

# **INHALTSVERZEICHNIS**

<b>I. Grundlagen</b>	<b>3</b>
1. Nukleare Astrophysik und Sternentwicklung	3
2. Neutronenproduzierende Reaktionen in Sternen	11
3. Kernphysikalische Aspekte	14
4. Astrophysikalische Aspekte	17
5. Einige wichtige Begriffe	18
6. Bisherige Experimente und diese Arbeit	28
<b>II. Experiment und Aufbau</b>	<b>33</b>
1. Targets	36
2. Neutronennachweis	41
3. Durchführung des Experiments	47
<b>III. Datenauswertung und Analyse</b>	<b>49</b>
1. Backingyield und Energiekalibrierung	49
2. Detektor	52
3. Ermittlung des Untergrundes	53
4. Stoppingpower	55
<b>IV. Resultate</b>	<b>58</b>
1. Neutronenausbeute	58
2. Wirkungsquerschnitte	64
3. S-Faktor	67
4. Resonanzen	71
5. Reaktionsraten	74
<b>V. Ausblick</b>	<b>78</b>
<b>VI. Anhang</b>	<b>79</b>

# Zusammenfassung

Untersucht wurden die  $(\alpha, n)$ - Reaktionen der stabilen Magnesiumisotope  $^{25}\text{Mg}$  und  $^{26}\text{Mg}$  im Hinblick auf astrophysikalische Aspekte, weil für den Wirkungsquerschnitt sichere Daten in der Literatur unterhalb  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 2.1 \text{ MeV}$  bei  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  fehlten. Das Ergebnis früherer Messungen am IfS für die Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ , mit durch Aufdampfen hergestellten Targets, ist ein merkwürdiges Ansteigen des S-Faktors über mehrere Dekaden unterhalb einer Energie von  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 2.4 \text{ MeV}$ . Dies bedurfte einer Klärung.

Der Aufbau (Dynamitron, Festkörperpumpstand,  $4\pi$ -Detektor) des Experimentes war erprobter Standard. Beide Reaktionen wurden in dieser Arbeit erfolgreich im weiten Energiebereich von  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 0.9 \text{ MeV}$  bis  $3.5 \text{ MeV}$  vermessen. Dabei wurden neue implantierte Targets verwendet. Der störende Untergrund neutronenproduzierender Reaktionen im Target wurde sehr sorgfältig bestimmt und abgezogen.

Die verwendeten Implantationstargets stellen eine gegenüber herkömmlichen aufgedampften Targets entscheidende Verbesserung in Bezug auf neutronenproduzierende Störreaktionen dar. Es hat sich gezeigt, daß sich mit diesen Targets und dem hier benutzten Aufbau bis hinunter zu einer Energie von  $E_{\text{CMS}} \approx 1500 \text{ keV}$  exakt messen läßt, darunter ist die Angabe einer oberen Grenze für die Anregungskurven möglich. Das Ansteigen des S-Faktors wurde als durch Störreaktionen verursachter Effekt geklärt. Die astrophysikalischen Reaktionsraten basieren nun auf experimentellen Daten, die bis nahe an den stellaren Temperaturbereich heranreichen.

Das Ergebnis dieser Arbeit für die Reaktionen  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ :

- im Bereich von  $E_{\alpha\text{-Lab}} \approx 1.7 - 3.5 \text{ MeV}$  genaue, untergrundfreie Daten für Anregungskurven und S-Faktor-Kurven,
- im Bereich von  $E_{\alpha\text{-Lab}} \approx 1 - 1.7 \text{ MeV}$  Obergrenzen für die Anregungskurven beider Reaktionen,
- eine gute Ausgangsbasis für Extrapolationen des S-Faktors zu tieferen Energien,
- viele neue Resonanzen mit Resonanzparametern für beide Reaktionen, damit wurden neue Zustände in den Zwischenkernen gefunden,
- eine Korrektur der stellaren Reaktionsraten von Caughlan und Fowler [Cau88].

# Einleitung

Aus der Sternmodell- und Nukleosynthese- Theorie gibt es Fragestellungen bezüglich den  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  - und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  - Reaktionen. Sie liefern Neutronen für den r-Prozeß in der explosiven Brennphase [B<sup>2</sup>FH].

Die stellaren Reaktionsraten für beide Reaktionen werden im Standardwerk der nuklearen Astrophysik von Caughlan und Fowler [Cau88] nur durch einen gleichmäßigen, exponentiellen Verlauf der S-Faktoren abgeschätzt. Sie wurden mittels eines statistischen Modells hergeleitet, deshalb ist die Kenntnis der totalen Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen notwendig, damit die Reaktionsraten auf experimentellen Daten beruhen.

Der Energiebereich bei dieser Untersuchung liegt nicht weit von dem in Sternen interessierenden Energiebereich entfernt, der sich von 100 - 600 keV erstreckt. Diese Energien entsprechen Sterntemperaturen von  $T_9 = 1,2 - 7$  ( $T_9$  : Temperatur in  $10^9$  K), wie sie sich in explosiven Brennphasen (Novae und Supernovae) einstellen.

Magnesium kommt in der Natur als Isotopengemisch vor und besteht zu 78,8% aus  $^{24}\text{Mg}$ , zu 10,1% aus  $^{25}\text{Mg}$  und zu 11,1% aus  $^{26}\text{Mg}$ . Es wurden hier nur die  $(\alpha, n)$ - Reaktionen der beiden schweren Isotope untersucht, da das leichtere  $^{24}\text{Mg}$  einen hohen negativen Q-Wert für  $(\alpha, n)$ - Reaktionen hat und folglich in dem hier untersuchten Energiebereich nicht berücksichtigt zu werden braucht.

In den untersuchten Reaktionen gilt es Neutronen nachzuweisen. In diesem Experiment soll zu möglichst tiefen  $\alpha$ -Energien, bis etwa 1 MeV, gemessen werden. Voraussetzung dafür ist neben einem hochempfindlichen Neutronendetektor ein Beschleuniger, der über mehrere Stunden einen konstanten Strahlstrom im  $\mu\text{A}$ - Bereich liefert. Zusätzlich muß die Energie des  $\alpha$ -Strahls konstant und scharf sein. Das Dynamitron am IfS ist hierzu die ideale Maschine. Weil bei Energien um 1 MeV, mit entsprechend kleinem Wirkungsquerschnitt von rund  $10^{-9}$  barn, mit nur wenigen Neutronen zu rechnen ist, wurde ein  $4\pi$ -Detektor mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet.

Da es unmöglich ist die Reaktionen bis zur Laborenergie von 0 keV zu messen, muß man den gemessenen Bereich zu tieferen Energien hin so verlängern, daß man daraus die Reaktionsrate für diesen Bereich ableiten kann. Dazu wird dann die ermittelte Anregungskurve in eine S- Faktor- Kurve umgerechnet. Diese Kurve verläuft, abgesehen von einzelnen Resonanzen, gleichmäßig und läßt sich einfacher als der Wirkungsquerschnitt verlängern.

Auf die Bestimmung der Winkelverteilung, Polarisation und weiterer Daten von kernphysikalischem Interesse wurde zugunsten hoher Empfindlichkeit verzichtet. Es gab und gibt experimentelle Schwierigkeiten, die eventuell zu Fehlinterpretationen führen

können, vor allem muß man den Untergrund genau bestimmen und kennen. Experimentell sind, im Fall der beiden Magnesiumreaktionen, nicht so sehr hohe Strahlströme wichtig, sondern neue gute Targets spielen eine Schlüsselrolle, damit der Anteil von störenden neutronenproduzierenden Reaktionen anderer Isotope aus dem Targetbacking gering bleibt.

Isotopenreines Magnesium wird auf dem Weltmarkt nur in Oxidform angeboten. Stellt man daraus durch Reduktion des erhältlichen Magnesiumoxids und Aufdampfen auf ein Backingplättchen Targets her, so sind diese, wie sich zeigte, nicht rein genug. Deshalb wurden implantierte Targets hergestellt und damit die Reaktionen vermessen. Die Targets bestanden aus einem Kupferplättchen, das vergoldet wurde. Dazu wurde 99.99% reines Gold verwendet. Die vergoldeten Targets wurden dann in Bonn mit dem Isotopenseparator des Instituts für Strahlen- und Kernphysik bis zur Sättigung implantiert, so daß die Magnesiumisotope nahezu rechteckförmig verteilt im Gold vorlagen.

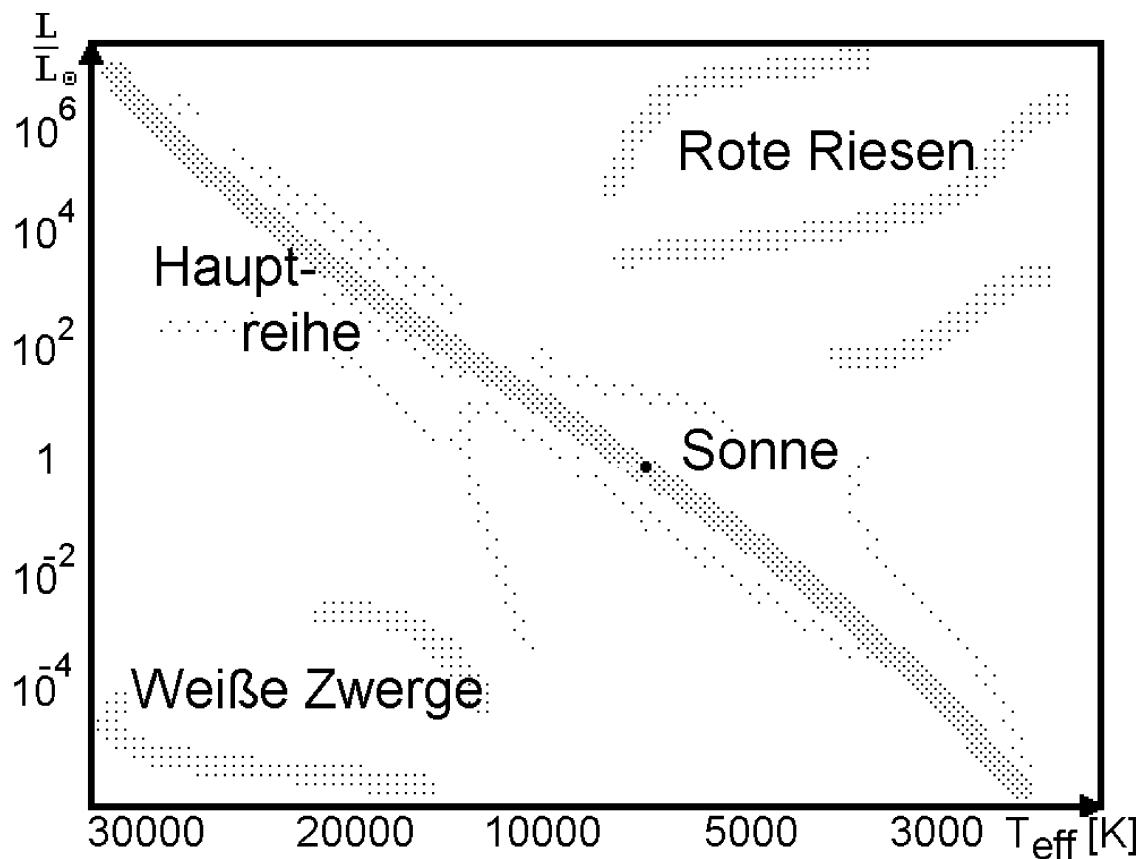
# I. Grundlagen

Dieses Kapitel ist eine Einführung in einige in dieser Arbeit verwendeten und benötigten Grundlagen der nuklearen Astrophysik.

## 1. Nukleare Astrophysik und Sternentwicklung

Motivation für die Nukleare Astrophysik ist die Suche nach einer Erklärung für die Entstehung der Elemente und deren Häufigkeitsverteilung im Universum. Kurze Zeit nach dem Urknall haben sich die ersten leichten Elemente gebildet. Die Entstehung der schweren Elemente durch Elementsynthese kurz nach dem Urknall mittels sukzessiven Neutroneneinfangs ist nicht möglich, da freie Neutronen eine Halbwertszeit von etwa 10 Minuten haben. Dies ist bei weitem viel zu kurz um alle schweren vorhandenen Elemente zu erzeugen. Zusätzlich gibt es keine stabilen Kerne der Massenzahl  $A=5$  und  $A=8$ . Als einzige Erklärung bleiben nur noch Kernreaktionen zur Synthese der Elemente übrig. Im sich ausdehnenden Universum ist jedoch die Durchschnittstemperatur zu niedrig, damit Kerne durch ihre kinetische Energie den abstoßenden Coulombwall des Kernpotentials überwinden können. Bleibt als einziger Ort für die Nukleosynthese nur noch das Sternenninnere, wo genügend hohe Temperaturen für Kernreaktionen herrschen. Von zentralem Interesse ist deshalb die Entwicklung der Sterne, von der hier eine kurze Zusammenfassung gegeben wird. Die Sterne, die wir bisher beobachtet haben, sind keine statischen Objekte, sondern sie verändern sich ständig. Sie werden in kosmischen Materiewolken "geboren" und durchlaufen in Ihrem "Leben" die verschiedensten Stadien und strahlen dabei Licht, Teilchen und Energie ab, bis sie schließlich, wenn sie eine Masse von mehr als  $\sim 8$  Sonnenmassen hatten, in einer Explosion, als kalter Materieklumpen oder Schwarzes Loch mehr oder weniger spektakulär "sterben".

Trägt man die gesamte von der Oberfläche des Sterns abgestrahlte Energiemenge, also die Leuchtkraft  $L$  in Relation zu der unserer Sonne, über der mittleren Temperatur der oberflächennahen Schichten, also die effektive Temperatur  $T_{\text{eff}}$ , auf, so erhält man, bei Berücksichtigung aller beobachteten Sterne, das Hertzsprung-Russel-Diagramm (HRD).



**Abb. 2:** Das Hertzsprung-Russell-Diagramm (Schematisch). Die einzelnen Punkte stellen jeweils Sterne beziehungsweise Sonnen dar. Die Leuchtkraft  $L$  der einzelnen Sterne ist in Bezug auf die Leuchtkraft  $L_0$  unserer Sonne (durch den dicken Punkt in der Mitte dargestellt) aufgetragen.

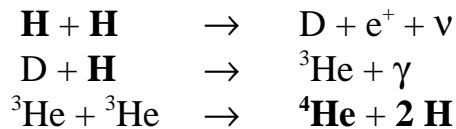
Die meisten Sterne befinden sich im sogenannten Hauptreihenband und sind nicht, wie man zuerst vermuten könnte, statistisch im Diagramm verteilt. Außerdem gibt es noch den Bereich der "Roten Riesen" (hohe Leuchtkraft und relativ geringe Oberflächentemperatur) und den der "Weißen Zwerge". Diese Bereiche charakterisieren verschiedene Entwicklungsstadien der Sterne. Sie laufen auf Zeitskalen (Millionen bis Milliarden Jahre) ab, die eine direkte Beobachtung ihrer Entwicklung, mit Ausnahme einer Sternexplosion (Nova oder Supernova), durch den Menschen unmöglich machen. Da man jedoch sehr viele Sterne verschiedenen Alters gleichzeitig beobachten kann, weiß man sehr gut über den Lebenslauf eines Sternes Bescheid.

Ein Stern durchläuft nun nacheinander folgende Brennphasen:

## Das Wasserstoffbrennen

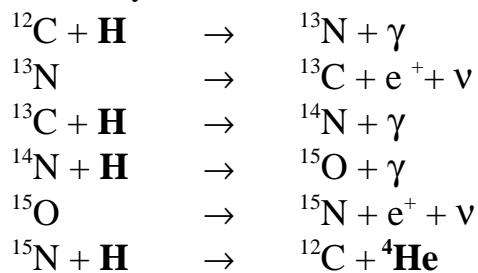
In einem Hauptreihenstern besteht ein stabiles Gleichgewicht zwischen Gravitationsdruck nach innen und dem Strahlungsdruck nach außen. Er ist eine Folge von im Sterninneren ablaufenden Fusionsprozessen, die energiereiche Teilchen freisetzen.

Sterne, die nur aus Wasserstoff und Helium bestehen (Sterne der ersten Generation), verbrennen über den pp-Zyklus Wasserstoff zu Helium.:



Dieser Zyklus dominiert bei Temperaturen von  $8 \cdot 10^6$  bis  $1.5 \cdot 10^7$  K (Kelvin) und somit in masseärmeren Sternen, zu denen auch unsere Sonne gehört.

Sterne der zweiten oder n-ten Generation, die Überreste (Asche) älterer Sterne, die bereits ihre ganze Entwicklung durchlaufen haben, enthalten, können Wasserstoff auch über den CNO-Zyklus zu Helium verbrennen :

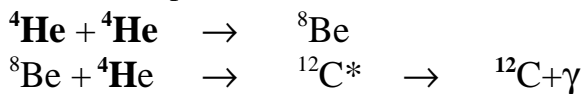


Hier wirken die Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffisotope als Katalysatoren. Dieser Zyklus ist stark temperaturabhängig und kommt erst bei Temperaturen oberhalb  $1.5 \cdot 10^7$  Kelvin, also in massereichen Sternen, in Gang.

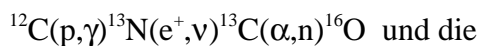
Als dritter, aber für die Energiegewinnung unbedeutender Prozeß, kann der Stern, falls in ihm  ${}^{20}\text{Ne}$  vorhanden ist, Wasserstoff über den NeNa-Prozeß verbrennen. Dabei wird  ${}^{21}\text{Ne}$  und  ${}^{22}\text{Ne}$  gebildet. In weiteren Kernbrennreaktionen entsteht  ${}^{25}\text{Mg}$  und  ${}^{26}\text{Mg}$ . Ist nun in einem Brennzyklus alles Material eines oder mehrerer Isotope aufgebraucht, so verringert sich der Strahlungsdruck im Stern. Er schrumpft unter dem Druck der Gravitationskraft, bei steigender Temperatur, solange, bis die Temperatur soweit angestiegen ist, daß eine neue Brennphase erreicht werden kann. So ist am Ende des Wasserstoffbrennens nur noch in einer dünnen Zone um den ausgebrannten Kern genügend Wasserstoff vorhanden, wo er dann auch verbrennt und der Kontraktion des äußeren Teils somit entgegenwirkt. Dabei, unter Abnahme der effektiven Temperatur, expandiert der Stern gewaltig und seine Leuchtkraft nimmt merkbar zu. Er wird zum "Roten Riesen". Mit zur Neige gehendem Wasserstoffvorrat, schrumpft sein Kern weiter, bis die Zentraltemperatur  $10^8$  K erreicht hat und damit schlagartig (Helium-flash) der Übergang zum stetigen Helium-Brennen stattgefunden hat.

## Das Heliumbrennen

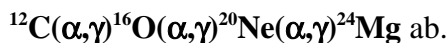
Ist der Stern leichter als 0.5 Sonnenmassen, so reicht der Kollaps nicht aus, um das Heliumzünden hervorzurufen, der Stern wird solange schrumpfen und Wasserstoff der Hülle verbrennen, bis er schließlich ein "Weißer Zwerg" und ein erloschener Stern ("Schwarzer Zwerg") geworden ist. Bei einer Masse ab 0.5 bis 1.5 Sonnenmassen tritt nach dem Wasserstoffbrennen das Heliumbrennen auf. Hier fusionieren drei He-Kerne im sogenannten "Triple- $\alpha$ -Prozeß" zu  $^{12}\text{C}$ :



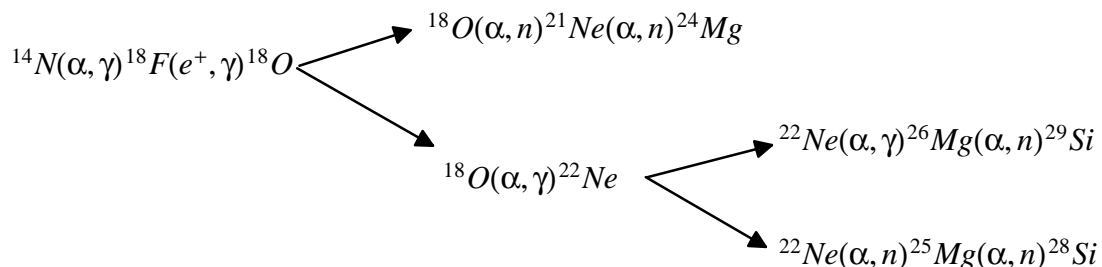
Diese Reaktion produziert  $^{12}\text{C}$ , das durch sukzessiven Heliumkerneinfang die Isotope  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{24}\text{Mg}$  erzeugt, wie in nachfolgendem Diagramm gezeigt wird. In der Übergangszone zwischen heliumbrennendem Sterninneren und wasserstoffbrennender Hülle läuft die Reaktion:



### Hauptkette



Das  $^{14}\text{N}$ , das als "Asche" aus dem Bethe-Weizsäcker-Zyklus [Wei37], der hier wegen seiner Komplexität nicht beschrieben wird, übrigbleibt dient als Ausgangsprodukt für weitere Elemente:



**Abb. 3:** Reaktionskette aus dem Heliumbrennen. Hier werden ausgehend vom Stickstoff durch sukzessiven Heliumkerneinfang immer schwerere Elemente synthetisiert.

Der Stern wächst immer weiter, bis endlich all diese Energiequellen versiegen und er mangels Strahlendruck kontrahiert. Seine Oberfläche heizt sich dabei bis auf 25000 Kelvin auf. Die ausgesandte Strahlung bringt das umgebende interstellare Gas zum Leuchten. Dieser Stern ist dann als "Weißer Zentralstern" zu sehen.

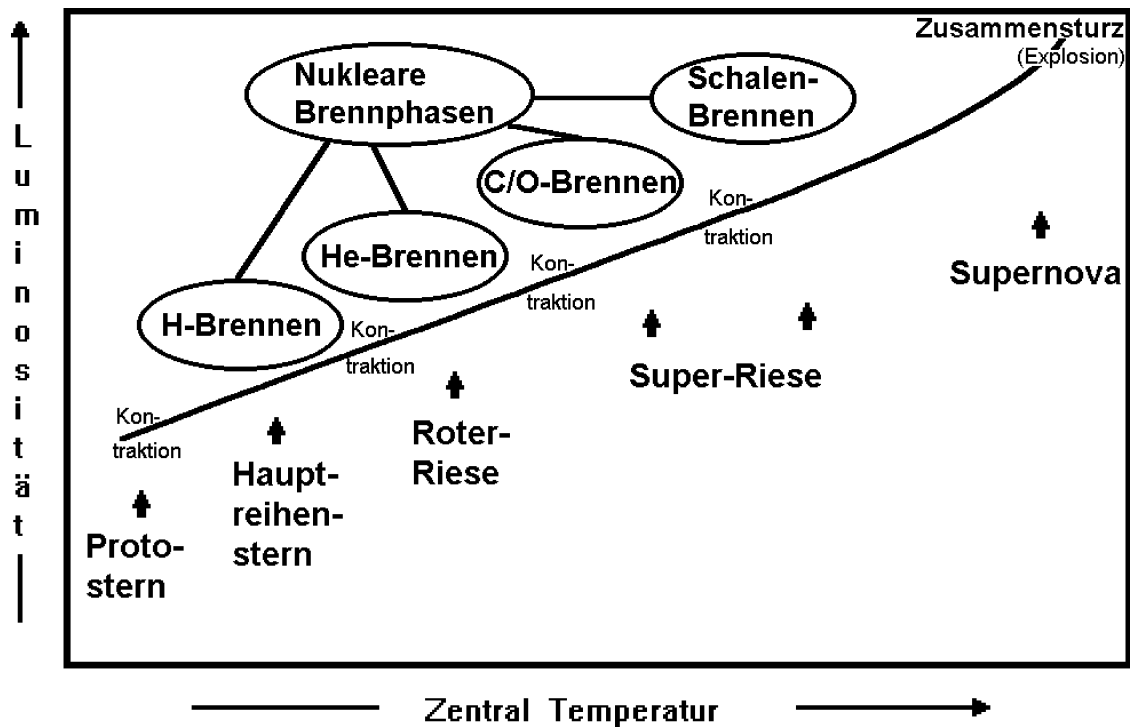


Bei Sternmassen von 1.4 bis 8 Sonnenmassen kommt nach dem Heliumbrennen noch das  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Kohlenstoffbrennen, das, so wird vermutet, insbesondere in Doppelsternsystemen explosionsartig in einer Supernova abläuft [Woo84].

Ist der Stern schwerer als 8 Sonnenmassen, so führt das Kohlenstoffzünden nicht zu einer Explosion, sondern es werden nacheinander verschiedene Brennstufen bis zum Silizium-Brennen gezündet, die alle in verschiedenen Schalen um den Kern herum ablaufen. Von den am häufigsten fusionierenden Elementen liegen die leichteren Elemente weiter außen, die schwereren weiter innen. Das Schalenbrennen liefert Energie bis zu dem Element mit der größten Bindungsenergie pro Nukleon, dem  $^{56}\text{Fe}$ . Um weiter zu fusionieren sind sehr hohe Temperaturen nötig damit der Coulombwall überwunden werden kann. Die dabei auftretende intensive  $\gamma$ -Strahlung führt dann sehr häufig zur Photo-disintegration (Zerstörung) der erzeugten Kerne.

Die Fusionsprozesse kommen zum Stillstand, und der Stern kontrahiert wieder gravitativ, ohne jedoch diesmal von einer erneut einsetzenden weiteren Fusionsreaktion aufgehalten zu werden. Die weitere Entwicklung ist bis heute nicht genau bekannt, man vermutet jedoch, daß einstürzende Schalenbereiche in einer Supernova am inkompressiblen Kern, in dem sich Protonen und Elektronen zu Neutronen zusammenlagerten, reflektiert werden. Diese treffen dann auf vorher abgesprengte Hüllenteile und rufen dabei das bekannte Supernovaleuchten hervor. In diesem Szenario laufen Schockwellen durch den Stern und heizen die äußeren Hüllen auf. Es kommt zur explosiven Brennphase (siehe auch Abb. 11), in der neutronenproduzierende Reaktionen hohe Neutronenflüsse erzeugen. Ein hoher Fluß von Neutronen ist für die Elementsynthese (siehe Abschnitt über s- und r-Prozeß) wichtig.

Mit dieser Explosion werden die chemischen Elemente, die der Stern über Millionen von Jahren erbrütet hatte, in den interstellaren Raum hinausgeschleudert. Dies sind die Keime der Planeten, des Lebens und auch des Menschen, der dann wieder die Sterne beobachtet und versucht ihre Rätsel zu lösen. Im zurückbleibenden Kern können nun die Elektronen in den Atomkern hineingepresst werden und es entsteht ein Neutronenstern. Wenn seine Masse etwa 1.8 Sonnenmassen übersteigt kann er noch weiter unter seinen Schwarzschildradius schrumpfen und zu einem "Schwarzen Loch" werden.. Zu den physikalischen Eigenschaften eines "Schwarzen Loches" sei hier nur Bemerkte, daß im inneren eines solchen Gebildes die Fluchtgeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit ist [Lan78].



**Abb. 4:** Durch eine ansteigende Linie wird das Leben eines schweren Sternes von seiner Geburt als Protostern bis zu seinem explosivem Ende veranschaulicht. Dargestellt sind die verschiedenen Brennpasen, die er durchläuft (aus [Rol88]). Aufgetragen ist seine Leuchtkraft (Luminosität) über seiner Zentraltemperatur.

Die hier beschriebenen Prozesse gelten für Einzelsterne, Doppel- oder Mehrfachsternsysteme durchlaufen eine andere Entwicklung (siehe z.B. [Rol88] Kapitel 2.7.). Für seltene, sehr schwere Sterne, größer als etwa 100 Sonnenmassen, nimmt die Entwicklung vermutlich einen anderen Weg, der jedoch noch nicht genau erforscht wurde. [Woo84]

## Nukleosynthese

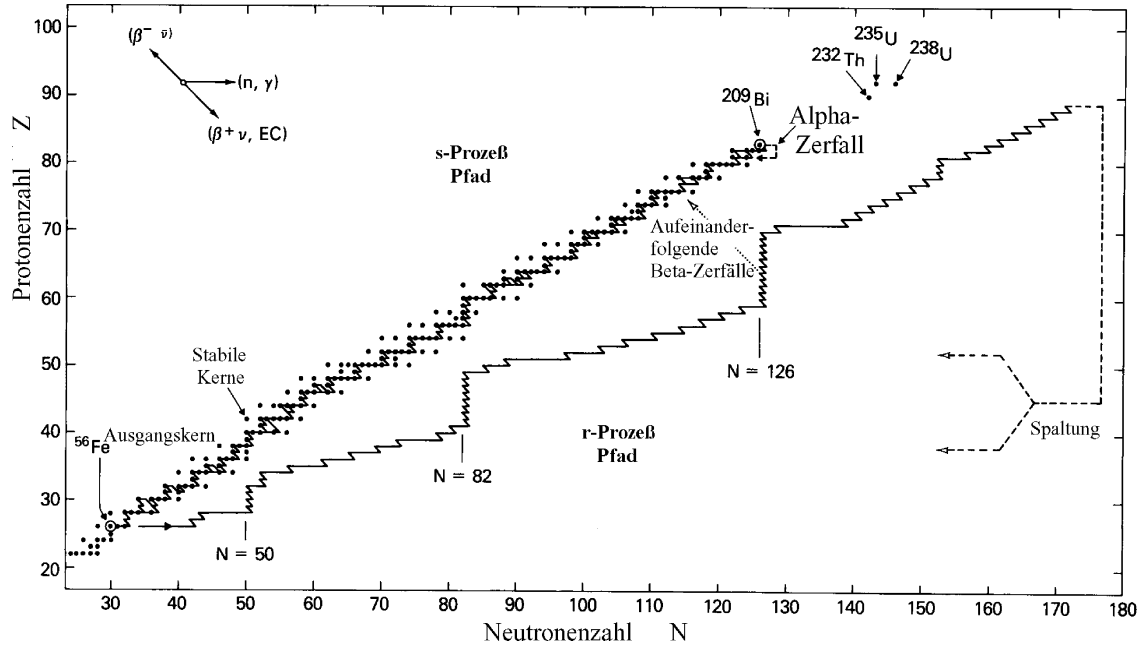
Die erste Phase der Nukleosynthese begann kurz nach dem Urknall mit der Fusion von Protonen und Neutronen zu Deuterium und weiteren leichten Kernen wie etwa Helium. Die zweite Phase ist von der ersten grundlegend verschieden und findet noch heute in den Sternen statt. Dort werden alle schweren Elemente in nuklearen Reaktionen "gekocht".

Der Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion hängt von der Wahrscheinlichkeit  $W$  ab, mit der die Stoßpartner die abstoßende Coulomb-Barriere überwinden.  $W$  ist exponentiell abhängig von der Relativgeschwindigkeit der Teilchen (also der Temperatur) und dem Ladungsprodukt. Für eine hohe Reaktionsausbeute werden also hohe

Temperaturen und Dichten, wie sie in Sternen vorkommen, benötigt. Wie oben beschrieben, werden die Elemente bis zum Eisen in Sternen durch Fusionsreaktionen beim Schalenbrennen erzeugt. Weiter kommt man wegen der immer größer werdenden Coulomb-Barriere und kleiner werdenden mittleren Bindungsenergie pro Nukleon nicht mehr. Der einzige Ausweg ist, daß der Kern sukzessive neutrale Teilchen, Neutronen, einfängt, da sie ungehindert in den Kern vordringen können, in verschiedenen Sternstadien genügend hohe Neutronenflüsse auftreten und schwere Atome hohe Neutroneneinfangswirkungsquerschnitte haben. Anschließend der  $\beta$ -Zerfall der instabilen Kerne erhöht dann die Kernladungszahl.

Ist die Neutroneneinfangszeit wesentlich langsamer als der konkurrierende  $\beta$ -Zerfall so spricht man vom s-Prozeß (slow). Er findet bei Neutronendichten von einigen  $10^8$  Neutronen/cm<sup>3</sup> statt. Er läuft vermutlich während des Heliumbrennens in Roten Riesensternen, wo Neutronen durch ( $\alpha$ ,n)-Reaktionen erzeugt werden, ab. Der s-Prozeß erzeugt Elemente bis <sup>209</sup>Bi.

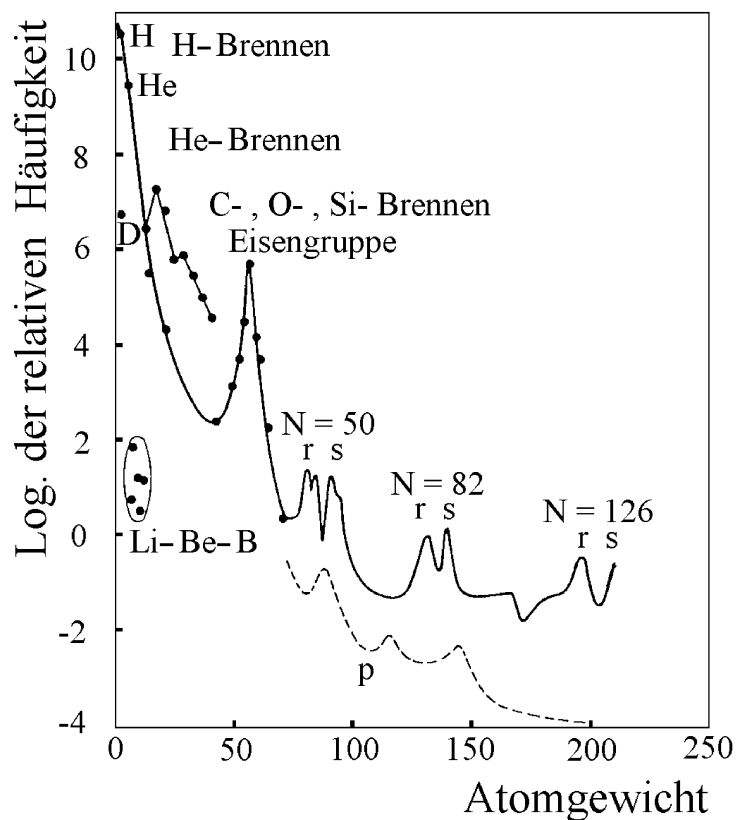
Ist das Umgekehrte der Fall, so spricht man vom r-Prozeß (rapid), da dort viele Neutronen eingefangen werden bevor  $\beta$ -Zerfälle stattfinden und die Kerne in stabile Isotope übergehen. Er findet bei Neutronendichten von einigen  $10^{20}$  Neutronen/cm<sup>3</sup> statt. Der Aufbauprozess stoppt erst dann wenn keine Energie mehr gewonnen, oder der Neutronenfluß zu klein wird. Somit werden auch schwerste Elemente, wie die radioaktiven Isotope <sup>235</sup>U und <sup>238</sup>U, erzeugt. Dies bedeutet, daß die Neutroneneinfangszeiten extrem kurz (Millisekundenbereich) sein müssen, mit anderen Worten, der Neutronenfluß muß extrem groß sein. Deshalb läuft der r-Prozeß hauptsächlich nur in der explosiven Helium-Brennphase einer Supernova ab [B<sup>2</sup>FH] und [Hil89]. Dort durchläuft die durch den Kollaps erzeugte Detonationsschockfront die äußeren Schalen (Si, O, Ne,...), diese kurzzeitige Zunahme von Dichte und Temperatur induziert das explosive Schalenbrennen.



**Abb. 5:** Die "Pfade" der s- und r- Prozesse nach [Rol88], die durch sukzessiven Neutroneneinfang entstehen. Jeder Punkt stellt einen Kern mit verschiedener Protonen- und Neutronenzahl dar. Der s-Prozeß läuft entlang dem Stabilitätstal der Kerne, während der r-Prozeß auf der extrem neutronenreichen Seite abläuft.

Als drittes gibt es noch den sehr schnell ablaufenden, in seiner Theorie noch nicht ganz verstandenen, p-Prozeß [Tru84]. Bei ihm entstehen, in den äußeren Schichten einer Supernova, protonenreiche Isotope durch  $(p, \gamma)$ - und  $(\gamma, n)$ - Reaktionen.

Ein Ziel der Untersuchungen der Nukleosynthese ist das quantitative und modellmäßige Verständnis der Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente im Kosmos, wie sie in Abb. 6 nach Parui [Par93] dargestellt ist.



**Abb. 6:** Aufgetragen ist die relative Häufigkeitsverteilung (Silizium =  $10^6$ ) der Elemente, ihre Herkunft aus den verschiedenen stellaren Brennphasen und der für den r-s-Prozeß wichtige Peak der Eisengruppe, der als "Saat"-Kern für Neutroneneinfänge dient. Auch sieht man die jeweils aus r- oder s-Prozeß erzeugten Peaks um geschlossene, "magische" Neutronenschalen. Weiterhin ist gestrichelt eingezeichnet die resultierende Elementhäufigkeitsverteilung aus dem p-Prozeß.

## 2. Neutronenproduzierende Reaktionen in Sternen

Da freie Neutronen zur Nukleosynthese aufgrund ihrer kurzen Halbwertszeit von ca. 10 Minuten in Sternen nicht in Frage kommen, sind dort Kernreaktionen die wichtigsten Neutronenlieferanten. Für die s-r-Prozesse sind genügend hohe Neutronenflüsse Voraussetzung. Die neutronenproduzierenden Reaktionen in Sternen finden meistens durch Zusammentreffen von Heliumkernen oder Protonen mit leichten Kernen statt. Die (p,n)-Reaktionen haben jedoch zu hohe negative Q-Werte, so daß sie als Neutronenlieferanten

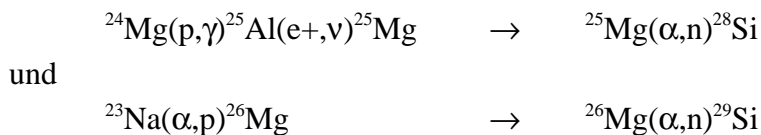
nicht zur Verfügung stehen. Weiter werden die erzeugten Neutronen anderweitig weggefangen und die interessanten Isotope sind nicht häufig genug vorhanden.

Hier nun eine Übersicht einiger der wichtigsten den r-s-Prozeß auslösenden ( $\alpha$ ,n)-Reaktionen:

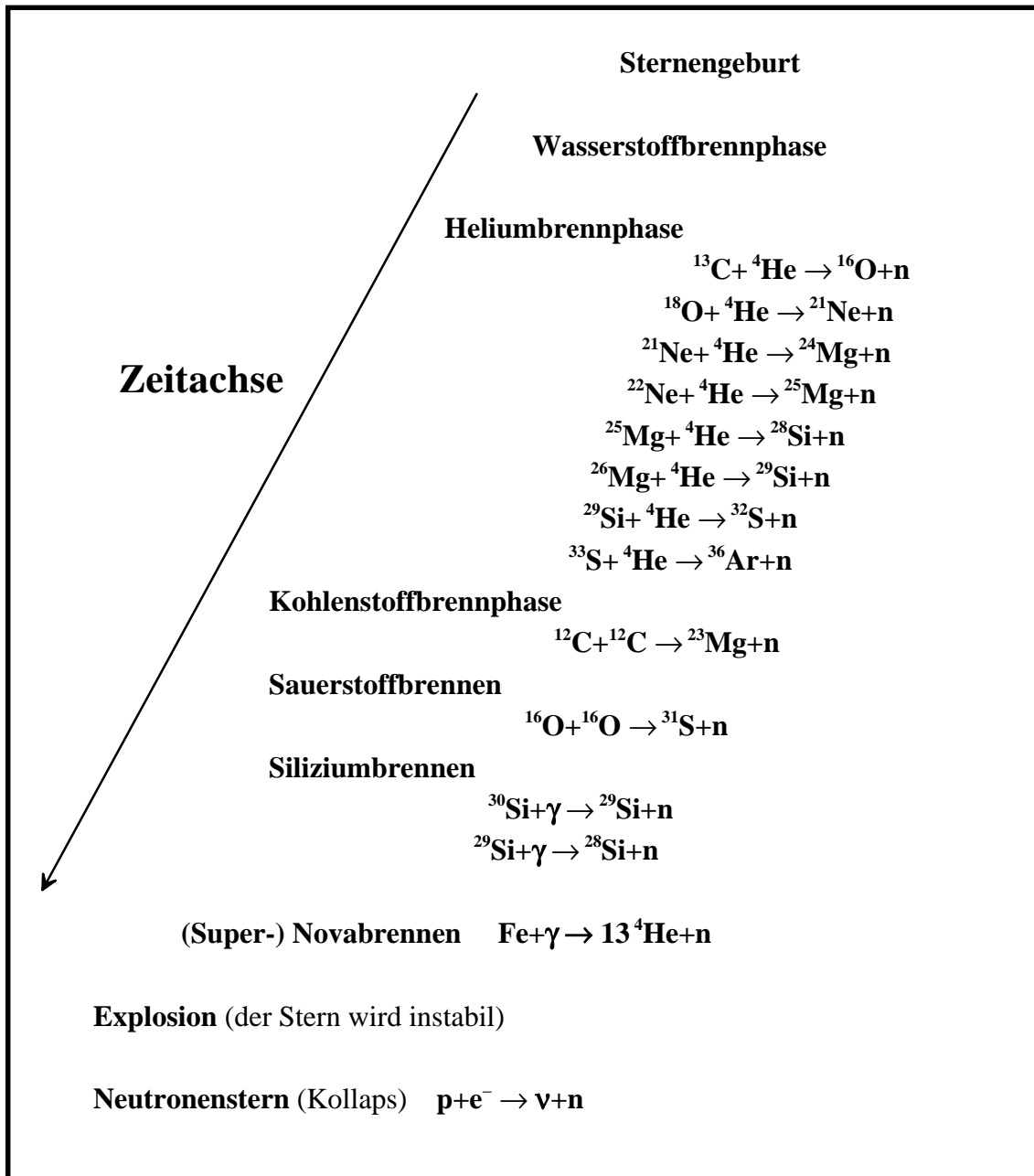
Reaktion	Q(MeV)	Prozeß	Am IfS untersucht von:
${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$	5,704	r	Kunz
${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$	2,216	s,r	Köhler, Soiné
${}^{17}\text{O}(\alpha, n){}^{20}\text{Ne}$	0,587	s	Seidel, Große, Denker
${}^{18}\text{O}(\alpha, n){}^{22}\text{Ne}$	-0,696	s,r	Seidel, Große, Denker
${}^{21}\text{Ne}(\alpha, n){}^{24}\text{Mg}$	2,551	s,r	Wöhr, Denker
${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$	-0,482	s	Drotleff
${}^{25}\text{Mg}(\alpha, n){}^{28}\text{Si}$	2,652	r	Küchler, diese Arbeit
${}^{26}\text{Mg}(\alpha, n){}^{29}\text{Si}$	0,035	r	Küchler, diese Arbeit

**Abb. 7:** Beispiele für neutronenproduzierende Reaktionen die am IfS untersucht wurden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen benötigen vorhandenes Magnesium als Ausgangsprodukt.  ${}^{25}\text{Mg}$  und  ${}^{26}\text{Mg}$  [B<sup>2</sup>FH] entstehen in der explosiven Brennphase durch die Reaktionen:



Im Stern werden Elemente bis zum Eisen synthetisiert. Diese Elemente erzeugen wiederum, durch neutronenproduzierende Reaktionen, schwerere Elemente, die nicht mehr durch Fusion, sondern nur noch durch Neutroneneinfangreaktionen, hergestellt werden können. Die jeweilige Bedeutung dieser Reaktion hängt vom ganzen Netzwerk (siehe Abbildung 8 und 11) der Reaktionen im Stern und seinen Verzweungsverhältnissen ab. Dafür ist die Reaktionsrate (siehe unten) der Parameter, der darüber Auskunft gibt. Diese Arbeit liefert in diesem Reaktionsnetzwerk einen Teil der nötigen Daten für die "Theoretiker", um damit neue Sternmodelle zu rechnen. Stellt man die neutronenproduzierenden Reaktionen über einer Zeitachse (hier nach unten) und den "Lebensabschnitten" eines schweren Sternes dar, so erhält man folgendes vereinfachende Schema ( nach [Par93]):



**Abb. 8:** Phasen der Sternentwicklung eines schweren Sterns von etwa 8 Sonnenmassen mit Zeitachse und zugehörige neutronenproduzierende Reaktionen.

### 3. Kernphysikalische Aspekte

Eine Kernreaktion, wie die hier untersuchten ( $\alpha, n$ )-Reaktionen, vom Typ  $A(a, b)B$  kann entweder im Schwerpunktsystem oder im Laborsystem beschrieben werden. Die beiden hängen über die Projektilenergie folgendermaßen zusammen:

$$E_{c.m.} = \frac{m_A}{m_a + m_A} E_{lab}$$

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen mehreren Arten von Kernreaktionen:

- Die elastische Streuung, bei der die Summe der kinetischen Energien konstant bleibt.
- Die unelastische Streuung, bei der eine Anregung des Targetkerns stattfindet.
- Kernreaktionen, bei denen die ein- und ausfallenden Teilchen verschieden sind:

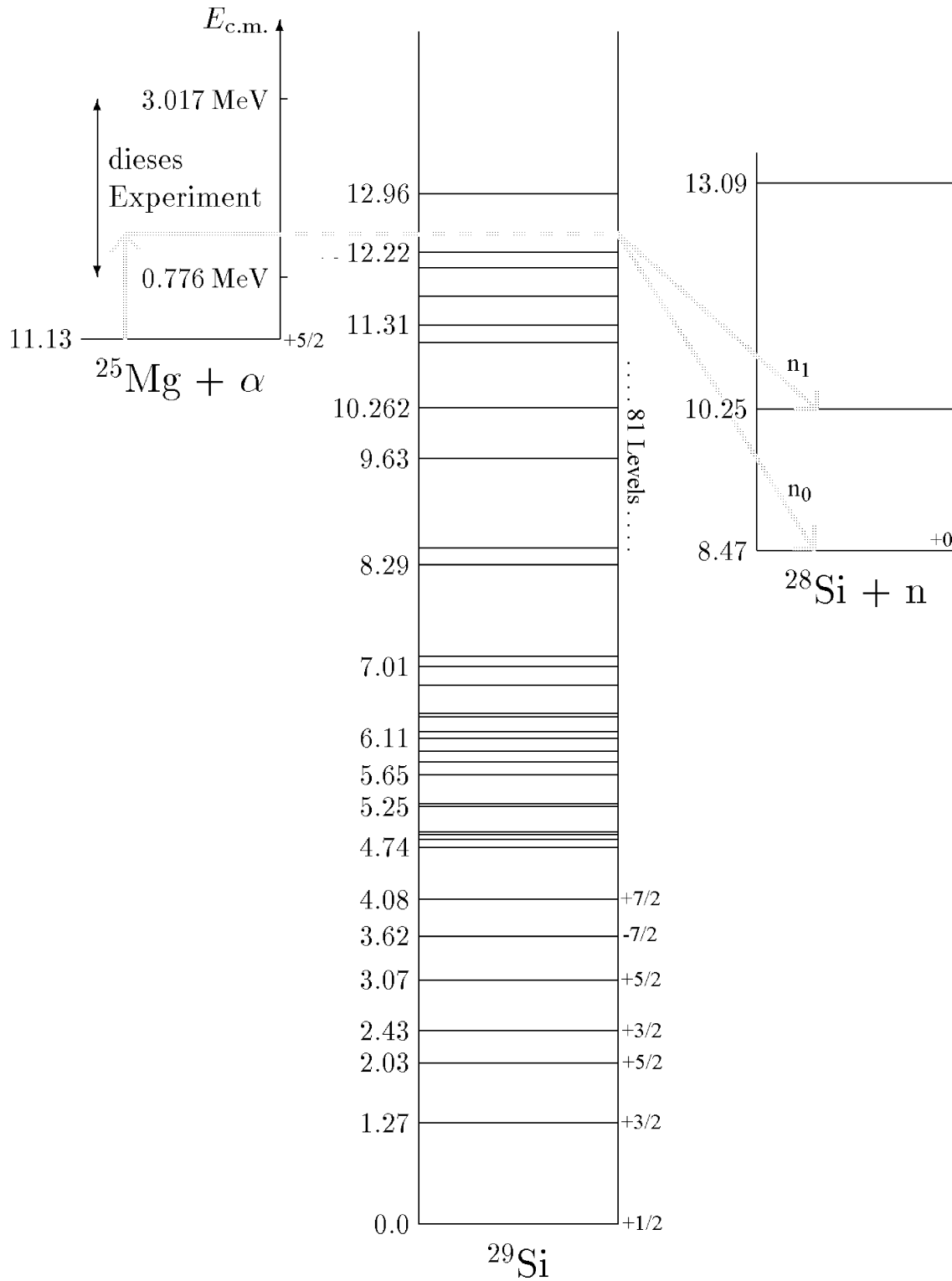
Zum einen die direkte Reaktion, die in weniger als  $10^{-22}$  sec. abläuft. Das einfallende Teilchen hat nur soviel Zeit, um einen Teil von sich am Targetkern "abzustreifen" oder ihn anzuregen und fliegt dann nach kinetischen Impulserhaltungssätzen weiter.

Zum anderen die Compound-Reaktion. Sie läuft über einen Zwischenkern ab, der über einen kernphysikalisch langen Zeitraum von  $10^{-16}$  sec. stabil bleibt, und dann so zerfällt oder ein Teilchen aussendet, als ob er die Ursache für die emittierte Strahlung wäre. Was einer isotropen Reaktion ohne Gedächtnis entspricht [Mus88].

Der Drehimpuls und die Parität sind bei Kernreaktionen, sofern sie nicht über die schwache Wechselwirkung ablaufen, eine Erhaltungsgröße. Die Wirkungsquerschnitte ändern sich bei direkten Kernreaktionen nur sehr langsam mit der Energie, jedoch bei Compoundkernreaktionen zeigt die Anregungskurve eine sehr starke Energieabhängigkeit, dies wird klar, wenn man beachtet, daß die Lebensdauer  $T$  und Energieschärfe  $\Delta E$  eines Systems durch die Unschärferelation über  $T = \hbar / (2\pi \cdot \Delta E)$  miteinander verknüpft sind. Liegen die Energieniveaus des Zwischenkerns nicht zu dicht zusammen, so ist es möglich, sie einzeln anzuregen, was zu einer starken Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes führt. Hat man nun den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Energie (Anregungskurve) und eventuell Winkel (speziell bei vorher ausgerichtetem Strahl) einer Reaktion bestimmt, so kann man Aussagen in Form eines Niveauschemas über die Kernniveaus und deren Drehimpuls und Parität treffen. Die auftretenden Resonanzen in der Anregungskurve entsprechen Niveaus im Compoundkern und können durch eine Breit-Wigner Form beschrieben werden (siehe unten). Die in Experimenten beobachteten Reaktionen können nie völlig einem Reaktionsschema zugeordnet werden und haben immer einen direkten Anteil und einen Reaktionsanteil, der über einen Zwischenkern abläuft. Die hier untersuchten Reaktionen laufen fast ausschließlich über den Compound Reaktionsmechanismus ab und haben nur einen sehr kleinen nichtresonanten direkten Anteil.

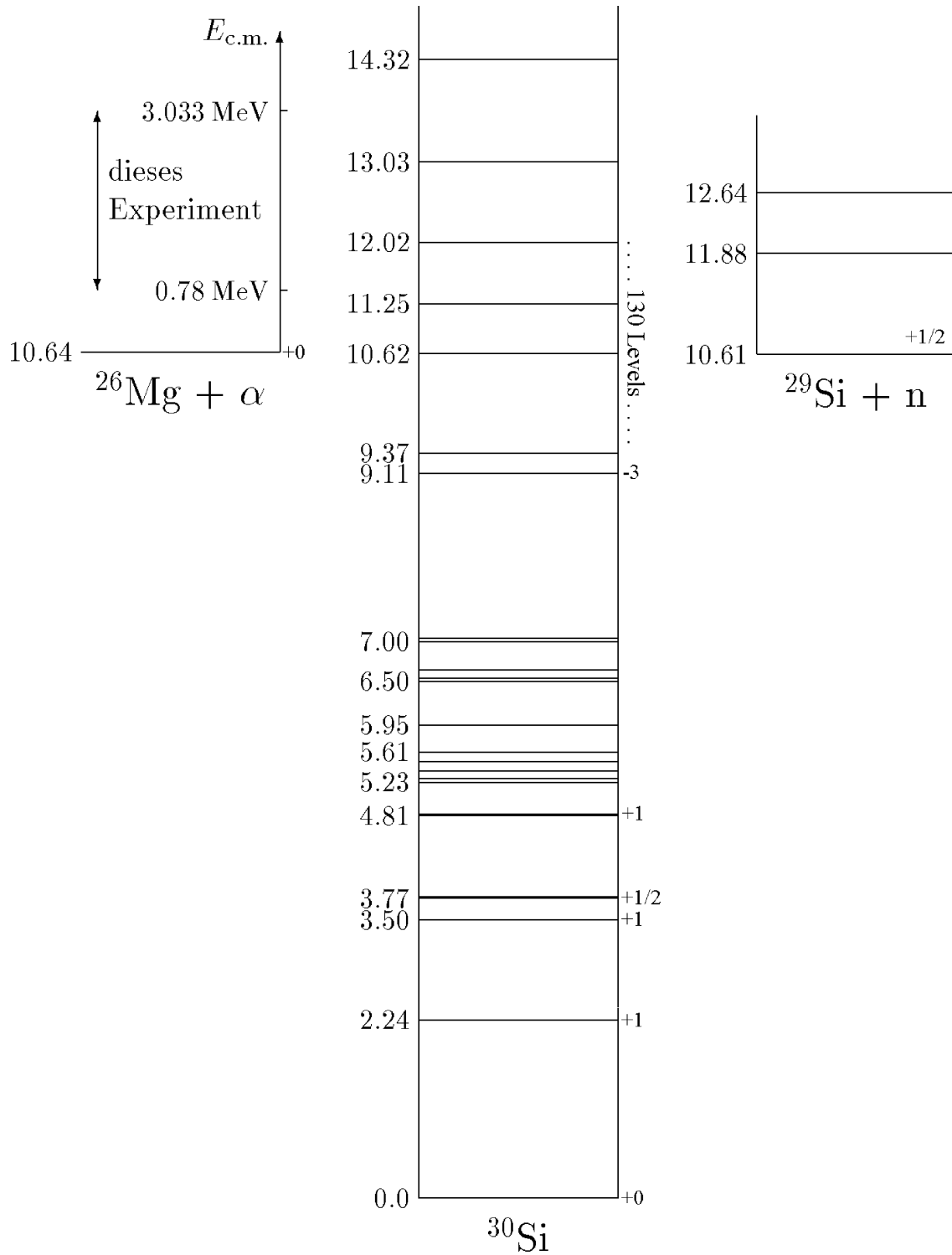
Auf folgenden Seiten sind die Level-Schemas (entnommen aus [End90]) von  $^{29}\text{Si}$  und  $^{30}\text{Si}$ , die als Compoundkerne in ihren Niveaus untersucht wurden, dargestellt.





**Abb. 9:**  $^{29}\text{Si}$ -Niveaus und die  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ -Reaktion mit Q-Werten von  $Q = +2,654$  MeV,  $Q = +0,880$  MeV und  $Q = -1,96$  MeV für die verschiedenen Neutronenkanäle, wie man an einem Beispiel für  $n_0$  und  $n_1$  sieht. Zusätzlich

ist noch der Energiebereich eingezeichnet, der in dieser Arbeit untersucht wird.

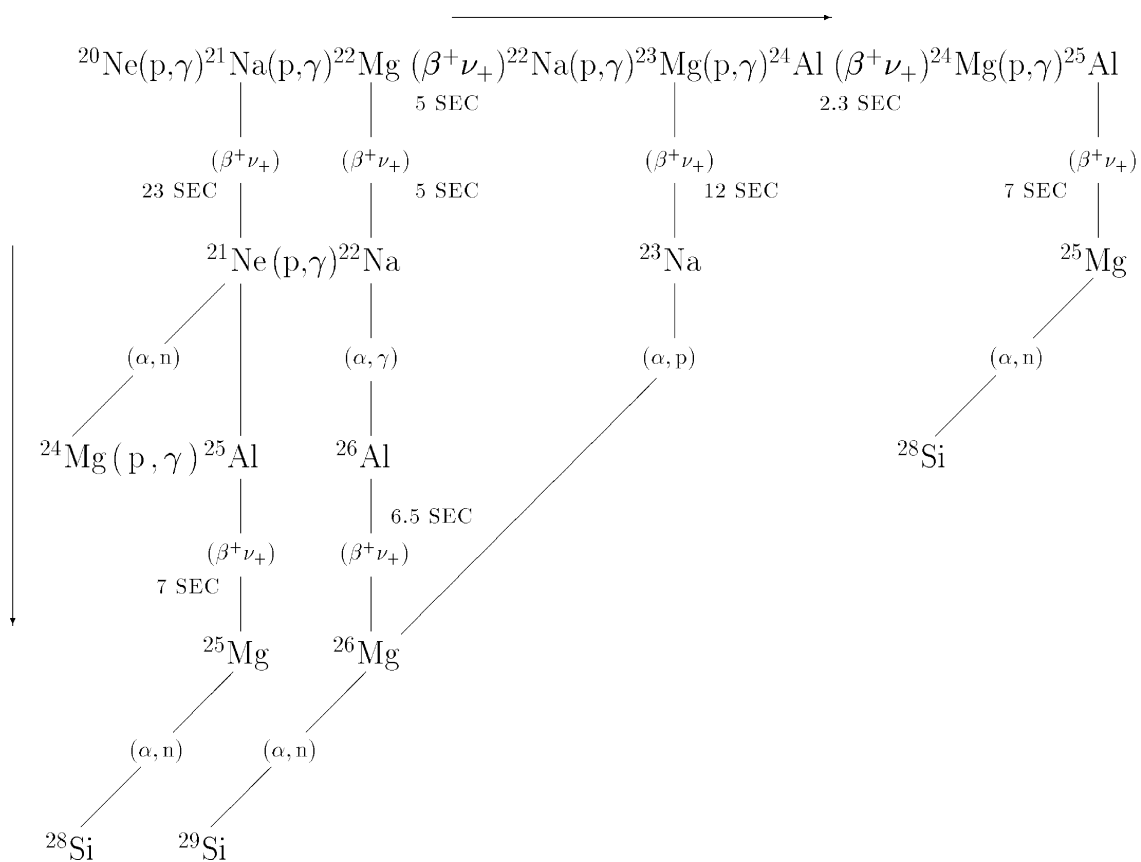


**Abb. 10:**  $^{30}\text{Si}$ -Niveaus. Durch die möglichen Endniveaus der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  mit den unterschiedlichen Q-Werten +0,0348 MeV, -1,234 MeV und -2 MeV, entstehen verschiedene Neutronengruppen. Die Neutronenkanäle außerhalb der  $n_0$ -Gruppe werden nur geringfügig realisiert und

spielen für diese Reaktion keine Rolle. Wie von Küchler [Küc90] gezeigt, gilt dies auch für die andere Magnesiumreaktion..

#### 4. Astrophysikalische Aspekte

Die Bedeutung der untersuchten Magnesium-Reaktionen für die stellare Entwicklung liegt darin, daß sich, wie oben beschrieben, am Ende der Heliumbrennphase die explosive Neon-Brennphase anschließt, in der durch  $^{25/26}\text{Mg}(\alpha, n)$ -Reaktionen Neutronen [B<sup>2</sup>FH] für den r-Prozeß freigesetzt und thermalisiert werden. Elemente der Eisengruppe fangen dann die Neutronen ein. Die stärksten, und wichtigsten neutronenproduzierenden Reaktionen sind  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  und  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  [Ibe75], [Dro93], weil diese Isotope am häufigsten vorkommen.



**Abb. 11:** Neutronenproduzierende Reaktionen in der explosiven Brennphase, die durch die abgebildeten Helium- und Wasserstoff-Brennreaktionen eingeleitet werden; nach [B<sup>2</sup>FH]. Der waagerechte Pfeil gibt die Zeitrichtung in der Phase des Wasserstoff-Brennens an. Der senkrechte Pfeil gibt die Zeitrichtung in der Phase des Helium-Brennens an.

## 5. Einige wichtige Begriffe

In diesem Kapitel werden einige wichtige theoretische Begriffe behandelt: der Wirkungsquerschnitt, der S-Faktor, die Reaktionsrate und die Reaktionsausbeute.

### Differentieller und Totaler Wirkungsquerschnitt

Durch den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  wird die Wahrscheinlichkeit angegeben, daß eine Reaktion stattfindet. Der Wirkungsquerschnitt ist nach Definition eine Fläche. Er ist die Anzahl der an einem Kern stattfindenden Reaktionen pro Sekunde geteilt durch den Teilchenstrom (Teilchen pro  $\text{cm}^2$  und Sekunde). Der Wirkungsquerschnitt ist somit vom speziellen Aufbau des Experimentes, wie etwa Dicke und Dichte des Targets, unabhängig. Man bezeichnet als differentiellen Wirkungsquerschnitt den Quotienten  $d\sigma/d\Omega$ . Der totale Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ist das Integral über die Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}(E_\alpha) &= \iint_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\alpha, \Omega) \cdot d\Omega \quad (\text{mit der Maßeinheit } 1b = 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2) \\ &= \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\alpha, \Theta, \varphi) \cdot \sin\Theta \cdot d\Theta \cdot d\varphi\end{aligned}$$

Sind nun weder das Target noch der Strahl polarisiert, dann ist  $d\sigma/d\Omega$  vom Azimutwinkel  $\varphi$  unabhängig. Zur weiteren Anpassung an Messungen kann der differentielle Wirkungsquerschnitt nach Legendre-Polynomen, die Eigenfunktionen des Drehimpulses, entwickelt werden :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \sigma(E) \cdot P(E, \cos\Theta) = \sigma(E) \cdot \sum_{i=0}^{I_{\max}} a_i(E) \cdot P_i(\cos\Theta)$$

Man kann auch, wie hier in dieser Arbeit, direkt in  $4\pi$ -Geometrie messen. Bezeichnet man nun mit  $n_n$  die Zahl der im Detektor mit einer Efficiency von  $\varepsilon$  registrierten Neutronen, mit  $n_\alpha$  die Zahl der Alphateilchen, die das Target treffen, mit  $N$  die Konzentration der Mg-Atome im Target und mit  $l$  die Targetdicke, so ist der Wirkungsquerschnitt als

$$\sigma_{tot} = \frac{n_n}{n_\alpha}(E_\alpha) \cdot \frac{1}{N \cdot l \cdot \varepsilon} \text{ definiert.}$$

Dies gilt jedoch nur für sehr dünne Targets, für dickere muß noch der Einfluß des Targets selbst berücksichtigt werden, wie im Abschnitt über Reaktionsausbeute dargestellt wird.

### Resonanter Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt zeigt für reine Streuung mit  $\sigma = 4\pi\lambda_r^2$  ( $\lambda_r$  = reduzierte de Broglie Wellenlänge) einen glatten Verlauf. Eine Kernreaktion, die über einen Zwischenkern abläuft, hat bei bestimmten Energien ausgeprägte Maxima (Resonanzen), das heißt daß bei bestimmten Einfallsenergien die Eindringwahrscheinlichkeit erhöht ist. Eine enge, einzelne Resonanz einer Kernreaktion  $X(x,y)Y$ , bei der ein Niveau im Compoundkern besetzt wird, beschreibt man durch eine Breit-Wigner-Formel:

$$\sigma_{BW} = \pi\lambda_r^2 \cdot \omega\gamma \cdot \frac{\Gamma}{(E-E_{res})^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

mit dem statistischen Faktor  $\omega$ , der die Spins  $I$  der Projektile und des Compoundkerns enthält. Explizit führt der Bruchteil

$\frac{2I_{\text{Compoundkern}}+1}{(2I_{\text{Projektilkern}}+1)(2I_{\text{Targetkern}}+1)}$  der Zusammenstöße auf den Compoundzustand mit Spin  $I_{\text{Compoundkern}}$ , der Reaktionsstärke  $\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_x \cdot \Gamma_y}{\Gamma}$ , die sich an der Resonanz aus

$$\omega\gamma = \frac{\sigma_{Res} \cdot \Gamma}{4\pi\lambda_r^2} \text{ ergibt.}$$

Darin sind enthalten: die Emissionspartialbreiten  $\Gamma_{x,y}$ , die Gesamtbreite  $\Gamma$  und schließlich noch die reduzierte de Broglie-Wellenlänge

$$\lambda_r^2 = \frac{h^2}{8\pi^2 \cdot \left(\frac{m_x m_X}{m_x + m_X}\right) \cdot E_{c.m.}}$$

Der Wirkungsquerschnitt, der unmittelbar mit der Fähigkeit der Projektile, in den Targetkern einzudringen, zusammenhängt, fällt bei kleinen Energien sehr schnell mit dem Transmissionskoeffizienten  $T$

$$T = \frac{\text{Zahl der erfolgreichen Durchdringungsversuche}}{\text{Zahl aller Durchdringungsversuche}} = e^{-G}$$

beziehungsweise Gamow-Faktors  $G$  ab (siehe unten). Für astrophysikalische Berechnungen muß man Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien, die den entsprechenden Temperaturen in Sternen zugeordnet sind, kennen. Im Niederenergiebereich unter einer

Einschußenergie von etwa  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 1 \text{ MeV}$  wird der Wirkungsquerschnitt der typischen astrophysikalischen Reaktionen aber so klein, daß dieser experimentell nicht oder nur sehr schwer zugänglich ist. Daher ist es zweckmäßig, diesen Bereich durch eine Extrapolation mittels des noch zu definierenden und von Bethe in die Astrophysik eingeführten S-Faktors, zu erschließen. Er enthält nur noch den Nuklearen Anteil der Reaktion als "reine Kernphysik" und ist, abgesehen von Resonanzen, nur schwach energieabhängig. Mittels des zugehörigen S-Faktors kann man dann leicht, unter Berücksichtigung der Resonanzen oberhalb der Schwellenenergie, wobei auch eventuell unterschwellige Resonanzen durch den Breit-Wigner-Formalismus mit einzubeziehen sind, zu tieferen Energien extrapolieren.

### S-Faktor

Die durch die schwache Wechselwirkung vermittelte Reaktion  $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu$ , für die infolge des kleinen Wirkungsquerschnittes ein Stern der Masse unserer Sonne einige  $10^9$  Jahre braucht um seinen Wasserstoffvorrat zu verbrauchen, bestimmt den langsamen Zeitablauf der Energieerzeugungsprozesse in Sternen. Somit leben sie lange genug, um die Vielfalt des Universums zu ermöglichen.

Es gibt hauptsächlich zwei klassische Barrieren, die erschweren, daß eine stellare Kernreaktion zwischen gleichgeladenen Teilchen stattfindet. Zum einen die Coulombabstoßung zum anderen die Zentrifugalbarriere, die bei Bahndrehimpuls  $l=0$ , also auch bei kleinen Projektilenergien bei denen fast nur s-Wellen vorkommen, verschwindet. Wenn zwei geladene Kernteilchen mit der Ladung  $Z_1$  und  $Z_2$  miteinander reagieren sollen, müssen sie zuerst den Coulombwall überwinden, so daß die "Starken Kernkräfte" wirken können. Die Höhe des Coulombwalls errechnet sich zu :

$$V_c = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r_0 \cdot \left( A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right)} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{R_{Kern}} \text{ mit } r_0 = (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-15} m$$

Bei den  $^{25}\text{Mg}$  und  $^{26}\text{Mg}$  ( $\alpha, n$ )-Reaktionen ergibt sich damit eine Reaktionsschwelle von 5,89 MeV beziehungsweise 5,84 MeV. Quantenmechanisch kann aber durch den Tunneleffekt schon bei niedrigeren Energien eine Reaktion stattfinden, da die Teilchen durch die Coulombbarriere hindurchtunneln können. Die Tunnelwahrscheinlichkeit, welche  $\sigma$  proportional ist, durch die Coulombbarriere ist in erster Näherung gegeben durch:

$$P = P(E) = e^{-2\pi\eta} ; \text{ mit } \eta = \frac{Z_1 Z_2 \cdot e^2}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot h \cdot v} \text{ und } v = \sqrt{\frac{2E}{\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}}} = \text{Relativgeschwindigkeit.}$$



Benutzt man die Abkürzung

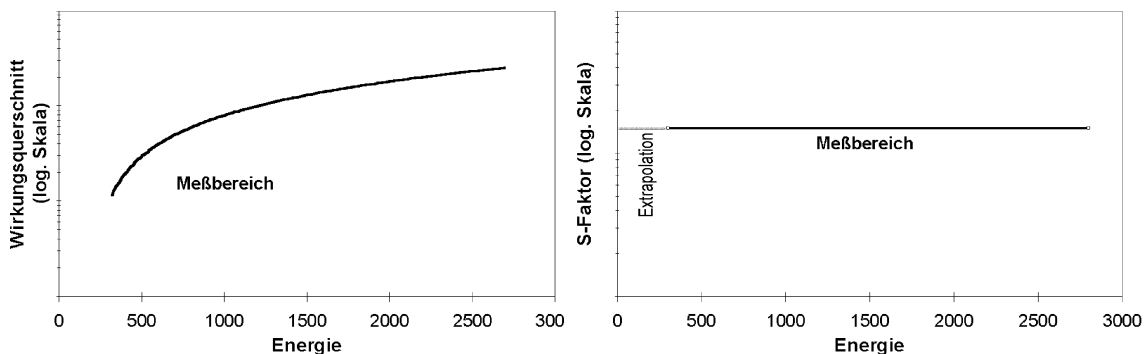
$$E_0 = \frac{\mu}{2} \cdot \left( \frac{e^2 \pi}{\epsilon_0 h} Z_1 Z_2 \right)^2$$

(im SI-System und  $\mu$  der reduzierten Masse), so kann man die Tunnelwahrscheinlichkeit auch als  $P \sim e^{-\sqrt{\frac{E_0}{E}}}$  schreiben [Mus88].

Durch Verknüpfen von Wirkungsquerschnitt, Energie und Tunnelwahrscheinlichkeit definiert man den S-Faktor:

$$S(E) = E \sigma(E) e^{2\pi\eta}$$

Der S-Faktor ist als Funktion der Energie näherungsweise konstant. Resonanzen im Zwischenkern treten als Peaks aus der Kurve hervor.



**Abb. 12:** Links ist schematisch eine ideale (ohne Resonanzen) Anregungskurve skizziert. Rechts eine ideale S-Faktor-Kurve, die aus einem idealen Wirkungsquerschnitt  $\sigma \sim \pi \lambda_r^2 \sim 1/E$  hergeleitet wurde. Eingezeichnet ist ebenfalls die Extrapolation zu niedrigeren Energien hin, die für die S-Faktor-Kurve eine einfache Gerade darstellt.

Die relative Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen den Coulombwall überwindet und in den Kern eindringen kann, ist von der Energie des Teilchens, also von der Sterntemperatur, abhängig. Da nun die Teilchen im Sterninnern bei Temperaturen von Millionen Kelvin sich näherungsweise wie ein ideales Gas im thermischen Gleichgewicht verhalten, gehorchen sie der maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung. Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit höherer Energie als  $kT$  anzutreffen, nimmt mit  $p \sim \exp(-E/kT)$  sehr schnell ab. Die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt, wie oben beschrieben, aber mit zunehmender Teilchenenergie sehr schnell an. Faltet man nun diese beiden

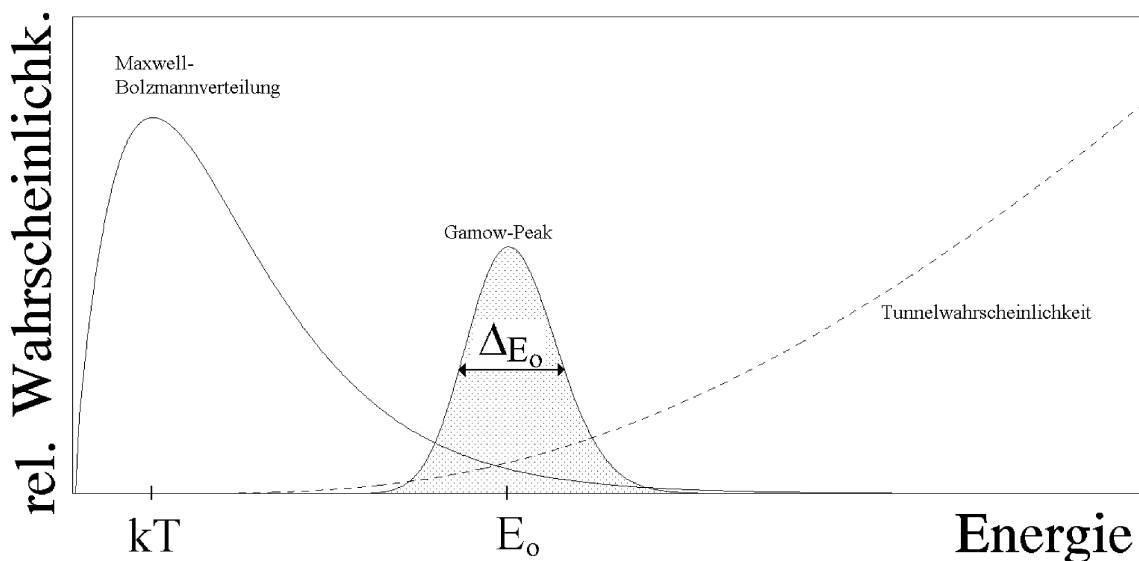
gegenläufigen Wahrscheinlichkeitsfunktionen, so erhält man näherungsweise [Rol88] eine Gauß-"Glockenkurve" mit Maximum bei  $E_0$ , der sogenannten Gamowenergie mit:

$$E_0 = \left( \frac{\pi^4 e^4}{h^2} \cdot 2\mu \cdot (kT)^2 \cdot Z_1^2 Z_2^2 \right)^{\frac{1}{3}}$$

$$\approx 1,22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu [\text{amu}] T_6^2)^{\frac{1}{3}} \quad [\text{keV}]$$

und  $\Delta E_0 = 4 \sqrt{\frac{E_0 kT}{3}} = 0,749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu \cdot T_6^5)^{\frac{1}{6}} \quad [\text{keV}]$ .

Für die hier gemessenen  $^{25/26}\text{Mg}(\alpha, n)^{28/29}\text{Si}$ -Reaktionen liegt die Gamowenergie bei etwa 5.6 MeV mit einer Breite von  $\Delta E = 4.25 \text{ MeV}$  was einer Temperatur von ca.  $7 \cdot 10^9 \text{ Kelvin}$  entspricht. Durch den Energiebereich  $E_{\text{Schwerpunktsystem}} \pm \Delta E_0$  werden circa 96% des Gamowpeaks abgedeckt. Die Gamowkurve ist von der Reaktionsart und der Temperatur abhängig. Ihr Maximum liegt weit über dem Maximum von  $E = kT$  der Maxwellkurve. Die Breite der Gamowkurve definiert ein Energiefenster in dem eine stellare Kernreaktion abläuft. Die Kenntnis des Wirkungsquerschnittes in diesem Bereich ist für die Berechnung der Reaktionsrate wichtig.



**Abb. 13:** Darstellung des Gamowpeaks. Aufgezeichnet ist die Geschwindigkeitsverteilung eines geladenen Teilchens im Sterninneren und seine Tunnelwahrscheinlichkeit mit der es den Coulombwall überwinden kann.

Die Faltung von Geschwindigkeitsverteilung und Penetrabilität, die dem Wirkungsquerschnitt proportional ist, über die Geschwindigkeit, führt uns direkt zu den Reaktionsraten. Sie dienen der Beschreibung der Erzeugung von Materie im Stern und dem zeitlichen Verhalten der Teilchenzahldichten.

## Reaktionsraten

Die Reaktionsrate  $r$  ist die Gesamtzahl der Reaktionen pro Volumen und Zeiteinheit. Sie ist umgekehrt proportional zum Produkt aus Teilchenzahldichte und Lebensdauer einer Teilchensorte. Da normale Sternmaterie ein nicht relativistisches Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht darstellt, ist die Geschwindigkeit nach einer Maxwell-Boltzmann Funktion verteilt:

$$\Phi(v_{x,y}) = 4\pi v_{x,y}^2 \left(\frac{m_{x,y}}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\left(-\frac{m_{x,y} v_{x,y}^2}{2kT}\right)}$$

Die Reaktionsrate ist gegeben als die Faltung der normierten Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen mit dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion, der hier rechnerisch aus der experimentell gemessenen Ausbeute ermittelt wird, über die Geschwindigkeit.

$$r = N_{Avogadro} \langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \Phi(v_{x,y}) \cdot v \cdot \sigma(v) dv$$

Es ergibt sich schließlich [Rol88]:  $\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot E \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT}\right)} dE$ ,

wobei  $E = \mu v^2/2$  die Relativenergie der verschiedenen Teilchen, die miteinander reagieren, ist. Zur Auswertung dieser Gleichung ist erforderlich, daß man den Wirkungsquerschnitt, mindestens im Bereich des Gamowpeaks kennt. Da der S-Faktor der Energie und dem Wirkungsquerschnitt proportional ist, kann man die Reaktionsrate auch durch ihn ausdrücken:

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} S(E) \cdot e^{\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right)} dE$$

Man kann nun zur Gewinnung einer näherungsweisen Darstellung der Reaktionsrate, üblicherweise wird diese noch mit der Avogadrozahl multipliziert, diese in resonante und nichtresonante Beiträge zerlegen. Dann setzt sich die Reaktionsrate additiv aus Resonanz- und Nichtresonanzanteil zusammen:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{Gesamt} = \sum N_A \langle \sigma v \rangle_{resonant} + N_A \langle \sigma v \rangle_{nichtresonant}$$

mit dem nichtresonanten Anteil:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{nichtresonant} = \sum N_A \langle \sigma v \rangle_{breit} + \sum N_A \langle \sigma v \rangle_{ausläufer} + \sum N_A \langle \sigma v \rangle_{direkt}$$

Dieser setzt sich aus breiten Resonanzen und deren nichtresonanten Anteilen, den Ausläufern schmaler Resonanzen und einem direkten Beitrag zusammen. Für den resonanten Anteil, nimmt man die Breit-Wigner-Form für den Wirkungsquerschnitt. Man kann die Resonanz als Deltafunktion darstellen, da die Breite der Resonanz praktisch immer kleiner als die Gamowpeakbreite ist. Zudem wird der Resonanzquerschnitt durch die Resonanzstärke  $\omega\gamma = \pi\sigma(E_r)\cdot\Gamma/\lambda^2$  bestimmt. Für die Reaktionsrate von mehreren Resonanzen ergibt sich damit die Summe:

$$N_a < \sigma v >_{res} = \left( \frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{h^2}{4\pi} \cdot \sum_i \omega\gamma_{res_i} \cdot e^{\left( -\frac{E_{res_i}}{kT} \right)}$$

wobei diese Summe oft angenähert werden kann durch:

$$< \sigma v > = \sum_{i=1}^2 a_i \cdot e^{\left( -\frac{b_i}{kT} \right)}.$$

Der nichtresonante Anteil wird errechnet, indem man die Reaktionsrate in ihrer Darstellung durch den S-Faktor, da er sich im nichtresonanten Gebiet nicht schnell ändert, nach Taylor entwickelt und die Exponentialfunktion

$$\exp\left( -\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_{Gamow}}{E}} \right) \quad \text{durch die Gaußfunktion} \quad \exp\left( \left( -\frac{E-E_{Gauß}}{\frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{E_0 kT}} \right)^2 \right)$$

approximiert.

Dann muß noch ein Korrekturterm eingeführt, der die unsymmetrische Form der Resonanz beinhaltet, und eine Grenztemperatur  $T_0$  definiert werden, da für  $E \gg E_{Gamow}$  der angenommene Durchtunnelungsfaktor nicht mehr gilt. Dies alles führt nach der Integration, mittels eines effektiven S-Faktors [Rol88], schließlich zu:

$$< \sigma v > \approx \frac{\Delta E_0}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{2}{\mu}} \cdot S_{eff} \cdot e^{\left( -\frac{3E_0}{kT} - \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 \right)} \text{ mit}$$

$$S_{eff} = S(0) \cdot \left( 1 + \frac{5kT}{36E_0} + \frac{S'(0)}{S(0)} \left( E_0 + \frac{35}{36} kT \right) + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} \left( E_0^2 + \frac{89}{36} E_0 kT \right) \right).$$

Für viele verschiedene Kernreaktionen müssen Reaktionsraten, die geschwindigkeitsbeziehungsweise temperaturabhängig sind, über einen weiten Temperaturbereich errechnet werden. Diese Raten bestimmen das Verhalten des Sterns. Deshalb ist es wichtig zur praktischen Handhabung der Reaktionsrate einen analytischen Ausdruck, beispielsweise

eine Polynomentwicklung, zu gewinnen, der die Reaktionsrate als Funktion der Temperatur liefert. Das Standardtabellenwerk für die Reaktionsraten ist der Artikel über thermonukleare Reaktionsraten von Caughlan und Fowler [Cau88] und die darin zitierten Vorläuferarbeiten beider Autoren.

Bei der Ermittlung der Reaktionsrate aus der gemessenen Ausbeute wird diese mittels eines Programmes in den Wirkungsquerschnitt umgerechnet, und dieser dann in die Integralgleichung für die Reaktionsrate

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu}} \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dE$$

eingesetzt. Diese wird dann mit dem Programm CALCULATE [Den94] numerisch für die vorgegebenen stellaren Temperaturen ermittelt.

## Reaktionsausbeute

Die Reaktionsausbeute, auch Yield genannt, bei den hier behandelten ( $\alpha, n$ )-Reaktionen gibt das Verhältnis zwischen der Anzahl der nachgewiesenen Neutronen, von denen man noch, die durch neutronenproduzierende Störreaktionen hervorgerufenen, Untergrundneutronen abziehen muß, zu den einfallenden Heliumkernen, die die Reaktion auslösen, an. Sie ist also eine reine Meßgröße aus der man dann den Wirkungsquerschnitt berechnet. Die Ausbeute ist über folgende Integralgleichung, der "Yieldgleichung" mit dem Wirkungsquerschnitt verknüpft.

$$Y(E_\alpha, t) = \int_0^t dx \cdot \eta_\alpha(x) \int_0^{\infty} dE' \int_0^{\infty} dE'' \cdot \sigma(E'') \cdot \epsilon_{efficiency}(E'', x) \cdot g(E'', E_x) \cdot w(E'', E', x)$$

mit der Energieverlust Verteilung  $w(E'', E', x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta_s(x)} \cdot e^{\left( -\frac{(E'' - E(E', x))^2}{\Delta_s^2(x)} \right)}$ .

Strahlaufweitungseffekte durch Straggling der Breite  $\Delta_s$  im Target können vernachlässigt werden [Rol88]. Die Strahlaufweitung des Beschleunigers ist gegeben durch:

$$g(E'', E_x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta_B} \cdot e^{\left( -\frac{(E'' - E_x)^2}{\Delta_B^2} \right)}.$$

Weiter muß die Differentialgleichung

$$\frac{dE(x, E')}{dx} = -\eta_a(x) \cdot \varepsilon_{\text{Stopping}}(E, x) \text{ mit der Anfangsbedingung } E(0, E') = E'$$

erfüllt werden.

Wobei sich die effektive Stopping Power für den aktiven Kern  $\varepsilon_{\text{Stopping}}$  (Definition und Tabellen siehe [Zie77]) für ein Implantationstarget folgendermaßen zusammensetzt:

$$\varepsilon(E, x) = \varepsilon_a(E) + \frac{\eta_i(x)}{\eta_a(x)} \varepsilon_i(E)$$

dabei bezeichnet der Index -a- den aktiven Kern, hier  $^{25}\text{Mg}$  oder  $^{26}\text{Mg}$ , und -i- den inaktiven, hier Gold.  $\eta$  ist die Konzentration des jeweiligen Elementes.

Für den Fall eines reinen Isotopentargets fällt der hintere Teil der Summe weg. Man muß also eine Mehrfachintegralgleichung lösen, dies geht aber nicht exakt sondern nur näherungsweise numerisch. Um den Wirkungsquerschnitt daraus auszurechnen müßte ein Rechner am IfS bei 100% Auslastung für nur eine einzige Resonanz der Anregungskurve mindestens über eine Woche rechnen, damit ein Fit für diese Punkte vorliegt. Es kann jedoch mit Näherungen weitergerechnet werden, ohne daß der dadurch erzeugte Fehler größer als 5% wird. Die Ortsabhängigkeit der Efficiency des Detektors kann, wie Rechnungen zeigten [Kun93], bei einer Targetdicke von 2 mm und einer Detektordicke von einem halben Meter, vernachlässigt werden. Da die Efficiency des Neutronendetektors sich nur langsam mit der Energie ändert und die Targetdicken selten über 100 keV liegen kann man sie vor das Yieldintegral ziehen. Sie ist vorerst nur in Abhängigkeit von der Neutronenenergie bekannt und muß noch in eine Abhängigkeit von der Alpha-Energie umgerechnet werden (siehe dazu Kapitel III. 2. Detektor). Die Yieldgleichung stellt sich dann mit der Targetdicke  $\Delta x$  vereinfacht dar als:

$$Y(E_0) = \varepsilon_{\text{Effi}} \int_{E_0 - \Delta x}^{E_0} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\sigma(E'')}{\varepsilon_{\text{Stopp}}(E'')} \cdot g(E'', E_0) \cdot W(E, E', E'') \cdot dE'' dE' dE.$$

Zur weiteren Vereinfachung der "Yieldgleichung" nimmt man an, daß das Target (in keV) entweder wesentlich dicker oder wesentlich dünner als die untersuchte Resonanz ist und daß keine energieverbreiternde Effekte durch den Beschleuniger oder Straggling vorliegen oder zu vernachlässigen sind.

### Thick-Target-Yield:

Ein Target, dessen energetische Targetdicke sehr viel größer als die energetische Breite der zu untersuchenden Resonanz ist, wird als dickes Target bezeichnet. Für eine Resonanz, die durch den Breit-Wigner-Formalismus beschrieben wird, gelangt man durch Integration über die Targetdicke zur Thick-Target-Yield Formel für eine Resonanz:

$$Y(E_0, \Delta x) = 2\pi\lambda_r^2 \frac{\omega\eta}{S_e} \left( \arctan \frac{E_0 - E_R}{\frac{\Gamma}{2}} - \arctan \frac{E_0 - E_R - S_e \Delta x}{\frac{\Gamma}{2}} \right);$$

mit der Teilchenzahldichte  $\eta$  der Targetdicke in Energieeinheiten  $S_e \Delta x$  und der Resonanzstärke  $\omega$ .  $E_R$  ist die Resonanzenergie.

### Thin-Target-Yield:

Die Thin-Target-Yield Formel gilt fern von Resonanzen, beziehungsweise für Resonanzen, die, im Vergleich zur Targetdicke, sehr breit sind. Die Yieldgleichung wird mit einer mittleren effektiven Energie, aufgrund des Energieverlustes des eindringenden Teilchenstrahls, im Target zu:

$$Y(E_0) = \sigma(E_{\text{effektiv}}) \cdot \eta \cdot \Delta x .$$

## 6. Bisherige Experimente und diese Arbeit

Die  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  Reaktion wurde 1962 von Bair und Willard [Bai62] im Bereich von  $E_{\alpha\text{-lab}} = 3 \text{ MeV}$  bis  $5,5 \text{ MeV}$  mit im Vakuum aufgedampften Targets untersucht. Sie gaben einen Fehler des Wirkungsquerschnittes bei  $E_{\alpha\text{-lab}} = 3 \text{ MeV}$  von +25% bis -50% an. Zur Ermittlung der Resonanzparameter wurde, wie dies ebenfalls die anderen Gruppen taten, die Targetdicke nicht eingerechnet. Als Detektor wurden graphitmoderierte Zählrohre eingesetzt.

Russel und Taylor [Rus72] untersuchten 1972 die gleiche Reaktion für den Energiebereich  $E_{\alpha\text{-lab}} = 2,5 \text{ MeV}$  bis  $4,3 \text{ MeV}$  mit durch Aufdampfen im Vakuum hergestellten Targets. Detektor war ein  $\text{BF}_3$ -Longcounter.

Anderson und Mitchel [And83] haben 1983 die beiden  $^{25/26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29/30}\text{Si}$  Reaktionen im Energiebereich von  $E_{\alpha\text{-lab}} = 2,1 \text{ MeV}$  bis  $7,3 \text{ MeV}$  in  $50 \text{ keV}$  Schritten gemessen. Es wurden im Vakuum aufgedampfte Targets verwendet. Detektor waren vier paraffinmoderierte  $\text{BF}_3$ -Zählrohre. Bei einem Vergleich der gemessenen Kurven mit einer nach einem statistischen Kernmodell [Hau52] ermittelten Yieldkurve zeigte sich ein überhöhter Verlauf der gemessenen Kurve, was auf Kontamination des Targets mit  $^{13}\text{C}$  zurückzuführen ist.

Van der Zwan und Geiger [Zwa81] haben 1981 die  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  Reaktion in  $50 \text{ keV}$  Schritten im Energiebereich von  $E_{\alpha\text{-lab}} = 2,2 \text{ MeV}$  bis  $4,8 \text{ MeV}$  gemessen; mit einem Fehler von mindestens 25 % im unteren Energiebereich. In diesem Experiment wurde ein Szintillationsdetektor und aufgedampfte Targets eingesetzt.

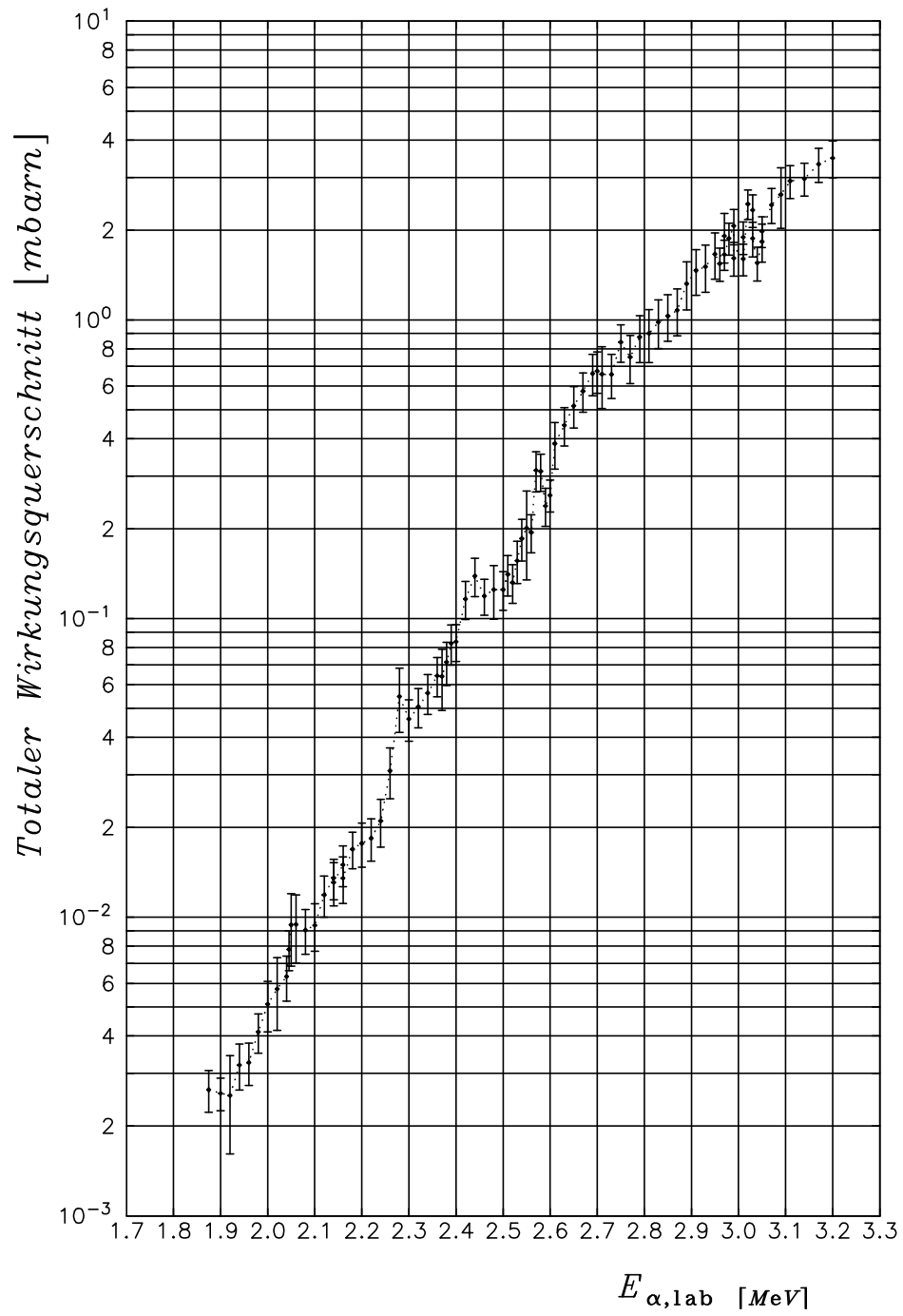
Wegen der, für astrophysikalische Zwecke, unbefriedigenden Situation mit den Daten, wurden diese Reaktionen von Küchler am IfS-Stuttgart [Küc90] erneut durchgemessen. In dem für die Astrophysik interessanten Energiebereich von  $E_{\alpha\text{-lab}} = 1,3$  bis  $2,9 \text{ MeV}$  hat er die Anregungskurven der Reaktionen  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  ausgemessen. Er benutzte wie die anderen Autoren reduziertes Magnesiumoxid, durch Aufdampfen hergestellte Targets und NE213-Szintillationsdetektoren zur Neutronenspektroskopie. Beim Auswerten zeigte sich ein unerwarteter Anstieg des S-Faktors der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  mit fallender  $\alpha$ -Einschußenergie ab  $E_{\alpha\text{-lab}} = 1,9 \text{ MeV}$ . Für diesen Anstieg gibt es keine physikalische Interpretation, er könnte deshalb auch durch eine oder mehrere Störreaktionen, die auch die anderen obigen Autoren unberücksichtigt ließen, verursacht worden sein. Das Target, so vermutete man, enthielt geringe Mengen an Sauerstoffisotopen. Der Sauerstoff stammte möglicherweise aus Magnesiumoxid, das in der Aufdampfanlage in situ reduziert wurde, als auch von einer an Luft gebildeten Oxidschicht



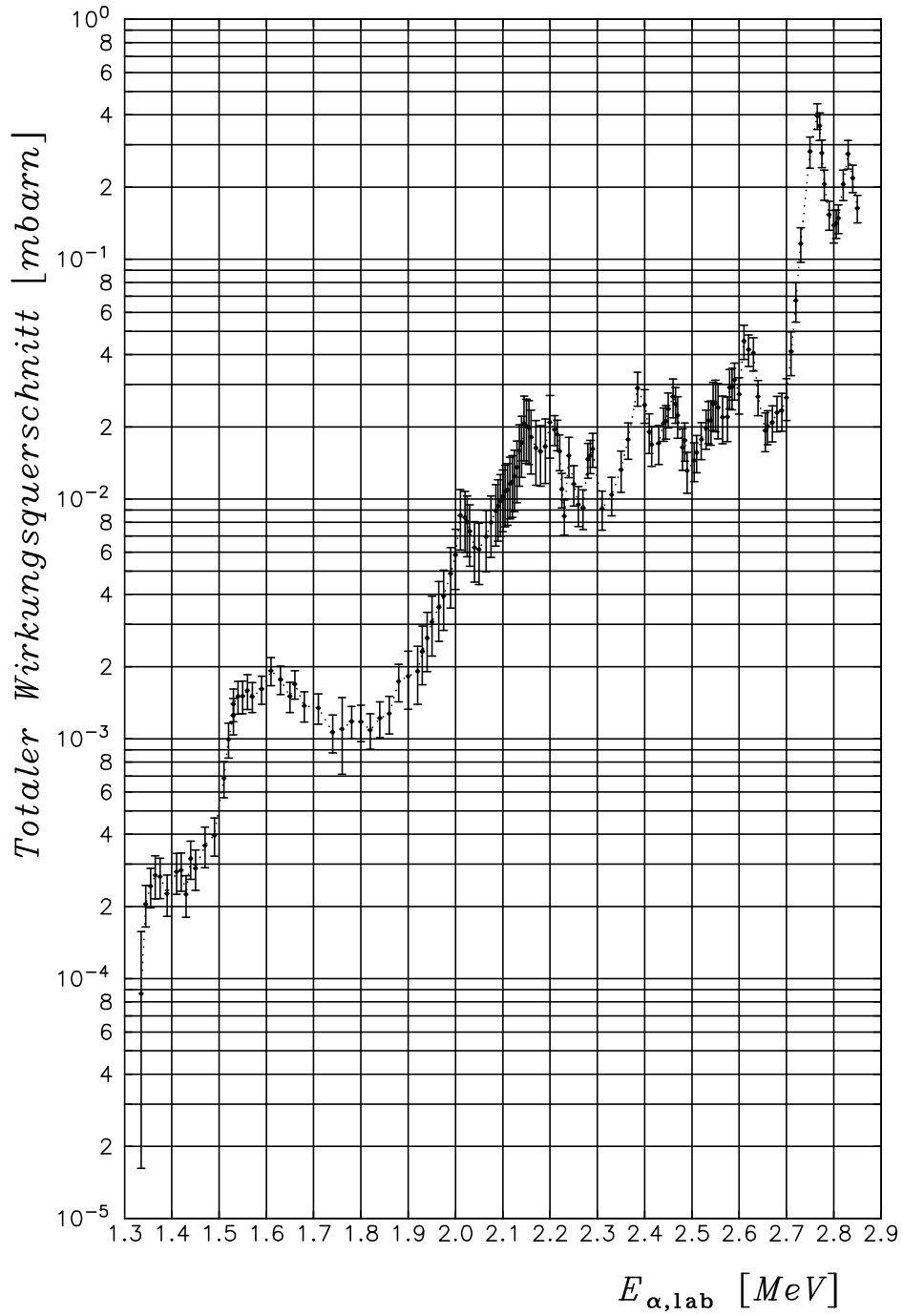
auf dem Target. Doch weitaus stärker ist der Einfluß von dem im Kupferträgerplättchen enthaltenen Kohlenstoffisotop  $^{13}\text{C}$ , das ebenfalls störende Neutronen produziert. Der größte Anteil an störender Neutronenausbeute kam also aus  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Reaktionen. Die ermittelten Meßkurven, von Küchler sind auf den nachfolgenden Seiten dargestellt. Abbildung 14 und 15 sind die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, Abbildung 16 und 17 die daraus errechneten S-Faktor-Kurven. Sie sind mit den durch Aufdampfen hergestellten Targets ermittelt worden. Dabei konnte der Untergrund aus dem Targetträgerplättchen nicht bestimmt werden und folglich wurde er auch nicht in der Auswertung berücksichtigt.

Eine genaue Analyse der alten Daten zeigte sehr schnell, daß als störende neutronenproduzierende Reaktionen nur die  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Reaktion übrigblieb. Es wurde vermutet, daß eventuell der ansteigende S-Faktor von einem älteren, nur unzureichend an niedrige Neutronenenergien angepaßten Code zur Entfaltung der Daten herrühren könnte. Mit ihm war es nicht möglich die verschiedenen Neutronengruppen für niedrige Energien zu trennen. In den ersten beiden Monaten dieser Arbeit wurden deshalb die alten von Küchler noch vorhandenen Daten der Magnesiumreaktionen, die mit NE213 Szintillationsdetektoren 1990 gewonnen wurden, Mithilfe der neuen Code Nresp6 ( Responsematrixberechnung des Detektors ) und Fanti5 ( Entfaltungsprogramm ) [Etz91] an einzelnen Punkten frisch entfaltet und ausgewertet. Es zeigte sich jedoch, daß der neue Code nur eine Korrektur der Anregungskurve von maximal  $\pm 5\%$  liefert. Die obige Annahme, der Kontamination der verwendeten Targets mit Kohlenstoff ist damit erhärtet worden. Dies machte für diese Arbeit die Aufnahme der Neutronenausbeute aus dem Backing nötig. Das Experiment zu dieser Arbeit wurde dann mit Aufdampftargets, Implantationstargets und dem  $4\pi$ -Detektor durchgeführt. Bei der Bestimmung der Resonanzparameter wurde die Targetdicke berücksichtigt.

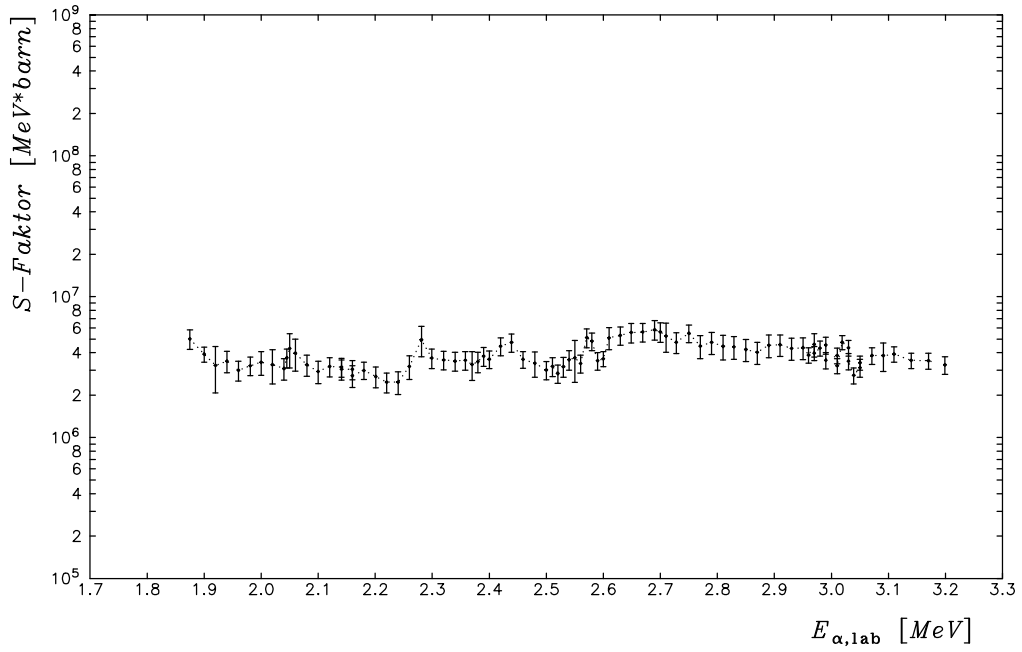
Auf folgenden Seiten sind die Anregungs- und S-Faktor-Kurven, wie sie Küchler 1990 ermittelt hatte, dargestellt:



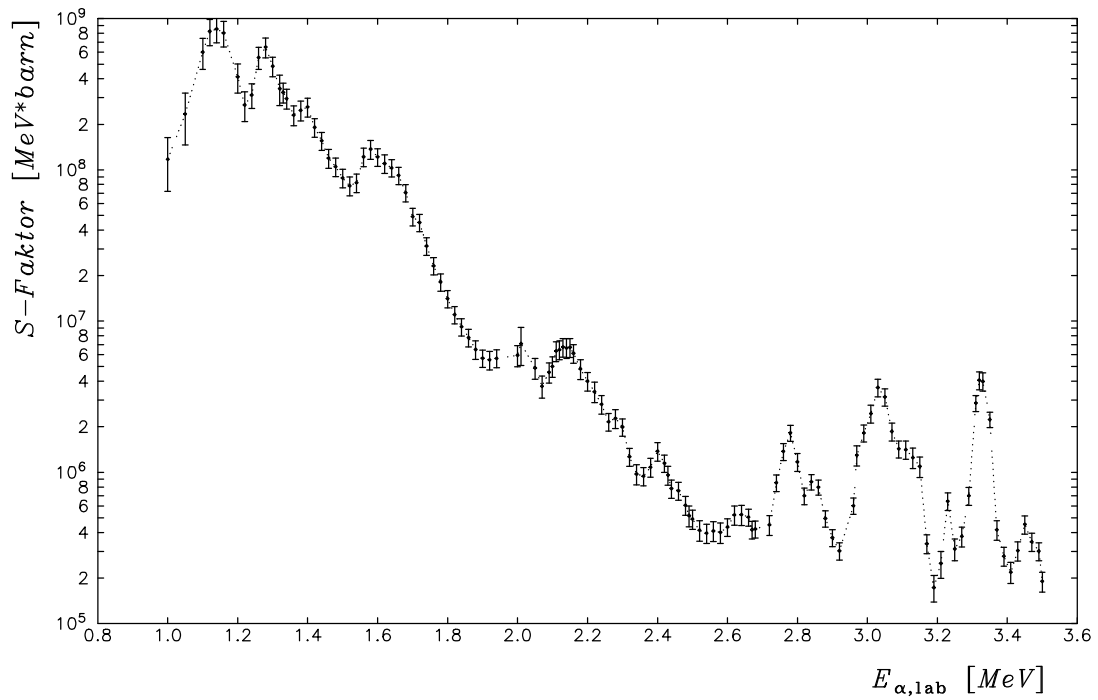
**Abb. 14:** Anregungsfunktion der Reaktion  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  (Küchler [Küc90]).



**Abb. 15:** Anregungsfunktion der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  (Küchler [Küc90]).



**Abb. 16:** S-Faktor-Kurve der Reaktion  $^{25}\text{Mg}(a,n)^{28}\text{Si}$  (Küchler [Küc90]).



**Abb. 17:** S-Faktor-Kurve der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(a,n)^{28}\text{Si}$  (Küchler [Küc90]).

## II. Experiment und Aufbau

Das Experiment fand im Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart am dortigen Dynamitron statt. Der eigentliche Aufbau bestand aus einem Vakuumpumpstand und einem Detektor. Der Pumpstand ist mit drei stickstoffgekühlten Kühlfallen versehen. Er wurde an die 90°-Beamline des Beschleunigers angeflanscht. Die erzeugten Neutronen wurden mit dem 4 $\pi$ -Detektor und der zugehörigen Elektronik gemessen. Benutzt wurden zum ersten mal für die gemessenen Reaktionen Implantationstargets. Da sie mit 99.99 prozentigem hochreinen Gold elektrolytisch hergestellt wurden, sind sie folglich isotonenreiner als durch Aufdampfen hergestellte Targets. Sie sollten deshalb gegenüber den herkömmlichen Aufdampftargets weniger neutronenproduzierende Störreaktionen zeigen.

### Der Beschleuniger

Bei der Untersuchung von Kernreaktionen mit geladenen Teilchen ist eine Teilchenquelle von Nöten. Dies kann ein Reaktor, ein radioaktives Präparat oder wie hier ein Beschleuniger sein. Für die hier zu messenden niedrigen Wirkungsquerschnitte von  $10^{-2}$  bis  $10^{-10}$  barn braucht man entsprechend lange Meßzeiten und konstante, relativ starke, Strahlströme. Mit dem 4-MV-Dynamitron am Institut für Strahlenphysik in Stuttgart, das Ionen- Strahlströme bis zu mA über einen großen Zeitraum, bei unterschiedlichen Energien, liefert, stand eine optimale und weltweit einmalige Maschine zur Verfügung. Hohe Ströme sind eine Voraussetzung dafür, daß man in akzeptabler Zeit das Meßprogramm durchführen kann. Der Strom darf allerdings im Falle der Magnesiumimplantationstargets nicht zu hoch sein (maximal 100 $\mu$ A), ebenso ist zu vermeiden, daß der Strahl auf das Target fokussiert wird, um es nicht zu zerstören. Als Ionenquellen wurden eine Duoplasmatron- und eine Penningstromquelle eingesetzt, die einfach positiv geladene Heliumionen lieferten. Das Experiment wurde an der 90°-Strahllinie aufgebaut, wobei sich, für einen festen Ablenkwinkel, dann die Projektilenergie mittels des energiedefinierenden Ablenkmagnetfeldes und der Magnetfeldkonstanten K angeben läßt:

$$K = \frac{qB}{\sqrt{2 \cdot m \cdot c^2 E + E^2}}$$

mit : q = Ladung des Projektils

B = Magnetfeld [kGauß]

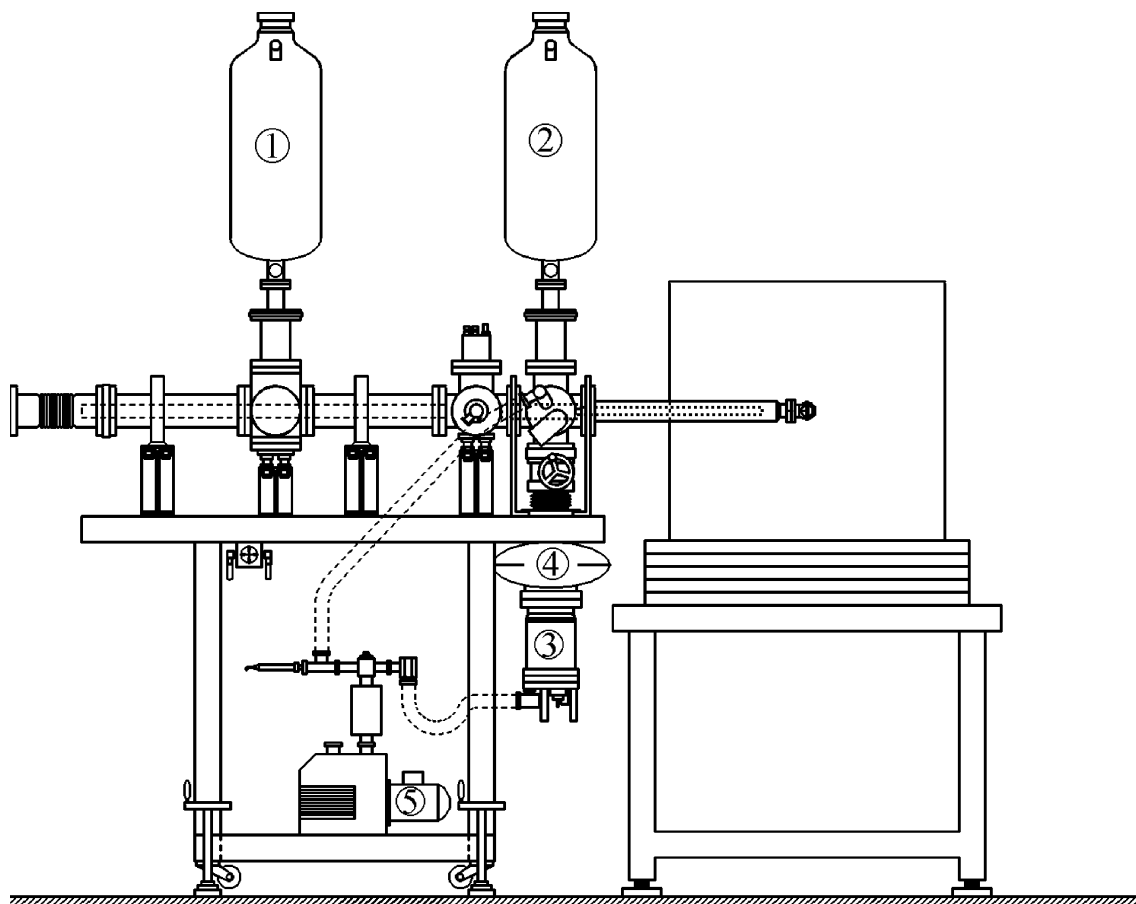
E = Energie [MeV]

Die Magnetfeldkonstante und die Energieschärfe der Beschleunigerenergie [Ham79] wurde in Experimenten zu  $\pm 2$  keV bestimmt. Der Energieversatz, bei erneutem

durchfädeln des Ionenstrahls durch den Ablenkmagneten des Beschleunigers, wurde durch Resonanzen der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion in diesem Experiment zu  $\pm 3 \text{ keV}$  bestimmt und bei der Auswertung der Meßdaten berücksichtigt.

## Aufbau

Weiter die wichtigsten Teile des oben erwähnten Aufbaus als Abbildungen:



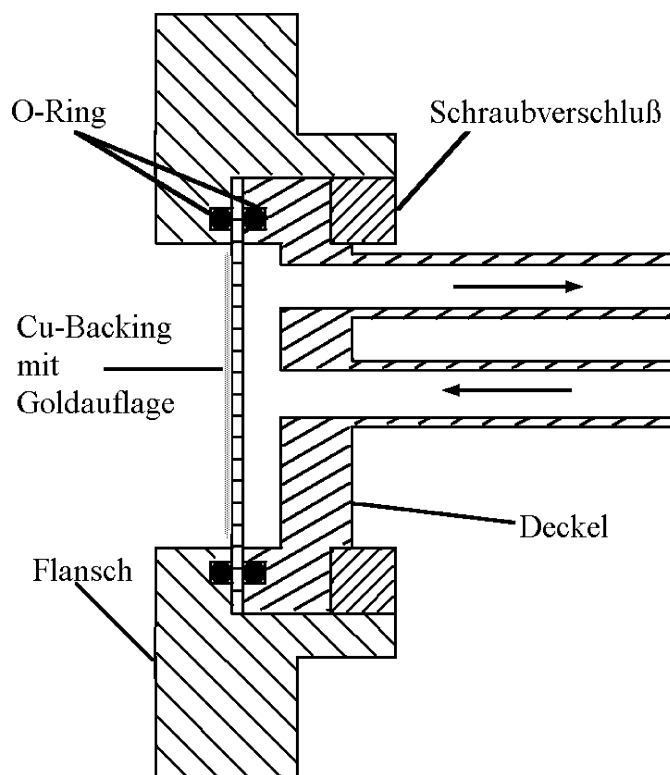
**Abb. 18:** Abgebildet sieht man hier den Festkörperpumpstand von dem am rechten Ende ein Targethalterrohr in den Longcounterähnlichen Detektor hineinragt. Links wird die Beamline des Beschleunigers angeflanscht. Die Erklärung der Bedeutung der einzelnen Nummern findet man im Text.

Der Festkörperpumpstand garantiert ein gutes kohlenwasserstofffreies Vakuum ( $10^{-8}$  mbar) selbst bei hohen Targetströmen und ist folgendermaßen aufgebaut: 1) und 2) sind die den flüssigen Stickstoff aufnehmenden Chicken- Feeder- Kryostaten, die jeweils ein Kupferrohr kühlen und somit als Kühlfalle für ein besseres Vakuum und zum

Ausfrieren von Verunreinigungen dienen. Zwischen diesen Kupferrohren befindet sich eine Blende, die zur Untergrundreduzierung im Experiment noch extra vergoldet wurde.

4) ist eine weitere Kühlfalle für die Turbomolekularpumpe 3). Daneben ist die Vorvakuumpumpe 5). Der Pumpstand führt in den Longcounter hinein, indem sich auch das Target mitsamt elektrisch isoliertem Targethalter befinden.

Der Pumpstand wurde für diese Arbeit mit einem neuen, verlängerten, nun quasi direkt von Blende bis Target reichenden, Kupferrohr ausgestattet. Dieses Rohr verjüngt sich in Richtung auf das Target, so daß insgesamt die Strahlführung und Untergrundreduzierung weiter optimiert wurde. Ebenso wurden sämtliche Flansche und Schrauben erneuert oder überprüft, so daß nach intensivem Reinigen ein stabiles, hochreines Vakuum von  $10^{-8}$  mbar zur Verfügung stand.



**Abb. 19:** Der Targethalter ist hier vergrößert dargestellt. Er wird links an den Festkörperpumpstand angeflanscht und rechts mit Kühlwasser versorgt. Das Cu-Backing ist hier entweder mit Magnesium bedampft oder wurde mit Gold überzogen, in das dann das Isotopenreine Magnesium implantiert wurde.

Der Aufbau besteht also im wesentlichen aus dem Pumpstand für Festkörpertargets, dem  $4\pi$ - Detektor mit der dazugehörigen Elektronik, welcher weiter unten im Abschnitt über den Neutronennachweis beschrieben wird, dem Targethalter, der die Targets aufnimmt und kühlt, und den vergoldeten Kupferplättchen, in die die Magnesiumisotope implantiert wurden.

## 1. Targets

Für diese Arbeit wurden hauptsächlich durch Implantation hergestellte Magnesiumtargets verwendet. Zunächst, bis die Implantation durchgeführt werden konnte, wurden die von Kuchler [Küc90] hergestellten Targets mit aufgedampftem Magnesium verwendet. Damit konnte der experimentelle Aufbau getestet und an die alten Messungen angebunden werden.

### Targetherstellung

Die Targets wurden in mehreren Schritten hergestellt. Zuerst wurden Kupfer-Backings bei der Firma Demetron-Degussa in Schwäbisch Gmünd mit einer 20 µm dicken, porenfreien Feingoldschicht galvanisch vergoldet. Diese Goldschicht, so hat sich gezeigt, ist stabil genug um hohen Strahlströmen über längere Zeiträume standzuhalten [Bar93]. Nickel [Nic95] und Barth [Bar93] zeigten, daß für Energien  $E_{\alpha\text{-Lab}} > 2 \text{ MeV}$ , die aus der Goldschicht kommende Neutronenausbeute hinreichend gering ist. Ebenso hat sich gezeigt, daß die Reinheit des Goldes bezüglich Kontamination mit  $^{13}\text{C}$  für Goldplättchen, die in ein und demselben Elektrolysebad hergestellt wurden, nur unerhebliche Schwankungen zeigt [Nic95], [Bar93]. Somit ist es möglich, die aus der Goldschicht kommende Neutronenausbeute aus Störreaktionen durch Subtraktion zu eliminieren. Jedoch sind starke Einflüsse von der Reaktion  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  aus der Goldschicht ab einer Energie von  $E_{\alpha\text{-Lab}} < 2,5 \text{ MeV}$  zu erwarten, da sich vermutlich beim Transport der Targets sofort Kohlenstoff in Form von Kohlendioxid niederschlägt und im niederen Energiebereich für einen meßbaren Untergrund sorgt. Diese Schicht läßt sich jedoch durch einfaches Abwaschen der Plättchen mit konzentrierter Säure beseitigen [Nic95]. Viel stärker ist die Kontamination mit  $^{13}\text{C}$  durch die bei der Implantation in die Goldschicht eingebrachte Kohlenstoffisotope, wie Nickel [Nic95] durch Messung der  $^{13}\text{C}$ -Kontamination von Goldtargets feststellte. Dies kommt vermutlich durch Herausschlagen von Kohlenstoffatomen, die im Blendenmaterial der Implantationsanlage vorhanden sind. Durch, im Implanter vorhandene, Pumpenölrückstände lagern sich kohlenstoffhaltige Verbindungen auf der Targetoberfläche ab. Nun ist es denkbar, daß durch Stöße mit den beschleunigten Magnesiumisotopen Kohlenstoff in die Goldschicht eingelagert wird.

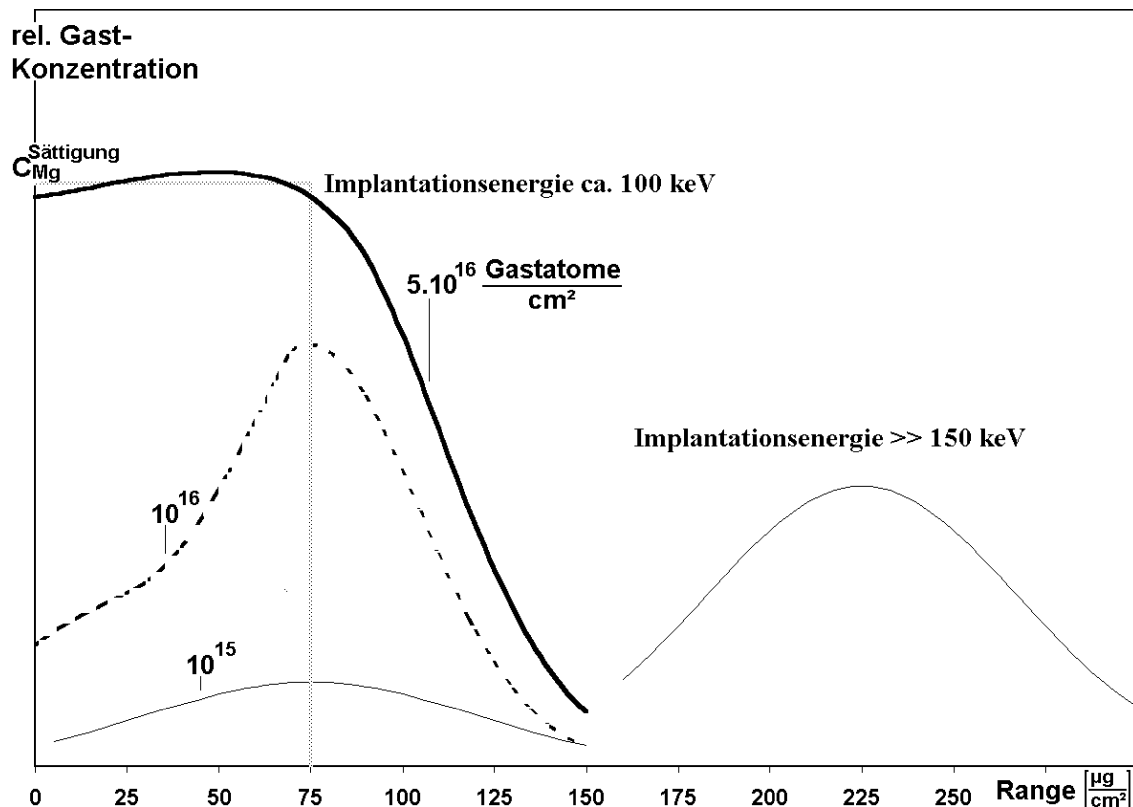
Die Targets wurden in Bonn in Zusammenarbeit mit Dr. Freitag vom Institut für Strahlen- und Kernphysik mit den benötigten Magnesiumisotopen implantiert. Die Sauerstofffreiheit der Targets war dadurch gewährleistet, daß sie immer unter Schutzgas



transportiert wurden. Im Juni 1994 führten Herr Dr. Hammer, Dipl. Phys. Ralf Kunz, Dipl. Phys. Jens Nickel und ich an der Bochumer Ruhr Universität ein Implantationsexperiment durch. Aufgrund der dabei gewonnenen Erfahrung mit den nötigen Implantationsdosen, konnte die Implantation in Bonn ohne Einarbeitungszeit und weiterer Recherche rasch vollzogen werden.

## **Targetimplantation**

Bei der Implantation werden Ionen, die man mittels eines Massenspektrometers herausgefiltert hat, durch einen Beschleuniger auf das Targetmaterial, hier Gold, geschossen. Dort werden die Ionen stark abgebremst und bleiben dann im Trägermaterial stecken. Je nach Einschußenergie und zurückgelegtem Weg gelangen die Ionen in verschiedene Tiefen. Abhängig von der implantierten Dosis bildet sich dann mit der Zeit ein Tiefenprofil der Gastisotope heraus. Dies ist zu Anfang in guter Näherung eine gaußförmige Kurve und geht dann mit höherer Dosis immer mehr in eine Rechteckverteilung über (siehe unten). Schließlich tritt bei sehr hoher implantierter Dosis Sättigung ein, das heißt, daß pro eingeschossenem Ion mindestens ein Ion desselben Typs wieder herausgeschlagen wird. Dies wird durch den dosis- und energieabhängigen Sputterfaktor [And81] beschrieben. Er gibt die Anzahl der durch die Implantation herausgeschlagenen Teilchen an.



**Abb. 20:** Durch den TRIM-Code (siehe unten) ermittelter qualitativer Verlauf der Tiefenprofile von Gastatomen mit verschiedenen Implantationsdosen bei der Implantation von Magnesiumisotopen in eine Goldschicht bei ca. 100 keV und bei wesentlich größeren Energien. Links ist die Targetoberfläche. Die Sättigungskonzentration ist bei einer Dosis von  $10^{17}$  Gastatome/cm<sup>2</sup> erreicht und kann durch eine Rechteckverteilung angenähert werden.

Das implantierte Isotop darf nicht zu tief im Inneren des Targets sitzen, da sonst bei den untersuchten ( $\alpha$ ,n)-Reaktionen der eindringende Teilchenstrahl erst durch eine Goldschicht dringen muß bevor er zur eigentlichen reaktiven Schicht gelangt. Dies ist von Nachteil, da es damit zu einer unerwünschten Energieaufweitung des Strahls käme. Auch muß die implantierte Zone dünn sein, da durch sie die Targetdicke für die eigentliche Reaktion bestimmt wird. Die gewählten Implantationsparameter von 100 keV Implantationsenergie und Dosisimplantation bis zur Sättigung, sind diesbezüglich optimal. Bei der Implantation ist weiterhin wichtig, daß sie gleichmäßig erfolgt. Der Strahl wird dazu in einem möglichst nichtperiodischen Muster über das Target geführt, wobei die Umkehrpunkte außerhalb liegen müssen, damit keine Brennpunkte entstehen. Üblicherweise nimmt man dazu zwei elektrostatische Ablenkplatten, die den Strahl im Frequenzverhältnis von 901:912 ablenken [Fre94].

Man kann nun die Verteilung der implantierten Isotope im Trägermaterial durch geeignete Reaktionen ermitteln oder auch bei nicht zu großen Implantationsdosen (bis  $10^{15}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>), so daß die Verteilung noch gaußförmig bleibt, durch ein Programm, hier wurde der Code TRIM (Monte Carlo Simulation) benutzt, simulieren. Damit wird dann

die Verteilung näherungsweise berechnet [TRIM]. Zur Simulation wurde hier beispielsweise mit einer Flächendichte von  $10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> implantiert. Mittels TRIM ergaben sich dann folgende Parameter:

Implantations-Energie [Kev]	$R_p$ [nm] (Impl.tiefe)	$\delta R_p$	Dosis= $10^{14}$ T/cm <sup>2</sup> damit Teilchenkonz. <sub>max</sub> * [T/cm <sup>3</sup> ] für Mg	Energiestraggling <sub>max</sub> der Alphateilchen in [keV] bei 1MeV
<b>50</b>	18	22	0,9E+21	3
<b>70</b>	30	28	1,1E+21	4
<b>100</b>	50	36	1,4E+21	4
<b>120</b>	60	44	1,8E+21	6
<b>140</b>	82	50	2,0E+21	7
<b>200</b>	96	56	2,2E+21	8

**Abb. 21:** Implantationssimulationsergebnisse, die mittels des Codes TRIM (mit 50000 Implantationsschicksalen) errechnet wurden. Zur Ermittlung der Stopping Power siehe gesondertes Kapitel weiter unten.

$$* \quad N_p = \frac{N_s}{\delta R_p \sqrt{2 \cdot \pi} \left\{ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} e^{\left( -\frac{1}{2} \left( \frac{x-R_p}{\delta R_p} \right)^2 \right)} \right\}} = \frac{N_s}{\delta R_p \sqrt{2 \cdot \pi}} \approx \frac{0,4 \cdot N_s}{\delta R_p}$$

mit  $N_p$ =Teilchenvolumenkonzentration

$N_s$ =Teilchenflächkonzentration

mit Au Konzentration =  $5,9 \cdot 10^{22}$  Teilchen/cm<sup>3</sup>

Der Bonner Beschleuniger [Fre79] wurde, wie schon erwähnt, mit 100 keV betrieben, da dann genügend Zählereignisse bei der Magnesiumreaktion, mit noch akzeptablem Energiestraggling, zu erwarten sind. Implantiert wurde bis zur Sättigung, was einer Stöchiometrie von  $0,26 \approx \text{Mg-Atomen/Au-Atom}$  entspricht. Der Energieverlust der eingeschossenen  $\alpha$ -Teilchen wird durch das Gold dominiert, deshalb muß die Goldschicht vor dem Magnesium möglichst dünn sein. Dies ist bei Sättigung gegeben. Auch wurde nicht zu tief implantiert, so daß die Magnesiumschicht nicht zu dick wird. Die Dicke beträgt bei den hier benutzten Targets maximal 60 keV bei  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 1 \text{ MeV}$ .

Die exakte Bestimmung der Verteilung der implantierten Ionen kann durch eine Kernreaktion wie etwa eine Mg(p, $\gamma$ )-Resonanz bestimmt werden, es war aber zeitlich nicht

möglich dies in die Auswertung mit einzubeziehen, da diese Testreaktion an der Uni-Bochum oder am IfS-Stuttgart erfolgen sollte und die Strahlzeiten nicht in den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit paßten. Über die Analyse von implantierten Targets ist z.B. in [Seu87] nachzulesen.

Zur Auswertung der Meßdaten wurde als gute Näherung das Magnesiumtiefenprofil im Gold als rechteckförmig bis zur Implantationstiefe  $R_p = 83 \text{ } [\mu\text{gAu/cm}^2]$  angenommen, da bis zur Sättigung implantiert wurde. Der dabei entstehende Fehler für eventuell abweichende Verteilungen ist klein und wurde berücksichtigt. Dies entspricht auch den Erfahrungen anderer Gruppen, die implantierte Targets verwendet hatten; [Seu87] und [Fre94].

### Targets die im Versuch verwendet wurden

	Implantations- energie [keV]	Dosis [Teilchen / cm <sup>2</sup> ]	$\varnothing_{\text{max}}$ Konz.	Targetdicke in [keV]	Bemerkungen
<sup>25</sup> Mg	100	$10^{17}$	-	-	2 Stück
<sup>26</sup> Mg	100	$10^{17}$	-	-	2 Stück [Gast/Wirt] = 0.26 Mg/Au
<sup>26</sup> Mg	-	-	100%	40 bei 3 MeV	Aufdampftarget
Au	-	-	-	-	Trägerplättchen

**Abb. 22:** Benutzte Targets und Spezifikationen, die aus den Implantationsparametern (experimentell nachprüfbar durch z.B. eine (p,γ)- Reaktion) ermittelt wurden. Die Targetdicke der Aufdampftargets entspricht der eines entsprechenden Festkörpertargets. Die Targetdicken für die Implantationstargets sind im Kapitel III. 4. über die Stoppingpower aufgeführt.

## 2. Neutronennachweis

### Prinzipielle Methoden

Da Neutronen nicht wie elektrisch geladene Teilchen mit Elektronen in Wechselwirkung treten, tritt beim Materiedurchgang keine Ionisation auf. Ebenfalls ist ihr Magnetisches Moment zu gering, um eine effektive Nachweismethode daraus aufzubauen. Neutronen werden deshalb indirekt über ihre Fähigkeit mit Atomen ionisierende Stöße oder Kernreaktionen auszulösen nachgewiesen. Es gibt folgende vier grundlegende Methoden :

1. Absorption des Neutrons durch stabile Kerne, die in dünnen Schichten aufgetragen sind und durch den Neutronenfluß eine meßbare Aktivität erhalten.

2. Neutronennachweis durch Kernspaltung, wie z.B. durch Spaltung von Uran, welches sich in einem Zählrohr oder in einer Ionisationskammer befindet, wo die Spaltfragmente nachgewiesen werden können.

3. Durch elastische Streuung an leichten Kernen (i.d.R. an Wasserstoffkernen), also geladenen Teilchen, die von einem Szintillatormaterial umgeben sind, das die Energie aufnimmt und in Szintillationslicht umwandelt, lassen sich die Neutronen nachweisen. Da der Energieübertrag beim Stoßprozeß von der Anfangsenergie des Neutrons abhängt, kann man damit die Neutronen spektroskopieren, indem man das Szintillationslicht mittels eines Photomultipliers verstärkt und mißt. Aufgrund von Nichtlinearitäten zwischen Energie und Impulshöhe der Rückstoßteilchen, dem Einfluß von anderen im Detektor vorhandenen Kernen, Mehrfachstreuungen, Randeffekten und dem endlichem Auflösungsvermögen der Apparatur ist die Antwortfunktion (Response) eines Szintillationsdetektors für monoenergetische Neutronen nicht eine einfache Rechteckfunktion, sondern eine komplizierte Antwortfunktion. Um nun aus dem gemessenen Szintillationspektrum das ursprüngliche Neutronenspektrum zu erhalten, muß man zurückrechnen, d.h. mit dem Rechner "Entfalten". Der Vorteil der Spektroskopierbarkeit der Neutronen wird mit dem Nachteil der indirekten Methode der Auswertung, dem kleinen Raumwinkel den ein Zähler abdeckt und der niedrigen Efficiency erkauft. Man muß zusätzlich eine elektronische n- $\gamma$ -Trennung einbauen, damit störende  $\gamma$ - Teilchen nicht zu Fehlinterpretationen führen. Am bekanntesten sind die Szintillatoren NE213<sup>1</sup>, die eine Integrale 4 $\pi$ -Efficiency (Nachweiswahrscheinlichkeit im gesamten Raumwinkel) von bis zu 25% haben. Bei niederen Energien ist die Untergrundrate jedoch so hoch, daß eine Messung, die in der Praxis auch nur einen kleinen Teil des gesamten Raumwinkels abdeckt, nicht mehr sinnvolle Ergebnisse liefert [Etz91] und [Die82].

---

<sup>1</sup> NE213 der Firma NE Technology Limited USA, ehemals Nuclear Enterprises Ltd. USA.

4. Bei ausreichend großem Wirkungsquerschnitt und positivem Q-Wert kann man eine Kernreaktion zum Neutronennachweis verwenden. Wenn es sich um eine Reaktion des Typs  $A(n,b)B$  handelt, bei der ein geladenes Teilchen freigesetzt wird, so läßt sich dieses in einem Zählrohr oder Ionisationskammer nachweisen. Diese Methode, die auch hier eingesetzt wurde, setzt voraus, daß das neutroneneinfangende Material gasförmig vorliegt. Ein Nachteil ist, daß die Masse des Gases kaum 1g übersteigt, und somit die Nachweiswahrscheinlichkeit gering ist. Die am häufigsten verwendeten Kernreaktionen sind:

Reaktion	Q[MeV]	WQ[barn] bei 3 MeV	WQ[barn] thermisch
$^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$	2.790	0.27	3837.
$^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$	4.784	0.12	953.
$^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$	0.764	0.66	5327.

**Abb. 23:** Zum Neutronennachweis mögliche Kernreaktionen, die als Bestandteil des Zählrohrfüllgases verwendet werden können.

In unserem Fall sind die Rohre mit  $^3\text{He}$  gefüllt, mit ihm entsteht durch die Kernreaktion mit einem Neutron ein Proton und ein Rückstoßtriton. Der zweite Ausgangskanal  $^3\text{He}(n,d)^2\text{H}$  hat eine Schwelle von 4.4 MeV und macht sich, solange die Summe aus Q-Wert und kinetischer Energie der Neutronen kleiner bleibt, nicht bemerkbar. Die Neutronen werden vorher thermalisiert, da dann die Nachweiswahrscheinlichkeit in einem einzelnen Zählrohr von etwa  $10^{-5}$  auf  $10^{-1}$  steigt. Diese Reaktion eignet sich also für Low-Level-Messungen, wo die Neutronen erst moderiert und dann nur gezählt und nicht spektroskopiert werden. Will man die Efficiency weiter steigern so ist es wichtig, daß ein Neutron während seiner Aufenthaltsdauer im Moderator möglichst häufig das Zählrohr durchdringt. Ebenso sollte die Moderatormasse einen möglichst geringen Einfangwirkungsquerschnitt für Neutronen haben. Weiter sollte die Moderatormasse groß genug sein, um die Wahrscheinlichkeit für eine Nachweisreaktion zu erhöhen. Jedoch darf sie auch nicht zu groß sein, weil die Untergrundrate damit linear ansteigt, die "echte" Rate jedoch nicht. Diese Bedingungen erfüllt der in dieser Arbeit verwendete Detektor. Da er nahezu alle ( $\geq 98,5\%$ ) der erzeugten Neutronen im gesamten Raumwinkel [Dro92] erfaßt, wird er kurz als  $4\pi$ -Detektor bezeichnet.

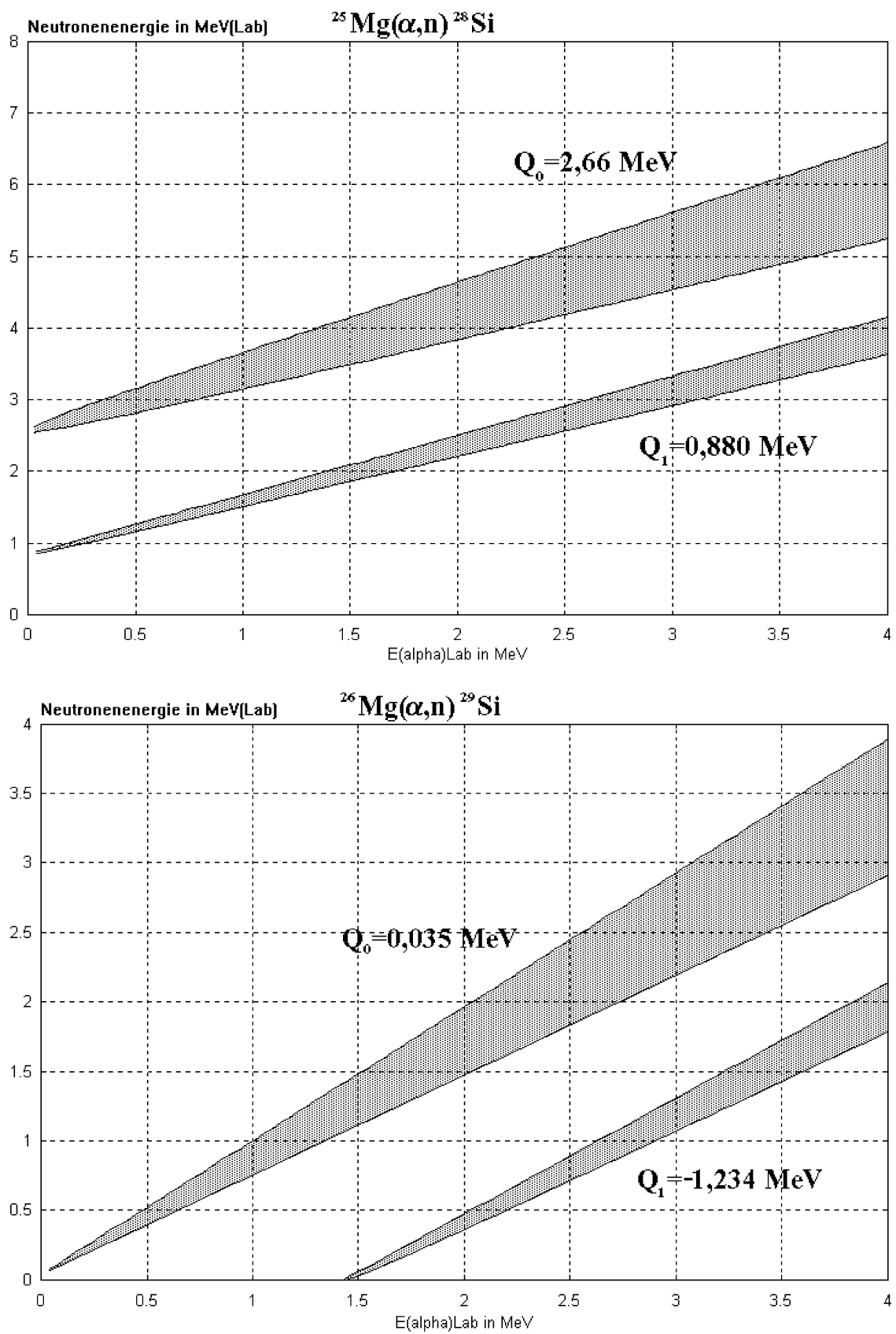
## Der $4\pi$ -Detektor

Der hier benutzte Neutronendetektor, welcher von Drotleff [Dro92] entwickelt wurde, besitzt eine sehr hohe absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von bis zu 40 % bei einem Raumwinkel von  $4\pi$ , wobei die Nullrate bei unter 0.08 Ereignissen pro Sekunde liegt. Der Detektor registriert Neutronen die unter  $0^\circ$  bis  $180^\circ$ , in Bezug auf den Strahl aus dem Beschleuniger, emittiert werden. Für die untersuchten Reaktionen ergibt sich damit aus der Kinematik der Reaktion, eine Energieverschmierung. Dies ist aus untenstehendem Diagramm (Abbildung 24) der erzeugten Neutronenenergien und den zugehörigen Laborenergien, der die Reaktion auslösenden  $\alpha$ -Teilchen, ersichtlich.

Wie unten aus der Darstellung des Detektors (Abbildung 25) ersichtlich, ist der Detektor aus einem großen Moderatorzylinder und Abschirmmaterial aus Polyethylen und Borparaffin aufgebaut. Das Ganze ist nochmals mit Cadmiumblech zur Abschirmung umkleidet. Dieser Aufbau thermalisiert, die bei der Reaktion entstehenden Neutronen, sehr schnell, zeigt geringe Neutronenabsorption und sorgt dafür, daß die Neutronen lange diffusiv im Detektor gehalten werden. In ihm befindet sich das Targetrohr, um welches konzentrisch zwei Zählrohrringe angelegt sind. Die prinzipielle Funktionsweise ist im vorhergehenden Abschnitt erklärt. Möglichkeiten zur Spektroskopie beruhen auf der Tatsache, daß die weiter innen liegenden Zählrohre eine höhere Efficiency und andere Energieabhängigkeit als die weiter außen liegenden haben. Dies wird ausführlich und erschöpfend in [Kun93] und [Dro92] beschrieben. Die Spektroskopierbarkeit hat jedoch Grenzen. Da nur zwei Zählrohrringe mit unterschiedlicher Nachweiswahrscheinlichkeit vorhanden sind können auch nur zwei Neutronengruppen eindeutig getrennt werden. Im Experiment ist mit mindestens 3 Neutronengruppen zu rechnen, womit eine exakte Spektroskopie unmöglich ist. Zwei jeweils aus einer der  $\text{Mg}(\alpha, n)\text{Si}$ -Reaktionen und eine aus der starken  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Reaktion, da Kohlenstoff als Kontamination im Gold-backing vorliegt. Jedoch sind qualitative Abschätzungen, wenn die zu trennenden Neutronengruppen energetisch genügend weit auseinander liegen, möglich.

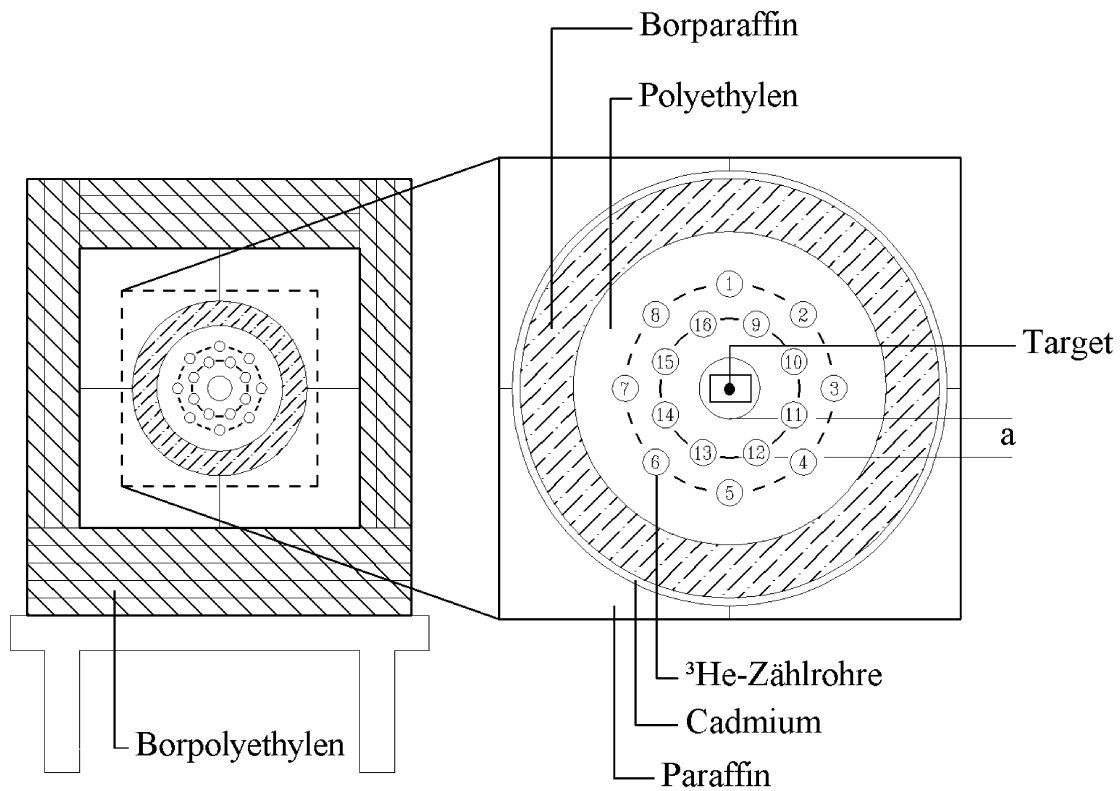
Für diese Arbeit wurde mittels eines Monte Carlo Simulationsprogramms [MCNP] die neutronenenergieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit, auch Efficiency genannt, des Detektors für den inneren und äußeren Zählrohrring berechnet. Aus früheren Arbeiten [Kun93] und [Dro92] ist bekannt, daß die durch das Programm ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit sehr gut mit der durch ein radioaktives  $^{252}\text{Cf}$ -Präparat ermittelten übereinstimmt.

In Anbetracht der nur begrenzt zur Verfügung stehenden Aufbau-, Abbau- und Strahlzeit wurde auf eine weitere, wiederholte Bestätigung dieser Berechnungsmethode verzichtet. Damit letztendlich der Detektor interpretierbare Ergebnisse liefert, wurde die Efficiency in Abhängigkeit der Neutronenenergie, in eine Abhängigkeit von der Alphaenergie mittels eines kleinen Programmes umgerechnet. Näheres dazu im Kapitel über den Detektor in der Auswertung.



**Abb. 24:** Aufgrund der  $4\pi$ -Detektion zu den  $\alpha$ -Energien möglichen Neutronenenergien der gemessenen Reaktionen.



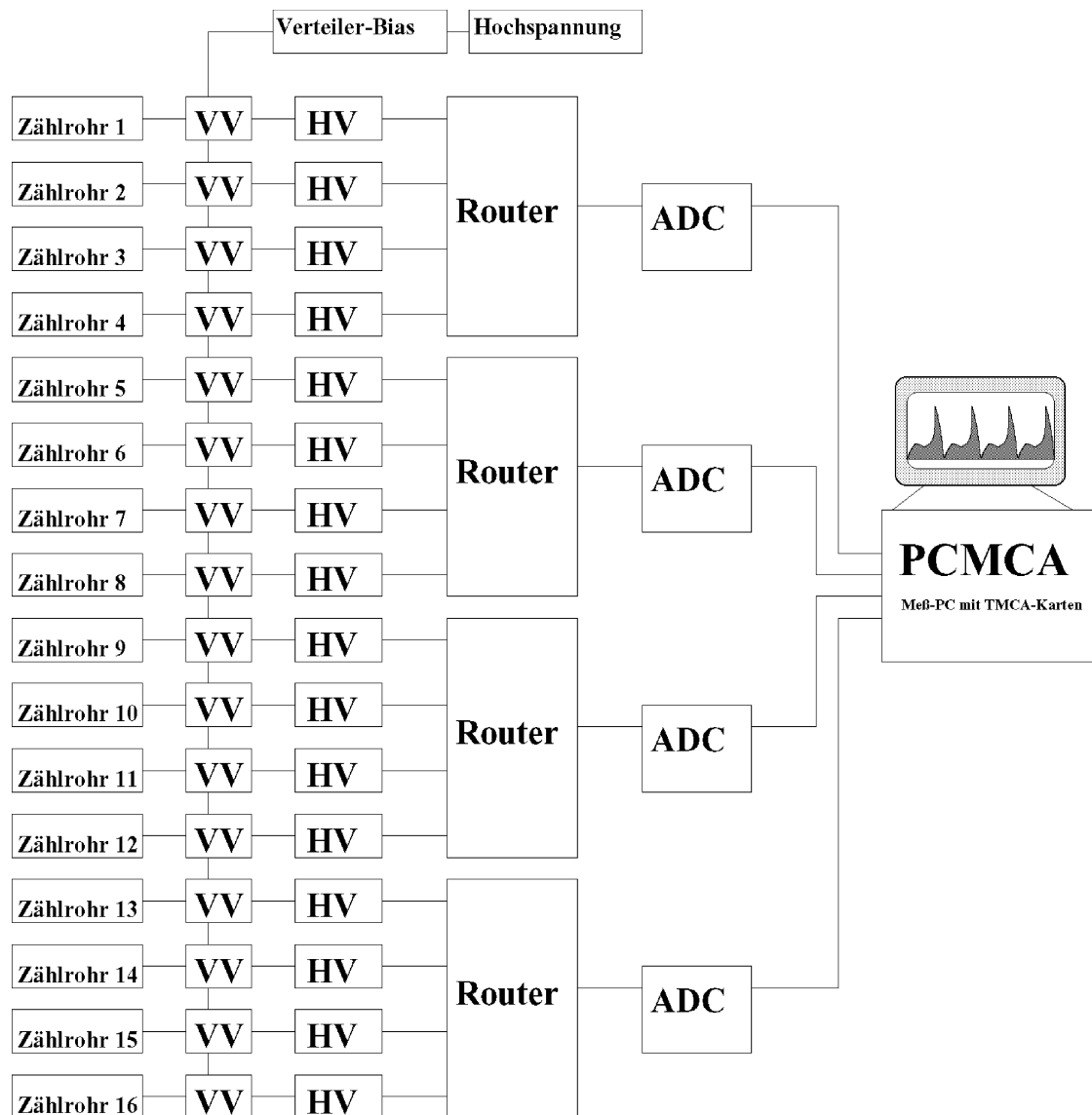


**Abb. 25:** Der  $4\pi$ -Detektor mit seinen Zählrohren (weitere Erklärungen siehe im Text).

In der Skizze ist **a** die variable, je nach Versuchsaufbau und Efficiency, einstellbare Dicke des Polyethylens zwischen den Zählrohren. Die restlichen Elemente sind aus der Zeichnung verständlich. Zur weiteren Reduzierung des Untergrundes wurde der ganze Detektor noch mit Cadmiumblechen nach oben und vorne in Richtung auf den Beschleuniger abgedeckt.

## Meßelektronik

Die folgende Abbildung zeigt die mit dem Detektor verwendete Elektronik zur Daten-Gewinnung und Verarbeitung.



**Abb. 26:** Schaltplanskizze der verwendeten Elektronik

Die Elektronik besteht aus 16 Reuter-Stokes Mod. RS-P4-0818-219 Zählrohren des  $4\pi$ -Detektors, die an je einen Vorverstärker (VV) Canberra Mod. 2003B, Wiener NPE103 oder Ortec Mod.124 angeschlossen sind. Danach laufen die Signale durch die Hauptverstärker (HV) vom Typ Ortec 855 Dual Spec. Amp., dann werden schließlich die Signale von je vier Zählrohren im Router Silena Mod. 7500-10/N zusammengefaßt und auf die vier ADC's Silena Mod. 7423 UHS gegeben; weil nur vier Stück der relativ teuren ADC's und Meß-Karten vorhanden waren. Die weitere Signal- und

Datenverarbeitung erfolgt im PCMCA Vielkanalanalysator-Meß-PC mit 3 TMCA-Karten und der entsprechenden Software. Beim Aufbau der Elektronik ist darauf zu achten, daß sie mindestens zwei Tage Zeit hatte, um warmzulaufen damit sie driftfrei funktioniert und damit undefinierbare Störimpulse aus den Zählrohren nach einiger Laufzeit weniger werden.

### 3. Durchführung des Experiments

Das Experiment fand in zwei Strahlzeiten statt.

Die erste, in der ein  $^{26}\text{Mg}$  Aufdampftarget und ein Implantationstarget desselben Isotops durchgemessen wurden, fand vom 21. Juli 1994 bis 30. Juli 1994 statt. Anfangs wurde eine Duoplasmatronionenquelle eingesetzt, da diese einen hohen konstanten Strom von  $100\mu\text{A}$  liefern sollte. Durch einen in kurzer Zeit nicht behebbaren Defekt in dieser Quelle fielen 2 Tage Meßzeit aus. Danach wurde eine Penningquelle eingebaut, die jedoch auch defekt war und erst nach 5 Tagen wieder funktionstüchtig im Beschleuniger ihre Arbeit verrichtete. In der regulären Strahlzeit kam somit nur eine Meßzeit von 69 Stunden, in der der Beschleuniger zur Verfügung stand, zusammen. Die effektive Meßzeit betrug jedoch noch weit weniger, da die Quellen immer wieder Probleme machten und es für die Operateure sehr schwierig war, den Ionenstrahl kontrolliert durch die Beamline auf das Target zu fädeln. Durch den insgesamt sehr unruhigen Strahl mußten sehr viele Meßläufe von vornherein als unbrauchbar fallengelassen werden.

Durch die Genehmigung von 4 Zusatztagen konnte das erste Experiment dann doch noch abgeschlossen werden.

Diese Strahlzeit diente dem Durchmessen der Anregungskurve der  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  Reaktion. Dies geschah mittels Aufdampftargets und des Longcounters. Man konnte damit an die alten Daten, die mit NE213-Detektoren gemessen wurden, anbinden. Weiter sollte eine Anregungskurve von den implantierten Targets aufgenommen werden, so daß man diese mit der anderen Kurve vergleichen konnte. Ebenso sollte damit die genaue Spezifikation der Implantation für die nächste Strahlzeit ermittelt werden. Das implantierte  $^{26}\text{Mg}$  Target zeigte eine deutliche Verbesserung, gegenüber dem durch aufdampfen hergestellten Target, hinsichtlich der Verschmutzung mit  $^{13}\text{C}$ . Zusätzlich wurde noch ein reines Goldtarget, das in dem gleichen Goldbad hergestellt und immer parallel zum

Implantationstarget gereinigt und transportiert wurde, durchgemessen. Die Ausbeute aus dem Backing konnte, aufgrund seines charakteristischen Verlaufs, eindeutig als von der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ - Reaktion herrührend bestimmt werden. Nachdem das implantierte Magnesiumtarget drei Tage lang bestrahlt wurde, zeigte sich ein plötzliches Einbrechen der Ausbeute. Dies beruhte auf einer Zerstörung der Targetoberfläche. Somit war es nicht mehr möglich die Ausbeute für den niedrigen Energiebereich erfolgreich auszumessen

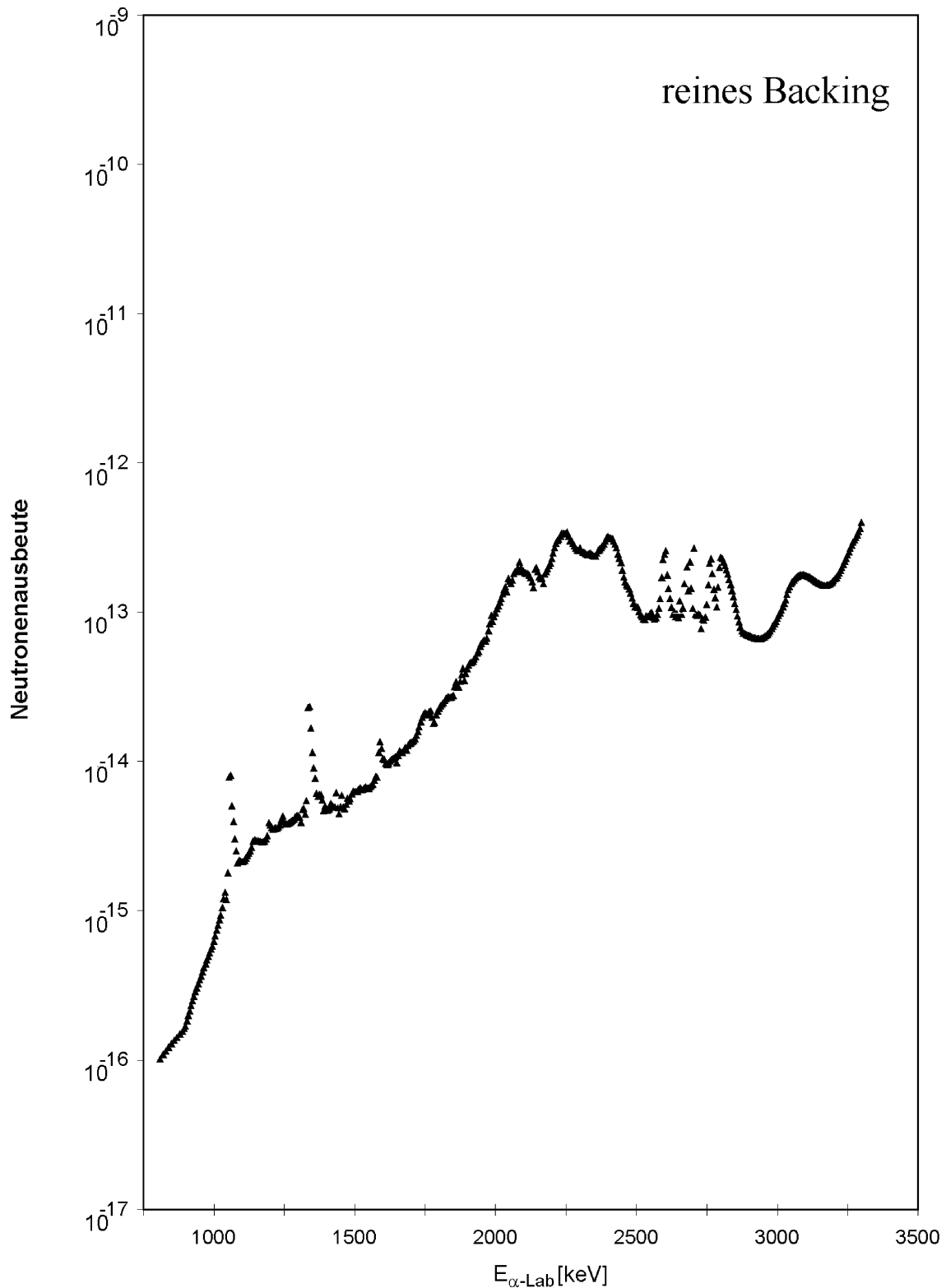
Die zweite Strahlzeit fand vom 19. Oktober 1994 bis 27. Oktober 1994 statt. Ziel war die Messung der Ausbeute beider  $\text{Mg}(\alpha, n)\text{Si}$ - Reaktionen zu tiefen Energien unterhalb  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 2000 \text{ keV}$  hin. Zum Einsatz kamen ein implantiertes  $^{26}\text{Mg}$ -Target, ein  $^{25}\text{Mg}$ -Target und ein Implantationstarget desselben Typs bei dem nach der Implantation mit einem intensiven Argonstrahl die Oberfläche abgesputtert wurde. Dabei stellte sich jedoch heraus, daß dabei noch mehr störender Kohlenstoff in das Target hineinimplantiert wurde, so daß dieses Target nicht zur Auswertung herangezogen wurde. Zusätzlich wurde nochmals ein reines Goldplättchen zur Untergrundbestimmung durchgemessen. Die Standzeit durch normale Abnutzung der Targets betrug maximal 5 Tage bei Strömen zwischen 2 und 20  $\mu\text{A}$ . Somit standen alle Meßdaten zur Verfügung, um die Anregungskurven auszurechnen.

### III. Datenauswertung und Analyse

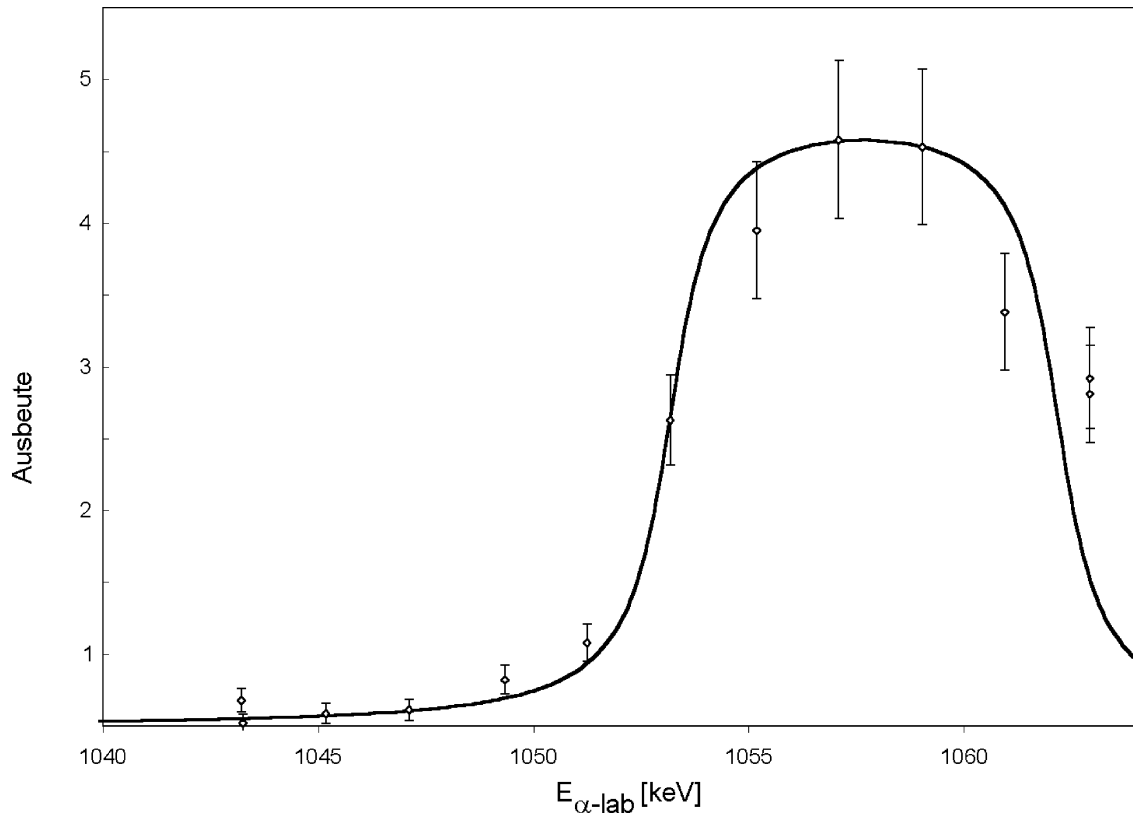
In der ersten Strahlzeit wurde der vom reinen Backing herrührende Neutronenuntergrund für alle Energien bestimmt (siehe Abb. 27).

#### 1. Backingyield und Energiekalibrierung

Wie aus einem Vergleich mit vorhandenen Literaturdaten [Bai73], [Soi91] und [Bru93] sofort ersichtlich und zwingend war, kommt der Untergrund aus dem Goldplättchen von der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Reaktion. Durch die genaue Kenntnis der Resonanzlagen war es somit leicht möglich daraus eine Energiekalibrierung für den Beschleuniger abzuleiten und eine sogenannte K-Konstante zu bestimmen.



**Abb. 27:** Die gemessene Yieldkurve aus einem Goldplättchen, wie es zur Implantation verwendet wird. Aufgetragen ist die Neutronenausbeute, die in einzelnen Meßpunkten aufgenommen wurde, über der Laborenergie der  $\alpha$ -Teilchen. Man sieht sehr deutlich die charakteristische Anregungskurve der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Reaktion. Der statistische Fehler der Messung ist im Bereich über 1700 keV kleiner 5%, darunter kleiner als 10% und wurde der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet.



**Abb. 28:** Die charakteristische Resonanz der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ - Reaktion bei 1053.18 keV [Bru93] aus dem Goldbacking (Rautenpunkte) wurde zur Eichung des Beschleunigers herangezogen. Dazu wurde ein Thick-Target-Yield in die ansteigende Flanke der Resonanz gefittet (durchgezogene Linie).

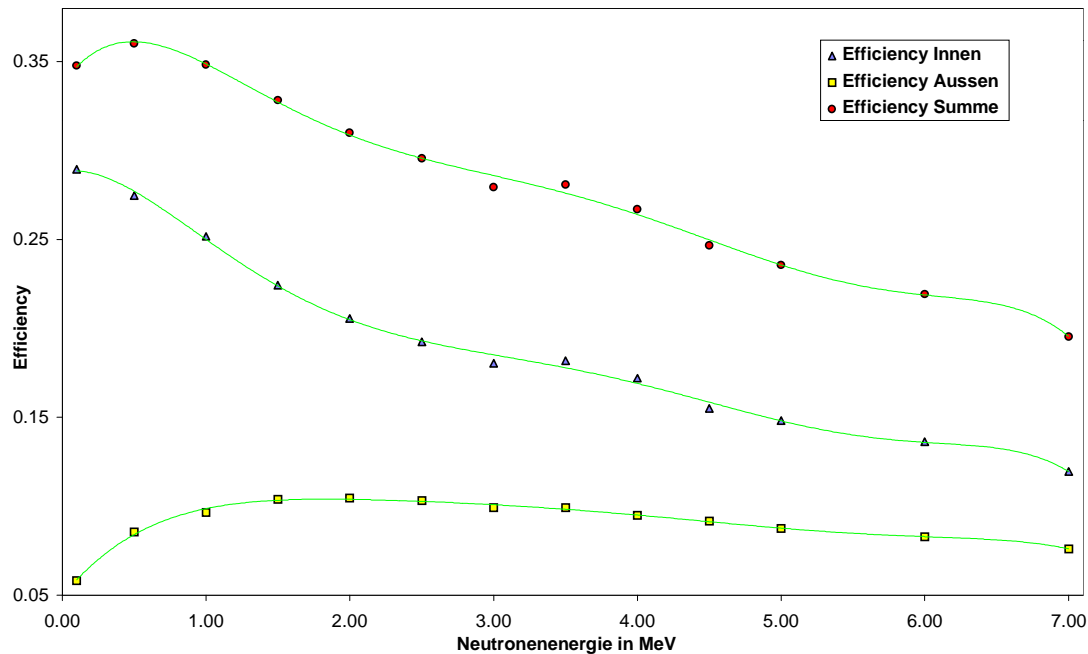
In diesen Peak wurde ein Thick-Target-Yield- Fit mit ( $E$  = Energie in keV) eingerechnet. Die beste Übereinstimmung mit dem Peak wurde durch den unten angegebenen Fit erreicht :

$$Y = 1.45 \cdot 10^{-14} \cdot \left[ \arctan\left(\frac{E-1053.18}{0.75}\right) - \arctan\left(\frac{E-1053.18-9}{0.75}\right) \right] + 5 \cdot 10^{-15}.$$

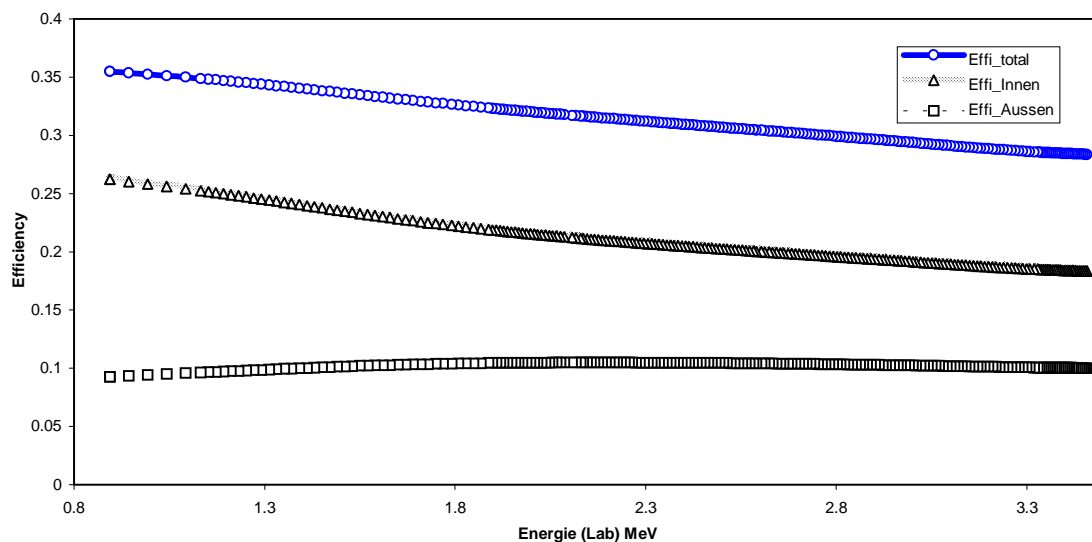
Damit, mit anderen Resonanzen und der im Abschnitt über den Beschleuniger beschriebenen Gleichung  $K = \frac{qB}{\sqrt{2 \cdot m \cdot c^2 E + E^2}}$ , wurde die energiedefinierende K-Magnetfeldkonstante zu  $K = 0.0735329$  bestimmt.

## 2. Detektor

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des  $4\pi$ -Detektors.



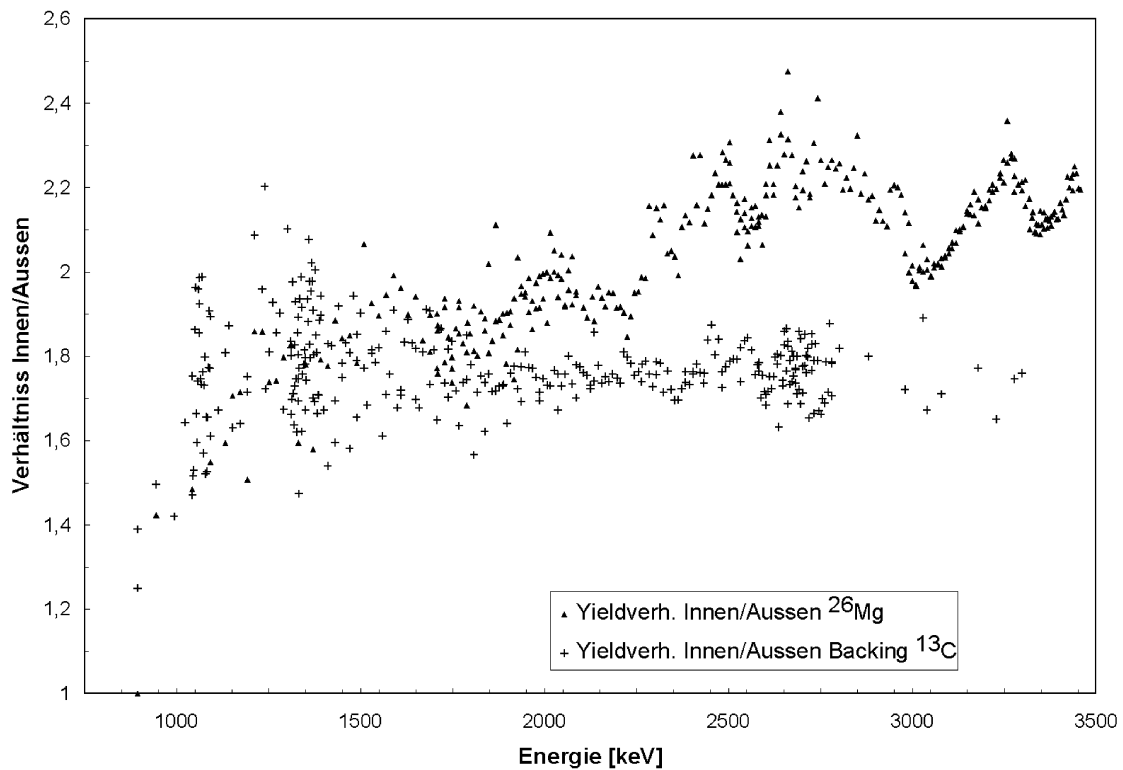
**Abb. 29:** Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für den Aufbau, der in dieser Arbeit verwendet wurde. Die einzelnen Punkte wurden, wie schon beschrieben, durch den [MCNP] Code berechnet. Die durchgezogene Linie repräsentiert einen Ausgleichsspline.



**Abb. 30:** Nachweiswahrscheinlichkeit des  $4\pi$ - Detektors in Abhängigkeit von der Energie der  $\alpha$ -Projekte: untere Kurve äußerer Zählrohr, mittlere Kurve innerer Zählrohr, obere Kurve (fett) Summe von innen und außen. Die errechneten Punkte sind der Deutlichkeit halber verbunden.



Durch die unterschiedliche, energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Zählrohrringe des Detektors, ist eine grobe Spektroskopie der Neutronen möglich.



**Abb. 31:** Verhältnis der Neutronenausbeute von inneren zu äußerem Zählrohrring für die Anregungskurve der  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ -Reaktion. Zum Vergleich wird dieses Verhältnis auch für das Targetbacking gezeigt, aus dem hauptsächlich Neutronen aus  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  kommen. Das  $^{26}\text{Mg}$ -Target war ein Implantationstarget.

Damit sah man, daß unterhalb einer  $\alpha$ -Energie von etwa 1800 keV die gemessene Ausbeute ein immer schwerer zu trennendes Gemisch der Ausbeuten der  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ - und  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktionen ist. Deshalb war es unumgänglich die Störausbeute getrennt zu bestimmen und von der gemessenen Ausbeute abzuziehen.

### 3. Ermittlung des Untergrundes

Von vornherein im Backing enthaltene und bei der Implantation durch Blendensputtering oder Oberflächenkontamination des Targets eingebrachte Fremdisotope, sind die Ursache für unerwünschte neutronenproduzierende Reaktionen im Target. Im

Energiebereich unterhalb  $E_\alpha = 2000$  keV beeinflusst die Neutronenausbeute der Targetkontaminationen aus dem Backing den gemessenen Yield nicht unerheblich. Deshalb ist seine Kenntnis notwendig. Zuerst wurde die  $^{13}\text{C}$  Ausbeute  $Y_0$  aus dem Gold-Backing gemessen. Dann wurde die Belegung  $B_0$  des Backings mit Kohlenstoff, durch Vergleich aus Trim-Simulationen [TRIM] und Kernreaktionsmessungen, ermittelt. Will man nun die Verteilung  $Y_c$  des  $^{13}\text{C}$  im Magnesiumtarget ermitteln, so muß man den Untergrund mit der Kohlenstoffverteilung wie folgt, unter Beachtung eines Normierungsfaktors  $N$ , falten :

$$Y_c(E) = \frac{1}{N} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} Y_0(E - E') \cdot B_0(E') \cdot dE'$$

Damit ergibt sich dann der Magnesiumyield einfach zu :

$$Y_{Mg} = Y_{Mg}(\text{unkorrigiert}) - Y_c$$

Mit dem Fehler:

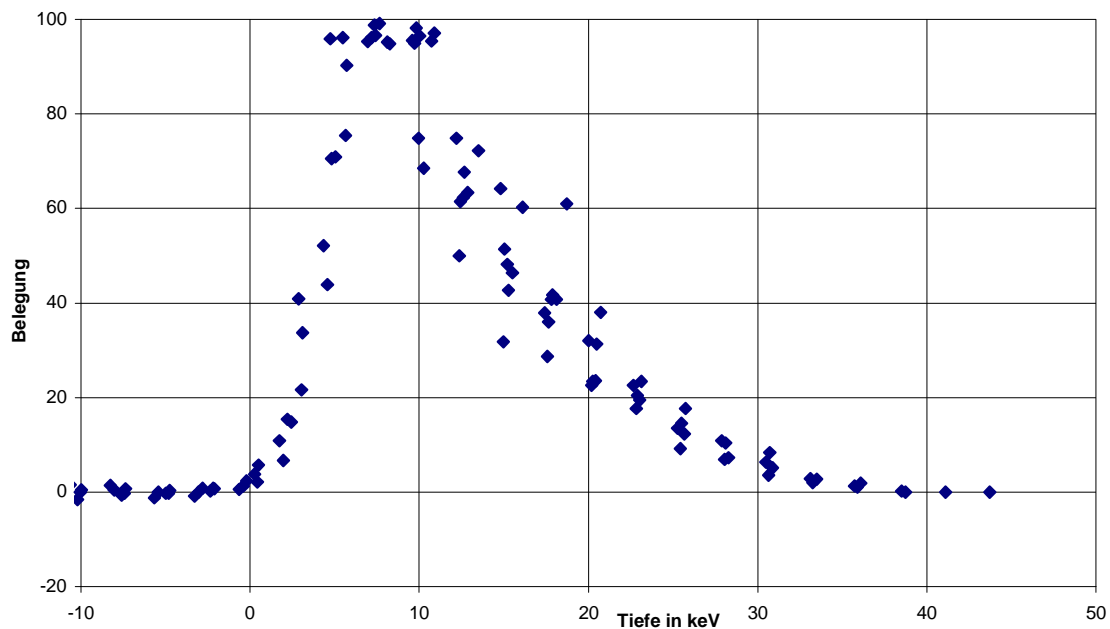
$$\Delta Y_{\text{Gesamt}} = \sqrt{\Delta Y_{Mg}^2 + (N')^2 \Delta Y_c^2 + Y_c^2 \Delta (N')^2}$$

darin bezeichnen :  $N'$  den Normierungsfaktor, der die gefaltete Ausbeute mit der ursprünglichen Ausbeute verbindet, die  $\Delta$ -Variablen sind die relativen Fehler der jeweiligen Größe.

Bei dieser Fehlerdiskussion muß natürlich beachtet werden, daß das ganze Verfahren darauf beruht, daß im kritischen Bereich unterhalb einer Einschußenergie von 2000 keV die abgezogene Ausbeute reproduzierbar bleibt. Das heißt, daß die verschiedenen Targets vergleichbare Kontaminationen mit Kohlenstoff besitzen. Dies trifft jedoch nur in dem Maße zu, wie sich der Untergrund aus dem Backing nur wenig bemerkbar macht. Zudem ist die Geschichte der Targets nur ähnlich aber nicht exakt gleich. Wie man sieht ist die Reproduzierbarkeit des Störyields und zusätzlich die Bedingung, daß er möglichst klein sein soll, nur im Energiebereich oberhalb 2200 keV gut erfüllt. Darunter ist der systematische Fehler so groß, daß nur eine grobe Upper- Limit Angabe möglich ist.

In der zweiten Strahlzeit wurde noch einmal genauer die Ausbeute von  $(\alpha, n)$ -Reaktionen aus dem Backing aufgenommen, um die Verteilung des  $^{13}\text{C}$  im Target zu erhalten. Durch Vergleich mit Messungen, die Nickel [Nic95] mittels  $(p, \gamma)$ -Reaktionen an Implantations-Goldtargets vornahm, sieht man die Messung der Verteilung bestätigt. Die Verteilung kann dann zur Faltung der Untergrundaussbeute herangezogen werden. Diese auf die gemessene  $^{13}\text{C}$ -Verteilung gefaltete Untergrundaussbeute ist dann von der gemessenen Magnesiumausbeute abzuziehen, um letztendlich zur

eigentlichen Magnesiumausbeute zu gelangen. Dabei ist allerdings zu beachten, daß das ganze Verfahren mit einem sehr großen Fehler behaftet ist, da die ganze Faltung einer Reihe von Multiplikationsfaktoren entspricht, die alle mit Fehlern behaftet sind.



**Abb. 32:** Dargestellt ist das relative Tiefenprofil eines mit Kohlenstoff implantierten Goldtargets, ermittelt am IfS mit einer  $(p,\gamma)$ -Reaktion [Nic95].

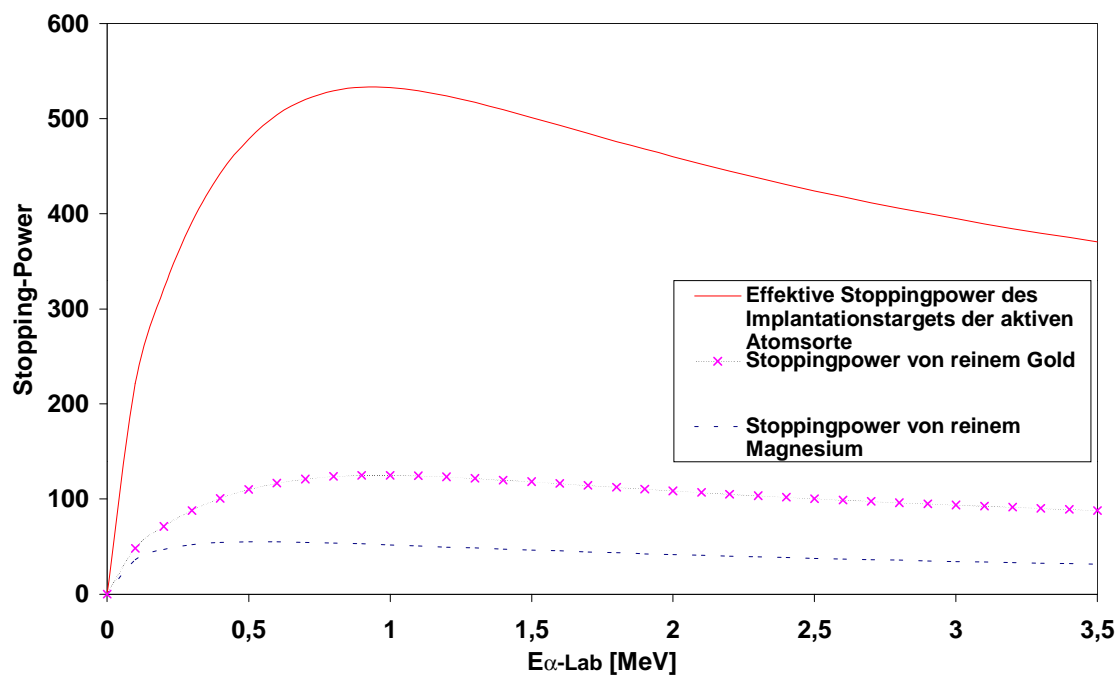
Mit der Ermittlung der Ausbeute, die von Störatomen im Implantationstarget herrührt, ist es nun möglich die Ausbeute der zu untersuchenden Magnesium  $(\alpha,n)$ -Reaktionen zu ermitteln.

#### 4. Stoppingpower

Damit der Wirkungsquerschnitt ausgerechnet werden kann, muß man zuerst die Energie des Alphateilchenstrahls und sein Verhalten im Target kennen. Dazu ist es wichtig die Stoppingpower (siehe unten) für Gold, Magnesium und einem Gold-Magnesium Implantationstarget zu kennen. Wenn ein  $\text{He}^+$ -Teilchen in ein Medium eintritt wird es durch Stöße abgebremst und verliert dabei an kinetischer Energie. Bei Eintritt eines Teilchenstrahls in ein Target hat er an dessen räumlichen Anfang die volle Energie, die jedoch

durch Wechselwirkung mit den Targetatomen mehr und mehr innerhalb des Targets abnimmt. Die Energie der eingeschossenen Teilchen ist also abhängig vom Ort im Target. Dies wird durch die energieabhängige Stoppingpower berücksichtigt [Zie77].

Die Stoppingpower ist in Einheiten von  $\epsilon = [\text{eV}/(10^{15} \text{ Atome}/\text{cm}^2)]$  angegeben und kann leicht durch Multiplikation mit der Atomdichte  $\rho = [\text{Atome}/\text{cm}^3]$  in Energieeinheiten  $S = [\text{keV}/\mu\text{m}]$  umgerechnet werden. Die Stoppingpower setzt sich aus einem elektronischen und einem nuklearen Anteil zusammen. Der elektronische Anteil überwiegt den nuklearen Anteil um das hundertfache. Weil Isotope eines Elementes die gleiche Elektronenhülle haben, braucht man zur Rechnung nur die Stoppingpower eines Magnesiumisotopes.



**Abb. 33:** Hier sind die Stoppingpower  $\epsilon$  von Magnesium und Gold in Einheiten von  $[\text{eV} / (10^{15} \text{ Atome cm}^2)]$  über der Energie eines einfallenden Alpha Teilchens aufgetragen. Zusätzlich ist noch die effektive Stoppingpower, die sich auf die aktive (implantierte) Atomsorte bezieht, aufgezeichnet.

In dieser Arbeit ist der Bereich der Stoppingpower  $\epsilon$  von 900 keV bis 3.5 MeV wichtig. Hierzu wurde  $\epsilon$  in jedem Punkt separat berechnet und in die weitere Auswertung mit einbezogen. Für ein Implantationstarget folgt aus seiner Stöchiometrie die effektive Stoppingpower für die aktiven (implantierten) Atome zu [Seu87]:

$$\epsilon_{\text{eff. aktives Material}} = \epsilon_{\text{Implantierte Atomsorte}} + \frac{\text{Backingatomanzahl}}{\text{Implantationsatomanzahl}} \cdot \epsilon_{\text{Backing Atomsorte}} \quad .$$

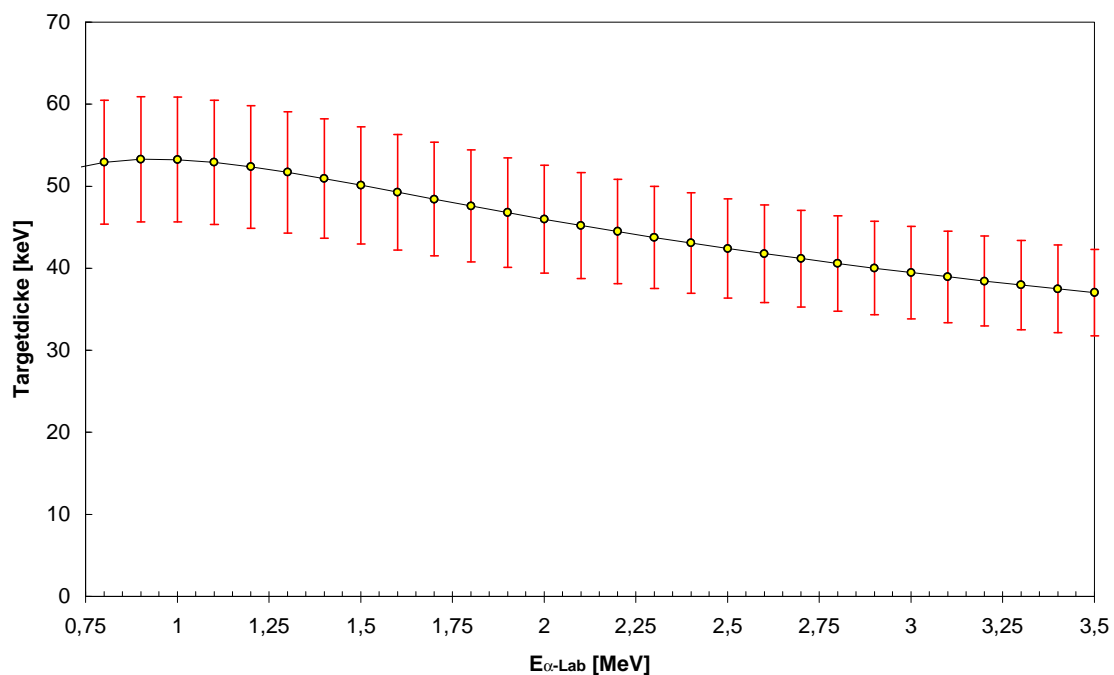
Die Targetdicke bestimmt sich aus den Implantationsparametern. Wenn die geometrische Targetdicke unbekannt ist, so kann man eine schmale bekannte Resonanz durchführen, die aufgrund des Energieverlustes des Alpha-Teilchens eine Energiebreite  $\Delta E$  anstatt der natürlichen besitzt.

Die geometrische Targetdicke ist dann:

$$d(E_\alpha) = \frac{\Delta E}{\frac{dE}{dx(E_\alpha)} \cdot c}$$

$\frac{dE}{dx(E_\alpha)}$  ist die energieabhängige Stoppingpower,

$c$  ist die Konzentration der Targetatome.



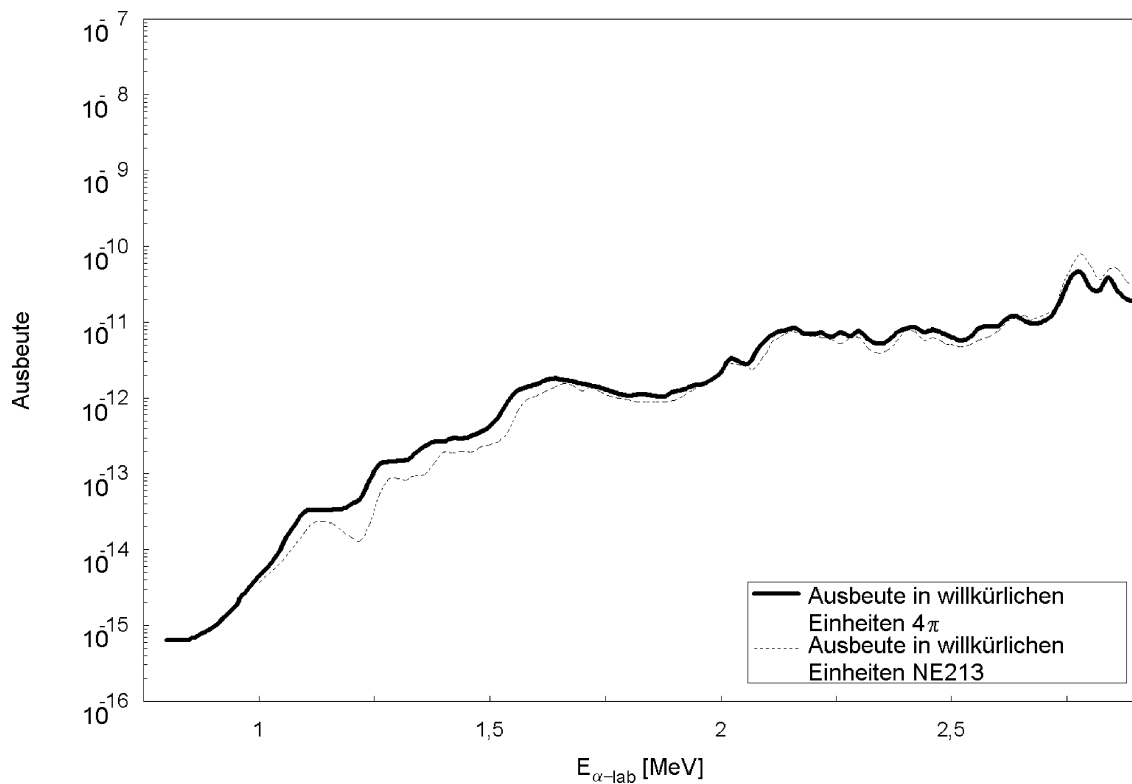
**Abb. 34:** Hier ist die Targetdicke in keV über der Energie der eingeschossenen Alphateilchen aufgetragen. Dazu wurde eine nahezu rechteckförmige Verteilung der bis zur Sättigung implantierten Magnesiumisotope von  $10^{17}$  Atome/cm<sup>2</sup> angenommen. Die Fehlerbalken beschreiben die maximal mögliche Abweichung der Implantationskurve von der idealen Rechteckform.

Nun kann der Wirkungsquerschnitt nach der Yieldformel (siehe Kapitel über die Reaktionsausbeute) unter Einbezug der Stoppingpower ausgerechnet werden.

## IV. Resultate

### 1. Neutronenausbeute

In der ersten Strahlzeit wurde zuerst nochmals ein altes aufgedampftes Magnesiumtarget des Isotops  $^{26}\text{Mg}$  durchgemessen. Damit konnte man dann die alten vorhandenen Daten überprüfen und feststellen, ob der neue Versuchsaufbau vergleichbare Resultate liefert, beziehungsweise, ob die Kühler- Daten vertrauenswürdig sind.



**Abb. 35:** Hier ist die Ausbeute für die Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha,n)^{29}\text{Si}$  eines aufgedampften Targets in relativen Einheiten aufgetragen. Die dünne, gestrichelte Kurve ist die Ausbeute, die aus den Daten der Wirkungsquerschnittkurve, die Kühler [Küc90] mit NE213 Detektoren gemessen hatte, ermittelt wurde. Die dicke Kurve ist die in dieser Arbeit mit dem  $4\pi$ -Detektor gemessene unkorrigierte Yieldkurve. Es wurden jeweils durch Aufdampfen hergestellte Magnesiumtargets verwendet. Die Kurven stimmen im Rahmen der Fehler gut überein, daß sie nicht exakt übereinander liegen, liegt daran, daß in der in dieser Arbeit ermittelten Kurve der Targetabbrand, die Efficiency und die unterschiedliche Targetdicke noch nicht berücksichtigt wurden. Es könnte auch sein, daß sich die Targets durch die jahrelange Lagerung in ihrem Aufbau verändert haben.

Die obige Abbildung veranschaulicht, daß man mit den beiden unterschiedlichen Meßverfahren und Methoden zur Auswertung zu einer guten Übereinstimmung der Resultate kommen kann. Die dickere Kurve ist die in dieser Arbeit gemessenen Ausbeute. Der Vergleich der Kurvenformen liefert also eine erste Bestätigung der Messung. Die Auswertung dieser Kurven wurde nicht weiter vorangetrieben, da die Ausbeute der durch Aufdampfen hergestellten Targets Anteile aus Störreaktionen enthält, wie Küchler [Küc90] durch Spektroskopie der Neutronen mit NE213 Detektoren zeigte.

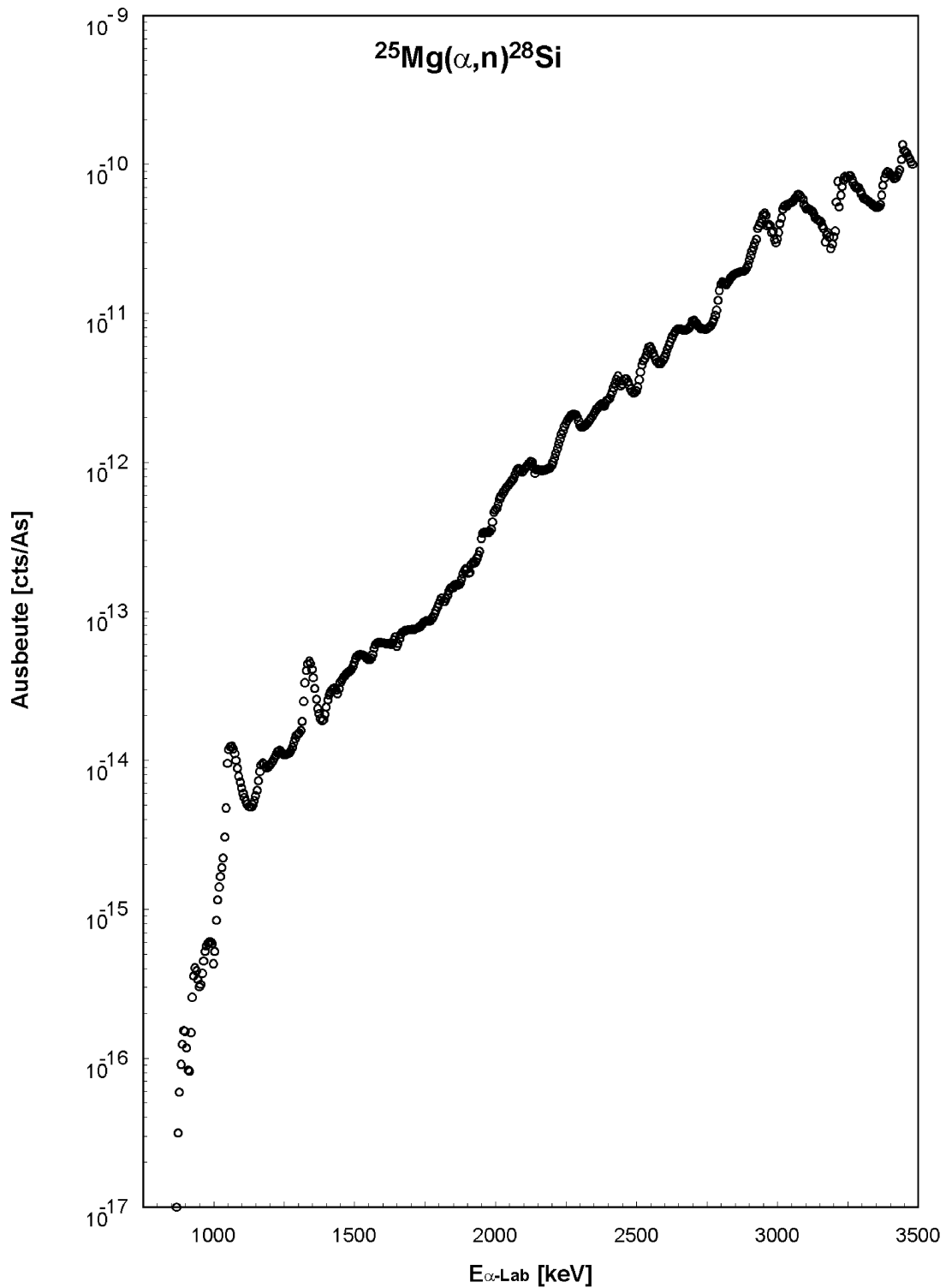
Die gemessene Ausbeutekurve von implantierten Magnesiumtargets zeigt, zu niederen  $\alpha$ -Energien hin, einen deutlich flacheren Verlauf, als bei einem aufgedampften Target. Dies läßt auf eine höhere Reinheit des Targets bezüglich Verunreinigung mit Isotopen, die störende neutronenproduzierende Reaktionen verursachen, schließen. Die Korrektur des geringfügigen Targetabbrandes wird durch einen linearen Fit über die Bestrahlungsdauer vorgenommen. Die Messung hat gezeigt, daß bis zu einer Energie von  $E_{\alpha\text{-Lab}} \leq 1600$  keV die Untergrundausbeute aus Verunreinigungen im Gold in der gleichen Größenordnung wie die des Implantationstargets liegt. Das heißt, daß unterhalb von 1600 keV die Ausbeute der  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ -Reaktion sehr schnell abfallen muß, und keine ausgeprägten Resonanzen mehr zeigt. Oberhalb von etwa 2200 keV ist die Neutronenausbeute aus Störreaktionen des Goldbackings so gering (mindestens eine Größenordnung, ab 3 MeV sogar 3 Größenordnungen, kleiner), daß sie nicht mehr ins Gewicht fällt.

Auf den folgenden Seiten werden die unmittelbaren Ergebnisse der Experimente, nämlich die unkorrigierten Neutronenausbeutekurven dargestellt.

In Abb. 36 ist dies die Ausbeute der  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ - Reaktion.

In Abb. 37 wird die Ausbeute der  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ - Reaktion dargestellt.

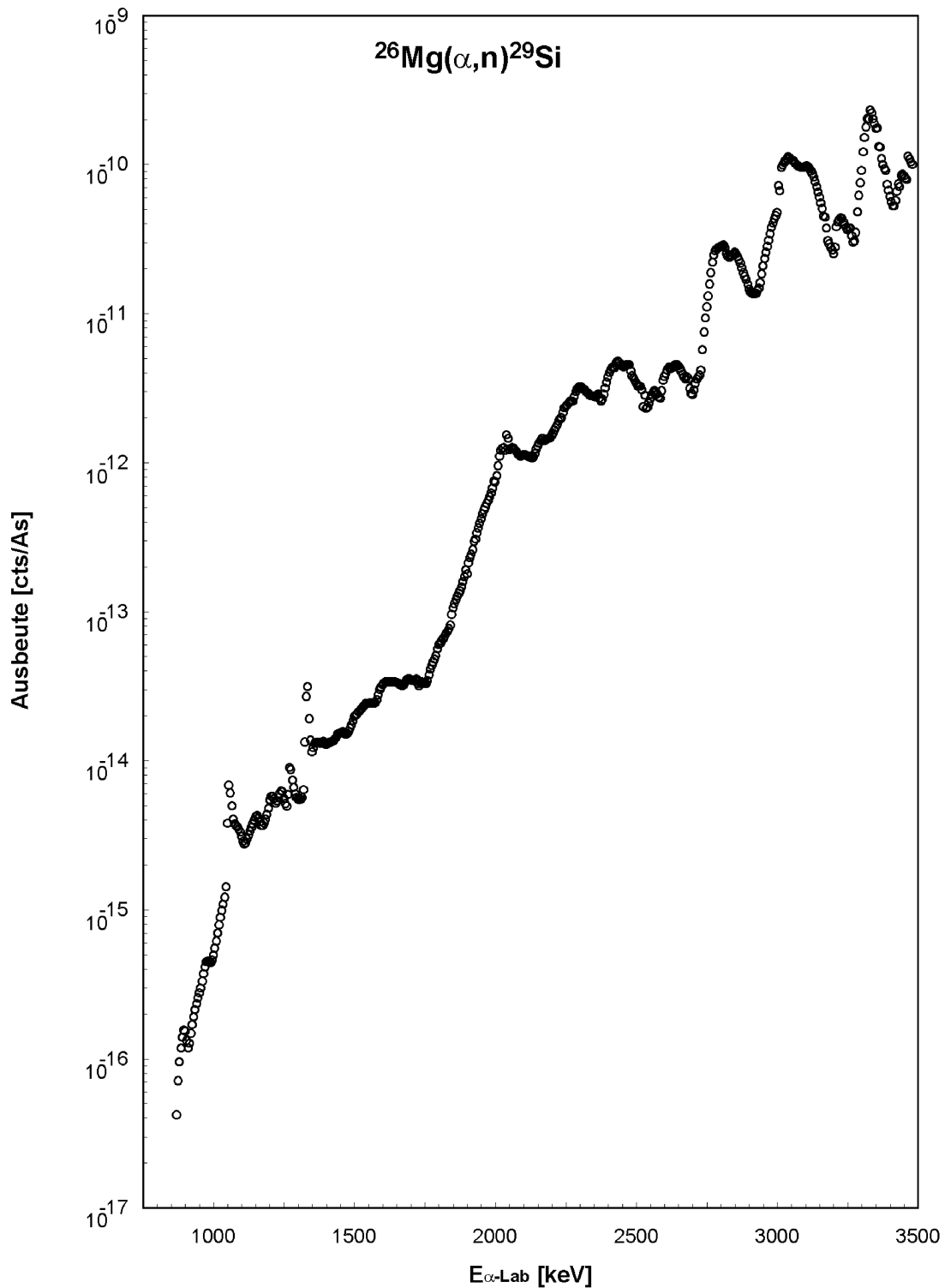
In Abb. 27 wurde bereits die Untergrundausbeute eines Backings dargestellt, sie dient zur Untergrundkorrektur der ermittelten Neutronenausbeuten von Abb. 36 und 37. Daraus wurde dann der Wirkungsquerschnitt für beide Reaktionen ermittelt. Dies ist in Abb. 39 und 40 dargestellt. In Abb. 38 sind die Untergrundausbeute und die Ausbeute aus der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  zum Vergleich dargestellt.



**Abb. 36:** Hier ist die Ausbeute für die Reaktion  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  eines  $^{25}\text{Mg}$ -Implantationstargets über der Energie dargestellt. Man erkennt deutlich die beiden, durch die Verunreinigung mit  $^{13}\text{C}$  im Target hervorgerufenen, Resonanzpeaks der Reaktion  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  bei etwa 1060 keV und 1330 keV, darunter liegt noch eine breitere Struktur bei etwa 1100 keV mit einer Breite von etwa 280 keV, wie aus [Ajz91] bekannt. Der statistische Fehler der Messung ist kleiner als 15% und liegt in der Größenordnung der dargestellten Punkte. Die Meßzeit pro Punkt lag bei 3 Minuten bis etwa eine Stunde für den niederenergetischen



Bereich. Die Targetdicke betrug zwischen 40 und 60 keV. Die Targetströme betrugen etwa 2 bis 20  $\mu\text{A}$ . Die Kurve wurde zwei mal durchgemessen und insgesamt 1500 Meßpunkte aufgenommen.

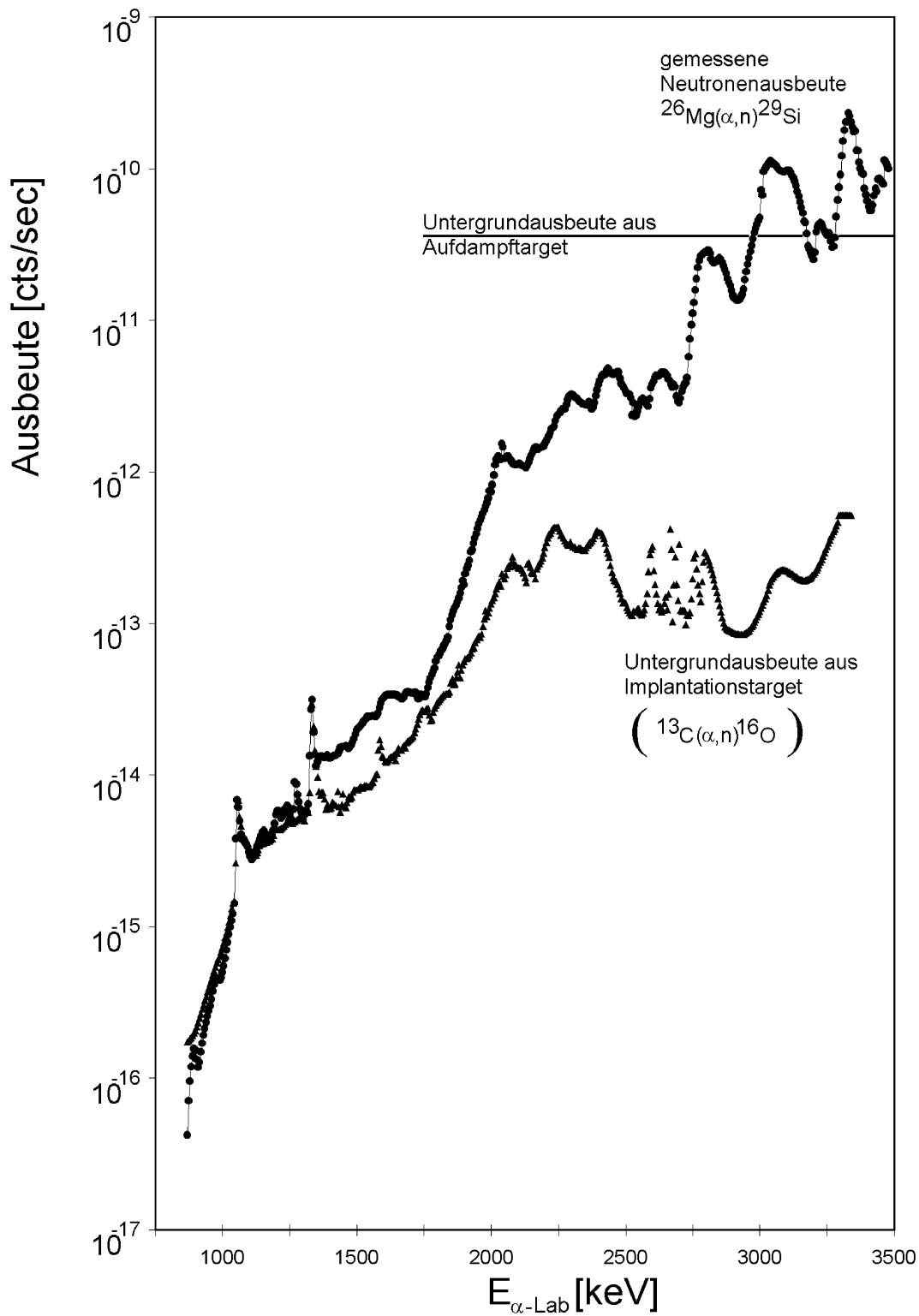


**Abb. 37:** Hier ist die Ausbeute für die Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  eines  $^{26}\text{Mg}$ -Implantationstargets über der Energie dargestellt. Man erkennt die in Abbildung 36 erwähnten Resonanzen der Störreaktion  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  bei etwa 1060 keV und 1330 keV ebenso die darunter liegende breitere Struktur bei etwa 1100 keV mit einer Breite von etwa 280 keV, wie aus [Ajz91] bekannt. Der statistische Fehler der Messung ist kleiner als 15% und liegt in der Größenordnung der dargestellten Punkte. Die Meßzeit pro Punkt lag bei 3

Minuten bis etwa eine Stunde für den niederenergetischen Bereich. Die Targetdicke betrug zwischen 40 und 60 keV. Die Targetströme betrugen etwa 2 bis 20  $\mu\text{A}$ . Die Kurve wurde drei mal durchgemessen und insgesamt 2500 Meßpunkte aufgenommen.

Von den beiden obigen Yieldkurven ist, bevor man den Wirkungsquerschnitt berechnet, noch der Untergrund aus Störreaktionen der Kontaminationen des Goldbackings, wie im Kapitel über die Ermittlung des Untergrundes beschrieben, abzuziehen. Mithilfe der Simulation der Targetbelegung mittels des Codes TRIM, der Messung der  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  Ausbeute und der im vorherigen Kapitel dargestellten Messung der Kohlenstoffbelegung eines Vergoldeten Implantationstargets, konnte die aus dem Implantationsplättchen kommende, nicht der Magnesiumreaktion zuordenbare Neutronenausbeute, gefaltet, angepaßt und abgezogen werden. Damit sind dann die Wirkungsquerschnittskurven errechnet worden.

Die Abbildung auf der folgenden Seite zeigt die Verhältnisse der verschiedenen Neutronenausbeuten. Dargestellt sind die Ausbeute aus dem implantierten Magnesiumtarget, die Ausbeute aus dem Backing und zum Vergleich die Ausbeute aus einem Tantalbacking eines Aufdampftargets (die Messung stammt von Bair [Bai62]).



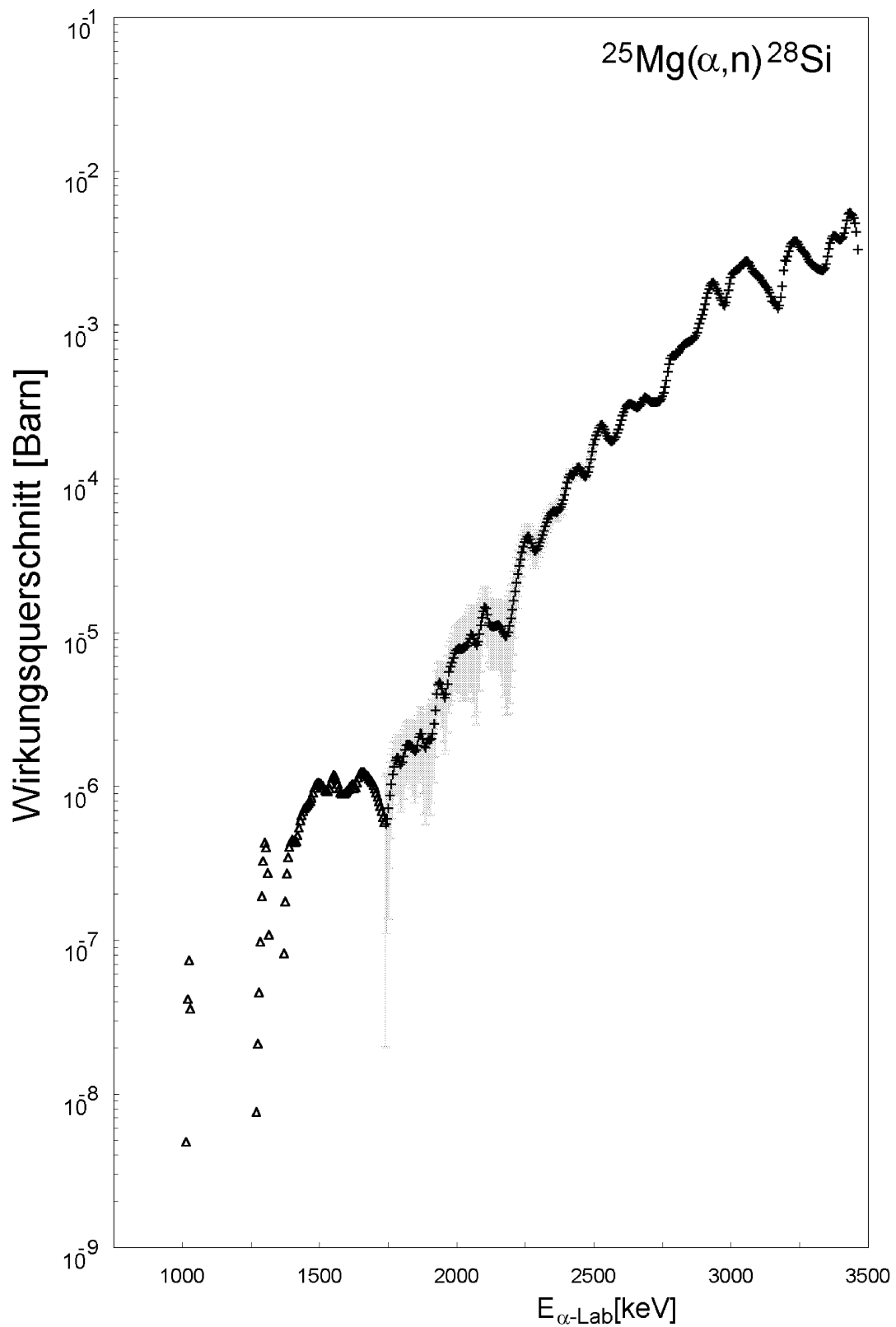
**Abb. 38:** Hier ist die Neutronenausbeute der  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  Reaktion eines  $^{26}\text{Mg}$ -Implantationstargets, die Untergrundausbeute aus den benutzten Targets und zum Vergleich die Untergrundausbeute aus einem Tantalbacking eines Aufdampftargets [Bai62] dargestellt.

## 2. Wirkungsquerschnitte

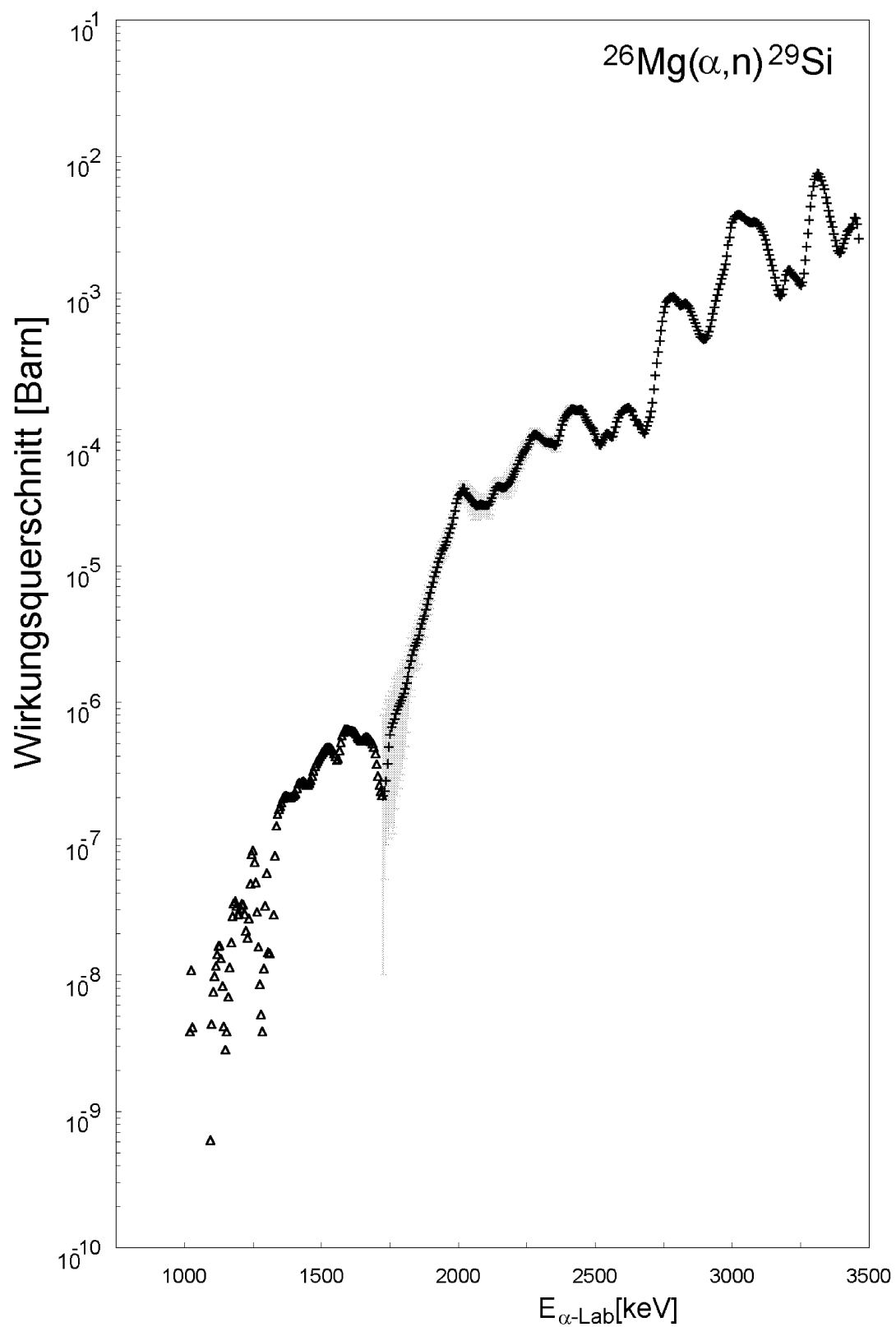
Durch Einbeziehung von Energieverlust und Targetprofil wurde eine effektive  $\alpha$ -Energie berechnet. Mit der Thin-Target-Yieldformel wurde dann die Anregungskurve für den Wirkungsquerschnitt errechnet.

Weiter wurden von der ermittelten Neutronenausbeute die an die gemessenen Resonanzen angepaßte und gefaltete Untergrundausbeute aus dem Backing abgezogen. Man erhält somit Anregungskurven, aus denen man die S-Faktor-Kurve bestimmt.

Wie die Messung mit implantierten Targets belegen, ist es gelungen, die Störatomkonzentration zu verringern und das gewünschte Magnesiumisotop von seinem Nachbarisotop abzutrennen. Da die Störkonzentration nicht auf Null gedrückt werden konnte, macht die Berechnung einer Neutronenausbeute bei tieferen Energien Schwierigkeiten. Es können aber Obergrenzen für die Ausbeute der Magnesiumreaktionen angegeben werden.



**Abb. 39:** Anregungsfunktion der Reaktion  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  im Laborsystem. Die Kurve wurde korrigiert auf die Untergrundaussbeute aus Störreaktionen. Meßpunkte sind durch Kreuze, Obergrenzen durch Dreiecke dargestellt. Der Fehlerbereich ist schraffiert.



**Abb. 40:** Anregungsfunktion der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  im Laborsystem. Die Kurve wurde korrigiert auf die Untergrundaussbeute aus Störreaktionen. Meßpunkte sind durch Kreuze, Obergrenzen durch Dreiecke dargestellt. Der Fehlerbereich ist schraffiert.

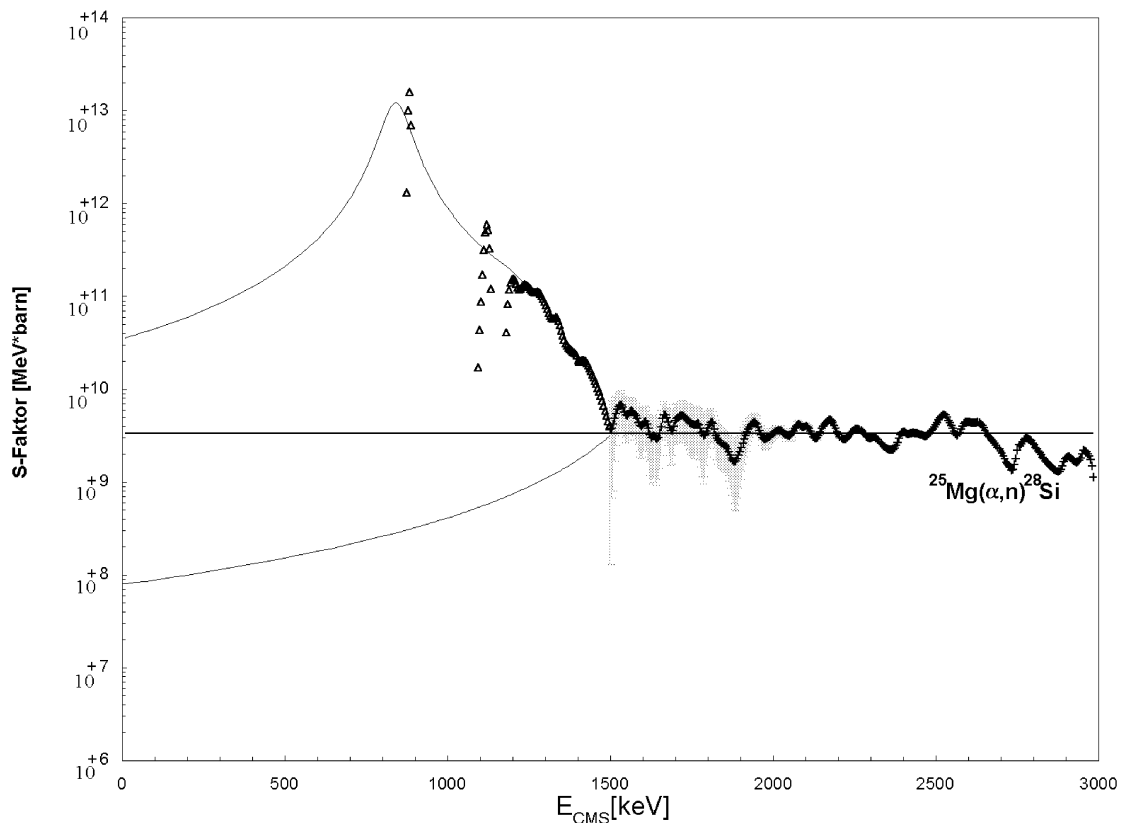
### 3. S-Faktor

Der astrophysikalische S-Faktor wird aus der Anregungskurve, wie im Abschnitt I. 5. beschrieben, nach der Formel:

$$S(E) = E \sigma(E) e^{(2\pi\eta)}$$

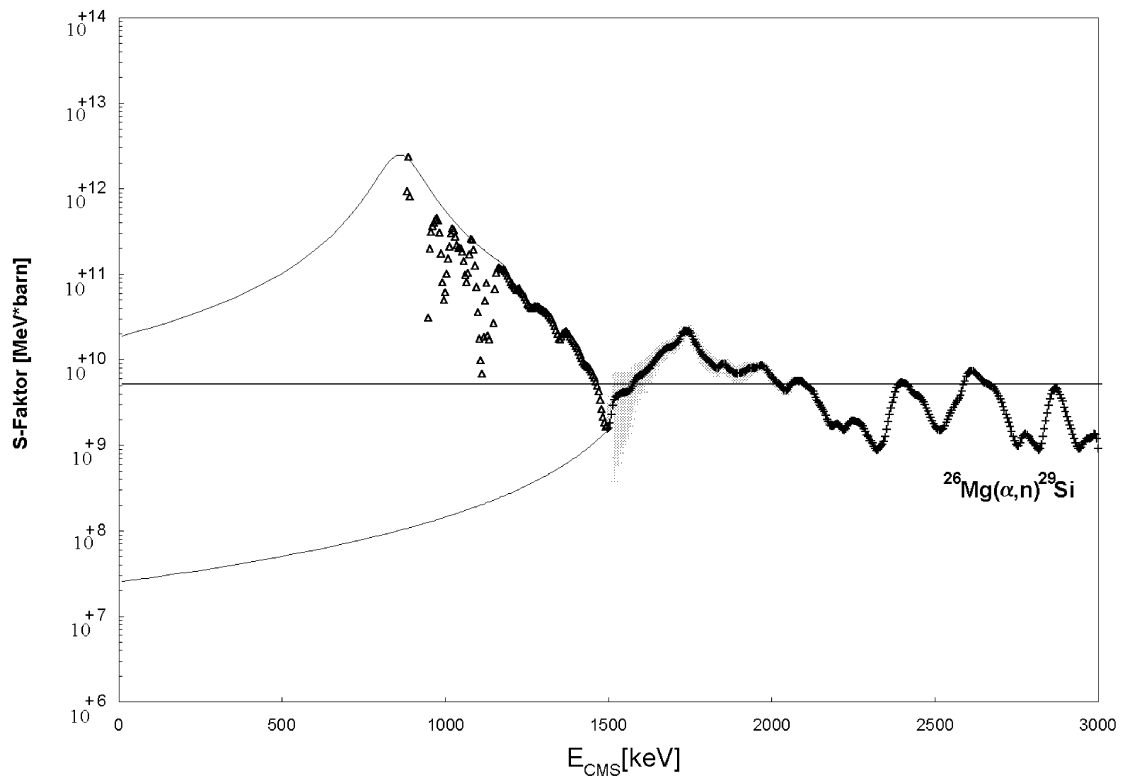
errechnet.

In den beiden folgenden Abbildungen sind die S-Faktoren für die Reaktionen  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  dargestellt. Man sieht deutlich die gefundenen Resonanzen. Eingezeichnet sind ebenfalls die möglichen Verlängerungen des S-Faktors, die zur Berechnung der Reaktionsraten (siehe Kapitel weiter unten) dienen.



**Abb. 41:** S-Faktor der Reaktion  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  (Kreuze) in Abhängigkeit der Energie im Schwerpunktsystem (CMS). Die Dreiecke stellen Obergrenzen dar. Eingezeichnet ist zusätzlich die Extrapolation des S-Faktors zu niedrigen Energien. Die durchgezogene, flache Linie ist der ermittelte Mittelwert des S-Faktors und dient als Verlängerung zu kleineren Energien. Weiter sind die Extremwerte der Verlängerung des S-Faktors eingezeichnet. Der untere wurde hergeleitet aus der Annahme, daß im Zwischenkern keine weiteren Resonanzen mehr auftreten. Als oberer Extremwert schmiegt sich eine Resonanz an die Obergrenzen des ermittelten S-Faktors an.

Unterhalb einer Energie von 1500 keV steigt der S-Faktor trotz Untergrundkorrekturen an, wofür keine physikalische Erklärung gefunden werden kann. Der S-Faktor wurde deshalb entsprechend dem Mittelwert der S-Faktor-Kurve nach unten extrapoliert. Als Extremwert für den Bereich der Unsicherheit werden einerseits die Obergrenzen und andererseits eine Extrapolation ohne Resonanzen unterhalb 1500 keV angesetzt.



**Abb. 42:** S-Faktor der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha,n)^{29}\text{Si}$  (Kreuze) in Abhängigkeit der Energie im Schwerpunktsystem (CMS). Die Dreiecke stellen Obergrenzen dar. Eingezeichnet ist zusätzlich die Extrapolation des S-Faktors zu niedrigen Energien. Die durchgezogene, flache Linie ist der ermittelte Mittelwert des S-Faktors und dient als Verlängerung zu kleineren Energien. Weiter sind die Extremwerte der Verlängerung des S-Faktors eingezeichnet. Der untere wurde hergeleitet aus der Annahme, daß im Zwischenkern keine weiteren Resonanzen mehr auftreten. Als oberer Extremwert schmiegt sich eine Resonanz an die Obergrenzen des ermittelten S-Faktors an.

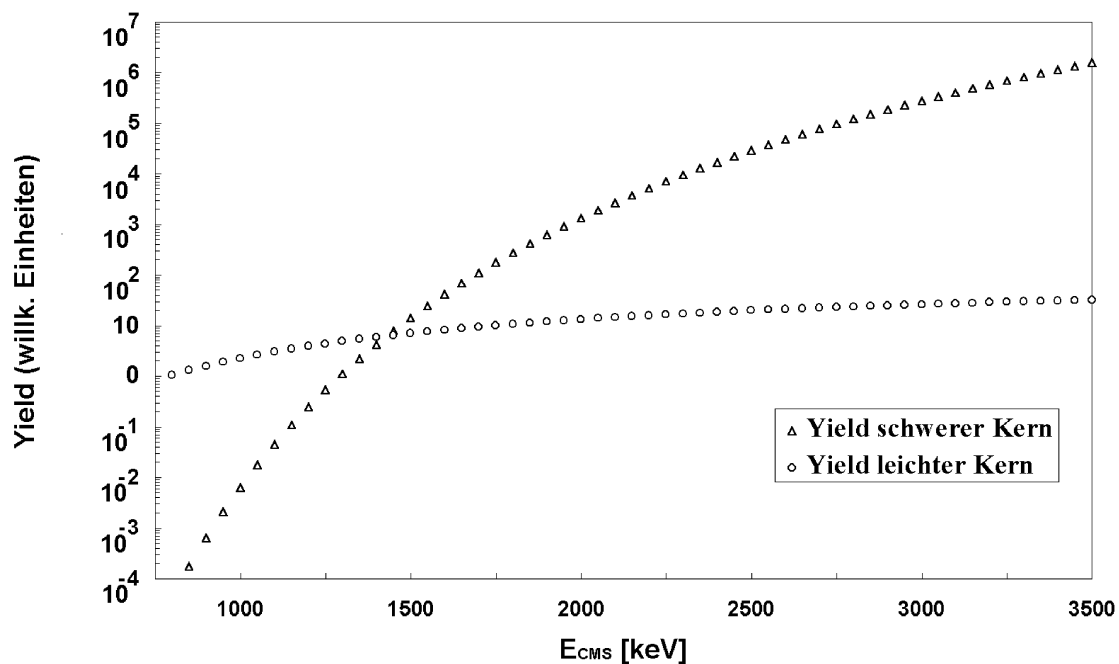
An den Abbildungen sieht man, daß der S-Faktor beider Reaktionen bis hinunter zu einer Energie von ca.  $E_{\text{CMS}} = 1500$  keV nicht global ansteigt, sondern nur Resonanzen aufzeigt. Der Anstieg zu tieferen Energien kommt vermutlich aus Targetverunreinigungen, die für kleine Energien ins Gewicht fallen. Der Anstieg ist nur durch Upper-Limits gegeben, der wahre S-Faktor liegt vermutlich weit darunter. Der rasche Anstieg der Kurven bei beiden Reaktionen über mehrere Dekaden kann seine Ursache in starken



Resonanzen der jeweiligen Reaktion haben. Er kann aber auch, was wahrscheinlich hier zutrifft, durch eine Überlagerung von zwei verschiedenen Ausbeuten zweier unterschiedlicher Isotope, die in stark unterschiedlichen Konzentrationen im Target vorliegen, zustande kommen.

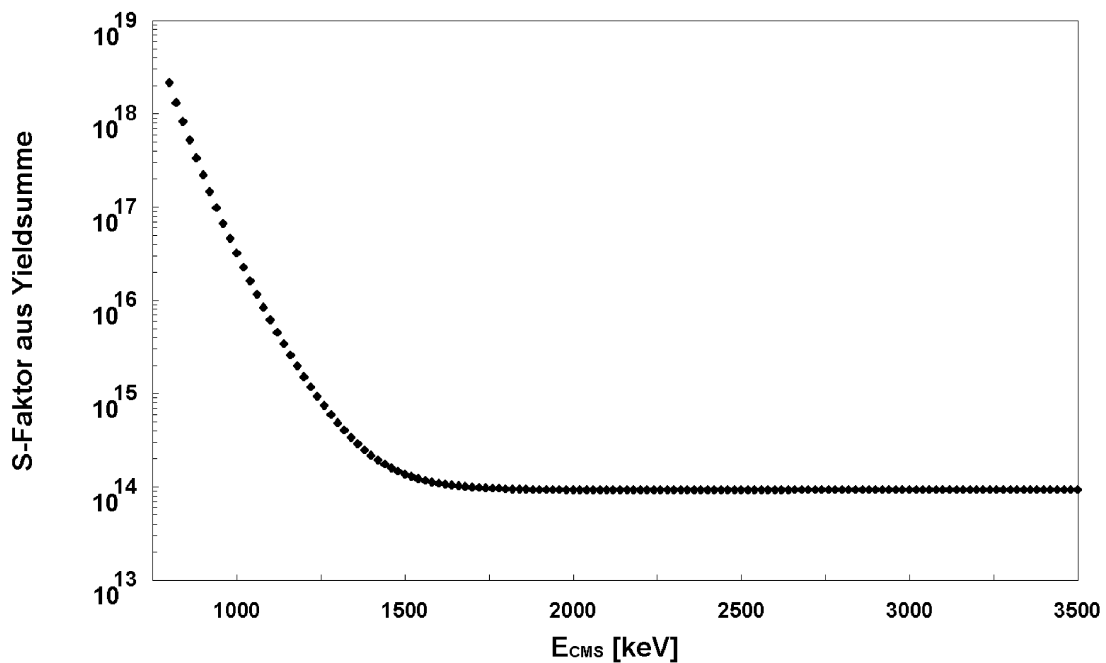
Als Beispiel dazu eine Abbildung zweier idealer Yieldkurven, die aus einem vereinfachten statistischen Modell für Kernreaktionen [Hau52] hergeleitet wurden. Im implantierten Target sind zwei Atomsorten, die eine meßbare Neutronenausbeute liefern, vorhanden. Ein schwerer Kern, wie etwa in unserem Fall  $^{25}\text{Mg}$ , und ein leichter Kern wie etwa  $^{13}\text{C}$ , der als unerwünschte Kontamination im Target vorliegt. Es wird weiter angenommen, daß der schwerere Kern um ca. 4 Größenordnungen häufiger im Target vorkommt als der leichtere, wie es auch bei den hier untersuchten Targets der Fall war.

Das Beispiel zeigt deutlich, daß leichtere Kerne für Reaktionen des Typs  $(\alpha, n)$  mit geladenen Teilchen zu kleineren Energien hin einen weniger steil abfallenden Wirkungsquerschnitt haben, als schwere Kerne, da dort naturgemäß die zu überwindende Coulombschwelle viel größer ist.



**Abb. 43:** Abgebildet sind zwei hypothetische ideale Yieldkurven (vereinfachtes statistisches Modell [Hau52]) für zwei unterschiedlich schwere Kerne für  $(\alpha, n)$ -Reaktionen. Der schwerere Kern kommt um 4 Größenordnungen häufiger im Target vor.

Der leichtere Kern dominiert bei niedrigeren Energien die Ausbeute unter der Annahme einer  $10^{-4}$  fach geringeren Konzentration. Daraus wird dann die Summenausbeute berechnet und der S-Faktor ermittelt.



**Abb. 44:** Der S-Faktor aus der Summenausbeute der beiden hypothetischen Yieldkurven eines schweren und eines leichten Kernes in einem Festkörpertarget. Aufgetragen in relativen Einheiten.

Ein leichterer Kern, der als Verunreinigung nur mit geringer Häufigkeit im Target vorkommt, aber zu tiefen Energien nicht so schnell im Wirkungsquerschnitt abfällt wie ein schwererer Kern, zwingt den S-Faktor eines schwereren Meßkerns bei Experimenten mit  $(\alpha, n)$ -Reaktionen, die keine Möglichkeit zur Spektroskopie oder der exakten Ermittlung des Untergrundes haben, zu tiefen Energien hin scheinbar nach oben. Wenn also die Bestimmung der Untergrundaussbeute nicht exakt gelingt, so bleibt immer ein Rest übrig, der für einen starken Anstieg im S-Faktor sorgt. Als Ergebnis ist dann nur eine Abschätzung der Obergrenzen möglich, denn die Daten geben mangels ausreichender energetischer Trennung nicht mehr her.

Die Untergrundbestimmung führt im unteren Energiebereich zu entsprechenden Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt, beziehungsweise im S-Faktor.

## 4. Resonanzen

Die im Experiment verwendeten Targets hatten eine durchschnittliche Targetdicke von umgerechnet etwa 50 keV, so daß man es in der Regel nicht mit einem wirklich dünnen Target zu tun hat, besser ist die Näherung für ein dickes Target, wie im Abschnitt über die Reaktionsausbeute beschrieben. Die Lage der Resonanzen ist, im Gegensatz zur Auswertung anderer Autoren, nicht durch das Maximum der Resonanz in der Yield-Kurve gegeben, da der  $\alpha$ -Teilchenstrahl über die Targetdicke abgebremst wird und damit immer mit einer Energieverteilung gemessen wird. Um die Resonanzbreite und -stärke zu ermitteln wurde deshalb eine Thick-Target-Yield je nach Targetdicke und Resonanzbreite in die Yield-Kurve eingefittet. Durch Variation der Resonanzparameter über die Breite und Stärke der Resonanz wurde der Fehler der Rechnung ermittelt. Zusätzlich ergibt sich noch ein statistischer Fehler von maximal 5% und eine Unsicherheit durch die Bestimmung des Untergrundes in der Reaktionsausbeute (die entsprechenden Werte sind in einer Tabelle des Wirkungsquerschnittes im Anhang aufgelistet). Im Bereich der Upper-Limits wurde auf die Bestimmung der Resonanzparameter verzichtet. Eine prinzipielle Grenze der Auflösung ist durch die Targetdicke gegeben. Ebenso ist es möglich, daß unter einer Resonanz in der Ausbeute mehrere dünne Resonanzen liegen, die wegen der Targetdicke als eine Resonanz erscheinen. Dies behaftet die Resonanzparameter mit einer systematischen Unsicherheit.

Auf folgender Seite sind die Resonanzparameter der Reaktion  $^{25}\text{Mg}(\alpha,n)^{28}\text{Si}$  dargestellt.

### Resonanzen der Reaktion $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$

Nr.	$E_{\text{cms}}$ [keV]	$E_x$ [MeV]	$E_\alpha$ [keV]	$\pm \Delta E_\alpha$ [keV]	$\omega\gamma$ [keV]	$\pm \Delta \omega\gamma$ [keV]	$\Gamma$ [keV]	$\pm \Delta \Gamma$ [keV]
1	2955	14.08	3428	11	3000	900	11	4
2	2901	14.03	3365	5	2400	750	18	6
?	2836	13.96	3290	15	?	?	?	?
4	2778	13.91	3223	10	2950	600	25	6
?	2666	13.79	3093	15	?	?	?	?
6	2605	13.73	3023	15	2300	470	39	10
7	2518	13.64	2921	5	970	300	19	7
?	2453	13.58	2845	6	?	?	?	?
9	2401	13.53	2785	5	225	45	18	5
10	2316	13.44	2687	5	200	60	39	13
11	2252	13.38	2613	6	160	30	30	7
12	2170	13.30	2517	5	80	30	14	6
13	2088	13.22	2423	11	70	30	36	18
14	2084	13.21	2418	12	65	25	22	9
15	2011	13.14	2334	10	25	4	20	4
16	1935	13.06	2245	5	20	2	20	5
?	1824	12.95	2116	10	?	?	?	?
?	1784	12.91	2069	5	?	?	?	?
19	1729	12.86	2006	15	2.6	0.8	8	3
20	1676	12.80	1944	15	0.93	0.4	4	2
21	1634	12.76	1896	15	0.42	0.2	22	10
22	1583	12.71	1837	20	0.27	0.17	5	2
23	1538	12.67	1784	7	0.25	0.18	5	3

**Abb. 45:** Die Resonanzen der Reaktion  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ , ihre Lage, Stärke und Breite im Laborsystem. Die angegebenen Fehler sind die aus dem Fit ermittelten Gesamtfehler. Ist in der Tabelle ein Fragezeichen eingezeichnet, so bedeutet dies, daß die entsprechende Resonanz nur sehr schwach oder nur als eine "Schulter" einer anderen zu sehen war.

Auf folgender Seite sind die Resonanzparameter der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  dargestellt.

### Resonanzen der Reaktion $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$

Nr.	$E_{\text{cms}}$ [keV]	$E_x$ [MeV]	$E_\alpha$ [keV]	$\pm \Delta E_\alpha$ [keV]	$\omega\gamma$ [keV]	$\pm \Delta \omega\gamma$ [keV]	$\Gamma$ [keV]	$\pm \Delta \Gamma$ [keV]
1	2974	13.62	3432	8	3500	1200	38	15
2	2865	13.51	3307	5	5000	1250	17	5
3	2774	13.42	3202	7	330	70	5	1
4	2682	13.33	3095	15	1800	400	27	7
6	2609	13.25	3010	12	3400	350	33	5
7	2444	13.09	2821	5	430	90	18	5
8	2390	13.03	2758	6	390	200	10	5
9	2258	12.90	2606	5	60	20	20	8
10	2199	12.84	2538	6	50	18	40	20
?	2125	12.77	2453	5	?	?	?	?
12	2077	12.72	2397	6	90	20	34	10
13	1985	12.63	2290	5	27	14	22	8
?	1938	12.58	2237	6	?	?	?	?
15	1840	12.48	2123	10	20	11	40	19
16	1741	12.38	2010	5	10	4	10	4
?	1692	12.34	1953	15	?	?	?	?
?	1654	12.30	1909	10	?	?	?	?
?	1600	12.24	1846	10	?	?	?	?
20	1543	12.19	1781	15	0.08	0.04	5	3

**Abb. 46:** Die Resonanzen der Reaktion  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ , ihre Lage, Stärke und Breite im Laborsystem. Die angegebenen Fehler sind die aus dem Fit ermittelten Gesamtfehler.

## 5. Reaktionsraten

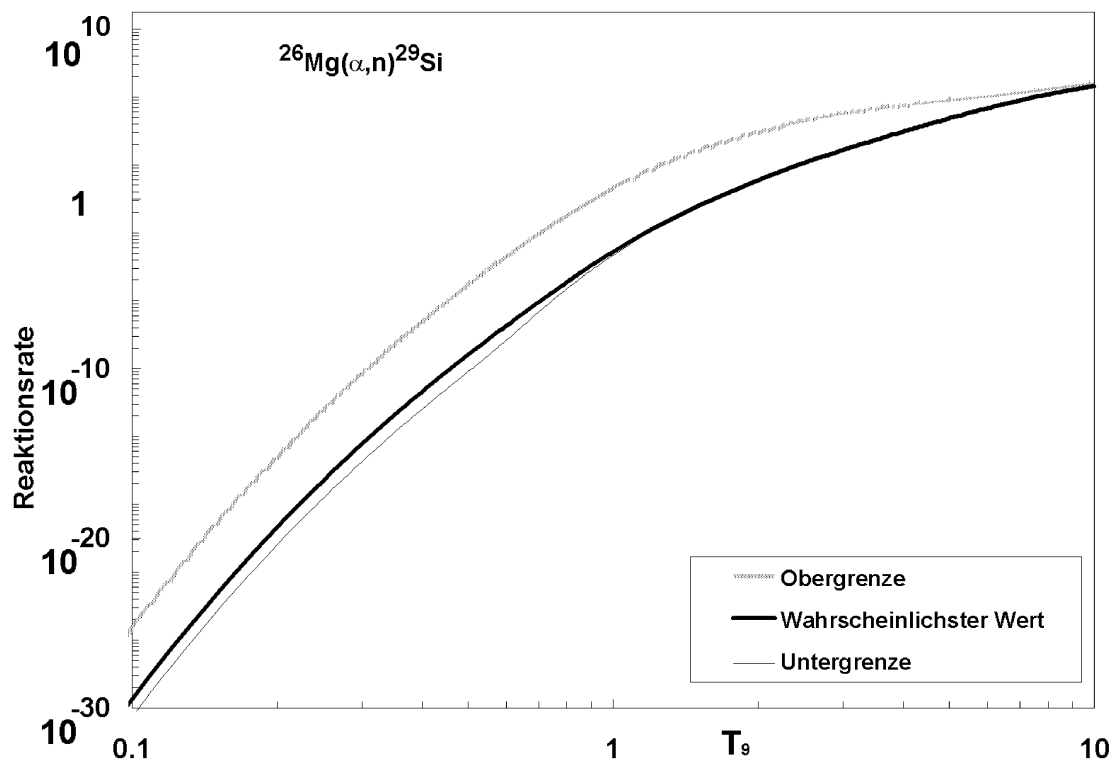
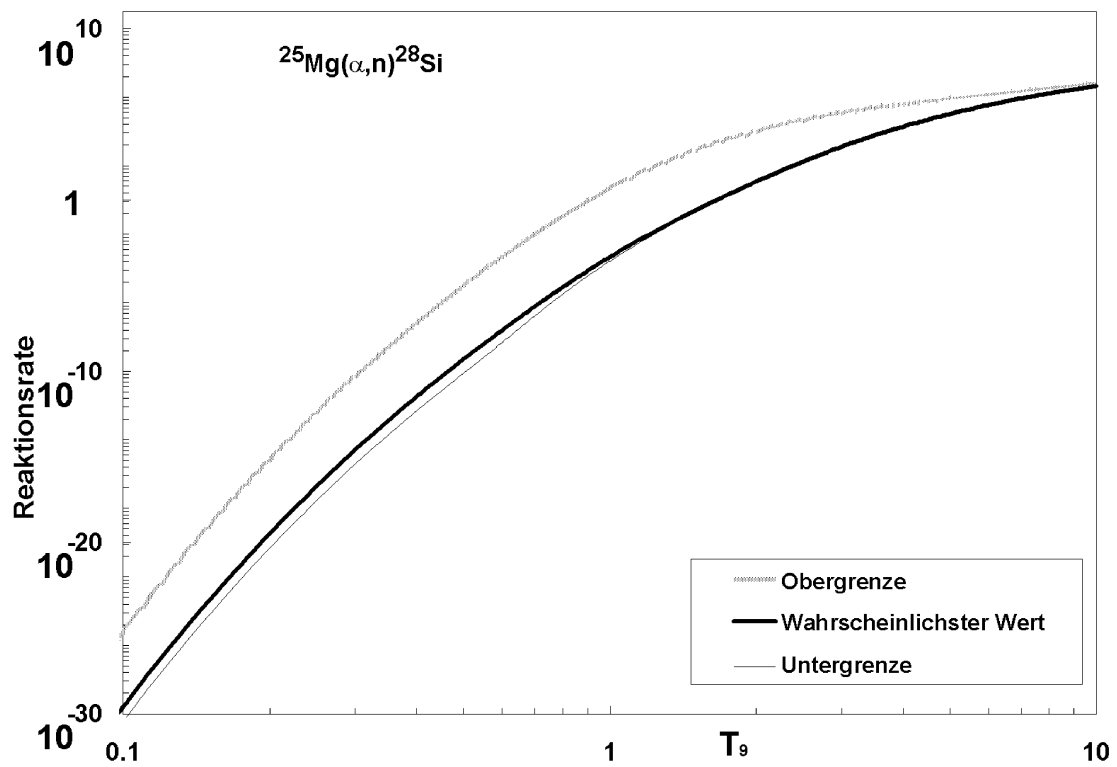
Zur Gewinnung der Reaktionsraten muß der Wirkungsquerschnitt im gesamten Energiebereich von 0 bis unendlich bekannt sein. Da die Reaktionen bis hinunter zu einer Energie von ca.  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 900 \text{ keV}$  vermessen und unterhalb  $E_{\alpha\text{-Lab}} \approx 1700 \text{ keV}$  Upper-Limits gewonnen wurden, mußte der untere Energiebereich der S-Faktor-Kurve zur Berechnung der Reaktionsraten zu tieferen Energien hin extrapoliert werden. Siehe dazu auch Abb. 41 und 42. Im Bereich über  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 3500 \text{ keV}$  wurden vorhandene Literaturdaten eingerechnet.

Dies alles geschah folgendermaßen:

- Der wahrscheinlichste Wert wurde durch Mittelung des S-Faktors über den gemessenen Energiebereich ermittelt. Dem liegt die Annahme des statistischen Hauser- Feshbach- Modells [Hau52] zugrunde, nachdem die hohe Niveaudichte im hoch angeregten Zwischenkern annähernd konstant bleibt. Somit ist der mittlere S-Faktor eine gute Näherung für tiefere Energien.
- Ein oberer Extremwert wurde dadurch ermittelt, daß die ermittelten Obergrenzen des S-Faktors durch eine breite Resonanz abgeschätzt wurden. Eine andere Möglichkeit wäre Energieniveaus des Zwischenkerns mit einzubeziehen, von denen jedoch Breite und Höhe in der Literatur unbekannt sind [End90].
- Ein unterer Extremwert wurde festgesetzt durch die Annahme, daß unterhalb von  $E_{\text{CMS}} = 1500 \text{ keV}$  keine weiteren Resonanzen im Zwischenkern auftauchen.
- Im Bereich über  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 3500 \text{ keV}$  wurde die Reaktionsrate aus Daten von Russel [Rus72] und Anderson [And83] berechnet. Oberhalb  $E_{\alpha\text{-Lab}} = 8 \text{ MeV}$  spielt der Wirkungsquerschnitt für den stellaren Temperaturbereich keine Rolle mehr und konnte deshalb als konstant angenommen werden.

Die durch dieses Experiment unter Laborbedingungen ermittelte Reaktionsrate ist von den in Sternen gültigen geringfügig verschieden. In Sternen ist der Targetkern durch die dort herrschenden Temperaturen in höhere Niveaus angeregt, so daß der i-te Zustand des Kerns schon bevölkert ist. Deshalb muß die Reaktionsrate korrigiert werden. Der Korrekturterm ist jedoch im gemessenen Temperaturbereich ungefähr gleich 1, so daß er kaum ins Gewicht fällt. Er wird mit  $g_0 = 2J_0 + 1$  und  $g_i = 2J_i + 1$  durch die normalisierte "Partition Function"  $G = \sum_i g_i (g_0)^{-1} \exp(-E_i/kT)$  beschrieben. Darin bezeichnet i den Zustand i mit Spin  $J_i$  (in  $\hbar/2\pi$  Einheiten) und Energie  $E_i$ .

In den folgenden beiden Diagrammen sind jeweils die Obergrenzen, die wahrscheinlichsten Werte und die Untergrenzen der ermittelten Raten dargestellt.



**Abb. 47:** Darstellung der Reaktionsraten  $r$  [ $\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$ ] (mit Ober- Unter- grenzen) der  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  - und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  - Reaktionen.

Zum Erhalt einer Näherungsformel für die Reaktionsrate wird sie nach der Entwicklung von Woosley *et al.* [Woo78] im Temperaturbereich von  $0.01 T_9$  bis  $10 T_9$  parametrisiert:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = T_9^{-2/3} \exp[A - (\tau T_9^{1/3})(1 + B T_9 + C T_9^2 + D T_9^3)]$$

Man erhält damit folgende Parameter um die stellaren Reaktionsraten zu fitten.

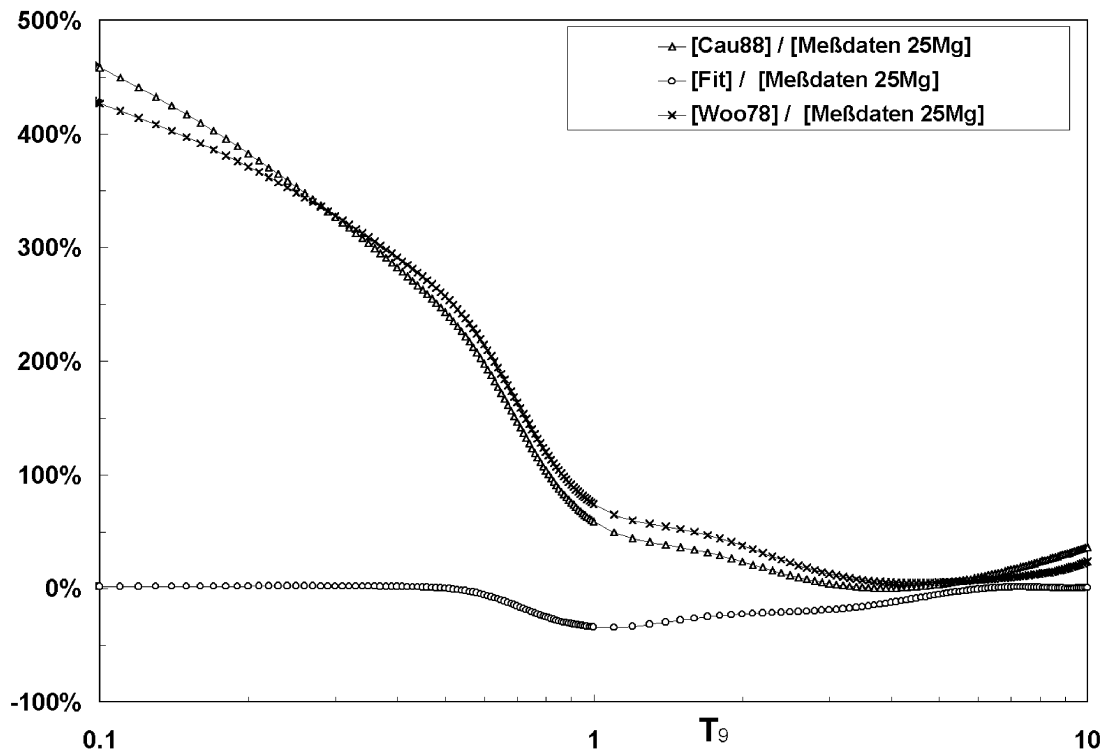
	Diese Arbeit		Woosley <i>et. al.</i>	
Typ	$^{25}\text{Mg}(\alpha, n)$	$^{26}\text{Mg}(\alpha, n)$	$^{25}\text{Mg}(\alpha, n)$	$^{26}\text{Mg}(\alpha, n)$
$\tau$	53.41	53.50	53.42	53.51
A	45.35	45.79	47.24	47.35
B	-1.886E-3	1.494E-2	1.667E-2	1.694E-2
C	3.010E-3	2.375E-4	1.302E-3	9.252E-4
D	-1.306E-4	-7.055E-6	-7.781E-5	-5.195E-5

**Abb. 48:** Tabelle der Fitparameter für die Reaktionsrate nach der Formel von Woosley *et. al.* [Woo78].

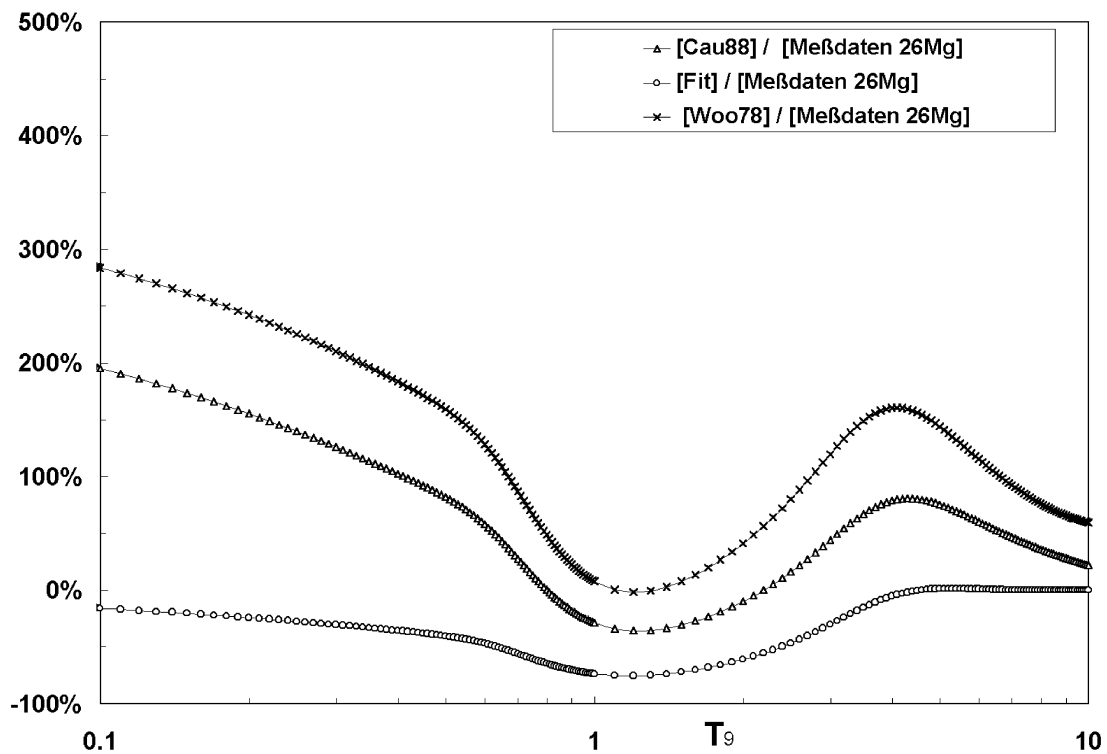
Die ermittelten Reaktionsraten stimmen im Rahmen der Fehler im oberen Temperaturbereich  $T_9 > 6$  gut ( $\sim \pm 20\%$ ) mit den bisher von anderen Autoren genannten überein, zu niedrigeren Temperaturen  $T_9 \sim 0.5$  hin ( $\geq \pm 200\%$ ) macht sich bemerkbar, daß in dieser Arbeit genauer und zu weitaus tieferen Energien gemessen, und die Ausbeute aus dem Backing berücksichtigt, wurde. Somit korrigiert diese Arbeit die bestehenden Literaturdaten und erweitert sie zu tiefen Energien hin.

Die Verhältnisse von den gewonnenen Raten aus den Meßwerten zu den ermittelten Fits und zu den Werten des Fits von Caughlan und Fowler [Cau88], sind in den untenstehenden Diagrammen dargestellt.





**Abb. 49:** Dargestellt sind die relativen Abweichungen, der aus den Meßwerten und Verlängerungen der Anregungskurve gewonnenen Reaktionsraten für  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ , zu dem in dieser Arbeit ermittelten Fit, zu dem Fit von Woosley [Woo78] und zu dem Fit von Caughlan [Cau88].



**Abb. 50:** Dargestellt sind dieselben relativen Abweichungen wie oben für  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ .

## V. Ausblick

Wie diese Arbeit gezeigt hat, ist die Neutronenausbeute aus dem Backing für tiefe Energien nicht zu vernachlässigen. Die Verwendung von hochreinen implantierten Targets reduziert den Untergrund um bis zu zwei Größenordnungen.

Als Verbesserungen der Messung wären folgende Maßnahmen denkbar:

Messung in inverser Kinematik, womit das Problem der Targetherstellung vereinfacht wäre, jedoch die Messung an einem Beschleuniger stattzufinden hätte, der Mg-Ionen bis zu einer Energie im Laborsystem von 22 MeV beschleunigt, weiter findet eine beträchtliche Verbreiterung der Resonanzen durch die Kinematik statt. Ein weiteres Problem dieser Methode sind elastische Stöße des Magnesiums mit dem Heliumgas. Dadurch werden  $\alpha$ -Teilchen bis etwa 10 MeV erzeugt, die zu einer ganzen Reihe störender ( $\alpha, n$ )-Reaktionen führen. Man müßte eine sehr aufwendige Differenzmessung mit  $^{24}\text{Mg}$  durchführen, die jedoch nicht unbedingt zum Erfolg führt.

Ein "Gedankenexperiment" wäre Spektroskopie der Neutronen mit hoher Nachweisempfindlichkeit. Jedoch existiert noch kein denkbare Konzept für eine Anordnung oder einen Detektor, der spektroskopiert und auch nur annähernd die notwendige Empfindlichkeit, wie die des verwendeten  $4\pi$ -Detektors, zeigt.

Ein möglicher Weg wäre eine sehr viel aufwendigere und langwierigere Targetherstellung in einem Halbleiterlabor mit niedrigen Strömen, so daß kein Blendensputtering auftritt, und unter sehr gutem kohlenwasserstofffreiem Ultrahochvakuum.

Die ermittelte Reaktionsrate bestätigt, daß die beiden vermessenen Magnesiumisotope in der explosiven Neonbrennphase eine bedeutende Rolle spielen. Im Bereich um  $T_9 = 3$  erzeugen sie mit hohen  $\alpha$ -Flüssen genügend Neutronen zur Elementsynthese. Dies wird auch von Sternmodellrechnungen gefordert, um die Verteilung und Häufigkeiten der Elemente im Universum zu erklären.

## VI. Anhang

### Dokumentation der Meßergebnisse

#### A Wirkungsquerschnitt und S-Faktor

In folgenden Tabellen sind die Wirkungsquerschnitte und die S-Faktoren für die Reaktionen  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  und  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$  dargestellt. Mit U.L. sind Upper-Limit Angaben gekennzeichnet.

**Tabelle für  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ :**

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
3462	2984	3.1E+00	1.5E-01	1.1E+09
3457	2980	4.0E+00	2.0E-01	1.5E+09
3452	2976	4.6E+00	2.3E-01	1.7E+09
3447	2971	5.0E+00	2.5E-01	1.9E+09
3442	2967	5.2E+00	2.6E-01	2.0E+09
3437	2963	5.3E+00	2.7E-01	2.1E+09
3432	2958	5.4E+00	2.7E-01	2.2E+09
3427	2954	5.3E+00	2.6E-01	2.2E+09
3422	2950	4.8E+00	2.4E-01	2.0E+09
3417	2945	4.3E+00	2.1E-01	1.8E+09
3412	2941	4.0E+00	2.0E-01	1.7E+09
3407	2937	3.7E+00	1.9E-01	1.6E+09
3402	2932	3.6E+00	1.8E-01	1.6E+09
3397	2928	3.6E+00	1.8E-01	1.6E+09
3392	2924	3.6E+00	1.8E-01	1.7E+09
3387	2919	3.7E+00	1.9E-01	1.7E+09
3382	2915	3.8E+00	1.9E-01	1.8E+09
3377	2911	3.8E+00	1.9E-01	1.9E+09
3372	2907	3.8E+00	1.9E-01	1.9E+09
3367	2902	3.7E+00	1.8E-01	1.9E+09

<b>E<sub><math>\alpha</math>-Lab</sub> [keV]</b>	<b>E<sub>CMS</sub> [keV]</b>	<b><math>\sigma</math> <sup>25</sup>Mg(a,n)<sup>28</sup>Si [mb]</b>	<b><math>\Delta\sigma</math> [mb]</b>	<b>S<sub>CMS</sub> [MeVb]</b>
3362	2898	3.4E+00	1.7E-01	1.8E+09
3357	2894	3.1E+00	1.6E-01	1.6E+09
3351	2889	2.8E+00	1.4E-01	1.5E+09
3346	2885	2.5E+00	1.3E-01	1.4E+09
3341	2881	2.3E+00	1.2E-01	1.3E+09
3336	2876	2.3E+00	1.1E-01	1.3E+09
3331	2872	2.3E+00	1.1E-01	1.3E+09
3326	2868	2.3E+00	1.1E-01	1.3E+09
3321	2863	2.3E+00	1.2E-01	1.4E+09
3316	2859	2.3E+00	1.2E-01	1.4E+09
3311	2855	2.4E+00	1.2E-01	1.5E+09
3306	2850	2.4E+00	1.2E-01	1.5E+09
3301	2846	2.4E+00	1.2E-01	1.6E+09
3296	2842	2.5E+00	1.2E-01	1.6E+09
3291	2837	2.5E+00	1.3E-01	1.7E+09
3286	2833	2.6E+00	1.3E-01	1.8E+09
3281	2829	2.7E+00	1.3E-01	1.9E+09
3276	2824	2.8E+00	1.4E-01	2.0E+09
3271	2820	2.9E+00	1.5E-01	2.1E+09
3266	2816	3.0E+00	1.5E-01	2.2E+09
3261	2811	3.0E+00	1.5E-01	2.2E+09
3256	2807	3.1E+00	1.6E-01	2.4E+09
3251	2803	3.2E+00	1.6E-01	2.5E+09
3246	2798	3.4E+00	1.7E-01	2.6E+09
3241	2794	3.5E+00	1.7E-01	2.8E+09
3236	2790	3.5E+00	1.8E-01	2.9E+09
3231	2785	3.5E+00	1.7E-01	2.9E+09
3226	2781	3.5E+00	1.7E-01	2.9E+09
3221	2777	3.4E+00	1.7E-01	2.9E+09
3216	2772	3.2E+00	1.6E-01	2.8E+09
3211	2768	3.0E+00	1.5E-01	2.7E+09
3206	2764	2.8E+00	1.4E-01	2.5E+09
3201	2759	2.6E+00	1.3E-01	2.4E+09
3196	2755	2.6E+00	1.3E-01	2.5E+09
3191	2751	2.3E+00	1.1E-01	2.2E+09
3186	2746	1.8E+00	9.0E-02	1.8E+09
3181	2742	1.5E+00	7.6E-02	1.5E+09
3176	2738	1.3E+00	6.7E-02	1.4E+09
3171	2734	1.3E+00	6.4E-02	1.3E+09
3166	2729	1.3E+00	6.7E-02	1.4E+09
3161	2725	1.4E+00	7.0E-02	1.5E+09
3156	2721	1.4E+00	7.1E-02	1.6E+09
3151	2716	1.4E+00	7.2E-02	1.6E+09
3146	2712	1.5E+00	7.7E-02	1.8E+09
3141	2708	1.6E+00	8.1E-02	1.9E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(a,n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
3136	2703	1.7E+00	8.5E-02	2.1E+09
3131	2699	1.8E+00	8.8E-02	2.2E+09
3126	2695	1.8E+00	9.0E-02	2.3E+09
3121	2690	1.8E+00	9.2E-02	2.3E+09
3116	2686	1.9E+00	9.4E-02	2.5E+09
3111	2682	2.0E+00	9.8E-02	2.6E+09
3106	2677	2.0E+00	1.0E-01	2.7E+09
3101	2673	2.1E+00	1.0E-01	2.9E+09
3096	2669	2.1E+00	1.1E-01	3.0E+09
3091	2664	2.1E+00	1.1E-01	3.1E+09
3086	2660	2.2E+00	1.1E-01	3.2E+09
3081	2656	2.2E+00	1.1E-01	3.4E+09
3076	2651	2.3E+00	1.2E-01	3.6E+09
3071	2647	2.4E+00	1.2E-01	3.8E+09
3066	2643	2.5E+00	1.3E-01	4.0E+09
3061	2638	2.6E+00	1.3E-01	4.2E+09
3055	2634	2.6E+00	1.3E-01	4.3E+09
3050	2630	2.6E+00	1.3E-01	4.4E+09
3045	2625	2.5E+00	1.3E-01	4.4E+09
3040	2621	2.5E+00	1.2E-01	4.4E+09
3035	2617	2.4E+00	1.2E-01	4.3E+09
3030	2612	2.4E+00	1.2E-01	4.3E+09
3025	2608	2.3E+00	1.2E-01	4.4E+09
3020	2604	2.3E+00	1.1E-01	4.4E+09
3015	2599	2.3E+00	1.1E-01	4.4E+09
3010	2595	2.2E+00	1.1E-01	4.5E+09
3005	2591	2.2E+00	1.1E-01	4.4E+09
3000	2586	2.0E+00	1.0E-01	4.3E+09
2995	2582	1.9E+00	9.3E-02	4.0E+09
2990	2578	1.7E+00	8.4E-02	3.7E+09
2985	2573	1.5E+00	7.6E-02	3.4E+09
2980	2569	1.4E+00	7.0E-02	3.2E+09
2975	2565	1.3E+00	6.7E-02	3.1E+09
2970	2561	1.4E+00	6.9E-02	3.3E+09
2965	2556	1.5E+00	7.3E-02	3.5E+09
2960	2552	1.5E+00	7.6E-02	3.8E+09
2955	2548	1.6E+00	8.0E-02	4.1E+09
2950	2543	1.7E+00	8.3E-02	4.3E+09
2945	2539	1.7E+00	8.7E-02	4.6E+09
2940	2535	1.8E+00	9.2E-02	5.0E+09
2935	2530	1.9E+00	9.5E-02	5.3E+09
2930	2526	1.9E+00	9.4E-02	5.3E+09
2925	2522	1.8E+00	9.1E-02	5.3E+09
2920	2517	1.7E+00	8.6E-02	5.1E+09
2915	2513	1.6E+00	8.1E-02	4.9E+09

<b>E<sub><math>\alpha</math>-Lab</sub> [keV]</b>	<b>E<sub>CMS</sub> [keV]</b>	<b><math>\sigma</math> <sup>25</sup>Mg(a,n)<sup>28</sup>Si [mb]</b>	<b><math>\Delta\sigma</math> [mb]</b>	<b>S<sub>CMS</sub> [MeVb]</b>
2910	2509	1.5E+00	7.5E-02	4.7E+09
2905	2504	1.4E+00	6.9E-02	4.3E+09
2900	2500	1.3E+00	6.3E-02	4.1E+09
2895	2496	1.2E+00	5.9E-02	3.9E+09
2890	2491	1.1E+00	5.5E-02	3.7E+09
2885	2487	1.0E+00	5.1E-02	3.5E+09
2880	2483	9.6E-01	4.8E-02	3.4E+09
2875	2478	9.0E-01	4.5E-02	3.3E+09
2870	2474	8.5E-01	4.3E-02	3.2E+09
2865	2470	8.2E-01	4.1E-02	3.1E+09
2860	2465	8.0E-01	4.0E-02	3.1E+09
2855	2461	7.9E-01	4.0E-02	3.1E+09
2850	2457	7.9E-01	3.9E-02	3.2E+09
2845	2452	7.8E-01	3.9E-02	3.2E+09
2840	2448	7.7E-01	3.9E-02	3.3E+09
2835	2444	7.6E-01	3.8E-02	3.3E+09
2830	2439	7.5E-01	3.7E-02	3.3E+09
2825	2435	7.4E-01	3.7E-02	3.4E+09
2820	2431	7.2E-01	3.6E-02	3.4E+09
2815	2426	7.0E-01	3.5E-02	3.3E+09
2810	2422	6.7E-01	3.4E-02	3.3E+09
2805	2418	6.5E-01	3.3E-02	3.3E+09
2800	2413	6.4E-01	9.0E-02	3.3E+09
2795	2409	6.4E-01	8.9E-02	3.3E+09
2790	2405	6.4E-01	8.9E-02	3.4E+09
2785	2400	6.3E-01	8.8E-02	3.5E+09
2780	2396	6.0E-01	8.5E-02	3.4E+09
2775	2392	5.6E-01	7.8E-02	3.2E+09
2770	2388	5.0E-01	6.9E-02	2.9E+09
2764	2383	4.4E-01	6.1E-02	2.7E+09
2759	2379	3.9E-01	5.5E-02	2.5E+09
2754	2375	3.6E-01	5.1E-02	2.3E+09
2749	2370	3.4E-01	4.8E-02	2.2E+09
2744	2366	3.3E-01	4.6E-02	2.2E+09
2739	2362	3.2E-01	4.5E-02	2.2E+09
2734	2357	3.2E-01	4.4E-02	2.2E+09
2729	2353	3.2E-01	4.4E-02	2.3E+09
2724	2349	3.1E-01	4.4E-02	2.3E+09
2719	2344	3.1E-01	4.4E-02	2.4E+09
2714	2340	3.1E-01	4.4E-02	2.4E+09
2709	2336	3.2E-01	4.4E-02	2.5E+09
2704	2331	3.2E-01	4.5E-02	2.6E+09
2699	2327	3.3E-01	4.6E-02	2.7E+09
2694	2323	3.3E-01	4.7E-02	2.8E+09
2689	2318	3.4E-01	4.7E-02	3.0E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(\alpha,n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2684	2314	3.4E-01	4.7E-02	3.0E+09
2679	2310	3.3E-01	4.6E-02	3.0E+09
2674	2305	3.2E-01	4.4E-02	3.0E+09
2669	2301	3.1E-01	4.3E-02	3.0E+09
2664	2297	3.0E-01	4.1E-02	3.0E+09
2659	2292	2.9E-01	4.1E-02	3.0E+09
2654	2288	2.9E-01	4.1E-02	3.1E+09
2649	2284	3.0E-01	4.2E-02	3.2E+09
2644	2279	3.0E-01	4.2E-02	3.3E+09
2639	2275	3.1E-01	4.3E-02	3.5E+09
2634	2271	3.1E-01	4.3E-02	3.6E+09
2629	2266	3.1E-01	4.3E-02	3.7E+09
2624	2262	3.1E-01	4.3E-02	3.7E+09
2619	2258	3.0E-01	4.2E-02	3.7E+09
2614	2253	2.9E-01	4.0E-02	3.7E+09
2609	2249	2.7E-01	3.8E-02	3.6E+09
2604	2245	2.6E-01	3.6E-02	3.5E+09
2599	2240	2.4E-01	3.4E-02	3.4E+09
2594	2236	2.3E-01	3.2E-02	3.2E+09
2589	2232	2.1E-01	2.9E-02	3.1E+09
2584	2227	2.0E-01	2.8E-02	3.0E+09
2579	2223	1.9E-01	1.8E-01	2.9E+09
2574	2219	1.8E-01	1.7E-01	2.9E+09
2569	2215	1.8E-01	1.7E-01	2.9E+09
2564	2210	1.8E-01	1.7E-01	3.0E+09
2559	2206	1.8E-01	1.7E-01	3.1E+09
2554	2202	1.8E-01	1.8E-01	3.2E+09
2549	2197	1.9E-01	1.8E-01	3.5E+09
2544	2193	2.0E-01	1.9E-01	3.7E+09
2539	2189	2.1E-01	2.0E-01	4.0E+09
2534	2184	2.2E-01	2.1E-01	4.4E+09
2529	2180	2.2E-01	2.2E-01	4.6E+09
2524	2176	2.2E-01	2.2E-01	4.7E+09
2519	2171	2.1E-01	2.1E-01	4.6E+09
2514	2167	2.0E-01	2.0E-01	4.5E+09
2509	2163	1.9E-01	1.9E-01	4.4E+09
2504	2158	1.8E-01	1.7E-01	4.2E+09
2499	2154	1.7E-01	1.6E-01	4.0E+09
2494	2150	1.5E-01	1.4E-01	3.7E+09
2489	2145	1.3E-01	1.3E-01	3.4E+09
2484	2141	1.2E-01	1.2E-01	3.2E+09
2479	2137	1.1E-01	1.1E-01	3.0E+09
2474	2132	1.1E-01	1.0E-01	2.9E+09
2468	2128	1.0E-01	9.8E-02	3.0E+09
2463	2124	1.0E-01	9.9E-02	3.1E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(\alpha,n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2458	2119	1.1E-01	1.0E-01	3.3E+09
2453	2115	1.1E-01	1.1E-01	3.5E+09
2448	2111	1.2E-01	1.1E-01	3.7E+09
2443	2106	1.2E-01	1.1E-01	3.9E+09
2438	2102	1.2E-01	1.1E-01	4.0E+09
2433	2098	1.1E-01	1.1E-01	4.0E+09
2428	2093	1.1E-01	1.0E-01	3.9E+09
2423	2089	1.1E-01	9.7E-02	3.9E+09
2418	2085	1.1E-01	9.7E-02	4.1E+09
2413	2080	1.1E-01	9.7E-02	4.2E+09
2408	2076	1.0E-01	9.2E-02	4.2E+09
2403	2072	9.5E-02	8.5E-02	4.0E+09
2398	2067	8.7E-02	7.7E-02	3.7E+09
2393	2063	7.9E-02	6.9E-02	3.5E+09
2388	2059	7.3E-02	6.3E-02	3.3E+09
2383	2054	6.8E-02	5.9E-02	3.2E+09
2378	2050	6.5E-02	5.6E-02	3.2E+09
2373	2046	6.4E-02	5.4E-02	3.2E+09
2368	2042	6.2E-02	5.3E-02	3.2E+09
2363	2037	6.1E-02	5.2E-02	3.2E+09
2358	2033	6.1E-02	5.2E-02	3.3E+09
2353	2029	6.2E-02	5.3E-02	3.5E+09
2348	2024	6.1E-02	5.3E-02	3.6E+09
2343	2020	6.0E-02	5.2E-02	3.6E+09
2338	2016	5.8E-02	5.0E-02	3.6E+09
2333	2011	5.5E-02	4.7E-02	3.5E+09
2328	2007	5.2E-02	4.4E-02	3.5E+09
2323	2003	4.9E-02	4.1E-02	3.4E+09
2318	1998	4.6E-02	3.8E-02	3.3E+09
2313	1994	4.3E-02	3.6E-02	3.2E+09
2308	1990	4.1E-02	3.3E-02	3.1E+09
2303	1985	3.9E-02	3.1E-02	3.0E+09
2298	1981	3.7E-02	2.9E-02	2.9E+09
2293	1977	3.5E-02	2.7E-02	2.9E+09
2288	1972	3.4E-02	2.6E-02	2.9E+09
2283	1968	3.4E-02	2.6E-02	3.0E+09
2278	1964	3.6E-02	2.7E-02	3.2E+09
2273	1959	3.8E-02	3.0E-02	3.6E+09
2268	1955	4.1E-02	3.2E-02	4.0E+09
2263	1951	4.2E-02	3.3E-02	4.2E+09
2258	1946	4.2E-02	3.3E-02	4.4E+09
2253	1942	4.1E-02	3.1E-02	4.4E+09
2248	1938	3.9E-02	2.9E-02	4.3E+09
2243	1933	3.6E-02	2.6E-02	4.1E+09
2238	1929	3.3E-02	2.3E-02	3.9E+09



$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(a,n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2233	1925	3.0E-02	2.0E-02	3.7E+09
2228	1920	2.7E-02	1.7E-02	3.4E+09
2223	1916	2.4E-02	1.4E-02	3.2E+09
2218	1912	2.1E-02	1.2E-02	2.9E+09
2213	1907	1.9E-02	9.2E-03	2.6E+09
2208	1903	1.6E-02	7.2E-03	2.3E+09
2203	1899	1.4E-02	5.6E-03	2.1E+09
2198	1894	1.2E-02	4.4E-03	1.9E+09
2193	1890	1.1E-02	3.4E-03	1.8E+09
2188	1886	1.0E-02	3.0E-03	1.7E+09
2183	1881	9.6E-03	2.9E-03	1.6E+09
2178	1877	9.5E-03	3.2E-03	1.7E+09
2172	1873	9.7E-03	3.8E-03	1.8E+09
2167	1869	1.0E-02	4.5E-03	1.9E+09
2162	1864	1.1E-02	5.2E-03	2.1E+09
2157	1860	1.1E-02	5.7E-03	2.3E+09
2152	1856	1.1E-02	5.9E-03	2.4E+09
2147	1851	1.1E-02	6.0E-03	2.5E+09
2142	1847	1.1E-02	5.9E-03	2.5E+09
2137	1843	1.1E-02	5.7E-03	2.6E+09
2132	1838	1.1E-02	5.6E-03	2.7E+09
2127	1834	1.1E-02	5.8E-03	2.8E+09
2122	1830	1.1E-02	5.9E-03	2.9E+09
2117	1825	1.2E-02	6.4E-03	3.2E+09
2112	1821	1.3E-02	7.9E-03	3.7E+09
2107	1817	1.4E-02	9.4E-03	4.2E+09
2102	1812	1.5E-02	9.3E-03	4.5E+09
2097	1808	1.4E-02	8.4E-03	4.4E+09
2092	1804	1.2E-02	7.0E-03	4.1E+09
2087	1799	1.1E-02	5.5E-03	3.8E+09
2082	1795	9.9E-03	4.2E-03	3.5E+09
2077	1791	8.8E-03	3.0E-03	3.2E+09
2072	1786	8.3E-03	2.5E-03	3.2E+09
2067	1782	8.6E-03	2.8E-03	3.4E+09
2062	1778	9.1E-03	3.5E-03	3.8E+09
2057	1773	9.6E-03	4.1E-03	4.1E+09
2052	1769	9.7E-03	4.4E-03	4.3E+09
2047	1765	9.2E-03	4.1E-03	4.2E+09
2042	1760	8.6E-03	3.7E-03	4.1E+09
2037	1756	8.3E-03	3.5E-03	4.1E+09
2032	1752	8.1E-03	3.6E-03	4.2E+09
2027	1747	7.9E-03	3.6E-03	4.3E+09
2022	1743	7.8E-03	3.6E-03	4.4E+09
2017	1739	7.8E-03	3.7E-03	4.6E+09
2012	1734	7.9E-03	4.0E-03	4.8E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg(a,n)}^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2007	1730	7.9E-03	4.1E-03	4.9E+09
2002	1726	7.8E-03	4.3E-03	5.1E+09
1997	1721	7.7E-03	4.4E-03	5.2E+09
1992	1717	7.3E-03	4.2E-03	5.2E+09
1987	1713	6.8E-03	3.9E-03	5.0E+09
1982	1708	6.4E-03	3.6E-03	4.9E+09
1977	1704	6.0E-03	3.3E-03	4.8E+09
1972	1700	5.5E-03	3.0E-03	4.6E+09
1967	1696	4.6E-03	2.2E-03	4.0E+09
1962	1691	4.0E-03	1.7E-03	3.6E+09
1957	1687	3.8E-03	1.6E-03	3.5E+09
1952	1683	4.0E-03	1.9E-03	3.9E+09
1947	1678	4.3E-03	2.4E-03	4.4E+09
1942	1674	4.6E-03	2.8E-03	4.9E+09
1937	1670	4.8E-03	3.0E-03	5.3E+09
1932	1665	4.6E-03	2.8E-03	5.3E+09
1927	1661	4.0E-03	2.3E-03	4.8E+09
1922	1657	3.1E-03	1.5E-03	3.9E+09
1917	1652	2.6E-03	1.1E-03	3.3E+09
1912	1648	2.2E-03	7.7E-04	3.0E+09
1907	1644	2.0E-03	6.5E-04	2.9E+09
1902	1639	2.0E-03	6.5E-04	3.0E+09
1897	1635	2.0E-03	7.2E-04	3.1E+09
1892	1631	1.9E-03	6.7E-04	3.1E+09
1887	1626	1.8E-03	5.6E-04	3.0E+09
1882	1622	1.8E-03	6.5E-04	3.2E+09
1876	1618	2.0E-03	9.0E-04	3.8E+09
1871	1613	2.2E-03	1.1E-03	4.2E+09
1866	1609	2.2E-03	1.2E-03	4.5E+09
1861	1605	2.1E-03	1.1E-03	4.4E+09
1856	1600	1.9E-03	8.6E-04	4.1E+09
1851	1596	1.7E-03	7.7E-04	4.0E+09
1846	1592	1.7E-03	7.8E-04	4.1E+09
1841	1587	1.7E-03	8.6E-04	4.4E+09
1836	1583	1.8E-03	9.6E-04	4.8E+09
1831	1579	1.9E-03	1.0E-03	5.1E+09
1826	1574	1.9E-03	1.1E-03	5.4E+09
1821	1570	1.9E-03	1.1E-03	5.7E+09
1816	1566	1.8E-03	1.1E-03	5.8E+09
1811	1561	1.7E-03	9.8E-04	5.7E+09
1806	1557	1.6E-03	8.2E-04	5.4E+09
1801	1553	1.4E-03	7.1E-04	5.2E+09
1796	1548	1.4E-03	6.8E-04	5.3E+09
1791	1544	1.4E-03	7.6E-04	5.7E+09
1786	1540	1.5E-03	8.8E-04	6.4E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(a,n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1781	1535	1.5E-03	9.1E-04	6.8E+09
1776	1531	1.5E-03	8.6E-04	6.7E+09
1771	1527	1.3E-03	7.6E-04	6.5E+09
1766	1523	1.2E-03	6.2E-04	6.0E+09
1761	1518	1.0E-03	4.6E-04	5.5E+09
1756	1514	8.7E-04	2.9E-04	4.8E+09
1751	1510	7.2E-04	1.4E-04	4.2E+09
1746	1505	6.2E-04	1.1E-04	3.8E+09
1741	1501	5.7E-04	2.0E-05	3.7E+09
1736	1497	5.8E-04	U.L.	3.9E+09
1731	1492	6.3E-04	U.L.	4.5E+09
1726	1488	6.9E-04	U.L.	5.2E+09
1721	1484	7.5E-04	U.L.	5.9E+09
1716	1479	8.0E-04	U.L.	6.6E+09
1711	1475	8.6E-04	U.L.	7.4E+09
1706	1471	9.2E-04	U.L.	8.4E+09
1701	1466	9.7E-04	U.L.	9.3E+09
1696	1462	1.0E-03	U.L.	1.0E+10
1691	1458	1.1E-03	U.L.	1.1E+10
1686	1453	1.1E-03	U.L.	1.2E+10
1681	1449	1.1E-03	U.L.	1.3E+10
1676	1445	1.2E-03	U.L.	1.4E+10
1671	1440	1.2E-03	U.L.	1.6E+10
1666	1436	1.2E-03	U.L.	1.7E+10
1661	1432	1.2E-03	U.L.	1.8E+10
1656	1427	1.2E-03	U.L.	1.9E+10
1651	1423	1.2E-03	U.L.	2.0E+10
1646	1419	1.2E-03	U.L.	2.0E+10
1641	1414	1.1E-03	U.L.	2.1E+10
1636	1410	1.1E-03	U.L.	2.0E+10
1631	1406	9.9E-04	U.L.	2.0E+10
1626	1401	9.7E-04	U.L.	2.0E+10
1621	1397	1.0E-03	U.L.	2.3E+10
1616	1393	1.0E-03	U.L.	2.4E+10
1611	1388	9.9E-04	U.L.	2.5E+10
1606	1384	9.6E-04	U.L.	2.5E+10
1601	1380	9.3E-04	U.L.	2.6E+10
1596	1375	9.2E-04	U.L.	2.7E+10
1591	1371	9.0E-04	U.L.	2.8E+10
1586	1367	8.9E-04	U.L.	2.9E+10
1580	1362	8.9E-04	U.L.	3.1E+10
1575	1358	9.2E-04	U.L.	3.4E+10
1570	1354	9.7E-04	U.L.	3.8E+10
1565	1350	1.0E-03	U.L.	4.3E+10
1560	1345	1.1E-03	U.L.	4.9E+10

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1555	1341	1.2E-03	U.L.	5.4E+10
1550	1337	1.2E-03	U.L.	5.8E+10
1545	1332	1.1E-03	U.L.	5.9E+10
1540	1328	1.0E-03	U.L.	5.8E+10
1535	1324	9.7E-04	U.L.	5.7E+10
1530	1319	9.3E-04	U.L.	5.8E+10
1525	1315	9.3E-04	U.L.	6.1E+10
1520	1311	9.5E-04	U.L.	6.7E+10
1515	1306	9.8E-04	U.L.	7.3E+10
1510	1302	1.0E-03	U.L.	8.0E+10
1505	1298	1.0E-03	U.L.	8.7E+10
1500	1293	1.1E-03	U.L.	9.4E+10
1495	1289	1.1E-03	U.L.	1.0E+11
1490	1285	1.1E-03	U.L.	1.1E+11
1485	1280	1.0E-03	U.L.	1.1E+11
1480	1276	9.8E-04	U.L.	1.1E+11
1475	1272	9.1E-04	U.L.	1.1E+11
1470	1267	8.5E-04	U.L.	1.1E+11
1465	1263	8.0E-04	U.L.	1.1E+11
1460	1259	7.8E-04	U.L.	1.1E+11
1455	1254	7.6E-04	U.L.	1.2E+11
1450	1250	7.4E-04	U.L.	1.3E+11
1445	1246	7.2E-04	U.L.	1.3E+11
1440	1241	6.9E-04	U.L.	1.3E+11
1435	1237	6.5E-04	U.L.	1.3E+11
1430	1233	6.0E-04	U.L.	1.3E+11
1425	1228	5.4E-04	U.L.	1.3E+11
1420	1224	4.8E-04	U.L.	1.2E+11
1415	1220	4.4E-04	U.L.	1.2E+11
1410	1215	4.4E-04	U.L.	1.2E+11
1405	1211	4.5E-04	U.L.	1.4E+11
1400	1207	4.5E-04	U.L.	1.5E+11
1395	1202	4.4E-04	U.L.	1.5E+11
1390	1198	4.0E-04	U.L.	1.5E+11
1385	1194	3.5E-04	U.L.	1.4E+11
1380	1189	2.7E-04	U.L.	1.2E+11
1375	1185	1.8E-04	U.L.	8.3E+10
1370	1181	8.2E-05	U.L.	4.1E+10
1315	1133	1.1E-04	U.L.	1.2E+11
1310	1129	2.7E-04	U.L.	3.3E+11
1305	1125	4.0E-04	U.L.	5.2E+11
1300	1120	4.3E-04	U.L.	6.0E+11
1295	1116	3.3E-04	U.L.	4.9E+11
1290	1112	1.9E-04	U.L.	3.1E+11
1284	1107	9.8E-05	U.L.	1.7E+11

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{25}\text{Mg}(\alpha,n)^{28}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1279	1103	4.6E-05	U.L.	8.7E+10
1274	1099	2.1E-05	U.L.	4.4E+10
1269	1094	7.7E-06	U.L.	1.7E+10
1029	887	3.6E-05	U.L.	6.9E+12
1024	882	7.4E-05	U.L.	1.6E+13
1019	878	4.2E-05	U.L.	1.0E+13
1014	874	4.9E-06	U.L.	1.3E+12

Tabelle für  $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ :

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
3462	3000	2.5E+00	1.2E-01	9.1E+08
3457	2996	3.2E+00	1.6E-01	1.2E+09
3452	2992	3.5E+00	1.8E-01	1.3E+09
3447	2987	3.6E+00	1.8E-01	1.4E+09
3442	2983	3.2E+00	1.6E-01	1.2E+09
3437	2979	3.0E+00	1.5E-01	1.2E+09
3432	2974	3.0E+00	1.5E-01	1.2E+09
3427	2970	2.9E+00	1.5E-01	1.2E+09
3422	2965	2.8E+00	1.4E-01	1.2E+09
3417	2961	2.6E+00	1.3E-01	1.1E+09
3412	2957	2.5E+00	1.3E-01	1.1E+09
3407	2952	2.3E+00	1.2E-01	1.0E+09
3402	2948	2.1E+00	1.1E-01	9.5E+08
3397	2944	2.0E+00	9.9E-02	9.1E+08
3392	2939	2.0E+00	9.8E-02	9.1E+08
3387	2935	2.0E+00	1.0E-01	9.7E+08
3382	2931	2.2E+00	1.1E-01	1.1E+09
3377	2926	2.4E+00	1.2E-01	1.2E+09
3372	2922	2.7E+00	1.3E-01	1.3E+09
3367	2918	3.0E+00	1.5E-01	1.5E+09
3362	2913	3.3E+00	1.7E-01	1.7E+09
3357	2909	3.6E+00	1.8E-01	1.9E+09
3351	2905	4.0E+00	2.0E-01	2.2E+09
3346	2900	4.5E+00	2.3E-01	2.5E+09
3341	2896	5.0E+00	2.5E-01	2.8E+09
3336	2892	5.7E+00	2.9E-01	3.2E+09
3331	2887	6.2E+00	3.1E-01	3.6E+09
3326	2883	6.6E+00	3.3E-01	3.9E+09
3321	2879	7.1E+00	3.5E-01	4.2E+09
3316	2874	7.4E+00	3.7E-01	4.5E+09
3311	2870	7.5E+00	3.8E-01	4.7E+09
3306	2865	7.2E+00	3.6E-01	4.5E+09
3301	2861	6.8E+00	3.4E-01	4.4E+09
3296	2857	6.1E+00	3.0E-01	4.0E+09
3291	2852	5.2E+00	2.6E-01	3.5E+09
3286	2848	4.3E+00	2.1E-01	2.9E+09
3281	2844	3.4E+00	1.7E-01	2.4E+09
3276	2839	2.7E+00	1.4E-01	1.9E+09
3271	2835	2.2E+00	1.1E-01	1.6E+09
3266	2831	1.7E+00	8.7E-02	1.3E+09
3261	2826	1.4E+00	6.9E-02	1.0E+09
3256	2822	1.2E+00	6.0E-02	9.1E+08

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
3251	2818	1.1E+00	5.7E-02	8.8E+08
3246	2813	1.2E+00	5.8E-02	9.2E+08
3241	2809	1.2E+00	6.1E-02	9.9E+08
3236	2805	1.3E+00	6.3E-02	1.0E+09
3231	2800	1.3E+00	6.4E-02	1.1E+09
3226	2796	1.3E+00	6.6E-02	1.1E+09
3221	2792	1.4E+00	6.8E-02	1.2E+09
3216	2787	1.4E+00	7.1E-02	1.3E+09
3211	2783	1.5E+00	7.3E-02	1.3E+09
3206	2779	1.5E+00	7.4E-02	1.4E+09
3201	2774	1.4E+00	7.2E-02	1.3E+09
3196	2770	1.4E+00	6.8E-02	1.3E+09
3191	2765	1.2E+00	6.2E-02	1.2E+09
3186	2761	1.1E+00	5.3E-02	1.1E+09
3181	2757	9.7E-01	4.8E-02	9.8E+08
3176	2752	9.5E-01	4.7E-02	9.8E+08
3171	2748	9.7E-01	4.9E-02	1.0E+09
3166	2744	1.0E+00	5.2E-02	1.1E+09
3161	2739	1.1E+00	5.7E-02	1.2E+09
3156	2735	1.3E+00	6.4E-02	1.4E+09
3151	2731	1.5E+00	7.3E-02	1.7E+09
3146	2726	1.6E+00	7.9E-02	1.8E+09
3141	2722	1.7E+00	8.7E-02	2.1E+09
3136	2718	1.9E+00	9.5E-02	2.3E+09
3131	2713	2.1E+00	1.0E-01	2.6E+09
3126	2709	2.3E+00	1.1E-01	2.8E+09
3121	2705	2.4E+00	1.2E-01	3.1E+09
3116	2700	2.6E+00	1.3E-01	3.4E+09
3111	2696	2.8E+00	1.4E-01	3.7E+09
3106	2692	3.0E+00	1.5E-01	4.0E+09
3101	2687	3.1E+00	1.5E-01	4.3E+09
3096	2683	3.2E+00	1.6E-01	4.5E+09
3091	2679	3.3E+00	1.6E-01	4.7E+09
3086	2674	3.3E+00	1.7E-01	4.9E+09
3081	2670	3.3E+00	1.7E-01	5.0E+09
3076	2665	3.3E+00	1.6E-01	5.1E+09
3071	2661	3.3E+00	1.6E-01	5.2E+09
3066	2657	3.3E+00	1.6E-01	5.3E+09
3061	2652	3.3E+00	1.7E-01	5.4E+09
3055	2648	3.3E+00	1.7E-01	5.6E+09
3050	2644	3.4E+00	1.7E-01	5.8E+09
3045	2639	3.5E+00	1.7E-01	6.1E+09
3040	2635	3.6E+00	1.8E-01	6.3E+09
3035	2631	3.6E+00	1.8E-01	6.6E+09
3030	2626	3.7E+00	1.8E-01	6.8E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
3025	2622	3.7E+00	1.9E-01	7.1E+09
3020	2618	3.7E+00	1.9E-01	7.3E+09
3015	2613	3.7E+00	1.9E-01	7.3E+09
3010	2609	3.6E+00	1.8E-01	7.3E+09
3005	2605	3.5E+00	1.7E-01	7.1E+09
3000	2600	3.3E+00	1.6E-01	6.9E+09
2995	2596	3.0E+00	1.5E-01	6.4E+09
2990	2592	2.5E+00	1.3E-01	5.6E+09
2985	2587	2.2E+00	1.1E-01	5.0E+09
2980	2583	1.9E+00	9.3E-02	4.2E+09
2975	2579	1.6E+00	8.1E-02	3.8E+09
2970	2574	1.5E+00	7.4E-02	3.5E+09
2965	2570	1.4E+00	6.8E-02	3.3E+09
2960	2565	1.3E+00	6.3E-02	3.2E+09
2955	2561	1.2E+00	5.8E-02	3.0E+09
2950	2557	1.1E+00	5.3E-02	2.8E+09
2945	2552	9.6E-01	4.8E-02	2.6E+09
2940	2548	8.7E-01	4.4E-02	2.4E+09
2935	2544	7.9E-01	3.9E-02	2.2E+09
2930	2539	7.1E-01	3.5E-02	2.0E+09
2925	2535	6.3E-01	3.1E-02	1.8E+09
2920	2531	5.6E-01	2.8E-02	1.7E+09
2915	2526	5.2E-01	2.6E-02	1.6E+09
2910	2522	4.9E-01	2.4E-02	1.5E+09
2905	2518	4.7E-01	2.3E-02	1.5E+09
2900	2513	4.6E-01	2.3E-02	1.5E+09
2895	2509	4.6E-01	2.3E-02	1.5E+09
2890	2505	4.6E-01	2.3E-02	1.6E+09
2885	2500	4.8E-01	2.4E-02	1.7E+09
2880	2496	5.0E-01	2.5E-02	1.8E+09
2875	2492	5.3E-01	2.6E-02	1.9E+09
2870	2487	5.6E-01	2.8E-02	2.1E+09
2865	2483	6.0E-01	3.0E-02	2.3E+09
2860	2479	6.4E-01	3.2E-02	2.5E+09
2855	2474	6.8E-01	3.4E-02	2.7E+09
2850	2470	7.2E-01	3.6E-02	3.0E+09
2845	2465	7.6E-01	3.8E-02	3.2E+09
2840	2461	8.0E-01	4.0E-02	3.4E+09
2835	2457	8.3E-01	4.1E-02	3.6E+09
2830	2452	8.4E-01	4.2E-02	3.8E+09
2825	2448	8.3E-01	4.2E-02	3.8E+09
2820	2444	8.2E-01	4.1E-02	3.9E+09
2815	2439	8.1E-01	4.1E-02	3.9E+09
2810	2435	8.1E-01	4.0E-02	4.0E+09
2805	2431	8.2E-01	4.1E-02	4.2E+09



$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2800	2426	8.5E-01	1.2E-01	4.4E+09
2795	2422	9.0E-01	1.3E-01	4.7E+09
2790	2418	9.3E-01	1.3E-01	5.0E+09
2785	2413	9.4E-01	1.3E-01	5.2E+09
2780	2409	9.3E-01	1.3E-01	5.3E+09
2775	2405	9.2E-01	1.3E-01	5.4E+09
2770	2400	9.1E-01	1.3E-01	5.4E+09
2764	2396	8.8E-01	1.2E-01	5.4E+09
2759	2392	8.5E-01	1.2E-01	5.3E+09
2754	2387	7.9E-01	1.1E-01	5.1E+09
2749	2383	7.1E-01	1.0E-01	4.7E+09
2744	2379	6.2E-01	8.7E-02	4.2E+09
2739	2374	5.3E-01	7.4E-02	3.6E+09
2734	2370	4.4E-01	6.2E-02	3.1E+09
2729	2365	3.7E-01	5.2E-02	2.7E+09
2724	2361	3.1E-01	4.3E-02	2.3E+09
2719	2357	2.5E-01	3.5E-02	1.9E+09
2714	2352	2.0E-01	2.8E-02	1.5E+09
2709	2348	1.6E-01	2.2E-02	1.3E+09
2704	2344	1.3E-01	1.9E-02	1.1E+09
2699	2339	1.2E-01	1.7E-02	1.0E+09
2694	2335	1.1E-01	1.6E-02	9.8E+08
2689	2331	1.1E-01	1.5E-02	9.4E+08
2684	2326	9.9E-02	1.4E-02	8.9E+08
2679	2322	9.3E-02	1.3E-02	8.7E+08
2674	2318	9.5E-02	1.3E-02	9.1E+08
2669	2313	9.9E-02	1.4E-02	9.7E+08
2664	2309	1.1E-01	1.5E-02	1.1E+09
2659	2305	1.1E-01	1.5E-02	1.1E+09
2654	2300	1.1E-01	1.5E-02	1.1E+09
2649	2296	1.2E-01	1.6E-02	1.3E+09
2644	2292	1.2E-01	1.6E-02	1.3E+09
2639	2287	1.3E-01	1.8E-02	1.4E+09
2634	2283	1.3E-01	1.9E-02	1.6E+09
2629	2279	1.4E-01	2.0E-02	1.7E+09
2624	2274	1.4E-01	2.0E-02	1.8E+09
2619	2270	1.4E-01	2.0E-02	1.8E+09
2614	2265	1.4E-01	2.0E-02	1.8E+09
2609	2261	1.4E-01	2.0E-02	1.9E+09
2604	2257	1.4E-01	1.9E-02	1.9E+09
2599	2252	1.4E-01	1.9E-02	1.9E+09
2594	2248	1.3E-01	1.9E-02	1.9E+09
2589	2244	1.3E-01	1.8E-02	1.9E+09
2584	2239	1.2E-01	1.7E-02	1.9E+09
2579	2235	1.1E-01	1.0E-01	1.8E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2574	2231	1.0E-01	9.6E-02	1.7E+09
2569	2226	9.4E-02	8.7E-02	1.6E+09
2564	2222	8.8E-02	8.3E-02	1.5E+09
2559	2218	8.8E-02	8.3E-02	1.5E+09
2554	2213	9.0E-02	8.6E-02	1.6E+09
2549	2209	9.2E-02	8.8E-02	1.7E+09
2544	2205	9.3E-02	8.9E-02	1.8E+09
2539	2200	9.2E-02	8.8E-02	1.8E+09
2534	2196	8.8E-02	8.4E-02	1.8E+09
2529	2192	8.4E-02	8.0E-02	1.7E+09
2524	2187	7.9E-02	7.6E-02	1.7E+09
2519	2183	7.7E-02	7.3E-02	1.7E+09
2514	2178	7.7E-02	7.4E-02	1.7E+09
2509	2174	8.2E-02	7.8E-02	1.9E+09
2504	2170	8.4E-02	8.1E-02	2.0E+09
2499	2165	9.2E-02	8.8E-02	2.2E+09
2494	2161	9.8E-02	9.4E-02	2.4E+09
2489	2157	1.0E-01	9.7E-02	2.6E+09
2484	2152	1.0E-01	1.0E-01	2.8E+09
2479	2148	1.1E-01	1.0E-01	2.9E+09
2474	2144	1.1E-01	1.1E-01	3.1E+09
2468	2139	1.2E-01	1.1E-01	3.4E+09
2463	2135	1.2E-01	1.2E-01	3.6E+09
2458	2131	1.3E-01	1.2E-01	3.9E+09
2453	2126	1.4E-01	1.3E-01	4.3E+09
2448	2122	1.4E-01	1.3E-01	4.5E+09
2443	2118	1.4E-01	1.3E-01	4.6E+09
2438	2113	1.4E-01	1.3E-01	4.7E+09
2433	2109	1.4E-01	1.3E-01	4.8E+09
2428	2105	1.4E-01	1.3E-01	5.0E+09
2423	2100	1.4E-01	1.3E-01	5.2E+09
2418	2096	1.4E-01	1.3E-01	5.4E+09
2413	2092	1.4E-01	1.3E-01	5.6E+09
2408	2087	1.4E-01	1.3E-01	5.7E+09
2403	2083	1.3E-01	1.2E-01	5.6E+09
2398	2078	1.3E-01	1.2E-01	5.6E+09
2393	2074	1.3E-01	1.2E-01	5.6E+09
2388	2070	1.2E-01	1.1E-01	5.6E+09
2383	2065	1.2E-01	1.1E-01	5.5E+09
2378	2061	1.1E-01	9.7E-02	5.3E+09
2373	2057	9.9E-02	8.8E-02	5.0E+09
2368	2052	9.0E-02	8.0E-02	4.7E+09
2363	2048	8.3E-02	7.3E-02	4.4E+09
2358	2044	7.8E-02	6.9E-02	4.3E+09
2353	2039	7.6E-02	6.7E-02	4.3E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2348	2035	7.7E-02	6.8E-02	4.5E+09
2343	2031	7.9E-02	7.1E-02	4.8E+09
2338	2026	8.0E-02	7.1E-02	5.0E+09
2333	2022	8.0E-02	7.2E-02	5.1E+09
2328	2018	8.0E-02	7.2E-02	5.3E+09
2323	2013	8.0E-02	7.2E-02	5.5E+09
2318	2009	8.1E-02	7.3E-02	5.7E+09
2313	2005	8.2E-02	7.4E-02	6.0E+09
2308	2000	8.3E-02	7.5E-02	6.3E+09
2303	1996	8.5E-02	7.7E-02	6.7E+09
2298	1992	8.7E-02	7.9E-02	7.0E+09
2293	1987	8.9E-02	8.1E-02	7.4E+09
2288	1983	9.1E-02	8.2E-02	7.8E+09
2283	1978	9.2E-02	8.3E-02	8.1E+09
2278	1974	9.2E-02	8.3E-02	8.4E+09
2273	1970	9.0E-02	8.2E-02	8.6E+09
2268	1965	8.8E-02	7.9E-02	8.6E+09
2263	1961	8.4E-02	7.5E-02	8.4E+09
2258	1957	7.9E-02	7.0E-02	8.2E+09
2253	1952	7.4E-02	6.5E-02	8.0E+09
2248	1948	7.1E-02	6.2E-02	8.0E+09
2243	1944	6.9E-02	6.0E-02	8.0E+09
2238	1939	6.7E-02	5.8E-02	8.0E+09
2233	1935	6.5E-02	5.5E-02	8.0E+09
2228	1931	6.2E-02	5.2E-02	7.9E+09
2223	1926	5.9E-02	4.9E-02	7.8E+09
2218	1922	5.5E-02	4.5E-02	7.6E+09
2213	1918	5.2E-02	4.1E-02	7.3E+09
2208	1913	4.9E-02	3.9E-02	7.2E+09
2203	1909	4.7E-02	3.7E-02	7.1E+09
2198	1905	4.5E-02	3.5E-02	7.0E+09
2193	1900	4.3E-02	3.4E-02	6.9E+09
2188	1896	4.1E-02	3.2E-02	6.9E+09
2183	1892	4.0E-02	3.2E-02	6.9E+09
2178	1887	3.9E-02	3.1E-02	6.9E+09
2172	1883	3.8E-02	3.1E-02	7.0E+09
2167	1878	3.8E-02	3.1E-02	7.2E+09
2162	1874	3.8E-02	3.1E-02	7.5E+09
2157	1870	3.8E-02	3.2E-02	7.7E+09
2152	1865	3.8E-02	3.2E-02	8.1E+09
2147	1861	3.8E-02	3.3E-02	8.5E+09
2142	1857	3.8E-02	3.3E-02	8.8E+09
2137	1852	3.7E-02	3.2E-02	8.8E+09
2132	1848	3.6E-02	3.0E-02	8.8E+09
2127	1844	3.4E-02	2.8E-02	8.6E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
2122	1839	3.1E-02	2.6E-02	8.3E+09
2117	1835	2.9E-02	2.3E-02	8.1E+09
2112	1831	2.8E-02	2.2E-02	8.0E+09
2107	1826	2.8E-02	2.3E-02	8.2E+09
2102	1822	2.8E-02	2.3E-02	8.5E+09
2097	1818	2.8E-02	2.3E-02	8.8E+09
2092	1813	2.8E-02	2.2E-02	9.2E+09
2087	1809	2.8E-02	2.2E-02	9.6E+09
2082	1805	2.8E-02	2.3E-02	1.0E+10
2077	1800	2.8E-02	2.2E-02	1.0E+10
2072	1796	2.8E-02	2.2E-02	1.1E+10
2067	1792	2.7E-02	2.2E-02	1.1E+10
2062	1787	2.8E-02	2.2E-02	1.1E+10
2057	1783	2.8E-02	2.2E-02	1.2E+10
2052	1778	2.9E-02	2.3E-02	1.3E+10
2047	1774	3.0E-02	2.5E-02	1.4E+10
2042	1770	3.1E-02	2.6E-02	1.5E+10
2037	1765	3.2E-02	2.7E-02	1.6E+10
2032	1761	3.3E-02	2.8E-02	1.7E+10
2027	1757	3.4E-02	3.0E-02	1.9E+10
2022	1752	3.6E-02	3.2E-02	2.0E+10
2017	1748	3.7E-02	3.2E-02	2.2E+10
2012	1744	3.5E-02	3.1E-02	2.1E+10
2007	1739	3.4E-02	2.9E-02	2.1E+10
2002	1735	3.3E-02	2.9E-02	2.2E+10
1997	1731	3.1E-02	2.7E-02	2.1E+10
1992	1726	2.9E-02	2.5E-02	2.0E+10
1987	1722	2.5E-02	2.2E-02	1.9E+10
1982	1718	2.2E-02	1.9E-02	1.7E+10
1977	1713	2.0E-02	1.7E-02	1.6E+10
1972	1709	1.9E-02	1.6E-02	1.6E+10
1967	1705	1.7E-02	1.5E-02	1.5E+10
1962	1700	1.6E-02	1.4E-02	1.5E+10
1957	1696	1.5E-02	1.2E-02	1.4E+10
1952	1692	1.4E-02	1.2E-02	1.4E+10
1947	1687	1.4E-02	1.1E-02	1.4E+10
1942	1683	1.3E-02	1.1E-02	1.4E+10
1937	1678	1.2E-02	1.0E-02	1.4E+10
1932	1674	1.1E-02	9.5E-03	1.3E+10
1927	1670	1.1E-02	8.7E-03	1.3E+10
1922	1665	9.8E-03	8.0E-03	1.2E+10
1917	1661	9.0E-03	7.3E-03	1.2E+10
1912	1657	8.3E-03	6.7E-03	1.1E+10
1907	1652	7.6E-03	6.0E-03	1.1E+10
1902	1648	7.0E-03	5.5E-03	1.0E+10

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1897	1644	6.3E-03	4.9E-03	9.8E+09
1892	1639	5.7E-03	4.3E-03	9.3E+09
1887	1635	5.2E-03	3.9E-03	8.9E+09
1882	1631	4.7E-03	3.4E-03	8.4E+09
1876	1626	4.3E-03	3.0E-03	7.9E+09
1871	1622	4.1E-03	2.8E-03	7.9E+09
1866	1618	3.8E-03	2.6E-03	7.6E+09
1861	1613	3.4E-03	2.4E-03	7.3E+09
1856	1609	3.1E-03	1.9E-03	6.9E+09
1851	1605	2.9E-03	1.8E-03	6.7E+09
1846	1600	2.7E-03	1.7E-03	6.6E+09
1841	1596	2.6E-03	1.7E-03	6.6E+09
1836	1592	2.4E-03	1.5E-03	6.4E+09
1831	1587	2.2E-03	1.2E-03	6.1E+09
1826	1583	2.0E-03	1.1E-03	5.8E+09
1821	1578	1.8E-03	9.9E-04	5.4E+09
1816	1574	1.5E-03	7.7E-04	4.9E+09
1811	1570	1.4E-03	6.0E-04	4.6E+09
1806	1565	1.3E-03	4.7E-04	4.4E+09
1801	1561	1.2E-03	3.8E-04	4.2E+09
1796	1557	1.1E-03	3.3E-04	4.2E+09
1791	1552	1.0E-03	2.9E-04	4.1E+09
1786	1548	9.8E-04	2.6E-04	4.1E+09
1781	1544	9.3E-04	2.3E-04	4.1E+09
1776	1539	8.8E-04	2.1E-04	4.1E+09
1771	1535	8.2E-04	1.6E-04	4.0E+09
1766	1531	7.5E-04	1.2E-04	3.8E+09
1761	1526	7.0E-04	1.1E-04	3.7E+09
1756	1522	6.6E-04	1.3E-04	3.7E+09
1751	1518	5.8E-04	1.2E-04	3.4E+09
1746	1513	4.7E-04	1.0E-04	2.9E+09
1741	1509	3.5E-04	1.3E-04	2.3E+09
1736	1505	2.7E-04	9.0E-05	1.8E+09
1731	1500	2.2E-04	5.0E-05	1.6E+09
1726	1496	2.1E-04	1.0E-05	1.5E+09
1721	1492	2.1E-04	U.L.	1.6E+09
1716	1487	2.2E-04	U.L.	1.9E+09
1711	1483	2.5E-04	U.L.	2.2E+09
1706	1478	2.9E-04	U.L.	2.6E+09
1701	1474	3.5E-04	U.L.	3.4E+09
1696	1470	4.2E-04	U.L.	4.3E+09
1691	1465	4.7E-04	U.L.	5.0E+09
1686	1461	5.0E-04	U.L.	5.6E+09
1681	1457	5.2E-04	U.L.	6.1E+09
1676	1452	5.4E-04	U.L.	6.7E+09

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1671	1448	5.5E-04	U.L.	7.2E+09
1666	1444	5.6E-04	U.L.	7.7E+09
1661	1439	5.5E-04	U.L.	8.1E+09
1656	1435	5.4E-04	U.L.	8.4E+09
1651	1431	5.3E-04	U.L.	8.5E+09
1646	1426	5.2E-04	U.L.	8.9E+09
1641	1422	5.3E-04	U.L.	9.5E+09
1636	1418	5.4E-04	U.L.	1.0E+10
1631	1413	5.6E-04	U.L.	1.1E+10
1626	1409	5.9E-04	U.L.	1.2E+10
1621	1405	6.1E-04	U.L.	1.4E+10
1616	1400	6.1E-04	U.L.	1.4E+10
1611	1396	6.2E-04	U.L.	1.5E+10
1606	1391	6.2E-04	U.L.	1.6E+10
1601	1387	6.2E-04	U.L.	1.7E+10
1596	1383	6.3E-04	U.L.	1.9E+10
1591	1378	6.3E-04	U.L.	2.0E+10
1586	1374	6.3E-04	U.L.	2.1E+10
1580	1370	6.1E-04	U.L.	2.1E+10
1575	1365	5.7E-04	U.L.	2.1E+10
1570	1361	5.1E-04	U.L.	2.0E+10
1565	1357	4.4E-04	U.L.	1.8E+10
1560	1352	3.9E-04	U.L.	1.7E+10
1555	1348	3.8E-04	U.L.	1.8E+10
1550	1344	4.0E-04	U.L.	2.0E+10
1545	1339	4.2E-04	U.L.	2.2E+10
1540	1335	4.4E-04	U.L.	2.5E+10
1535	1331	4.6E-04	U.L.	2.7E+10
1530	1326	4.6E-04	U.L.	2.9E+10
1525	1322	4.7E-04	U.L.	3.1E+10
1520	1318	4.7E-04	U.L.	3.3E+10
1515	1313	4.6E-04	U.L.	3.5E+10
1510	1309	4.5E-04	U.L.	3.6E+10
1505	1305	4.3E-04	U.L.	3.7E+10
1500	1300	4.2E-04	U.L.	3.8E+10
1495	1296	4.0E-04	U.L.	3.8E+10
1490	1291	3.9E-04	U.L.	3.9E+10
1485	1287	3.7E-04	U.L.	4.0E+10
1480	1283	3.6E-04	U.L.	4.1E+10
1475	1278	3.4E-04	U.L.	4.2E+10
1470	1274	3.1E-04	U.L.	4.1E+10
1465	1270	2.9E-04	U.L.	4.0E+10
1460	1265	2.7E-04	U.L.	4.0E+10
1455	1261	2.6E-04	U.L.	4.1E+10
1450	1257	2.5E-04	U.L.	4.2E+10

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1445	1252	2.5E-04	U.L.	4.5E+10
1440	1248	2.6E-04	U.L.	4.9E+10
1435	1244	2.6E-04	U.L.	5.4E+10
1430	1239	2.6E-04	U.L.	5.8E+10
1425	1235	2.5E-04	U.L.	6.0E+10
1420	1231	2.6E-04	U.L.	6.4E+10
1415	1226	2.5E-04	U.L.	6.8E+10
1410	1222	2.3E-04	U.L.	6.7E+10
1405	1218	2.1E-04	U.L.	6.6E+10
1400	1213	2.1E-04	U.L.	6.9E+10
1395	1209	2.1E-04	U.L.	7.3E+10
1390	1205	2.0E-04	U.L.	7.6E+10
1385	1200	2.0E-04	U.L.	8.1E+10
1380	1196	2.0E-04	U.L.	8.7E+10
1375	1191	2.0E-04	U.L.	9.5E+10
1370	1187	2.1E-04	U.L.	1.0E+11
1365	1183	2.0E-04	U.L.	1.1E+11
1360	1178	2.0E-04	U.L.	1.1E+11
1355	1174	1.8E-04	U.L.	1.1E+11
1350	1170	1.7E-04	U.L.	1.1E+11
1345	1165	1.7E-04	U.L.	1.2E+11
1340	1161	1.5E-04	U.L.	1.2E+11
1335	1157	1.2E-04	U.L.	1.0E+11
1330	1152	7.5E-05	U.L.	6.7E+10
1325	1148	2.8E-05	U.L.	2.7E+10
1310	1135	1.4E-05	U.L.	1.7E+10
1305	1131	1.5E-05	U.L.	1.9E+10
1300	1126	5.6E-05	U.L.	7.8E+10
1295	1122	3.2E-05	U.L.	4.8E+10
1290	1118	1.1E-05	U.L.	1.8E+10
1284	1113	3.9E-06	U.L.	6.8E+09
1279	1109	5.1E-06	U.L.	9.8E+09
1274	1105	8.5E-06	U.L.	1.8E+10
1269	1100	1.6E-05	U.L.	3.6E+10
1264	1096	2.9E-05	U.L.	7.0E+10
1259	1091	4.8E-05	U.L.	1.3E+11
1254	1087	6.7E-05	U.L.	1.9E+11
1249	1083	8.2E-05	U.L.	2.5E+11
1244	1078	7.7E-05	U.L.	2.6E+11
1239	1074	4.7E-05	U.L.	1.7E+11
1234	1070	2.6E-05	U.L.	1.0E+11
1229	1065	1.9E-05	U.L.	8.1E+10
1224	1061	2.1E-05	U.L.	9.8E+10
1219	1057	2.8E-05	U.L.	1.4E+11
1214	1052	3.3E-05	U.L.	1.8E+11

$E_{\alpha\text{-Lab}}$ [keV]	$E_{\text{CMS}}$ [keV]	$\sigma$ $^{26}\text{Mg(a,n)}^{29}\text{Si}$ [mb]	$\Delta\sigma$ [mb]	$S_{\text{CMS}}$ [MeVb]
1209	1048	3.3E-05	U.L.	2.0E+11
1204	1044	3.1E-05	U.L.	2.0E+11
1199	1039	2.8E-05	U.L.	2.0E+11
1194	1035	2.8E-05	U.L.	2.2E+11
1189	1031	3.2E-05	U.L.	2.7E+11
1184	1026	3.5E-05	U.L.	3.2E+11
1179	1022	3.3E-05	U.L.	3.4E+11
1174	1018	2.7E-05	U.L.	3.0E+11
1169	1013	1.7E-05	U.L.	2.1E+11
1164	1009	1.1E-05	U.L.	1.5E+11
1159	1005	6.9E-06	U.L.	1.0E+11
1154	1000	3.9E-06	U.L.	6.1E+10
1149	996	2.8E-06	U.L.	4.9E+10
1144	991	4.2E-06	U.L.	8.0E+10
1139	987	8.3E-06	U.L.	1.7E+11
1134	983	1.3E-05	U.L.	3.1E+11
1129	978	1.6E-05	U.L.	4.2E+11
1124	974	1.6E-05	U.L.	4.5E+11
1119	970	1.4E-05	U.L.	4.3E+11
1114	965	1.2E-05	U.L.	3.9E+11
1109	961	9.8E-06	U.L.	3.7E+11
1104	957	7.6E-06	U.L.	3.1E+11
1099	952	4.4E-06	U.L.	2.0E+11
1094	948	6.2E-07	U.L.	3.1E+10
1029	891	4.1E-06	U.L.	8.0E+11
1024	887	1.1E-05	U.L.	2.3E+12
1019	883	3.9E-06	U.L.	9.3E+11



## B REAKTIONSRATEN

### Reaktionsrate der $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ - Reaktion

Auflistung der Reaktionsrate  $r$  in  $[\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}]$  der  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$  - Reaktion, im Vergleich zu Literaturdaten. Die Spalte "Rate" gibt den wahrscheinlichsten Wert der Reaktionsrate an.

$T_9$ [ $10^9 \text{ K}$ ]	Rate Untergrenze	Rate $^{25}\text{Mg}$	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
0.1	3.72E-31	2.48E-30	3.72E-26	1.38E-29	458%
0.11	1.28E-29	8.50E-29	1.28E-24	4.67E-28	449%
0.12	2.92E-28	1.94E-27	2.92E-23	1.05E-26	441%
0.13	4.78E-27	3.18E-26	4.78E-22	1.70E-25	432%
0.14	5.96E-26	3.97E-25	5.96E-21	2.08E-24	425%
0.15	5.90E-25	3.93E-24	5.90E-20	2.03E-23	417%
0.16	4.80E-24	3.20E-23	4.80E-19	1.63E-22	410%
0.17	3.30E-23	2.20E-22	3.30E-18	1.10E-21	403%
0.18	1.96E-22	1.31E-21	1.96E-17	6.47E-21	396%
0.19	1.02E-21	6.82E-21	1.02E-16	3.34E-20	389%
0.2	4.78E-21	3.18E-20	4.78E-16	1.54E-19	383%
0.21	2.02E-20	1.35E-19	2.02E-15	6.41E-19	376%
0.22	7.81E-20	5.20E-19	7.81E-15	2.44E-18	370%
0.23	2.78E-19	1.85E-18	2.78E-14	8.61E-18	364%
0.24	9.24E-19	6.15E-18	9.24E-14	2.82E-17	359%
0.25	2.87E-18	1.91E-17	2.87E-13	8.66E-17	353%
0.26	8.42E-18	5.60E-17	8.42E-13	2.51E-16	347%
0.27	2.34E-17	1.56E-16	2.34E-12	6.88E-16	342%
0.28	6.17E-17	4.11E-16	6.17E-12	1.80E-15	337%
0.29	1.56E-16	1.04E-15	1.56E-11	4.48E-15	332%
0.3	3.77E-16	2.51E-15	3.77E-11	1.07E-14	327%
0.31	8.79E-16	5.85E-15	8.79E-11	2.47E-14	322%
0.32	1.97E-15	1.31E-14	1.97E-10	5.48E-14	317%
0.33	4.29E-15	2.86E-14	4.29E-10	1.18E-13	313%
0.34	9.04E-15	6.02E-14	9.04E-10	2.46E-13	308%
0.35	1.85E-14	1.23E-13	1.85E-09	4.97E-13	304%
0.36	3.69E-14	2.46E-13	3.69E-09	9.81E-13	299%
0.37	7.17E-14	4.77E-13	7.17E-09	1.88E-12	295%
0.38	1.36E-13	9.06E-13	1.36E-08	3.54E-12	291%
0.39	2.53E-13	1.68E-12	2.53E-08	6.50E-12	287%
0.4	4.60E-13	3.06E-12	4.59E-08	1.17E-11	282%
0.41	8.20E-13	5.45E-12	8.18E-08	2.06E-11	278%
0.42	1.44E-12	9.53E-12	1.43E-07	3.57E-11	274%
0.43	2.47E-12	1.64E-11	2.46E-07	6.07E-11	271%
0.44	4.19E-12	2.77E-11	4.16E-07	1.02E-10	267%
0.45	7.00E-12	4.61E-11	6.91E-07	1.67E-10	263%
0.46	1.15E-11	7.56E-11	1.13E-06	2.71E-10	259%

T <sub>o</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>25</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
0.47	1.87E-11	1.22E-10	1.83E-06	4.34E-10	255%
0.48	3.01E-11	1.95E-10	2.92E-06	6.86E-10	251%
0.49	4.79E-11	3.08E-10	4.59E-06	1.07E-09	247%
0.5	7.54E-11	4.79E-10	7.14E-06	1.64E-09	243%
0.51	1.18E-10	7.38E-10	1.10E-05	2.50E-09	239%
0.52	1.82E-10	1.13E-09	1.67E-05	3.77E-09	235%
0.53	2.80E-10	1.70E-09	2.51E-05	5.61E-09	231%
0.54	4.27E-10	2.54E-09	3.73E-05	8.27E-09	226%
0.55	6.46E-10	3.75E-09	5.49E-05	1.21E-08	222%
0.56	9.73E-10	5.51E-09	8.01E-05	1.75E-08	217%
0.57	1.46E-09	8.01E-09	1.16E-04	2.50E-08	212%
0.58	2.17E-09	1.16E-08	1.66E-04	3.56E-08	208%
0.59	3.21E-09	1.66E-08	2.36E-04	5.01E-08	203%
0.6	4.72E-09	2.36E-08	3.33E-04	7.01E-08	198%
0.61	6.91E-09	3.33E-08	4.66E-04	9.73E-08	193%
0.62	1.01E-08	4.67E-08	6.47E-04	1.34E-07	187%
0.63	1.46E-08	6.50E-08	8.92E-04	1.83E-07	182%
0.64	2.10E-08	9.00E-08	1.22E-03	2.49E-07	177%
0.65	3.00E-08	1.24E-07	1.66E-03	3.37E-07	172%
0.66	4.27E-08	1.69E-07	2.24E-03	4.52E-07	167%
0.67	6.03E-08	2.30E-07	3.01E-03	6.02E-07	161%
0.68	8.48E-08	3.12E-07	4.01E-03	7.99E-07	156%
0.69	1.18E-07	4.19E-07	5.32E-03	1.05E-06	151%
0.7	1.64E-07	5.61E-07	7.00E-03	1.38E-06	146%
0.71	2.27E-07	7.46E-07	9.18E-03	1.80E-06	141%
0.72	3.11E-07	9.87E-07	1.20E-02	2.34E-06	137%
0.73	4.24E-07	1.30E-06	1.55E-02	3.02E-06	132%
0.74	5.74E-07	1.70E-06	2.00E-02	3.88E-06	128%
0.75	7.74E-07	2.22E-06	2.56E-02	4.96E-06	123%
0.76	1.04E-06	2.88E-06	3.27E-02	6.32E-06	119%
0.77	1.38E-06	3.73E-06	4.15E-02	8.01E-06	115%
0.78	1.83E-06	4.79E-06	5.24E-02	1.01E-05	111%
0.79	2.40E-06	6.14E-06	6.60E-02	1.27E-05	107%
0.8	3.15E-06	7.82E-06	8.26E-02	1.59E-05	104%
0.81	4.10E-06	9.93E-06	1.03E-01	1.99E-05	100%
0.82	5.32E-06	1.25E-05	1.28E-01	2.47E-05	97%
0.83	6.85E-06	1.58E-05	1.58E-01	3.06E-05	94%
0.84	8.79E-06	1.98E-05	1.95E-01	3.78E-05	91%
0.85	1.12E-05	2.47E-05	2.39E-01	4.64E-05	88%
0.86	1.43E-05	3.08E-05	2.91E-01	5.69E-05	85%
0.87	1.81E-05	3.81E-05	3.55E-01	6.95E-05	82%
0.88	2.27E-05	4.71E-05	4.30E-01	8.47E-05	80%
0.89	2.85E-05	5.79E-05	5.19E-01	1.03E-04	78%
0.9	3.56E-05	7.10E-05	6.25E-01	1.24E-04	75%
0.91	4.43E-05	8.67E-05	7.49E-01	1.50E-04	73%
0.92	5.49E-05	1.06E-04	8.96E-01	1.81E-04	71%
0.93	6.77E-05	1.28E-04	1.07E+00	2.17E-04	69%

T <sub>o</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>25</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
0.94	8.33E-05	1.55E-04	1.27E+00	2.60E-04	68%
0.95	1.02E-04	1.87E-04	1.50E+00	3.10E-04	66%
0.96	1.25E-04	2.25E-04	1.77E+00	3.69E-04	64%
0.97	1.52E-04	2.69E-04	2.08E+00	4.39E-04	63%
0.98	1.84E-04	3.22E-04	2.44E+00	5.20E-04	61%
0.99	2.22E-04	3.84E-04	2.86E+00	6.14E-04	60%
1	2.68E-04	4.56E-04	3.34E+00	7.25E-04	59%
1.1	1.48E-03	2.24E-03	1.35E+01	3.35E-03	49%
1.2	6.47E-03	8.97E-03	4.42E+01	1.29E-02	44%
1.3	2.36E-02	3.05E-02	1.21E+02	4.29E-02	41%
1.4	7.47E-02	9.10E-02	2.88E+02	1.26E-01	38%
1.5	2.10E-01	2.45E-01	6.12E+02	3.33E-01	36%
1.6	5.36E-01	6.03E-01	1.18E+03	8.07E-01	34%
1.7	1.26E+00	1.38E+00	2.11E+03	1.81E+00	31%
1.8	2.76E+00	2.96E+00	3.51E+03	3.81E+00	29%
1.9	5.70E+00	6.01E+00	5.54E+03	7.58E+00	26%
2	1.11E+01	1.16E+01	8.34E+03	1.43E+01	23%
2.1	2.07E+01	2.14E+01	1.20E+04	2.59E+01	21%
2.2	3.71E+01	3.80E+01	1.68E+04	4.50E+01	18%
2.3	6.38E+01	6.50E+01	2.27E+04	7.54E+01	16%
2.4	1.06E+02	1.08E+02	2.98E+04	1.22E+02	14%
2.5	1.71E+02	1.73E+02	3.83E+04	1.93E+02	12%
2.6	2.67E+02	2.70E+02	4.82E+04	2.96E+02	10%
2.7	4.07E+02	4.10E+02	5.95E+04	4.43E+02	8%
2.8	6.05E+02	6.09E+02	7.22E+04	6.49E+02	7%
2.9	8.81E+02	8.86E+02	8.65E+04	9.32E+02	5%
3	1.26E+03	1.26E+03	1.02E+05	1.31E+03	4%
3.1	1.76E+03	1.76E+03	1.19E+05	1.82E+03	3%
3.2	2.41E+03	2.42E+03	1.38E+05	2.48E+03	2%
3.3	3.26E+03	3.27E+03	1.58E+05	3.33E+03	2%
3.4	4.35E+03	4.36E+03	1.79E+05	4.41E+03	1%
3.5	5.71E+03	5.72E+03	2.02E+05	5.77E+03	1%
3.6	7.40E+03	7.42E+03	2.26E+05	7.46E+03	1%
3.7	9.48E+03	9.49E+03	2.51E+05	9.53E+03	0%
3.8	1.20E+04	1.20E+04	2.77E+05	1.21E+04	0%
3.9	1.50E+04	1.51E+04	3.05E+05	1.51E+04	0%
4	1.87E+04	1.87E+04	3.33E+05	1.87E+04	0%
4.1	2.29E+04	2.29E+04	3.63E+05	2.31E+04	0%
4.2	2.79E+04	2.79E+04	3.94E+05	2.81E+04	1%
4.3	3.37E+04	3.38E+04	4.26E+05	3.41E+04	1%
4.4	4.05E+04	4.05E+04	4.60E+05	4.10E+04	1%
4.5	4.82E+04	4.82E+04	4.94E+05	4.89E+04	1%
4.6	5.69E+04	5.70E+04	5.30E+05	5.80E+04	2%
4.7	6.69E+04	6.69E+04	5.67E+05	6.84E+04	2%
4.8	7.81E+04	7.81E+04	6.05E+05	8.02E+04	3%
4.9	9.07E+04	9.07E+04	6.44E+05	9.36E+04	3%
5	1.05E+05	1.05E+05	6.85E+05	1.09E+05	4%

T <sub>9</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>25</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
5.1	1.20E+05	1.20E+05	7.27E+05	1.25E+05	4%
5.2	1.37E+05	1.37E+05	7.70E+05	1.44E+05	5%
5.3	1.56E+05	1.56E+05	8.15E+05	1.65E+05	5%
5.4	1.77E+05	1.77E+05	8.62E+05	1.88E+05	6%
5.5	2.00E+05	2.00E+05	9.10E+05	2.13E+05	6%
5.6	2.25E+05	2.25E+05	9.59E+05	2.41E+05	7%
5.7	2.51E+05	2.51E+05	1.01E+06	2.71E+05	8%
5.8	2.80E+05	2.81E+05	1.06E+06	3.04E+05	8%
5.9	3.12E+05	3.12E+05	1.12E+06	3.40E+05	9%
6	3.45E+05	3.46E+05	1.18E+06	3.79E+05	10%
6.1	3.82E+05	3.82E+05	1.24E+06	4.21E+05	10%
6.2	4.20E+05	4.20E+05	1.30E+06	4.66E+05	11%
6.3	4.62E+05	4.62E+05	1.36E+06	5.15E+05	12%
6.4	5.06E+05	5.06E+05	1.42E+06	5.68E+05	12%
6.5	5.52E+05	5.52E+05	1.49E+06	6.24E+05	13%
6.6	6.02E+05	6.02E+05	1.56E+06	6.84E+05	14%
6.7	6.54E+05	6.54E+05	1.63E+06	7.49E+05	14%
6.8	7.10E+05	7.10E+05	1.71E+06	8.17E+05	15%
6.9	7.68E+05	7.68E+05	1.79E+06	8.90E+05	16%
7	8.30E+05	8.30E+05	1.87E+06	9.67E+05	16%
7.1	8.94E+05	8.94E+05	1.95E+06	1.05E+06	17%
7.2	9.62E+05	9.62E+05	2.03E+06	1.13E+06	18%
7.3	1.03E+06	1.03E+06	2.12E+06	1.23E+06	19%
7.4	1.11E+06	1.11E+06	2.21E+06	1.32E+06	19%
7.5	1.19E+06	1.19E+06	2.31E+06	1.42E+06	20%
7.6	1.27E+06	1.27E+06	2.40E+06	1.53E+06	21%
7.7	1.35E+06	1.35E+06	2.50E+06	1.64E+06	21%
7.8	1.44E+06	1.44E+06	2.60E+06	1.76E+06	22%
7.9	1.53E+06	1.53E+06	2.71E+06	1.88E+06	23%
8	1.62E+06	1.62E+06	2.82E+06	2.00E+06	23%
8.1	1.72E+06	1.72E+06	2.93E+06	2.14E+06	24%
8.2	1.82E+06	1.82E+06	3.04E+06	2.28E+06	25%
8.3	1.93E+06	1.93E+06	3.16E+06	2.42E+06	25%
8.4	2.04E+06	2.04E+06	3.28E+06	2.57E+06	26%
8.5	2.15E+06	2.15E+06	3.40E+06	2.73E+06	27%
8.6	2.27E+06	2.27E+06	3.53E+06	2.89E+06	27%
8.7	2.38E+06	2.38E+06	3.66E+06	3.06E+06	28%
8.8	2.51E+06	2.51E+06	3.79E+06	3.23E+06	29%
8.9	2.63E+06	2.63E+06	3.93E+06	3.41E+06	29%
9	2.76E+06	2.76E+06	4.07E+06	3.60E+06	30%
9.1	2.90E+06	2.90E+06	4.21E+06	3.79E+06	31%
9.2	3.04E+06	3.04E+06	4.35E+06	3.99E+06	31%
9.3	3.18E+06	3.18E+06	4.50E+06	4.19E+06	32%
9.4	3.32E+06	3.32E+06	4.65E+06	4.40E+06	33%
9.5	3.47E+06	3.47E+06	4.81E+06	4.62E+06	33%
9.6	3.62E+06	3.62E+06	4.97E+06	4.85E+06	34%
9.7	3.78E+06	3.78E+06	5.13E+06	5.08E+06	34%

T <sub>9</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>25</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
9.8	3.93E+06	3.93E+06	5.30E+06	5.31E+06	35%
9.9	4.10E+06	4.10E+06	5.46E+06	5.56E+06	36%
10	4.26E+06	4.26E+06	5.64E+06	5.81E+06	36%

### Reaktionsrate der <sup>26</sup>Mg(α,n)<sup>29</sup>Si - Reaktion

Auflistung der Reaktionsrate  $r$  in [cm<sup>3</sup> mol<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>] der <sup>26</sup>Mg(α,n)<sup>29</sup>Si - Reaktion, im Vergleich zu Literaturdaten, wie in obiger Tabelle.

T <sub>9</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>26</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
0.1	3.03E-31	3.12E-30	3.03E-26	9.21E-30	195%
0.11	1.05E-29	1.08E-28	1.05E-24	3.13E-28	190%
0.12	2.40E-28	2.47E-27	2.40E-23	7.07E-27	186%
0.13	3.96E-27	4.08E-26	3.96E-22	1.15E-25	181%
0.14	4.96E-26	5.11E-25	4.96E-21	1.42E-24	177%
0.15	4.93E-25	5.08E-24	4.93E-20	1.39E-23	173%
0.16	4.03E-24	4.15E-23	4.03E-19	1.12E-22	169%
0.17	2.78E-23	2.86E-22	2.78E-18	7.60E-22	166%
0.18	1.66E-22	1.70E-21	1.66E-17	4.47E-21	162%
0.19	8.67E-22	8.93E-21	8.67E-17	2.31E-20	159%
0.2	4.06E-21	4.18E-20	4.06E-16	1.07E-19	155%
0.21	1.72E-20	1.77E-19	1.72E-15	4.46E-19	152%
0.22	6.66E-20	6.86E-19	6.66E-15	1.71E-18	149%
0.23	2.38E-19	2.45E-18	2.38E-14	6.02E-18	145%
0.24	7.92E-19	8.15E-18	7.92E-14	1.98E-17	142%
0.25	2.47E-18	2.54E-17	2.47E-13	6.08E-17	139%
0.26	7.24E-18	7.46E-17	7.24E-13	1.76E-16	137%
0.27	2.01E-17	2.07E-16	2.01E-12	4.85E-16	134%
0.28	5.33E-17	5.49E-16	5.33E-12	1.27E-15	131%
0.29	1.35E-16	1.39E-15	1.35E-11	3.17E-15	128%
0.3	3.27E-16	3.37E-15	3.27E-11	7.60E-15	126%
0.31	7.63E-16	7.85E-15	7.63E-11	1.75E-14	123%
0.32	1.72E-15	1.77E-14	1.72E-10	3.90E-14	121%
0.33	3.73E-15	3.85E-14	3.73E-10	8.39E-14	118%
0.34	7.88E-15	8.12E-14	7.88E-10	1.75E-13	116%
0.35	1.62E-14	1.66E-13	1.62E-09	3.55E-13	113%
0.36	3.22E-14	3.32E-13	3.22E-09	7.01E-13	111%

T <sub>o</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>26</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
0.37	6.27E-14	6.46E-13	6.27E-09	1.35E-12	109%
0.38	1.19E-13	1.23E-12	1.19E-08	2.54E-12	107%
0.39	2.22E-13	2.28E-12	2.21E-08	4.66E-12	104%
0.4	4.03E-13	4.15E-12	4.03E-08	8.39E-12	102%
0.41	7.20E-13	7.40E-12	7.19E-08	1.48E-11	100%
0.42	1.26E-12	1.30E-11	1.26E-07	2.57E-11	98%
0.43	2.18E-12	2.23E-11	2.16E-07	4.37E-11	96%
0.44	3.70E-12	3.77E-11	3.66E-07	7.32E-11	94%
0.45	6.18E-12	6.29E-11	6.10E-07	1.21E-10	92%
0.46	1.02E-11	1.03E-10	1.00E-06	1.96E-10	90%
0.47	1.66E-11	1.67E-10	1.62E-06	3.14E-10	88%
0.48	2.68E-11	2.67E-10	2.58E-06	4.96E-10	86%
0.49	4.28E-11	4.21E-10	4.07E-06	7.74E-10	84%
0.5	6.77E-11	6.56E-10	6.33E-06	1.19E-09	82%
0.51	1.06E-10	1.01E-09	9.73E-06	1.82E-09	80%
0.52	1.66E-10	1.54E-09	1.48E-05	2.73E-09	78%
0.53	2.57E-10	2.33E-09	2.22E-05	4.08E-09	75%
0.54	3.96E-10	3.48E-09	3.31E-05	6.01E-09	73%
0.55	6.09E-10	5.15E-09	4.88E-05	8.78E-09	71%
0.56	9.30E-10	7.56E-09	7.13E-05	1.27E-08	68%
0.57	1.42E-09	1.10E-08	1.03E-04	1.82E-08	66%
0.58	2.15E-09	1.59E-08	1.48E-04	2.59E-08	63%
0.59	3.24E-09	2.28E-08	2.10E-04	3.66E-08	60%
0.6	4.88E-09	3.25E-08	2.97E-04	5.12E-08	58%
0.61	7.30E-09	4.59E-08	4.15E-04	7.11E-08	55%
0.62	1.09E-08	6.45E-08	5.77E-04	9.80E-08	52%
0.63	1.61E-08	9.01E-08	7.96E-04	1.34E-07	49%
0.64	2.38E-08	1.25E-07	1.09E-03	1.82E-07	46%
0.65	3.48E-08	1.73E-07	1.48E-03	2.47E-07	43%
0.66	5.07E-08	2.37E-07	2.00E-03	3.31E-07	40%
0.67	7.34E-08	3.23E-07	2.69E-03	4.42E-07	37%
0.68	1.06E-07	4.39E-07	3.58E-03	5.86E-07	34%
0.69	1.51E-07	5.92E-07	4.75E-03	7.73E-07	31%
0.7	2.14E-07	7.96E-07	6.26E-03	1.01E-06	27%
0.71	3.02E-07	1.06E-06	8.20E-03	1.32E-06	24%
0.72	4.22E-07	1.41E-06	1.07E-02	1.72E-06	21%
0.73	5.87E-07	1.87E-06	1.38E-02	2.22E-06	18%
0.74	8.10E-07	2.47E-06	1.78E-02	2.85E-06	16%
0.75	1.11E-06	3.24E-06	2.29E-02	3.65E-06	13%
0.76	1.51E-06	4.23E-06	2.92E-02	4.65E-06	10%
0.77	2.05E-06	5.49E-06	3.70E-02	5.90E-06	7%
0.78	2.76E-06	7.10E-06	4.68E-02	7.46E-06	5%
0.79	3.68E-06	9.15E-06	5.89E-02	9.38E-06	3%
0.8	4.89E-06	1.17E-05	7.37E-02	1.18E-05	0%
0.81	6.46E-06	1.50E-05	9.18E-02	1.47E-05	-2%
0.82	8.48E-06	1.91E-05	1.14E-01	1.82E-05	-4%
0.83	1.11E-05	2.41E-05	1.41E-01	2.26E-05	-6%

T <sub>o</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>26</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
0.84	1.44E-05	3.04E-05	1.73E-01	2.79E-05	-8%
0.85	1.85E-05	3.82E-05	2.12E-01	3.43E-05	-10%
0.86	2.38E-05	4.78E-05	2.59E-01	4.21E-05	-12%
0.87	3.04E-05	5.96E-05	3.15E-01	5.15E-05	-14%
0.88	3.86E-05	7.40E-05	3.82E-01	6.27E-05	-15%
0.89	4.88E-05	9.16E-05	4.61E-01	7.62E-05	-17%
0.9	6.14E-05	1.13E-04	5.55E-01	9.22E-05	-18%
0.91	7.69E-05	1.39E-04	6.65E-01	1.11E-04	-20%
0.92	9.59E-05	1.70E-04	7.94E-01	1.34E-04	-21%
0.93	1.19E-04	2.07E-04	9.46E-01	1.61E-04	-22%
0.94	1.47E-04	2.51E-04	1.12E+00	1.93E-04	-23%
0.95	1.81E-04	3.05E-04	1.33E+00	2.30E-04	-24%
0.96	2.22E-04	3.68E-04	1.57E+00	2.74E-04	-25%
0.97	2.72E-04	4.43E-04	1.84E+00	3.26E-04	-26%
0.98	3.31E-04	5.31E-04	2.16E+00	3.86E-04	-27%
0.99	4.01E-04	6.35E-04	2.53E+00	4.57E-04	-28%
1	4.85E-04	7.58E-04	2.94E+00	5.39E-04	-29%
1.1	2.70E-03	3.80E-03	1.19E+01	2.50E-03	-34%
1.2	1.15E-02	1.51E-02	3.85E+01	9.66E-03	-36%
1.3	4.02E-02	4.99E-02	1.05E+02	3.21E-02	-36%
1.4	1.20E-01	1.42E-01	2.48E+02	9.45E-02	-34%
1.5	3.14E-01	3.62E-01	5.23E+02	2.51E-01	-31%
1.6	7.44E-01	8.37E-01	1.00E+03	6.09E-01	-27%
1.7	1.62E+00	1.79E+00	1.78E+03	1.37E+00	-23%
1.8	3.30E+00	3.57E+00	2.96E+03	2.89E+00	-19%
1.9	6.31E+00	6.74E+00	4.66E+03	5.76E+00	-15%
2	1.15E+01	1.21E+01	6.98E+03	1.09E+01	-10%
2.1	1.99E+01	2.08E+01	1.01E+04	1.98E+01	-5%
2.2	3.32E+01	3.45E+01	1.40E+04	3.45E+01	0%
2.3	5.34E+01	5.51E+01	1.88E+04	5.80E+01	5%
2.4	8.32E+01	8.55E+01	2.47E+04	9.44E+01	10%
2.5	1.26E+02	1.29E+02	3.16E+04	1.49E+02	16%
2.6	1.86E+02	1.89E+02	3.96E+04	2.30E+02	22%
2.7	2.68E+02	2.73E+02	4.88E+04	3.47E+02	27%
2.8	3.79E+02	3.84E+02	5.92E+04	5.10E+02	33%
2.9	5.26E+02	5.32E+02	7.07E+04	7.37E+02	38%
3	7.18E+02	7.26E+02	8.33E+04	1.04E+03	44%
3.1	9.66E+02	9.75E+02	9.70E+04	1.45E+03	49%
3.2	1.28E+03	1.29E+03	1.12E+05	1.99E+03	54%
3.3	1.69E+03	1.70E+03	1.28E+05	2.69E+03	59%
3.4	2.19E+03	2.20E+03	1.44E+05	3.59E+03	63%
3.5	2.82E+03	2.83E+03	1.62E+05	4.72E+03	67%
3.6	3.60E+03	3.61E+03	1.81E+05	6.14E+03	70%
3.7	4.55E+03	4.57E+03	2.00E+05	7.90E+03	73%
3.8	5.72E+03	5.74E+03	2.20E+05	1.01E+04	75%
3.9	7.13E+03	7.15E+03	2.41E+05	1.27E+04	77%
4	8.83E+03	8.86E+03	2.63E+05	1.58E+04	79%

T <sub>o</sub> [10 <sup>9</sup> K]	Rate Untergrenze	Rate <sup>26</sup> Mg	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
4.1	1.09E+04	1.09E+04	2.86E+05	1.96E+04	80%
4.2	1.33E+04	1.33E+04	3.09E+05	2.41E+04	80%
4.3	1.62E+04	1.62E+04	3.33E+05	2.93E+04	81%
4.4	1.96E+04	1.96E+04	3.57E+05	3.54E+04	80%
4.5	2.36E+04	2.36E+04	3.82E+05	4.26E+04	80%
4.6	2.83E+04	2.83E+04	4.08E+05	5.08E+04	79%
4.7	3.37E+04	3.37E+04	4.35E+05	6.02E+04	79%
4.8	3.99E+04	4.00E+04	4.63E+05	7.10E+04	78%
4.9	4.71E+04	4.71E+04	4.91E+05	8.32E+04	76%
5	5.53E+04	5.53E+04	5.20E+05	9.70E+04	75%
5.1	6.46E+04	6.47E+04	5.51E+05	1.12E+05	74%
5.2	7.52E+04	7.53E+04	5.82E+05	1.30E+05	72%
5.3	8.72E+04	8.72E+04	6.15E+05	1.49E+05	71%
5.4	1.01E+05	1.01E+05	6.48E+05	1.70E+05	69%
5.5	1.16E+05	1.16E+05	6.83E+05	1.94E+05	68%
5.6	1.32E+05	1.32E+05	7.20E+05	2.20E+05	66%
5.7	1.51E+05	1.51E+05	7.58E+05	2.49E+05	65%
5.8	1.72E+05	1.72E+05	7.97E+05	2.80E+05	63%
5.9	1.94E+05	1.94E+05	8.39E+05	3.14E+05	62%
6	2.19E+05	2.19E+05	8.82E+05	3.51E+05	60%
6.1	2.46E+05	2.47E+05	9.27E+05	3.91E+05	59%
6.2	2.76E+05	2.76E+05	9.74E+05	4.34E+05	57%
6.3	3.09E+05	3.09E+05	1.02E+06	4.81E+05	56%
6.4	3.44E+05	3.44E+05	1.08E+06	5.31E+05	54%
6.5	3.82E+05	3.82E+05	1.13E+06	5.84E+05	53%
6.6	4.23E+05	4.23E+05	1.19E+06	6.41E+05	51%
6.7	4.68E+05	4.68E+05	1.25E+06	7.03E+05	50%
6.8	5.16E+05	5.16E+05	1.31E+06	7.68E+05	49%
6.9	5.67E+05	5.67E+05	1.38E+06	8.37E+05	48%
7	6.21E+05	6.22E+05	1.45E+06	9.10E+05	46%
7.1	6.80E+05	6.80E+05	1.52E+06	9.87E+05	45%
7.2	7.42E+05	7.42E+05	1.59E+06	1.07E+06	44%
7.3	8.08E+05	8.08E+05	1.67E+06	1.16E+06	43%
7.4	8.78E+05	8.78E+05	1.76E+06	1.25E+06	42%
7.5	9.53E+05	9.53E+05	1.84E+06	1.34E+06	41%
7.6	1.03E+06	1.03E+06	1.93E+06	1.44E+06	40%
7.7	1.11E+06	1.11E+06	2.03E+06	1.55E+06	39%
7.8	1.20E+06	1.20E+06	2.13E+06	1.66E+06	38%
7.9	1.29E+06	1.29E+06	2.23E+06	1.77E+06	37%
8	1.39E+06	1.39E+06	2.33E+06	1.89E+06	36%
8.1	1.49E+06	1.49E+06	2.45E+06	2.01E+06	35%
8.2	1.60E+06	1.60E+06	2.56E+06	2.14E+06	34%
8.3	1.71E+06	1.71E+06	2.68E+06	2.28E+06	33%
8.4	1.82E+06	1.82E+06	2.81E+06	2.42E+06	32%
8.5	1.94E+06	1.95E+06	2.94E+06	2.56E+06	32%
8.6	2.07E+06	2.07E+06	3.07E+06	2.71E+06	31%
8.7	2.20E+06	2.20E+06	3.21E+06	2.86E+06	30%



$T_0$ [ $10^9$ K]	Rate Untergrenze	Rate $^{26}\text{Mg}$	Rate Obergrenze	Rate [Cau88]	Differenz zu [Cau88]
8.8	2.34E+06	2.34E+06	3.35E+06	3.02E+06	29%
8.9	2.48E+06	2.48E+06	3.50E+06	3.19E+06	29%
9	2.63E+06	2.63E+06	3.66E+06	3.36E+06	28%
9.1	2.78E+06	2.78E+06	3.82E+06	3.54E+06	27%
9.2	2.94E+06	2.94E+06	3.98E+06	3.72E+06	27%
9.3	3.10E+06	3.10E+06	4.15E+06	3.90E+06	26%
9.4	3.27E+06	3.27E+06	4.32E+06	4.09E+06	25%
9.5	3.44E+06	3.44E+06	4.50E+06	4.29E+06	25%
9.6	3.62E+06	3.62E+06	4.69E+06	4.49E+06	24%
9.7	3.81E+06	3.81E+06	4.88E+06	4.70E+06	23%
9.8	4.00E+06	4.00E+06	5.07E+06	4.91E+06	23%
9.9	4.19E+06	4.19E+06	5.27E+06	5.13E+06	22%
10	4.39E+06	4.39E+06	5.48E+06	5.35E+06	22%

## Literaturverzeichnis

- [And83] M.R. Anderson, L.W. Mitchel, M.E. Sevier und D.G. Sargood, Nucl. Phys. **A405** (1983) 170-178
- [Ajz91] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A523** (1991) 1-196
- [Bai62] J.K. Bair und H.B. Willard, Phys. Rev. **128** (1962) 299-304
- [Bai73] J.K. Bair und F.X. Haas, Phys. Rev. C **7** (1973) 1356-1364
- [Bar93] S. Barth, Diplomarbeit, Stuttgart (1993)
- [And81] H.H. Anderson und H.L. Bay, Sputtering by Particle Bombardment I, Behrisch, Berlin, Heidelberg, New York (1981)
- [B<sup>2</sup>FH] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler und F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29** (1957) 547-650
- [Bru93] C.R. Brune, I. Licot und R.W. Kavanagh, Phys. Rev. C **48** (1993) 3119-3121
- [Den94] A. Denker, Dissertation, Stuttgart (1994)
- [Die82] G. Dietze, und H. Klein, Nucl. Instrum. Methods **193** (1982) 549
- [Dro92] H.W. Drotleff, Dissertation, Bochum und Stuttgart (1992)
- [Dro93] H.W. Drotleff, A. Denker, H. Knee, M. Soiné, G. Wolf, J.W. Hammer, U. Greife, C. Rolfs und H.P. Trautvetter, Astrophys. Jour. **414** (1993) 735
- [End90] P.M. Endt, Nucl. Phys. **A521** (1990) 1-830
- [Etz91] R. Etzel, Diplomarbeit, Stuttgart (1991)
- [Cau88] G.R. Caughlan und W.A. Fowler, Atomic Data and Nuclear Data Tables **40** (1988) 283-334
- [Fre94] K. Freitag, Institut für Strahlen und Kernphysik Bonn, Private Mitteilung und Jahresberichte des Instituts für Strahlen und Kernphysik der Universität Bonn 1969-1987

- [Fre79] K. Freitag, Radiation Effects **44** (1979) 185
- [Ham79] J.W. Hammer, B. Fischer, H. Hollick, H.P. Trautvetter, K.U. Kettner, C. Rolfs und M. Wiescher, Nucl. Instrum. Methods **161** (1979) 189
- [Hau52] W. Hauser und H. Feshbach, Phys. Rev. **87** (1952) 366
- [Hil89] W. Hillebrandt, Cosmological Processes ed. W.D. Arnett, C.J. Hansen, J.W. Truran und S. Tsuruta, VNU Science Press; Utrecht (1989)
- [Ibe75] I. Iben, Astrophys. Jour. **196** (1975) 525 und 549
- [Küc90] S. Küchler, Diplomarbeit, Stuttgart (1990)
- [Kun93] R. Kunz, Diplomarbeit, Stuttgart (1993)
- [Lan78] K.R. Lang, Astrophysical Formulae, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1978)
- [MCNP] J.F. Briesmeister, A General Purpose Monte Carlo Code for Neutron and Photon Target, LA-7397-11 Rev. Version 3B Los Alamos National Laboratory (1986)
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif und D. Seeliger, Kern und Elementarteilchenphysik, VCH, Weinheim (1988)
- [Nic95] J. Nickel, Diplomarbeit, Stuttgart, (1995)
- [Par93] R.K. Parui, Indian J. Physics **B67** (1993) 109-131
- [Rol88] C.E. Rolfs und W.S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, University of Chicago Press, Chicago (1988)
- [Rus72] J.P. Russel, W.E. Taylor, F.E. Dunham und H.A. van Rinsvelt, Nucl. Phys. **A187** (1972) 449-458
- [Seu87] S. Seuthe et al., Nucl. Instrum. Methods. **A260** (1987) 33
- [Soi91] M. Soiné, Diplomarbeit, Stuttgart (1991)
- [Trim] J.P. Biersack und L.G. Haggmark, Nucl. Instrum. Methods **174** (1980) 257-269
- [Tru84] J.W. Truran, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34** (1984) 53
- [Wei37] C.F. von Weizsäcker, Phys. Z. **38** (1937), 176 und Phys. Z. **39** (1938) 633

- [Woo78] S.E. Woosley, W.A. Fowler, J.A. Holmes und B.A. Zimmermann, Atom. Nucl. Data Tables **22** (1978) 371
- [Woo84] S.E. Woosley, T.S. Axelrod und T.A. Weaver, Stellar Nucleosynthesis, ed. C. Chiosi und A. Renzini, Riedel, Dordrecht (1984)
- [Zie77] J.F. Ziegler, Helium- Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter, Pergamon Press, Chicago (1977)
- [Zwa81] L.van der Zwan, K.W. Geiger, Nucl. Sci. Eng. **79** (1981) 197-201

## Danksagung

Danken möchte ich an dieser Stelle:

- Herrn Prof. Dr. U. Kneißl für die Übernahme des Hauptberichts und die freundliche Aufnahme in das Institut,
- Herrn Dr. J. W. Hammer für seine Betreuung und Unterstützung,
- Herrn Prof. Dr. H. E. Schaefer für die Übernahme des Mitberichts,
- besonderen Dank Herrn Dr. K. Freitag und seinem Team vom Institut für Strahlen und Kernphysik in Bonn für die besondere Mühe und Arbeit um die Targets,
- den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Hammer: Dipl. Phys. Tilo Aichele, Dipl. Phys. Steffen Barth, Dr. Andrea Denker, Dr. Heinrich Knee, Dipl. Phys. Ralf Kunz, Dipl. Phys. Armin Mayer, Dipl. Phys. Jens Nickel, Christoph Plettner, Roland Polzer und Dipl. Phys. Roger Schreiter für ihre Unterstützung in den Strahlzeiten und in Rechnerfragen,
- der mechanischen Werkstatt und insbesondere Herrn Namyslak für die prompte Erledigung aller Aufträge,
- dem restlichen Team im Hause, die immer zur Stelle waren, wenn das Vakuum, die Elektronik oder sonstige Geräte Probleme machten,
- allen studentischen und hauptamtlichen Operateure und Mitarbeiter des IfS,
- meinen Eltern, meinem Bruder, Francesca, die mir alle geduldig während des Studiums zur Seite standen, und allen Freunden und Bewohnern der Liststraße 33.