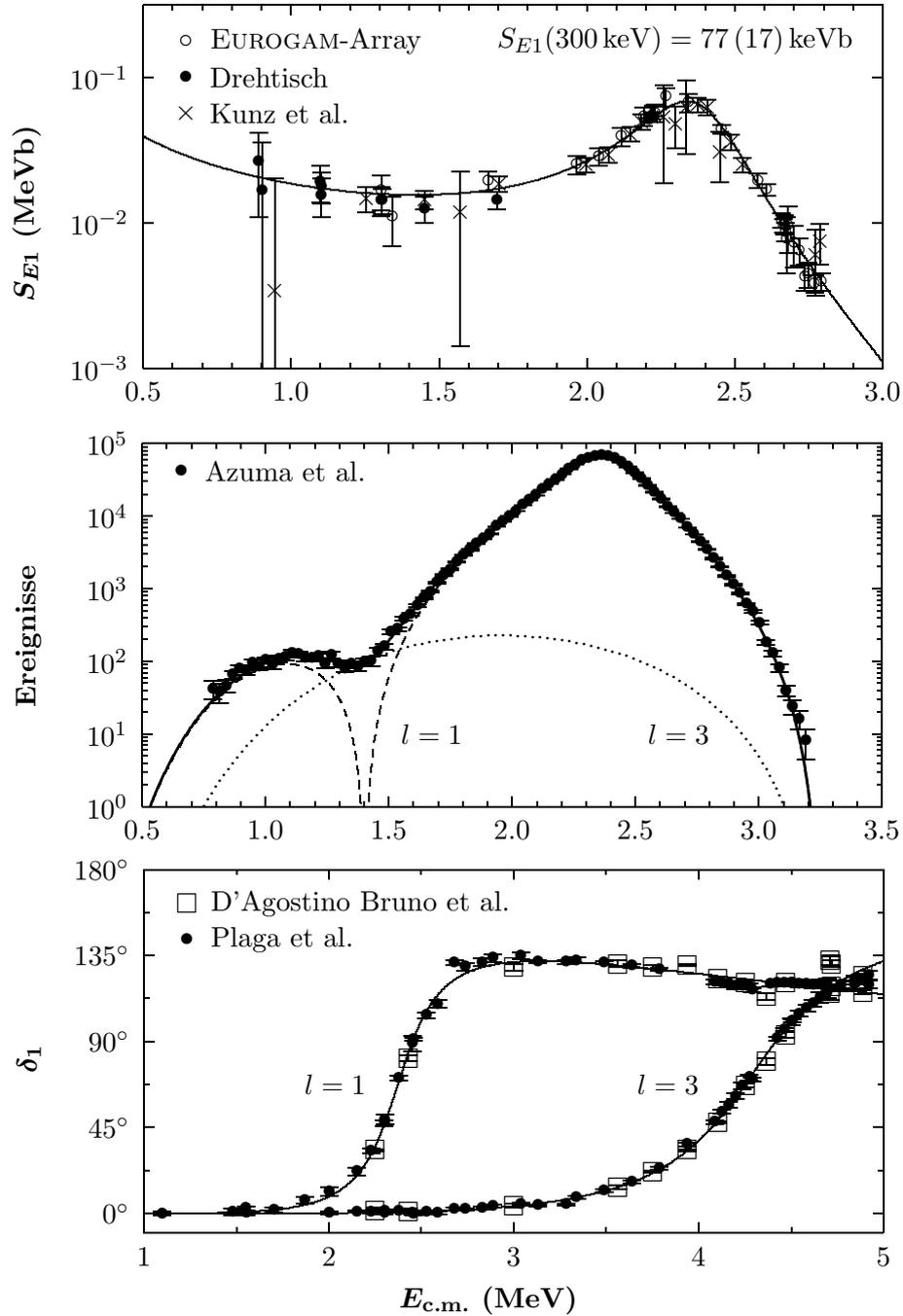


Abbildung 4.15: R -Matrix-Fit zur Beschreibung des $E1$ -Anteils. Dieser simultane Fit an die Einfangdaten aus dem EUROGAM-Array-Experiment, dem Drehtisch-Experiment und dem Experiment von Kunz et al., sowie an die Datensätze zur elastischen α -Streuung [Ago75, Pla87] und zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N [Azu94, Azu97] ergab die beste Anpassung an die Meßdaten: $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1\}$.

Parameter	$\lambda = 1$	$\lambda = 2$	$\lambda = 3$
$E_{\lambda 1}$ (MeV)	-0.0451^1	2.848 (11)	12.92
$\gamma_{\gamma\lambda 1}$ (MeV $^{-1}$)	$\Gamma_{\gamma 11} = 0.055$ (3) eV 1	2.17 (19) $\times 10^{-6}$	4.7×10^{-6}
$\gamma_{\alpha\lambda 1}$ (MeV $^{1/2}$)	0.073 (10)	0.329 (4)	1.073
$A_{\lambda 1}$ (MeV $^{1/2}$)	2	0.1870 (104)	-0.79 (30)
$\epsilon_{\lambda 1}$	+1	-1	-1
$E_{\lambda 3}$ (MeV)	-1.032^1	4.776 (47)	24
$\gamma_{\alpha\lambda 3}$ (MeV $^{1/2}$)	0.076 (13)	0.242 (23)	1.517 (72)
$A_{\lambda 3}$ (MeV $^{1/2}$)	2	0	0

Tabelle 4.3: Fitparameter beim R -Matrix-Fit des $E1$ -Anteils.

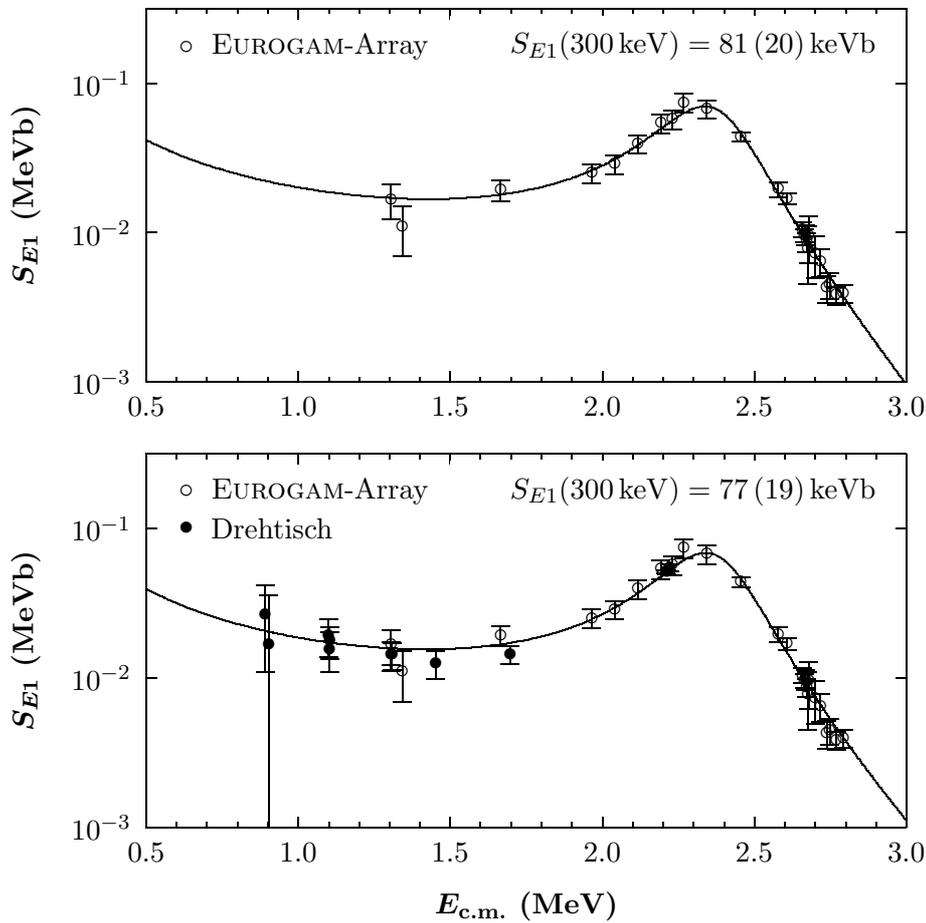


Abbildung 4.16: Die dem Fit in Abbildung 4.15 entsprechenden R -Matrix-Fits an die Daten des EUROGAM-Array-Experiments (oben) und an alle im Rahmen dieser Arbeit neu gewonnenen Meßdaten (unten). $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1\}$.

¹Literaturdaten aus [Til93].

² A_{11} und A_{13} wurden gemäß (2.39) aus den Verzweigungsverhältnissen des β -Zerfalls in die unterschweligen Zustände berechnet.

Die entsprechenden Fits an die Daten aus dem EUROGAM-Array-Experiment und dem Drehtisch-Experiment sind in Abbildung 4.16 zu sehen. Eine Übersicht über χ^2 und $S_{E1}(300 \text{ keV})$ zeigt Tabelle 4.4.

Experiment(e)	χ^2	$S_{E1}(300 \text{ keV})$ (keVb)
EUROGAM-Array	9.00	81 (20)
EUROGAM-Array + Drehtisch	9.03	77 (19)
EUROGAM-Array + Drehtisch + Kunz et al.	9.05	77 (17)

Tabelle 4.4: Vergleich von Genauigkeit und S_{E1} bei 300 keV für die analysierten Datensätze. In allen drei Fällen beschreibt die Vorzeichenkombination $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1\}$ die Meßdaten am besten.

4.8.3 $E2$ -Anteil

Bei der Analyse des $E2$ -Anteils ist zu beachten, daß sich durch den Energieverlust und Straggling im Target eine Verschmierung der hochenergetischen Flanke der schmalen 2^+ -Resonanz ergibt. Da sich diese Effekte nicht in befriedigender Weise aus den Meßdaten herausrechnen ließen, wurde auf die Einbeziehung der Datenpunkte der hochenergetischen Flanke in die R -Matrix-Analyse verzichtet. Die Verwendung dieser Datenpunkte hätte andernfalls möglicherweise zur Bevorzugung einer bestimmten Interferenzstruktur geführt, die in Wirklichkeit nicht gegeben ist. Der „verbleibende“ $E2$ -Anteil des Wirkungsquerschnitts wurde durch einen 5-Level- R -Matrix-Fit beschrieben. Um die Genauigkeit zu verbessern, wurde simultan zum Fit an die Einfangdaten ein Fit an Daten zur elastischen α -Streuung für $l = 2$ [Ago75, Pla87] durchgeführt. Um Literaturdaten [Til93] für die nicht vermessenen Resonanzen verwenden zu können, wurden die „mathematischen“ R -Matrix-Parameter in physikalische Größen umgerechnet. Tabelle 4.5 zeigt eine Übersicht über die verwendeten Resonanzparameter. Der Randwertparameter wurde hier $B_c = 0$ gewählt.

Datensatz	Resonanzparameter			
	$E_{\lambda 2}^{(\text{obs})}$	$\gamma_{\alpha \lambda 2}^{(\text{obs})2}$	$\Gamma_{\gamma \lambda 2}^{(\text{obs})}$	$\epsilon_{\lambda 2}$
$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	•	•	•	•
$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$	•	•	○	○

Tabelle 4.5: Resonanzparameter bei der Beschreibung des $E2$ -Anteils (vergleiche Abschnitt 2.4.2). • (○) bedeutet, daß der entsprechende Parameter bei der Beschreibung des jeweiligen Datensatzes (nicht) verwendet wurde. Bei λ handelt es sich wieder um einen Index für die behandelten Levels.

In den R -Matrix-Fits wurden die folgenden fünf Zustände berücksichtigt: Der unterschwellige Zustand bei $E_x = 6.917 \text{ MeV}$, die schmale Resonanz bei $E_x = 9.845 \text{ MeV}$, zwei weitere Resonanzen bei $E_x = 11.52 \text{ MeV}$ und $E_x = 13.02 \text{ MeV}$, und auch hier ein fiktiver Untergrundzustand zur Berücksichtigung von Resonanzen bei höheren Energien und nicht-resonanten Anteilen.

Die 16 möglichen Interferenzkombinationen $\{\epsilon_{\lambda 2}\} = \{\epsilon_{21}, \epsilon_{22}, \epsilon_{23}, \epsilon_{24}, \epsilon_{25}\}$ mit $\epsilon_{21} \equiv +1$ wurden analog zum $E1$ -Anteil behandelt. Ergebnisse und Abbildungen der einzelnen Fits befinden sich in Anhang F. Der beste Fit ergibt sich für die Kombination $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1, +1, +1\}$ (siehe Abbildung 4.17). Die dazugehörigen Resonanzparameter sind in Tabelle 4.6 zusammengefaßt.

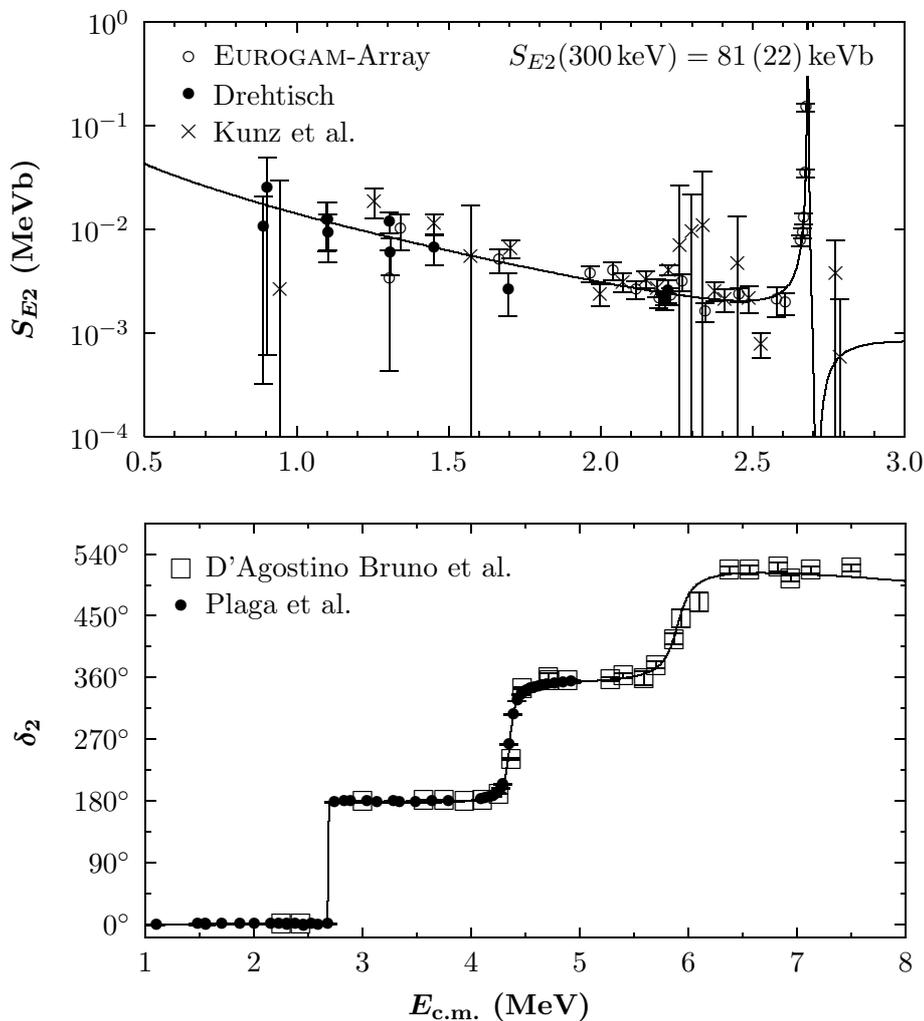


Abbildung 4.17: R -Matrix-Fit zur Beschreibung des $E2$ -Anteils. Dieser simultane Fit an die Einfangdaten aus dem EUROGAM-Array-Experiment, dem Drehtisch-Experiment und dem Experiment von Kunz et al., sowie an die Datensätze zur elastischen α -Streuung [Ago75, Pla87] ergab die beste Anpassung an die Meßdaten: $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1, +1, +1\}$.

stellt. Eine Zusammenstellung von χ^2 und $S_{E2}(300 \text{ keV})$ ist in Tabelle 4.7 zu sehen.

Experiment $\{\epsilon_\lambda\}$	χ^2	$S_{E2}(300 \text{ keV})$ (keVb)
EUROGAM-Array	16.65	80 (27)
EUROGAM-Array + Drehtisch	16.43	80 (25)
EUROGAM-Array + Drehtisch + Kunz et al.	16.56	81 (22)

Tabelle 4.7: Vergleich von Genauigkeit und S_{E2} bei 300 keV für die analysierten Datensätze. In allen drei Fällen beschreibt die Vorzeichenkombination $\{\epsilon_{\lambda 2}\} = \{+1, -1, -1, +1, +1\}$ die Meßdaten am besten.

4.8.4 Bestimmung des Fehlerbereichs

Da sich die Fehler der mittels R -Matrix bestimmten S -Faktoren aufgrund der Komplexität der R -Matrix-Beschreibung nicht einfach durch Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Resonanzparameter berechnen lassen, kam ein Verfahren zum Einsatz, das der Bestimmung von Fehlerbereichen mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen ähnelt.

Die Resonanzparameter wurden innerhalb ihres Fehlerbereichs zufällig variiert. Für den neuen Satz von Resonanzparametern wurde dann der S -Faktor bestimmt. Wird dieses Verfahren oft genug wiederholt, dann ergibt sich der gesuchte Fehlerbereich aus den Minimal- und Maximalwerten. Alternativ dazu wurden Gauß-Verteilungen der Resonanzparameter erzeugt, jeweils der S -Faktor berechnet und ihre resultierende Verteilung wiederum durch eine Gauß-Verteilung gefittet. Deren Standardabweichung stimmt sehr gut mit dem im ersten Verfahren ermittelten Fehlerbereich überein. Da es schneller zu Ergebnissen führt, wurden die angegebenen Fehlerbereiche ausschließlich mit dem ersten Verfahren bestimmt.

4.9 Thermonukleare Reaktionsrate

4.9.1 Numerische Bestimmung der Reaktionsrate

Die thermonukleare Reaktionsrate erhält man durch Integrieren des totalen S -Faktors gemäß Gleichung (2.49).

Der $E1$ -Anteil wurde für $E_{c.m.} \leq 2.89 \text{ MeV}$ durch den in Abschnitt 4.8.2 angegebenen R -Matrix-Fit beschrieben. Für höhere Energien ist dieser Fit nicht gültig, da es sich lediglich um einen 3-Level- R -Matrix-Fit handelt, der zusätzliche 1^- -Zustände nur unzureichend berücksichtigt. Stattdessen wurde der S -Faktor dort durch einen zweiten R -Matrix-Fit beschrieben, in den diese 1^- -Zustände eingehen. Die entsprechenden Resonanzparameter stammen aus

[Til93]. Die Interferenzstruktur für diesen Fit wurde so gewählt, daß sich ein glatter Übergang zwischen den beiden R -Matrix-Fits ergibt. Aus dieser Forderung ergibt sich auch die genannte Übergangsenergie.

Durch die 5-Level- R -Matrix-Beschreibung des $E2$ -Anteils wurden bereits alle 2^+ -Zustände im astrophysikalisch relevanten Energiebereich berücksichtigt, so daß der entsprechende Fit aus Abschnitt 4.8.3 unverändert für die Berechnung der Reaktionsrate übernommen werden konnte.

Da neben den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Anteilen durch $E1$ - und $E2$ -Übergänge in den Grundzustand von ^{16}O weitere Anteile durch Übergänge anderer Multipolaritäten und durch Kaskadenübergänge zur Reaktionsrate beitragen, wurden die entsprechenden Resonanzen durch Breit-Wigner-Kurven mit energieabhängigen Breiten beschrieben. Zur Berechnung der entsprechenden Penetrabilitäten wurde in Fällen, in denen der Bahndrehimpuls l nicht eindeutig durch die Spins der Reaktionspartner gegeben ist, das kleinstmögliche l gewählt. Die entsprechenden Resonanzparameter wurden auch hier [Til93] entnommen. Eine Zusammenfassung der Resonanzparameter findet sich in Tabelle 4.8. Die Beiträge der einzelnen Resonanzen wurden zu einem dritten Anteil S_{Rest} addiert, wobei Interferenzen zwischen den einzelnen Resonanzen – aus Mangel an entsprechenden Meßdaten – nicht berücksichtigt wurden. Der Rest-Anteil sowie die $E1$ - und $E2$ -Anteile sind in Abbildung 4.19 dargestellt.

$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	Γ_{α} (keV)	Γ_{γ} (meV)	$\Gamma_{\text{c.m.}}$ (keV)	J^{π}	l_{α}	l_{γ}	E_f (MeV)
2.493	480 (20)	1.4 (14)	480 (20)	1^{-}	1	1	6.917
2.493	480 (20)	7.8 (16)	480 (20)	1^{-}	1	1	7.117
2.6823 (4)	0.625 (100)	2.2 (4)	0.625 (100)	2^{+}	2	1	6.917
3.194	27 (3)	0.2 (2)	27 (3)	4^{+}	4	4	0
3.194	27 (3)	62 (6)	27 (3)	4^{+}	4	2	6.917
3.933 (6)	0.28 (5)	3.1 (13)	0.28 (5)	4^{+}	4	1	6.130
3.993	0.28 (5)	2.5 (6)	0.28 (5)	4^{+}	4	2	6.917
4.356 (14)	73 (5)	29 (7)	73 (5)	2^{+}	2	1	6.917
5.281 (3)	99 (7)	120 (60)	99 (7)	1^{-}	1	1	6.049
5.927 (9)	45 (8)	1350 (400)	130 (5)	1^{-}	1	1	7.117
5.969 (8)	90 (14)	10 (10)	110 (30)	3^{-}	3	3	0

Tabelle 4.8: Resonanzparameter [Til93] zur Beschreibung der Anteile, die nicht durch $E1$ - oder $E2$ -Übergänge in den Grundzustand von ^{16}O zur Reaktionsrate beitragen.

Die numerische Integration der drei Anteile wurde mit den Programmen CALCRATE2 und CALCRATE_C12 [Kun02b] im Energiebereich 0– ∞ durchgeführt.

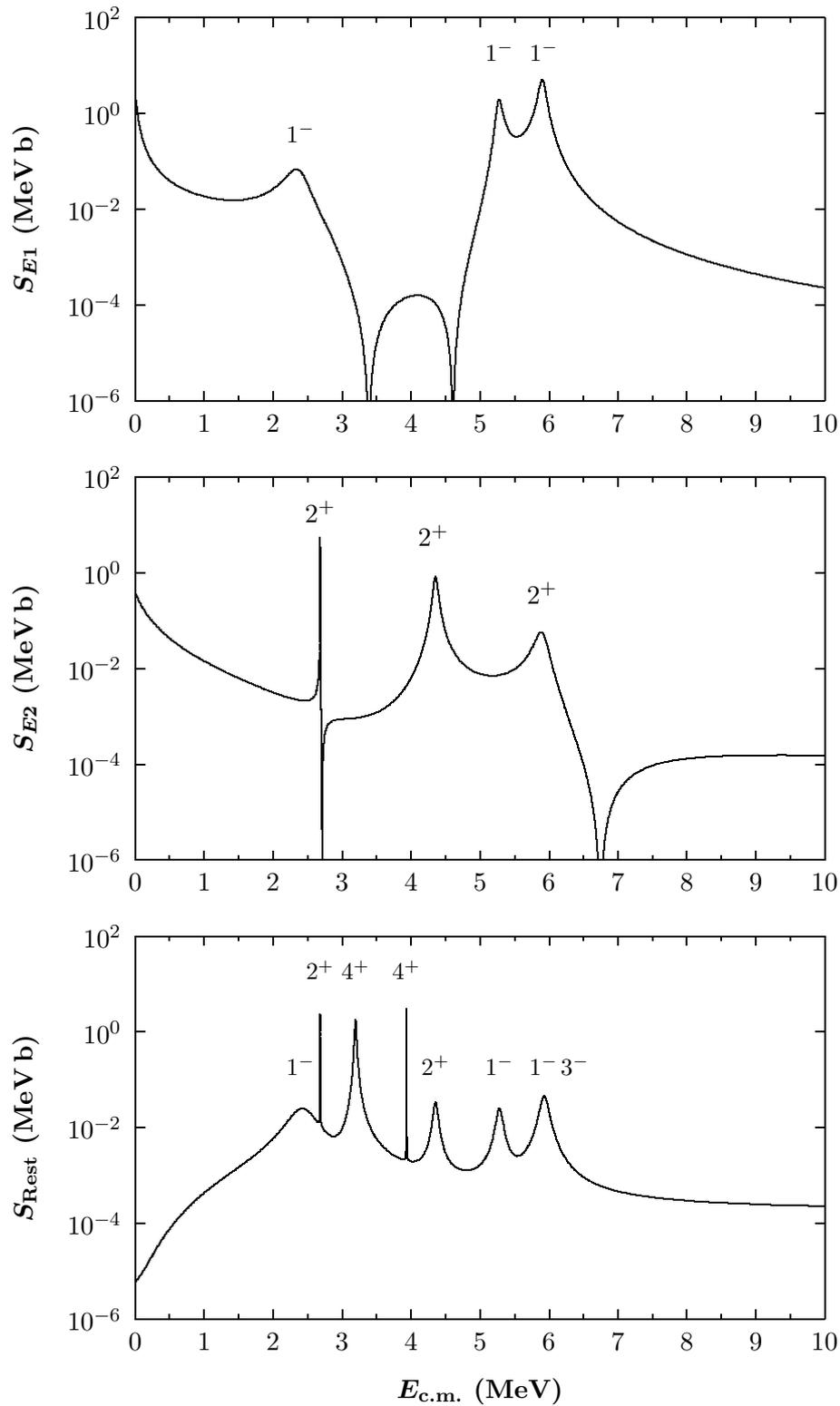


Abbildung 4.19: Zur Bestimmung der thermonuklearen Reaktionsrate wurde der totale S -Faktor in Form der abgebildeten drei Anteile S_{E1} , S_{E2} und S_{Rest} numerisch integriert. Durch den Rest-Anteil wurden Kaskadenübergänge und Übergänge mit anderen Multipolaritäten als $E1$ und $E2$ berücksichtigt.

Die resultierende thermonukleare Reaktionsrate ist in Abbildung 4.20 zu sehen. Die Beiträge der einzelnen Anteile zur Reaktionsrate zeigt Abbildung 4.21.

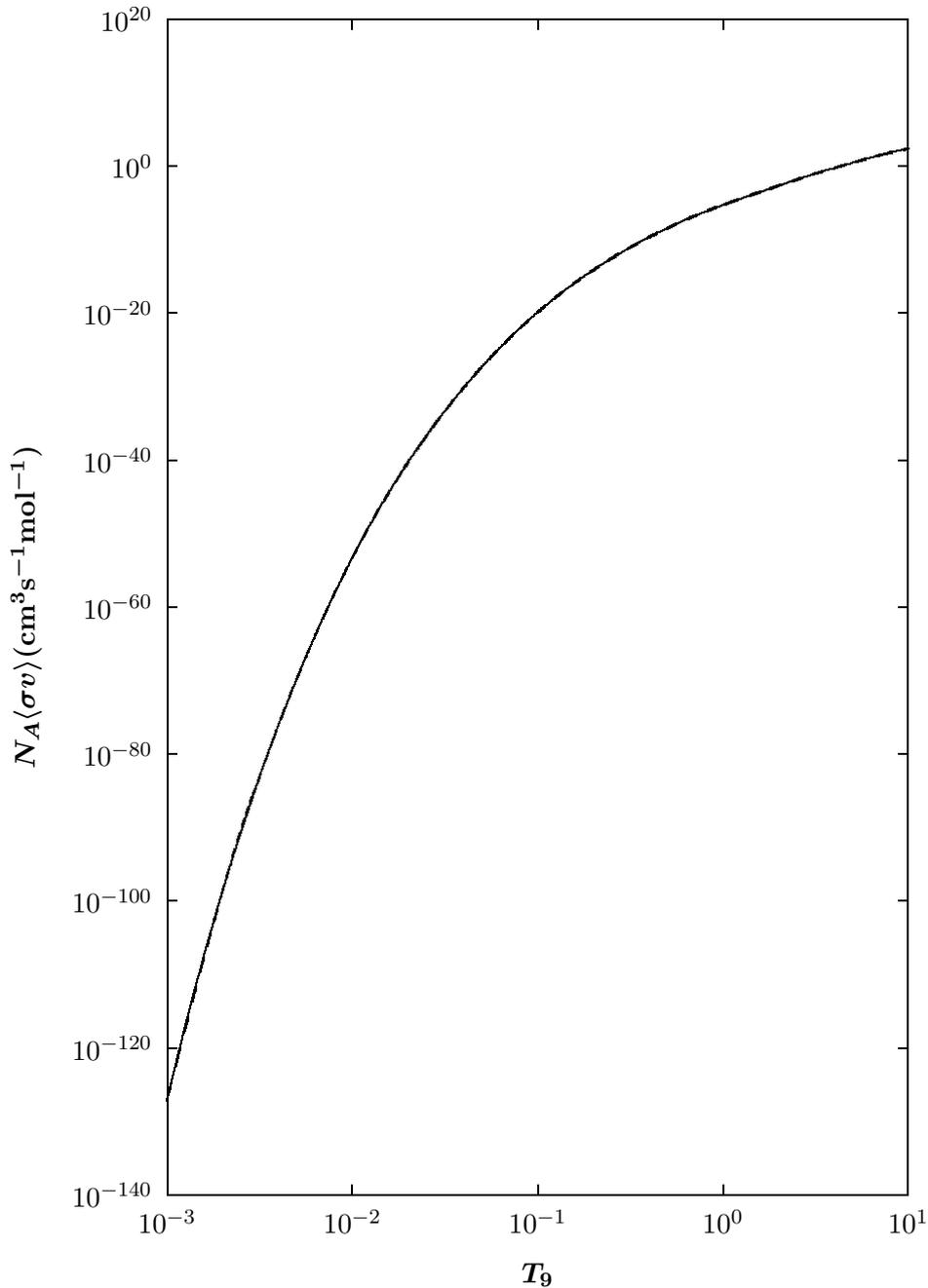


Abbildung 4.20: Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Reaktionsrate in Abhängigkeit von der Temperatur. Man beachte den sehr stark logarithmischen Maßstab, durch den der Fehlerbereich kaum zu erkennen ist. Für Temperaturen, bei denen die Reaktionsrate kleiner als etwa $10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ ist, kann diese vernachlässigt werden. Die Reaktionsrate ist dort zu klein, als daß sie während des Alters des Universums eine Rolle gespielt haben könnte.

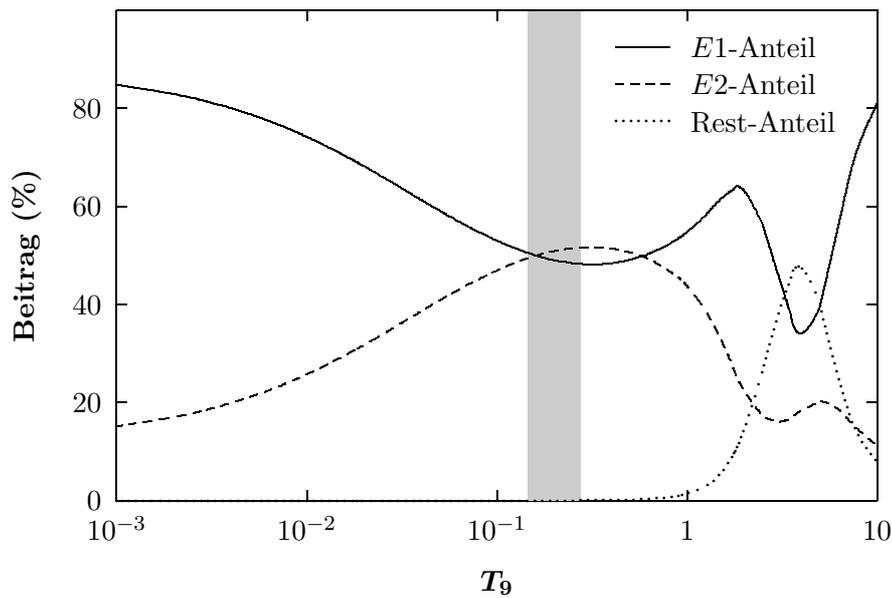


Abbildung 4.21: Beiträge der einzelnen Anteile zur thermonuklearen Reaktionsrate. Im für das Heliumbrennen entscheidenden Temperaturbereich (schattiert) sind die $E1$ - und $E2$ -Anteile nahezu gleich groß, während der Rest-Anteil dort keine Rolle spielt.

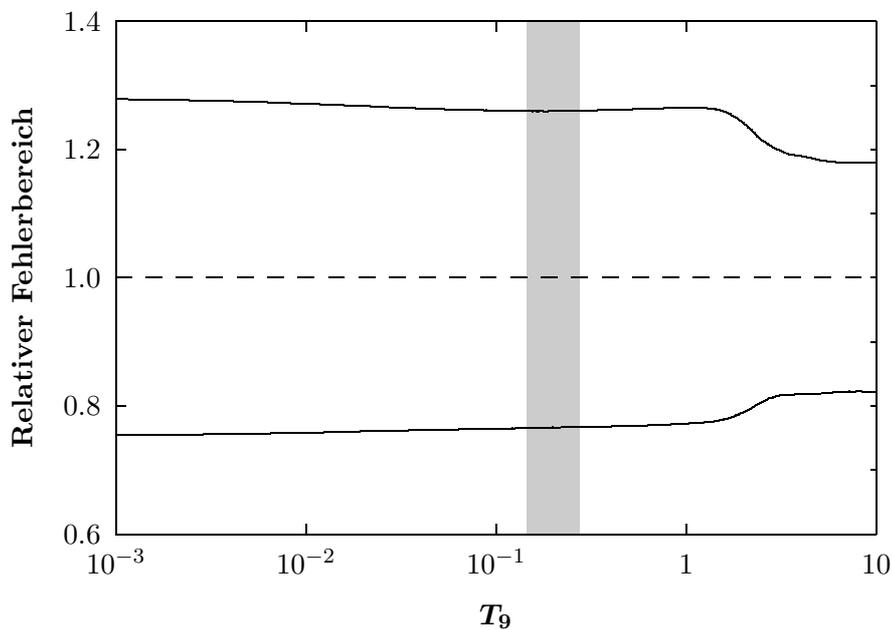


Abbildung 4.22: Fehlerbereich der neuen Reaktionsrate. Der für das Heliumbrennen ausschlaggebende Temperaturbereich ist grau hinterlegt.

Während der Fehlerbereich für den Rest-Anteil aufgrund der analytischen Breit-Wigner-Darstellung einfach mittels Fehlerfortpflanzung aus den minimalen und maximalen Wirkungsquerschnitten berechnet werden kann, ist

dies im Falle der komplizierteren R -Matrix-Beschreibung von $E1$ - und $E2$ -Anteil nicht möglich. Wie schon für die S -Faktoren wurde der Fehlerbereich in diesem Fall aus der minimalen und maximalen Reaktionsrate bestimmt, die sich ergibt, wenn man die Resonanzparameter zufällig innerhalb ihres jeweiligen Fehlerbereichs variiert (siehe Abschnitt 4.8.4). Der Fehlerbereich ist in Abbildung 4.22 zu sehen. Im für das Heliumbrennen relevanten Temperaturbereich um $T_9 = 0.2$ konnte die relative Unsicherheit auf 25 % reduziert werden.

Eine Zusammenstellung der berechneten Reaktionsraten bei den üblicherweise publizierten Temperaturen findet sich in Anhang G.

Darüberhinaus wurden die entsprechenden Reaktionsraten für weitere Temperaturen berechnet, um ausreichend Stützstellen für den im folgenden Abschnitt beschriebenen analytischen Fit zur Verfügung zu haben.

4.9.2 Analytische Darstellung der Reaktionsrate

Ausgehend von der durch numerische Integration gewonnenen Rate wurden zwei Parametersätze für analytische Darstellungen der Reaktionsrate ermittelt, die direkt in Sternmodellrechnungen verwendet werden können.

Die erste Parametrisierung basiert auf der von Fowler et al. in [Fow75] angegebenen Form, wurde allerdings zugunsten der besseren Vergleichbarkeit hier in der von Buchmann modifizierte Form [Buc96a] verwendet⁷:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = r_1 + r_2 + r_3 + r_4 \quad (4.24)$$

mit

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{a_0}{T_9^2 \left(1 + a_1 T_9^{-2/3}\right)^2} \exp\left(-\frac{a_2}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{a_3}\right)^2\right) \\ r_2 &= \frac{a_4}{T_9^2 \left(1 + a_5 T_9^{-2/3}\right)^2} \exp\left(-\frac{a_6}{T_9^{1/3}}\right) \\ r_3 &= \frac{a_7}{T_9^{3/2}} \exp\left(-\frac{a_8}{T_9}\right) \\ r_4 &= \frac{a_9}{T_9^{2/3}} \left(1 + a_{10} T_9^{1/3}\right) \exp\left(-\frac{a_{11}}{T_9^{1/3}}\right). \end{aligned} \quad (4.25)$$

Ein Vergleich mit (2.64) und (2.59) sowie Abschnitt 2.5.4 zeigt, daß es sich bei r_1 und r_2 um Beschreibungen unterschwelliger Resonanzen handelt, während r_3 und r_4 einen resonanten bzw. einen nichtresonanten Beitrag darstellen.

⁷In den in diesem Abschnitt verwendeten Darstellungen besitzt die Reaktionsrate die Einheit $\text{cm}^3(\text{s mol})^{-1}$

Die Parametrisierung enthält zwölf Parameter, von denen allerdings zwei gleich Null gesetzt werden, und zwei weitere zu einem kombiniert werden können [Kun02a]: Der Term r_3 leistet in diesem Fall keinen nennenswerten Beitrag zur Reaktionsrate, weswegen in guter Näherung $a_7 = a_8 = 0$ angenommen werden kann. Da außerdem $1 \ll a_{10} T_9^{1/3}$ gegeben ist, kann die 1 in r_4 vernachlässigt werden. Mit $\tilde{a}_9 \equiv a_{10} a_{11}$ läßt sich r_4 dann in der vereinfachten Form

$$r_4 \approx \frac{\tilde{a}_9}{T_9^{1/3}} \exp\left(-\frac{a_{11}}{T_9^{1/3}}\right) \quad (4.26)$$

schreiben.

Tabelle 4.9 enthält die ermittelten Parametersätze für die minimale, empfohlene und maximale Rate. Die maximale Abweichung der analytischen Darstellung von den numerisch bestimmten Werten ist über den gesamten Temperaturbereich $0.001 \leq T_9 \leq 10$ im Fall der empfohlenen Reaktionsrate kleiner als 7%, im Fall der minimalen und maximalen Rate jeweils kleiner als 8%, wobei die stärksten Abweichungen erst oberhalb von $T_9 = 1$ auftreten (siehe Abbildung 4.23).

Parameter	minimale Rate	empfohlene Rate	maximale Rate
a_0	1.10×10^8	1.51×10^8	1.14×10^8
a_1	6.52×10^{-2}	6.66×10^{-2}	5.04×10^{-1}
a_2	32.12	32.12	32.12
a_3	1.02	1.03	5.97
a_4	8.01×10^8	1.11×10^9	7.46×10^8
a_5	0.675	0.735	0.344
a_6	32.12	32.12	32.12
a_7	0	0	0
a_8	0	0	0
a_9	1.50×10^4	1.62×10^4	1.55×10^4
a_{10}	1.97×10^6	2.19×10^6	2.03×10^6
a_{11}	38.844	38.814	38.290
\tilde{a}_9	2.97×10^{10}	3.54×10^{10}	3.14×10^{10}
Genauigkeit	8 %	7 %	8 %

Tabelle 4.9: Parameter zur analytischen Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten numerischen Reaktionsraten nach (4.24)–(4.26). Die Genauigkeit der jeweiligen Fits ist als die maximale Abweichung zwischen dem Fit und der entsprechenden numerisch bestimmten Reaktionsrate im Temperaturbereich $0.001 \leq T_9 \leq 10$ zu verstehen.

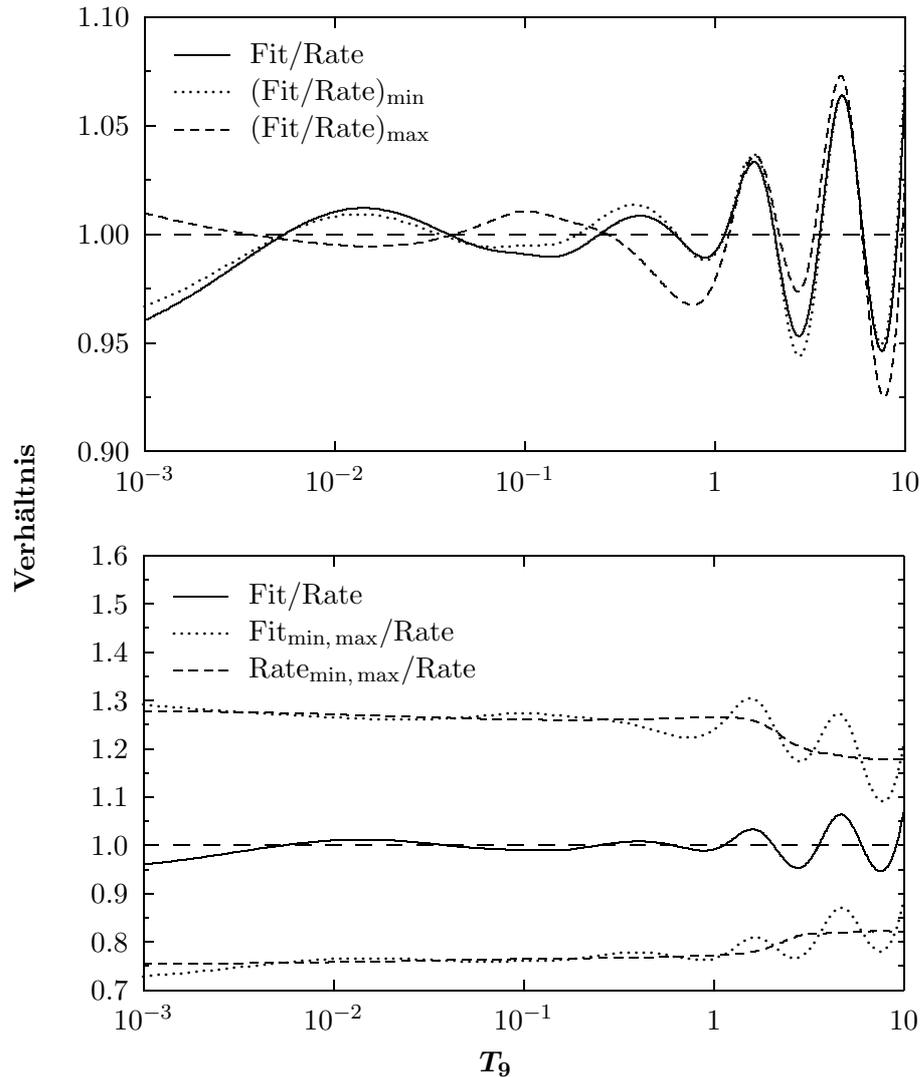


Abbildung 4.23: Anpassung des analytischen Fits nach (4.24)–(4.26) an die numerisch bestimmte Reaktionsrate. Oben ist das Verhältnis zwischen Fit und Reaktionsrate jeweils für die minimale, empfohlene und maximale Größe dargestellt, während unten das Verhältnis dieser Fits zur empfohlenen Rate und deren Fehlerbereich zu sehen ist.

Die zweite Parametrisierung von Rauscher und Thielemann [Rau00], die an eine Vielzahl von astrophysikalisch relevanten Reaktionen angepaßt werden kann, verwendet lediglich sieben Parameter:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \exp \left(b_0 + b_1 T_9^{-1} + b_2 T_9^{-1/3} + b_3 T_9^{1/3} + b_4 T_9 + b_5 T_9^{5/3} + b_6 \ln T_9 \right). \quad (4.27)$$

Die ermittelten Parametersätze für die minimale, empfohlene und maximale Reaktionsrate sind in Tabelle 4.10 zusammengestellt. Die Gültigkeit dieser Parametrisierung ist lediglich im Temperaturbereich $0.02 \leq T_9 \leq 10$ gegeben, was allerdings völlig ausreichend ist, da die Reaktionsrate für tiefere

Temperaturen so klein wird, daß sie vernachlässigt werden kann [Ang99]. Im angegebenen Temperaturbereich ist die Abweichung zwischen der analytischen Form und den numerischen Werten im Fall der empfohlenen und der maximalen Rate jeweils kleiner als 12% und im Fall der minimalen Rate kleiner als 14%. Auch hier werden die Abweichungen für $T_9 > 1$ am größten (siehe Abbildung 4.24). Die höheren Abweichungen sind auf die schlechtere Anpassung der Fitformel an die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ zurückzuführen. Sie eignet sich allgemein weniger gut für Reaktionen mit ausgeprägten Resonanzen.

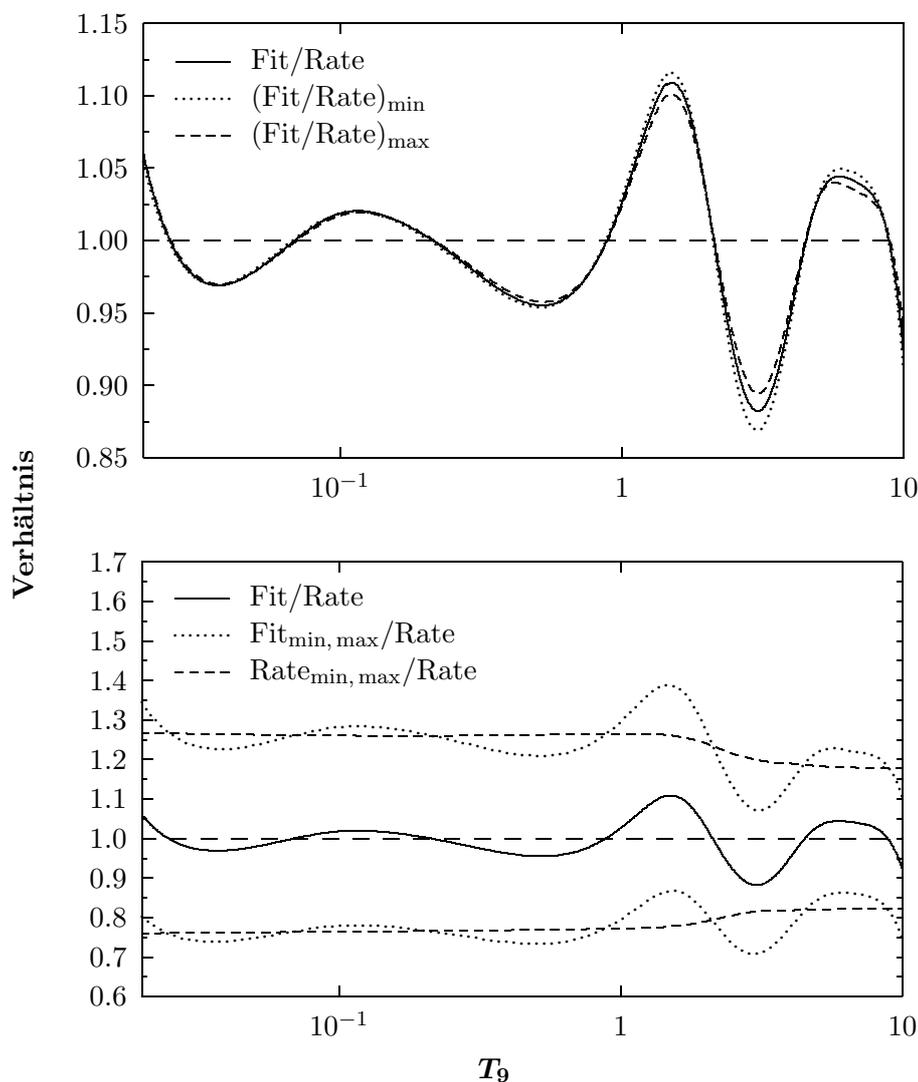


Abbildung 4.24: Anpassung des analytischen Fits nach (4.27) an die numerisch bestimmte Reaktionsrate. Oben ist das Verhältnis zwischen Fit und Reaktionsrate jeweils für die minimale, empfohlene und maximale Größe aufgetragen, unten ist das Verhältnis dieser Fits zur empfohlenen Rate und deren Fehlerbereich dargestellt.

Parameter	minimale Rate	empfohlene Rate	maximale Rate
b_0	27.39	27.61	27.83
b_1	3.21×10^{-2}	3.29×10^{-2}	3.08×10^{-2}
b_2	-33.54	-33.56	-33.39
b_3	-8.75	-8.65	-8.75
b_4	2.77	2.72	2.65
b_5	-0.284	-0.277	-0.267
b_6	-1.00	-1.02	-0.893
Genauigkeit	14 %	12 %	12 %

Tabelle 4.10: Parameter zur analytischen Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten numerischen Reaktionsraten nach (4.27). Die Genauigkeit der jeweiligen Fits ergibt sich hier durch die maximale Abweichung zwischen dem Fit und der entsprechenden Reaktionsrate im Temperaturbereich $0.02 \leq T_9 \leq 10$.

Kapitel 5

Diskussion

In Abschnitt 5.1 werden zunächst die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente mit früher durchgeführten sowie mit für die Zukunft geplanten Experimenten verglichen. Abschnitt 5.2 stellt dann die neuen Ergebnisse – und insbesondere die mit den R -Matrix-Fits und thermonuklearen Reaktionsraten verbundenen Unsicherheiten – den Resultaten aus früheren Untersuchungen gegenüber.

5.1 Vergleich der neuen Experimente mit anderen Experimenten

Messungen des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Wirkungsquerschnitts sind bei den astrophysikalisch relevanten Energien nicht durchführbar. Eine Extrapolation ist deshalb unumgänglich. Wegen der komplizierten Interferenzstruktur müssen die Beiträge der einzelnen Multipolaritäten getrennt voneinander extrapoliert werden. Messungen von γ -Winkelverteilungen in normaler Kinematik sind am besten geeignet, die maßgeblichen $E1$ - und $E2$ -Anteile zu trennen. Deshalb liegt den beiden Experimenten dieser Arbeit diese Methode zu Grunde.

Winkelverteilungsmessungen in normaler Kinematik Da ein für solche Messungen optimal geeignetes hocheffizientes 4π -Detektor-Array wie der MINIBALL-Detektor nicht zur Verfügung stand, wurde für das EUROGAM-Array-Experiment ein Aufbau mit neun konventionellen Detektoren benützt, der den „großen“ Arrays im Sinne der 4π -Geometrie ähnelt, aber nicht die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit eines solchen Detektors besitzt¹. Allerdings war es mit diesem Aufbau erstmals möglich, die schmale 2^+ -Resonanz unter gleichbleibenden Bedingungen zu vermessen.

¹Durch die Verwendung von HPGe-Detektoren mit 70–80 % relativer Nachweiswahrscheinlichkeit bei Targetströmen bis zu $340\ \mu\text{A}$ war die Meßempfindlichkeit, mit Ausnahme des Experiments von Kunz et al. [Kun02b], trotzdem höher als bei allen früheren Experimenten.

Das zweite Experiment – mit dem vorrangigen Ziel, Winkelverteilungen bei tiefen Energien zu messen – mußte mit lediglich vier Detektoren auskommen, um diese so dicht wie möglich am Target positionieren zu können und damit die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen. Die Verwendung von Detektoren mit etwa 100 % relativer Nachweiswahrscheinlichkeit und eine überarbeitete Targetkonstruktion mit geringerer Absorption der γ -Quanten ermöglichte in Kombination mit Targetströmen von bis zu $600 \mu\text{A}$ eine bisher unerreichte Meßempfindlichkeit, die sich in der tiefsten jemals vermessenen Energie von 891 keV widerspiegelt. Durch einen Drehtisch, auf dem drei der Detektoren untergebracht waren, konnten ebenfalls neun unabhängige Winkelpositionen realisiert werden. Das noch beim Vorgängereperiment [Kun02b] bestehende Normierungsproblem durch die unterschiedlichen Tischpositionen wurde durch einen vierten feststehenden Referenzdetektor gelöst.

Vor diesen beiden neuen Experimenten wurden schon zwei andere am Stuttgarter DYNAMITRON-Beschleuniger durchgeführt. Beim Experiment von Redder et al. [Red87] wurden zwar zum Teil höhere Targetströme erreicht (ca. $700 \mu\text{A}$), was allerdings die vergleichsweise kurze Meßzeit, die geringe relative Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Germanium-Detektoren von 12–35 % und das Fehlen einer aktiven Abschirmung nicht wettmachen konnte. Die Folge waren relativ große Meßfehler. Die ersten Hinweise auf einen dem $E1$ -Anteil im Energiebereich des Heliumbrennens vergleichbar großen $E2$ -Anteil ist jedoch das Verdienst dieses Experiments.

Das Experiment von Kunz et al. [Kun01, Kun02b] war Wegbereiter für das verbesserte Drehtisch-Experiment. Die Idee des Drehtisch-Aufbaus erwies sich als sehr gut geeignet für Messungen bei tiefen Energien und wurde deshalb wieder aufgegriffen. Durch konsequente Optimierung und Erweiterungen des vorhandenen Setups konnte die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit weiter verbessert werden. Dadurch sowie durch höhere Targetströme (bis zu $480 \mu\text{A}$ bei Kunz et al.) und längere Meßzeiten konnte die Meßempfindlichkeit gegenüber diesem bisher empfindlichsten Experiment noch einmal deutlich gesteigert werden. Der Versuch, die 2^+ -Resonanz zu vermessen, mußte von Kunz et al. abgebrochen werden und führte zu keinen experimentell belegten Aussagen über Interferenzeffekte im Bereich dieser Resonanz.

Das Experiment von Ouellet et al. [Oue92, Oue96] – Winkelverteilungsmessungen in normaler Kinematik unter fünf verschiedenen Winkelpositionen – erreichte wegen kleiner relativer Nachweiswahrscheinlichkeiten von etwa 20 % und Targetströmen von maximal $35 \mu\text{A}$ nicht die erhoffte Empfindlichkeit. Die Wirkungsquerschnitte konnten nicht absolut gemessen werden, sondern mußten auf andere Experimente normiert werden. Vor diesem Hintergrund sind die publizierten Fehlerangaben völlig unrealistisch.

Ein weiteres Experiment in normaler Kinematik befindet sich zur Zeit in Japan am Tokyo Institute of Technology in Vorbereitung [Mak03]. Der Erfolg dieses neuen Experiments scheint fraglich, da mit nur schwach an ^{13}C abgerei-

cherten Targets gemessen werden soll. Der durch die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ induzierte Untergrund soll durch Flugzeitmessungen mit einem gepulsten $^4\text{He}^+$ -Strahl – bei einem mittleren Strahlstrom von lediglich $10\ \mu\text{A}$ – und drei feststehenden Natriumiodid-Detektoren eliminiert werden, die dafür in großer Entfernung (51–76 cm) vom Target positioniert sein müssen. Abgesehen von der vorprogrammierten geringen Meßempfindlichkeit ist zu befürchten, daß Untergrundlinien in den Spektren wegen der schlechten Energieauflösung der Szintillationsdetektoren nicht erkannt werden und zu falschen Ergebnissen führen. In eine ähnliche Richtung geht ein Experiment, das am Forschungszentrum Karlsruhe mit einem 4π BaF₂ Detektor geplant ist [Käp04].

γ -Nachweis in inverser Kinematik Der γ -Nachweis in inverser Kinematik wurde in den vergangenen Jahren von Roters et al. [Rot96, Rot99] und Gialanella et al. [Gia01b] mit Hilfe eines ^4He -Gastargets verwirklicht. Roters et al. benützten dazu einen großvolumigen BGO-Detektor dicht am Target zur gemeinsamen Messung von $E1$ - und $E2$ -Anteil mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Separation der beiden Anteile sollte durch einen unter 90° relativ weit vom Target entfernt montierten Detektor erfolgen. Allerdings registrierte auch dieser Detektor $E2$ -Anteile, so daß aufwendige und fehleranfällige Korrekturen notwendig wurden. Darüberhinaus wurde die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des ersten Detektors durch die abstandsbedingte geringe Efficiency des 90° -Detektors teilweise zunichte gemacht. Auch hier führt die Verwendung von Szintillationsdetektoren dazu, daß Untergrundlinien² möglicherweise nicht registriert werden.

Um dieses Problem zu umgehen, wurden von Gialanella et al. Germanium-Detektoren verwendet. Sechs Detektoren mit relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten von jeweils 70 % wurden unter 90° montiert. Um ausschließlich den $E1$ -Anteil zu messen, konnte nur in großem Abstand vom Target gemessen werden, was auf Kosten der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit ging. Der $E2$ -Anteil wurde bei diesem Experiment nicht bestimmt.

Nachweis der ^{16}O -Rückstoßkerne Das bisher einzige Experiment zum Nachweis der ^{16}O -Rückstoßkerne, von dem Ergebnisse publiziert sind, wurde von Kremer et al. am CALTECH durchgeführt [Kre88]. Die Idee, die Rückstoßkerne mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit zu detektieren, konnte hier nicht konsequent umgesetzt werden, da die Trennung der Rückstoßkerne von den Projektilkernen nicht ausreichend war. Infolgedessen mußten γ -Quanten in Koinzidenz zu den ^{16}O -Kernen gemessen werden, wodurch die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht wie geplant durch die Teilchendetektoren, sondern durch die γ -Detektoren festgelegt wurde. Da nur Aussagen über den $E1$ -Anteil gemacht werden konnten, und dies nur mit einer hohen Unsicherheit, waren die Ergebnisse dieses Experiments enttäuschend.

²Bei Experimenten in inverser Kinematik entsteht unter anderem neutroneninduzierter Untergrund durch die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Bei neuen Experimenten dieser Art soll die Trennung von Rückstoßkernen und Primärstrahl so gut sein, daß im Prinzip auf koinzidente γ -Messungen verzichtet werden könnte. Von diesen Experimenten, die am Recoil-Separator ERNA in Bochum [Rog99] und am Tandem Accelerator Laboratory KUTL in Kyushu, Japan [Ike03] geplant sind, liegen bislang noch keine Ergebnisse vor. Mittlerweile setzt sich die Einsicht durch, daß die Trennung von $E1$ - und $E2$ -Anteil für die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts unumgänglich ist, so daß bei den genannten Experimenten aus diesem Grund γ -Koinzidenzen notwendig sind. Die tiefste Energie, bei der der $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Wirkungsquerschnitt gemessen werden soll, mußte deshalb im Fall des Bochumer Experiments von zunächst angestrebten $E_{c.m.} = 0.7 \text{ MeV}$ [Rog99] auf $E_{c.m.} = 1.2 \text{ MeV}$ [Sch03] korrigiert werden. Als alternative direkte Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und zur Klärung der Frage nach einem eventuell vorhandenen Monopol-Anteil bleibt diese Methode dennoch weiterhin interessant.

Indirekte Methoden Experimente zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N [Azu94, Azu97] und zur elastischen α -Streuung [Ago75, Pla87, Tis02] alleine ermöglichen keine Aussagen über die Interferenzstruktur. Es gibt Interferenzkombinationen, die die entsprechenden Datensätze gut wiedergeben, während sie durch die Einfangdaten aus den Winkelverteilungsmessungen eindeutig ausgeschlossen werden können (siehe die Abbildungen in Anhang F). In anderer Hinsicht können diese Experimente aber zu einer Verminderung der Unsicherheiten beitragen: Die elastische α -Streuung stellt sowohl für den $E1$ - als auch für den $E2$ -Anteil wichtige Daten über die Lage und Breite von Resonanzen zur Verfügung und ermöglicht eine genauere Bestimmung der Phase ϕ_{12} als die Einfangdaten. Der β -verzögerte α -Zerfall von ^{16}N liefert zwar keine Aussagen über den $E2$ -Anteil, aber wichtige Informationen über den $E1$ -Anteil.

Andere indirekte Methoden wie der Coulombaufbruch von ^{16}O und Transfer-Reaktionen sind wegen ihrer Modellabhängigkeit problematisch.

5.2 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse

Durch die konsequente experimentelle Umsetzung der Winkelverteilungsmessungen in normaler Kinematik waren im Rahmen dieser Arbeit Messungen des $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Wirkungsquerschnitts mit einer vorher nicht erreichten Meßempfindlichkeit möglich, die durch die tiefste jemals vermessene Energie und geringere Fehler der einzelnen Meßpunkte zum Ausdruck kommt. Ermöglicht wurde das vor allem durch die Verwendung von hinsichtlich Reinheit, Homogenität und Haltbarkeit optimierten ^{12}C -Targets und eine aufwendige Analyse der Targetprofile sowie durch eine im Vergleich zu früheren Experimenten verbesserte absolute Nachweiswahrscheinlichkeit.

5.2.1 Extrapolation der Wirkungsquerschnitte und S -Faktoren

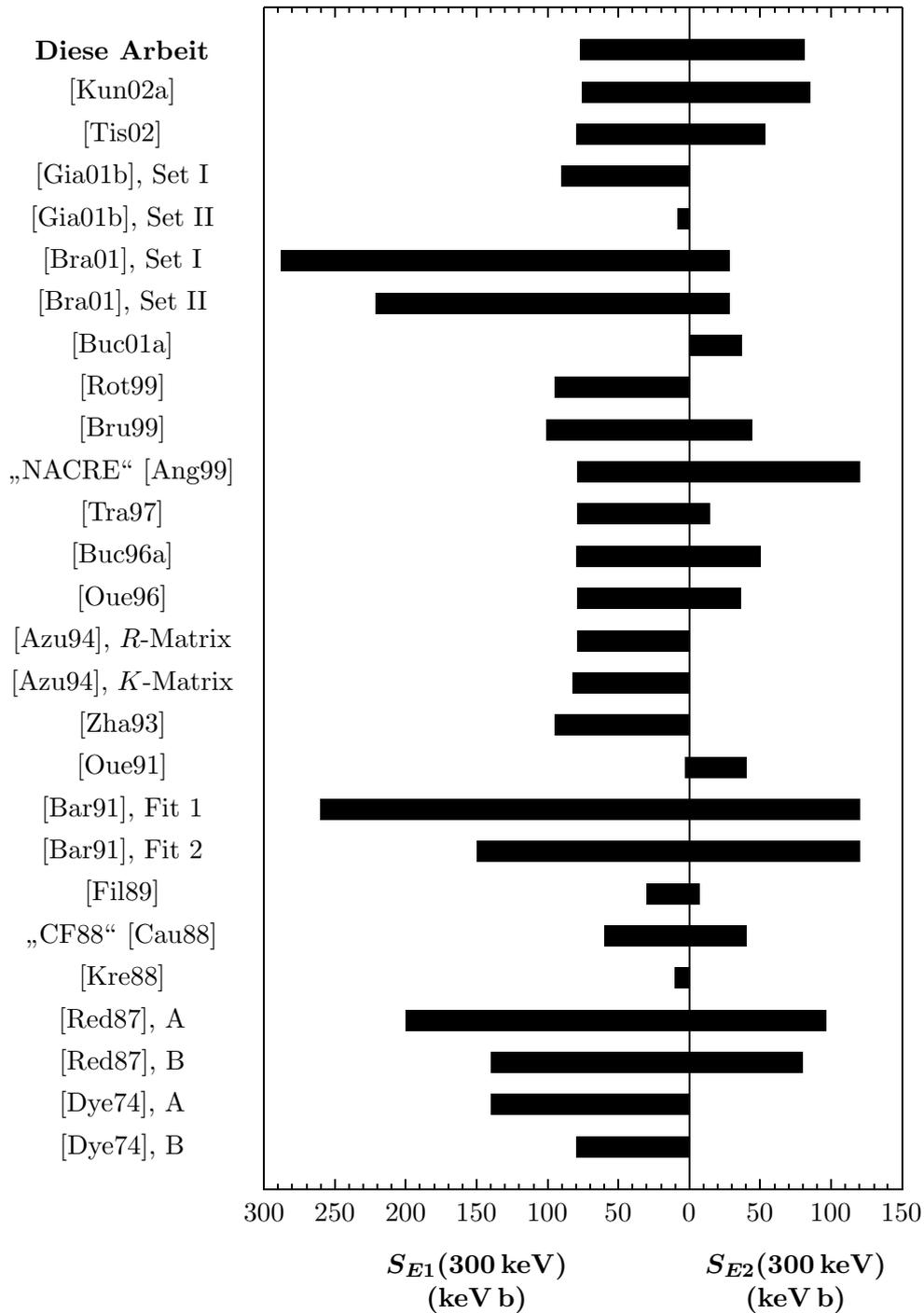


Abbildung 5.1: Vergleich der Extrapolationswerte für $S_{E1}(300 \text{ keV})$ und $S_{E2}(300 \text{ keV})$ aus Experimenten und Untersuchungen seit 1974.

Referenz	$S_{E1}(300 \text{ keV})$ (keV b)	$S_{E2}(300 \text{ keV})$ (keV b)	$S_{\text{kask}}(300 \text{ keV})$ (keV b)	$S_{\text{tot}}(300 \text{ keV})$ (keV b)
Diese Arbeit	77 (17)	81 (22)	4 (4)¹	162 (39)
[Met03], GD 358	–	–	–	195 (15)
[Met03], CBS 114	–	–	–	190 (15)
[Kun02a]	76 (20)	85 (30)	4 (4)	165 (50)
[Tis02]	80 (20)	53 ($\frac{13}{18}$)	16 (16) ²	149 (29)
[Gia01b], Set I	90 (15)	–	–	–
[Gia01b], Set II	8 (3)	–	–	–
[Bra01], Set I	288	28	–	–
[Bra01], Set II	221	28	–	–
[Buc01b]	–	37 ($\frac{6}{11}$)	–	–
[Rot99]	95 (44)	–	–	–
[Bru99]	101 (17)	44 ($\frac{16}{23}$)	16 ³	159
„NACRE“ [Ang99]	79 (21) ⁴	120 (60) ⁵	–	–
[Tra97]	78.9 (21)	14.5 ($\frac{96}{14}$)	–	–
[Buc96a]	80	50	16 ⁶	146 ($\frac{124}{84}$)
[Oue96]	79 (16)	36 (6)	–	–
[Azu94], <i>R</i> -Matrix	79 (21)	–	–	–
[Azu94], <i>K</i> -Matrix	82 (26)	–	–	–
[Zha93]	95 (44)	–	–	–
[Oue92]	1 ($\frac{6}{1}$)	40 (7)	–	–
[Bar91], Fit 1	260 ($\frac{140}{160}$) ⁷	120 ($\frac{60}{70}$)	≈ 10	–
[Bar91], Fit 2	150 ($\frac{170}{70}$) ⁸	120 ($\frac{60}{70}$)	≈ 10	–
[Fil89]	30 ($\frac{140}{30}$)	7 ($\frac{24}{5}$)	–	40 ($\frac{130}{40}$)
„CF88“ [Cau88]	60 ($\frac{60}{30}$)	40 ($\frac{40}{20}$)	–	100 ($\frac{100}{50}$)
[Kre88]	10 ($\frac{130}{10}$)	–	–	–
[Red87], A	200 ($\frac{270}{110}$)	96 ($\frac{24}{30}$)	20 (9)	–
[Red87], B	140 ($\frac{120}{80}$)	80 (25)	8.5 (3)	–
[Ket82b]	–	–	12 (2)	430 ($\frac{160}{120}$)
[Dye74], A	140 ($\frac{140}{120}$)	–	–	–
[Dye74], B	80 ($\frac{50}{40}$)	–	–	80 ($\frac{50}{40}$)

Tabelle 5.1: Vergleich der Extrapolationswerte für $S(300 \text{ keV})$.

¹Aus [Kun02a].

²Aus [Bar91, Buc96a, Buc01a].

³Aus [Buc96a].

⁴Aus [Azu94].

⁵Aus [Bar91].

⁶Aus [Red87, Des93].

⁷Fit an die Daten aus [Red87].

⁸Fit an die Daten aus [Kre88].

Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1 zeigen eine Zusammenstellung der Extrapolationswerte für $S(300\text{ keV})$, die sich aus verschiedenen Experimenten und Untersuchungen seit 1974 ergaben.

Insbesondere die grafische Darstellung führt einem das Auf und Ab der Extrapolationswerte drastisch vor Augen. Zum Teil werden unrealistisch kleine Fehlerbereiche angegeben, die sich gegenseitig ausschließen.

Im Fall der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ ist die „Überinterpretation“ der Meßdaten besonders gravierend. Diese Reaktion wird häufig kompiliert – oft von Wissenschaftlern, die an den Experimenten nicht selbst beteiligt waren, und deshalb nur schwer einschätzen können, ob reelle Fehlerangaben vorliegen. Sind nun die angegebenen Fehlergrenzen unrealistisch niedrig, erhalten die entsprechenden Daten ein Gewicht, das ihnen nicht zukommt. Resultate mit solchen Fehlerangaben sollten äußerst kritisch betrachtet werden, insbesondere dann, wenn mit 10–100-fach unempfindlicheren Experimenten ähnliche Unsicherheiten wie mit den hier vorliegenden erzielt wurden.

Bei der Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich stellt sich nicht nur deshalb die Frage, welche Datensätze in die Analyse einbezogen werden sollen. Die Einbeziehung aller vorhandenen Daten wäre ohnehin nicht sinnvoll, da dies zu einer willkürlichen Überbewertung der einfacher zu vermessenden Energiebereiche führen würde, in denen die meisten und genauesten Datenpunkte vorliegen. Insbesondere würde der Bereich der breiten 1^- -Resonanz stark bevorzugt. Es sind einige wenige Datensätze auszuwählen, die einen großen Energiebereich abdecken. Hier lag es nahe, nicht nur die im Rahmen von EUROGAM-Array- und verbessertem Drehtisch-Experiment ermittelten Daten, sondern auch die – unter vergleichbaren experimentellen Bedingungen – von Kunz et al. bestimmten Wirkungsquerschnitte zu verwenden. Auf die Einbeziehung weiterer Einfangdaten aus anderen Experimenten wurde aus den angeführten Gründen verzichtet, zumal es sich bei den drei genannten Datensätzen um die aktuellsten handelt.

Auch so noch führt die Häufung von Datenpunkten mit vergleichsweise kleinen statistischen Fehlern zu Überbewertungen der 1^- - und 2^+ -Resonanzen gegenüber dem Bereich tieferer Energien, in dem weniger Meßpunkte – zudem mit größeren Fehlerbalken – liegen; das obwohl diese Punkte in astrophysikalischen Szenarien eine nicht weniger wichtige Rolle spielen und ihre Benachteiligung nicht physikalischer, sondern meßtechnischer Natur ist. Dies muß unbedingt, zum Beispiel durch entsprechende Gewichtungsfaktoren, berücksichtigt werden, da der Wert von χ^2 andernfalls fast ausschließlich durch die mehr oder weniger gute Anpassung des Fits an die Resonanzen festgelegt ist.

Zusätzlich wurden die bereits mehrfach genannten Daten zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N (nur $E1$) und zur elastischen α -Streuung ($E1$ und $E2$) bei der R -Matrix-Analyse berücksichtigt. Daß der Fit nur an die Einfangdaten jeweils mit dem an den kompletten Datensatz verträglich ist, zeigen die Abbildungen 5.2 und 5.3.

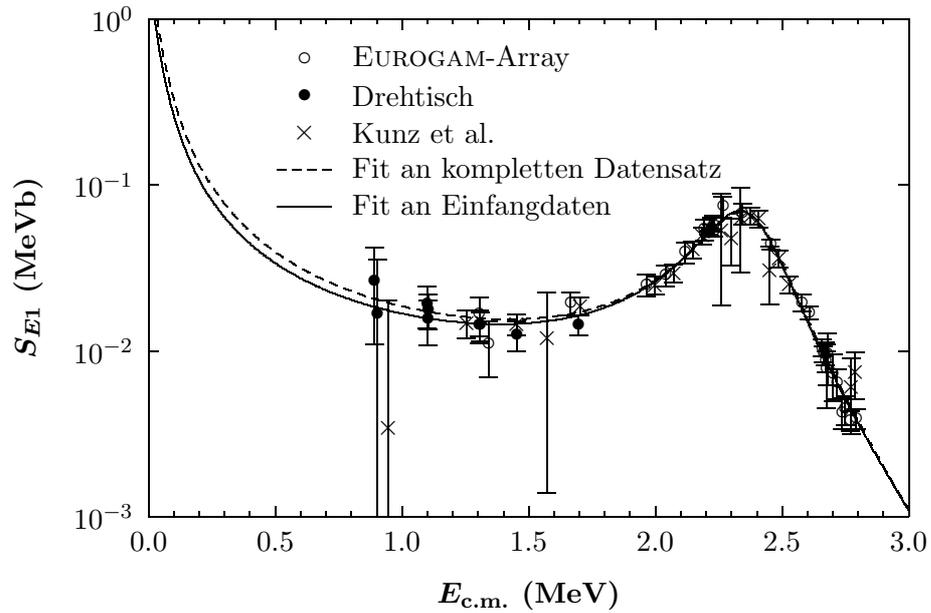


Abbildung 5.2: Der R -Matrix-Fit nur an die Einfangdaten weicht im Fall der für den $E1$ -Anteil empfohlenen Interferenzkombination nur geringfügig vom Fit an den kompletten Datensatz einschließlich der Daten zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N und zur elastischen α -Streuung ab. Auch der Extrapolationswert $S_{E1}(300\text{ keV}) = 64\text{ keV b}$ unterscheidet sich nur wenig vom empfohlenen Wert $S_{E1}(300\text{ keV}) = 77\text{ keV b}$.

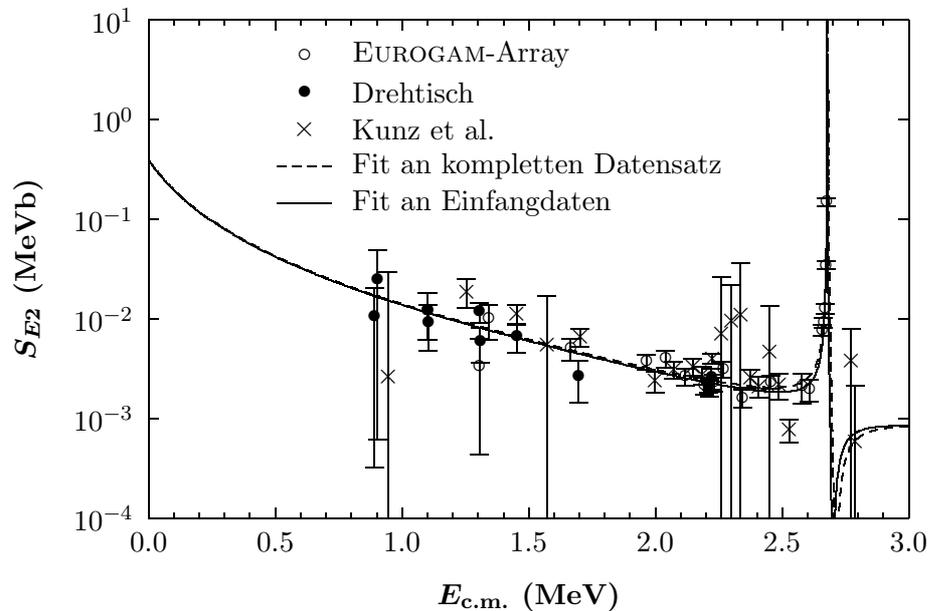


Abbildung 5.3: Im Fall des $E2$ -Anteils stimmt der R -Matrix-Fit nur an die Einfangdaten sehr gut mit dem simultanen Fit an die Einfangdaten und die elastischen α -Streudaten überein. Der Extrapolationswert $S_{E2}(300\text{ keV}) = 79\text{ keV b}$ unterscheidet sich nur minimal vom empfohlenen Wert $S_{E2}(300\text{ keV}) = 81\text{ keV b}$.

Die mögliche Interferenzstruktur wurde dadurch berücksichtigt, daß alle in Frage kommenden Interferenzkombinationen unabhängig voneinander behandelt wurden. Von allen Möglichkeiten wurde dann diejenige mit dem kleinsten χ^2 bestimmt und im Lauf der Datenanalyse weiter verwendet.

Im Fall des $E1$ -Anteils fällt die Wahl eindeutig auf die konstruktive Kombination $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, -1, -1\}$. Der Fall destruktiver Interferenz $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, +1, +1\}$, der vor den neuen Experimenten teilweise in Erwägung gezogen wurde [Gia01b], kann nun aufgrund der neuen Datenpunkte des verbesserten Drehtisch-Experiments definitiv ausgeschlossen werden (vgl. Abbildung 5.4). Es dreht sich dabei zum einen um den Punkt bei $E_{c.m.} = 891$ keV, der 54 keV tiefer als der bisher tiefste – von Kunz et al. gemessene Datenpunkt – liegt. Im Gegensatz zu diesem handelt es sich um einen echten Meßpunkt und nicht um ein Upper Limit, so daß der neue Punkt bei der Extrapolation in den Energiebereich des Heliumbrennens auch tatsächlich eine Rolle spielt. Zum anderen – und in dieser Hinsicht noch wichtiger – dreht es sich um drei Meßpunkte um 1.1 MeV, die allesamt relativ kleine Fehler besitzen und den R -Matrix-Fit somit an dieser Stelle gut festlegen. Von Kunz et al. wurde die konstruktive Interferenzkombination zwar ebenfalls bevorzugt, der destruktive Fall, konnte aber, wegen fehlender Daten um 1 MeV, nicht vollkommen ausgeschlossen werden [Kun02b]. Die Daten zum β -verzögerten α -Zerfall von ^{16}N und zur elastischen α -Streuung liefern keinerlei Anhaltspunkte über die Interferenzstruktur.

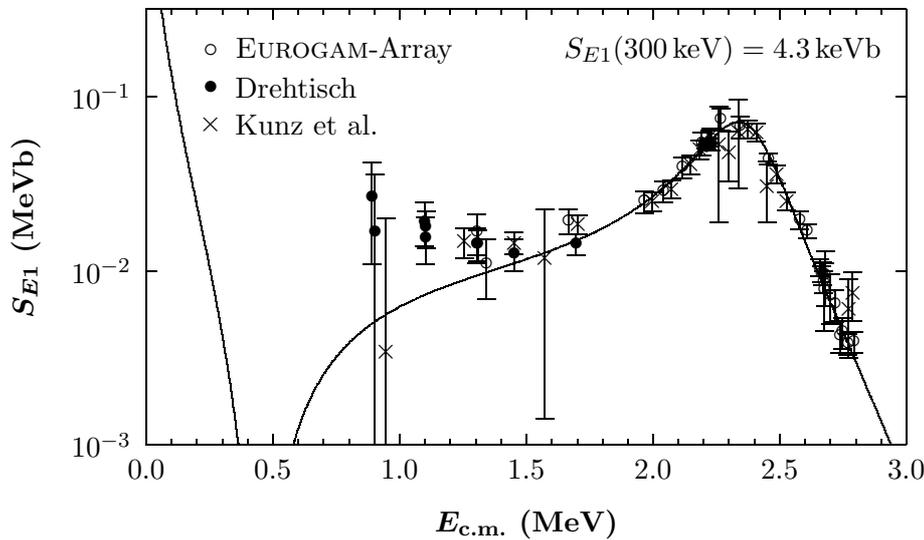


Abbildung 5.4: Der Fall destruktiver Interferenz $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, +1, +1\}$ kann durch die neuen Meßdaten nun ausgeschlossen werden.

Der Fall des $E2$ -Anteils ist nicht so klar wie der des $E1$ -Anteils. Auch hier sind Aussagen über die Interferenzstruktur alleine mittels der Streudaten in der Regel nicht möglich. Neben der durch das χ^2 bevorzugten Kombination $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, -1, -1, +1, +1\}$ kommen vier weitere Fits mit ähnlich kleinem

χ^2 in Betracht: $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, -1, -1, -1, +1\}$, $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, -1, -1, +1, -1\}$, $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, -1, +1, -1, +1\}$ und $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, -1, +1, +1, -1\}$ (siehe Tabelle F.2 und die entsprechenden Abbildungen in Anhang F.2). Die zugehörigen Extrapolationswerte für den S -Faktor bei 300 keV liegen zwischen 74 keV b und 102 keV b. Dieser Bereich wird durch den Fehler des bevorzugten Wertes $S_{E2}(300 \text{ keV}) = 81(22) \text{ keV b}$ abgedeckt, so daß auch hier nur dieser eine Fall weiter betrachtet wurde. Es sei darauf hingewiesen, daß darin – wie auch schon in der Auswahl der Datensätze – eine gewisse Willkür liegt. Für eine zweifelsfreie Festlegung auf eine der Interferenzkombinationen sind weitere Wirkungsquerschnittsmessungen mit höherer Statistik notwendig. Das gilt besonders auch für den Energiebereich zwischen $E_{c.m.} = 3 \text{ MeV}$ und 7 MeV. Auch im Fall des $E2$ -Anteils tragen die Meßpunkte des verbesserten Drehtisch-Experiments bei tiefen Energien, insbesondere um $E_{c.m.} \approx 1.1 \text{ MeV}$, zu einer genaueren Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich bei. Hinzu kommt, daß durch die Untersuchung der Anregungsfunktion im Bereich der schmalen 2^+ -Resonanz während des EUROGAM-Array-Experiments ein Großteil der 16 möglichen Interferenzkombinationen ausgeschlossen werden kann. Insbesondere können die Fälle mit destruktiver Interferenz an der niederenergetischen Flanke dieser Resonanz mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Solche Aussagen über die Interferenzstruktur waren bisher im Bereich dieser Resonanz nicht möglich [Bru01a].

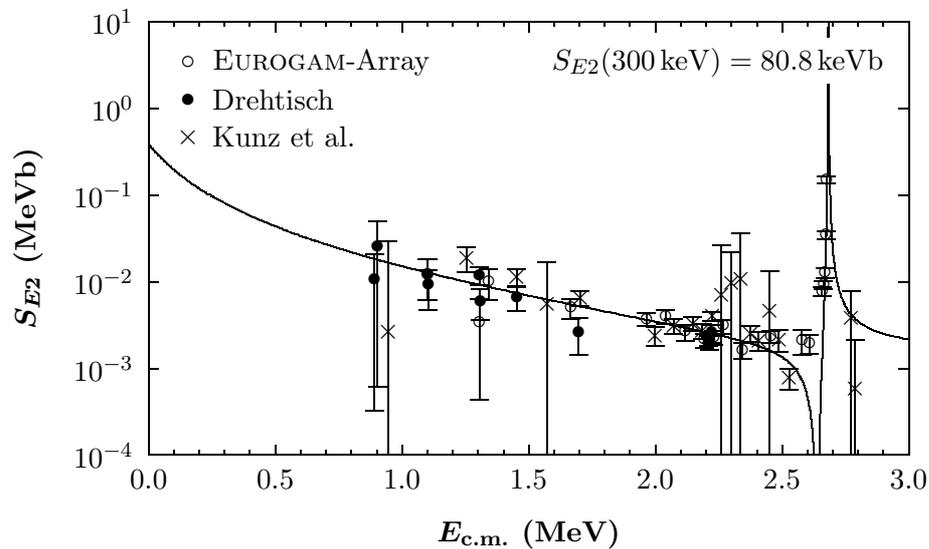


Abbildung 5.5: Die Interferenzkombination $\{\epsilon_\lambda\} = \{+1, +1, -1, +1, -1\}$ und die anderen Fälle destruktiver Interferenz an der niederenergetischen Flanke der 2^+ -Resonanz können nun mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

Der Wirkungsquerschnitt im Maximum der breiten 1^- -Resonanz wird häufig als erster Anhaltspunkt zum Vergleich verschiedener Experimente heran-

gezogen. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt der neu ermittelte Wert mit früheren Ergebnissen überein (siehe Tabelle 5.2).

Referenz	σ_{E1} (nb)
Diese Arbeit	44 (4)
[Kun02a]	45 (5)
[Oue96]	47 (3)
[Red87]	46 (6)
[Ket82b]	53 (4)
[Dye74]	39.53 (131)

Tabelle 5.2: Wirkungsquerschnitte im Maximum der breiten 1^- -Resonanz. Der von Ouellet et al. angegebene Wert ist ein Mittelwert aus anderen Experimenten.

Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Extrapolationswerte sind innerhalb der Fehlerbereiche mit den Ergebnissen von Metcalfe [Met03] konsistent. Die von Metcalfe angegebenen S -Faktoren basieren auf asteroseismologischen Untersuchungen der Weißen Zwerge GD 358 und CBS 114. Der S -Faktor hängt in diesem Fall stark vom verwendeten Sternmodell ab [Met02, Fon02, Str03]. Diese Modellabhängigkeit wurde bei der Angabe der Fehlergrenzen allerdings nicht berücksichtigt.

Auch mit den 2002 publizierten Ergebnissen von Kunz et al. [Kun02a] und Tischhauser et al. [Tis02] besteht Übereinstimmung im Rahmen der Fehlerbereiche, wobei die R -Matrix-Analyse der neuen Daten für einen höheren $S_{E2}(300 \text{ keV})$ -Wert spricht als den von Tischhauser et al. bestimmten. Die von Braizinha et al. [Bra01] veröffentlichten Extrapolationswerte können nicht bestätigt werden. Im Fall des $E1$ -Anteils liegt diesen Werten ein Hybrid-Modell zugrunde, das den R -Matrix-Formalismus mit einem Potentialmodell kombiniert; im Fall des $E2$ -Anteils ein „Coupled Channels“ Ansatz. Ebenso wenig kann der niedrige Wert für $S_{E2}(300 \text{ keV})$ von Buchmann et al. [Buc01b] bestätigt werden. Dieser basiert auf Messungen der elastischen α -Streuung an ^{12}C . Da Aussagen über die Interferenzstruktur ausschließlich durch elastische α -Streudaten nicht möglich sind, ist insbesondere die kleine Fehlerangabe kritisch zu sehen.

Als Extrapolationswert $S_{\text{kask}} = 4 (4) \text{ keV b}$ für den durch Kaskadenübergänge bedingten Anteil des S -Faktors wurde das Ergebnis von Kunz et al. [Kun02a] übernommen, und nicht der höhere Wert 16 keV b , der in [Buc96a, Bru99, Tis02] angegeben wird. Letztendlich basieren alle diese Angaben auf groben Abschätzungen des Kaskadenanteils von Redder et al. [Red87] und Descouvemont [Des93].

Weitere Experimente sind im Energiebereich $E_{\text{c.m.}} = 3\text{--}7 \text{ MeV}$ notwendig, denn dort liegen noch keine direkten Messungen vor. Wirkungsquerschnittsmessungen dort würden zusätzliche wichtige Informationen über die Inter-

ferenzstruktur, insbesondere des $E2$ -Anteils, liefern. Für diese Arbeit mußten die Daten für Resonanzen in diesem Energiebereich der Literatur [Til93] entnommen werden, wodurch Interferenzen möglicherweise nicht die richtige Berücksichtigung finden konnten. Eine genauere Extrapolation in den stellaren Energiebereich erfordert darüberhinaus neue Meßdaten mit guter Statistik zwischen $E_{c.m.} = 1 \text{ MeV}$ und 1.5 MeV , um den Verlauf des S -Faktors dort genauer festlegen zu können. Meßpunkte bei noch tieferen Energien sind zwangsläufig mit höheren Unsicherheiten behaftet und tragen deshalb nicht unbedingt zu einer wirklichen Verbesserung der Extrapolation bei. In jedem Fall müssen die verschiedenen Multipolaritäten getrennt voneinander behandelt werden. Eine Extrapolation des totalen Wirkungsquerschnitts läßt keine Rückschlüsse über die Interferenzstruktur zu, sondern verdeckt mögliche Interferenzen sogar gegebenenfalls.

Allerdings könnte die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts Hinweise über das Vorhandensein und die Stärke des eventuell vorhandenen Monopolübergangs liefern. Dafür müßte der Wirkungsquerschnitt durch Differenzen der Ergebnisse aus Experimenten zum Nachweis der ^{16}O -Rückstoßkerne und Experimenten zum Nachweis der γ -Quanten ermittelt werden. Dies wäre zwangsläufig mit großen Unsicherheiten verbunden. Nach derzeitigem Kenntnisstand stellt es aber die einzige experimentelle Möglichkeit dar, Informationen über den Monopol-Anteil zu erhalten. Theoretische Untersuchungen zu diesem Punkt sind deshalb wünschenswert.

5.2.2 Thermonukleare Reaktionsraten

Einen Vergleich der neu bestimmten thermonuklearen Reaktionsrate mit den Raten von Buchmann et al. [Buc96a], der NACRE-Kompilation [Ang99] und Kunz et al. [Kun02a] zeigen die Abbildungen 5.6 und 5.7.

Mit der Rate von Buchmann et al. besteht im Bereich des Heliumbrennens eine sehr gute Übereinstimmung. Unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen gilt dies auch im gesamten Temperaturbereich, der sich für die Buchmann-Rate allerdings nur von $T_9 = 0.03$ bis $T_9 = 2$ erstreckt. Die relative Unsicherheit der Reaktionsrate konnte durch die neuen Experimente für diese Temperaturen etwa um einen Faktor drei verringert werden.

Im Vergleich zur Rate der NACRE-Kompilation, die für $0.06 \leq T_9 \leq 10$ Gültigkeit besitzt, fällt vor allem der abweichende Verlauf bei hohen Temperaturen auf, was darauf zurückzuführen ist, daß in der NACRE-Kompilation für Energien oberhalb von $E_{c.m.} = 3 \text{ MeV}$ keine Interferenzen berücksichtigt wurden. Statt mit Hilfe der R -Matrix-Theorie wurden Resonanzen dort lediglich durch Breit-Wigner-Kurven beschrieben. Im Temperaturbereich des Heliumbrennens ist die neue Rate etwa 20% kleiner, aber innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit der NACRE-Reaktionsrate. Auch hier konnte die relative Unsicherheit deutlich reduziert werden.

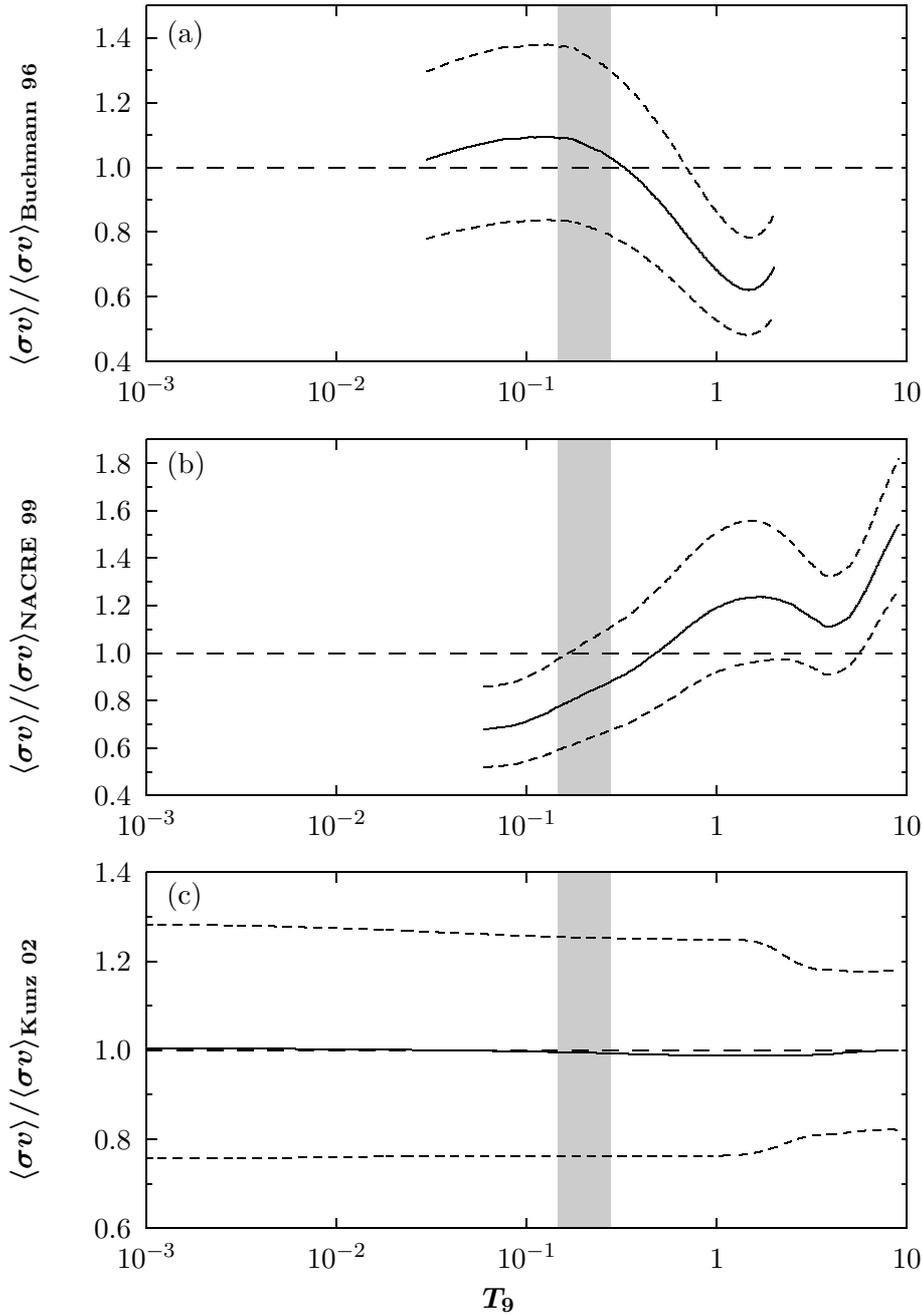


Abbildung 5.6: Vergleich der neu bestimmten Reaktionsrate mit den Raten von Buchmann et al. [Buc96a] (a) und der NACRE-Kollaboration [Ang99] (b) sowie der im Vorgängerexperiment ermittelten Rate von Kunz et al. [Kun02a] (c). Die empfohlene Rate (durchgezogen) und die minimalen und maximalen Raten (gestrichelt) sind jeweils auf die empfohlene Rate der entsprechenden Publikation bezogen. Der für das Heliumbrennen relevante Temperaturbereich ist schattiert dargestellt.

Die Übereinstimmung mit der Rate von Kunz et al. ist im gesamten Temperaturbereich $0.001 \leq T_9 \leq 10$ hervorragend. Abweichungen bewegen sich

im Bereich von wenigen Prozent. Hier kommen die sehr ähnlichen experimentellen Bedingungen, die den beiden Reaktionsraten zugrundeliegen, die weitgehend gleichen Analysemethoden und die Einbeziehung des Datensatzes von Kunz et al. in die Bestimmung der neuen Rate zum Tragen. Der Fehlerbereich der Reaktionsrate konnte, mit Ausnahme der Temperaturen oberhalb $T_9 \approx 2$, im gesamten Temperaturbereich weiter reduziert werden – insbesondere im Bereich des Heliumbrennens, wo die relative Unsicherheit statt 30 % nun nur noch 25 % beträgt.

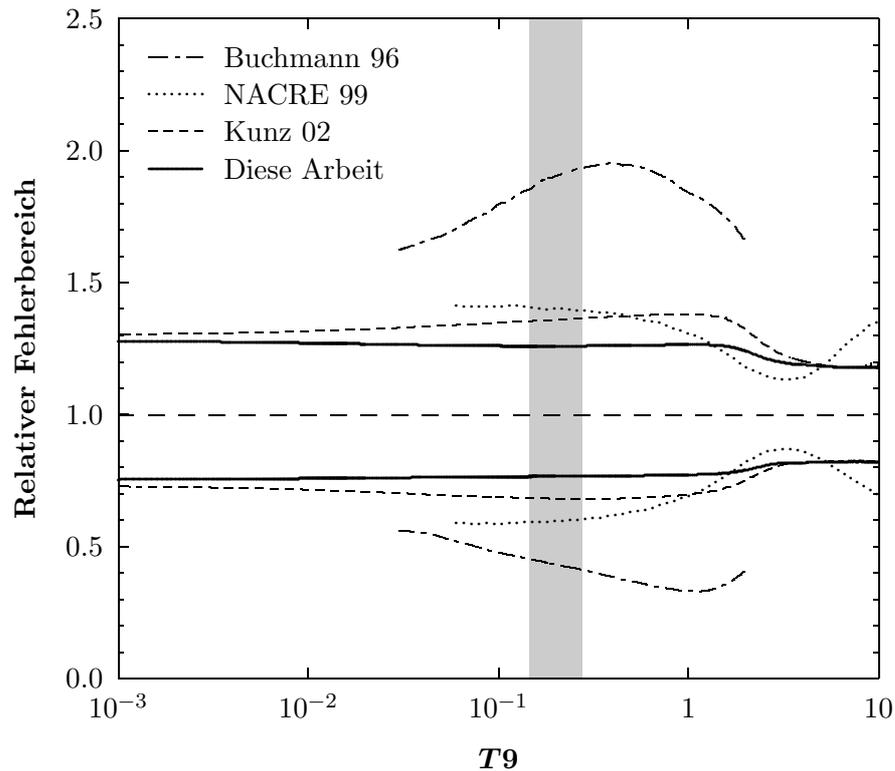


Abbildung 5.7: Fehlerbereich der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate und die Fehlerbereiche der Reaktionsraten von Buchmann et al. [Buc96b], der NACRE-Kollaboration [Ang99] und von Kunz et al. [Kun02a]. Die Fehlerbereiche geben jeweils das Verhältnis zwischen den minimalen und maximalen Raten und der entsprechenden empfohlenen Rate an. Der beim Heliumbrennen entscheidende Temperaturbereich ist auch hier schattiert dargestellt.

5.2.3 Zusammenfassung

Durch Messungen von γ -Winkelverteilungen in zwei neuen Experimenten mit optimierten experimentellen Aufbauten ist es gelungen, die maßgeblichen $E1$ - und $E2$ -Anteile des Wirkungsquerschnitts für die Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich zu separieren. Die R -Matrix-Analyse lieferte neue Informationen über die Interferenzstruktur, so daß ein großer Teil möglicher Interferenzkombinationen nun ausgeschlossen werden kann.

Die Ergebnisse des Vorgängerexperiments von Kunz et al. [Kun02a] konnten bestätigt, und die Fehlergrenzen weiter verringert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nicht nur der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ bei der bislang tiefsten Energie vermessen, sondern auch die thermonukleare Reaktionsrate der wichtigsten Schlüsselreaktion der Astrophysik mit einer relativen Unsicherheit von 25 % genauer bestimmt als es jemals zuvor möglich war. Deshalb dürfte die neue Reaktionsrate für einen Teil der Stern-Modelle bereits ausreichen, zumal wenn man bedenkt, daß es einige Modell-Codes gibt, die noch mit einer aus heutiger Sicht völlig überholten $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktionsrate arbeiten. Die gewünschte Genauigkeit von 10 % erfordert eine nochmals deutlich gesteigerte Meßempfindlichkeit, was durch ein Detektorarray mit zehnfach höherer Nachweiswahrscheinlichkeit zu realisieren wäre.

Anhang A

Targetprofile

Im folgenden sind die Targetprofile für die beim Drehtisch-Experiment verwendeten Targets *nach* den Winkelverteilungsmessungen abgebildet.

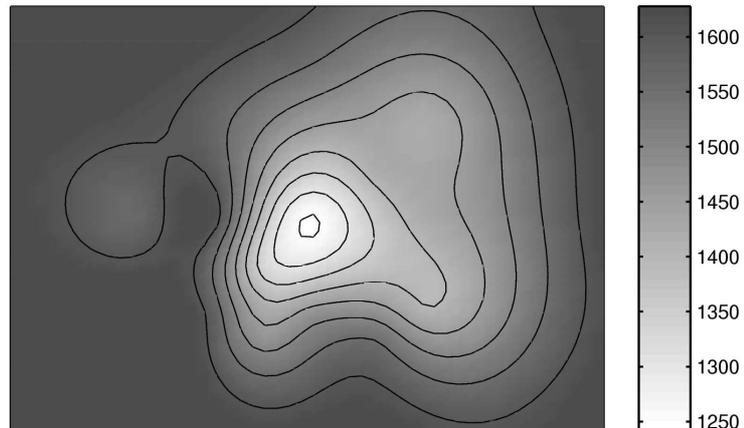


Abbildung A.1: Target O-3: Effektive Anfangs-Targetbelegung $1630 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1450 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 11 %.

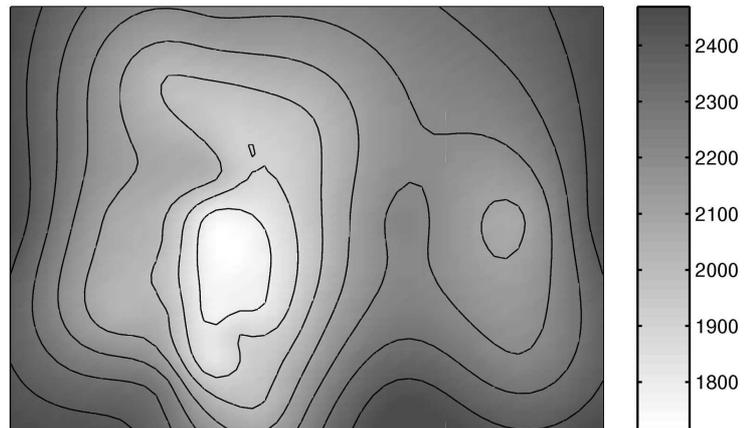


Abbildung A.2: Target O-4: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2470 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $2080 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 16 %.

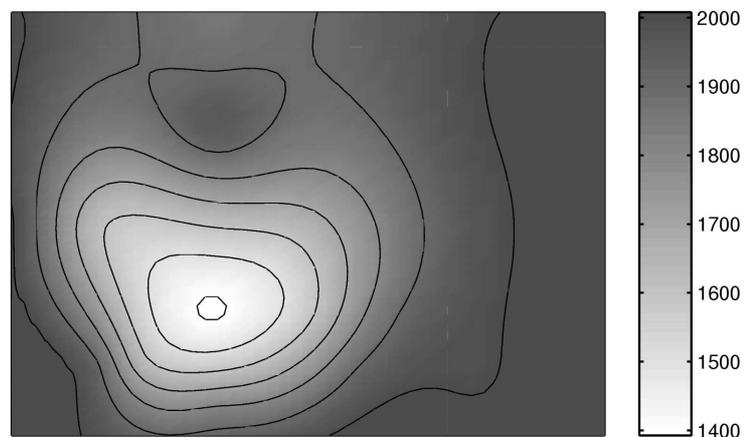


Abbildung A.3: Target O-5: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2010 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1690 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 16 %.

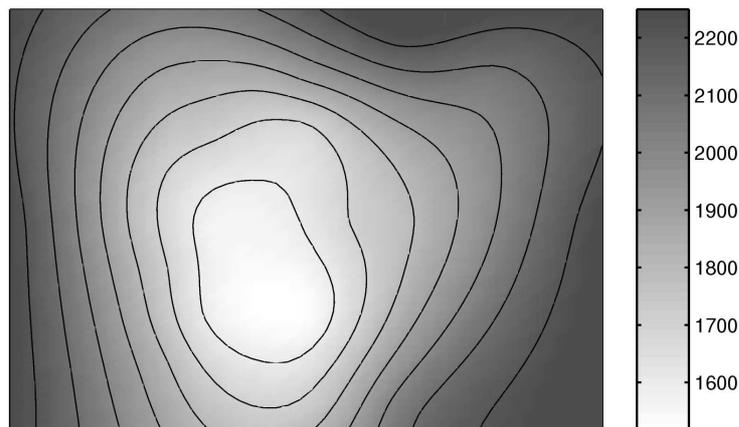


Abbildung A.4: Target O-6: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2250 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1790 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 20 %.

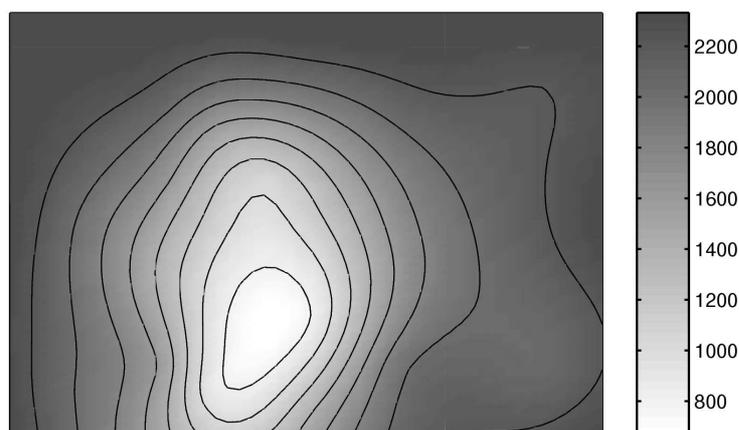


Abbildung A.5: Target O-7: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2330 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1400 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 40 %.

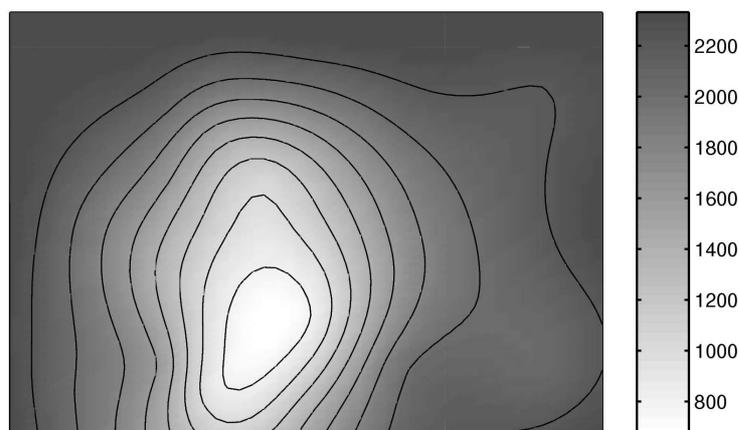


Abbildung A.6: Target O-8: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2290 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1520 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 33 %.

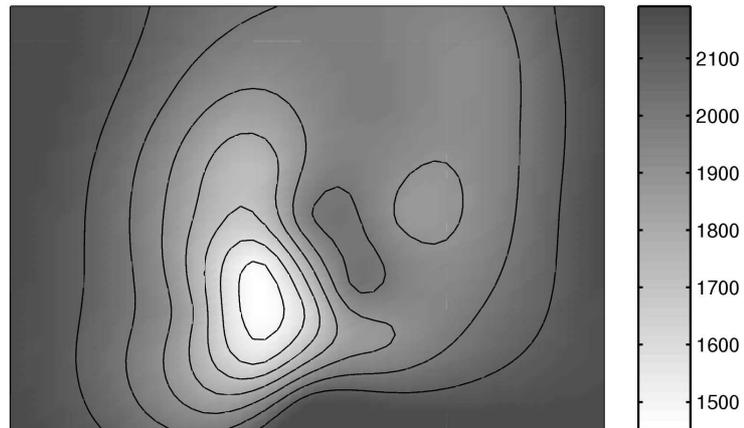


Abbildung A.7: Target O-9: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2190 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1870 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 14 %.

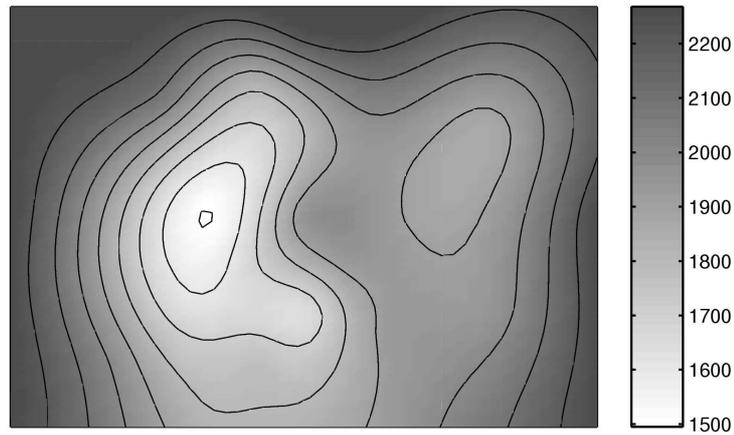


Abbildung A.8: Target O-10: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2270 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1850 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 18 %.

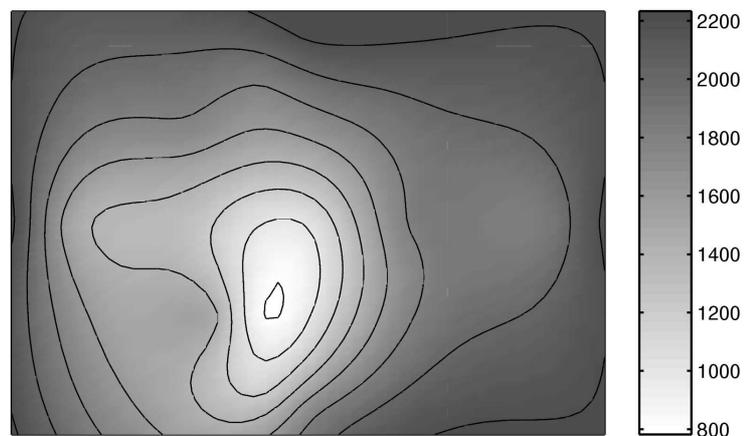


Abbildung A.9: Target O-11: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2230 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1510 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 32 %.

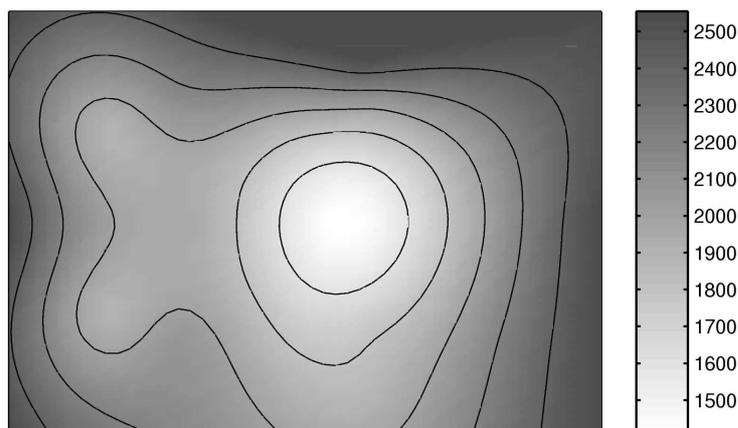


Abbildung A.10: Target O-12: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2550 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1920 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 25 %.

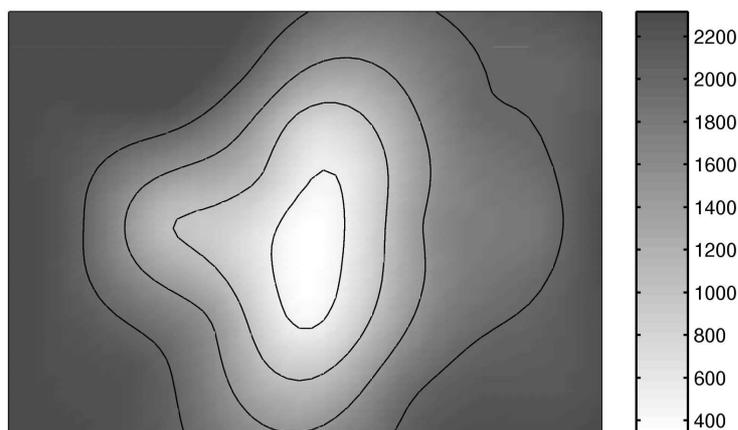


Abbildung A.11: Target O-13: Effektive Anfangs-Targetbelegung $2320 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $1220 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 47 %.

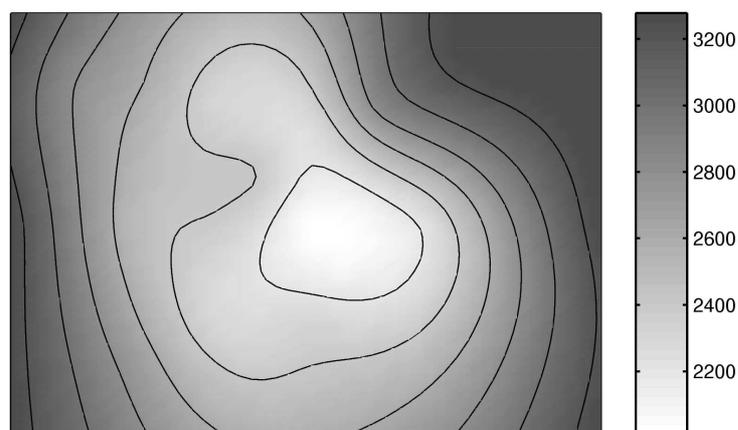


Abbildung A.12: Target O-14: Effektive Anfangs-Targetbelegung $3280 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, effektive End-Targetbelegung $2480 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, Targetabbrand 24 %.

Anhang B

Nachweiswahrscheinlichkeit

Die im folgenden gezeigten Daten zur Bestimmung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden durch den Ausdruck

$$\varepsilon(E_\gamma) = a (\exp(-m E_\gamma) + b) \quad (\text{B.1})$$

beschrieben. Die ermittelten Fitparameter sind in den Tabellen B.1 und B.2 zusammengestellt.

B.1 EUROGAM-Array-Experiment

Det.	a	m	b
1	$2.09 (03) \times 10^{-3}$	$3.71 (10) \times 10^{-4}$	$8.10 (117) \times 10^{-2}$
2	$1.95 (27) \times 10^{-4}$	$2.05 (03) \times 10^{-4}$	$4.65 (154) \times 10^{-2}$
3	$1.60 (03) \times 10^{-3}$	$2.64 (08) \times 10^{-4}$	$4.59 (157) \times 10^{-2}$
4	$1.35 (02) \times 10^{-3}$	$2.71 (08) \times 10^{-4}$	$4.55 (148) \times 10^{-2}$
5	$4.12 (16) \times 10^{-4}$	$1.85 (01) \times 10^{-4}$	$9.97 (437) \times 10^{-2}$
6	$1.99 (04) \times 10^{-3}$	$3.66 (15) \times 10^{-4}$	$9.03 (197) \times 10^{-2}$
7	$1.40 (03) \times 10^{-3}$	$2.08 (08) \times 10^{-4}$	$9.98 (221) \times 10^{-2}$
8	$1.63 (04) \times 10^{-3}$	$2.31 (08) \times 10^{-4}$	$2.75 (198) \times 10^{-2}$
9	$1.68 (06) \times 10^{-3}$	$3.15 (23) \times 10^{-4}$	$1.04 (043) \times 10^{-1}$

Tabelle B.1: Fitparameter zur Beschreibung der Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektoren beim EUROGAM-Array-Experiment.

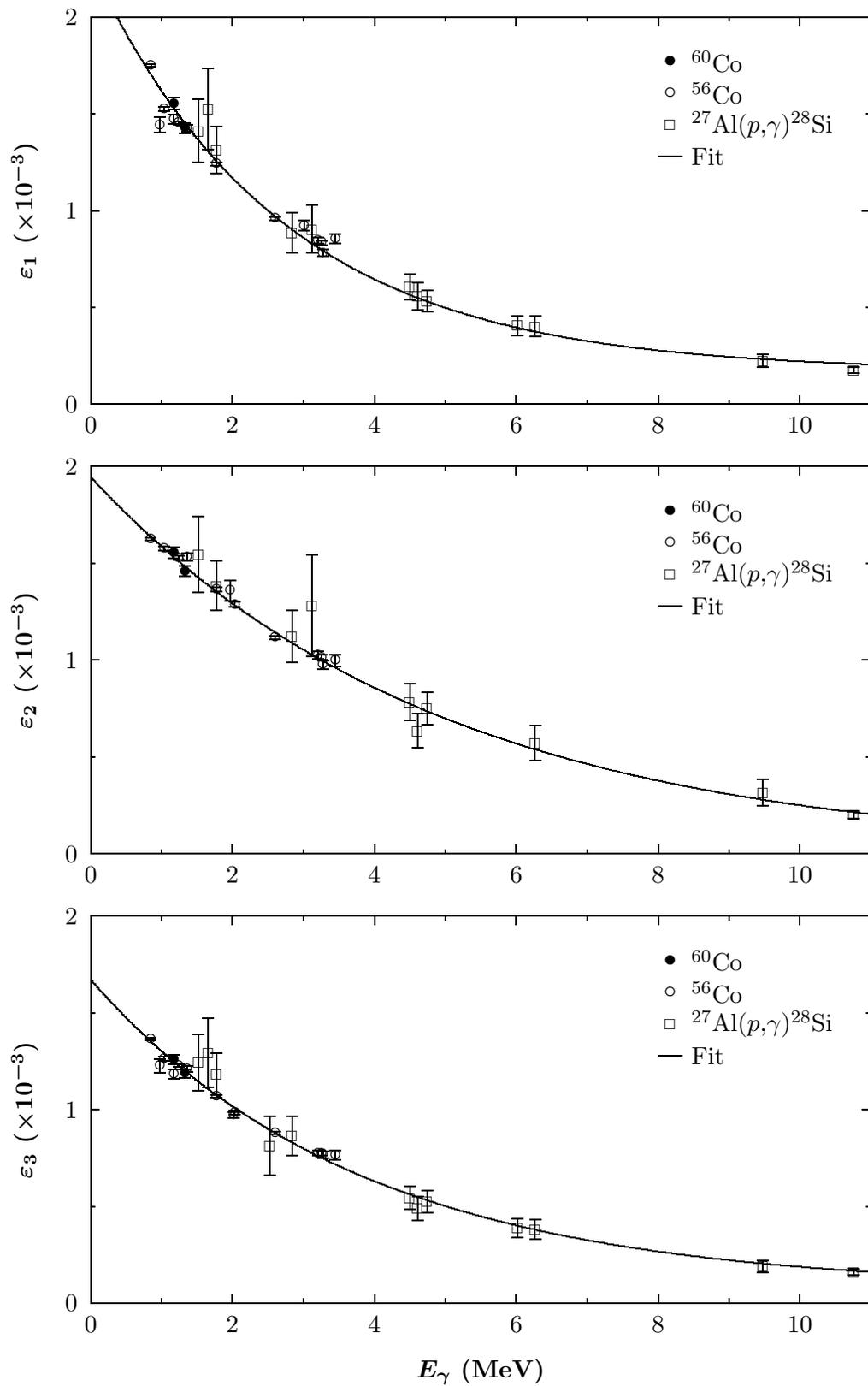


Abbildung B.1: Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren 1–3 beim EUROGAM-Array-Experiment.

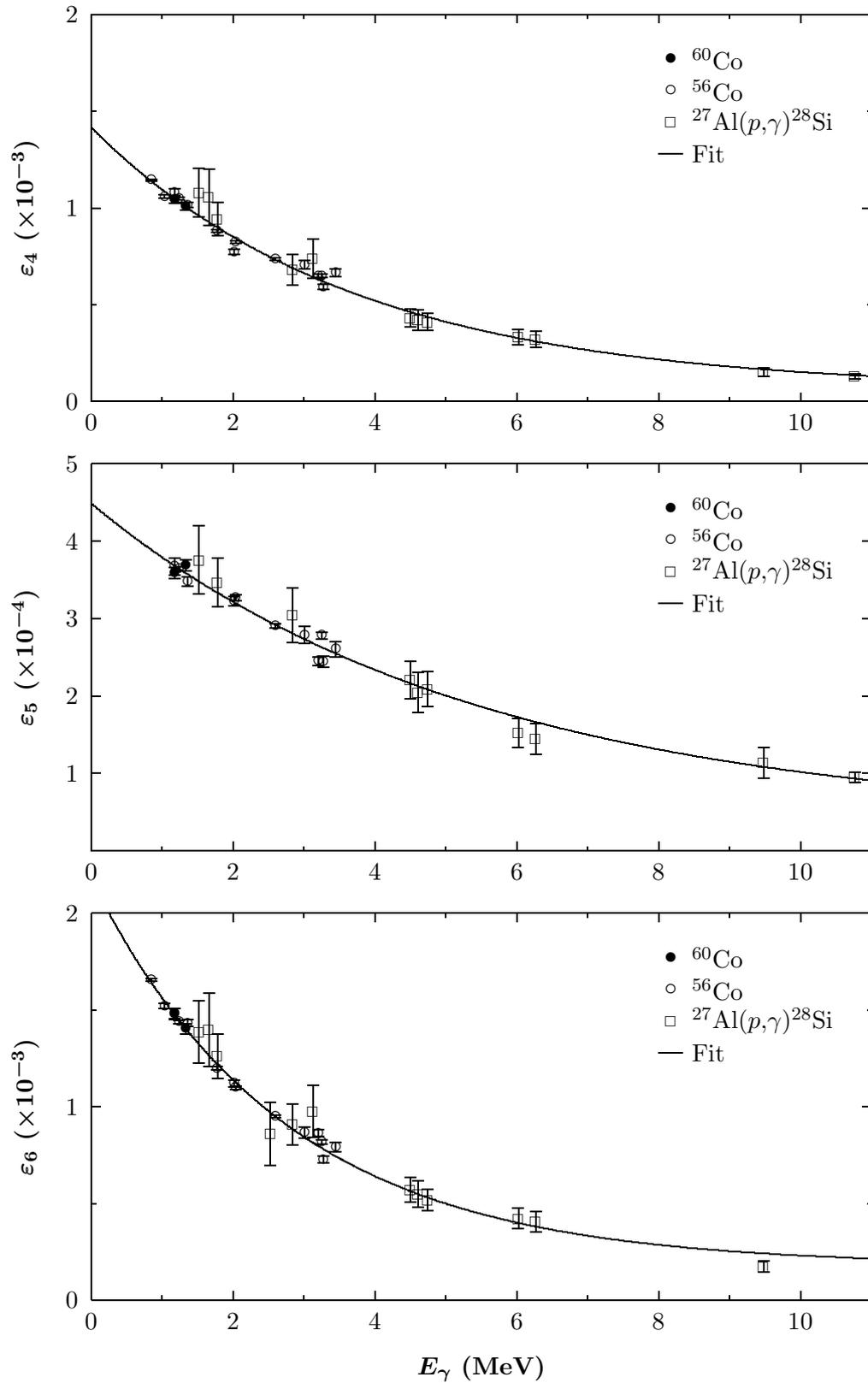


Abbildung B.2: Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren 4–6 beim EUROGAM-Array-Experiment.

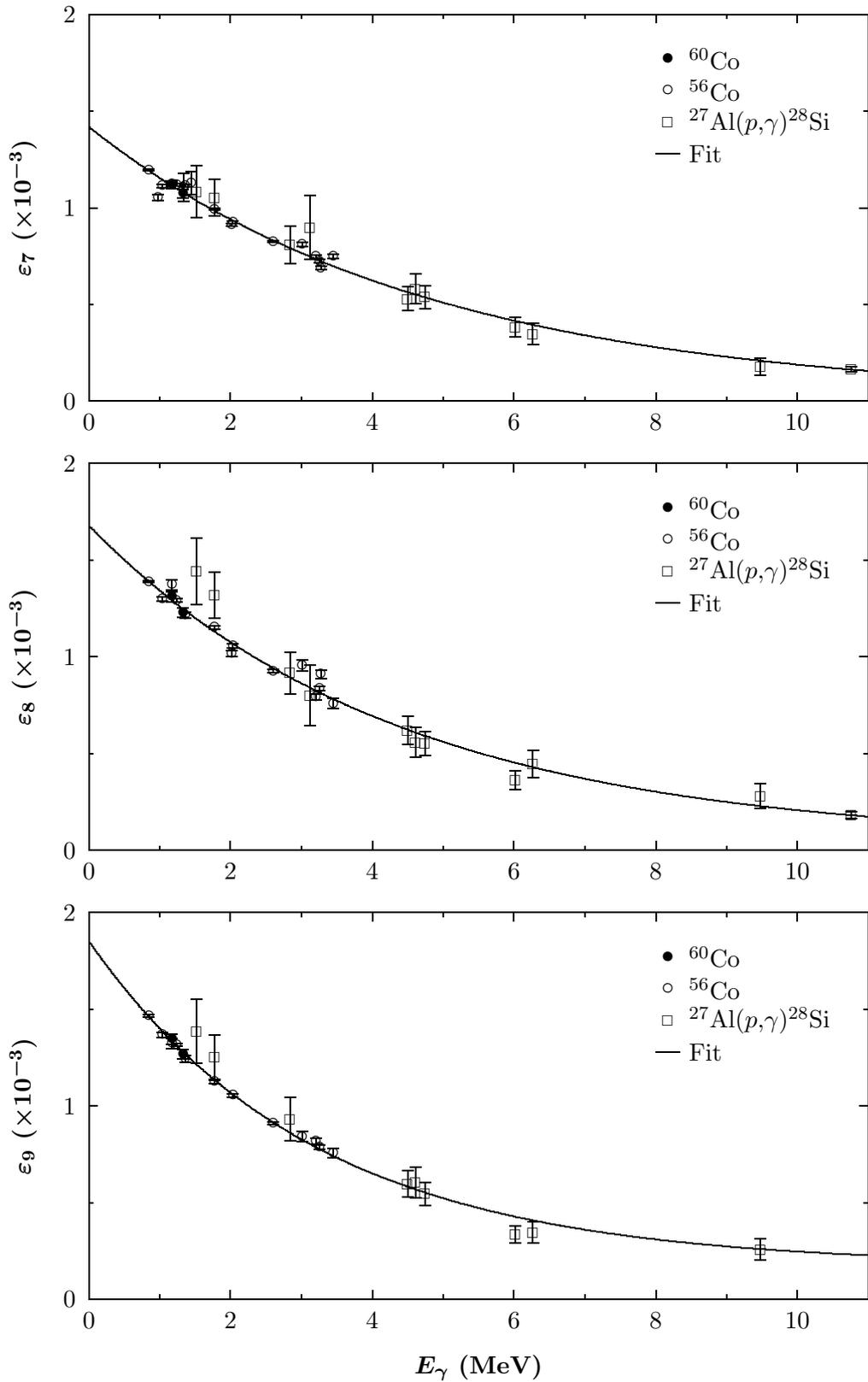


Abbildung B.3: Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren 7–9 beim EUROGAM-Array-Experiment.

B.2 Drehtisch-Experiment

Det.	Pos.	a	m	b
1	L	$5.36 (75) \times 10^{-3}$	$3.98 (16) \times 10^{-4}$	$1.44 (017) \times 10^{-1}$
1	M	$5.57 (79) \times 10^{-3}$	$4.01 (14) \times 10^{-4}$	$1.15 (014) \times 10^{-1}$
1	R	$5.15 (85) \times 10^{-3}$	$3.22 (14) \times 10^{-4}$	$1.13 (019) \times 10^{-1}$
2	L	$5.24 (76) \times 10^{-3}$	$4.95 (12) \times 10^{-4}$	$7.23 (071) \times 10^{-2}$
2	M	$4.44 (53) \times 10^{-3}$	$4.15 (12) \times 10^{-4}$	$9.98 (108) \times 10^{-2}$
2	R	$3.98 (05) \times 10^{-3}$	$3.95 (11) \times 10^{-4}$	$9.16 (112) \times 10^{-2}$
3	L	$6.00 (76) \times 10^{-3}$	$3.61 (11) \times 10^{-4}$	$8.02 (116) \times 10^{-2}$
3	M	$6.44 (78) \times 10^{-3}$	$4.03 (11) \times 10^{-4}$	$8.37 (104) \times 10^{-2}$
3	R	$6.58 (78) \times 10^{-3}$	$4.29 (13) \times 10^{-4}$	$1.03 (012) \times 10^{-1}$
4	L	$3.37 (40) \times 10^{-3}$	$4.08 (16) \times 10^{-4}$	$9.90 (109) \times 10^{-2}$
4	M	$3.53 (48) \times 10^{-3}$	$4.13 (12) \times 10^{-4}$	$8.90 (093) \times 10^{-2}$
4	R	$3.52 (45) \times 10^{-3}$	$4.11 (12) \times 10^{-4}$	$9.95 (116) \times 10^{-2}$

Tabelle B.2: Fitparameter zur Beschreibung der Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Detektoren beim Drehtisch-Experiment. Die drei Tischpositionen (L = Links, M = Mitte, R = Rechts) wurden separat behandelt.

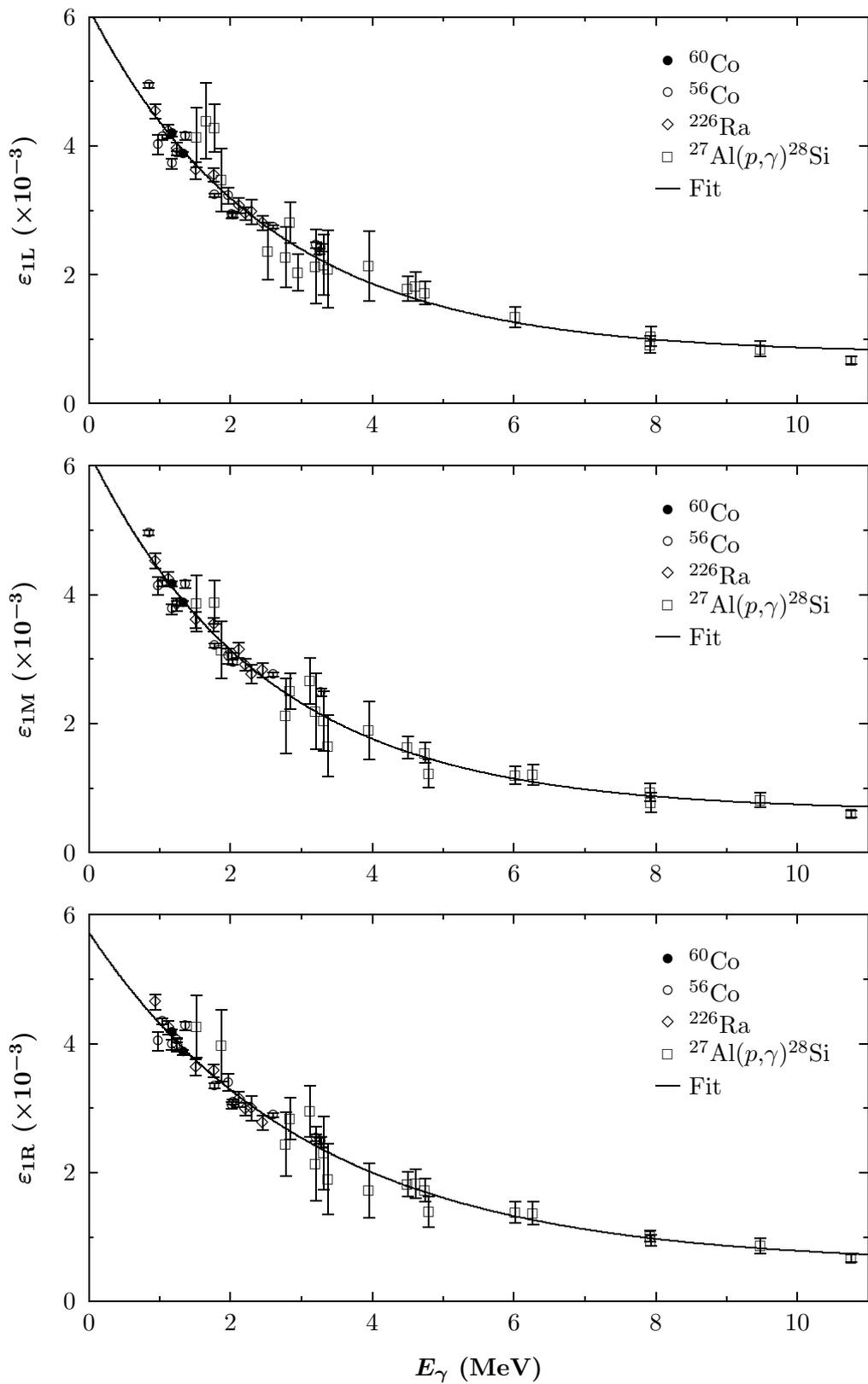


Abbildung B.4: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors 1 beim Drehtisch-Experiment für die verschiedenen Tischpositionen.

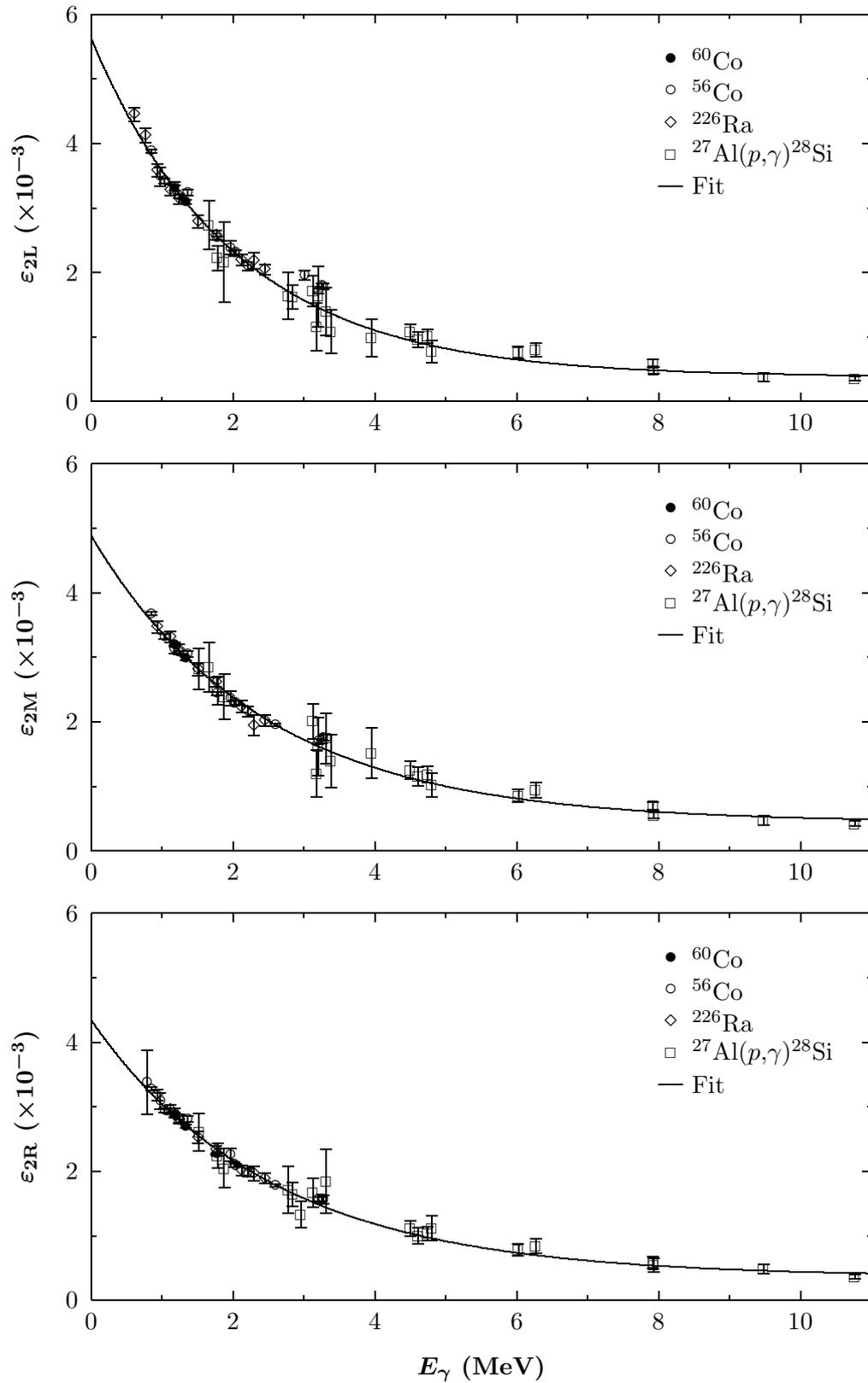


Abbildung B.5: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors 2 beim Drehtisch-Experiment für die verschiedenen Tischpositionen.

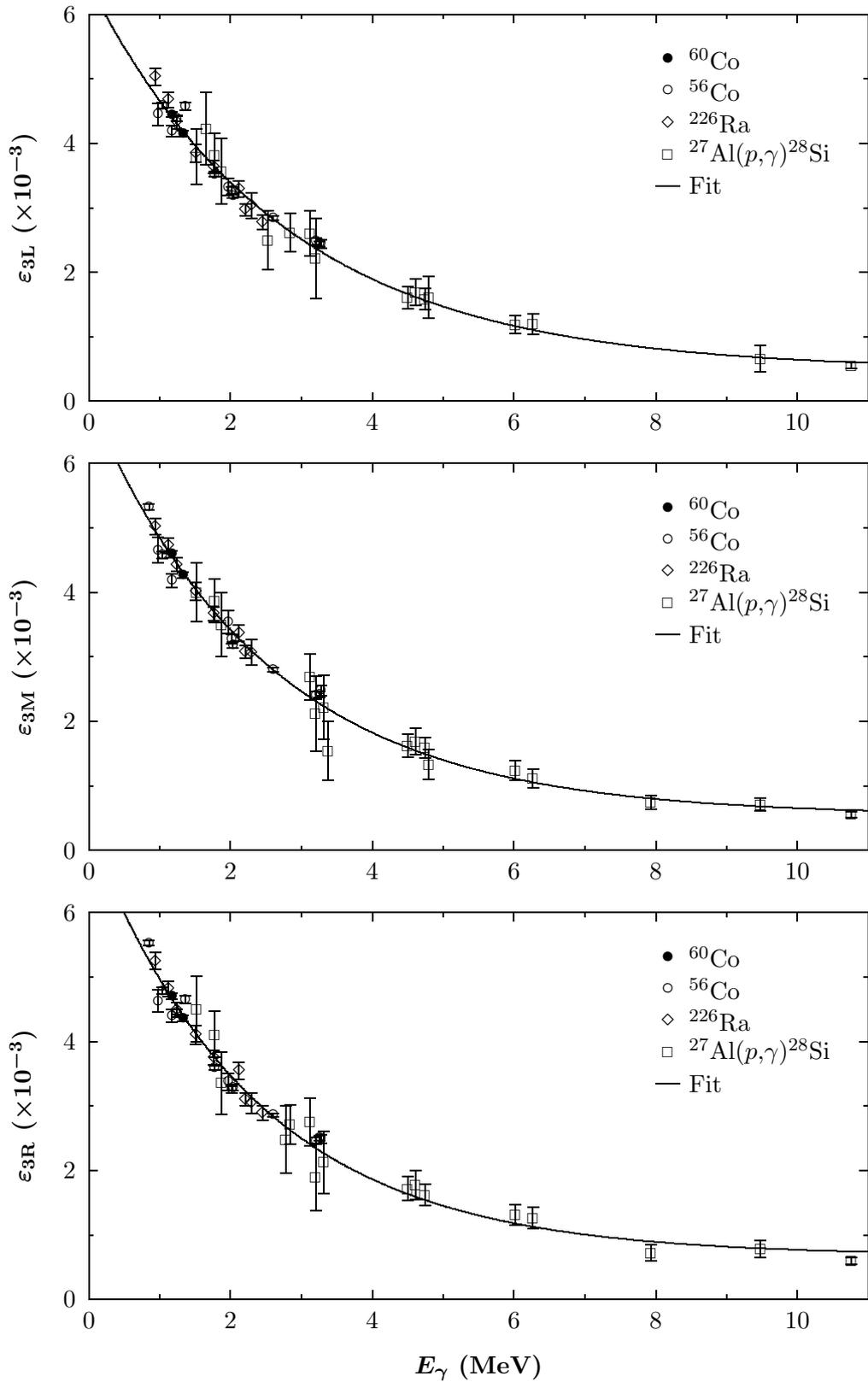


Abbildung B.6: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors 3 beim Drehtisch-Experiment für die verschiedenen Tischpositionen.

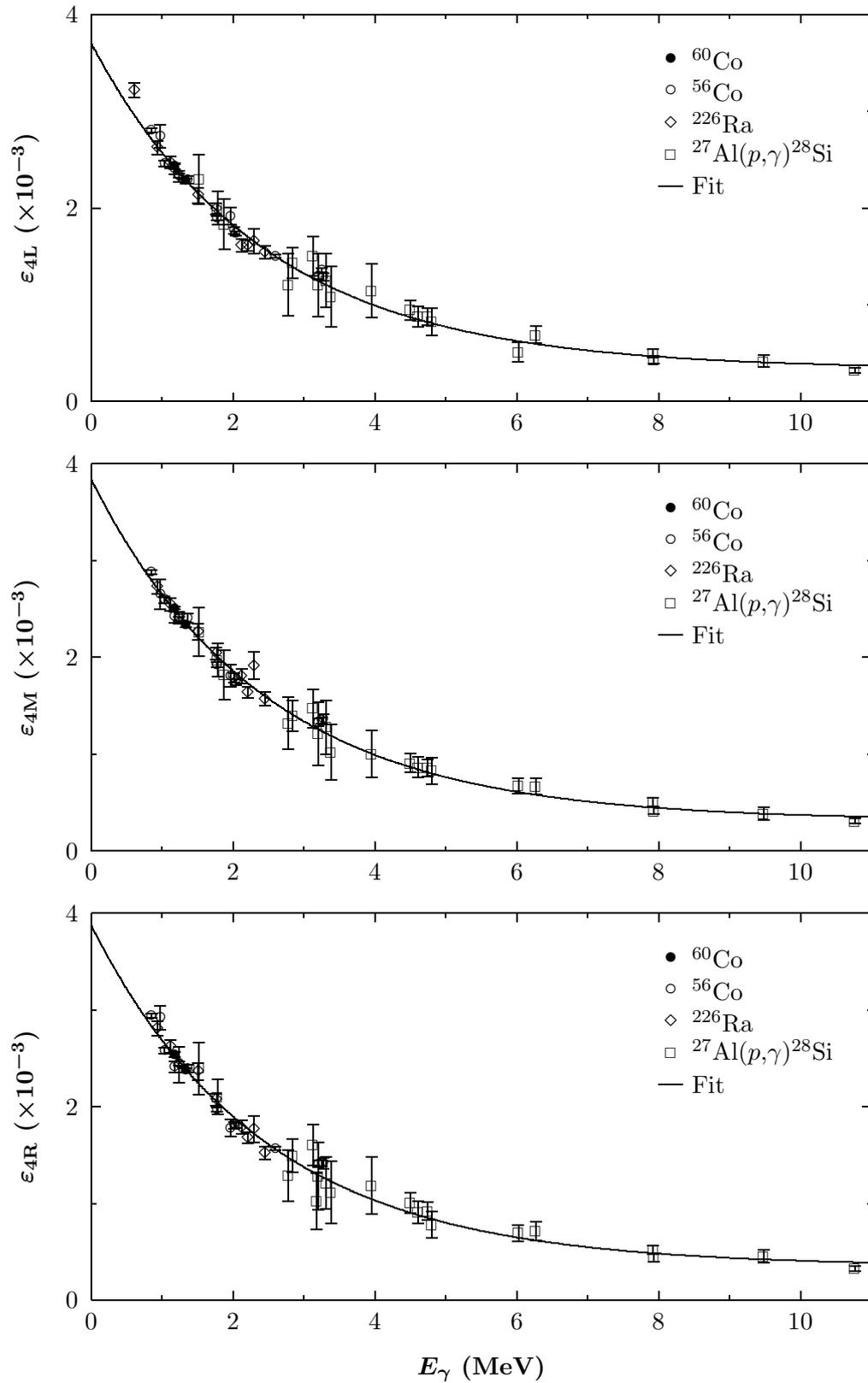


Abbildung B.7: Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors 4 beim Drehtisch-Experiment für die verschiedenen Tischpositionen.

Anhang C

Spektren

Die folgenden Abbildungen zeigen die auf der Target-Vorderseite gemessene Roh-Spektren vor der Subtraktion der entsprechenden Untergrundspektren. Die bei einigen Spektren erkennbaren Doppelpeaks aufgrund von apparativen Shifts wurden mit Hilfe von ein- bis zweistündlich durchgeführten Datensicherungen korrigiert.

C.1 EUROGAM-Array-Experiment

Von den hier gezeigten Spektren wurde vor der Analyse der Full-Energy-Peaks die mit dem reinen Goldbacking gemessenen Spektren – normiert auf die Ladung – und die natürlichen Untergrundspektren – normiert auf die Meßdauer – abgezogen.

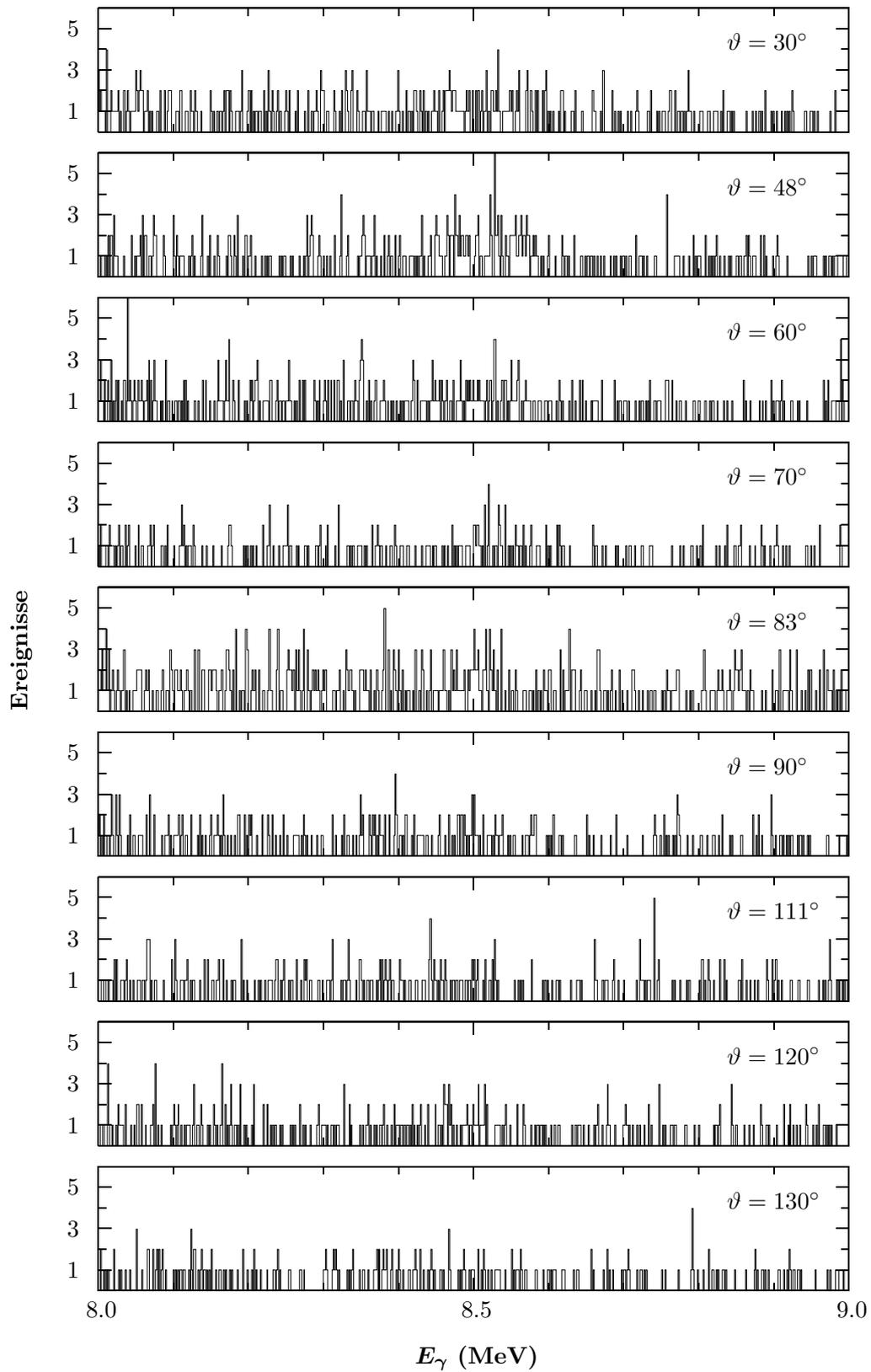


Abbildung C.1: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 1.305$ MeV.

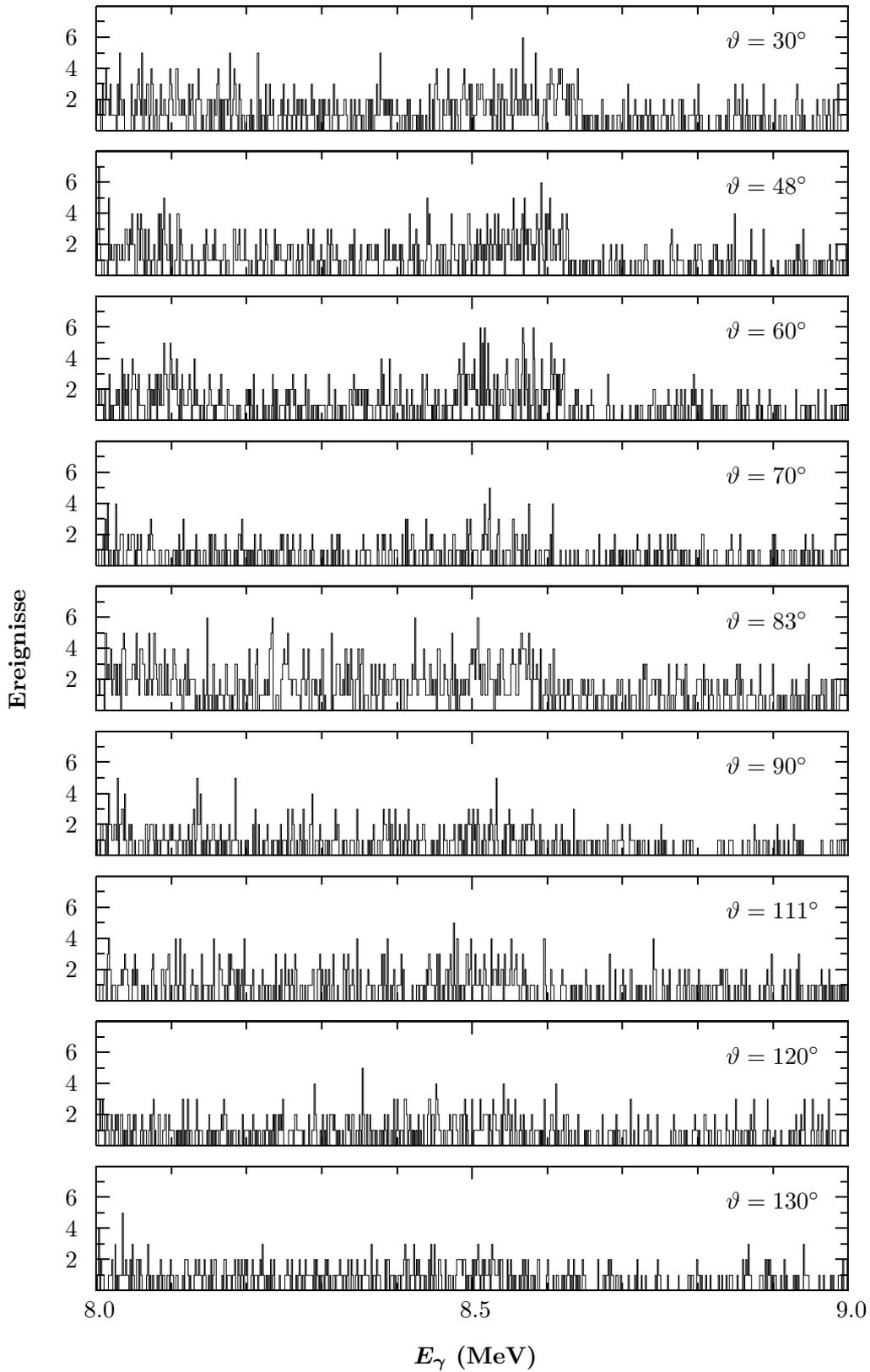


Abbildung C.2: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 1.342$ MeV.

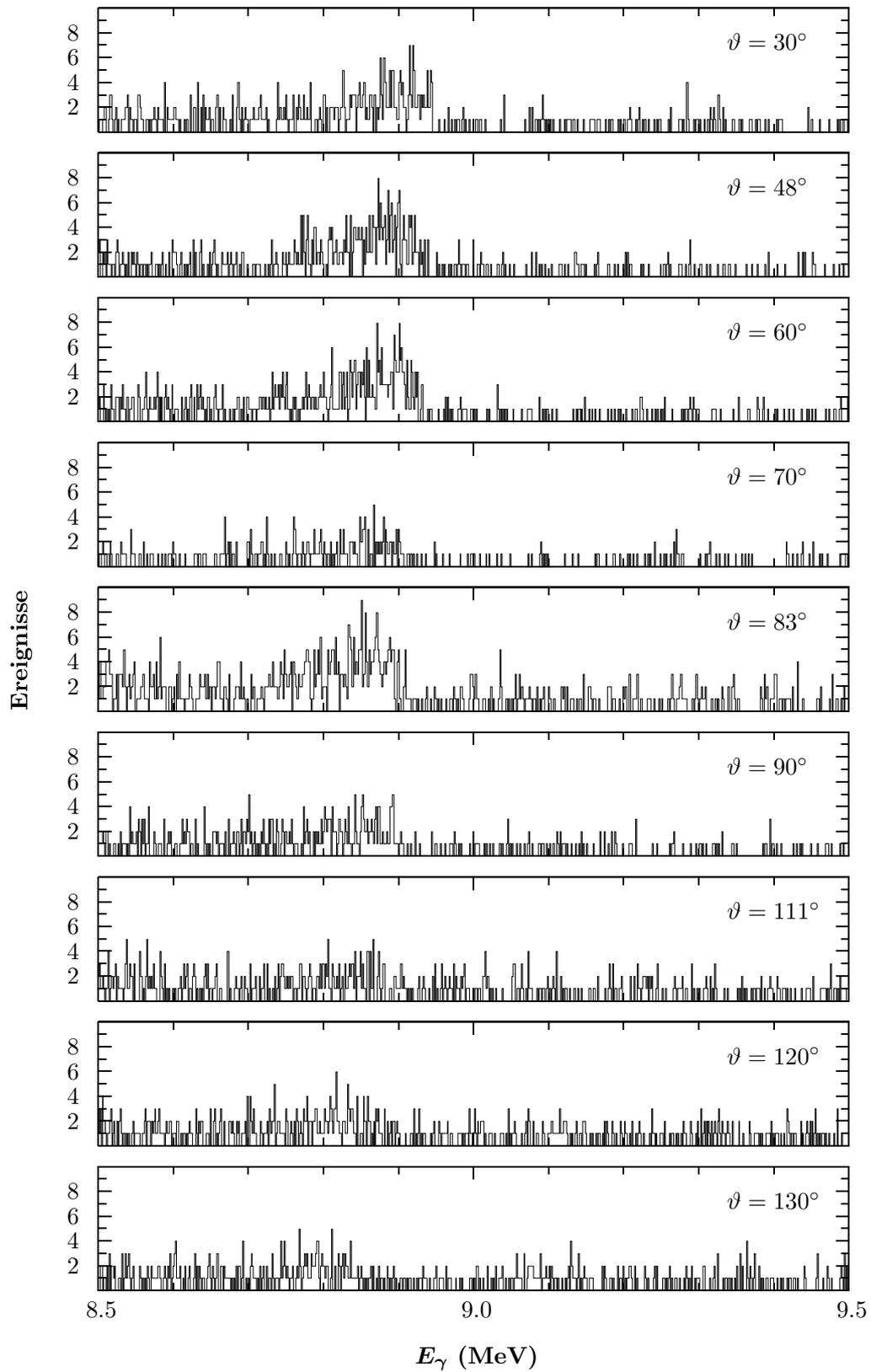


Abbildung C.3: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 1.666$ MeV.

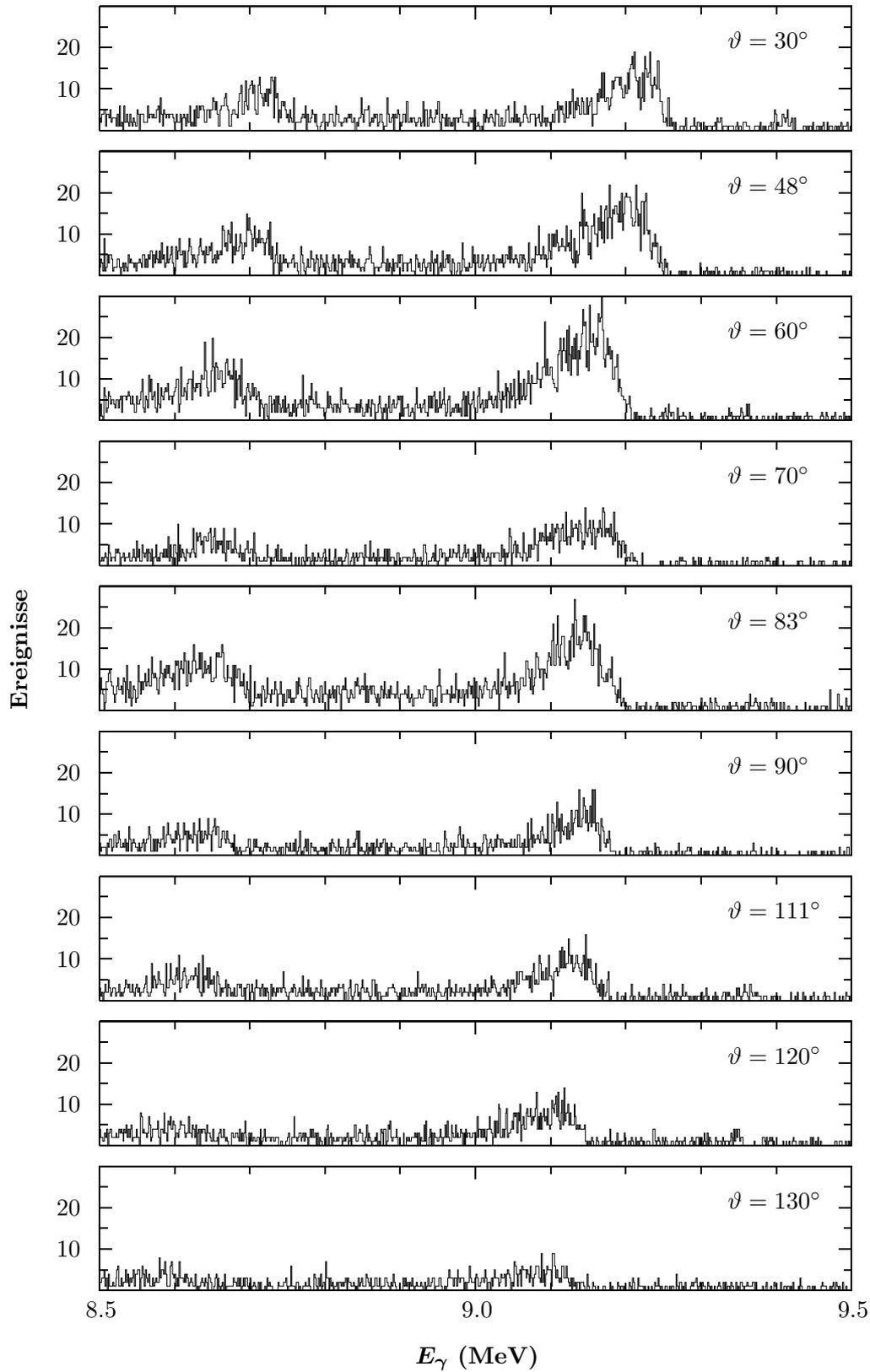


Abbildung C.4: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experimentes gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 1.965$ MeV.

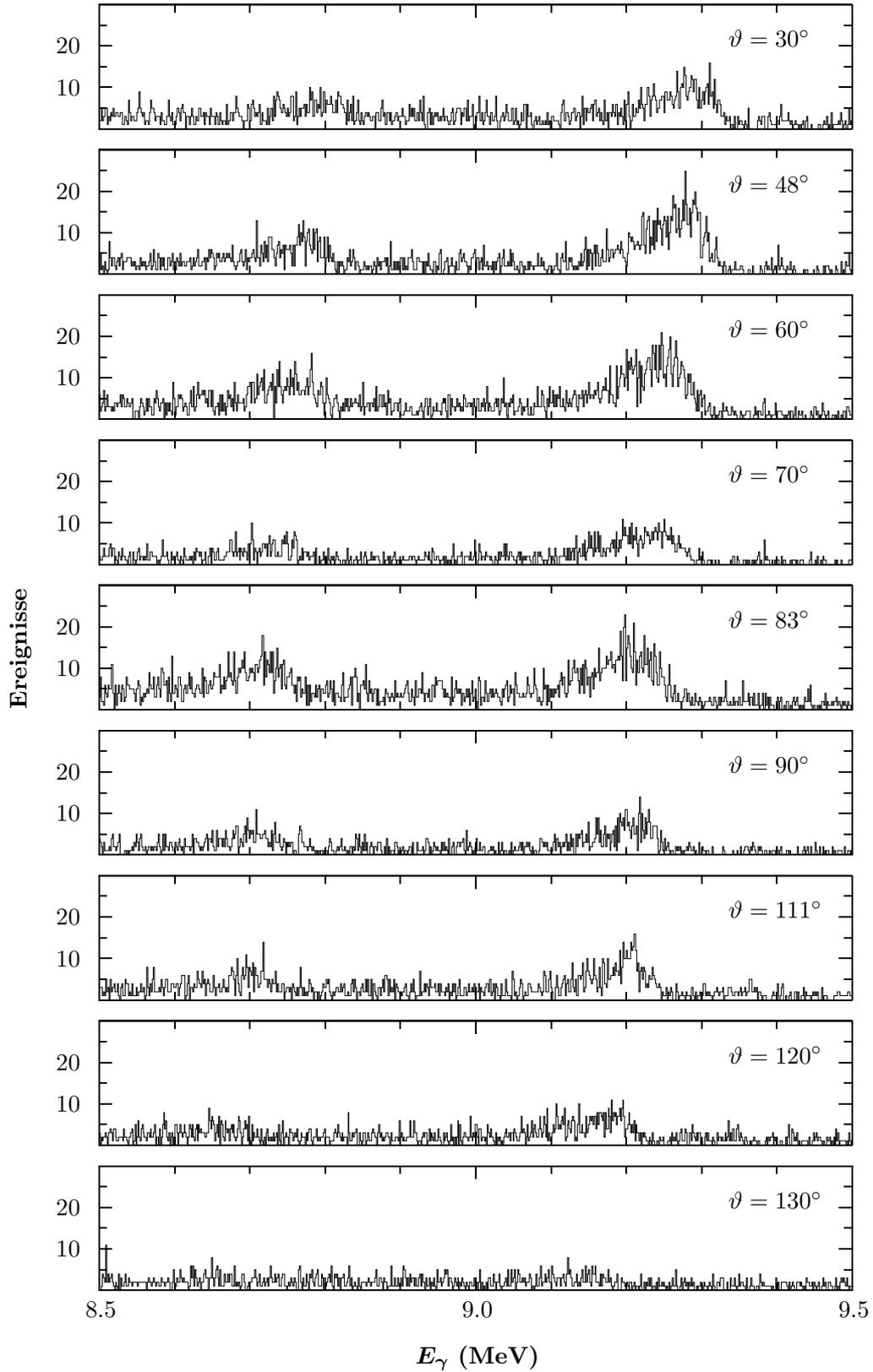


Abbildung C.5: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.040$ MeV.

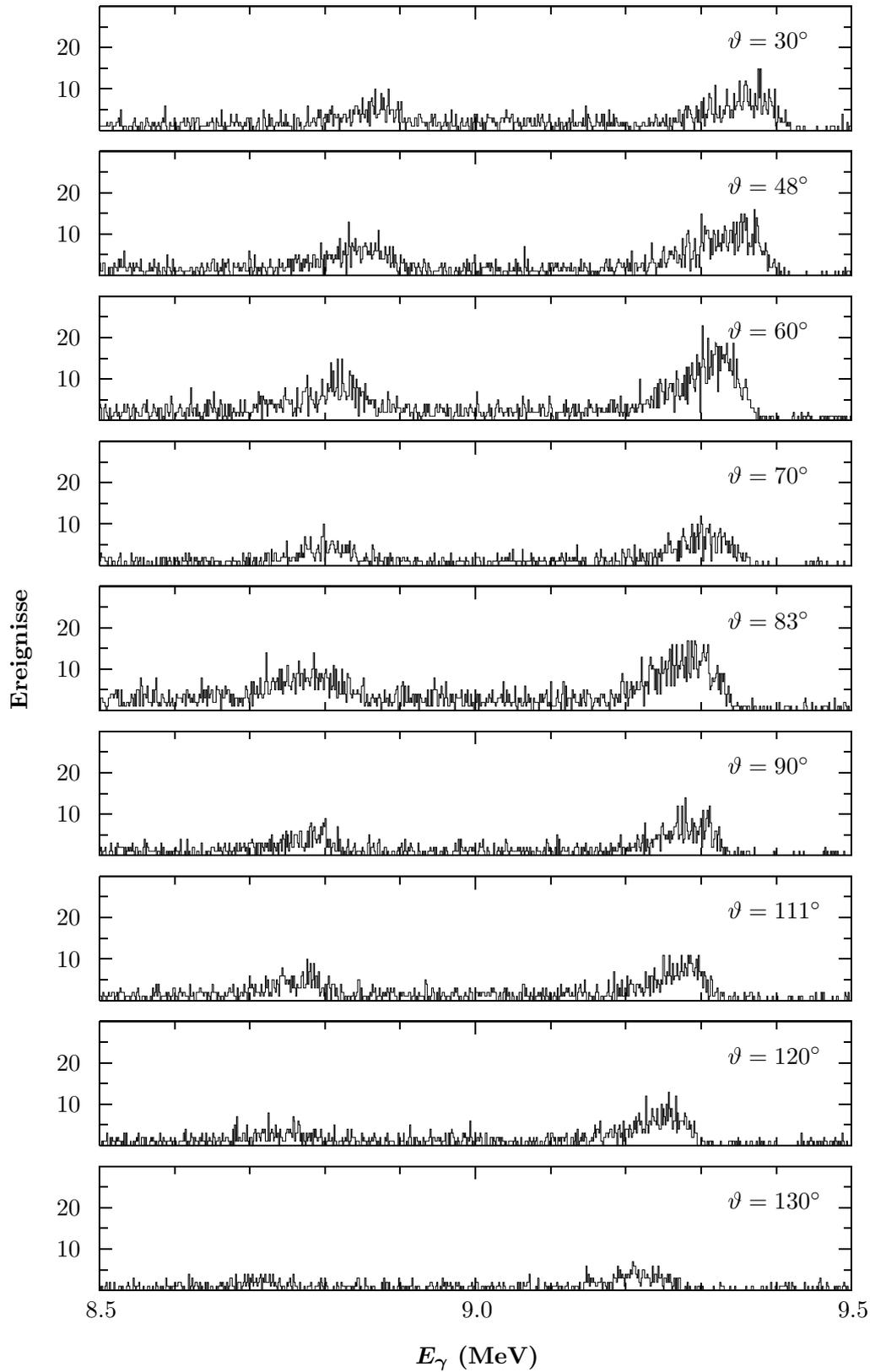


Abbildung C.6: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.116$ MeV.

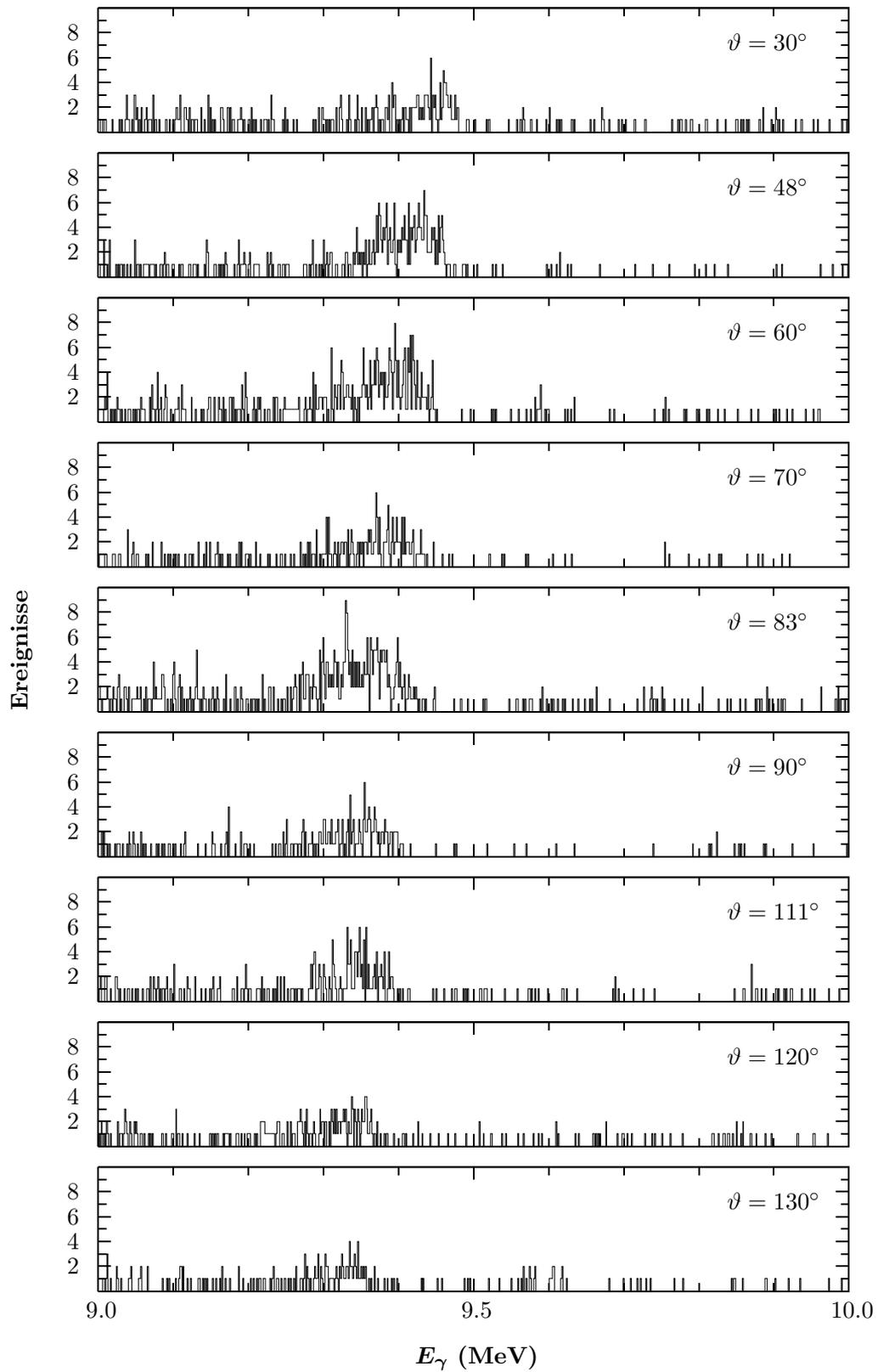


Abbildung C.7: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.192$ MeV.

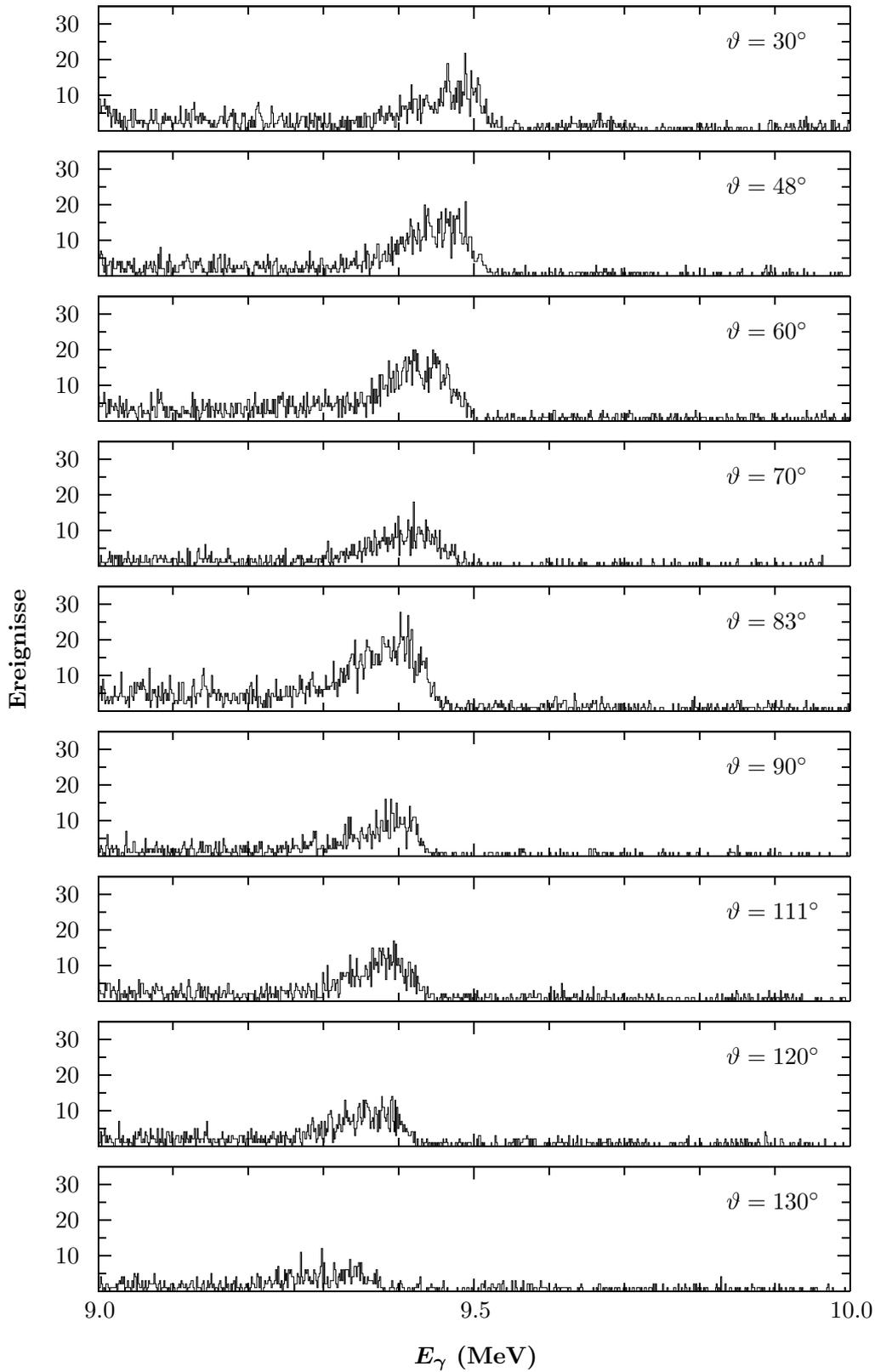


Abbildung C.8: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.267$ MeV.

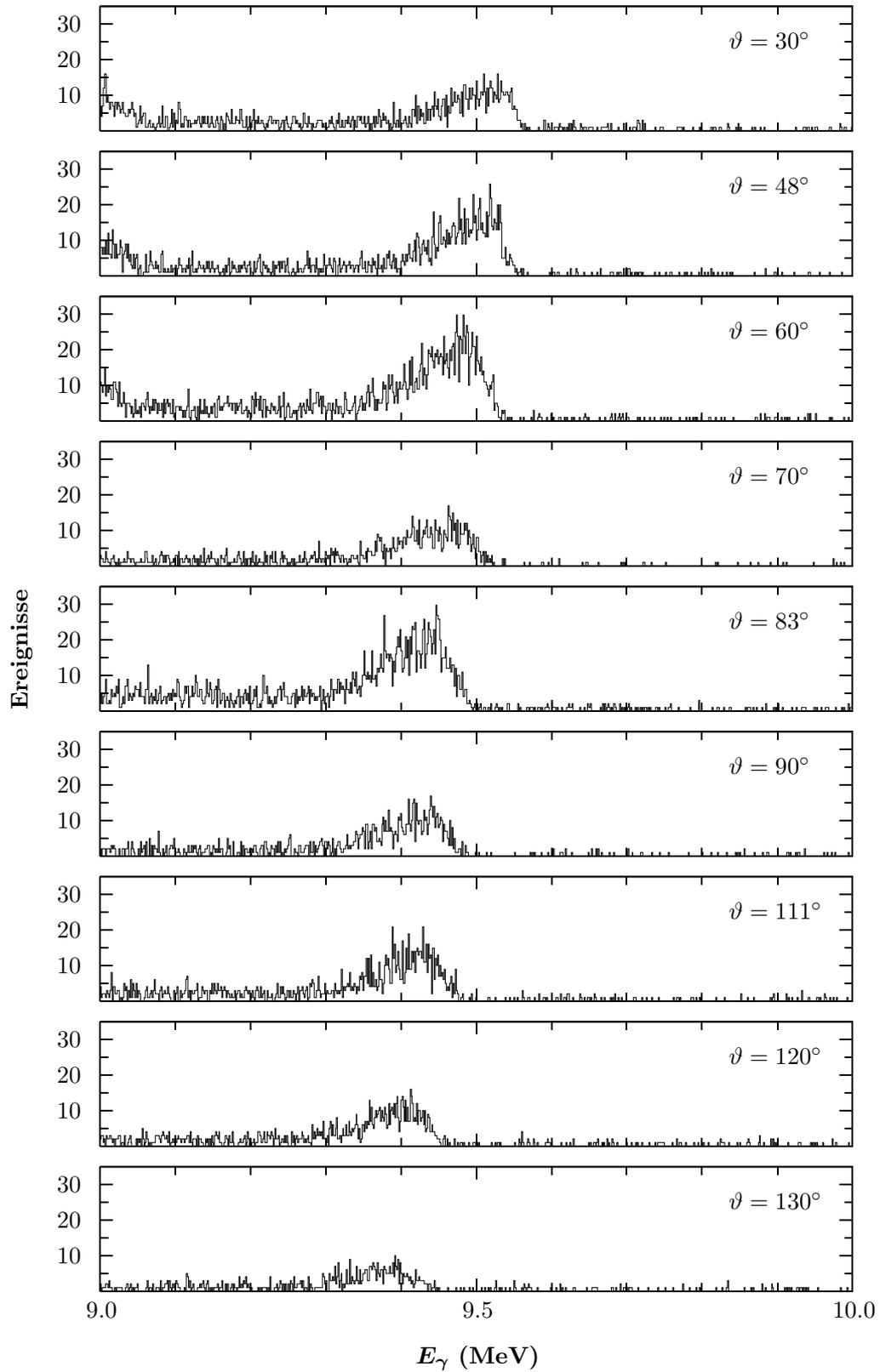


Abbildung C.9: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.230$ MeV.

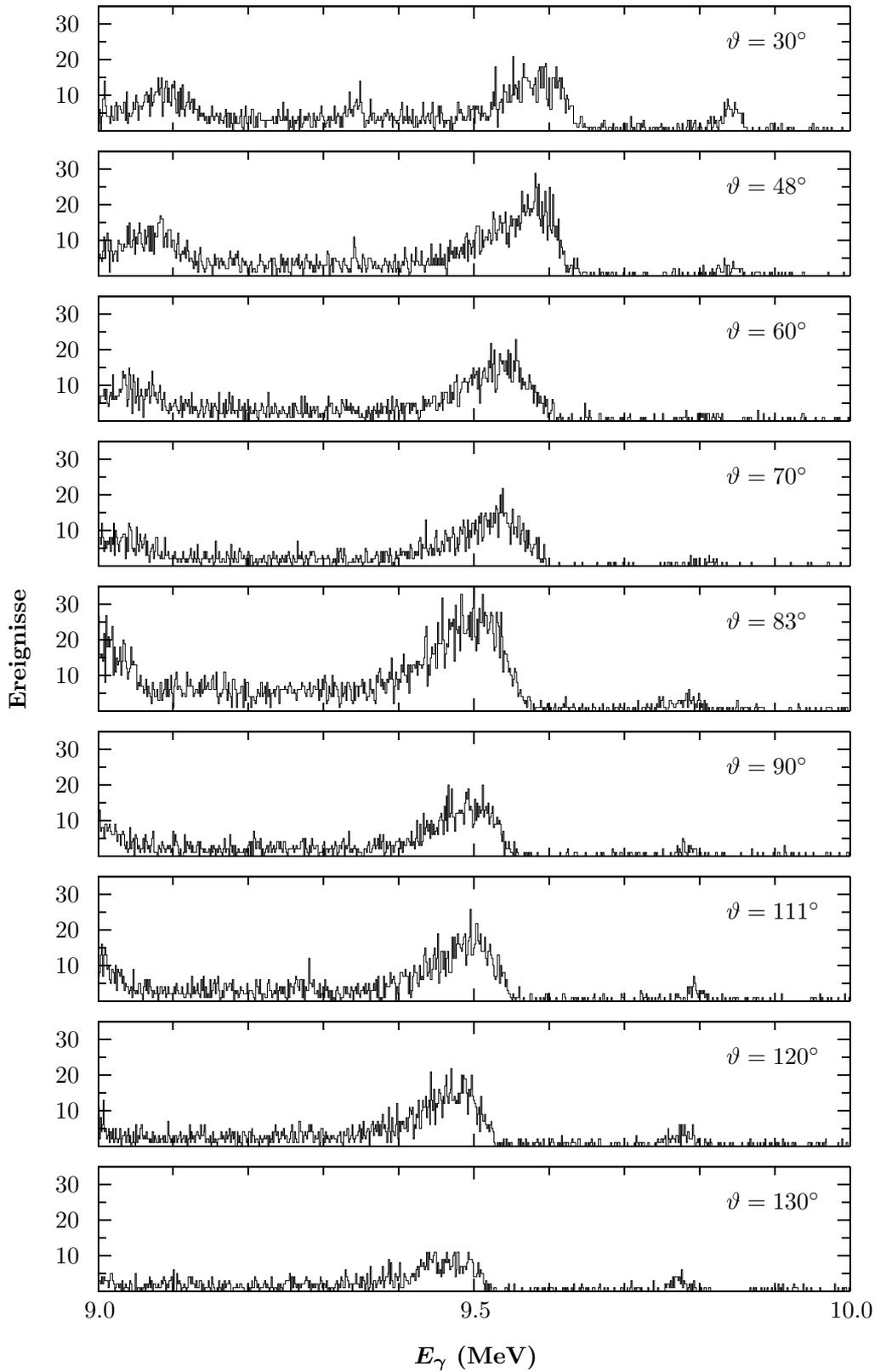


Abbildung C.10: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.343$ MeV.

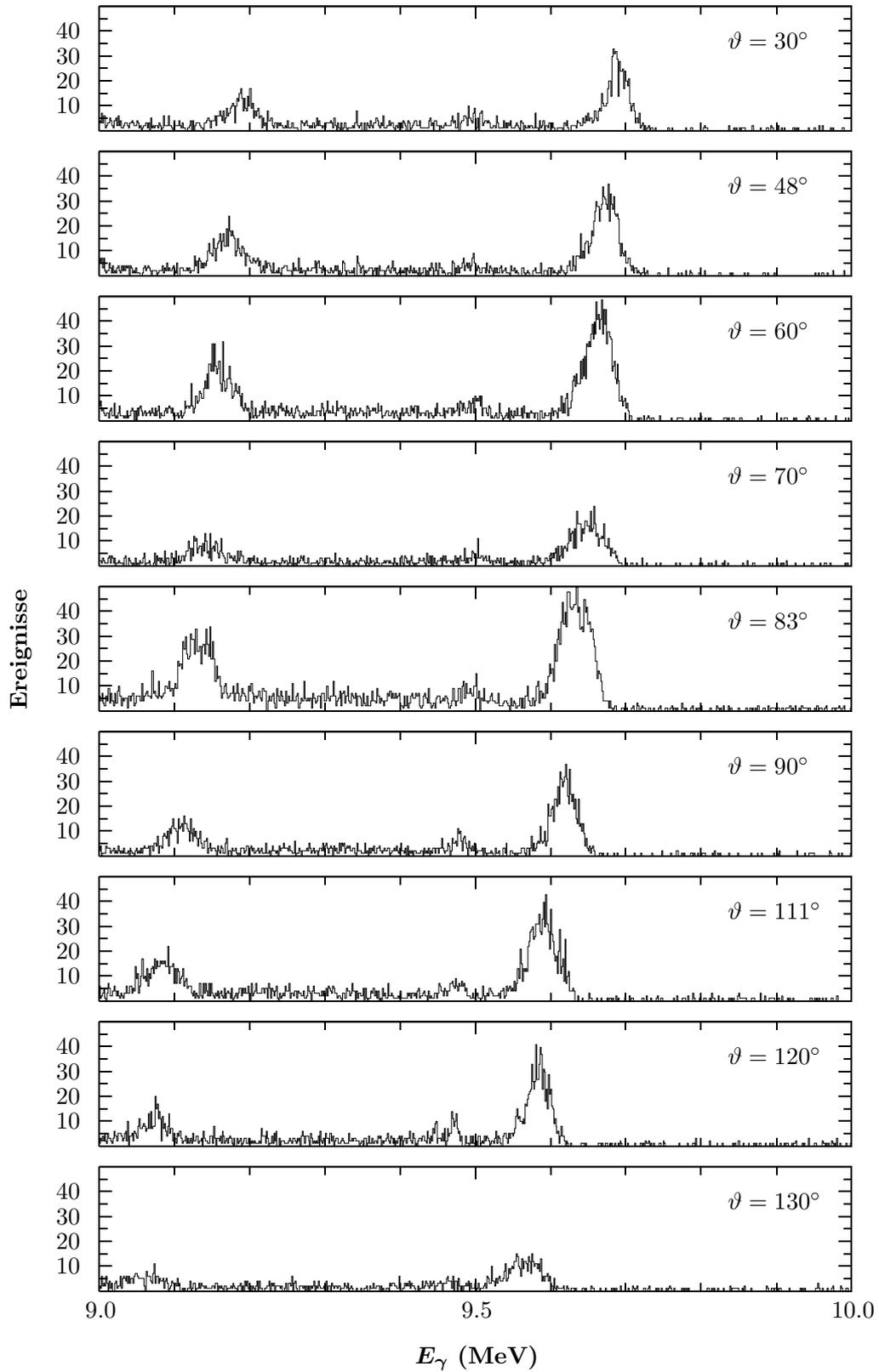


Abbildung C.11: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.455$ MeV.

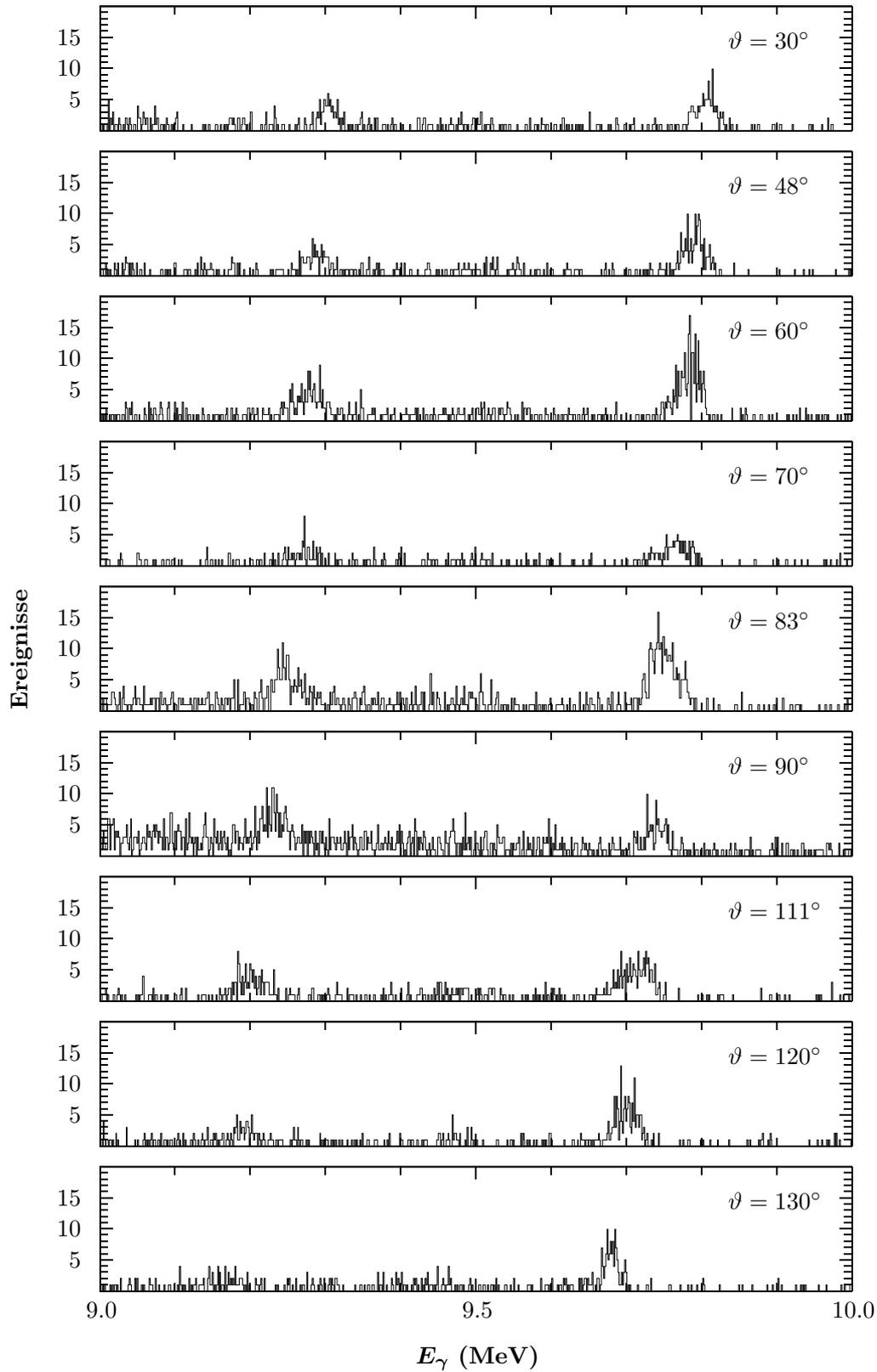


Abbildung C.12: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.578$ MeV.

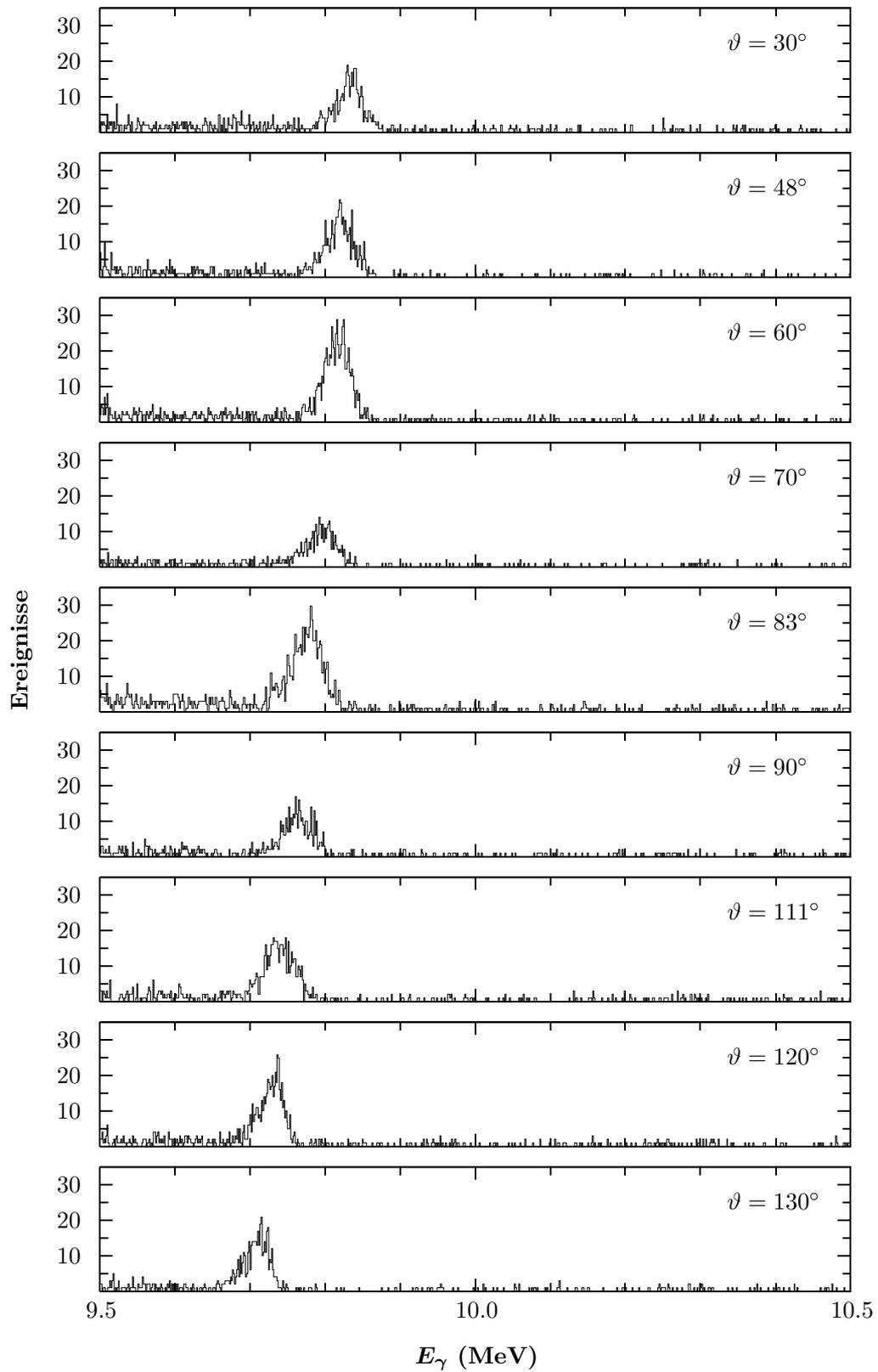


Abbildung C.13: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.607$ MeV.

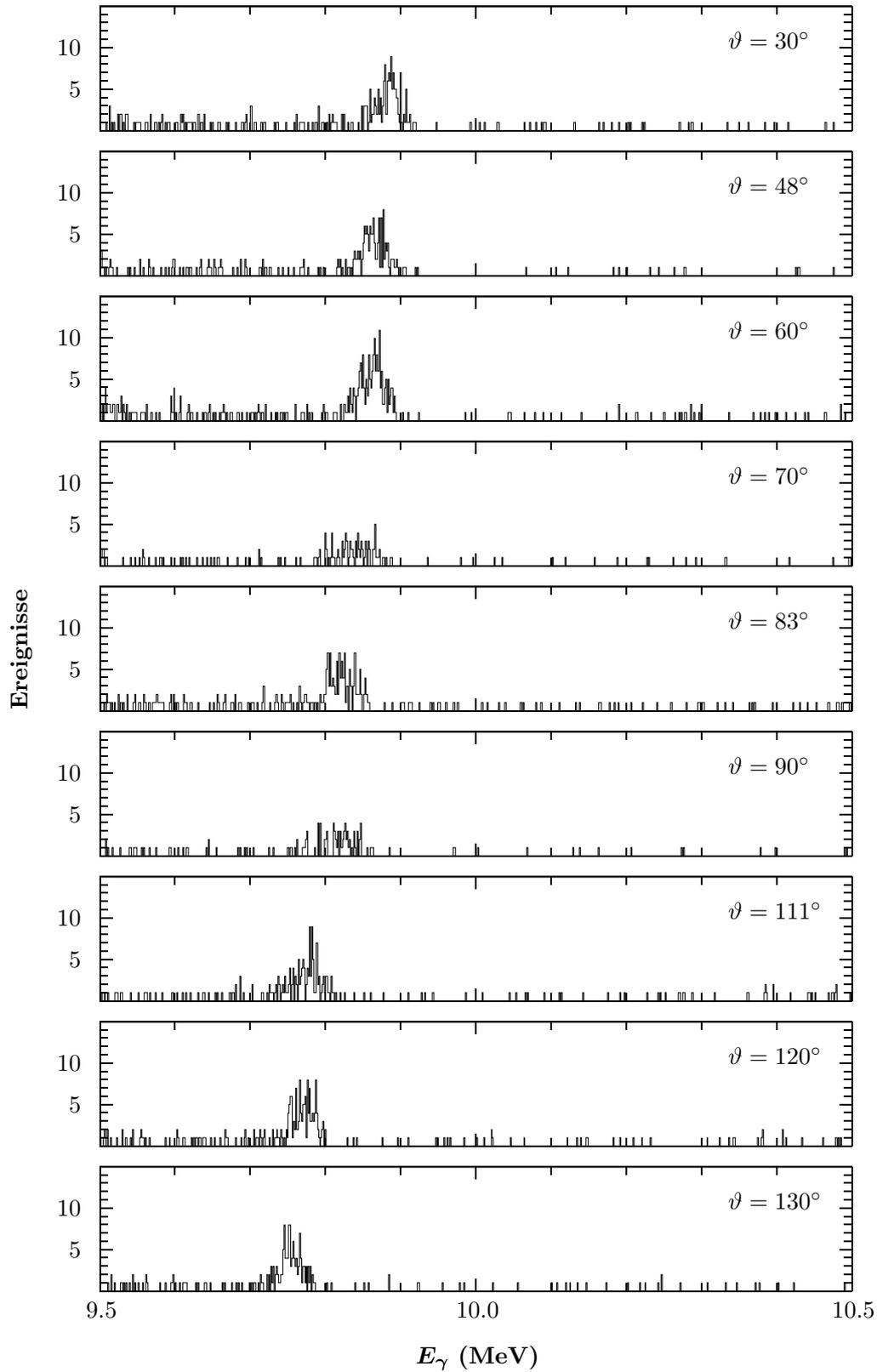


Abbildung C.14: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.645$ MeV.

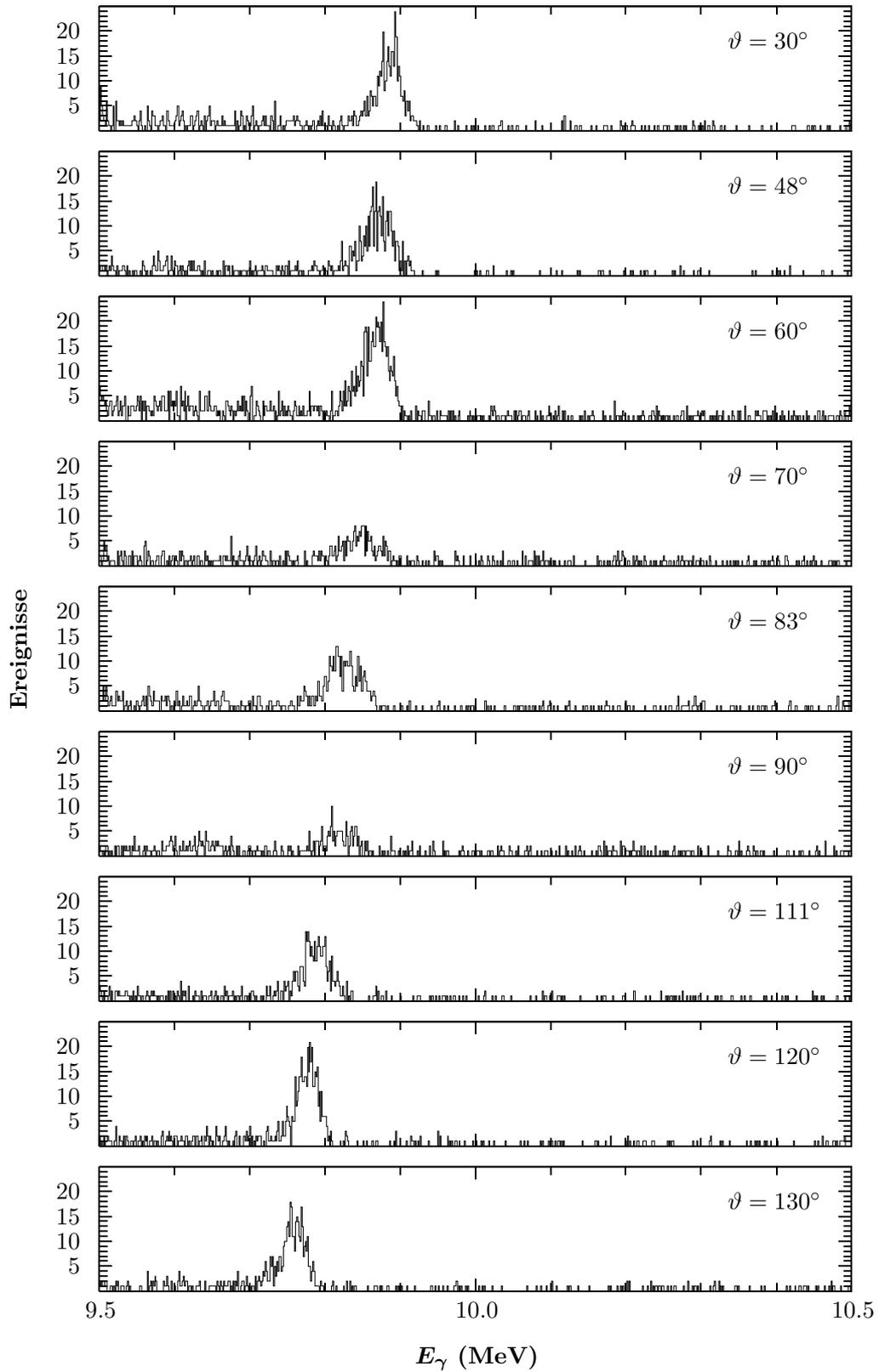


Abbildung C.15: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.652$ MeV.

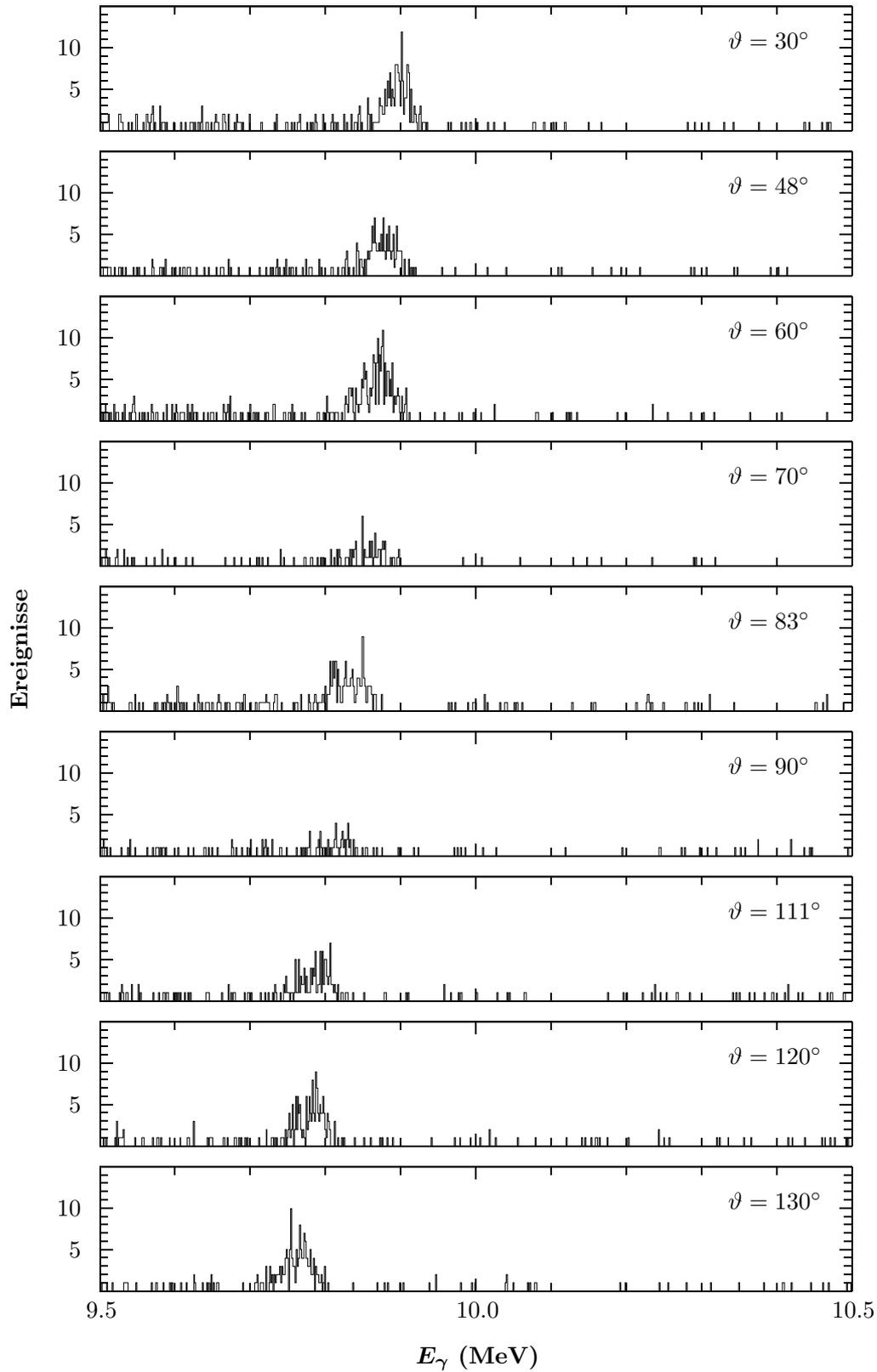


Abbildung C.16: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.656$ MeV.

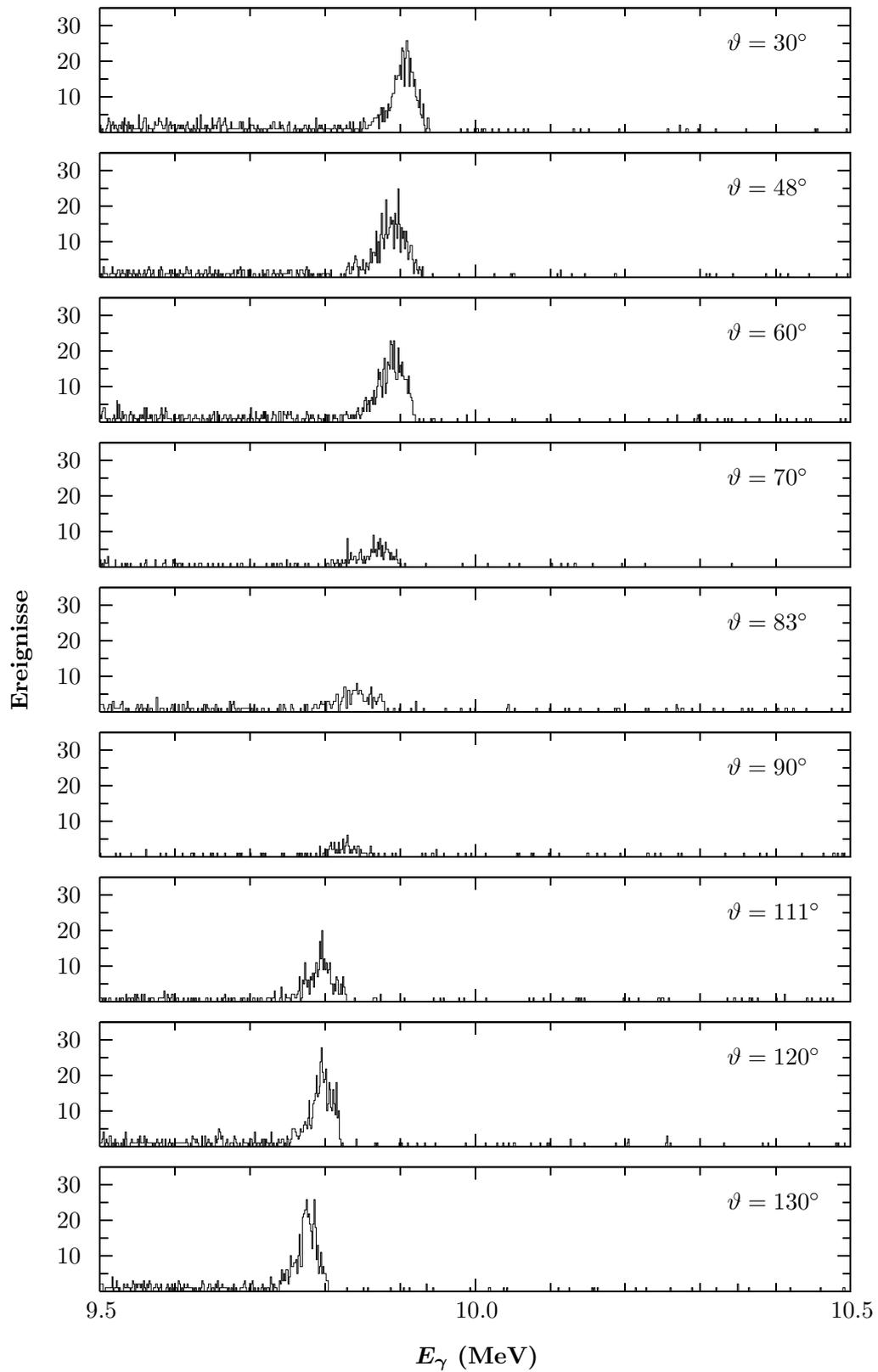


Abbildung C.17: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.660$ MeV.

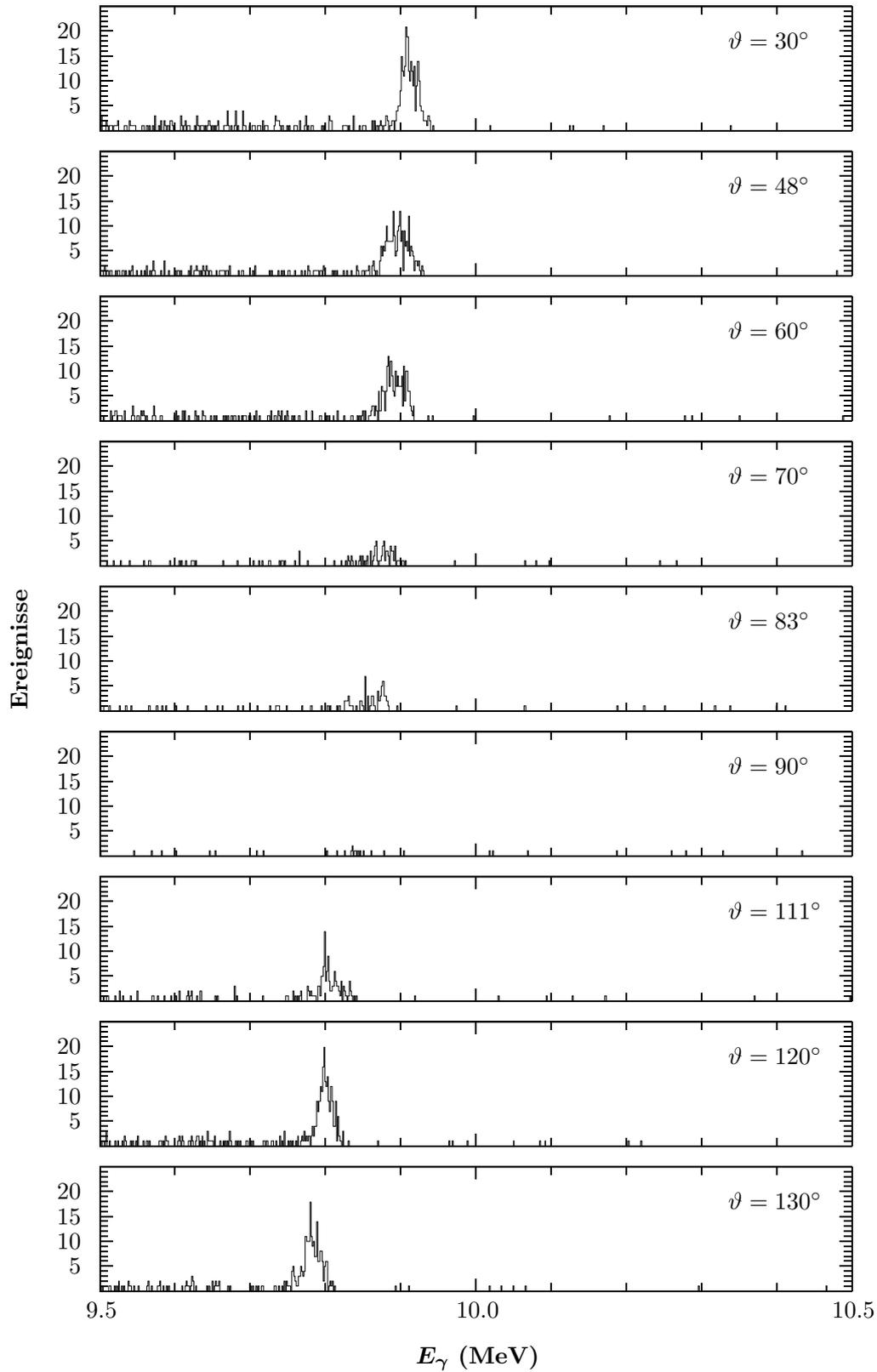


Abbildung C.18: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.663$ MeV.

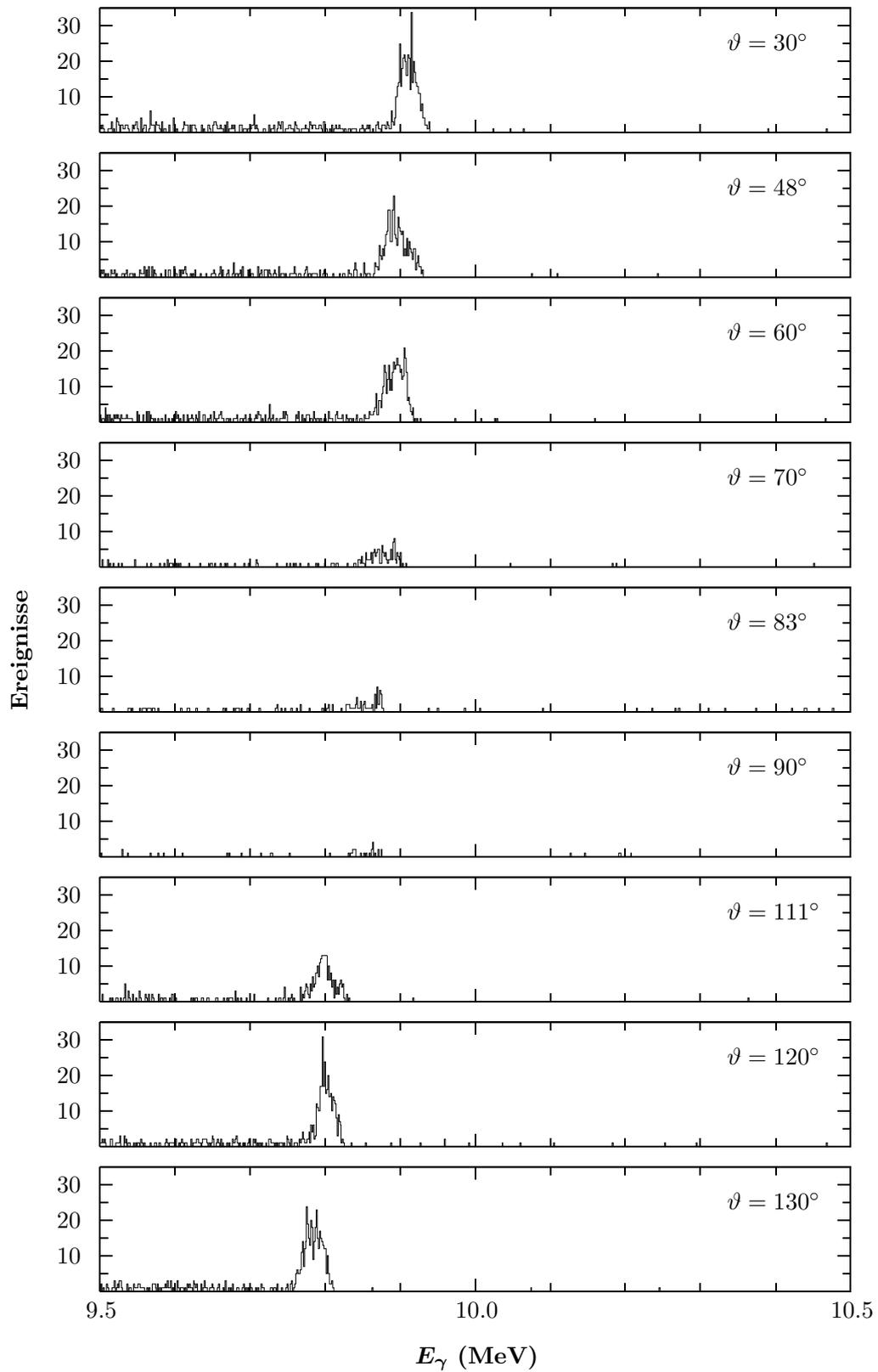


Abbildung C.19: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.667$ MeV.

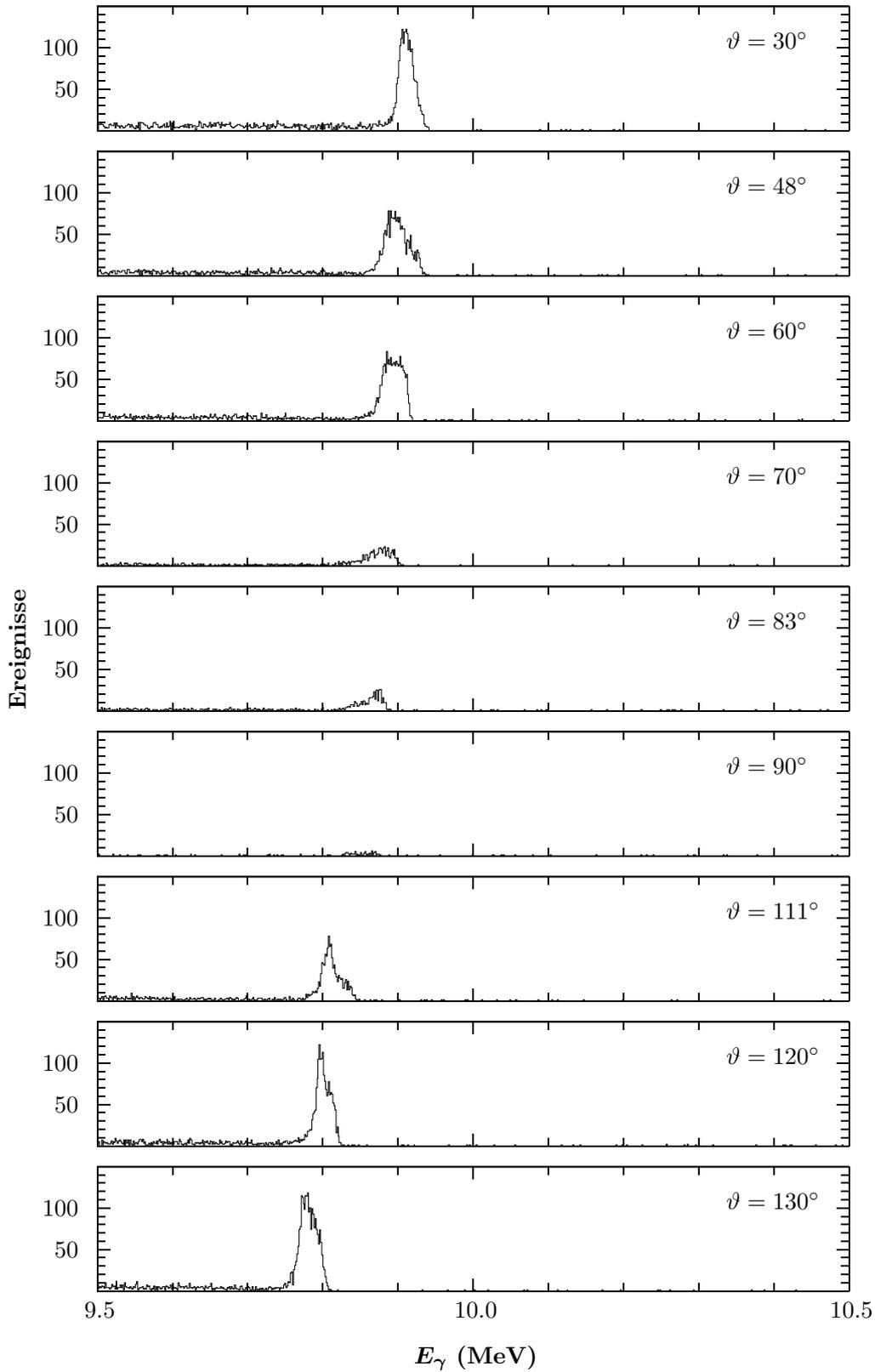


Abbildung C.20: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.682$ MeV.

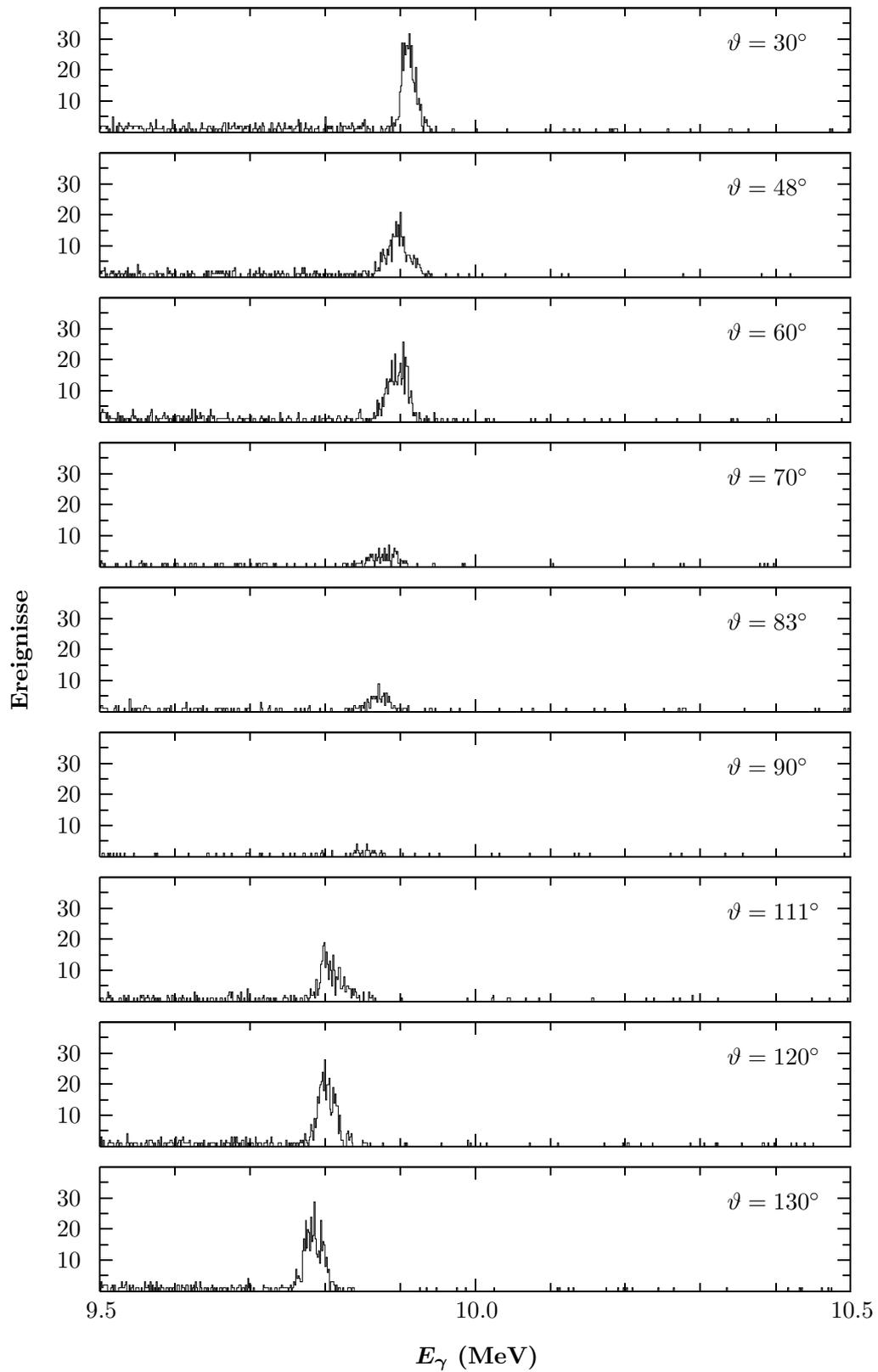


Abbildung C.21: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.705$ MeV.

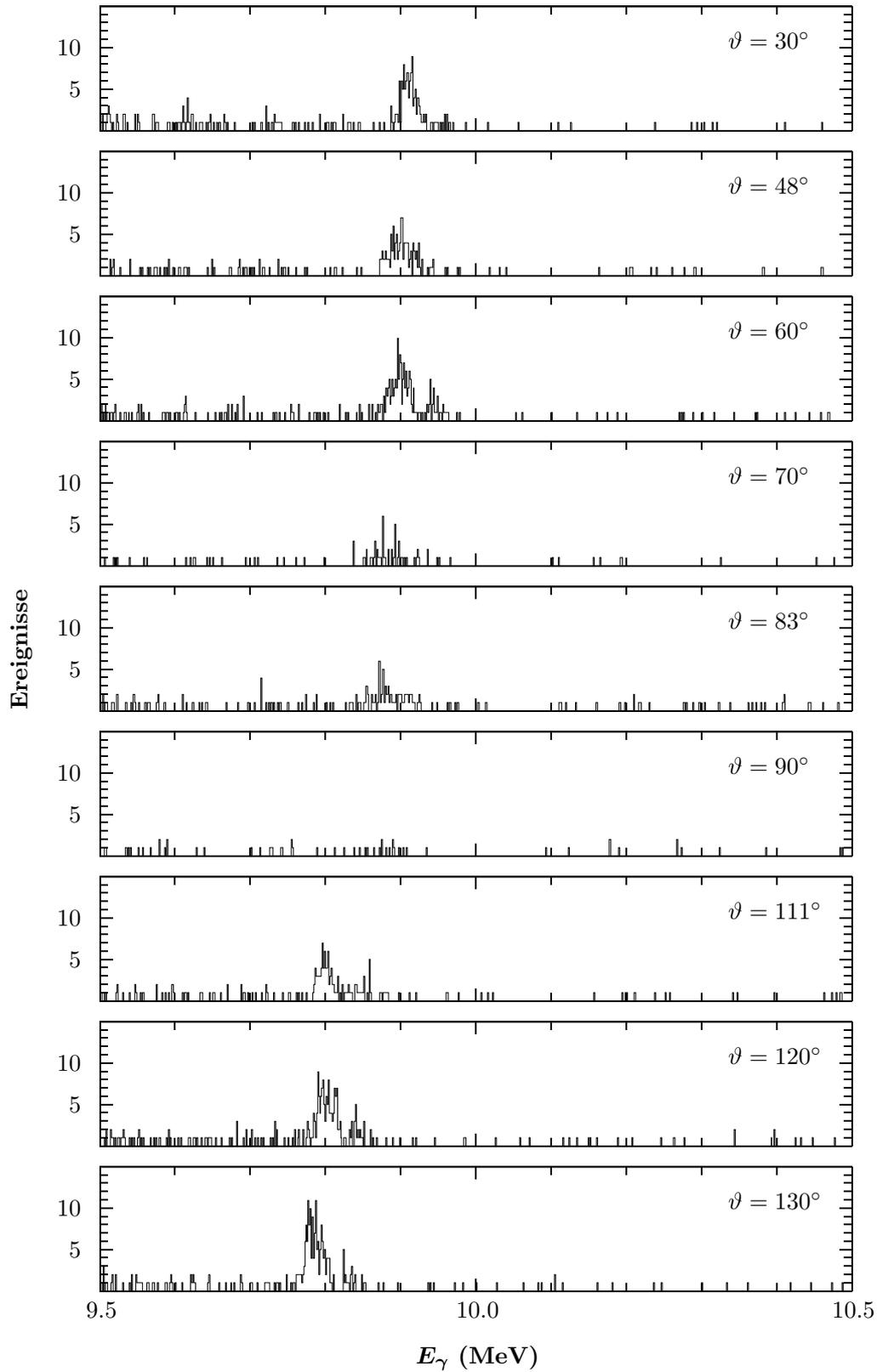


Abbildung C.22: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.720$ MeV.

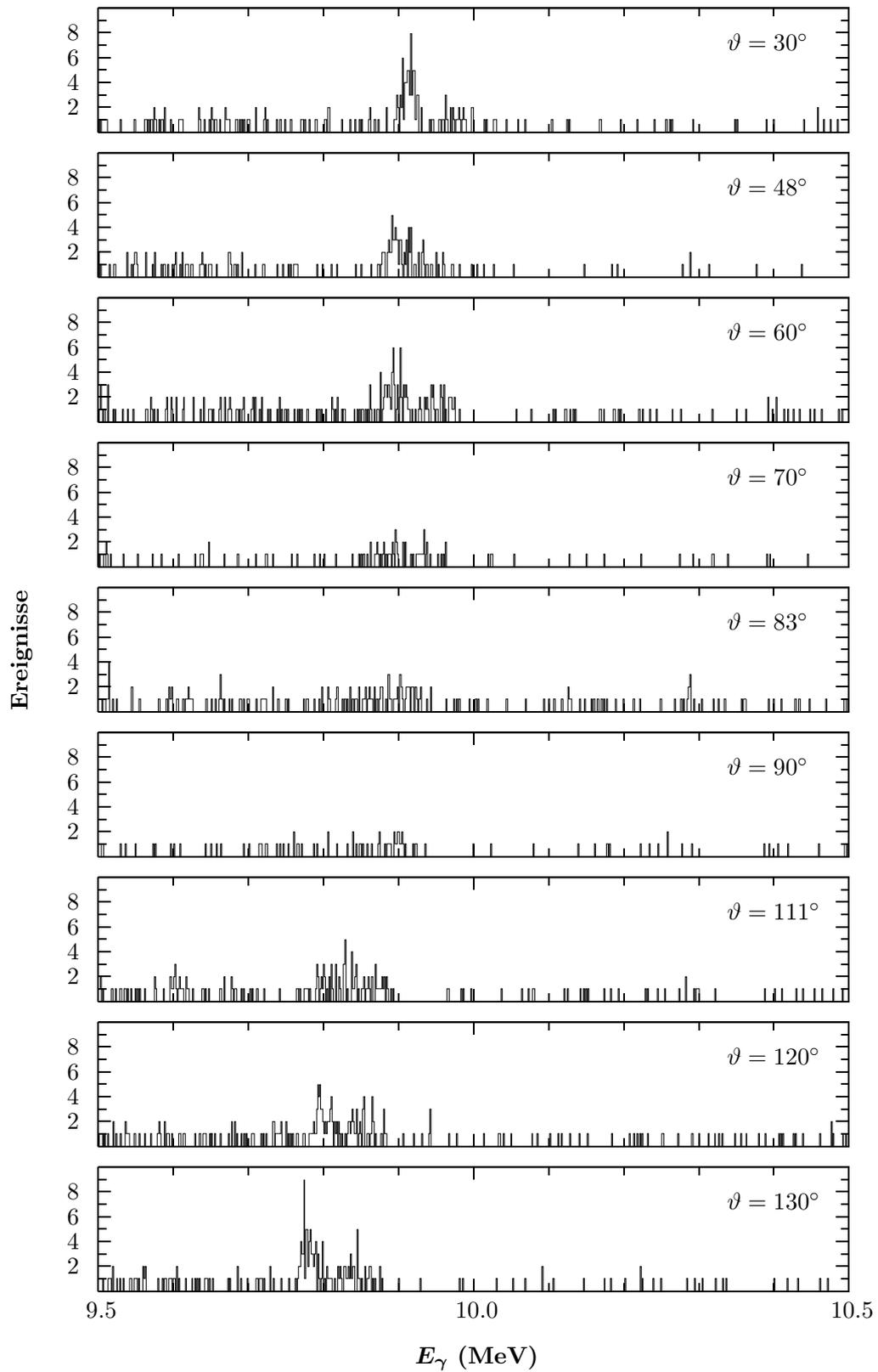


Abbildung C.23: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.735$ MeV.

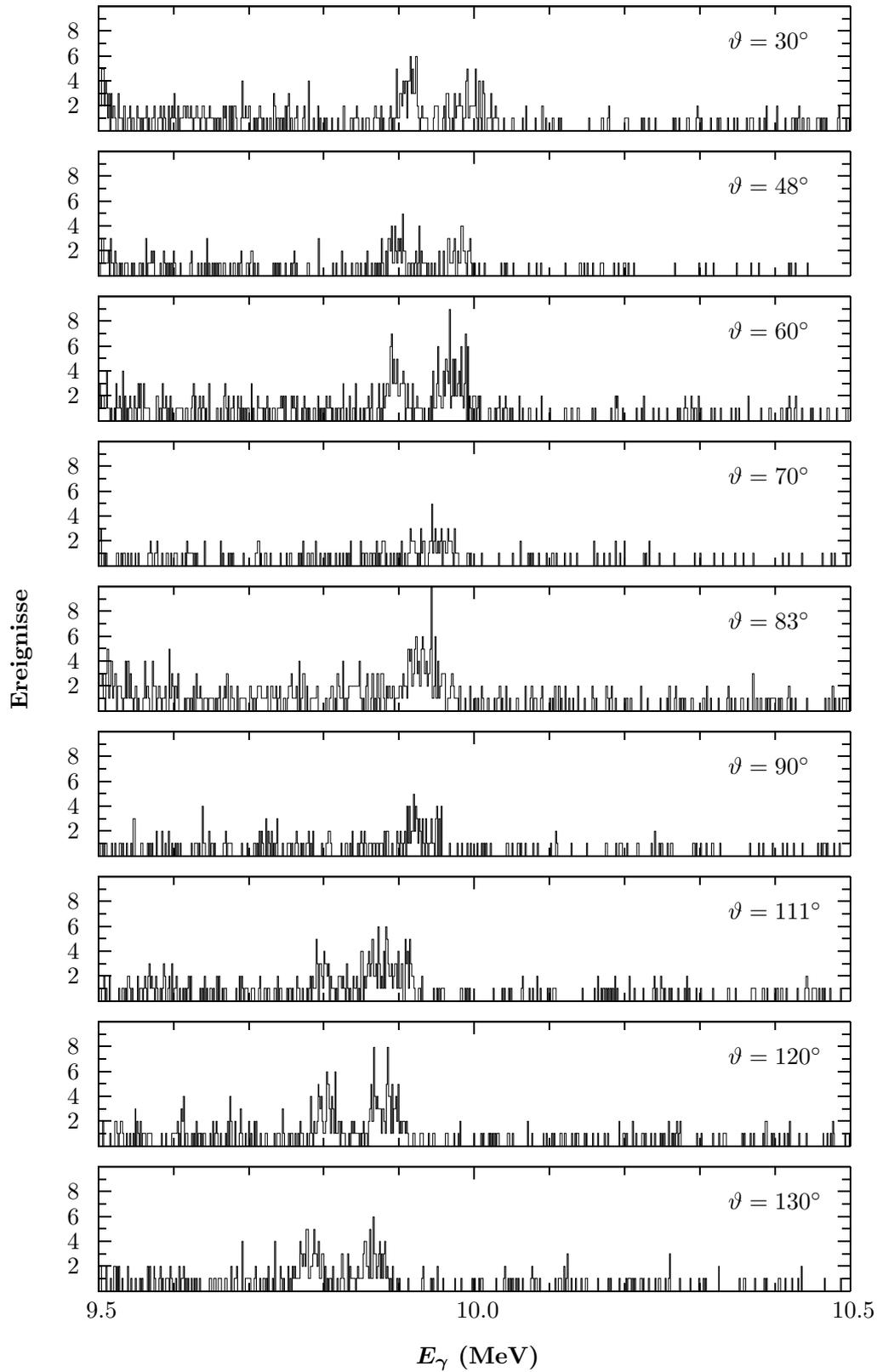


Abbildung C.24: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.757$ MeV.

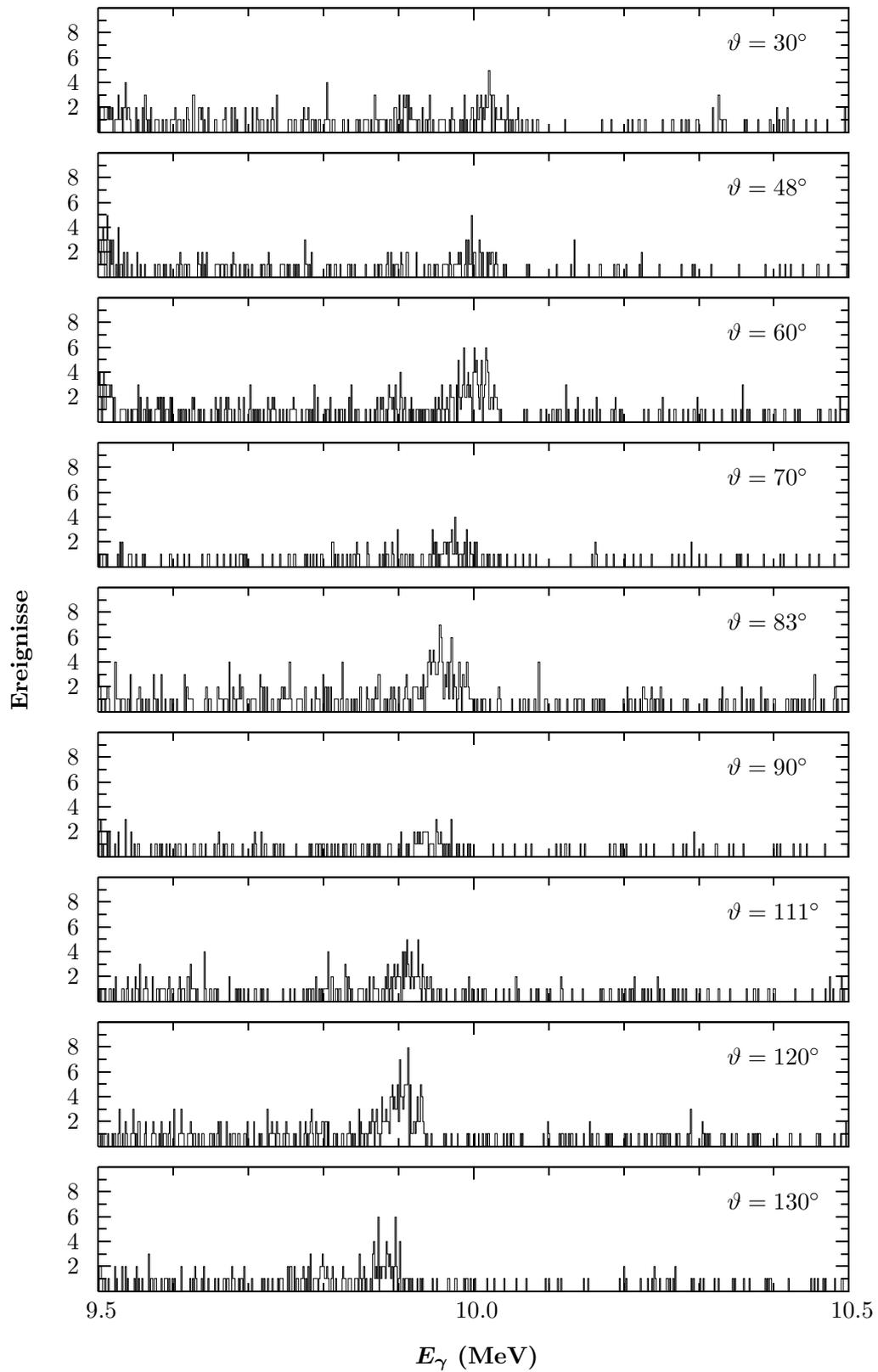


Abbildung C.25: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 2.780$ MeV.

C.2 Drehtisch-Experiment

Die folgenden Abbildungen zeigen die im Rahmen des Drehtisch-Experiments aufgenommenen Roh-Spektren vor dem Abziehen der entsprechenden natürlichen Untergrundspektren. Auch hier wurden die bei einigen Spektren erkennbaren Doppelpeaks aufgrund von apparativen Shifts mit Hilfe von laufend durchgeführten Datensicherungen korrigiert.

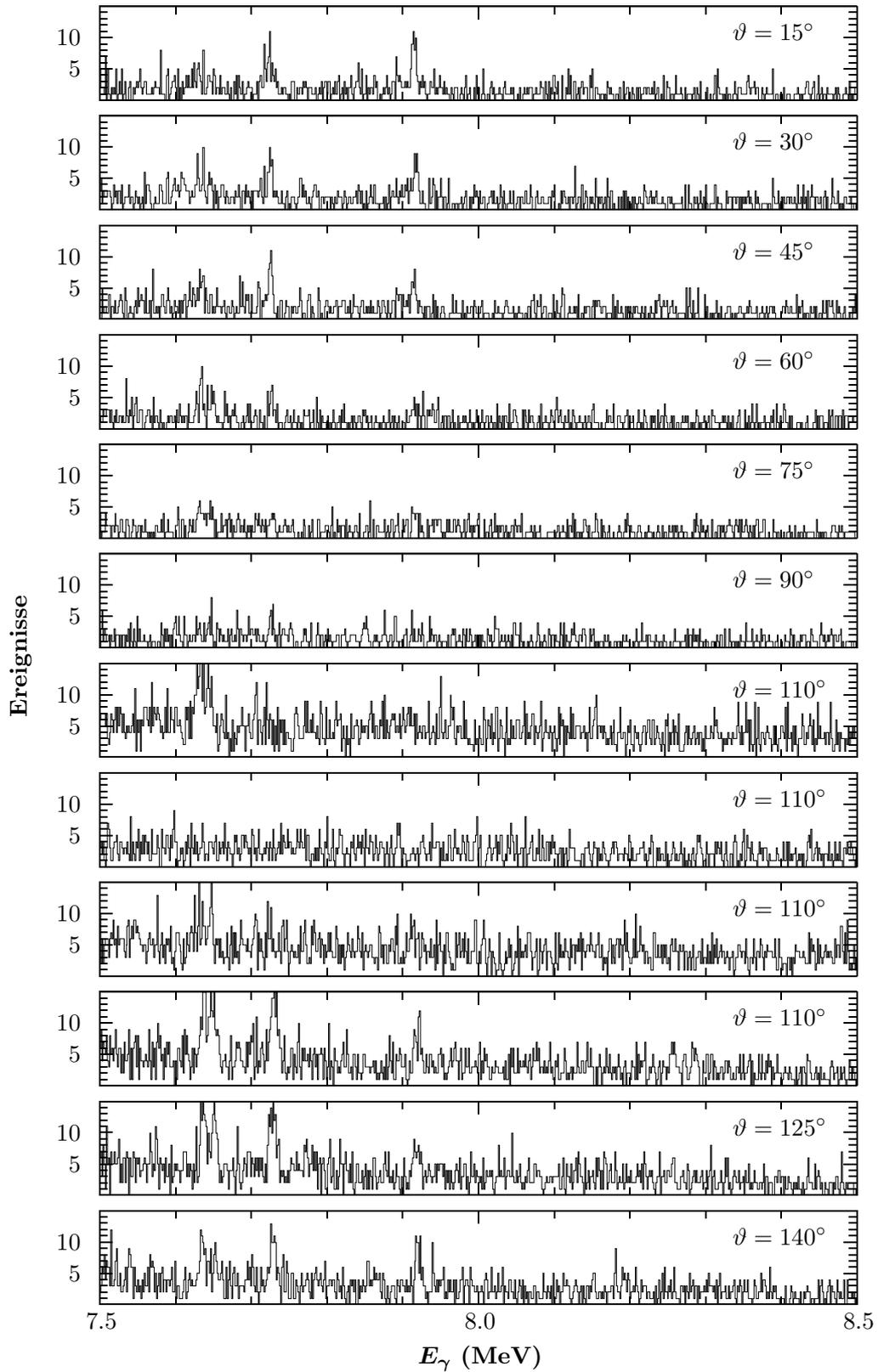


Abbildung C.26: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 0.891$ MeV.

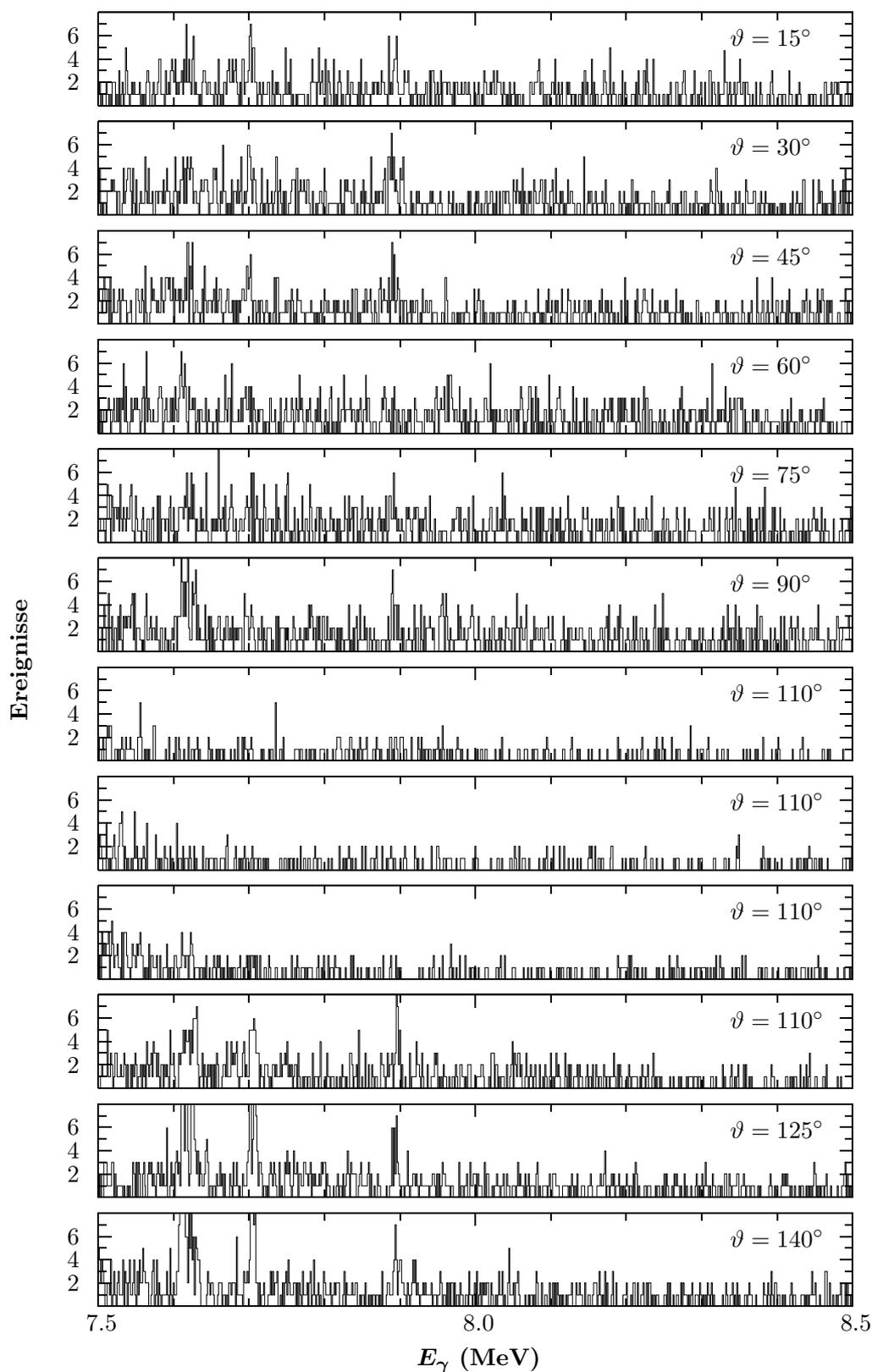


Abbildung C.27: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 0.903$ MeV.

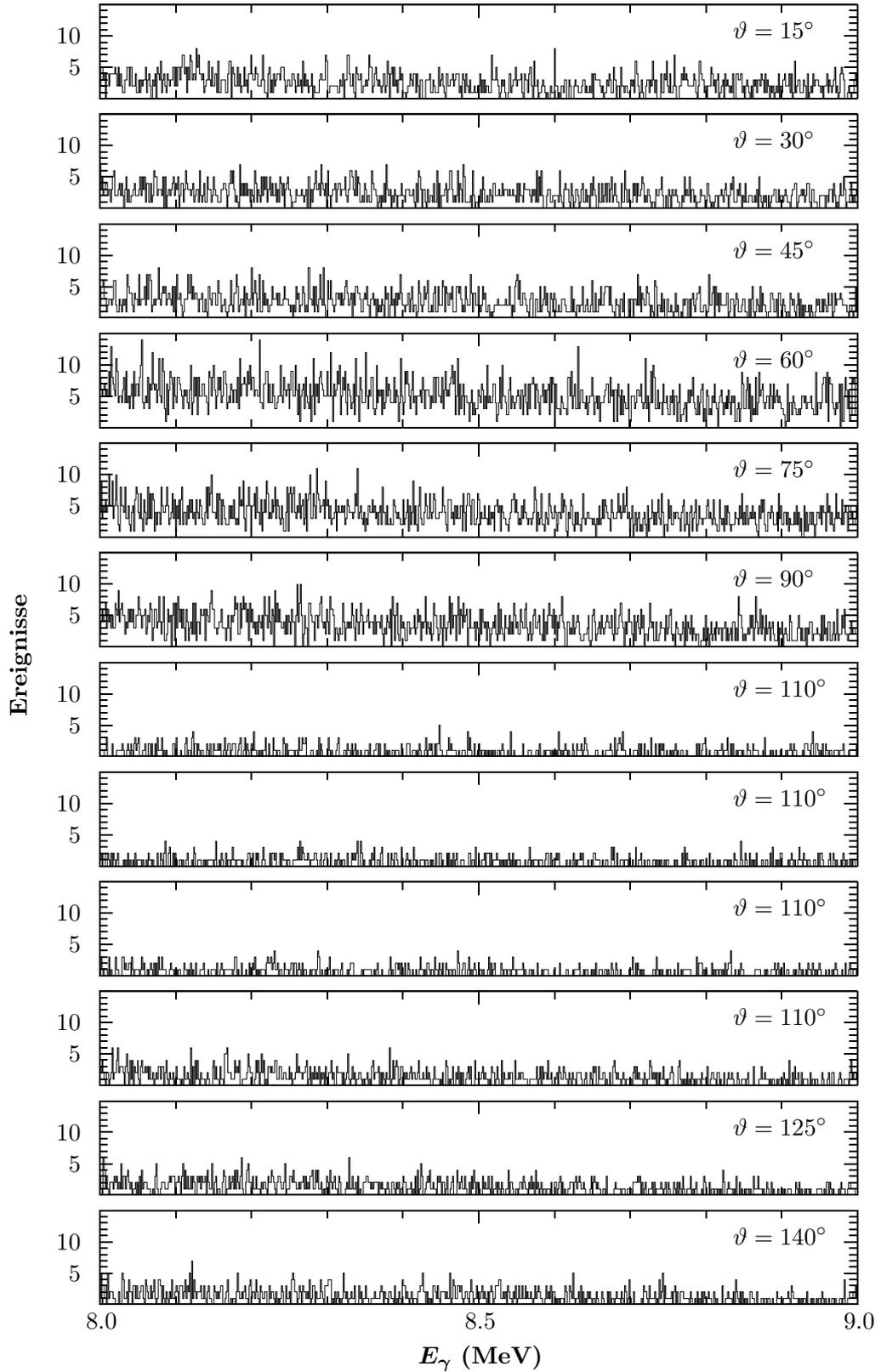


Abbildung C.28: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 1.099$ MeV.

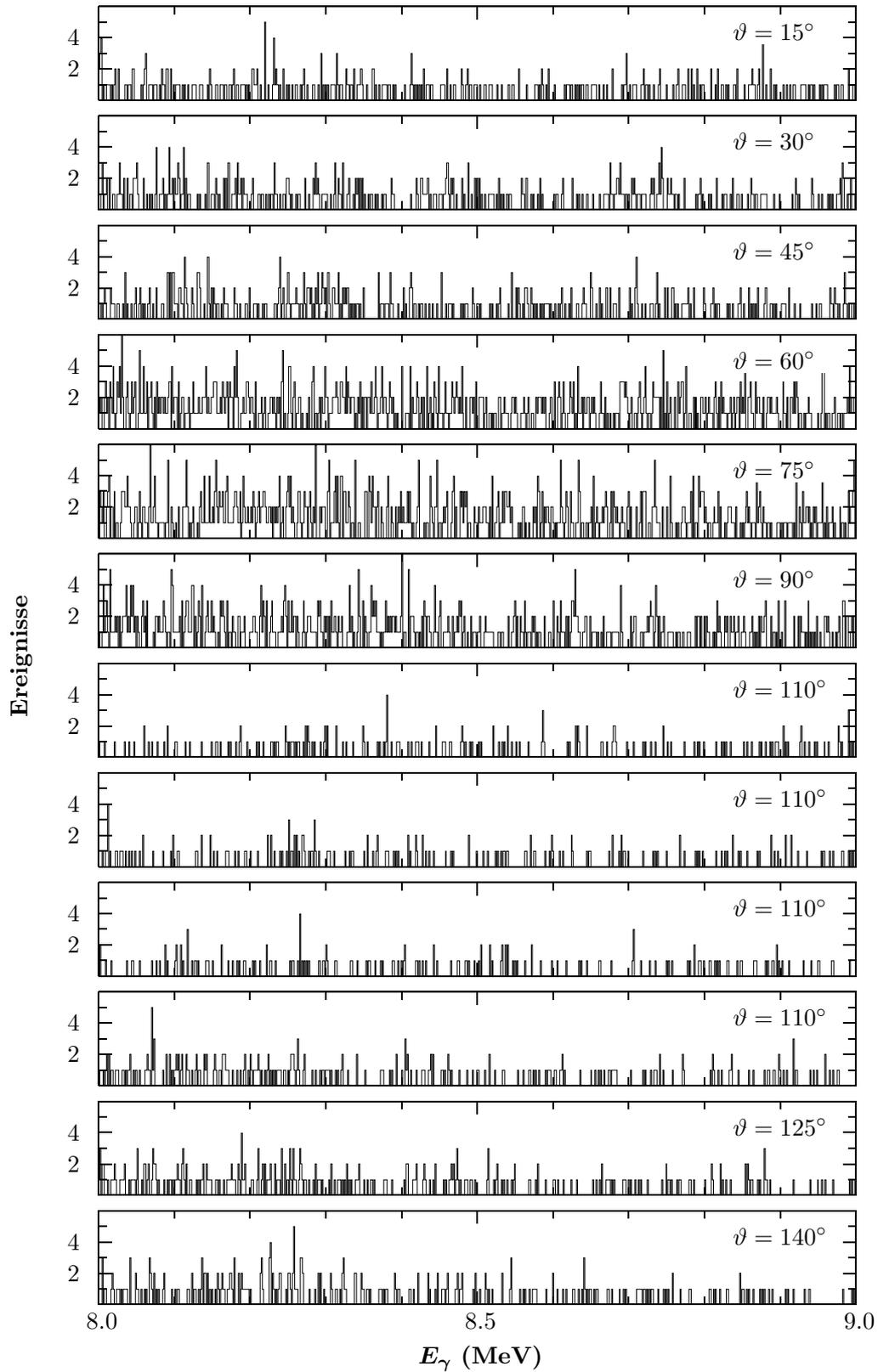


Abbildung C.29: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 1.102$ MeV.

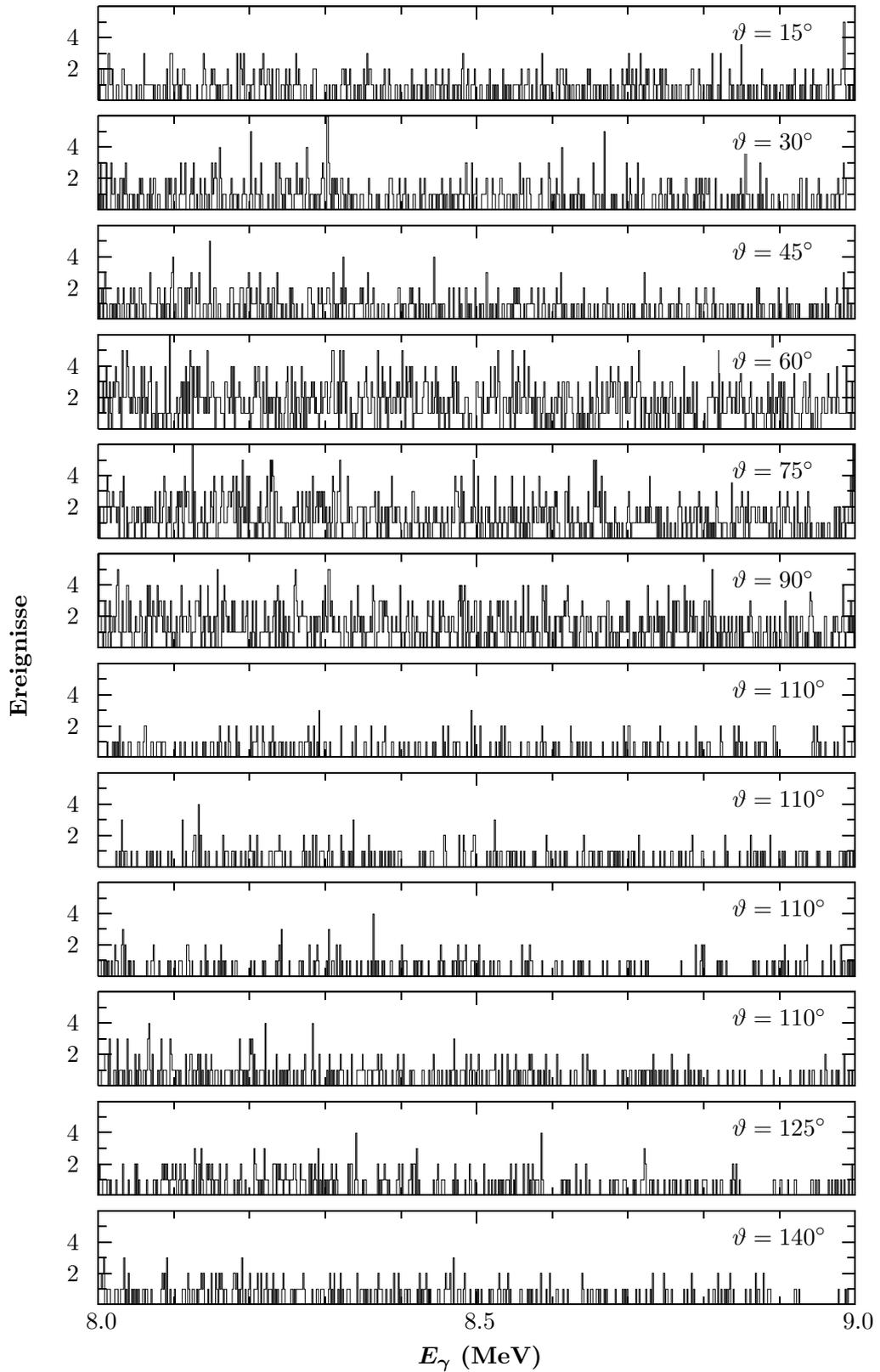


Abbildung C.30: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 1.103$ MeV.

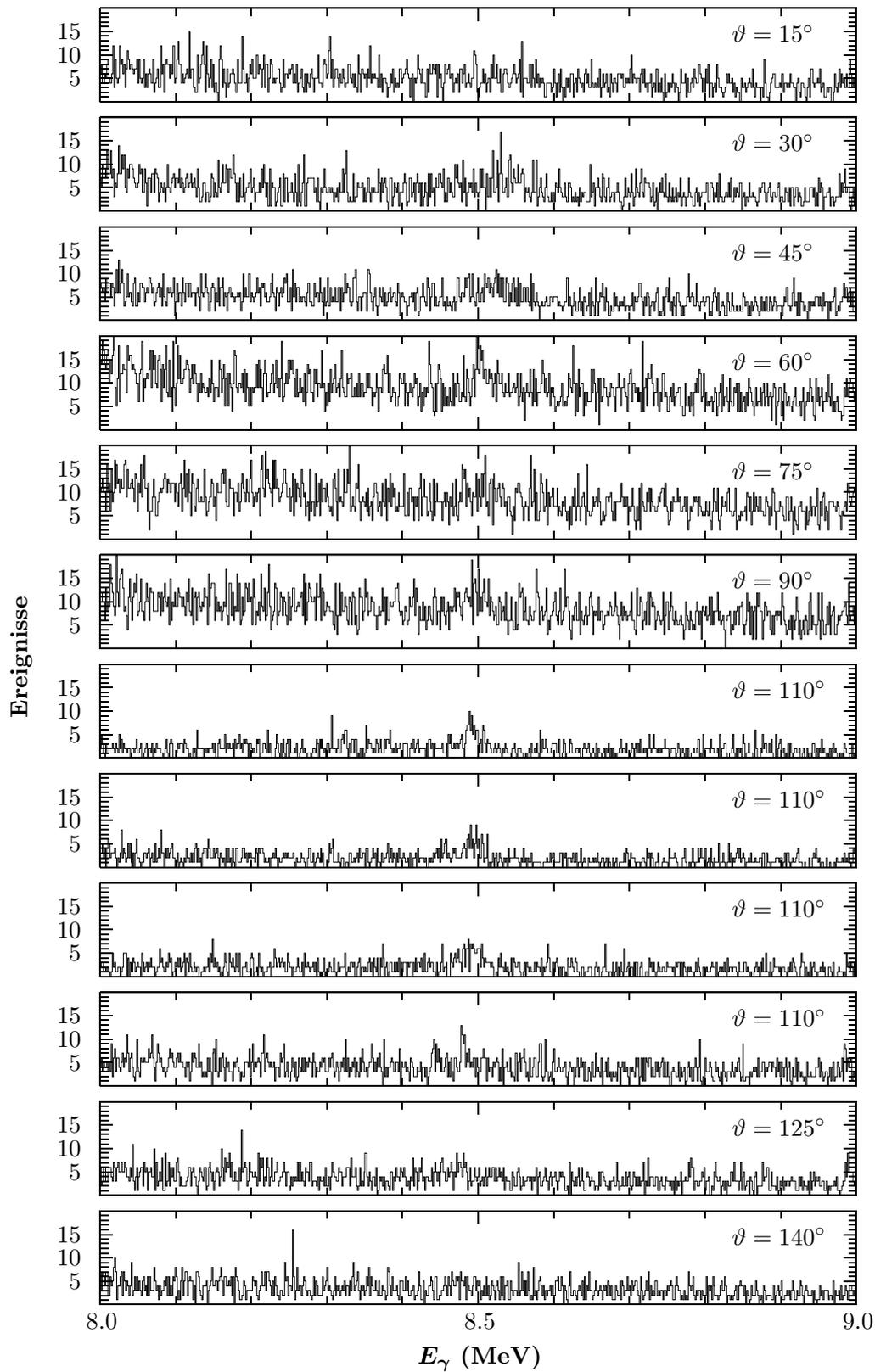


Abbildung C.31: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Roh-Spektren bei $E_{c.m.} = 1.305$ MeV.

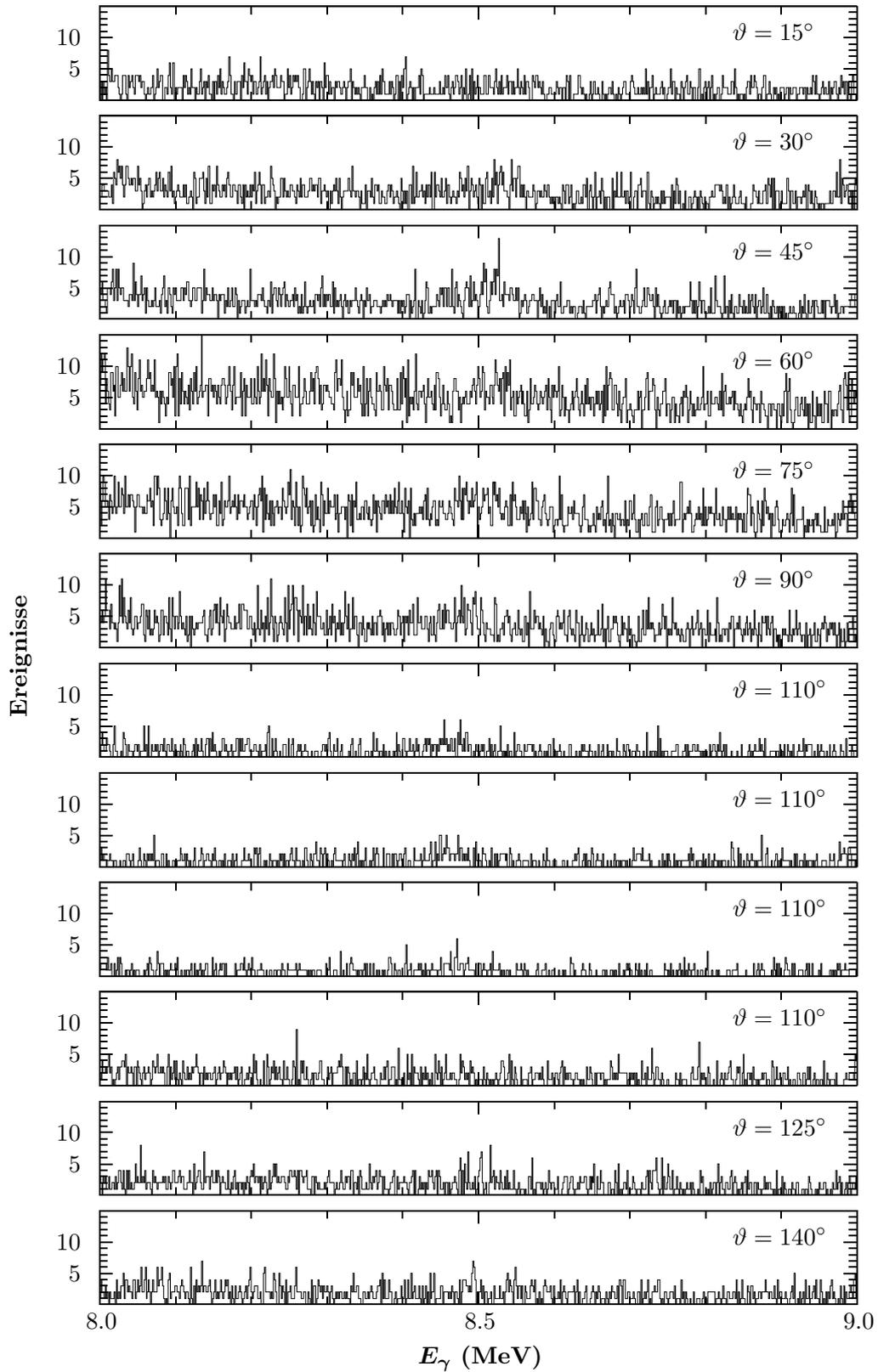


Abbildung C.32: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 1.308$ MeV.

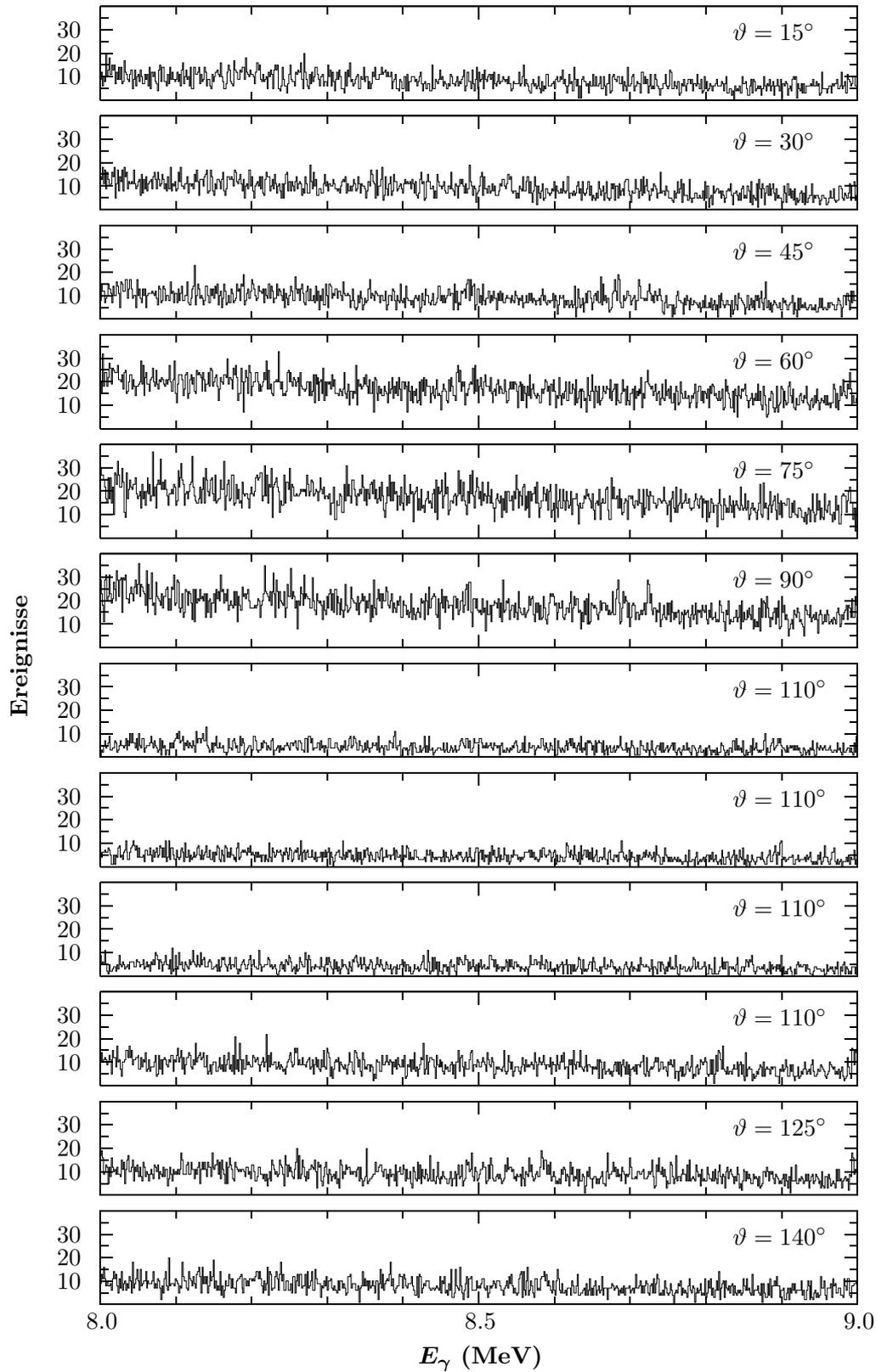


Abbildung C.33: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 1.452$ MeV.

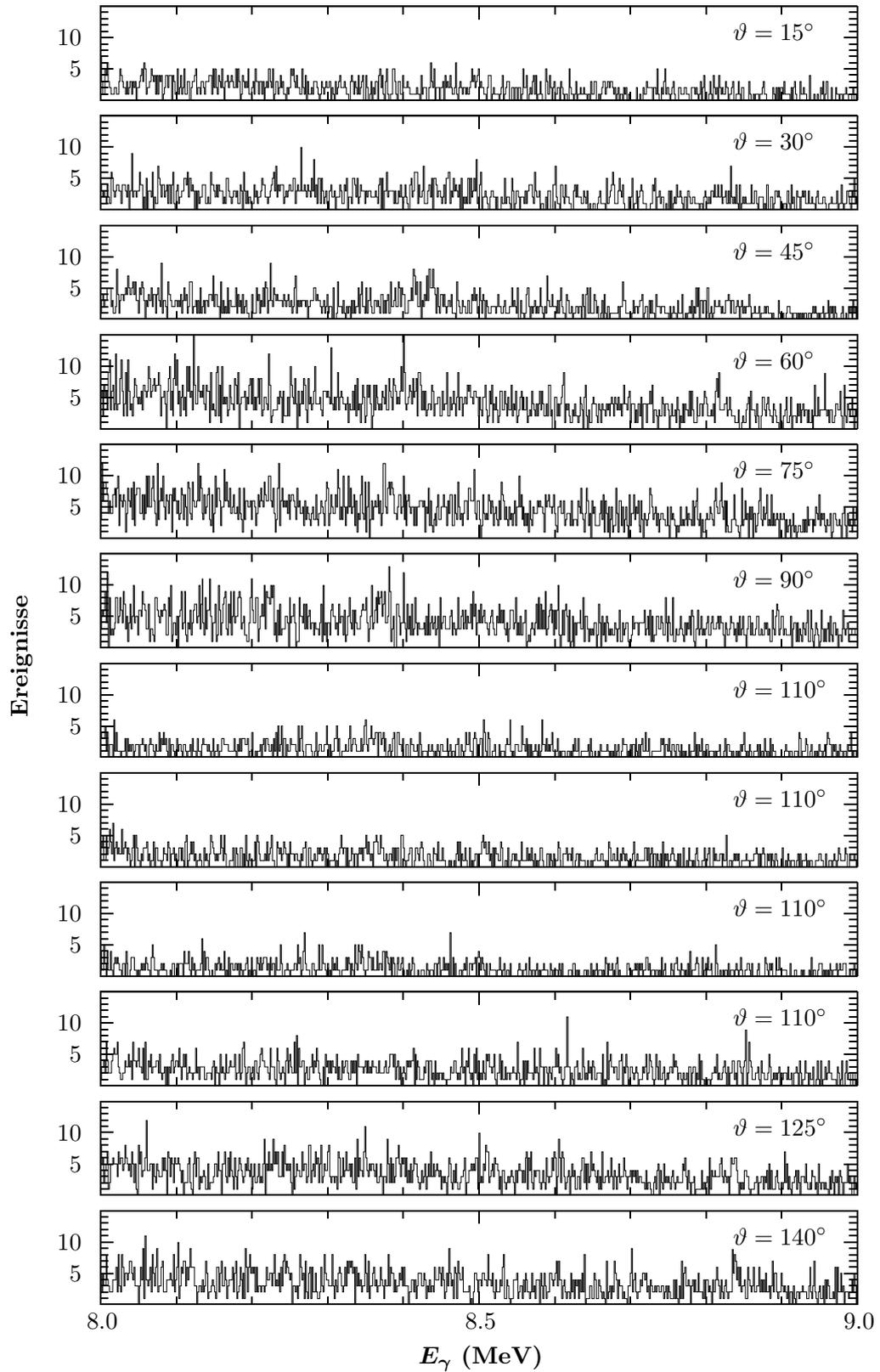


Abbildung C.34: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 1.696$ MeV.

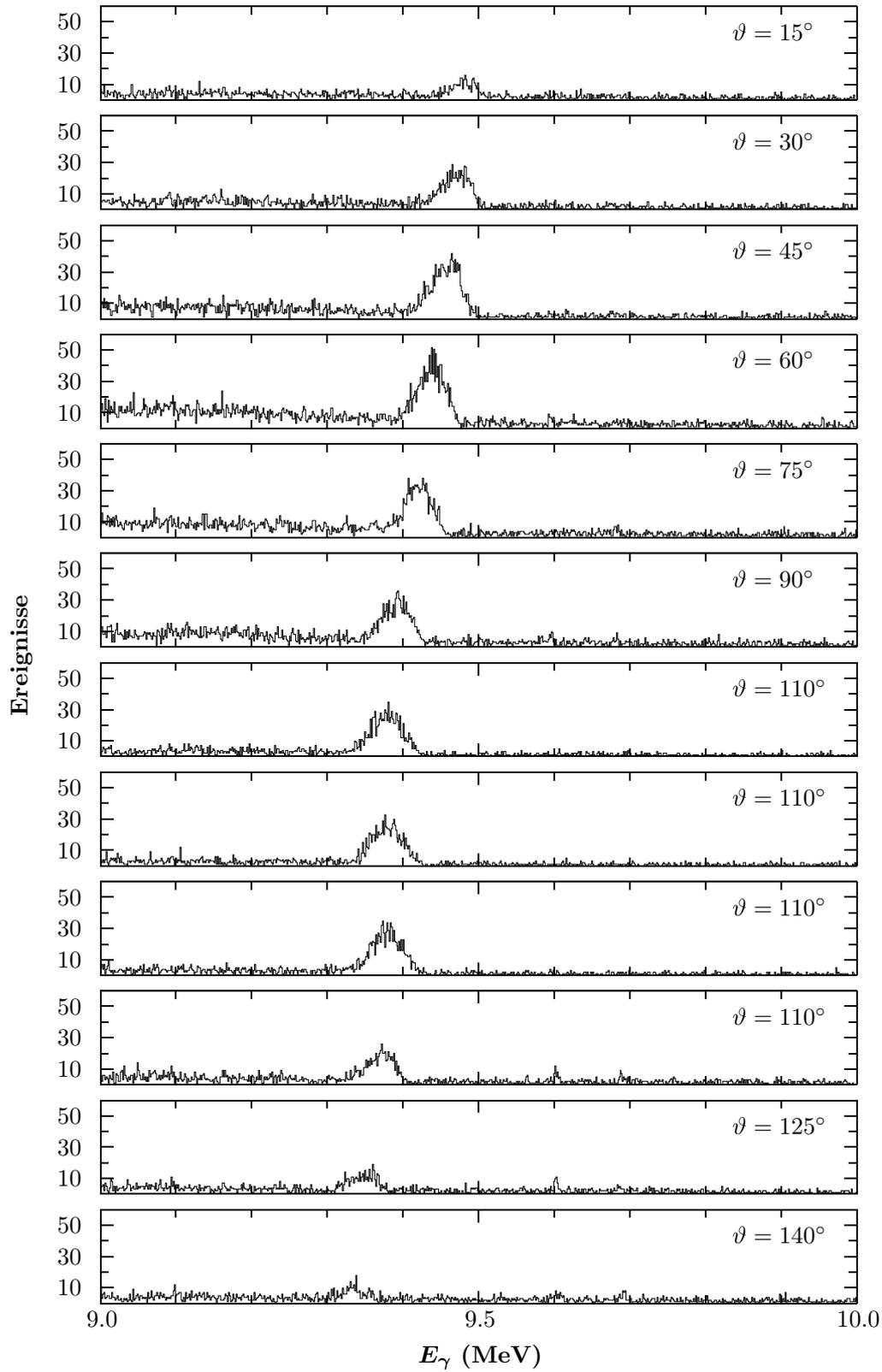


Abbildung C.35: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.209$ MeV.

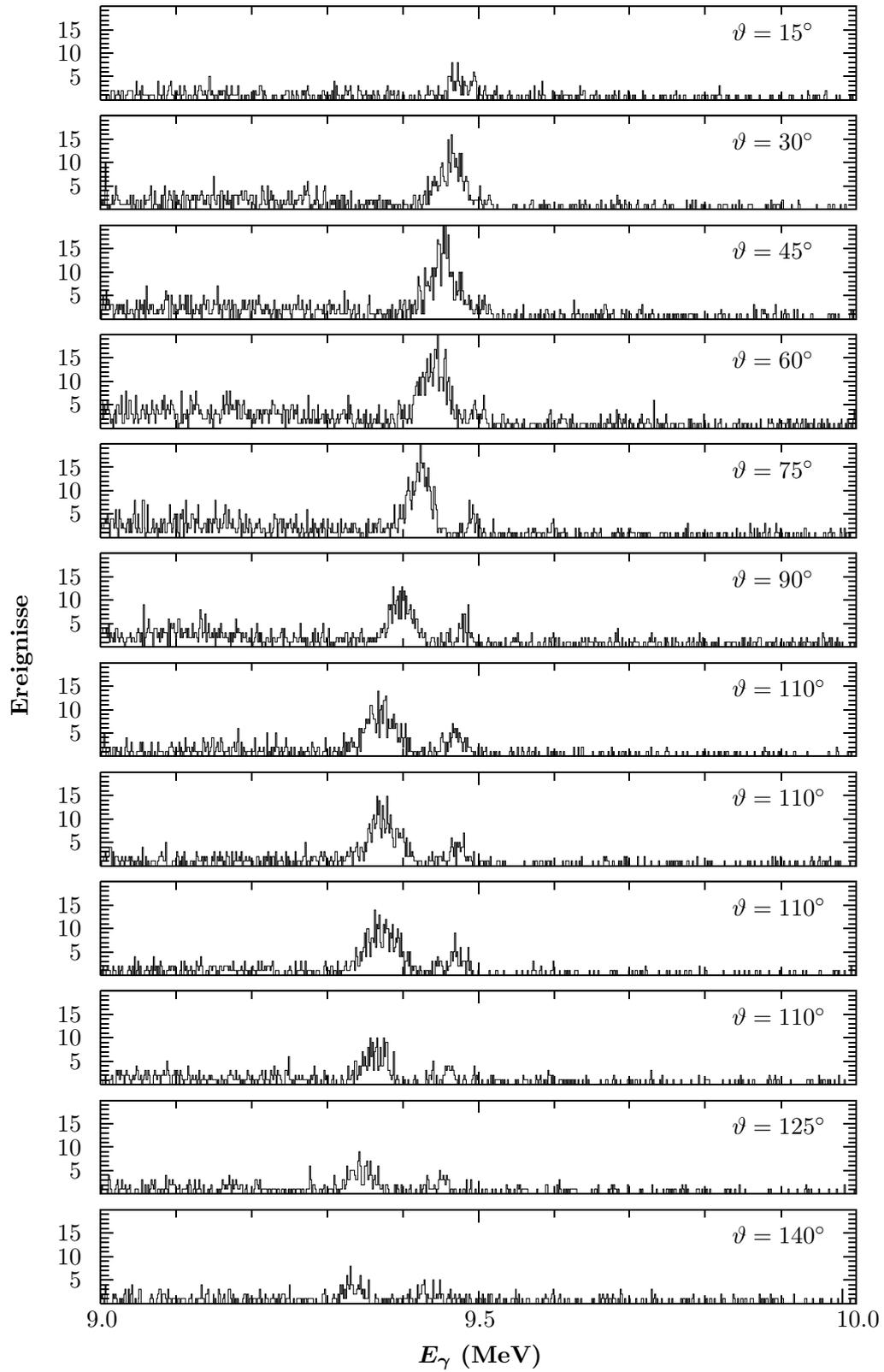


Abbildung C.36: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.212$ MeV.

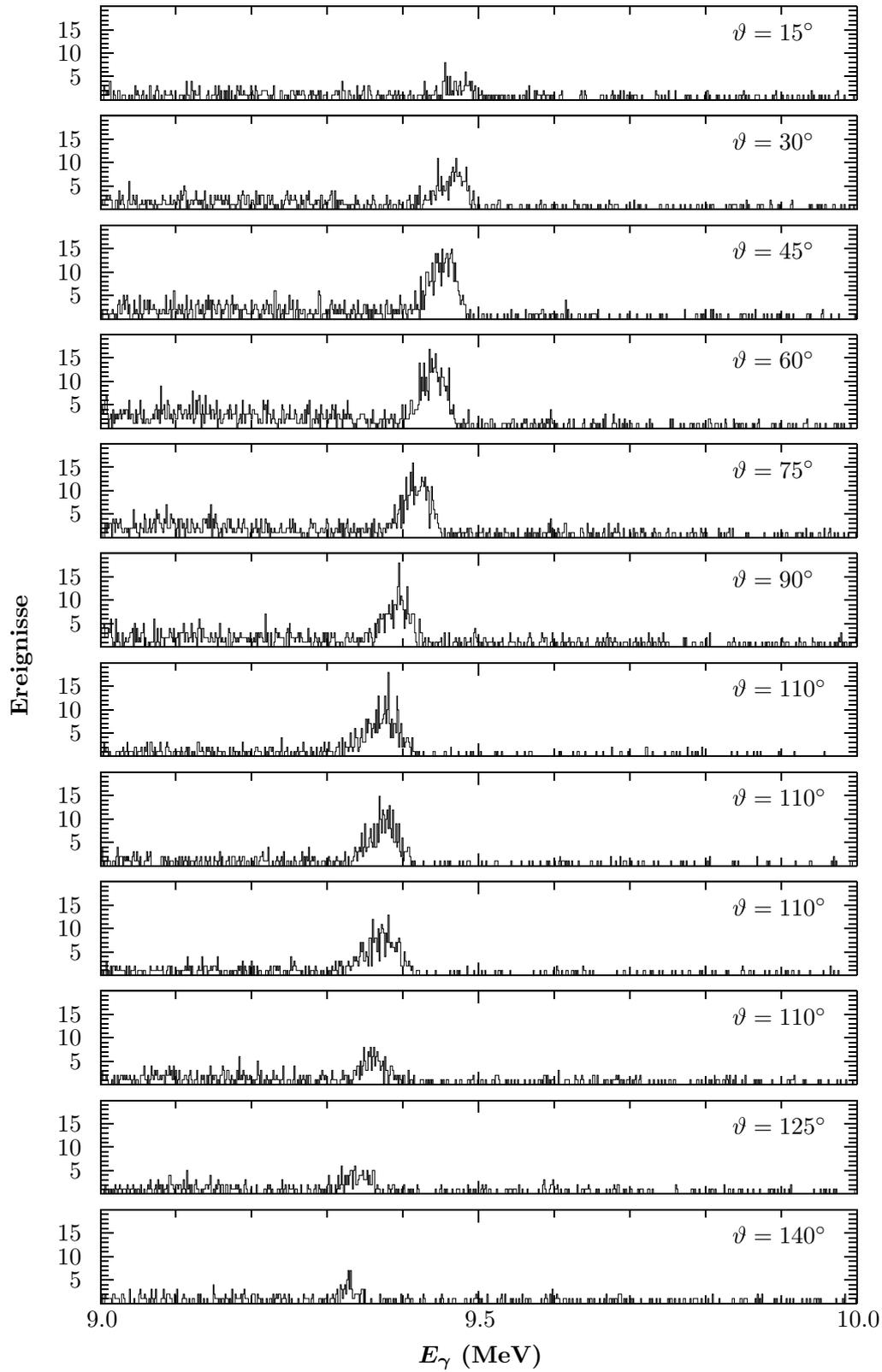


Abbildung C.37: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene γ -Rohspektren bei $E_{c.m.} = 2.221$ MeV.

Anhang D

Winkelverteilungen

Anmerkung: Die Fehlerbalken in den nachfolgend gezeigten Winkelverteilungen des EUROGAM-Array-Experiments und des Drehtisch-Experiments sind aufgrund unterschiedlicher Vorgehensweisen bei der Datenanalyse nicht direkt vergleichbar.

D.1 EUROGAM-Array-Experiment

Die im folgenden abgebildeten Winkelverteilungen beinhalten alle statistischen und systematischen Fehler, mit Ausnahme der Fehler für die Flächenbelegung. Bei den angegebenen Energien handelt es sich um unter der Annahme eines konstanten S -Faktors berechnete effektive Energien $E_{c.m.}$ (siehe Abschnitt 4.2).

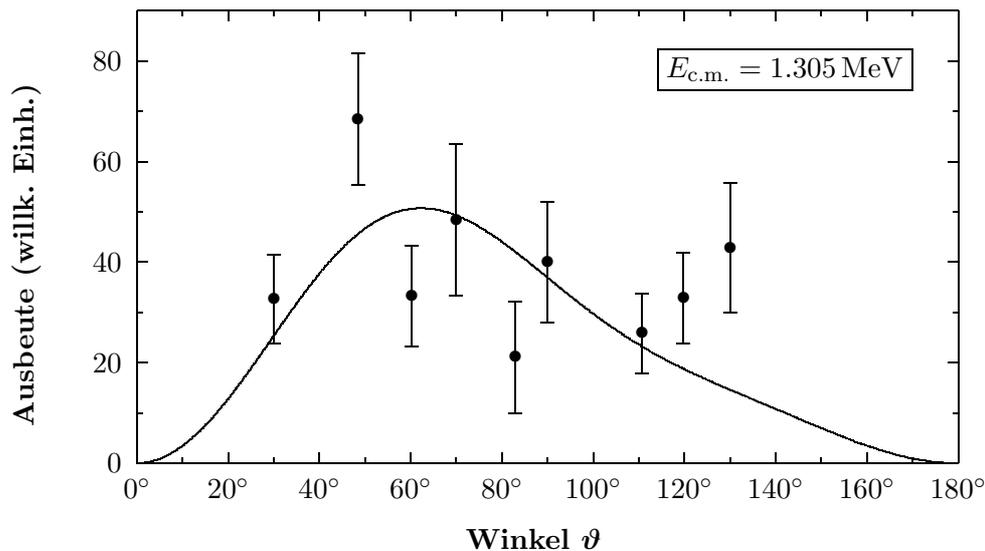


Abbildung D.1: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilung.

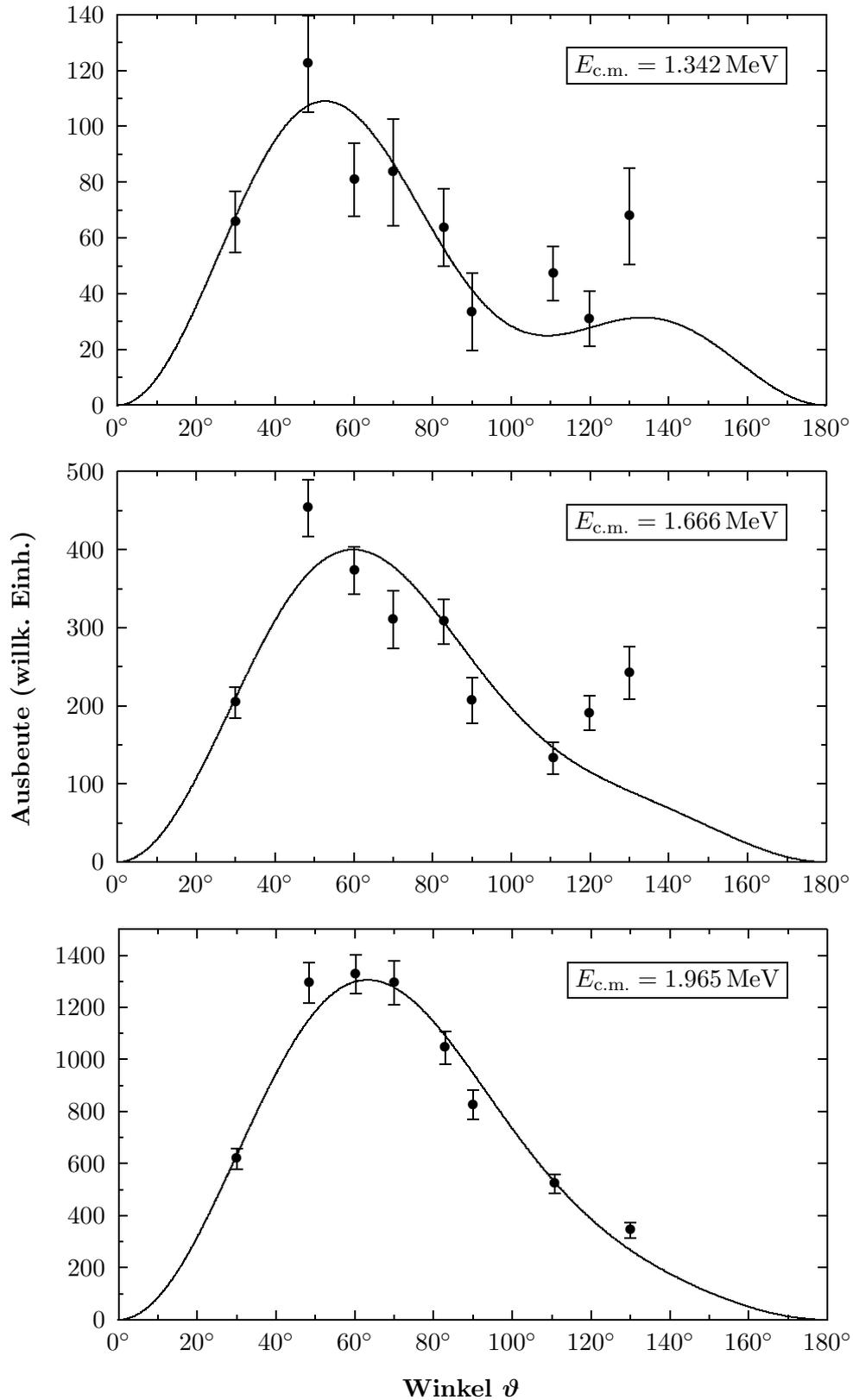


Abbildung D.2: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

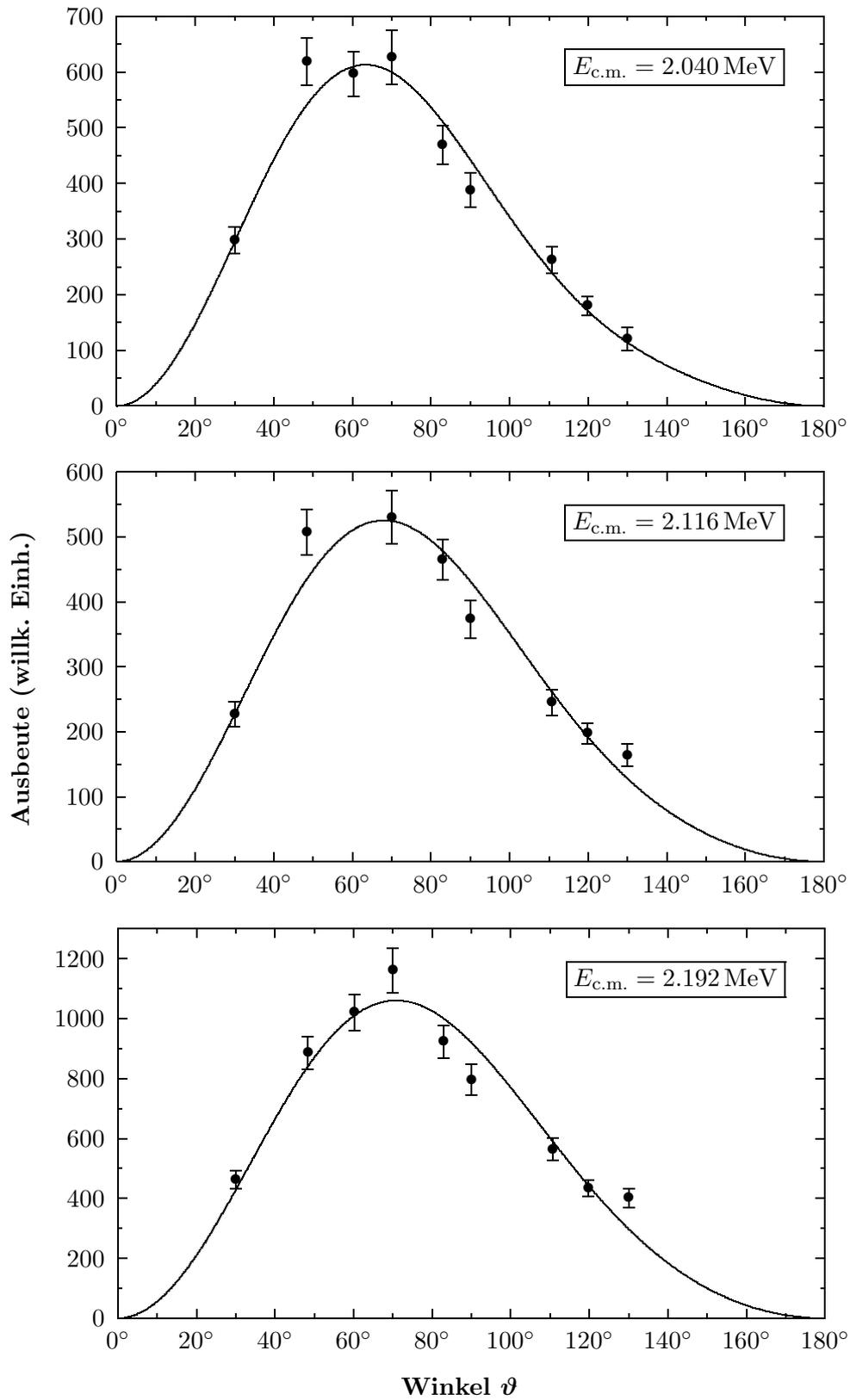


Abbildung D.3: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

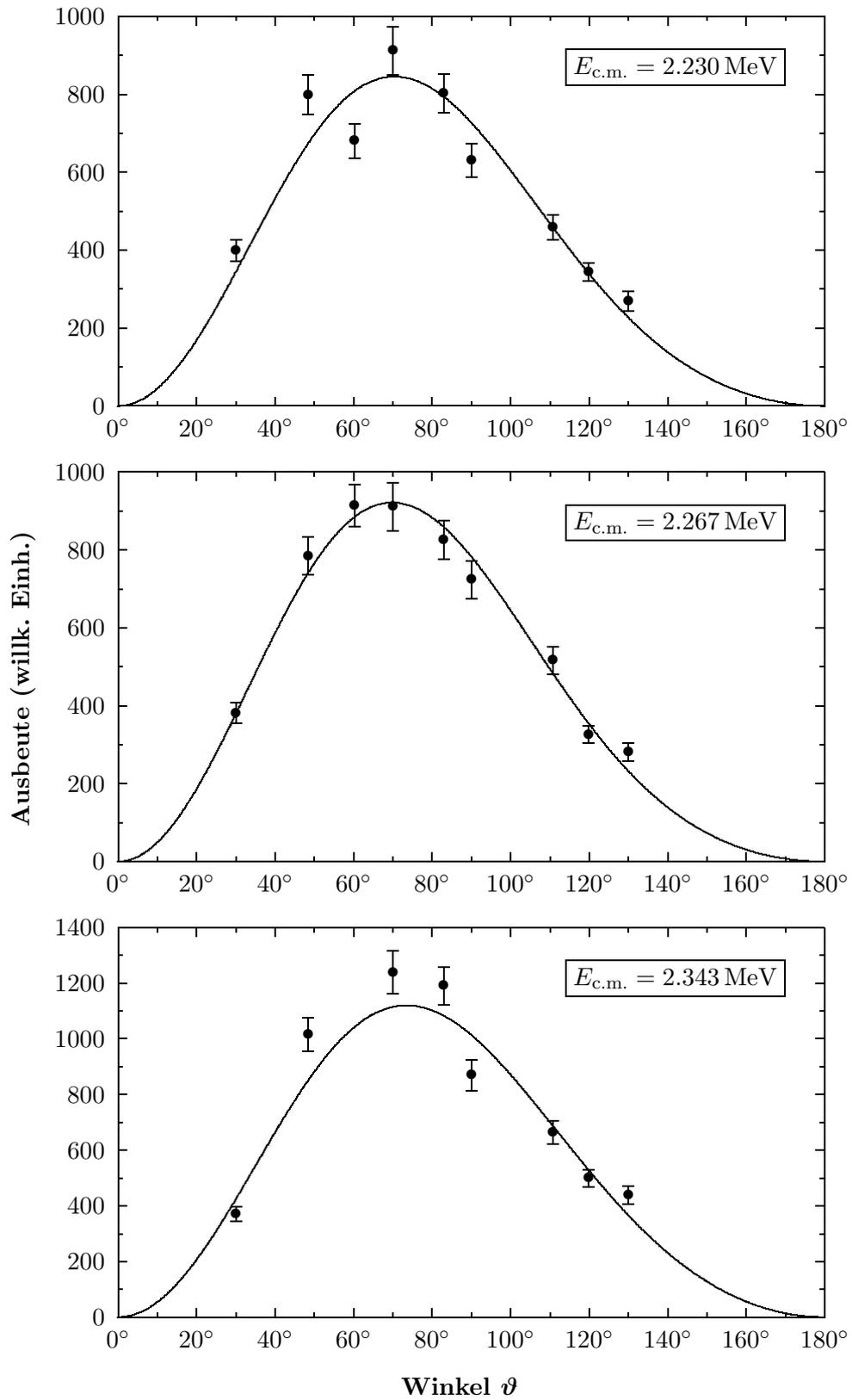


Abbildung D.4: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

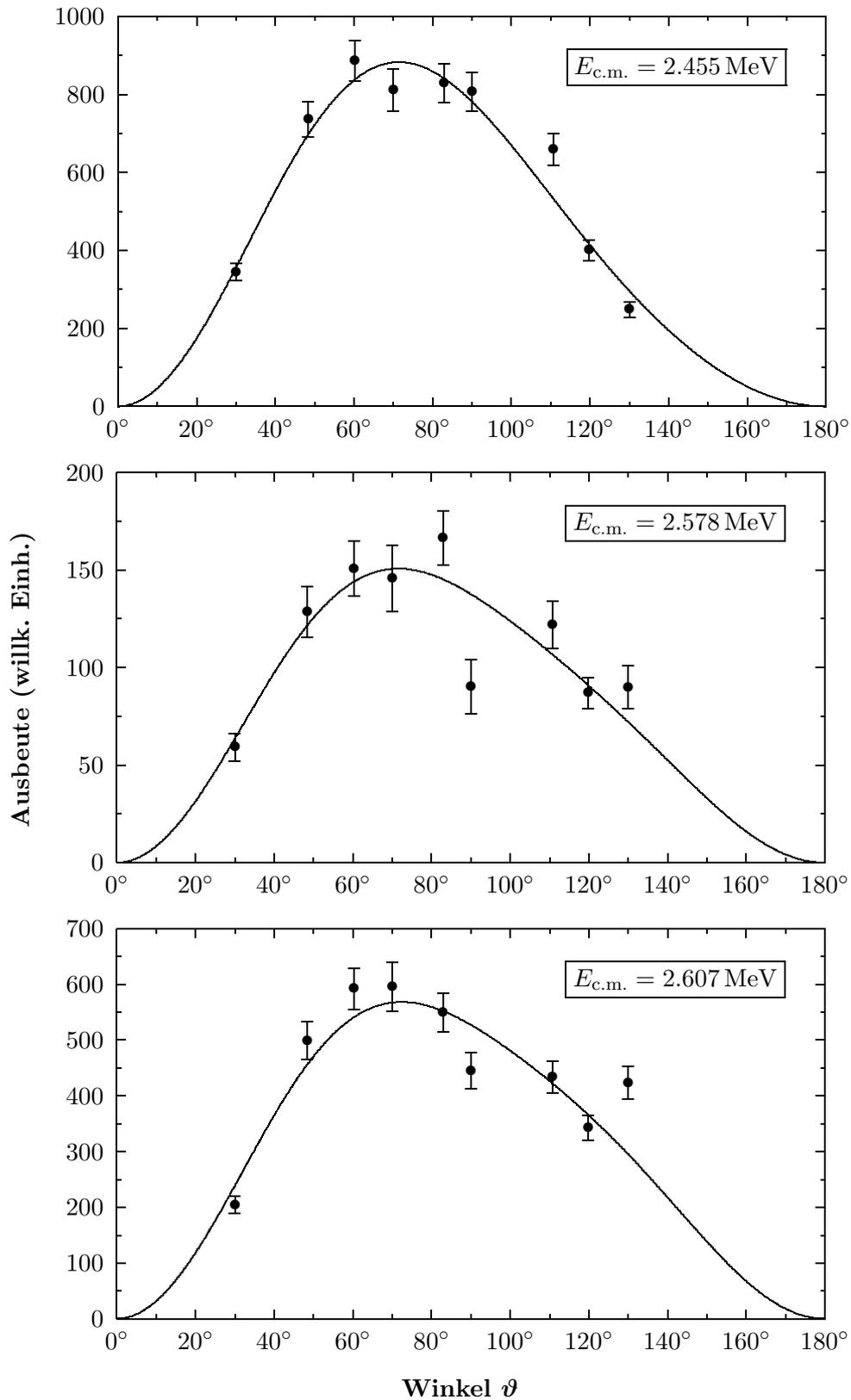


Abbildung D.5: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

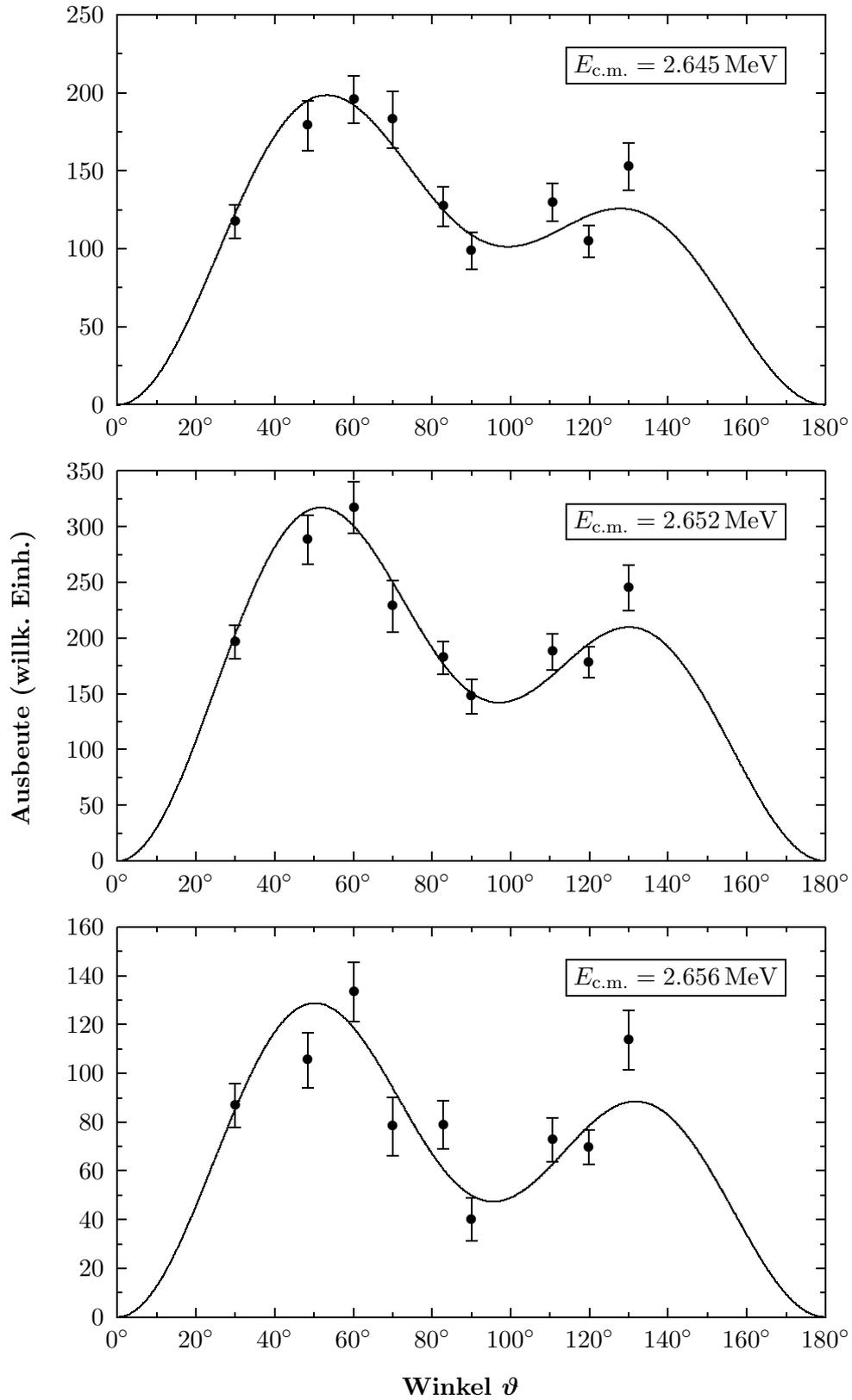


Abbildung D.6: Im Rahmen des EURO GAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

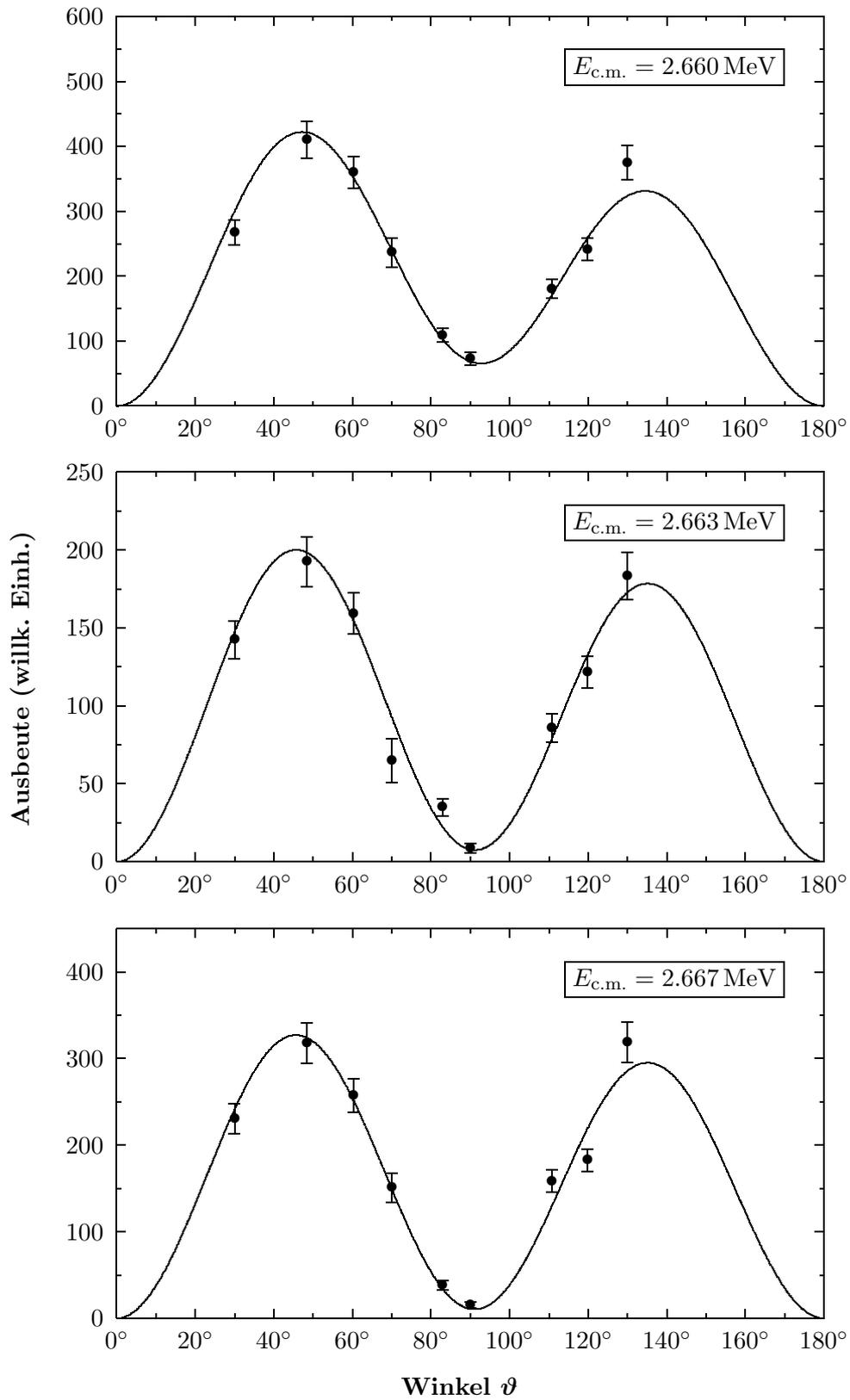


Abbildung D.7: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

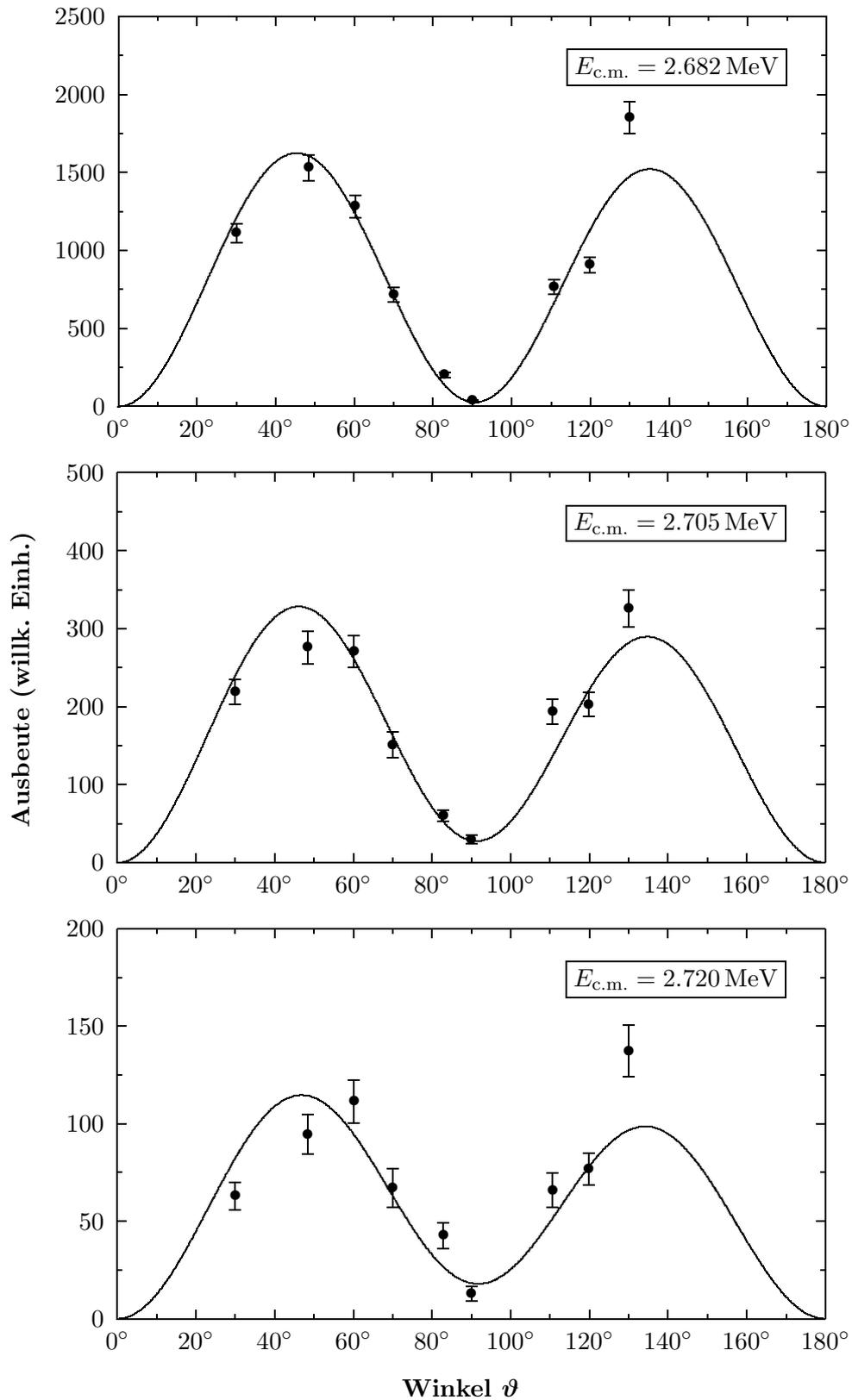


Abbildung D.8: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

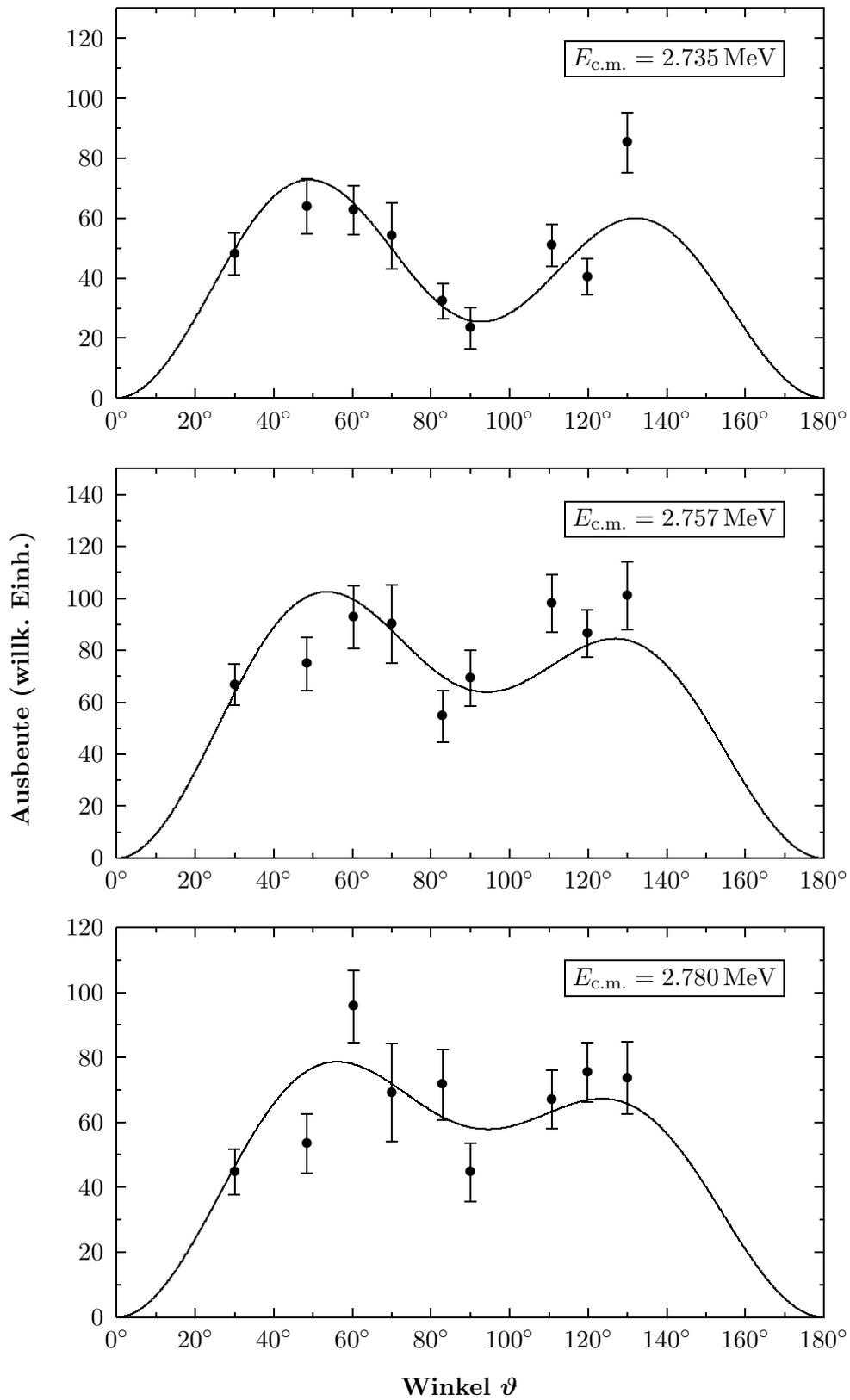


Abbildung D.9: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

D.2 Drehtisch-Experiment

Die nachfolgend abgebildeten Winkelverteilungen beinhalten bereits alle statistischen und systematischen Fehler, einschließlich der Fehler für die Flächenbelegung der Targets. Die in den drei unterschiedlichen Tischpositionen gemessene Ausbeuten wurden im Fall des Referenzdetektors (110°) zu einem gemeinsamen Datenpunkt zusammengefaßt.

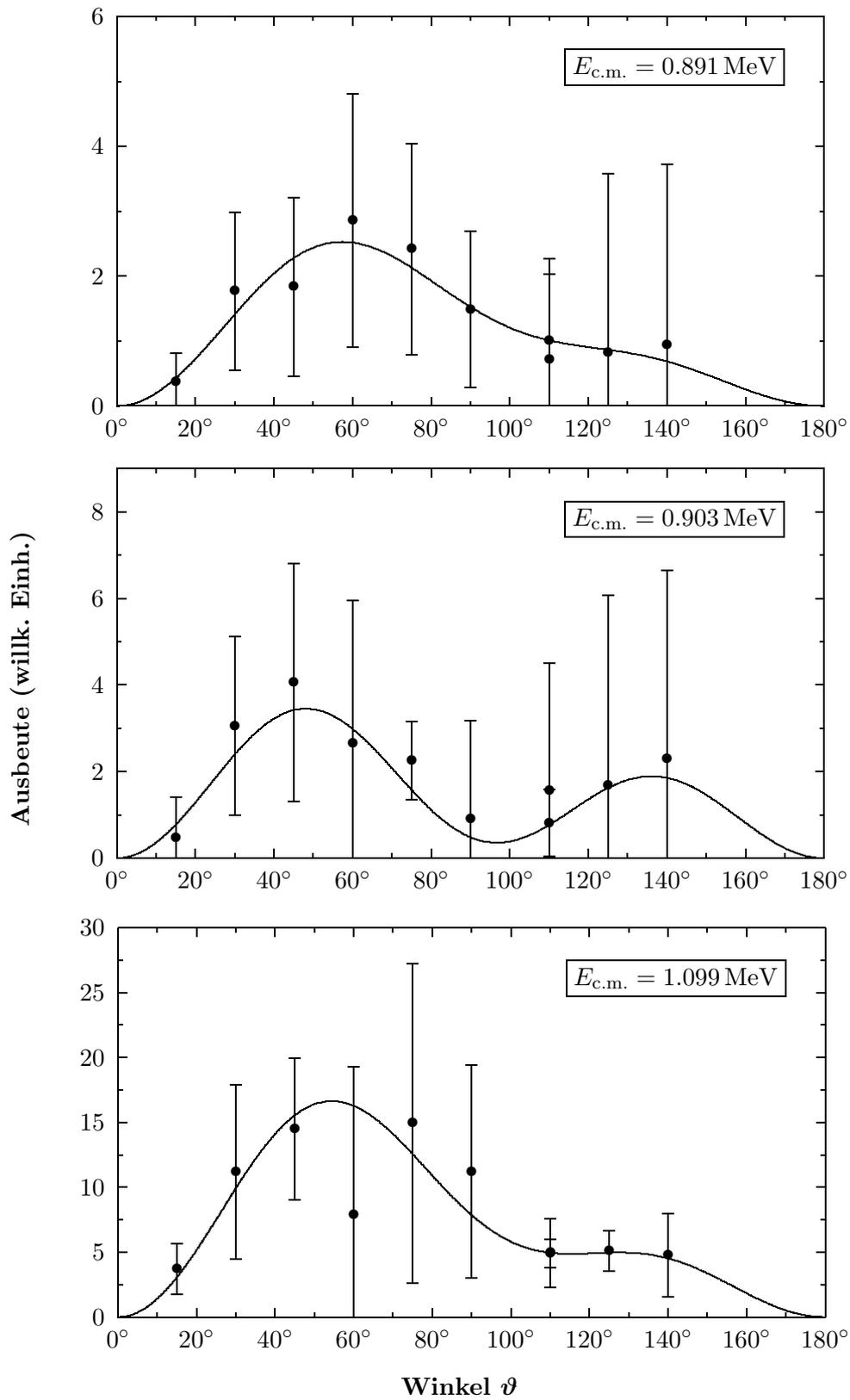


Abbildung D.10: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

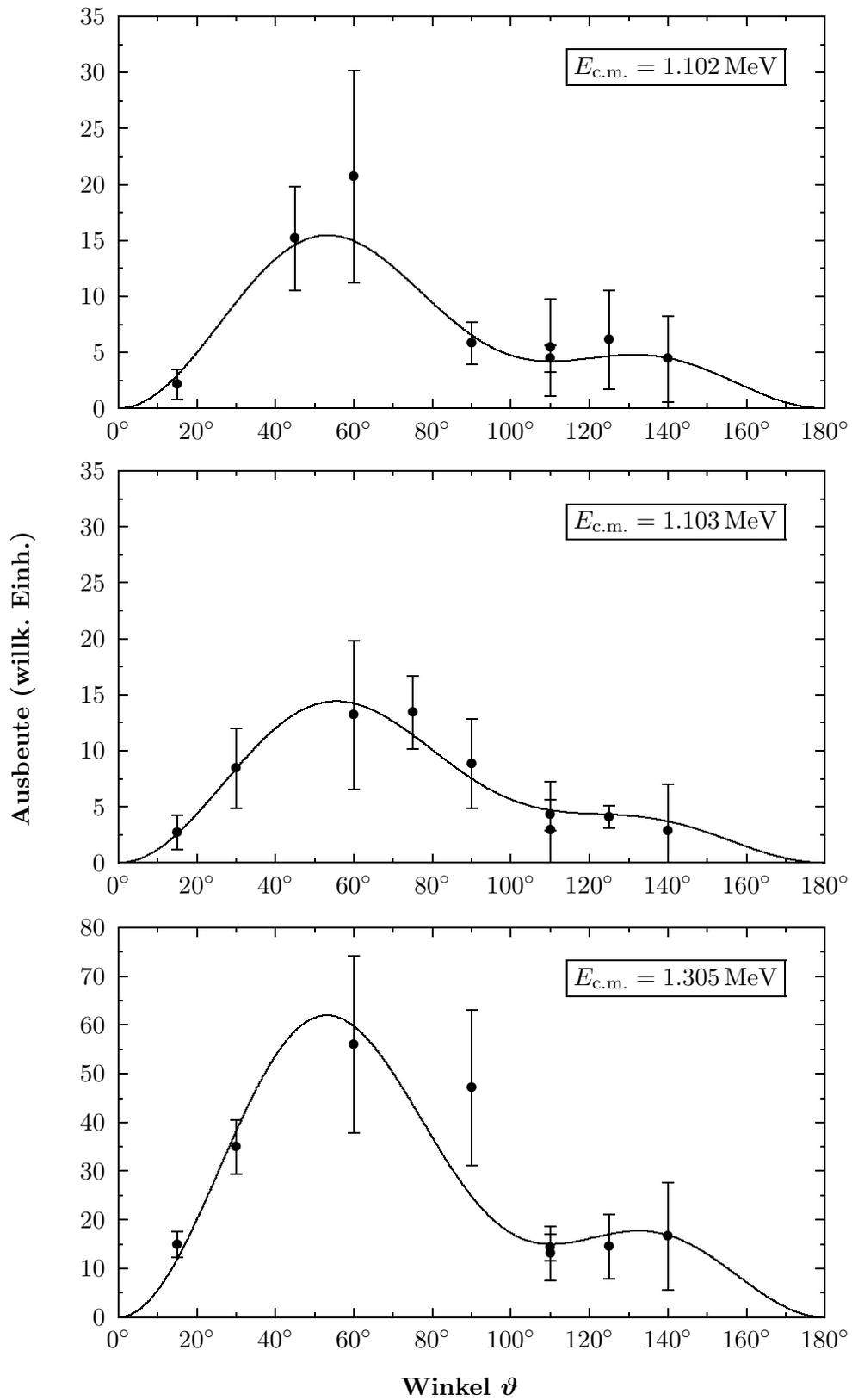


Abbildung D.11: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

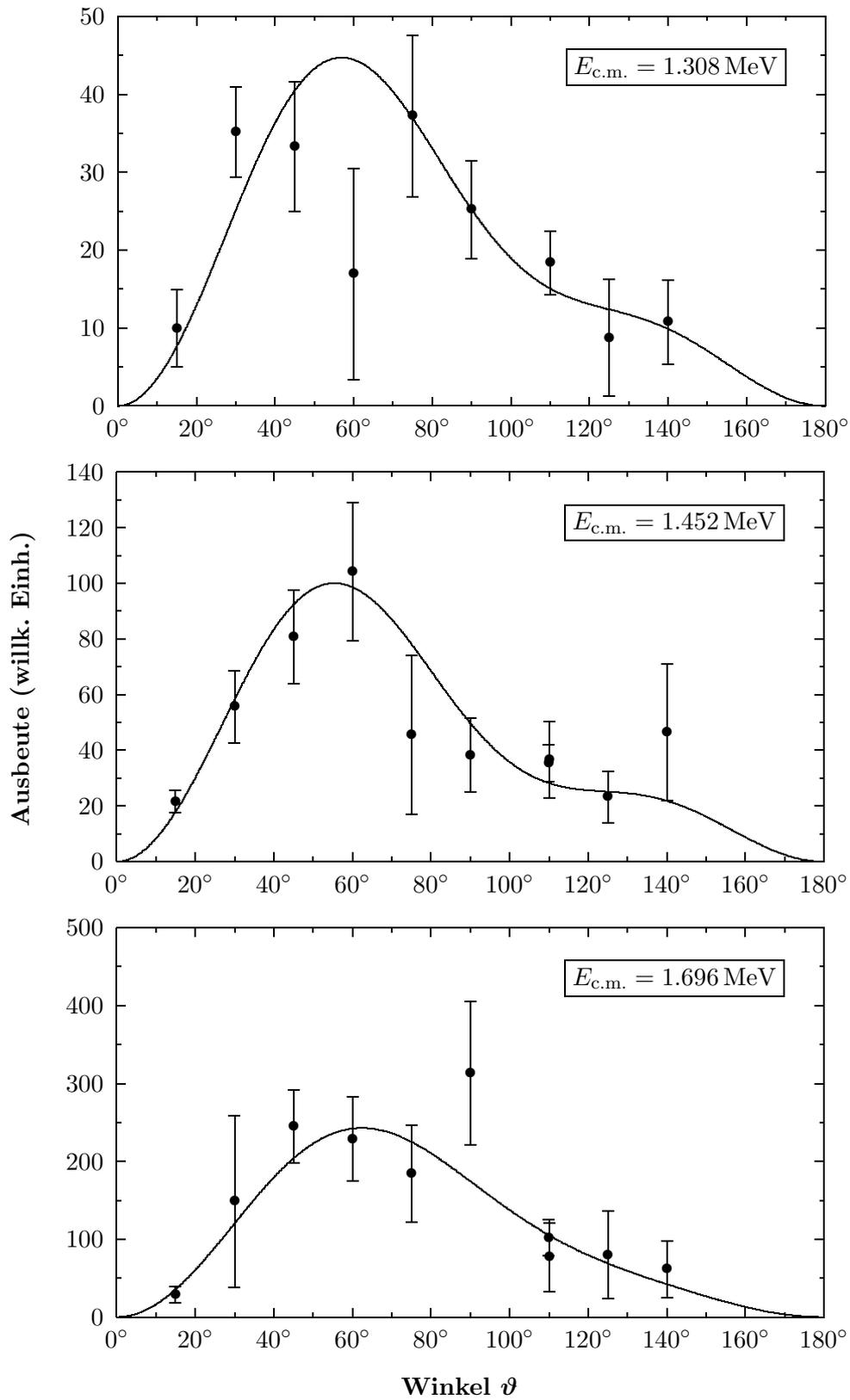


Abbildung D.12: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

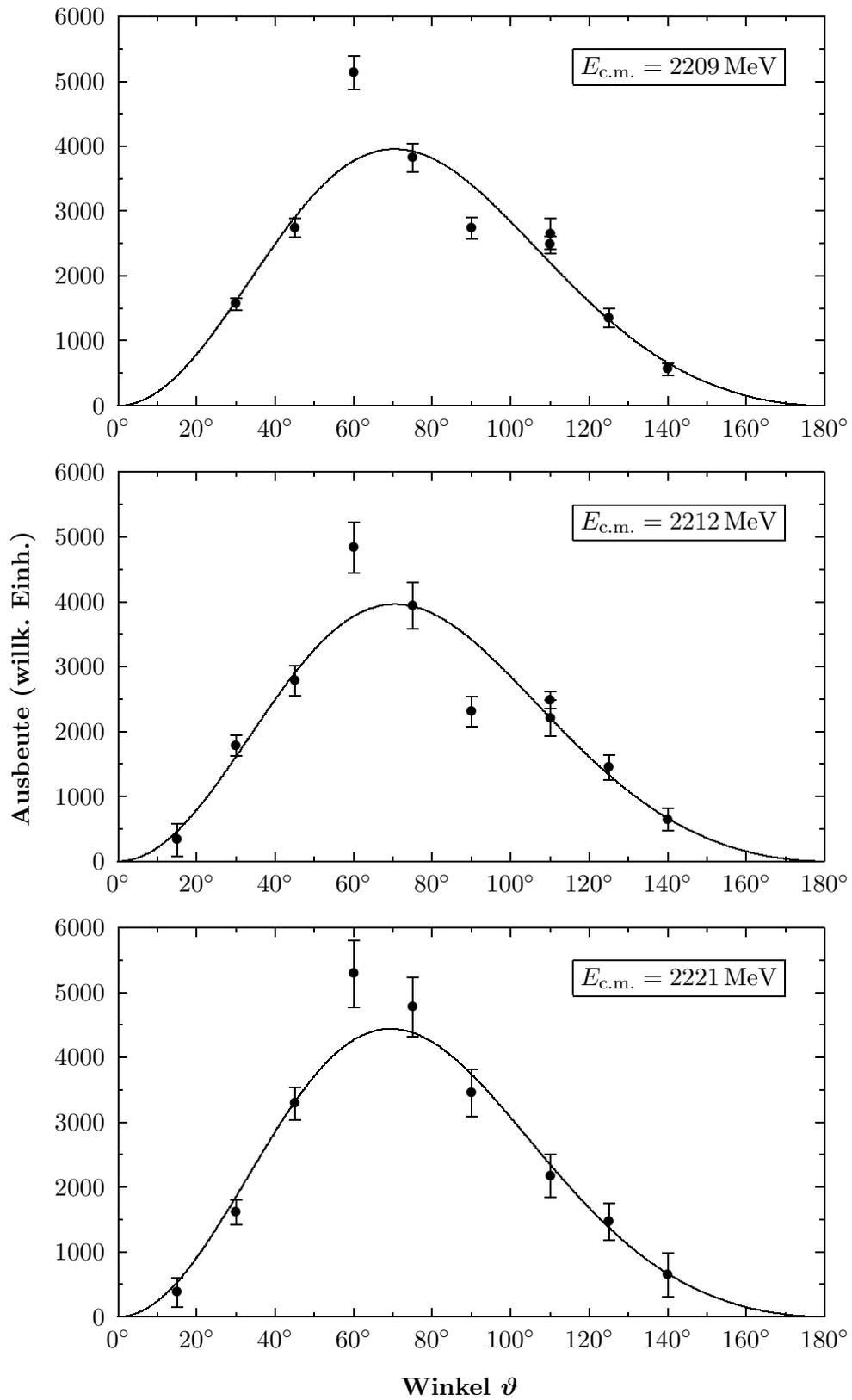


Abbildung D.13: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments gemessene Winkelverteilungen.

Anhang E

Wirkungsquerschnitte und S -Faktoren

Im folgenden sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte und astrophysikalischen S -Faktoren zusammengestellt. Bei den angegebenen Energien handelt es sich im Fall von $E_{\text{c.m.}}$ um die außerhalb der 2^+ -Resonanz unter der Annahme eines konstanten S -Faktors berechnete effektive Energie. E_{E2}^{eff} ist die effektive Energie für den $E2$ -Anteil. Die Abweichungen zwischen den beiden Größen ergeben sich durch den geringeren effektiven Energieverlust im Bereich der 2^+ -Resonanz (siehe Abschnitt 4.2). Außerhalb dieser Resonanz stimmen beide Energien überein.

$E_{c.m.}$ (keV)	E_{E2}^{eff} (keV)	σ_{E1} (b)	σ_{E2} (b)	ϕ_{12} ($^\circ$)	S_{E1} (keVb)	S_{E2} (keVb)
1305	1305	$1.93 (053) \times 10^{-10}$	$3.90 (340) \times 10^{-11}$	54	16.6 (62)	3.4 (29)
1342	1342	$1.59 (059) \times 10^{-10}$	$1.45 (055) \times 10^{-10}$	54	11.0 (49)	10.1 (45)
1666	1666	$1.39 (022) \times 10^{-9}$	$3.64 (093) \times 10^{-10}$	50	19.4 (33)	5.1 (13)
1965	1965	$5.40 (079) \times 10^{-9}$	$8.00 (140) \times 10^{-10}$	41	25.1 (38)	3.7 (7)
2040	2040	$7.80 (110) \times 10^{-9}$	$1.09 (021) \times 10^{-9}$	36	28.5 (42)	4.0 (8)
2116	2116	$1.34 (019) \times 10^{-8}$	$9.00 (180) \times 10^{-10}$	30	39.1 (57)	2.6 (5)
2192	2192	$2.27 (033) \times 10^{-8}$	$9.00 (170) \times 10^{-10}$	21	53.9 (78)	2.1, (4)
2230	2230	$2.67 (038) \times 10^{-8}$	$1.07 (020) \times 10^{-9}$	14	57.2 (83)	2.3 (4)
2267	2267	$3.81 (055) \times 10^{-8}$	$1.59 (029) \times 10^{-9}$	6	74.1 (110)	3.1 (6)
2343	2343	$4.19 (060) \times 10^{-8}$	$1.00 (210) \times 10^{-9}$	13	67.3 (97)	1.6 (3)
2455	2455	$3.55 (025) \times 10^{-8}$	$1.88 (029) \times 10^{-9}$	43	43.9 (31)	2.3 (4)
2578	2578	$2.07 (024) \times 10^{-8}$	$2.23 (073) \times 10^{-9}$	69	19.5 (23)	2.1 (7)
2607	2607	$1.90 (017) \times 10^{-8}$	$2.20 (054) \times 10^{-9}$	73	16.9 (15)	2.0 (5)
2645	2651	$1.30 (015) \times 10^{-8}$	$9.60 (120) \times 10^{-9}$	78	10.7 (12)	7.9 (10)
2652	2659	$1.21 (013) \times 10^{-8}$	$1.16 (013) \times 10^{-8}$	79	9.8 (11)	9.4 (11)
2656	2665	$1.24 (019) \times 10^{-8}$	$1.62 (020) \times 10^{-8}$	79	10.0 (15)	13.1 (16)
2660	2671	$1.11 (016) \times 10^{-8}$	$4.44 (042) \times 10^{-8}$	80	8.9 (12)	35.5 (33)
2663	2676	$1.00 (042) \times 10^{-8}$	$1.92 (018) \times 10^{-7}$	80	8.0 (33)	152.0 (140)
2667	2681	$1.24 (043) \times 10^{-8}$	$2.83 (026) \times 10^{-7}$	80	9.8 (34)	223.0 (200)
2682	2696	$9.80 (310) \times 10^{-9}$	$4.55 (040) \times 10^{-7}$	82	7.5 (24)	348.0 (300)
2705	2717	$9.00 (190) \times 10^{-9}$	$7.57 (071) \times 10^{-8}$	83	6.6 (14)	55.4 (52)
2720	2730	$6.20 (130) \times 10^{-9}$	$2.67 (028) \times 10^{-8}$	84	4.4 (9)	19.0 (20)
2735	2741	$6.60 (130) \times 10^{-9}$	$1.08 (015) \times 10^{-8}$	85	4.6 (9)	7.4 (10)
2757	2761	$5.90 (081) \times 10^{-9}$	$4.12 (066) \times 10^{-9}$	87	3.9 (5)	2.7 (4)
2780	2783	$6.33 (087) \times 10^{-9}$	$3.30 (065) \times 10^{-9}$	88	4.0 (6)	2.1 (4)

Tabelle E.1: Im Rahmen des EUROGAM-Array-Experiments ermittelte Wirkungsquerschnitte und S -Faktoren.

$E_{c.m.}$ (keV)	σ_{E1} (b)	σ_{E2} (b)	ϕ_{12} ($^\circ$)	S_{E1} (keVb)	S_{E2} (keVb)
891	$1.02 (059) \times 10^{-11}$	$4.0 (39) \times 10^{-12}$	60	26.0 (150)	11.0 (100)
903	$7.40 (830) \times 10^{-12}$	$1.1 (10) \times 10^{-11}$	60	17.0 (190)	25.0 (240)
1099	$5.20 (150) \times 10^{-11}$	$3.3 (17) \times 10^{-11}$	57	19.2 (54)	12.2 (60)
1102	$4.40 (130) \times 10^{-11}$	$3.4 (17) \times 10^{-11}$	57	15.5 (47)	12.2 (60)
1103	$5.00 (120) \times 10^{-11}$	$2.6 (13) \times 10^{-11}$	57	17.8 (43)	9.2 (45)
1305	$1.65 (037) \times 10^{-10}$	$1.4 (03) \times 10^{-10}$	54	14.3 (32)	11.9 (27)
1308	$1.68 (034) \times 10^{-10}$	$7.0 (27) \times 10^{-11}$	55	14.3 (29)	5.9 (23)
1452	$3.32 (069) \times 10^{-10}$	$1.8 (06) \times 10^{-10}$	53	12.5 (26)	6.6 (21)
1696	$1.16 (016) \times 10^{-9}$	$2.1 (10) \times 10^{-10}$	50	14.3 (20)	2.6 (12)
2209	$2.27 (005) \times 10^{-8}$	$9.3 (12) \times 10^{-10}$	20	51.5 (12)	2.1 (3)
2212	$2.28 (007) \times 10^{-8}$	$9.2 (18) \times 10^{-10}$	19	51.2 (16)	2.1 (4)
2221	$2.49 (013) \times 10^{-8}$	$1.2 (03) \times 10^{-9}$	18	54.7 (28)	2.6 (6)

Tabelle E.2: Im Rahmen des Drehtisch-Experiments ermittelte Wirkungsquerschnitte und S -Faktoren.

Anhang F

R-Matrix-Fits

Nachfolgend sind die simultanen *R*-Matrix-Fits für alle in Frage kommenden Interferenzkombinationen abgebildet. Die Tabellen F.1 und F.2 zeigen jeweils die Extrapolationswerte für den *S*-Faktor bei 300 keV und die Genauigkeit des entsprechenden Fits.

F.1 *E*1-Anteil

$\{\epsilon_\lambda\}$	χ^2	$S_{E1}(300 \text{ keV})$ (keVb)
{+1, -1, -1}	9.0	77.0
{+1, -1, +1}	13.1	68.1
{+1, +1, -1}	25.4	103.2
{+1, +1, +1}	9.6	4.3

Tabelle F.1: Vergleich von Genauigkeit und S_{E1} bei 300 keV der *R*-Matrix-Fits für die verschiedenen Interferenzkombinationen.

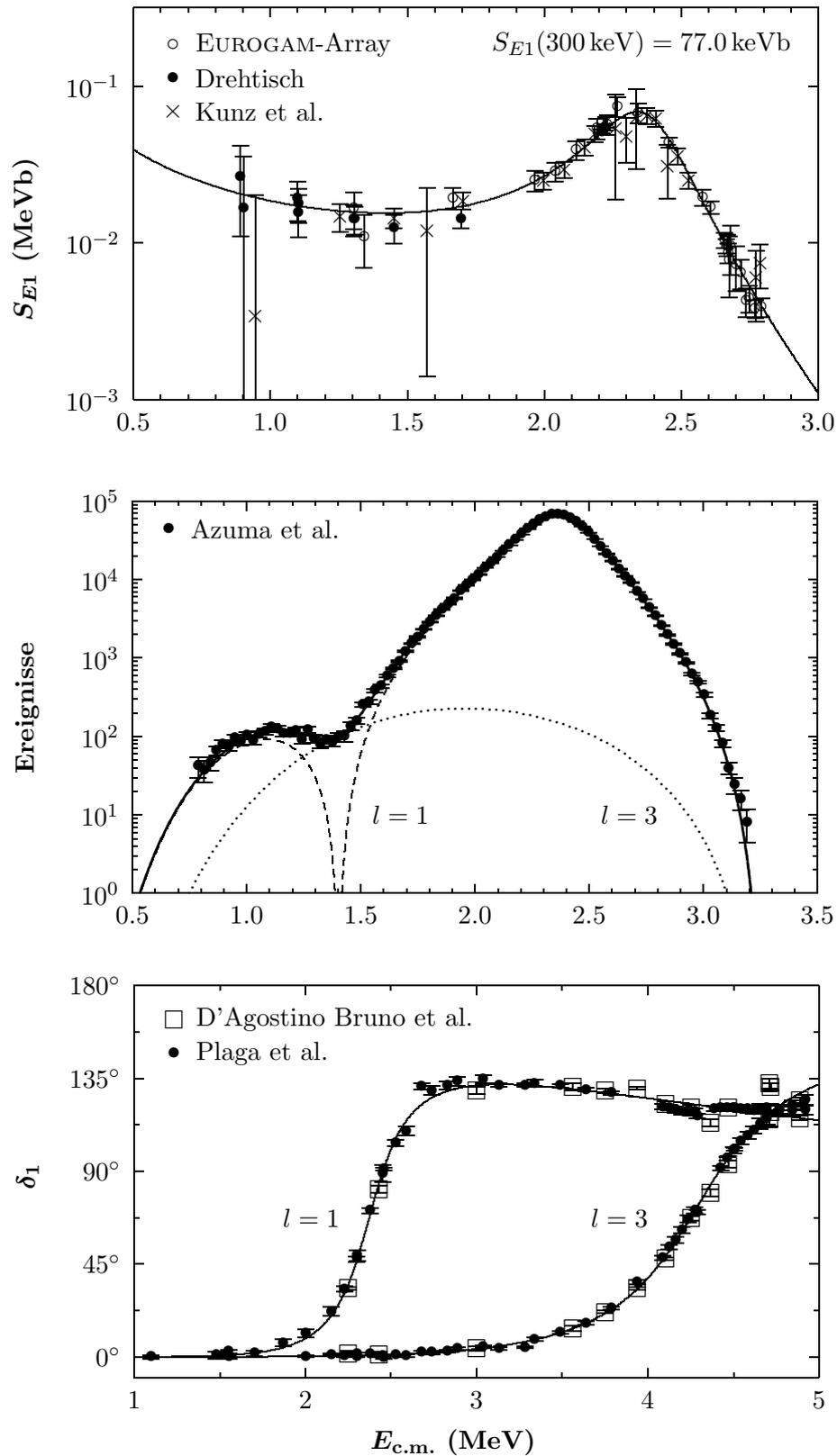


Abbildung F.1: Simultaner *R*-Matrix-Fit an den *E1*-Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1\}$. $\chi^2 = 9.0$.

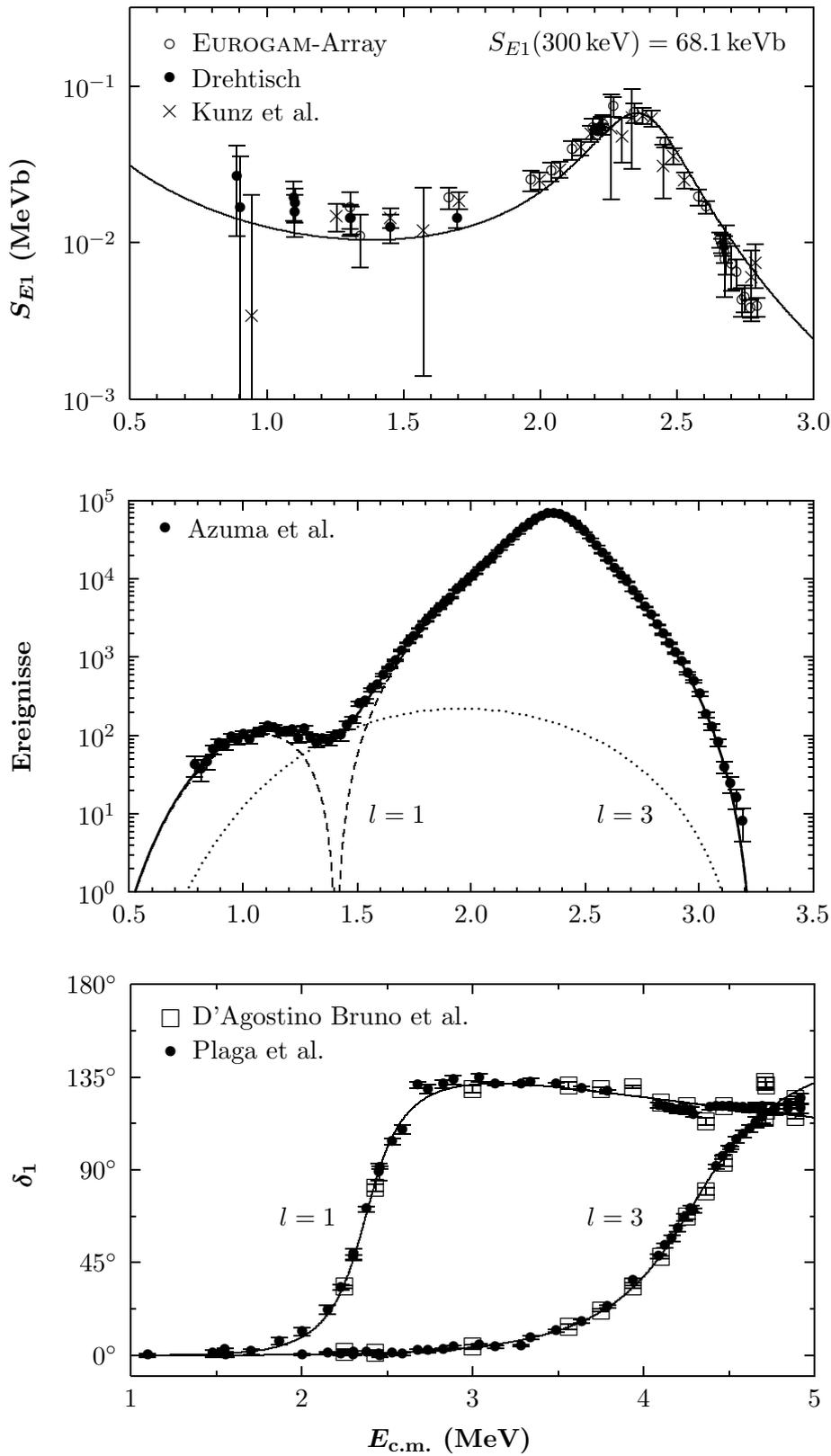


Abbildung F.2: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E1$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, +1\}$. $\chi^2 = 13.1$.

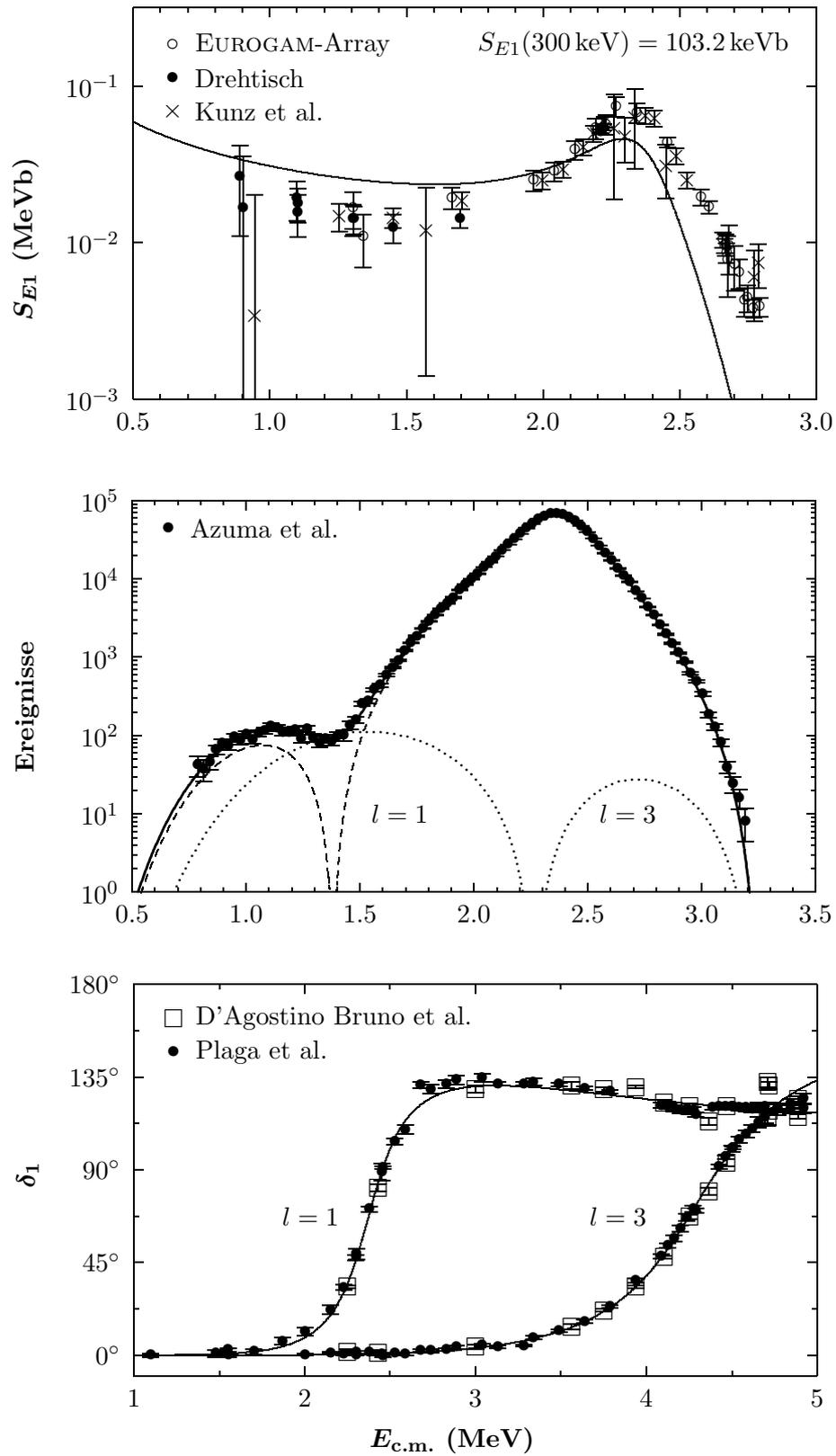


Abbildung F.3: Simultaner *R*-Matrix-Fit an den $E1$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, -1\}$. $\chi^2 = 25.4$.

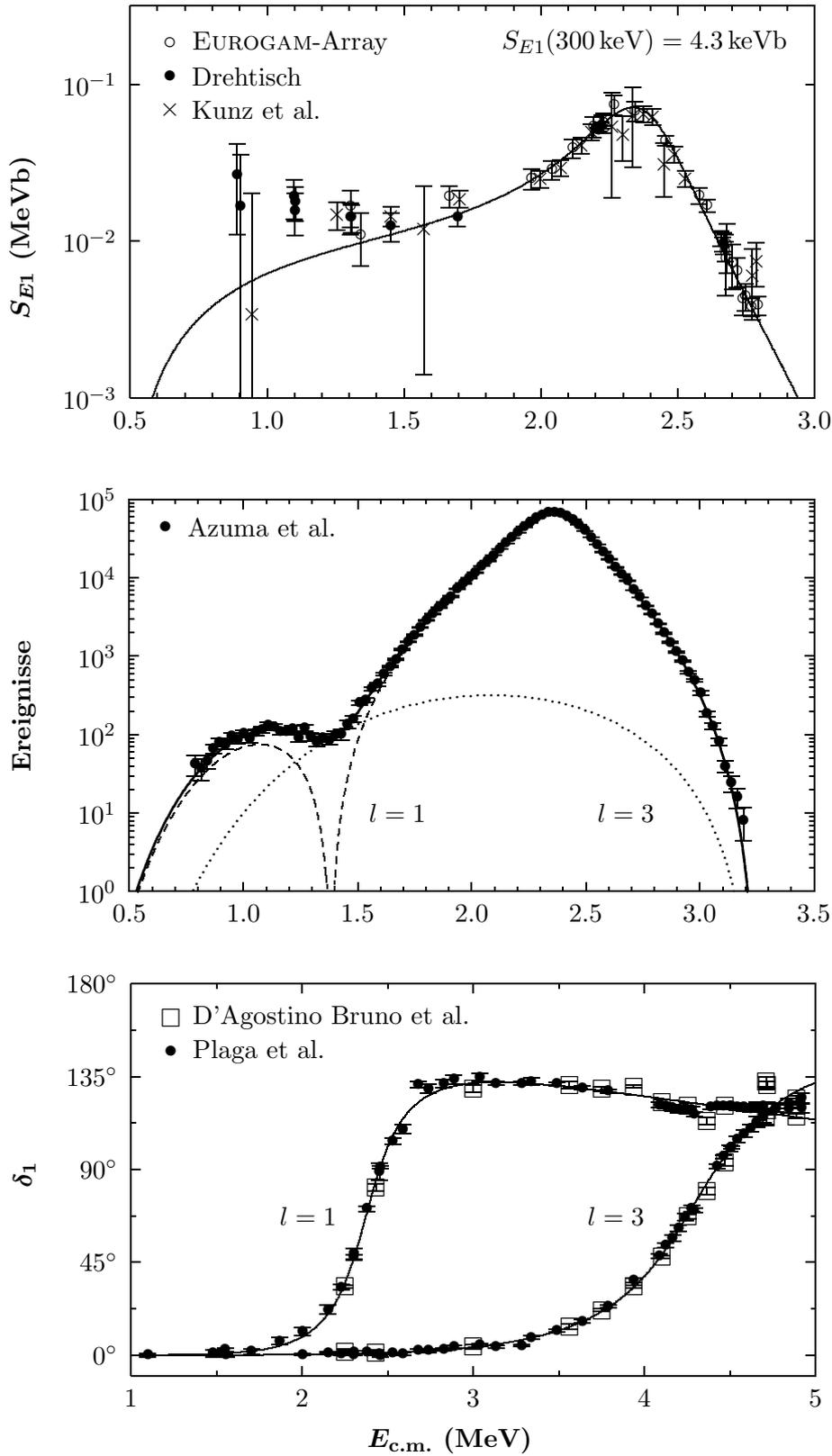


Abbildung F.4: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E1$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, +1\}$. $\chi^2 = 9.6$.

F.2 *E*2-Anteil

$\{\epsilon_\lambda\}$	χ^2	$S_{E2}(300 \text{ keV})$ (keVb)
{+1, -1, -1, -1, -1}	22.1	1.1
{+1, -1, -1, -1, +1}	17.0	101.7
{+1, -1, -1, +1, -1}	16.9	73.9
{+1, -1, -1, +1, +1}	16.6	80.7
{+1, -1, +1, -1, -1}	18.1	75.7
{+1, -1, +1, -1, +1}	17.0	77.7
{+1, -1, +1, +1, -1}	17.0	98.3
{+1, -1, +1, +1, +1}	21.3	0.001
{+1, +1, -1, -1, -1}	103.6	1.6
{+1, +1, -1, -1, +1}	20.4	74.0
{+1, +1, -1, +1, -1}	18.1	80.8
{+1, +1, -1, +1, +1}	22.7	55.9
{+1, +1, +1, -1, -1}	19.7	57.2
{+1, +1, +1, -1, +1}	20.0	90.0
{+1, +1, +1, +1, -1}	20.2	0.5
{+1, +1, +1, +1, +1}	20.7	0.4

Tabelle F.2: Vergleich von Genauigkeit und S_{E2} bei 300 keV der *R*-Matrix-Fits für die verschiedenen Interferenzkombinationen.

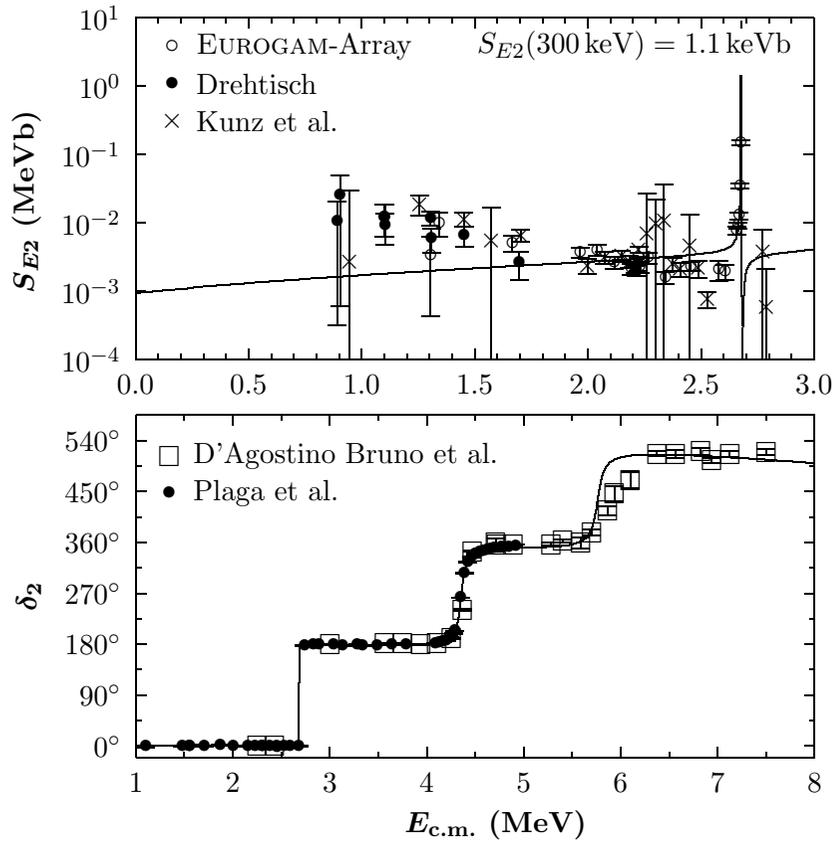


Abbildung F.5: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1, -1, -1\}$. $\chi^2 = 22.1$.

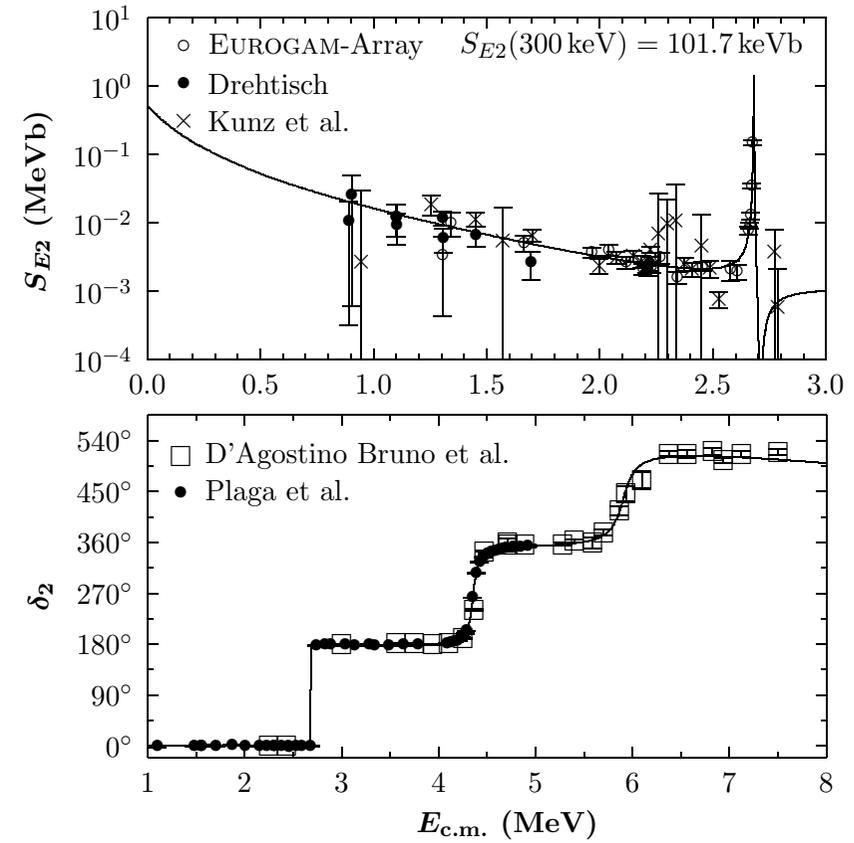


Abbildung F.6: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1, -1, +1\}$. $\chi^2 = 17.0$.

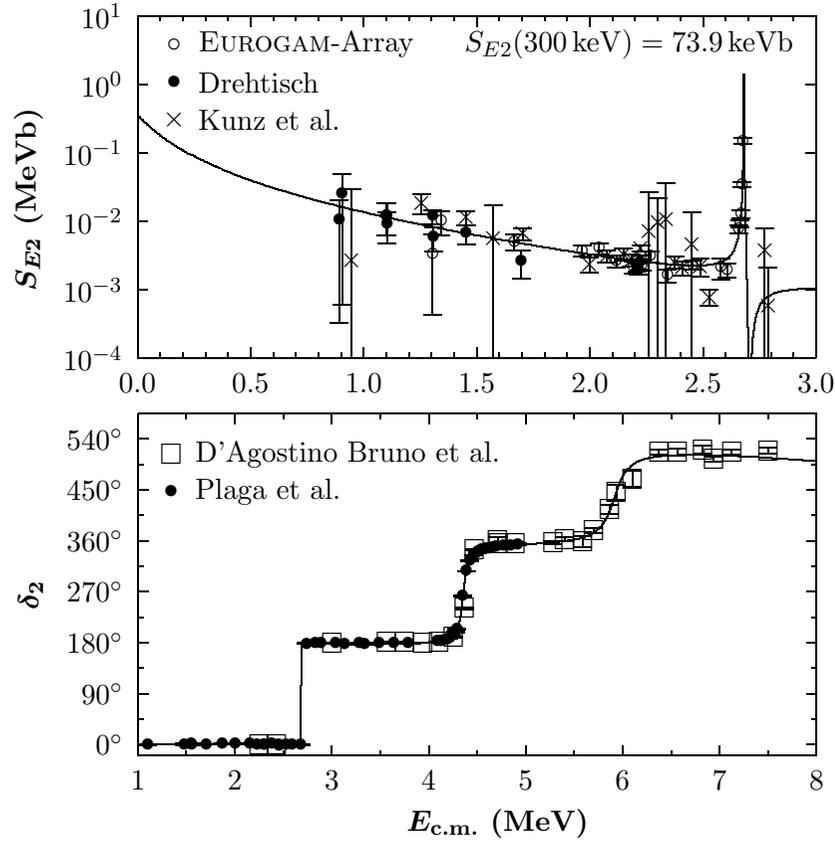


Abbildung F.7: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1, +1, -1\}$. $\chi^2 = 16.9$.

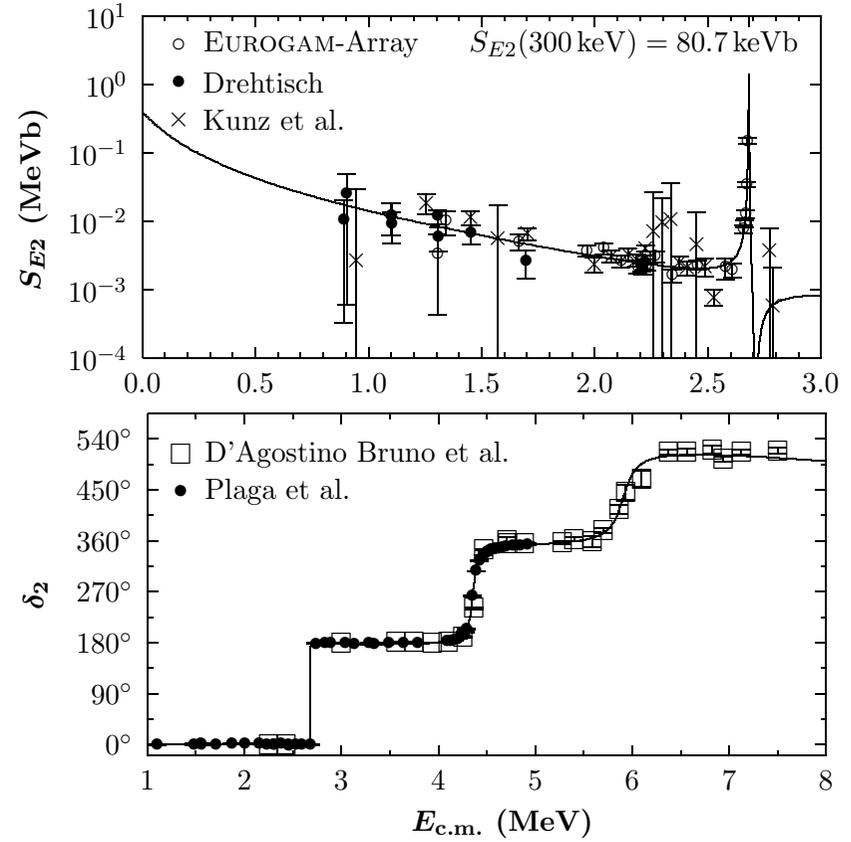


Abbildung F.8: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, -1, +1, +1\}$. $\chi^2 = 16.6$.

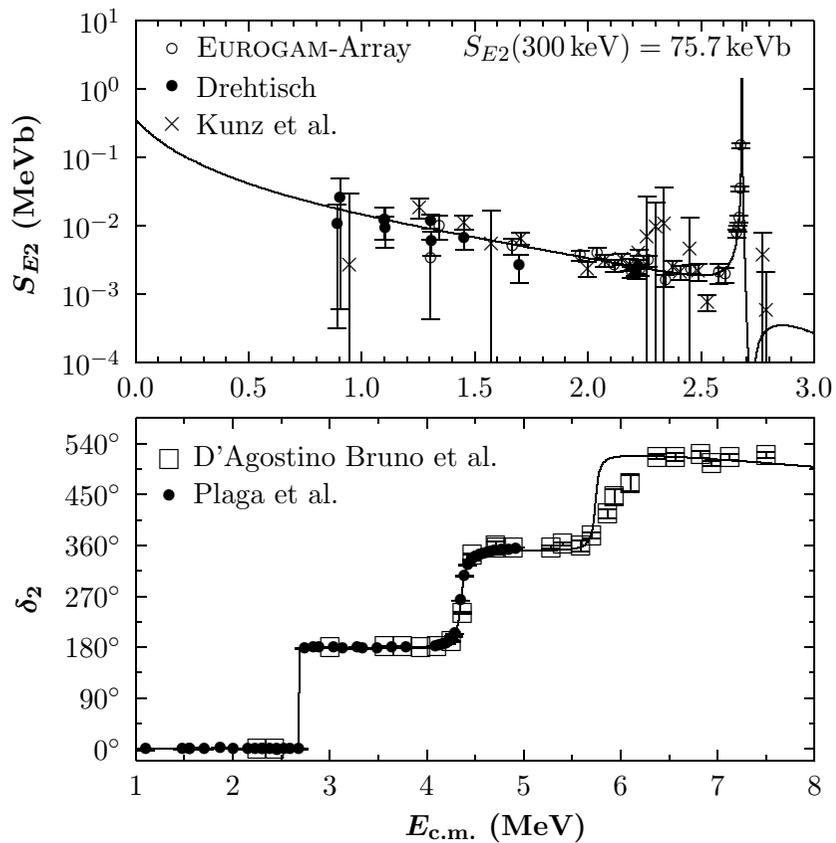


Abbildung F.9: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, +1, -1, -1\}$. $\chi^2 = 18.1$.

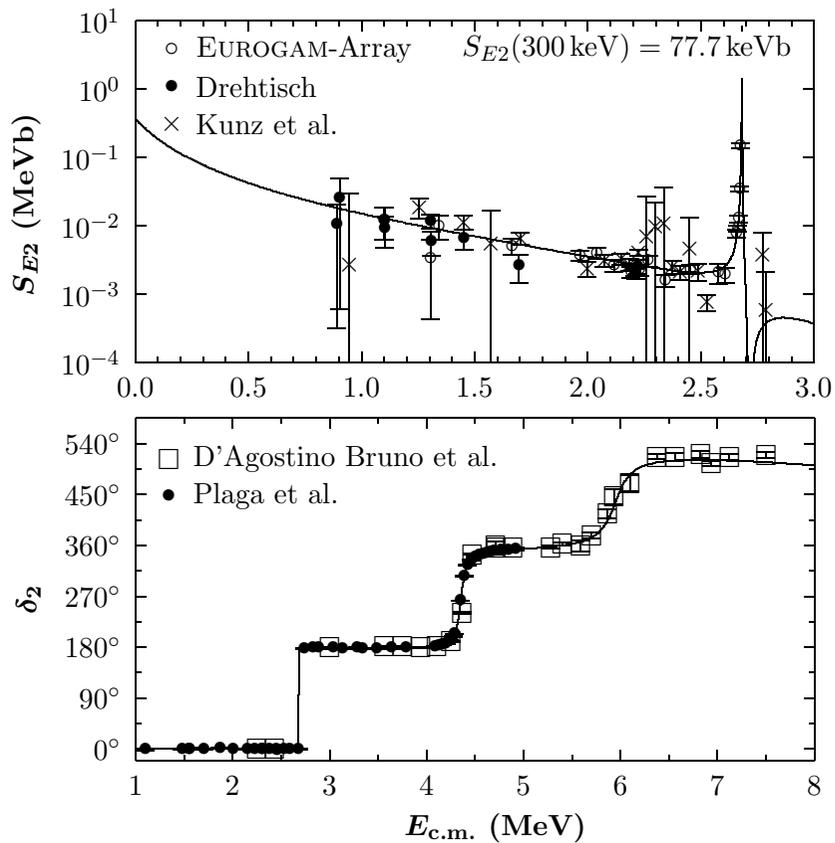


Abbildung F.10: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, +1, -1, +1\}$. $\chi^2 = 17.0$.

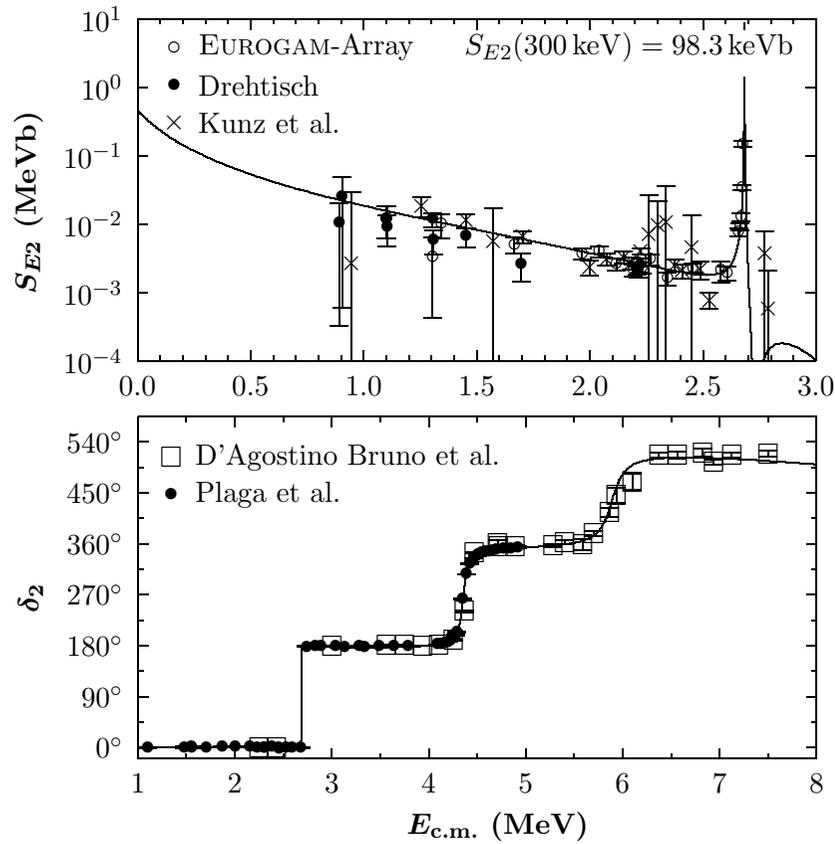


Abbildung F.11: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, +1, +1, -1\}$. $\chi^2 = 17.0$.

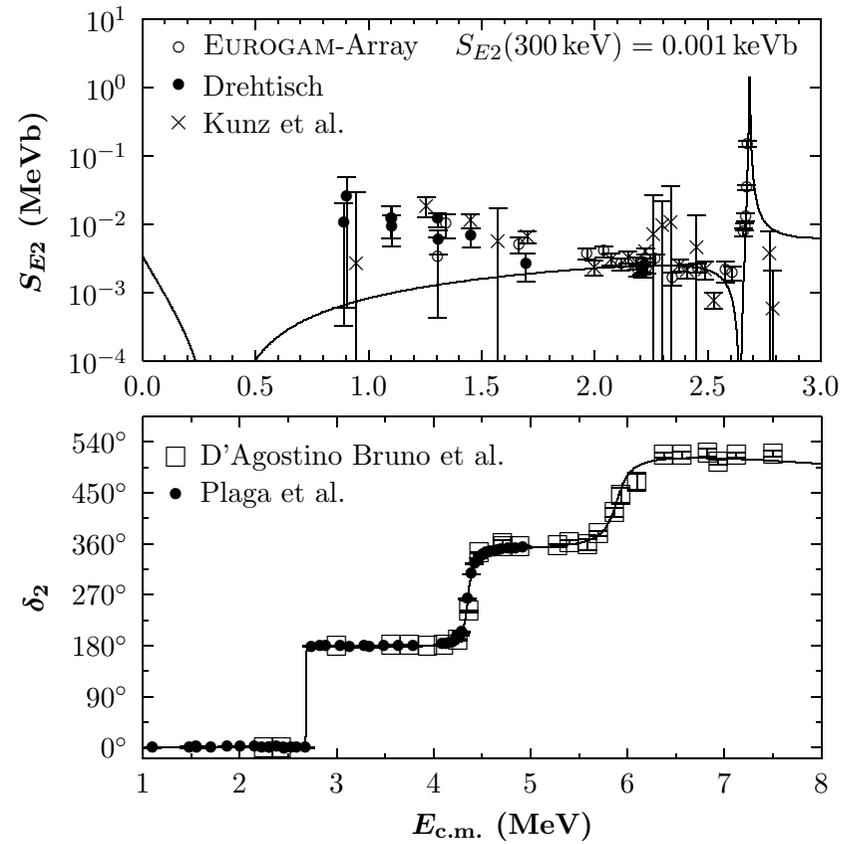


Abbildung F.12: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, -1, +1, +1, +1\}$. $\chi^2 = 21.3$.

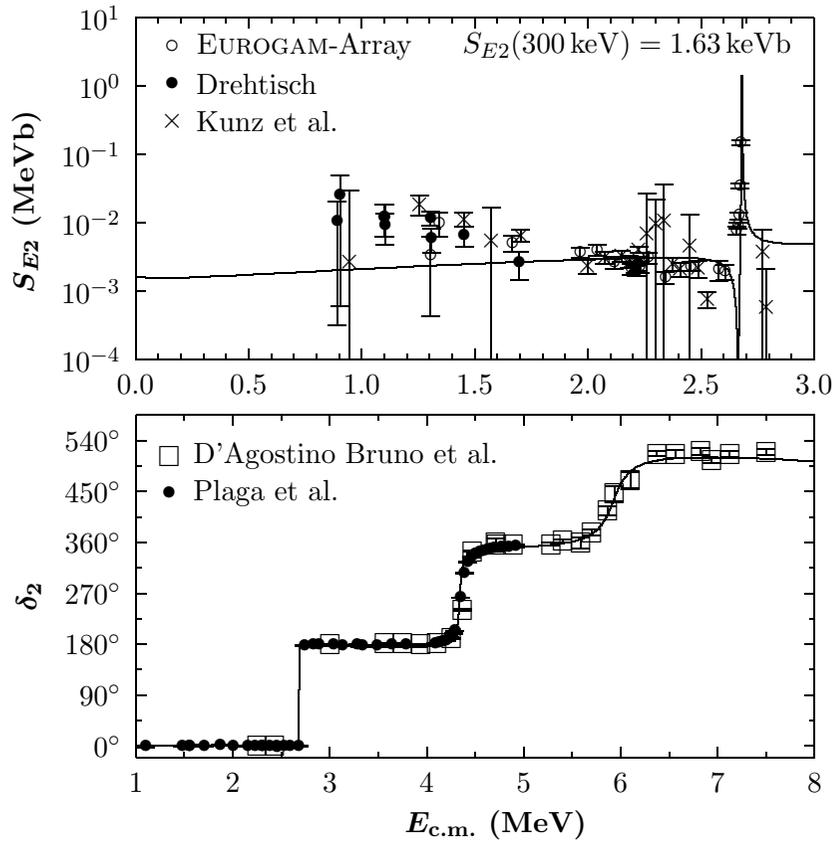


Abbildung F.13: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda_1}\} = \{+1, +1, -1, -1, -1\}$. $\chi^2 = 103.6$.

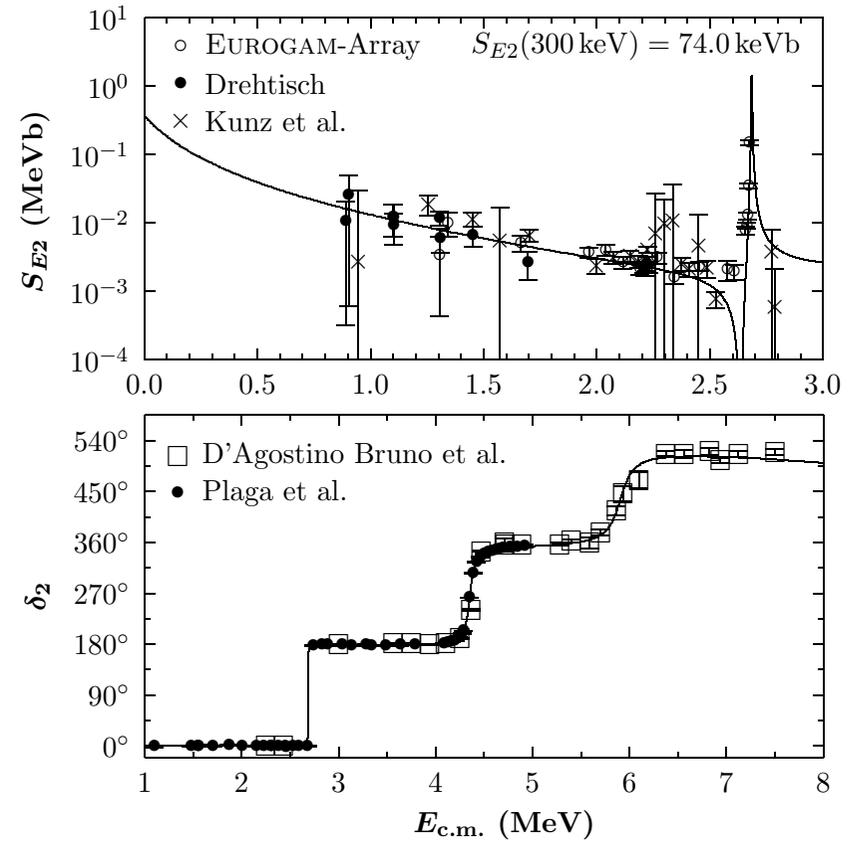


Abbildung F.14: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda_1}\} = \{+1, +1, -1, -1, +1\}$. $\chi^2 = 20.4$.

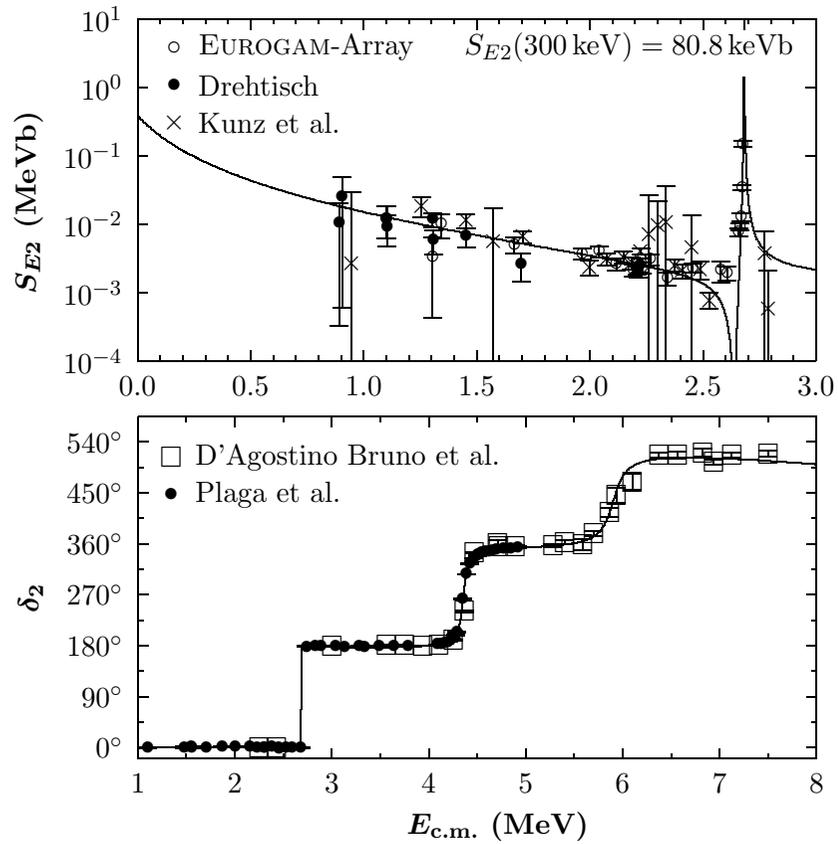


Abbildung F.15: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, -1, +1, -1\}$. $\chi^2 = 18.1$.

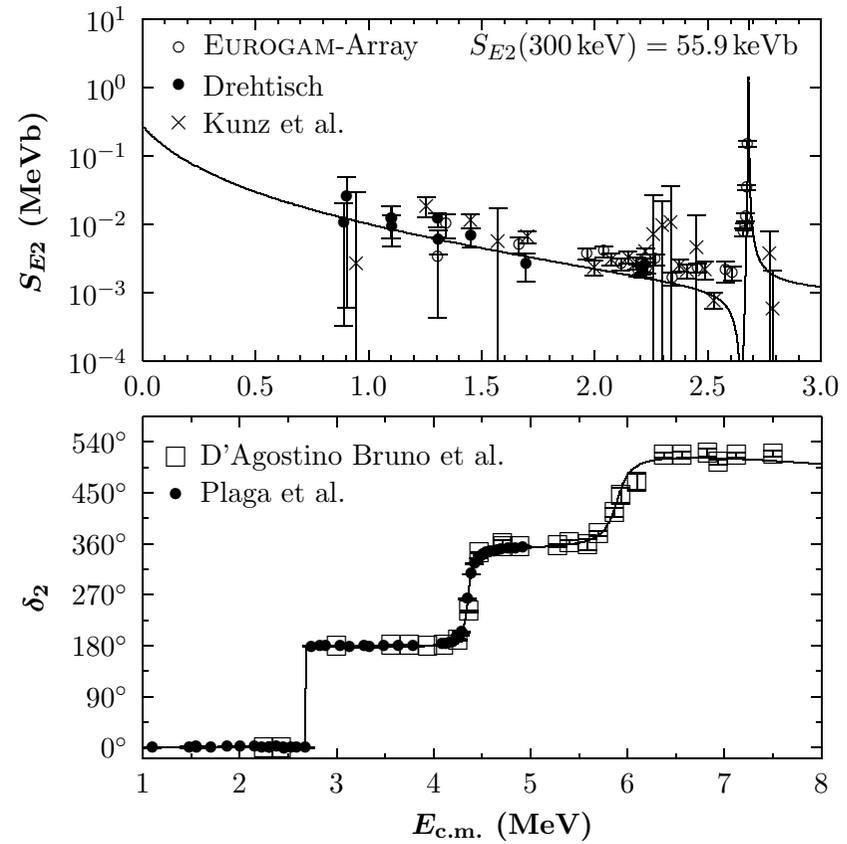


Abbildung F.16: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, -1, +1, +1\}$. $\chi^2 = 22.7$.

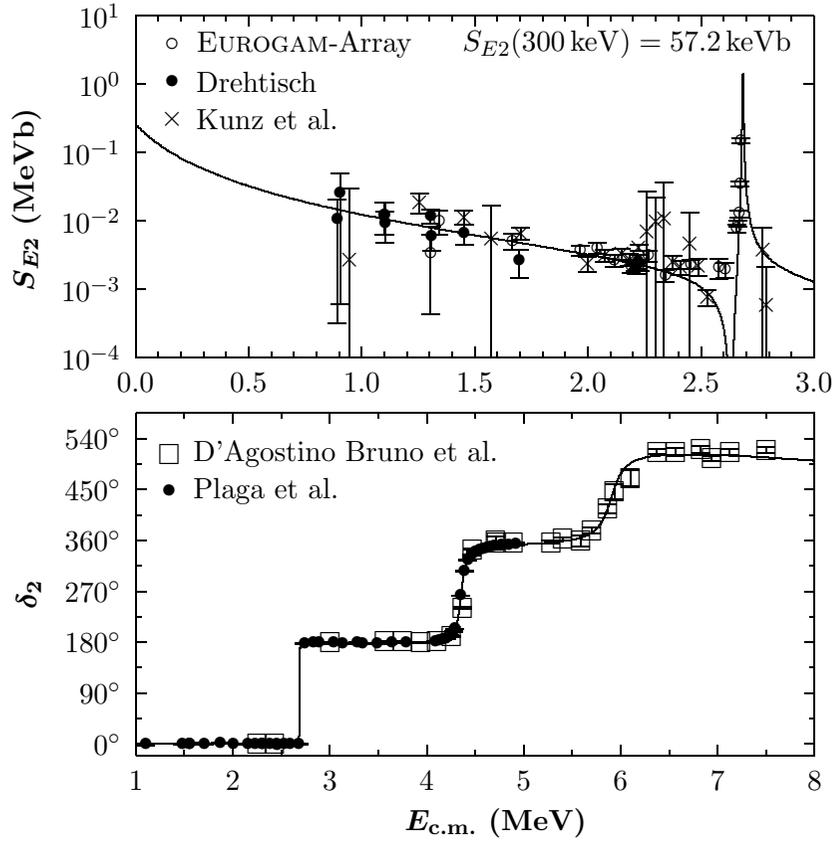


Abbildung F.17: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, +1, -1, -1\}$. $\chi^2 = 19.7$.

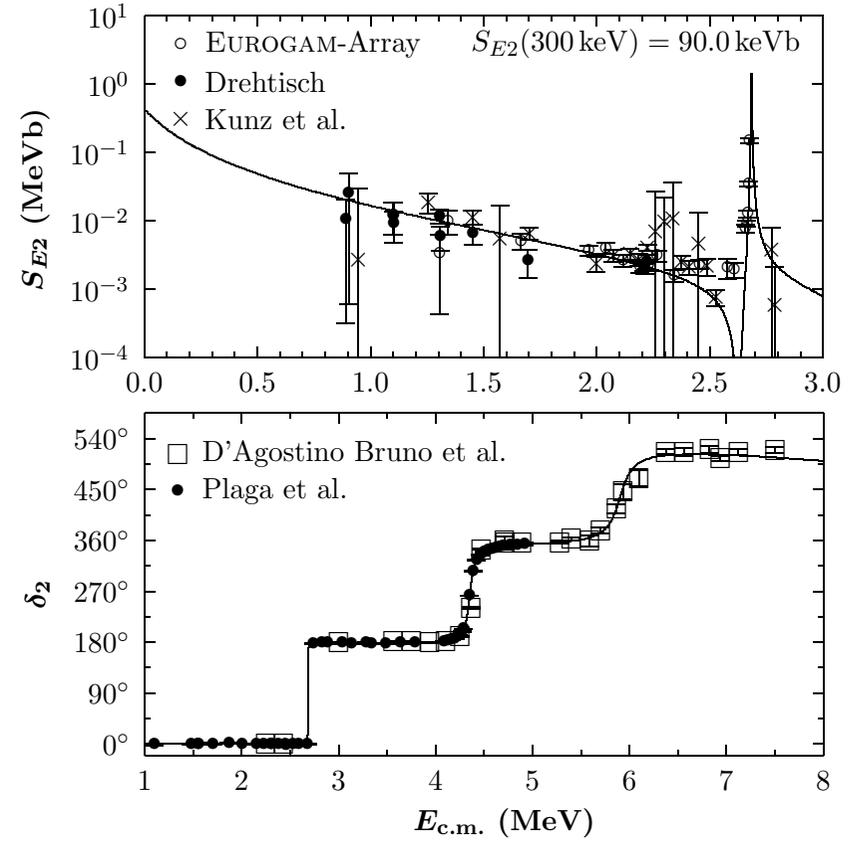


Abbildung F.18: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, +1, -1, +1\}$. $\chi^2 = 20.0$.

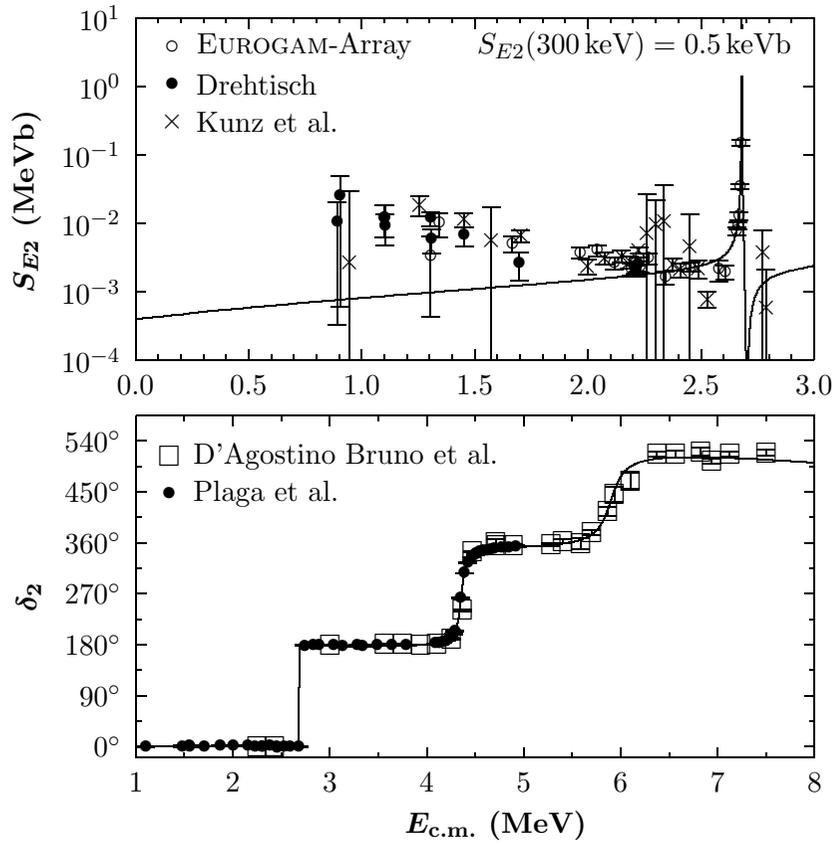


Abbildung F.19: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, +1, +1, -1\}$. $\chi^2 = 20.2$.

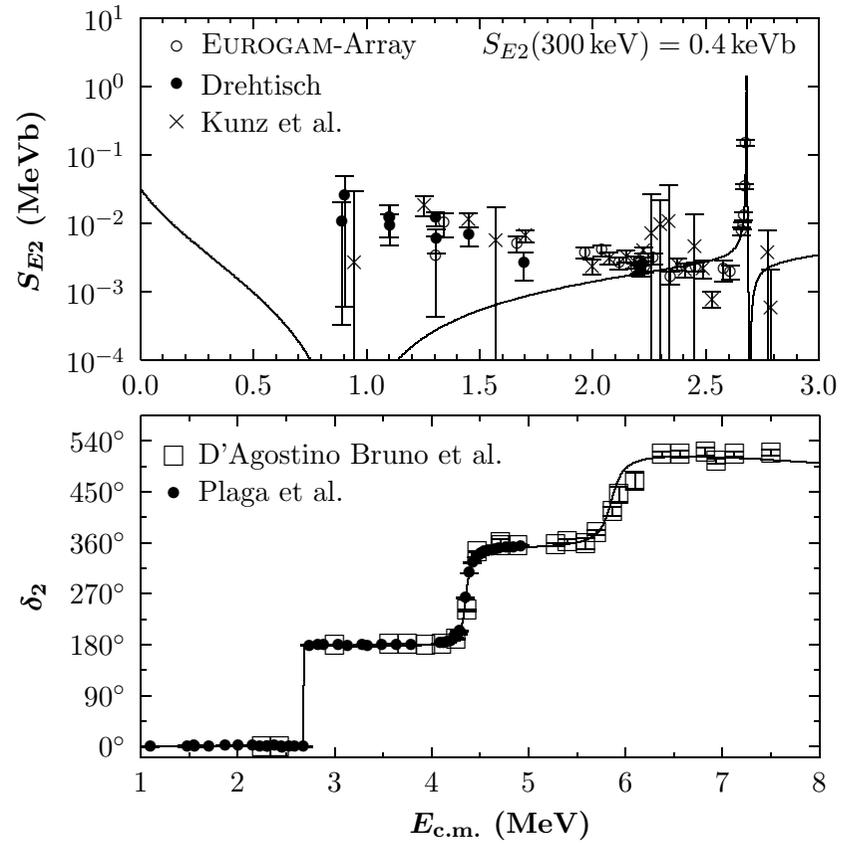


Abbildung F.20: Simultaner R -Matrix-Fit an den $E2$ -Anteil für $\{\epsilon_{\lambda 1}\} = \{+1, +1, +1, +1, +1\}$. $\chi^2 = 20.7$.

Anhang G

Reaktionsraten

Im folgenden sind die numerisch bestimmten thermonuklearen Reaktionsraten (Tabelle G.1) und der Vergleich mit früher ermittelten Reaktionsraten (Tabelle G.2) sowie analytische Beschreibungen der numerischen Raten (Tabelle G.3) zu finden.

Tabelle G.1: Im Rahmen dieser Arbeit ermittelte thermonukleare Reaktionsrate $N_A \langle \sigma v \rangle = r \times 10^p$ und die Beiträge der einzelnen Anteile zur Gesamtrate. Alle Raten sind in $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$ angegeben.

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	r_{\min}^{E1}	r^{E1}	r_{\max}^{E1}	r_{\min}^{E2}	r^{E2}	r_{\max}^{E2}	r_{\min}^{Rest}	r^{Rest}	r_{\max}^{Rest}
0.001	-128	7.00	9.24	11.76	5.90	7.81	9.98	1.10	1.43	1.78	0.00	0.00	0.00
0.002	-99	2.27	3.00	3.81	1.87	2.47	3.16	0.40	0.52	0.65	0.00	0.00	0.00
0.003	-85	1.53	2.02	2.56	1.24	1.64	2.09	0.29	0.38	0.48	0.00	0.00	0.00
0.004	-76	0.80	1.06	1.34	0.64	0.84	1.07	0.16	0.21	0.27	0.00	0.00	0.00
0.005	-70	1.27	1.66	2.11	0.99	1.31	1.67	0.27	0.36	0.45	0.00	0.00	0.00
0.006	-66	6.73	8.84	11.20	5.20	6.84	8.71	1.53	2.00	2.49	0.00	0.00	0.00
0.007	-62	3.98	5.22	6.61	3.03	3.99	5.08	0.94	1.23	1.53	0.00	0.00	0.00
0.008	-59	5.12	6.72	8.51	3.86	5.07	6.46	1.26	1.65	2.05	0.00	0.00	0.00
0.009	-56	2.17	2.85	3.60	1.62	2.13	2.70	0.55	0.72	0.90	0.00	0.00	0.00
0.01	-54	3.97	5.20	6.58	2.92	3.84	4.88	1.04	1.36	1.70	0.00	0.00	0.00
0.011	-52	3.76	4.93	6.23	2.74	3.60	4.57	1.02	1.33	1.65	0.00	0.00	0.00
0.012	-50	2.11	2.76	3.49	1.52	2.00	2.54	0.58	0.76	0.95	0.00	0.00	0.00
0.013	-48	0.77	1.01	1.27	0.55	0.72	0.92	0.22	0.29	0.36	0.00	0.00	0.00
0.014	-47	1.98	2.59	3.26	1.40	1.84	2.33	0.57	0.75	0.93	0.00	0.00	0.00
0.015	-46	3.76	4.92	6.21	2.65	3.46	4.39	1.12	1.46	1.82	0.00	0.00	0.00
0.016	-45	5.56	7.27	9.17	3.88	5.08	6.44	1.68	2.20	2.74	0.00	0.00	0.00
0.018	-43	6.51	8.51	10.73	4.47	5.85	7.41	2.04	2.66	3.32	0.00	0.00	0.00
0.02	-41	3.92	5.13	6.46	2.66	3.47	4.40	1.27	1.66	2.06	0.00	0.00	0.00
0.025	-37	1.43	1.87	2.35	0.94	1.22	1.55	0.49	0.64	0.80	0.00	0.00	0.00
0.03	-35	7.35	9.59	12.05	4.70	6.11	7.71	2.66	3.48	4.34	0.00	0.00	0.00
0.04	-31	6.43	8.36	10.49	3.92	5.09	6.40	2.50	3.28	4.09	0.00	0.00	0.00

Fortsetzung auf der nächsten Seite...

... Fortsetzung der vorigen Seite

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	r_{\min}^{E1}	r^{E1}	r_{\max}^{E1}	r_{\min}^{E2}	r^{E2}	r_{\max}^{E2}	r_{\min}^{Rest}	r^{Rest}	r_{\max}^{Rest}
0.05	-28	4.00	5.20	6.51	2.36	3.05	3.83	1.64	2.15	2.69	0.00	0.00	0.00
0.06	-26	5.34	6.93	8.67	3.06	3.94	4.94	2.28	2.99	3.73	0.00	0.00	0.00
0.07	-24	2.63	3.41	4.27	1.47	1.89	2.37	1.16	1.52	1.90	0.00	0.00	0.00
0.08	-23	6.50	8.43	10.53	3.57	4.58	5.71	2.93	3.85	4.81	0.00	0.00	0.00
0.09	-21	0.97	1.26	1.57	0.53	0.67	0.84	0.45	0.59	0.74	0.00	0.00	0.00
0.1	-20	1.00	1.29	1.61	0.53	0.68	0.84	0.47	0.61	0.77	0.00	0.00	0.00
0.11	-20	7.58	9.81	12.23	4.00	5.08	6.31	3.59	4.73	5.92	0.00	0.00	0.00
0.12	-19	4.56	5.90	7.35	2.38	3.02	3.74	2.18	2.88	3.60	0.00	0.00	0.00
0.13	-18	2.26	2.92	3.64	1.17	1.48	1.83	1.09	1.44	1.80	0.00	0.00	0.00
0.14	-17	0.96	1.23	1.54	0.49	0.62	0.77	0.47	0.61	0.77	0.00	0.00	0.00
0.15	-17	3.54	4.56	5.68	1.80	2.27	2.81	1.73	2.29	2.87	0.00	0.00	0.00
0.16	-16	1.17	1.51	1.87	0.59	0.75	0.92	0.58	0.76	0.95	0.00	0.00	0.00
0.18	-15	0.96	1.24	1.54	0.48	0.61	0.74	0.48	0.63	0.79	0.00	0.00	0.00
0.2	-15	5.85	7.54	9.36	2.92	3.66	4.49	2.93	3.88	4.87	0.00	0.00	0.00
0.25	-13	2.15	2.77	3.44	1.07	1.33	1.62	1.09	1.44	1.81	0.00	0.00	0.00
0.3	-12	3.31	4.25	5.27	1.64	2.03	2.47	1.67	2.22	2.80	0.00	0.00	0.00
0.35	-11	2.90	3.72	4.60	1.44	1.78	2.15	1.45	1.94	2.45	0.00	0.00	0.00
0.4	-10	1.72	2.20	2.73	0.86	1.06	1.28	0.85	1.14	1.45	0.00	0.00	0.00
0.45	-10	7.68	9.85	12.18	3.90	4.76	5.72	3.77	5.08	6.44	0.01	0.02	0.02
0.5	-9	2.77	3.56	4.40	1.43	1.73	2.08	1.34	1.82	2.31	0.00	0.01	0.01
0.6	-8	2.28	2.92	3.61	1.20	1.45	1.73	1.07	1.46	1.87	0.01	0.01	0.01
0.7	-7	1.21	1.55	1.92	0.66	0.79	0.93	0.55	0.76	0.97	0.01	0.01	0.01
0.8	-7	4.77	6.12	7.55	2.66	3.18	3.75	2.08	2.90	3.73	0.03	0.05	0.06
0.9	-6	1.52	1.94	2.40	0.87	1.03	1.22	0.63	0.89	1.15	0.01	0.02	0.03

Fortsetzung auf der nächsten Seite...

... Fortsetzung der vorigen Seite

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	r_{\min}^{E1}	r^{E1}	r_{\max}^{E1}	r_{\min}^{E2}	r^{E2}	r_{\max}^{E2}	r_{\min}^{Rest}	r^{Rest}	r_{\max}^{Rest}
1	-6	4.10	5.26	6.47	2.42	2.86	3.36	1.64	2.32	3.02	0.05	0.07	0.10
1.25	-5	3.05	3.90	4.80	1.92	2.26	2.64	1.06	1.53	2.01	0.07	0.11	0.15
1.5	-4	1.48	1.89	2.31	0.99	1.16	1.34	0.43	0.63	0.83	0.07	0.10	0.14
1.75	-4	5.62	7.12	8.68	3.84	4.51	5.23	1.32	1.94	2.58	0.47	0.67	0.87
2	-3	1.80	2.26	2.74	1.21	1.43	1.66	0.35	0.51	0.67	0.24	0.33	0.42
2.5	-2	1.24	1.53	1.83	0.73	0.86	1.00	0.19	0.27	0.34	0.32	0.40	0.49
3	-2	5.51	6.74	8.01	2.63	3.09	3.59	0.85	1.09	1.32	2.01	2.53	3.05
3.5	-1	1.73	2.19	2.59	0.67	0.79	0.92	0.23	0.37	0.43	0.78	0.98	1.19
4	-1	4.78	5.81	6.85	1.37	1.61	1.88	0.91	1.06	1.20	2.18	2.76	3.34
5	0	2.39	2.90	3.41	0.40	0.49	0.59	0.52	0.59	0.65	0.91	1.16	1.42
6	1	0.88	1.07	1.27	0.11	0.14	0.17	0.18	0.21	0.23	0.23	0.30	0.36
7	1	2.53	3.07	3.63	0.26	0.36	0.48	0.45	0.51	0.59	0.45	0.58	0.70
8	1	5.82	7.07	8.34	0.59	0.84	1.13	0.88	1.02	1.17	0.74	0.94	1.14
9	2	1.13	1.37	1.61	0.12	0.17	0.23	0.15	0.17	0.20	0.11	0.14	0.16
10	2	1.91	2.32	2.74	1.54	1.88	2.22	0.22	0.26	0.30	0.15	0.18	0.22

Tabelle G.2: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate $N_A \langle \sigma v \rangle = r \times 10^p$ mit den Raten von Buchmann et al. [Buc96a] und der NACRE-Kollaboration [Ang99] sowie der von Kunz et al. [Kun02a] ermittelten Rate. Alle Raten sind in $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$ angegeben.

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	$r_{\min}^{\text{[Buc96a]}}$	$r^{\text{[Buc96a]}}$	$r_{\max}^{\text{[Buc96a]}}$	$r_{\min}^{\text{[Ang99]}}$	$r^{\text{[Ang99]}}$	$r_{\max}^{\text{[Ang99]}}$	$r_{\min}^{\text{[Kun02a]}}$	$r^{\text{[Kun02a]}}$	$r_{\max}^{\text{[Kun02a]}}$
0.001	-128	7.00	9.24	11.76	–	–	–	–	–	–	6.71	9.21	12.01
0.002	-99	2.27	3.00	3.81	–	–	–	–	–	–	2.17	2.99	3.90
0.003	-85	1.53	2.02	2.56	–	–	–	–	–	–	1.46	2.01	2.63
0.004	-76	0.80	1.06	1.34	–	–	–	–	–	–	0.76	1.05	1.38
0.005	-70	1.27	1.66	2.11	–	–	–	–	–	–	1.20	1.66	2.18
0.006	-66	6.73	8.84	11.20	–	–	–	–	–	–	6.34	8.81	11.56
0.007	-62	3.98	5.22	6.61	–	–	–	–	–	–	3.74	5.21	6.84
0.008	-59	5.12	6.72	8.51	–	–	–	–	–	–	4.81	6.70	8.81
0.009	-56	2.17	2.85	3.60	–	–	–	–	–	–	2.03	2.84	3.74
0.01	-54	3.97	5.20	6.58	–	–	–	–	–	–	3.71	5.19	6.83
0.011	-52	3.76	4.93	6.23	–	–	–	–	–	–	3.51	4.91	6.47
0.012	-50	2.11	2.76	3.49	–	–	–	–	–	–	1.96	2.75	3.63
0.013	-48	0.77	1.01	1.27	–	–	–	–	–	–	0.72	1.01	1.33
0.014	-47	1.98	2.59	3.26	–	–	–	–	–	–	1.84	2.58	3.40
0.015	-46	3.76	4.92	6.21	–	–	–	–	–	–	3.49	4.91	6.48
0.016	-45	5.56	7.27	9.17	–	–	–	–	–	–	5.15	7.26	9.59
0.018	-43	6.51	8.51	10.73	–	–	–	–	–	–	6.02	8.50	11.23
0.02	-41	3.92	5.13	6.46	–	–	–	–	–	–	3.62	5.12	6.78
0.025	-37	1.43	1.87	2.35	–	–	–	–	–	–	1.31	1.86	2.47
0.03	-35	7.35	9.59	12.05	5.24	9.36	15.20	–	–	–	6.73	9.58	12.73

Fortsetzung auf der nächsten Seite...

... Fortsetzung der vorigen Seite

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	$r_{\min}^{[\text{Buc96a}]}$	$r^{[\text{Buc96a}]}$	$r_{\max}^{[\text{Buc96a}]}$	$r_{\min}^{[\text{Ang99}]}$	$r^{[\text{Ang99}]}$	$r_{\max}^{[\text{Ang99}]}$	$r_{\min}^{[\text{Kun02a}]}$	$r^{[\text{Kun02a}]}$	$r_{\max}^{[\text{Kun02a}]}$
0.04	-31	6.43	8.36	10.49	4.41	7.98	13.20	-	-	-	5.84	8.36	11.15
0.05	-28	4.00	5.20	6.51	2.62	4.89	8.20	-	-	-	3.62	5.20	6.96
0.06	-26	5.34	6.93	8.67	3.35	6.45	11.00	6.01	10.20	14.40	4.81	6.94	9.30
0.07	-24	2.63	3.41	4.27	1.60	3.15	5.46	2.93	4.98	7.03	2.36	3.42	4.59
0.08	-23	6.50	8.43	10.53	3.84	7.75	13.60	7.16	12.20	17.20	5.82	8.45	11.36
0.09	-21	0.97	1.26	1.57	0.56	1.16	2.05	1.06	1.80	2.54	0.87	1.26	1.70
0.1	-20	1.00	1.29	1.61	0.56	1.18	2.12	1.06	1.81	2.55	0.89	1.29	1.74
0.11	-20	7.58	9.81	12.23	4.23	8.98	16.20	7.97	13.50	19.10	6.76	9.84	13.29
0.12	-19	4.56	5.90	7.35	2.51	5.39	9.83	4.71	7.98	11.30	4.06	5.92	7.99
0.13	-18	2.26	2.92	3.64	1.23	2.67	4.91	2.30	3.89	5.48	2.01	2.93	3.97
0.14	-17	0.96	1.23	1.54	0.51	1.13	2.09	0.95	1.61	2.27	0.85	1.24	1.68
0.15	-17	3.54	4.56	5.68	1.88	4.19	7.78	3.48	5.86	8.24	3.13	4.58	6.21
0.16	-16	1.17	1.51	1.87	0.62	1.38	2.59	1.13	1.91	2.68	1.03	1.51	2.05
0.18	-15	0.96	1.24	1.54	0.50	1.14	2.16	0.91	1.53	2.14	0.85	1.24	1.69
0.2	-15	5.85	7.54	9.36	3.04	7.04	13.40	5.44	9.11	12.80	5.17	7.58	10.31
0.25	-13	2.15	2.77	3.44	1.11	2.65	5.11	1.93	3.21	4.48	1.90	2.79	3.80
0.3	-12	3.31	4.25	5.27	1.70	4.19	8.13	2.88	4.75	6.62	2.92	4.28	5.85
0.35	-11	2.90	3.72	4.60	1.49	3.78	7.36	2.46	4.03	5.59	2.55	3.75	5.13
0.4	-10	1.72	2.20	2.73	0.89	2.31	4.51	1.43	2.31	3.20	1.52	2.22	3.05
0.45	-10	7.68	9.85	12.18	4.01	10.70	20.80	6.25	10.00	13.80	6.79	9.94	13.65
0.5	-9	2.77	3.56	4.40	1.47	3.98	7.74	2.22	3.52	4.82	2.46	3.59	4.94
0.6	-8	2.28	2.92	3.61	1.24	3.48	6.72	1.76	2.75	3.73	2.02	2.95	4.06
0.7	-7	1.21	1.55	1.92	0.68	1.97	3.76	0.92	1.40	1.89	1.08	1.57	2.16
0.8	-7	4.77	6.12	7.55	2.79	8.20	15.50	3.58	5.36	7.14	4.28	6.19	8.54

Fortsetzung auf der nächsten Seite...

... Fortsetzung der vorigen Seite

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	$r_{\min}^{[\text{Buc96a}]}$	$r^{[\text{Buc96a}]}$	$r_{\max}^{[\text{Buc96a}]}$	$r_{\min}^{[\text{Ang99}]}$	$r^{[\text{Ang99}]}$	$r_{\max}^{[\text{Ang99}]}$	$r_{\min}^{[\text{Kun02a}]}$	$r^{[\text{Kun02a}]}$	$r_{\max}^{[\text{Kun02a}]}$
0.9	-6	1.52	1.94	2.40	0.92	2.74	5.10	1.13	1.66	2.19	1.37	1.97	2.71
1	-6	4.10	5.26	6.47	2.56	7.71	14.20	3.05	4.41	5.77	3.71	5.32	7.34
1.25	-5	3.05	3.90	4.80	2.05	6.15	11.10	2.31	3.19	4.08	2.79	3.95	5.44
1.5	-4	1.48	1.89	2.31	1.07	3.04	5.35	1.16	1.53	1.90	1.37	1.91	2.61
1.75	-4	5.62	7.12	8.68	4.20	11.10	19.00	4.55	5.76	6.97	5.28	7.20	9.71
2	-3	1.80	2.26	2.74	1.35	3.28	5.42	1.51	1.84	2.17	1.72	2.29	3.02
2.5	-2	1.24	1.53	1.83	-	-	-	1.09	1.27	1.46	1.21	1.55	1.96
3	-2	5.51	6.74	8.01	-	-	-	5.04	5.81	6.58	5.49	6.81	8.40
3.5	-1	1.73	2.19	2.59	-	-	-	1.69	1.94	2.20	1.64	2.21	2.68
4	-1	4.78	5.81	6.85	-	-	-	4.50	5.22	5.95	4.33	5.86	7.04
5	0	2.39	2.90	3.41	-	-	-	2.09	2.51	2.96	2.12	2.91	3.46
6	1	0.88	1.07	1.27	-	-	-	0.68	0.85	1.05	0.77	1.07	1.27
7	1	2.53	3.07	3.63	-	-	-	1.71	2.24	2.86	2.24	3.08	3.62
8	1	5.82	7.07	8.34	-	-	-	3.55	4.83	6.32	5.82	7.08	8.53
9	2	1.13	1.37	1.61	-	-	-	0.64	0.89	1.19	1.13	1.37	1.61
10	2	1.91	2.32	2.74	-	-	-	1.01	1.45	1.96	1.91	2.32	2.78

Tabelle G.3: Vergleich der analytischen Fits nach [Buc96a] (Fit B) und [Rau00] (Fit R) an die numerisch bestimmte Reaktionsrate $N_A\langle\sigma v\rangle = r \times 10^p$. Alle Raten sind in $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$ angegeben.

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	r_{\min}^{FitB}	r^{FitB}	r_{\max}^{FitB}	r_{\min}^{FitR}	r^{FitR}	r_{\max}^{FitR}
0.001	-128	7.00	9.24	11.76	6.74	8.87	11.93	–	–	–
0.002	-99	2.27	3.00	3.81	2.21	2.92	3.84	–	–	–
0.003	-85	1.53	2.02	2.56	1.51	1.99	2.58	–	–	–
0.004	-76	0.80	1.06	1.34	0.79	1.05	1.34	–	–	–
0.005	-70	1.27	1.66	2.11	1.26	1.66	2.12	–	–	–
0.006	-66	6.73	8.84	11.20	6.70	8.86	11.23	–	–	–
0.007	-62	3.98	5.22	6.61	3.97	5.25	6.62	–	–	–
0.008	-59	5.12	6.72	8.51	5.12	6.77	8.52	–	–	–
0.009	-56	2.17	2.85	3.60	2.17	2.87	3.61	–	–	–
0.01	-54	3.97	5.20	6.58	3.98	5.26	6.58	–	–	–
0.011	-52	3.76	4.93	6.23	3.77	4.98	6.23	–	–	–
0.012	-50	2.11	2.76	3.49	2.11	2.79	3.49	–	–	–
0.013	-48	0.77	1.01	1.27	0.77	1.02	1.27	–	–	–
0.014	-47	1.98	2.59	3.26	1.98	2.62	3.26	–	–	–
0.015	-46	3.76	4.92	6.21	3.77	4.98	6.21	–	–	–
0.016	-45	5.56	7.27	9.17	5.57	7.36	9.18	–	–	–
0.018	-43	6.51	8.51	10.73	6.52	8.61	10.73	–	–	–
0.02	-41	3.92	5.13	6.46	3.93	5.18	6.46	4.11	5.43	6.89
0.025	-37	1.43	1.87	2.35	1.43	1.88	2.35	1.42	1.86	2.36
0.03	-35	7.35	9.59	12.05	7.32	9.63	12.09	7.12	9.36	11.86
0.04	-31	6.43	8.36	10.49	6.36	8.36	10.56	6.19	8.11	10.26

Fortsetzung auf der nächsten Seite...

... Fortsetzung der vorigen Seite

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	r_{\min}^{FitB}	r^{FitB}	r_{\max}^{FitB}	r_{\min}^{FitR}	r^{FitR}	r_{\max}^{FitR}
0.05	-28	4.00	5.20	6.51	3.95	5.18	6.58	3.89	5.09	6.43
0.06	-26	5.34	6.93	8.67	5.26	6.89	8.79	5.25	6.87	8.66
0.07	-24	2.63	3.41	4.27	2.59	3.39	4.34	2.61	3.42	4.30
0.08	-23	6.50	8.43	10.53	6.40	8.36	10.73	6.51	8.51	10.72
0.09	-21	0.97	1.26	1.57	0.96	1.25	1.61	0.98	1.28	1.61
0.1	-20	1.00	1.29	1.61	0.98	1.28	1.64	1.00	1.31	1.65
0.11	-20	7.58	9.81	12.23	7.47	9.72	12.50	7.66	10.01	12.60
0.12	-19	4.56	5.90	7.35	4.49	5.84	7.50	4.60	6.02	7.57
0.13	-18	2.26	2.92	3.64	2.22	2.89	3.72	2.28	2.98	3.75
0.14	-17	0.96	1.23	1.54	0.94	1.22	1.57	0.96	1.26	1.58
0.15	-17	3.54	4.56	5.68	3.48	4.52	5.79	3.55	4.64	5.84
0.16	-16	1.17	1.51	1.87	1.15	1.49	1.91	1.17	1.53	1.92
0.18	-15	0.96	1.24	1.54	0.95	1.23	1.57	0.95	1.25	1.57
0.2	-15	5.85	7.54	9.36	5.78	7.50	9.54	5.79	7.57	9.54
0.25	-13	2.15	2.77	3.44	2.14	2.77	3.50	2.10	2.74	3.46
0.3	-12	3.31	4.25	5.27	3.30	4.27	5.35	3.19	4.16	5.26
0.35	-11	2.90	3.72	4.60	2.89	3.75	4.66	2.76	3.60	4.55
0.4	-10	1.72	2.20	2.73	1.71	2.22	2.75	1.62	2.12	2.68
0.45	-10	7.68	9.85	12.18	7.66	9.93	12.23	7.23	9.43	11.93
0.5	-9	2.77	3.56	4.40	2.76	3.58	4.40	2.61	3.40	4.30
0.6	-8	2.28	2.92	3.61	2.25	2.92	3.59	2.15	2.80	3.54
0.7	-7	1.21	1.55	1.92	1.19	1.54	1.90	1.16	1.50	1.90
0.8	-7	4.77	6.12	7.55	4.67	6.06	7.49	4.64	6.02	7.61
0.9	-6	1.52	1.94	2.40	1.48	1.92	2.39	1.51	1.95	2.47

Fortsetzung auf der nächsten Seite...

... Fortsetzung der vorigen Seite

T_9	p	r_{\min}	r	r_{\max}	r_{\min}^{FitB}	r^{FitB}	r_{\max}^{FitB}	r_{\min}^{FitR}	r^{FitR}	r_{\max}^{FitR}
1	-6	4.10	5.26	6.47	4.02	5.21	6.51	4.18	5.40	6.81
1.25	-5	3.05	3.90	4.80	3.06	3.95	4.98	3.29	4.23	5.32
1.5	-4	1.48	1.89	2.31	1.52	1.95	2.46	1.64	2.09	2.62
1.75	-4	5.62	7.12	8.68	5.75	7.33	9.22	6.08	7.73	9.63
2	-3	1.80	2.26	2.74	1.80	2.28	2.85	1.84	2.33	2.89
2.5	-2	1.24	1.53	1.83	1.18	1.47	1.82	1.12	1.41	1.73
3	-2	5.51	6.74	8.01	5.22	6.46	7.93	4.78	5.95	7.24
3.5	-1	1.73	2.19	2.59	1.77	2.18	2.65	1.60	1.98	2.39
4	-1	4.78	5.81	6.85	4.92	6.03	7.28	4.50	5.53	6.62
5	0	2.39	2.90	3.41	2.51	3.06	3.64	2.45	2.98	3.53
6	1	0.88	1.07	1.27	0.88	1.07	1.26	0.92	1.12	1.32
7	1	2.53	3.07	3.63	2.41	2.93	3.40	2.64	3.19	3.74
8	1	5.82	7.07	8.34	5.55	6.72	7.72	5.99	7.26	8.54
9	2	1.13	1.37	1.61	1.12	1.36	1.55	1.12	1.36	1.61
10	2	1.91	2.32	2.74	2.06	2.49	2.81	1.74	2.14	2.56

Anhang H

Fit-Programme

Die vielfältigen Fitaufgaben im Rahmen dieser Arbeit wurden mit unterschiedlichen Fit-Prozeduren gelöst. Zum Teil konnte dabei auf frei zugängliche Programmpakete zurückgegriffen werden, die in der Regel durch PERL-Skripte an die jeweilige Situation angepaßt wurden. Die meisten Fit-Routinen wurden jedoch in C⁺⁺, MATLAB und PERL realisiert.

Die γ -Spektren wurden mit Hilfe der Programme VS [Wol91] und TV [The93] analysiert. Für Fälle, in denen eine Beschreibung der Peaks durch eine angepaßte Gauß-Kurve unmöglich oder mit zu großen Fehlern verbunden war, wurde basierend auf dem Datenanalyse-Paket ROOT [Bru96a, Bru96b, Bru96c] ein C⁺⁺-Programm entwickelt, mit dem beliebige Peakformen an ein Spektrum angepaßt werden können.

ROOT, das Routinen aus MINUIT [Jam98] verwendet, wurde auch in neu-entwickelten C⁺⁺-Programmen zur Kalibrierung und für Fits von Winkelverteilungen, Reaktionsausbeuten und Nachweiswahrscheinlichkeiten eingesetzt. Die Minimierung erfolgte jeweils durch eine Kombination aus Gradienten-Methode und Simplex-Algorithmus.

Für die *R*-Matrix-Fits und die Fits der Reaktionsrate konnte auf die vorhandenen C⁺⁺-Programme ERMA, CALCRATE2 und CALCRATE_C12 [Kun02b] zurückgegriffen werden, die auf ROOT und der GNU Scientific Library GSL [Gal00] basieren.

Die RBS-Spektren wurden mit Hilfe von RUMP [Tho96] analysiert. Zur Ermittlung der Targetbelegungsprofile wurde ein Fit-Programm in MATLAB geschrieben, das die Inverse-Distance-Weighting-Methode verwendet.

Literaturverzeichnis

- [Ago75] M. D'Agostino Bruno, I. Massa, A. Uguzzoni, G. Vannini, E. Verondini und A. Vitale, *Experimental Study of the α - ^{12}C Elastic Scattering. R-Matrix Analysis of the Phase Shifts and ^{16}O Levels.*, Nuovo Cimento **27 A**, 1 (1975).
- [Ago03] S. Agostinelli et al., *GEANT4 – A Simulation Toolkit*, Nucl. Instrum. Methods **A 506**, 250 (2003).
- [Ang99] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter und M. Lamahi Racht, *A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates*, Nucl. Phys. **A656**, 3 (1999).
- [Ang00] C. Angulo und P. Descouvemont, *R-Matrix analysis of interference effects in $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Phys. Rev. C **61**, 064611 (2000).
- [Ant77] A. Anttila, J. Keinonen, M. Hautala und I. Forsblom, *Use of the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$, $E = 992\text{ keV}$ Resonance as a Gamma-Ray Intensity Standard*, Nucl. Instrum. Methods **147**, 501 (1977).
- [Ass04] M. Assunção, M. Fey, A. Lefèbvre, J. Kiener, V. Tatischeff, A. Coc, J. P. Thibaud, J. J. Correia, C. Grama, F. Hannachi, A. Koriichi, D. Le Du, A. Lopez-Martens, R. Meunier, C. Pelissier, J. W. Hammer, R. Kunz, D. Malcherek, C. Beck, S. Courtin, F. Haas, M. Rousseau, N. Rowley, S. Szilner, E. Galanopoulos, S. Harisopoulos, G. Kriembardis, T. Paradellis, G. Staudt, F. Hammache, J. Weil und F. Fleurot, *Determination of the E1- and E2-S-factor of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ from measurements of γ -angular distributions with a 4π -detector array*, in Vorbereitung, 2004.
- [Azu94] R. E. Azuma, L. Buchmann, F. C. Barker, C. A. Barnes, J. M. D'Auria, M. Dombisky, U. Giesen, K. P. Jackson, J. D. King, R. G.

- Korteling, P. McNeely, J. Powell, G. Roy, J. Vincent, T. R. Wang, S. S. M. Wong und P. R. Wrean, *Constraints on the low-energy E1 cross section of $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ from the β -delayed α spectrum of ^{16}N* , Phys. Rev. C **50**, 1194 (1994).
- [Azu97] R. E. Azuma, L. Buchmann, F. C. Barker, C. A. Barnes, J. M. D'Auria, M. Dombisky, U. Giesen, K. P. Jackson, J. D. King, R. G. Korteling, P. McNeely, J. Powell, G. Roy, J. Vincent, T. Wang, S. S. M. Wong und P. R. Wrean, *Errata: Constraints on the low-energy E1 cross section of $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ from the β -delayed α spectrum of ^{16}N* , Phys. Rev. C **56**, 1655 (1997).
- [Bar71] F. C. Barker, *Calculations of the $^{12}\text{C} + \alpha$ Capture Cross Section at Stellar Energies*, Aust. J. Phys. **24**, 777 (1971).
- [Bar87] F. C. Barker, *The $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Cross Section at Stellar Energies*, Aust. J. Phys. **40**, 25 (1987).
- [Bar91] F. C. Barker und T. Kajino, *The $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Cross Section at Low Energies*, Aust. J. Phys. **44**, 369 (1991).
- [Ber94] C. A. Bertulani, *The astrophysical reactions $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ and $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ and Coulomb dissociation experiments*, Phys. Rev. C **49**, 2688 (1994).
- [Bla67] J. L. Black und W. Gruhle, *Calculation of Angular Correlation Attenuation Factors and Efficiencies for Lithium Drifted Germanium Detectors*, Nucl. Instrum. Methods **46**, 213 (1967).
- [Bra01] B. Braizinha, A. M. Eiró und F. D. Santos, *The $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction at astrophysical energies*, Nucl. Phys. **A689**, 369c (2001).
- [Bru96a] R. Brun, N. Buncic, V. Fine und F. Rademakers, *ROOT Classes Reference Manual*, CERN, 1996.
URL: <http://root.cern.ch>.
- [Bru96b] R. Brun, N. Buncic, V. Fine und F. Rademakers, *ROOT Overview*, CERN, 1996.
URL: <http://root.cern.ch>.
- [Bru96c] R. Brun, N. Buncic, V. Fine und F. Rademakers, *ROOT Tutorials*, CERN, 1996.
URL: <http://root.cern.ch>.
- [Bru99] C. R. Brune, W. H. Geist, R. W. Kavanagh und K. D. Veal, *Sub-Coulomb α Transfers on ^{12}C and the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ S Factor*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4025 (1999).

- [Bru01a] C. R. Brune, *Electric-multipole interference effects in the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction*, Phys. Rev. C **64**, 055803 (2001).
- [Bru01b] C. R. Brune, J. Daly, R. Detwiler, B. Fisher, W. H. G. J. Görres, H. Karwowski, R. W. Kavanagh, D. S. Leonard, P. Tischhauser, K. D. Veal und M. Wiescher, *Using sub-Coulomb α transfer reactions to study the low-energy $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ S-factor*, Nucl. Phys. **A688**, 263c (2001).
- [Bru02] C. R. Brune, *Alternative Parametrization of R-matrix Theory*, Phys. Rev. C **66**, 044611 (2002).
- [Buc93] L. Buchmann, R. E. Azuma, C. A. Barnes, J. M. D'Auria, M. Dombisky, U. Giesen, K. P. Jackson, J. D. King, R. G. Korteling, P. McNeely, J. Powell, G. Roy, J. Vincent, T. R. Wang, S. S. M. Wong und P. R. Wrean, *β -delayed α Spectrum of ^{16}N and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Cross Section at Low Energies*, Phys. Rev. Lett. **70**, 726 (1993).
- [Buc96a] L. Buchmann, *New Stellar Reaction Rate for $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Astrophys. J. **468**, 127 (1996).
- [Buc96b] L. Buchmann, R. E. Azuma, C. A. Barnes, J. Humblet und K. Langanke, *Analysis of the total $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ cross section based on available angular distributions and other primary data*, Phys. Rev. C **54**, 393 (1996).
- [Buc97] L. Buchmann, *ERRATA: New Stellar Reaction Rate for $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Astrophys. J. **479**, L153 (1997).
- [Buc01a] L. Buchmann, *Radiative cascade transitions and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ E2 cross section to the ground state of ^{16}O* , Phys. Rev. C **64**, 022801 (2001).
- [Buc01b] L. Buchmann, P. Tischhauser, R. E. Azuma, R. Detwiler, U. Giesen, J. Görres, M. Heil, J. Hinnefeld, F. Käppeler, J. J. Kolata, H. Schatz, A. Shotter, E. Stech, S. Vouzoukas und M. Wiescher, *Restrictions on the stellar $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ rate from elastic α - ^{12}C scattering*, Nucl. Phys. **A688**, 259c (2001).
- [Cau88] G. R. Caughlan und W. A. Fowler, *Thermonuclear Reaction Rates V*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **40**, 283 (1988).
- [Chr99] C. Chronidou, K. Spyrou, S. Harissopulos, S. Kossionides und T. Paradellis, *Resonance strength measurements of the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ reaction in the energy range $E_p = 0.8 - 2.0$ MeV*, Eur. Phys. J. **A6**, 303 (1999).

- [Dah90] D. A. Dahl, J. E. Delmore und A. D. Appelhans, *Simion PC/Ps2 Electrostatic Lens Design Program*, Review of Scientific Instruments **61**, 607 (1990).
- [Des93] P. Descouvemont, $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ E2 cross section in a microscopic four-alpha model, Phys. Rev. C **47**, 210 (1993).
- [Dye74] P. Dyer und C. A. Barnes, *The $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Reaction and Stellar Helium Burning*, Nucl. Phys. **A233**, 475 (1974).
- [Ebe01] J. Eberth, G. Pascovici, H. G. Thomas, N. Warr, D. Weisshaar, D. Habs, P. Reiter, P. Thirolf, D. Schwalm, C. Gund, H. Scheit, M. Lauer, P. van Duppen, S. Franchoo, M. Huyse, R. M. Lieder, W. Gast, J. Gerl, K. P. Lieb und die MINIBALL Kollaboration, *MINIBALL, a Ge detector array for radioactive ion beam facilities*, Progr. Part. Nucl. Phys. **46**, 389 (2001).
- [Edd26] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of Stars*, Cambridge University Press, Cambridge, 1926.
- [End90] P. M. Endt, C. Alderliesten, F. Zikderhand, A. A. Wolters und A. G. M. van Hees, *Spectroscopic Information on ^{14}Mg and ^{28}Si from Proton Capture*, Nucl. Phys. **A510**, 209 (1990).
- [Fil89] B. W. Filippone, J. Humblet und K. Langanke, *K-matrix analysis of the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction at low energy*, Phys. Rev. C **40**, 515 (1989).
- [Fle02] F. Fleurot, *^{16}O Coulomb dissociation: a means to determine $^{12}\text{C}+\alpha$ fusion rate in stars*, Doktorarbeit, Rijksuniversiteit Groningen, 2002. Unveröffentlicht.
URL: <http://www.ub.rug.nl/eldoc/dis/science/f.fleurot/>.
- [Fon02] G. Fontaine und P. Brassard, *Can White Dwarfs Really Constrain the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Reaction Rate?*, Astrophys. J. **581**, L33 (2002).
- [Fow67] W. A. Fowler, G. R. Caughlan und B. A. Zimmermann, *Thermonuclear Reaction Rates*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **5**, 525 (1967).
- [Fow75] W. A. Fowler, G. R. Caughlan und B. A. Zimmermann, *Thermonuclear Reaction Rates II*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **13**, 69 (1975).
- [Fow84] W. A. Fowler, *Experimental and Theoretical Nuclear Astrophysics: The Quest for the Origin of the Elements*, Rev. Mod. Phys. **56**, 149 (1984).

- [Fra97a] R. H. France III, E. L. Wilds, J. E. McDonald und M. Gai, *Further Measurement of the Beta-Delayed Alpha-Particle Emission of ^{16}N* , Nucl. Phys. **A621**, 165c (1997).
- [Fra97b] R. H. France III, *Stellar Helium Burning: A Further Measurement of the Beta-Delayed Alpha-Particle Emission of ^{16}N* , Doktorarbeit, Yale University, 1997. Unveröffentlicht.
URL: <http://www.phys.uconn.edu/~france/thesis.html>.
- [Gal00] M. Galassi, J. Davies, J. Theiler, B. Gough, R. Friedhorsky, G. Jungmann, M. Booth und F. Rossi, *GNU Scientific Library—Reference Manual*, 2000.
URL: <http://sources.redhat.com/gsl/>.
- [Gal03] S. Galanopoulos, P. Demetriou, S. H. M. Kokkoris, R. Kunz, M. Fey, J. W. Hammer, G. Gyürky, Z. Fülöp, E. Somorjay und S. Goriely, *The $^{88}\text{Sa}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$ Reaction at Astrophysically Relevant Energies*, Phys. Rev. C **67**, 015801 (2003).
- [Gia01a] L. Gialanella, M. Aliotta, D. Rogalla, C. Rolfs, F. Schümann, F. Strieder, S. Theis, H. P. Trautvetter, L. Campajola, G. Imbriani, V. Roca, M. Romano, A. D’Onofrio, C. Sabbarese, F. Terrasi, C. Agodi, R. Alba, D. D. Zoppo, F. Figuera, P. Sapienza, C. Spitaleri, G. Gyurky, E. Somorjai und U. Greife, *A new measurement of the E1 amplitude in $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma_0)^{16}\text{O}$* , Nucl. Phys. **A688**, 254c (2001).
- [Gia01b] L. Gialanella, D. Rogalla, F. Strieder, S. Theis, G. Gürki, C. Agodi, R. Alba, M. Aliotta, L. Campajola, A. D. Zoppo, A. D’Onofrio, P. Figuera, U. Greife, G. Imbriani, A. Ordine, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Sabbarese, P. Sapienza, F. Schümann, E. Samorjai, F. Terrasi und H. P. Trautvetter, *The E1 capture amplitude in $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$* , Eur. Phys. J. **A11**, 357 (2001).
- [Goo94] M. Goosens, *GEANT Detector Description and Simulation Tool 3.21*, CERN, 1994.
URL: <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html>.
- [Gru89] W. Grum, *Messung der Streuung polarisierter Neutronen an schweren Kernen und Analyse mit Hilfe des optischen Kernmodells*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 1989. Unveröffentlicht.
- [Ham75] J. W. Hammer und W. Niessner, *Cooling water system for a Dynamitron accelerator and for some associated experimental equipment*, Kerntechnik **17**, 477 (1975).
- [Ham86] J. W. Hammer, G. Bulski, W. Grum, W. Kratschmer, H. Postner und G. Schleussner, *SCORPION, the Stuttgart Scattering Facility*

- for *Fast Polarized Neutrons*, Nucl. Instrum. Methods **A244**, 455 (1986).
- [Heu95] G. Heusler, *Indirekte Untersuchung der astrophysikalischen $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Einfangrate mit der α -Transferreaktion $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$* , Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1995.
- [Hof98] H. Hofsäss, C. Ronning, M. Sebastian und H. Feldermann, *Cylindrical Spike Model for the Formation of Diamondlike Thin Films by Ion Deposition*, Appl. Phys. **A66**, 153 (1998).
- [Ike03] N. Ikeda, K. Sagara, K. Tsuruta, H. Oba, T. Ohta, Y. Noguchi, K. Ichikawa, Y. Miwa und S. Morinobu, *Facilities for direct measurement of $^4\text{He}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})\gamma$ reaction cross section at KUTL*, Nucl. Phys. **A718**, 558 (2003).
- [Imb01] G. Imbriani, M. Limongi, L. Gialanella, F. Terrasi, O. Straniero und A. Chieffi, *The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction Rate and the Evolution of Stars in the Mass Range $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 25$* , Astrophys. J. **558**, 903 (2001).
- [Jam98] F. James, *MINUIT—Function Minimization and Error Analysis*, CERN, 1994–1998.
URL: <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/minuit/minmain.html>.
- [Jas70a] R. J. Jaszczak, J. H. Gibbons und R. L. Macklin, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Capture Cross Section Below 3.2 MeV*, Phys. Rev. C **2**, 63 (1970).
- [Jas70b] R. J. Jaszczak und R. L. Macklin, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Capture Cross Section Below 4.1 MeV*, Phys. Rev. C **2**, 2452 (1970).
- [Joo96] K.-D. Joos, *Bestimmung der E1- und E2-Amplituden aus γ -Winkelverteilungsmessungen der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Stuttgart, 1996. Unveröffentlicht.
- [Käp98] F. Käppeler, F.-K. Thielemann und M. Wiescher, *Current Quests in Nuclear Astrophysics and Experimental Approaches*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **48**, 175 (1998).
- [Käp04] F. Käppeler, private Mitteilung, 2004.
- [Kei76] J. Keinonen und A. Antilla, *The Standard Resonance Strength in the $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ Reaction*, Comment. Phys.-Math. **46**, 61 (1976).
- [Ket82a] K.-U. Kettner, *Die $^4\text{He}(^{12}\text{C}, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei stellaren Energien*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität zu Münster, 1982. Unveröffentlicht.

- [Ket82b] K. U. Kettner, H. W. Becker, L. Buchmann, J. Goerres, H. Kraewinkel, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter und A. Vlieks, *The $4\text{He}(^{12}\text{C},\gamma)^{16}\text{O}$ Reaction at Stellar Energies*, Z. Phys. **A 308**, 73 (1982).
- [Kie97] J. Kiener, V. Tatischeff, P. Aguer, G. Bogaert, A. Coc, D. Disdier, L. Kraus, A. Lefèbvre, I. Linck, W. Mittig, T. Motobayashi, F. de Oliveira-Santos, P. Roussel-Chomaz, C. Stephan und J. P. Thibaud, *The $^{12}\text{C}+\alpha$ Reaction Rate from the Elastic ^{16}O Breakup*, Nucl. Phys. **A621**, 173c (1997).
- [Kin97] J. D. King, R. E. Azuma, C. Iliadis, A. C. Morton, L. Buchmann, M. Dombisky, K. P. Jackson, J. M. D'Auria, U. Giessen, G. Roy, T. Davinson, A. Shotter, W. Galster und R. N. Boyd, *Investigation of the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ reaction via the β -delayed proton decay of ^{17}Ne* , Nucl. Phys. **A621**, 169c (1997).
- [Köh88] A. Köhler, *Neutronennachweis bei Reaktionen der nuklearen Astrophysik*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1988. Unveröffentlicht.
- [Kor01] W. Korten, *The AGATA Project*, DAPNIA/SPhN, 2001.
URL: <http://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Deformes/Agata/>.
- [Kre88] R. M. Kremer, C. A. Barnes, K. H. Chang, H. C. Evans, B. W. Filippone, K. H. Hahn und L. W. Mitchell, *Coincidence Measurements of the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Cross Section at Low Energies*, Phys. Rev. Lett. **60**, 1475 (1988).
- [Kun97] R. Kunz, A. Mayer, K.-D. Joos, H. Knee, A. Müller, J. Nickel, C. Plettner, J. W. Hammer, D. Baye, P. Descouvemont, M. Jaeger, V. Kölle, S. Wilmes, G. Staudt, P. Mohr, C. Cronidou, S. Harissopoulos, K. Spyrou und T. Paradellis, *Capture reactions in the helium burning of stars*, Nucl. Phys. **A621**, 149c (1997).
- [Kun01] R. Kunz, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopoulos und T. Paradellis, *$^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$: The Key Reaction in Stellar Nucleosynthesis*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3244 (2001).
- [Kun02a] R. Kunz, M. Fey, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopoulos und T. Paradellis, *Astrophysical Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$* , Astrophys. J. **567**, 643 (2002).
- [Kun02b] R. W. Kunz, *$^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ – Die Schlüsselreaktion im Heliumbrennen der Sterne*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2002. Unveröffentlicht.
- [Lan58] A. M. Lane und R. G. Thomas, *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).

- [Lan83] K. Langanke und S. E. Koonin, *The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction at Stellar Energies*, Nucl. Phys. **A410**, 334 (1983).
- [Lan85] K. Langanke und S. E. Koonin, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Revisited*, Nucl. Phys. **A439**, 384 (1985).
- [Lan96] K. Langanke und C. A. Barnes, *Nucleosynthesis in the Big Bang and in Stars*, in J. W. Negele und E. Vogt, Hrsg., *Advances in Nuclear Physics*, Band 22 von *Advances in Nuclear Physics*, S. 173–263, Plenum Press, New York, 1996.
- [Lan01] K. Langanke und M. Wiescher, *Nuclear reactions and stellar processes*, Rep. Prog. Phys. **64**, 1657 (2001).
- [Lit97] V. N. Litvinenko, B. Burnham, M. Emamian, N. Hower, J. M. J. Madey, P. Morcombe, P. G. O'Shea, S. H. Park, R. Sachtschale, K. D. Straub, G. Swift, P. Wang, Y. Wu, R. S. Canon, C. R. Howell, N. R. Roberson, E. C. Schreiber, M. Spraker, W. Tornow, H. R. Weller, I. V. Pinayev, N. G. Gavrilov, M. G. Fedotov, G. N. Kulipanov, G. Y. Kurkin, S. F. Mikhailov, V. M. Popik, A. N. Skrinsky, N. A. Vinokurov, B. E. Norum, A. Lumpkin und B. Yang, *Gamma-Ray Production in a Storage Ring Free-Electron Laser*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4569 (1997).
- [Lit98] V. N. Litvinenko, B. Burnham, S. H. Park, Y. Wu, R. Cataldo, M. Emamian, J. Faircloth, S. Goetz, N. Hower, J. M. J. Madey, J. Meyer, P. Morcombe, O. Oakeley, J. Patterson, G. Swift, P. Wang, I. V. Pinayev, M. G. Fedotov, N. G. Gavrilov, V. M. Popik, V. N. Repkov, L. G. Isaeva, G. N. Kulipanov, G. Y. Kurkin, S. F. Mikhailov, A. N. Skrinsky, N. A. Vinokurov, P. D. Vobly, A. Lumpkin und B. Yang, *First UV/visible lasing with the OK-4/Duke storage ring FEL*, Nucl. Instrum. Methods **A 407**, 8 (1998).
- [Mak03] H. Makii, E. Sano, K. Mishima, Y. Nagai, T. S. M. Segawa, N. Maehara, A. Tomyo und M. Igashira, *Preparation for the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ experiment using pulsed α beam*, Nucl. Phys. **A718**, 475 (2003).
- [Mal00] D. Malcherek, *Untersuchung der Interferenzstruktur bei der 2^+ -Resonanz der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2000. Unveröffentlicht.
- [May01] A. Mayer, *Die Fusionsreaktion $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ und ihre astrophysikalische Reaktionsrate*, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2001. Verlag Shaker Aachen, ISBN 3-8265-9447-9.
- [Met02] T. S. Metcalfe, M. Salaris und D. E. Winget, *Measuring $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ From White Dwarf Asteroseismology*, Astrophys. J. **573**, 803 (2002).

- [Met03] T. S. Metcalfe, *White Dwarf Asteroseismology and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Rate*, *Astrophys. J.* **587**, L43 (2003).
- [Mül97] A. Müller, *Aktive Abschirmung von hochsensitiven γ -Spektrometern*, Diplomarbeit, Stuttgart, 1997. Unveröffentlicht.
- [Nic95] J. Nickel, *Erprobung hochreiner Kohlenstoff-12-Targets*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1995. Unveröffentlicht.
- [Obe93] H. Oberhummer, *Kerne und Sterne: Einführung in die nukleare Astrophysik*, Barth, Leipzig, Berlin, Heidelberg, 1993.
- [Oph76] T. R. Ophel, A. D. Frawley, P. B. Treacy und K. H. Bray, *A Remeasurement of the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Excitation Function in the Vicinity of the 12.44 and 13.1 MeV Levels of ^{16}O* , *Nucl. Phys.* **A273**, 397 (1976).
- [Oue91] J. M. L. Ouellet, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ cross-sections at stellar energies*, Doktorarbeit, Queen's University, Kingston, Ontario, Canada, 1991.
- [Oue92] J. M. L. Ouellet, H. C. Evans, H. W. Lee, J. R. Leslie, J. D. MacArthur, W. McLatchie, H.-B. Mak, P. Skensved, J. L. Whitton, X. Zhao und T. K. Alexander, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Cross Sections at Stellar Energies*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1896 (1992).
- [Oue96] J. M. L. Ouellet, M. N. Butler, H. C. Evans, H. W. Lee, J. R. Leslie, J. D. MacArthur, W. McLatchie, H.-B. Mak, P. Skensved, J. L. Whitton, X. Zhao und T. K. Alexander, *$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ cross sections at stellar energies*, *Phys. Rev. C* **54**, 1982 (1996).
- [Par98] S. H. Park, V. N. Litvinenko, B. Burnham, Y. Wu, J. M. J. Madey, R. S. Canon, C. R. Howell, N. R. Roberson, E. C. Schreiber, M. Spraker, W. Tornow, H. R. Weller und I. Pinayev, *OK-4/Duke monochromatic γ -ray source: performance and prediction*, *Nucl. Instrum. Methods* **407**, 224 (1998).
- [Pla87] R. Plaga, H. W. Becker, A. Redder, C. Rolfs, H. P. Trautvetter und K. Langanke, *The Scattering of Alpha Particles from ^{12}C and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Stellar Reaction Rate*, *Nucl. Phys.* **A465**, 291 (1987).
- [Rau00] T. Rauscher und F.-K. Thielemann, *Astrophysical Reaction Rates from Statistical Model Calculations*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **75**, 1 (2000).
- [Rau02] T. Rauscher, A. Heger, R. D. Hoffman und S. E. Woosley, *Nucleosynthesis in Massive Stars With Improved Nuclear and Stellar Physics*, *Astrophys. J.* **576**, 323 (2002).

- [Red85] A. Redder, H. W. Becker, J. Görres, M. Hilgemeier, A. Krauss, C. Rolfs, U. Schröder, H. P. Trautvetter, K. Wolke, T. R. Donoghue, T. C. Rinckel und J. W. Hammer, *Capture Amplitudes in the Reaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ at Stellar Energies*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1262 (1985).
- [Red86] A. Redder, *Die Asche der roten Riesen*, Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1986. Unveröffentlicht.
- [Red87] A. Redder, H. W. Becker, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, T. R. Donoghue, T. C. Rinckel, J. W. Hammer und K. Langanke, *The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Cross Section at Stellar Energies*, Nucl. Phys. **A462**, 385 (1987).
- [Rog97] D. Rogalla, *Untersuchung der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion mit dem Summenkristall*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Stuttgart, 1997. Unveröffentlicht.
- [Rog99] D. Rogalla, M. Aliotta, C. A. Barnes, L. Campajola, A. D'Onofrio, E. Fritz, L. Gialanella, U. Greife, G. Imbriani, A. Ordine, J. Ossmann, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Sabbarese, D. Schürmann, F. Schümann, F. Strieder, F. Terrasi, S. Theis und H.-P. Trautvetter, *Recoil separator ERNA: ion beam specification*, European Physical Journal **A6**, 471 (1999).
- [Rol88] C. E. Rolfs und W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago, 1988.
- [Ros53] M. E. Rose, *The Analysis of Angular Correlation and Angular Distribution Data*, Phys. Rev. **91**, 610 (1953).
- [Rot96] G. Roters, *Zur Nukleosynthese von Sauerstoff während der Heliumbrennphase in Sternen*, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1996. Unveröffentlicht.
- [Rot99] G. Roters, C. Rolfs, F. Strieder und H. P. Trautvetter, *The E1 and E2 capture amplitudes in $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Eur. Phys. J. **A6**, 451 (1999).
- [Sch03] D. Schürmann, *ERNA: Ein Statusbericht*, Vortrag bei der Frühjahrstagung des Fachverbands Hadronen und Kerne der DPG in Tübingen, Verh. DPG (VI) **30**, 2003.
- [Str90] D. Streit, *Neutronenspektroskopie für astrophysikalisch relevante Neutronenreaktionen*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1990. Unveröffentlicht.

- [Str03] O. Straniero, I. Dominguez, G. Imbriani und L. Piersanti, *The Chemical Composition of White Dwarfs as a Test of Convective Efficiency During Core Helium Burning*, *Astrophys. J.* **583**, 878 (2003).
- [The93] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch und H. Wolters, *Program TV*, Institut für Kernphysik, Köln, 1993.
- [Tho96] M. O. Thompson, *GENPLOT and RUMP Documentation*, 1996.
URL: <http://www.genplot.com/doc/index.htm>.
- [Tho99] W. J. Thompson und C. Iliadis, *Error analysis for resonant thermonuclear reaction rates*, *Nucl. Phys.* **A647**, 259 (1999).
- [Til93] D. R. Tilley, H. R. Weller und C. H. Cheves, *Energy levels of light nuclei $A = 16-17$* , *Nucl. Phys.* **A564**, 1 (1993).
- [Tis00] P. Tischhauser, *The Use of Elastic Scattering to Constrain the Stellar Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , Doktorarbeit, University of Notre Dame, Indiana, 2000. Unveröffentlicht.
- [Tis02] P. Tischhauser, R. E. Azuma, L. Buchmann, R. Detwiler, U. Giesen, J. Görres, M. Heil, J. Hinnefeld, F. Käppeler, J. J. Kolata, H. Schatz, A. Shotter, E. Stech, S. Vouzoukas und M. Wiescher, *Elastic α - ^{12}C scattering and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ E2 S factor*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 072501 (2002).
- [Tra97] H. P. Trautvetter, G. Roters, C. Rolfs, S. Schmidt und P. Descouvemont, *The E2-contribution to the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -reaction*, *Nucl. Phys.* **A621**, 161c (1997).
- [Wal97] G. Wallerstein, I. I. Jr., P. Parker, A. M. Boesgaard, G. M. Hale, A. E. Champagne, C. A. Barnes, F. Käppeler, V. V. Smith, R. D. Hoffman, F. X. Timmes, C. Sneden, R. N. Boyd, B. S. Meyer und D. L. Lambert, *Synthesis of the elements in stars: forty years of progress*, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 995 (1997).
- [Wea93] T. A. Weaver und S. E. Woosley, *Nucleosynthesis in massive stars and the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate*, *Phys. Rep.* **227**, 65 (1993).
- [Wei99] J. Weil, private Mitteilung, 1999.
- [Wig47] E. P. Wigner und L. Eisenbud, *Higher Angular Momenta and Long Range Interaction in Resonance Reactions*, *Phys. Rev.* **72**, 29 (1947).
- [Wol91] H. Wolters, N. Nicolay und S. Krink, *VS — Multi Spectra Display and Recalibration Program*, Institut für Kernphysik, Köln, 1991.

- [Woo02a] S. Woosley, private Mitteilung, 2002.
- [Woo02b] S. E. Woosley, A. Heger und T. A. Weaver, *The evolution and explosion of massive stars*, Rev. Mod. Phys. **74**, 1015 (2002).
- [Woo03] S. E. Woosley, A. Heger, T. Rauscher und R. D. Hoffmann, *Nuclear Data Needs for the Study of Nucleosynthesis in Massive Stars*, Nucl. Phys. **A718**, 3c (2003).
- [Zha93] Z. Zhao, R. H. France III, K. S. Lai, M. Gai, E. L. Wilds, R. A. Kryger, J. A. Winger und K. B. Beard, *Study of the beta-delayed alpha-particle emission of ^{16}N* , Phys. Rev. C **48**, 429 (1993).
- [Zie03] J. F. Ziegler und J. P. Biersack, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, 2003.
URL: <http://www.srim.org>.
- [Zij90] F. Zijderhand, F. P. Jansen, C. Alderliesten und C. van der Leun, *Detector-Efficiency Calibration for High-Energy Gamma-Rays*, Phys. Res. **A286**, 490 (1990).

Eigene Publikationen

- [1] M. Fey, *New Experiments on the Key Reaction in Stellar Helium Burning: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* . In *BgNS Transactions: XIV International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, Varna, Bulgaria, Conference Proceedings*, Band 7, 181, Sofia, Bulgaria, 2002.
- [2] R. Kunz, M. Fey, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopulos und T. Paradellis, *Astrophysical Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$* , *Astrophys. J.* **567**, 643 (2002).
- [3] J. W. Hammer, M. Jaeger, R. Kunz, M. Fey, A. Mayer, G. Staudt, S. Harissopulos, T. Paradellis, K.-L. Kratz und B. Pfeiffer, *Two key reactions in stellar nucleosynthesis: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$* . In *Proceedings of the 11th Workshop on Nuclear Astrophysics*, Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, W. Hillebrandt und E. Müller Hrsg., Garching, 2002.
- [4] S. Galanopoulos, P. Demetriou, M. Kokkoris, S. Harissopulos, R. Kunz, M. Fey, J. W. Hammer, Gy. Gyürky, Zs. Fülöp, E. Somorjai und S. Goriely, *The $^{88}\text{Sa}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ Reaction at Astrophysically Relevant Energies*, *Phys. Rev. C* **67**, 015081 (2003).
- [5] M. Fey, R. Kunz, J. W. Hammer, M. Jaeger, A. Mayer, E. Krmpotic, C. Bauer and C. Meyer, S. Harissopulos, T. Paradellis, G. Staudt, F. Haas, P. Papka, K.-L. Kratz und B. Pfeiffer, *The Key Reactions in stellar Helium Burning: $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$* , *Nucl. Phys.* **A718**, 131c (2003).
- [6] S. Harissopulos, P. Demetriou, S. Galanopoulos, M. Kokkoris, G. Kriembardis, P. Tsagari, A. Spyrou, G. Kalyva, Ch. Zarkadas, A. G. Karydas, J. W. Hammer, R. Kunz, M. Fey, E. Somorjai, Gy. Gyürky, Zs. Fülöp, A. Dewald, K. O. Zell, P. von Brentano, R. Julin und S. Goriely, *A systematic study of proton capture reactions in the Se-Sb region at energies relevant to the p-process*. In *Proceedings of the Eleventh International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Pruhonic near Prague, Czech Republic*, J. Kvasil, P. Cejnar und M. Krťicka Hrsg., Singapore, 2003. World Scientific, 357.

- [7] S. Harissopulos, S. Galanopoulos, P. Demetriou, A. Spyrou, G. Kriembardis, M. Kokkoris, A.G. Karydas, Ch. Zarkadas, R. Kunz, M. Fey, J. W. Hammer, G. Gyürky, Zs. Fülöp, E. Somorjai, A. Dewald, K. O. Zell, P. von Brentano, R. Julin und S. Goriely, *A systematic study of proton capture reactions in the Se-Sb region at energies relevant to the p-process nucleosynthesis*, Nucl. Phys. **A719**, 115 (2003).
- [8] M. Assunção, M. Fey, A. Lefèbvre, J. Kiener, V. Tatischeff, A. Coc, J. P. Thibaud, J. J. Correia, C. Grama, F. Hannachi, A. Korichi, D. Le Du, A. Lopez-Martens, R. Meunier, C. Pelissier, J. W. Hammer, R. Kunz, D. Malcherek, C. Beck, S. Courtin, F. Haas, M. Rousseau, N. Rowley, S. Szilner, E. Galanopoulos, S. Harissopulos, G. Kriembardis, Th. Paradellis, G. Staudt, F. Hammache, J. Weil und F. Fleurot, *E1- and E2-S-factor of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ from γ -angular distributions with a 4π -detector array*, in Vorbereitung, 2004.
- [9] M. Fey, M. Assunção, J. W. Hammer, R. Kunz, D. Malcherek, E. Krmpotić, A. Lefèbvre, J. Kiener, V. Tatischeff, A. Coc, J. P. Thibaud, J. J. Correia, C. Grama, F. Hannachi, A. Korichi, D. Le Du, A. Lopez-Martens, R. Meunier, C. Pelissier, C. Beck, S. Courtin, F. Haas, P. Papka, M. Rousseau, N. Rowley, S. Szilner, E. Galanopoulos, S. Harissopulos, G. Kriembardis, Th. Paradellis, G. Staudt, F. Hammache, J. Weil und F. Fleurot, *Improved Determination of the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction Rate at Astrophysically Relevant Energies*, in Vorbereitung, 2004.
- [10] M. Fey, J. W. Hammer, R. Kunz, D. Malcherek, E. Krmpotić, A. Lefèbvre, J. Kiener, V. Tatischeff, A. Coc, J. P. Thibaud, M. Assunção, J. J. Correia, C. Grama, F. Hannachi, A. Korichi, D. Le Du, A. Lopez-Martens, R. Meunier, C. Pelissier, C. Beck, S. Courtin, F. Haas, P. Papka, M. Rousseau, N. Rowley, S. Szilner, E. Galanopoulos, S. Harissopulos, G. Kriembardis, Th. Paradellis, G. Staudt, F. Hammache, J. Weil und F. Fleurot, *A More Precise $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction Rate from γ -Angular Distribution Measurements*, in Vorbereitung, 2004.
- [11] E. Krmpotić, M. Fey, R. Kunz, J. W. Hammer, B. Pfeiffer, A. Ostrowski, K.-L. Kratz, H. Beer, S. Harissopulos, G. Staudt, *Investigation of the CNO-Reaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ in Inverse Kinematics at Astrophysically Relevant Energies*, in Vorbereitung, 2004.

Lebenslauf

15.04.1970 geboren in Stuttgart zur Freude meiner Eltern
Eva-Maria Fey, geb. Gölz und Gerhard Fey

Schulbildung:

1987–1990 Besuch des Technischen Gymnasiums der Friedrich-Ebert-Schule in Esslingen-Zell

Zivildienst:

1990–1991 Zivildienst im Familienferiendorf Tieringen

Studium:

1991–1992 Studium der Elektronik an der Fachhochschule Aalen

1992–1999 Studium der Physik und Mathematik an der Universität Stuttgart. Abschluß: Erstes Staatsexamen in Physik und Mathematik

1999 Wissenschaftliche Arbeit für das Lehramt an Gymnasien am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart zum Thema *Zählstatistik und Fehlerfortpflanzung: Ein Praktikumsversuch*

1999–2004 Arbeiten zur vorliegenden Dissertation am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart

Weitere Tätigkeiten:

1996–2004 Dozent der Landesarbeitsgemeinschaft Gitarre in Württemberg

1999–2000 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Strahlenphysik, Lehrtätigkeit im Studiengang „Master of Science in Physics“

2000–2004 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Strahlenphysik, System- und Netzwerkbetreuung

2000–2004 Dozent an der Schule für Technische Assistenten in der Medizin des Katharinenhospitals Stuttgart

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mir bei dieser Arbeit behilflich waren.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Dr. Wolfgang Hammer für die Betreuung dieser Arbeit und seine ungezählten Anregungen zur Weiterentwicklung der Experimente.
- Prof. Dr. Ulrich Kneißl für sein stetes Interesse und die Ermöglichung dieser Arbeit.
- Prof. Dr. Günter Staudt für seine Diskussionsbereitschaft und die Unterstützung aus dem Hintergrund.
- Dr. Florent Haas für sein Interesse an dieser Arbeit und seine Unterstützung.
- Meinen Zimmernachbarn Dr. Michael Jaeger, Ernest Krmpotić, Dr. Ralf Kunz und Dietmar Malcherek für das angenehme Arbeitsklima und ihre Anregungen. Ralf Kunz insbesondere für die vielen hilfreichen Tips in Sachen $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$.
- Dr. Christian Beck, Dr. Alain Coc, Dr. Sandrine Courtin, Dr. Fabrice Fleurot, Dr. Stratos Galanopoulos, Dr. Cornelia Grama, Dr. Florent Haas, Dr. Faïrouz Hammache, Dr. Wolfgang Hammer, Dr. Fazia Hannachi, Prof. Dr. Sotiris Harissopoulos, Dr. Jürgen Kiener, Dr. Amel Korichi, George Kriembardis, Ernest Krmpotić, Dr. Ralf Kunz, Dr. Araceli Lopez-Martens, Dietmar Malcherek, Dr. Paul Papka, Dr. Marc Rousseau, Dr. Neil Rowley, Dr. Anne Schuhl-Lefèbvre, Prof. Dr. Günter Staudt, Dr. Suzana Szilner, Dr. Vincent Tatischeff, Dr. Jean-Pierre Thibaud und Prof. Dr. Jesse Weil für die Hilfe während der Strahlzeiten.
- Dr. Anne Schuhl-Lefèbvre, Dr. Marlete Assunção, Claire Boukari Pelissier, Nicolas Chauvin, Catherine Clerc, Dr. Jürgen Kiener und Dominique Le Du für die Hilfe bei der Herstellung und Vermessung der Kohlenstoffschichten in Orsay und die Bestimmung der Targetprofile aus dem EUROGAM-Array-Experiment.

- Prof. Dr. Hans Hofsäss, Holger Stillrich und Dr. Lüder Ziegeler für die Einrichtung der STRINGER-Anlage und die Hilfe bei der Herstellung der Kohlenstoffschichten in Göttingen.
- Dem DYNAMITRON-Team unter Leitung von Horst Hollick für ständige Bereitschaft und Unterstützung während der Strahlzeiten.
- Stellvertretend für die Werkstätten des Instituts für Strahlenphysik Kurt Heinrich, Walter Namyslak und Ewald Wagner für die sorgfältige Ausführung aller Aufträge und die tatkräftige Hilfe bei allen Reparaturen.
- Der feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen unter Leitung von Karl-Heinz Freudenmann und Günther Brodbeck für die Hilfe bei der Herstellung der Targets.
- Tilman Renz und Christian Rumbolz für das Aufdampfen der Aluminium-targets.
- Hans Heimerdinger für sein Engagement bei der Suche nach dem besten Targetbacking.
- Prof. Dr. Hubert Flocard und Dr. Jürgen Kiener für die Ermöglichung eines Forschungsaufenthalts in Orsay.
- Der Universität Stuttgart für Investitionsmittel zum Aufbau des EUROGAM-Array-Experiments.
- Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Reise-mitteln.
- Meinen Eltern und meinen Schwestern Ulrike und Andrea für ihre Unterstützung.

Und nicht zuletzt bei Gott – für alles.