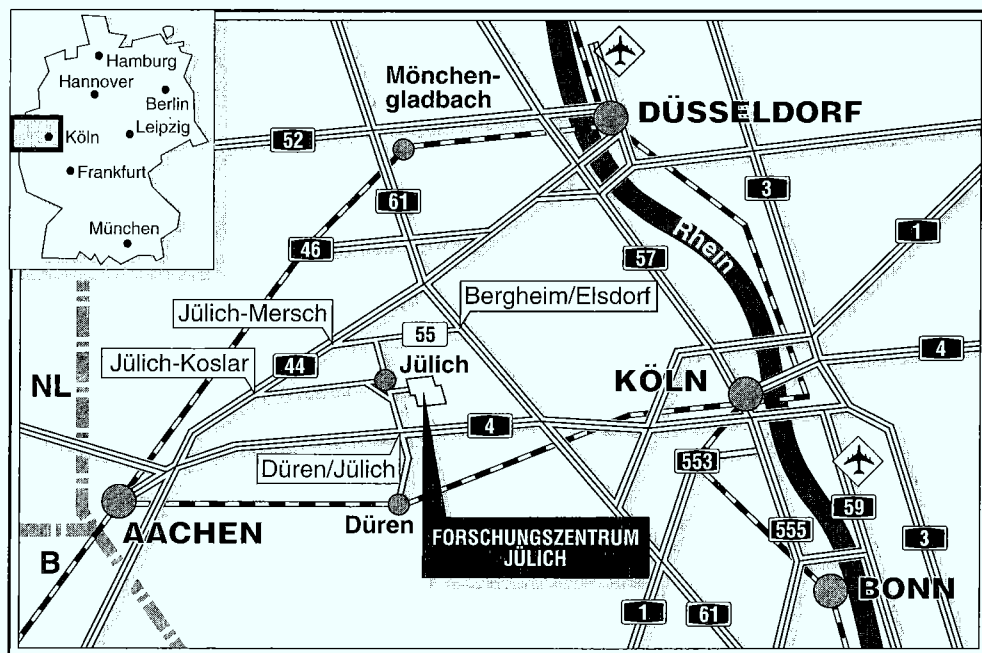


Institut für Kernphysik

**Spektroskopie der schweren neutronen-
armen Kerne ^{189}Pb und ^{199}At , sowie
des Kerns ^{57}Ni und Entwicklung eines
Detektors für Verdampfungsrestkerne**

Klaus-Michael Spohr



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3171

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3171

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

**Spektroskopie der schweren neutronen-
armen Kerne ^{189}Pb und ^{199}At , sowie
des Kerns ^{57}Ni und Entwicklung eines
Detektors für Verdampfungsrestkerne**

Klaus-Michael Spohr

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Meßapparatur	4
2.1	Die Motivation zur Entwicklung eines Detektors für Verdampfungsrestkerne	4
2.2	Das OSIRIS–Anti–Compton–Spektrometer	6
2.2.1	Das OSIRIS γ –Multidetektorsystem	6
2.2.2	Das 4π BGO Summenenergie und γ –Multiplizitätsfilter	9
2.3	Der Detektor für Verdampfungsrestkerne	10
2.3.1	Aufbau und Funktionsweise des RFD's	10
2.3.2	Die Energie–Winkelaufstreuung der Verdampfungsrestkerne und des Strahls nach dem Targetaustritt	11
2.3.3	Der Nachweis der Verdampfungsrestkerne im RFD	22
2.3.4	Konzeption einer elektrostatischen Linse für den RFD-II Detektor	34
2.4	Der Aufbau der Meßelektronik	36
2.4.1	Die OSIRIS–Elektronik	36
2.4.2	RFD–Elektronik	37
2.5	Datenaufzeichnung und Verarbeitung	41
3	Die Experimente mit der OSIRIS–RFD Apparatur	45
3.1	Spektroskopie von ^{189}Pb	45
3.1.1	Das Experiment mit dünnem Target	46

3.1.2	Das Experiment mit dickem Target	62
3.1.3	Das Niveauschema von ^{189}Pb und Theoretische Diskussion	65
3.2	Messungen zur Spektroskopie von ^{187}Pb	66
3.3	Spektroskopie von ^{199}At	69
3.3.1	Das Experiment	69
3.3.2	Die prompten Niveaus von ^{199}At und theoretische Diskussion . . .	75
3.4	Spektroskopie von ^{57}Ni	80
3.4.1	Die Motivation des Experiments mit der OSIRIS–RFD Apparatur	80
3.4.2	Das Experiment	84
3.4.3	Das prompte Niveauschema von ^{57}Ni	91
3.4.4	Bestimmung der DCO–Verhältnisse bei ^{57}Ni	96
3.4.5	Theoretische Diskussion	103
4	Zusammenfassung und Ausblick	106
A	Das Simulationsprogramm TRIMTRANS	110
A.1	Das Programm zur Teilchenabdampfung: EVAPOR	110
A.2	Das Programm zur Teilchentransmission durch Materie: TRIM	111
A.3	Die TRIMTRANS–Shell	112
B	Die Koordinaten der Detektoren; Dopplerkorrektur	116
B.1	Die Polarkoordinaten der OSIRIS-Detektoren und der RFD-Elemente . .	116
B.2	Die Matrix Θ_{ij} zur Dopplerkorrektur	117

Kapitel 1

Einleitung

Die in-beam γ -Spektroskopie von angeregten Kernen ist ein Schlüssel zum Verständnis der Kernstruktur bei hohen Drehimpulsen. Die entscheidende Fragestellung ist dabei in allen Experimenten, welche Konfiguration der Nuklide bei bestimmter Anregungsenergie und Drehimpuls vorliegt und welche Gestalt der interessierende Kern dabei aufzeigt. Seit dem letzten Jahrzehnt ist es durch die Entwicklung neuer Multidetektorsysteme, wie u.a. des OSIRIS-Spektrometers, möglich geworden, auch jene Nuklide fern ab der Kernstabilität zu untersuchen, die nur mit einem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt produziert werden können.

Die experimentelle Weiterentwicklung ging dabei Hand in Hand mit einem verbesserten theoretischen Verständnis der Wechselwirkung zwischen den Kernbausteinen. Es zeigte sich, daß basierend auf dem Schalenmodell [May49] [Hax49] und ergänzenden Theorien zum Rotationsverhalten der Kernmaterie [BohM53] [HilW], eine Reihe von Gestaltphänomenen, wie insbesondere die Kerndeformation, durch das Wechselspiel zwischen Einteilchen- und kollektiven Anregungen der Kerne zu interpretieren sind.

Einen im Hinblick auf die Erforschung der Hochspinzustände noch weitgehend unerschlossenen Kernbereich bilden die schweren neutronenarmen Kerne mit $A \sim 200$. Sie können für in-beam Experimente i.a. nur durch Kernreaktionen erzeugt werden, in denen die Spaltung des Compoundsystems den dominierenden Reaktionskanal darstellt. Die spektroskopischen Untersuchungen erfordern deswegen den Einsatz eines zusätzlichen selektiven Detektors, der es in Koinzidenzmessung erlaubt, den dominierenden Spaltuntergrund zu diskriminieren.

Ein in seiner Konzeption neuartiger Zusatzdetektor zum Nachweis der Verdampfungsrestkerne, basierend auf einer Idee von Maier et al. [HeeM91], wurde erstmalig 1990 zusammen mit dem OSIRIS-Spektrometer verwendet.

Hierdurch war in einem Experiment mit dünnem Target, die erste in-beam Messung der

prompten Übergänge in $^{186,188}\text{Pb}$ [Hee93] ermöglicht worden. Dabei konnte aufgezeigt werden, daß die beiden Pb -Kerne, die sich in der Mitte der abgeschlossenen Neutronenschale von $N = 82$ bis $N = 126$ befinden, aus der Systematik der schwereren Pb -Isotope mit $A \geq 190$ abweichen und Analogien zu den Rotationsspektren ihrer prolat deformierten Hg -Isotone ^{184}Hg und ^{186}Hg aufweisen ([Ma86], [Jan83] und [Pou92]).

Die folgenden Untersuchungen sollten nun eine Antwort auf die Frage geben, ob die Kernniveaus der bisher noch nicht in-beam gemessenen ungeraden Nachbarisotope $^{187,189}\text{Pb}$ ähnliche Strukturen aufzeigen, oder ob ihre Anregungsspektren noch Analogien zu den schwereren Pb -Isotopen aufweisen, bei denen die experimentellen Resultate auf eine sphärische Kerngestalt hindeuten.

Die Motivation für die im Rahmen dieser Arbeit ebenso durchgeführte in-beam Messung an dem Kern ^{199}At leitete sich aus theoretischen Betrachtungen ab, die besagen, daß Nuklide mit $N \ll 126$ und $Z \gg 82$, also abseits der geschlossenen Schalen für Neutronen und Protonen, eine Grundzustandsdeformation aufweisen sollten. Da die Kerndeformation durch die Wechselwirkung der sich in den nicht abgeschlossenen Schalen befindlichen Protonen und Neutronen verursacht wird und somit durch das Produkt: $(N - 126) * (Z - 82)$ bestimmt wird, ist das Auftreten einer Deformation im Kern ^{199}At schon bei niedrigen Anregungsenergien sehr wahrscheinlich.

Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang weiterhin die Tatsache, daß ^{199}At in einem Übergangsbereich zwischen prolat und oblat deformierter Kerngestalt liegt. So deuten die bereits erwähnten Messungen an den neutronenarmen Pb -Isotopen auf das Vorhandensein von prolater Kerndeformation hin, während frühere Messungen an $^{196,198}\text{Po}$ [Alb91] auf die Existenz von Intruder-Zuständen schließen lassen, die zur Ausbildung einer oblaten Kerngestalt in dieser Massenregion führen können.

In dem letzten, im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Experiment, mit der Kombination aus dem OSIRIS-Multidetektorsystem und dem Detektor für Verdampfungsrestkerne an dem Kern ^{57}Ni , sollte die durch die Messung der Restkerngeschwindigkeit zum Zeitpunkt der γ -Emission im selektiven Zusatzdetektor mögliche, äußerst präzise, individuelle Dopplerkorrektur der gemessenen γ -Energien ausgenutzt werden. Insofern unterscheidet sich dieses Experiment in entscheidender Weise von den vorigen nicht nur durch den gewählten Massenbereich, sondern auch durch die Motivation zum Einsatz des Detektors für Verdampfungsrestkerne.

Ebenso, wie für schwere neutronenarme Kerne, ist die Erforschung der Hochspin-zustände auch bei neutronenarmen Kernen mit Massen im Bereich zwischen: $50 \leq A \leq 70$ i.a. noch nicht sehr weit fortgeschritten. Zwar können einerseits in diesem Massenbereich die Kerne als Ausgangsprodukte einer Fusionsreaktion mit hinreichend großen

Wirkungsquerschnitten erzeugt werden und eine Spaltung des Compoundsystems kann, im Gegensatz zu den Verhältnissen bei den schweren Kernen, ausgeschlossen werden, auf der anderen Seite ist aber i.a. die Bevölkering des interessierenden Restkerns nur über einen geladenen Teilchenkanal möglich.

Die Abdampfung geladener Teilchen aus einem leichten Compoundkern und die Wechselwirkung des Restkerns mit den Targetatomen führt nun dazu, daß die aus dem dünnen Target austretenden Restkerne zum Zeitpunkt der γ -Emission im Gegensatz zu den schweren Kernen, eine sehr diffuse Energie-Winkelverteilung aufweisen. Folglich ist ohne eine Messung des Geschwindigkeitsvektors nur eine sehr grobe Dopplerkorrektur der gemessenen Energie mit einem berechneten Mittelwert der Geschwindigkeit möglich. Für die zu erwartenden hochenergetischen γ -Übergänge sind somit sehr breite Linienformen zu erwarten, und bei der i.a. großen Anzahl der populierte Restkernkanäle überlappen sich die gemessenen γ -Linien so stark, daß eine Interpretation des gemessenen Spektrums nahezu unmöglich wird.

Der von uns ausgesuchte Kern ^{57}Ni erwies sich als direkter Nachbar zu dem bis vor kurzer Zeit noch schwersten bekannten doppeltmagischen Kern mit $N = Z$: ^{56}Ni in theoretischer Hinsicht als ausgesprochen lohnendes Zielobjekt. Diese Untersuchung sollte uns Aufschluß über die Anwendbarkeit des Schalenmodells in Hinblick auf die Interpretation der Hochspinzustände geben.

Bei allen Experimenten sollte die Weiterentwicklung des im nachfolgenden Kapitel explizit dargestellten Detektor für Verdampfungsrestkerne zu einem zuverlässigen Instrument für die prompte in-beam Spektroskopie vorangetrieben werden. Da es sich um ein in Hinsicht auf den Restkernnachweis neuartiges Detektorkonzept handelte, sollte dabei das Hauptaugenmerk auf einem möglichst umfassenden theoretischen und experimentellen Verständnis des Nachweismechanismus liegen.

Die vorliegende Arbeit hatte also zwei in etwa gleichrangige Zielsetzungen; einerseits wurde der neue Detektor benutzt, um zuvor nicht zugängliche Daten zur Kernstruktur zu messen, und andererseits wurde der Detektor an den zunehmend schwierigeren Anforderungen erprobt und verbessert.

Kapitel 2

Die Meßapparatur

2.1 Die Motivation zur Entwicklung eines Detektors für Verdampfungsrestkerne

In der in-beam γ -Spektroskopie wird der zu untersuchende Kern meistens über den Teilchenzerfall eines Compoundsystems gebildet, das in einer Fusionsreaktion erzeugt wird.

Bei der Erzeugung sehr schwerer Atome $A \sim 200$ mit hohem Drehimpuls bildet die Spaltung des Compoundkerns den dominierenden Ausgangskanal des Zerfallsprozesses. Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Verdampfungsrestkernen (VR's) ist damit verglichen i.a. um einige Größenordnungen geringer und beträgt kaum mehr als einige wenige mb . Somit können auch andere Prozesse wie z.B. Coulombanregungen weitaus häufiger auftreten, als der Zerfall des Compoundkerns durch Teilchenabdampfung. Die Diskriminierung der dominanten γ -Strahlung aus den störenden Prozessen, zu denen auch noch Kernreaktionen an Verunreinigungen des Targets (i.a. durch Oxidation ^{16}O) gehören können, muß somit über die Koinzidenz mit einem Zusatzdetektor vollzogen werden, der es erlaubt die aus einem dünnen Target austretenden Verdampfungsrestkerne nachzuweisen und sie von den anderen Reaktionsprodukten zu selektieren.

Der im folgenden im Detail dargestellte Detektor für Verdampfungsrestkerne (**R**ecoil-**F**ilter-**D**etektor (RFD)) wurde als ein einfacher und schneller Zusatzdetektor zum OSIRIS-Spektrometer entworfen. Seine Grundkonzeption beruht auf der zeitlichen und räumlichen Trennung der VR's von den störenden Produkten und benutzt zum Nachweis derselben das Phänomen der teilcheninduzierten Elektronenemission. Im Gegensatz zu den Massenseparatoren, die eine Messung der Massenzahl A , sowie in manchen Fällen auch Z auf Kosten einer geringen totalen Nachweiswahrscheinlichkeit

erlauben $\epsilon_{\text{Masssep}} \leq 2\%$, ist mit dem im folgenden dargestellten RFD-Detektor ein einfacher und schneller Nachweis der VR's mit relativ hoher Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit möglich. Die im Prinzip einfache Konstruktion desselben erlaubt zusätzlich zum Nachweis der Verdampfungsrestkerne die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit zum Zeitpunkt der Emission. Hierdurch kann in der nachfolgenden Analyse die Dopplerkorrektur der gemessenen Energie mit einer Genauigkeit vollzogen werden, wie es bisher nur in Experimentent mit den i.a. recht kompliziert aufgebauten Ionisationsdrahtkammern möglich gewesen ist. Das Nachweiskonzept der teilcheninduzierten Elektronenemission erlaubt den Nachweis der VR's mit schnellen Szintillatoren, so daß der RFD gegenüber den Massenseparatoren und Drahtkammerdetektoren ein ausgesprochen schneller Zusatzdetektor ist.

Die Grundkonzeption des hier dargestellten Detektors für Verdampfungsrestkerne RFD beruht auf der charakteristischen *zeitlichen* und *räumlichen* Verteilung der Restkerne nach dem Austritt aus dem dünnen Target.

Die Restkerne sind die langsamste 'Klasse' von Teilchen, die infolge des Compoundkernzerfalles aus dem Target austritt. Sorgt man nun dafür, daß sich die Nachweisfläche des Zusatzdetektors in einem genügend großen Abstand von dem Target befindet, so daß sich die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Teilchengruppen in hinreichend großen Laufzeitdifferenz niederschlagen, so kann man durch ein elektronisch zu setzendes Zeitfenster die Restkerne von den schnelleren Störprodukten trennen.

Desweiteren treten die Restkerne nur mit einem relativ kleinen Winkel zur Strahlrichtung aus dem dünnen Target heraus. Der Nachweisdetektor muß somit nur einen kleinen Teil des Raumwinkels um die Strahlrichtung beanspruchen, um den Großteil der Restkerne nachweisen zu können und die nahezu isotrop emittierten Spaltprodukte treffen nur zu einem geringen Anteil auf die aktive Detektorfläche auf.

Benutzt man die zeitliche und räumliche Verteilung der VR's zu ihrer Separation, so muß man gleichzeitig einige technische Probleme und Nachteile ins Auge fassen. So kann der Nachweis von niederenergetischen Ionen, wie es die VR's nach Targetaustritt darstellen, nicht auf direkten Wege geschehen. Ein neuer, indirekter Nachweismechanismus muß gefunden werden, um die VR's nachweisen zu können (teilcheninduzierte Elektronenemission). Die zeitliche Separation macht desweiteren eine Strahlpulsung erforderlich. Eine Diskriminierung der störenden Reaktionsprodukte ist nur dann gewährleistet, wenn innerhalb des Nachweiszeitraumes der VR's, keine zusätzlichen Störprodukte aus dem nächsten Strahlpuls bereits wieder in dem selektiven Detektor auftreffen können.

Durch die geringe Aufstreuung der VR's ist ihre räumliche Separation von den durch das dünne Target transmittierten Strahlteilchen nur sehr gering. Der RFD muß somit, trotz der ohnehin notwendigen Aussparung in direkter Strahlrichtung, wo die meisten der Strahlionen nach dem Durchgang durch das dünne Target auftreffen (sog. Faraday-Cup), eine recht große Zahl von aufgestreuten Strahlteilchen meßtechnisch to-

lieren können.

Der relative Anteil von weit aufgestreuten Strahlteilchen ist zwar wesentlich geringer als im Falle des interessierenden Verdampfungsrestkerns, wegen der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte, mit denen die VR's produziert werden, liegt die Gesamtzahl der in den aktiven Winkelbereich des RFD's gestreuten Strahlteilchen um mehrere Größenordnungen¹ über der Anzahl der dorthin aufgestreuten Restkerne.

2.2 Das OSIRIS–Anti–Compton–Spektrometer

2.2.1 Das OSIRIS γ –Multidetektorsystem

Das OSIRIS–Anti–Compton–Spektrometer ist ein Multidetektorsystem zur Messung von γ –Strahlung, das im Jahr 1986 in einer Kollaboration der KFA–Jülich, des HMI–Berlin, sowie den Universitäten Bonn und Köln entstand und seit 1988 einen festen Standort am VICKSI–Schwerionenbeschleuniger des Hahn–Meitner–Institutes in Berlin hat.

Im vorliegenden experimentellen Aufbau besteht das OSIRIS–Spektrometer aus 11 comptonunterdrückten HPGe('High Purity Germanium')–Halbleiterdetektoren, sogenannter symmetrischer Bauart und einem Summenenergie und γ –Multiplizitätsfilter aus BGO². Die Germaniumkristalle der γ –Detektoren sind zylinderförmig und besitzen einen Durchmesser von 55 mm bei einer Länge von ebenfalls 55 mm. Um ihr Rauschen zu minimieren, werden sie über einen Kühlfinger mit flüssigem Stickstoff, der sich in einem Dewar–Gefäß befindet, auf einer Temperatur von ca. -180°C gehalten [Lie84]. In den Experimenten wurden Germanium–Detektoren der Firmen INTERTECHNIQUE (F) und ORTEC (USA) verwendet. Für die 1332 keV–Standardeichlinie von ^{60}Co wiesen die Detektoren am Anfang der Experimente eine Energieauflösung von 1.8 – 2.4 keV auf. Die Energieverschlechterung durch Neutronenschäden war bei allen Experimenten fast zu vernachlässigen. Die relative Photopeak–Ansprechwahrscheinlichkeit³ der benutzten Detektoren lag zwischen 25 – 35%.

Da nicht alle in den Kristall auftreffenden γ –Quanten ihre Energie vollständig dort abgeben, ist jeder Germanium–Kristall mit einem Szintillationsdetektor umgeben, der es, in Antikoinzidenz mit dem gemessenen Germanium–Signal erlaubt, unvollständig

¹Bei unseren Experimenten ergab sich, unter Berücksichtigung der RFD–Nachweiseffizienzen und des Reaktionsquerschnittes, für das Verhältnis Strahlteilchen/Verdampfungsrestkern im RFD in etwa: 2000/1 für das ^{57}Ni –Experiment und: 100000/1 für das Experiment an den schweren Pb–Isotopen

²BGO=Wismutgermanat ; chemische Formel: $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

³bezogen auf einen $3'' \times 3''$ NaJ–Detektor mit Abstand von 25 cm für eine ^{60}Co –Quelle

detektierte γ -Quanten zu unterdrücken. Diese sogenannten 'Shields' sind zylindersymmetrisch gebaut und ummanteln, bis auf die Eintrittsöffnung ($\varnothing 34\text{ mm}$) und einen technisch notwendigen Einführungsschacht für die Detektoren, den Germanium–Kristall vollständig.

Um auf möglichst kleinem Raum eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für die gestreuten γ -Quanten zu erreichen, wird Wismutgermanat⁴ (BGO) als Szintillatormaterial verwendet. Bei den durchgeführten Experimenten wurden zwei verschiedene Shield–Typen eingesetzt. Die sogenannten NORDBALL–Shields, von denen drei Stück eingesetzt wurden, bestehen nur aus BGO und sind etwas größer ausgelegt, als die anderen, sogenannten OSIRIS–Shields.

Bei diesen wird neben BGO an der dem Target zugewandten Stirnfläche, NaJ als Szintillatormaterial verwendet. Zurückgestreute γ -Quanten besitzen nämlich eine relativ niedrige Energie und NaJ weist eine deutlich höhere Lichtausbeute als BGO auf. Bei 4 der insgesamt 8 OSIRIS–Shields sind hinter den Ge -Kristallen in den Einführungsschächten zusätzlich noch sogenannte Stopfendetektoren aus BGO angebracht worden. Sie erlauben es den Anteil der vorwärts gestreuten aus dem Germanium–Kristall austretenden γ -Quanten zu detektieren.

Um zu gewährleisten, daß in den Shields nur wirklich jene Ereignisse nachgewiesen werden, die aus den Germanium–Kristallen herausgestreut wurden, sind ihre Frontflächen mit einem ringförmigen Kollimator aus Heavy–Met⁵ überdeckt. Direkt auf den Shield einfallende γ -Quanten können dort weitgehend absorbiert werden. Die Qualität der dadurch zu erreichenden Unterdrückung zeigt sich dadurch, daß für alle der eingesetzten Detektoren ein Peak/Total -Verhältnis⁶ (P/T) von 0.45 – 0.60 erreicht werden konnte. Die totale Photopeakansprechwahrscheinlichkeit der 11 OSIRIS–Detektoren zusammen betrug in allen Experimenten ca. 0.5%.

Anordnung

In der Abbildung [2.1.] ist ein schematischer Querschnitt durch die gesamte Meßapparatur dargestellt. Hierbei sind das im Detail noch darzustellende BGO–Filter, sowie der Detektor für Verdampfungsrestkerne (RFD) bereits miteingezeichnet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Neigungen der Germanium–Detektoren gegenüber der Schnittebene (jeweils 25°) graphisch nicht mitberücksichtigt, sondern nur die Projektionen ihrer Querschnitte eingezeichnet.

Eine dreidimensionale Darstellung eines Teiles der Geometrie befindet sich in Abb. [2.19.] Wie aus Abb. [2.1.] zu entnehmen, sind die insgesamt 11 Einzeldetektoren des OSIRIS–Spektrometers ringförmig in zwei Gruppen bzgl. der Strahlachse angeordnet.

⁴chemische Formel: $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

⁵Wolfram und Beimischung anderer Metalle

⁶Def.: Verhältnis zwischen den Ereignissen in den Photolinien zur Gesamtzahl der Ereignisse im Spektrum einer ^{60}Co -Quelle

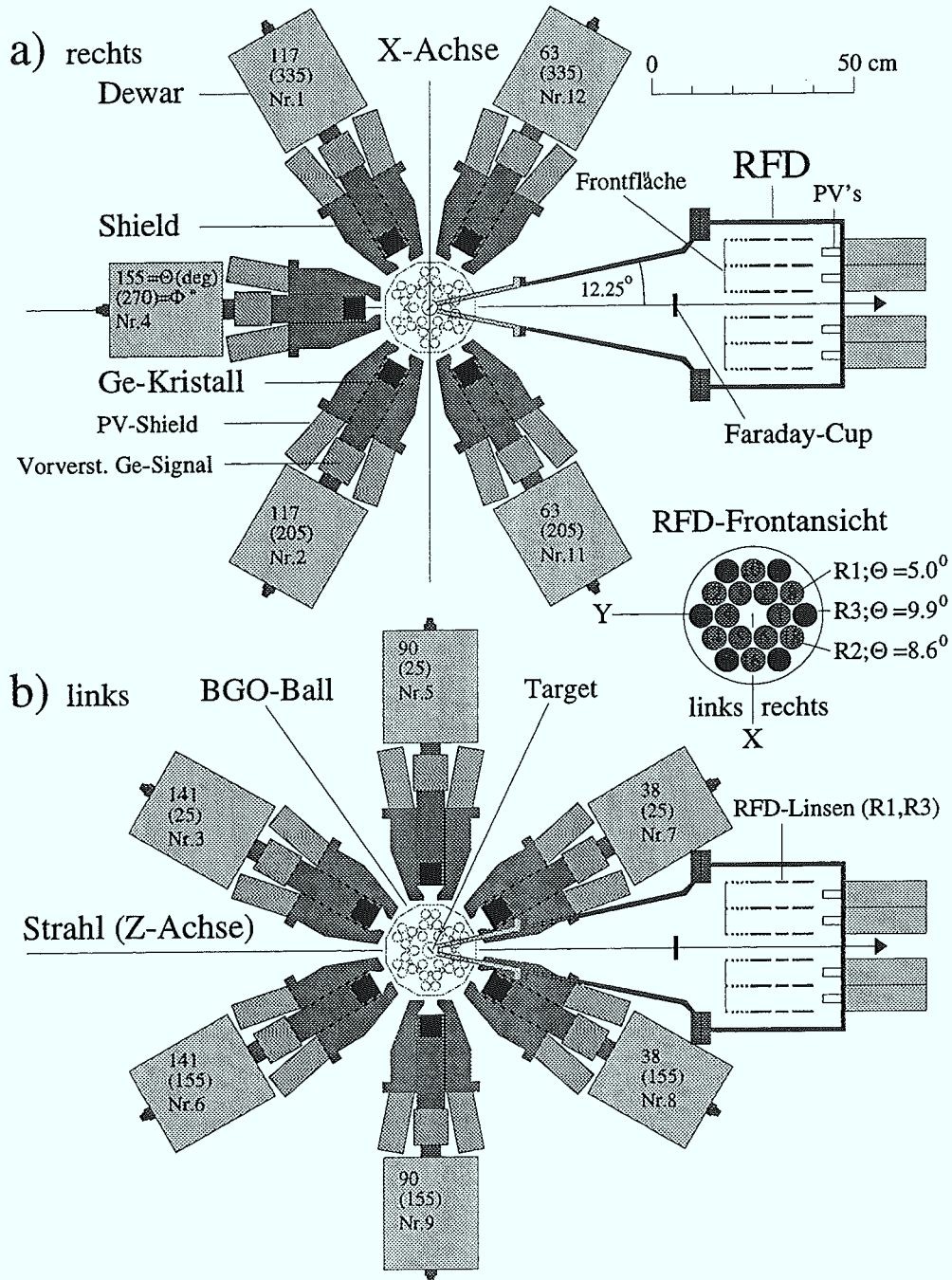


Abb. [2.1.]: Schematischer Schnitt durch die OSIRIS-RFD Apparatur:
 (a) rechte Seite bzgl. der Strahlrichtung (X-Z Ebene) // (b)
 linke Seite bzgl. der X-Z Ebene

Lege die Strahlrichtung die Z–Achse eines Polarkoordinatensystems fest und die Papierebene dessen X–Z Ebene, so befinden sich alle 5 Detektoren des oberen Teilbildes [2.1(a).] um 25° geneigt oberhalb (rechtsseitig) der X–Z Ebene. Die 6 Detektoren aus [2.1(b).] zeigen, ebenfalls um 25° geneigt, in die Papierebene hinein (linksseitig). In der Projektion der beiden Ebenen besitzen jeweils zwei benachbarte Detektoren⁷ einen Winkelabstand von 60° bzgl. der Targetposition voneinander.

Für jeden der Detektoren ist der Winkel Θ angegeben, den er mit der Strahlachse bildet. Er ist gleich dem Schnittwinkel zwischen einer gedachten Geraden vom Mittelpunkt seiner Stirnfläche zur Targetposition und der Strahlachse. Da die Detektoren in Abb. [2.1.] nur projektiv dargestellt sind, ist er aus Abb. [2.1.] graphisch nicht zu entnehmen.

Desweiteren sind für alle Detektoren die entsprechenden Azimutwinkel im Polarkoordinatensystem Φ mitangegeben, ebenso wie ihre spezifische Nummer, die ihnen im OSIRIS–RFD Standardaufbau zugewiesen wurde (vgl. auch Tab. [A.4.] im Anhang). Je nach Größe des Θ –Winkels unterscheidet man zwischen den vorwärtigen Detektoren, mit $\Theta < 90^\circ$, den 90° –Detektoren und den rückwärtigen Detektoren mit $\Theta > 90^\circ$. Insgesamt gibt es nach dieser Definition 4 vorwärtige Detektoren (Nr. 7, 8, 11, 12), von denen je zwei einen Winkel von $\Theta = 38^\circ$ (7, 8) bzw. $\Theta = 63^\circ$ (11, 12) aufweisen. Desweiteren existieren genau zwei 90° –Detektoren (5, 9) und 5 rückwärtige Detektoren (1, 2, 3, 4, 6) mit: $\Theta = 117^\circ$ (1, 2), $\Theta = 142^\circ$ (3, 6) und $\Theta = 155^\circ$ (4).

Durch den Anbau des RFD's mußte ein bzgl. der Strahlrichtung nach vorwärts gerichteter Detektor mit $\Theta = 25^\circ$ zur Strahlachse aus dem OSIRIS–Standardaufbau⁸ entfernt werden (vgl. Abb. [2.1(a).]).

2.2.2 Das 4π BGO Summenenergie und γ –Multiplizitätsfilter

Die kugelförmige ($\varnothing 50\text{ mm}$) Targetkammer aus Aluminium wird durch ein kompakt gebautes γ –Kalorimeter aus BGO (BGO–Filter) umgeben, das zur Messung der Summenenergie und γ –Multiplizität einer Reaktion dient. Hierdurch kann in der Analyse eine grobe Trennung der Reaktionskanäle vorgenommen werden [Heb88].

Die insgesamt 48 Einzelemente des BGO–Balls, deren gleichgroße Frontflächen einen Radialabstand von 25 mm zum Targetmittelpunkt besitzen, decken kugelförmig ca. 86% des Gesamtraumwinkels von 4π ab, wobei für die Germanium–Detektoren insgesamt 12 spezielle Öffnungen an den entsprechenden Stellen im BGO–Filter gelassen wurden. Die radiale Schichtdicke des BGO–Materials liegt zwischen $50 - 70\text{ mm}$ und gewähr-

⁷ Ausnahme sind dabei die Detektoren Nr.12 und Nr.11, wegen des Fehlens des Detektors Nr.10

⁸ wie u.a. in [Heb88] beschrieben

leistet, daß einfallende γ -Quanten mit Energien $E_\gamma < 2 \text{ MeV}$ im Mittel ca. 82% ihrer ursprünglichen Energie im BGO-Filter abgeben [Spo92]. Die Energieauflösung im BGO-Kristall ist allerdings sehr schlecht und beträgt für $E_\gamma \leq 2 \text{ MeV}$ mindestens 25%. Die Segmentierung in 48 Einzelemente minimiert den störenden Einfluß eines möglichen Nachweises zweier γ -Quanten in demselben Element ('Double-Hit') und erlaubt es somit aus der Zahl der ansprechenden Elemente γ -Multiplizitäten bis hin zu $M_\gamma \sim 25$ noch gut aufzulösen. Begrenzt wird die Multiplizitätsauflösung vor allem durch das Übersprechen ('Cross-Talk') einzelner γ -Quanten zwischen verschiedenen Segmenten des BGO-Filters.

Eine genaue Eichung bzgl. Summenenergie und γ -Multiplizitäten ist aufgrund der oben genannten Effekte nur mit Hilfe einer aufwendigen Kalibrationsmessung durchzuführen. Da die gewünschte Trennung der Reaktionskanäle auch ohne eine genaue Kenntnis der absoluten Werte für Summenenergie und Multiplizität möglich ist, wurde in allen unseren Experimenten eine solche Filtereichung nicht vollzogen.

2.3 Der Detektor für Verdampfungsrestkerne

2.3.1 Aufbau und Funktionsweise des RFD's

Das Grundprinzip des Nachweises der Verdampfungsrestkerne beruht auf der Produktion von Sekundärelektronen infolge der Passage der Rückstoßkerne durch eine dünne Mylarfolie ($d_{\text{Mylar}} = 0.5$ oder $2.0 \mu\text{m}$), die auf der Frontseite einer zylindersymmetrischen Beschleunigereinheit angebracht ist. Die freigesetzten Elektronen werden anschließend mit 20 kV beschleunigt und auf einen Pilot-U Plastiksztintillator der Dicke: $d_{\text{Pilot-U}} = 10 \mu\text{m}$ fokussiert. Letzterer ist mit optischem Fett an das Eintrittsfenster eines 8- oder 11-stufigen Photovervielfachers (verwendete Typen: Phillips XP2962, Phillips XP2982) gekoppelt. Das Ausgangssignal des Photovervielfachers ist proportional zu $\langle n_{e-} \rangle \cdot 20 \text{ keV}$, wobei $\langle n_{e-} \rangle$ die mittlere Anzahl der erzeugten Elektronen bezeichnet, die auf den Szintillator gebündelt werden [Hee92]. Wie noch zu zeigen (vgl. Kap. [2.3.3.]), ist es von ausreichender Größe um den Nachweis der relativ langsamen Restkerne sicherzustellen.

Aus Abb. [2.1.] ist zu entnehmen, daß der Detektor für Verdampfungsrestkerne insgesamt aus 18 identischen Beschleunigereinheiten besteht. Alle Elemente besitzen jeweils 8 Elektroden und sind in einem Abstand von 73.3 cm vom Target in 3 konzentrischen Ringstrukturen: R1, R2 und R3 in einer Ebene angeordnet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind in Abb. [2.1.] nur die den Einzelementen zugeordneten Nummern

angegeben. Die exakten Polarkoordinaten befinden sich in Kap. [B] des Anhangs.

Der umschließende zylindrische Vakuumtank hat eine Gesamtlänge von ca. 38 cm ($\varnothing \sim 48$ cm) und ist über ein trichterförmig zulaufendes Zwischenstück, dessen halbe Winkelöffnung 12.25° beträgt, an die Targetkammer angeschlossen. Insgesamt nimmt der RFD–Aufbau nur einen Anteil von ca. 2.2% des Gesamtraumwinkels von 4π in Anspruch.

Der Durchmesser der kreisförmigen Frontfläche einer Beschleunigereinheit beträgt 59 mm. Unter Berücksichtigung des tatsächlichen aktiven Durchmessers von ca. 54 mm (vgl. Abb. [2.13.]) ergibt sich für die Flächenbedeckung, der in Abb. [2.2.] dargestellte Verlauf. Im Mittel betrachtet ist der RFD für 57.0% des gesamten Winkelbereiches zwischen $2.7^\circ (= \Theta_{\min})$ bis $12.1^\circ (= \Theta_{\max})$ sensitiv.

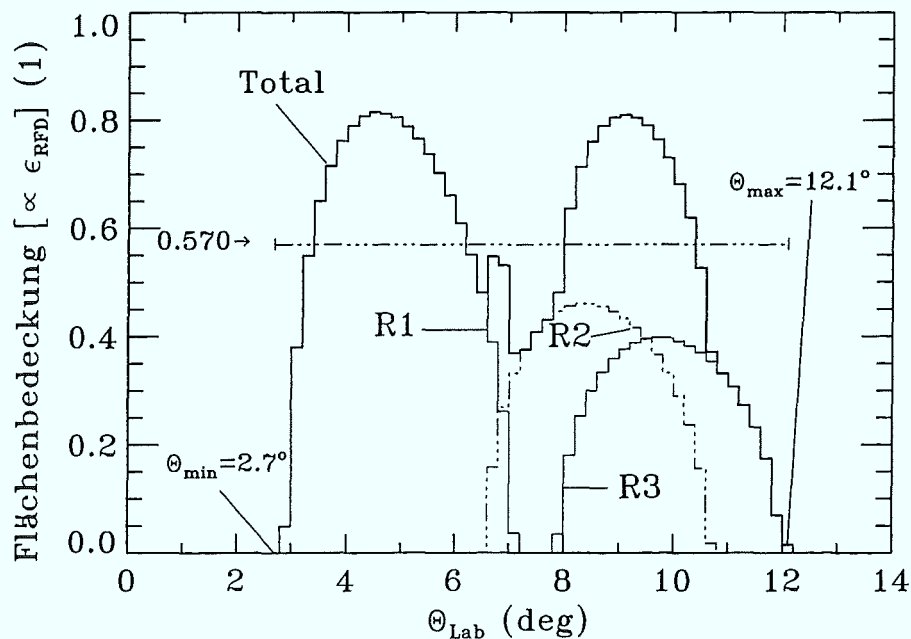


Abb. [2.2.]: Die geometrische Flächenbedeckung des RFD's als Funktion des Polarwinkels Θ

2.3.2 Die Energie–Winkelaufstreuung der Verdampfungsrestkerne und des Strahls nach dem Targetaustritt

Für die prompte in–beam γ –Spektroskopie mit der OSIRIS–RFD Kombination ist die Berechnung der Energie–Winkelverteilung, welche die interessierenden Verdampfungsrestkerne (VR's), sowie die transmittierten Strahlteilchen beim Austritt aus dem dünnen Target besitzen, im Hinblick auf die angestrebte räumliche und zeitliche Trennung von

VR und Strahl, von besonderer Wichtigkeit. Der Grundbestrebung möglichst viele Restkerne in den aktiven Bereich des RFD's zu streuen, steht auf der anderen Seite die Aufstreuung des durchgehenden Strahls entgegen. Dadurch bedingt wird i.a. eine Kompromißlösung für die zu wählenden experimentellen Parameter: Strahl-Targetkombination, Strahlenergie und Targetdicke zu finden sein.

Simulationsrechnungen zur Teilchentransmission erlauben es im Vorfeld des durchzuführenden Experiments wichtige Aussagen über die dabei entscheidenden Gesichtspunkte zu treffen, die im Nachfolgenden aufgelistet sind:

- Abschätzung und Optimierung der RFD-Nachweiseffizienz durch Berechnung der in den aktiven Bereich des RFD's gestreuten Restkerne
- Berechnung der Flugzeitverteilung der VR's für die Strecke $\overline{Target - RFD}$
- Abschätzung zur Güte der Dopplerkorrektur für die $\gamma - \gamma - RFD$ Daten
- Abschätzung der in den RFD gestreuten Strahlteilchen (Meßuntergrund)
- Bestimmung der Flugzeit des transmittierten Strahls für die Strecke $\overline{Target - RFD}$ (Flugzeiteichung)

Ein Vergleich der berechneten RFD-Nachweiswahrscheinlichkeit für den Restkern $\epsilon(VR)$ und die gestreuten Strahlteilchen $\epsilon(Strahl)$, in Abhängigkeit der Targetdicke d_{Target} , erlaubt es, einen optimalen Wert für d_{Target} zu bestimmen. Aus dem Flugzeitspektrum der Verdampfungsrestkerne leiten sich die Bedingungen für ein geeignetes Flugzeitfenster im RFD ab. Desweiteren kann man aus den Flugzeitverteilungen ermitteln, inwieweit störende Restkerne aus Reaktionen an Targetbeimischungen (z.b. ^{16}O aus Oxidation) über die Flugzeit diskriminiert werden können.

Aus der kalkulierten Energie-Winkelverteilung kann die Geschwindigkeitsverteilung des Kerns zum Zeitpunkt der Emission bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der räumlichen Anordnung der 11 Germanium-Detektoren, sowie deren endlicher Öffnungswinkel, wird es möglich die Dopplerverbreiterung für unmittelbar nach Targetaustritt emittierte γ -Quanten im OSIRIS-Spektrometer zu berechnen. Die Verringerung der Linienbreite durch die Messung des $\vec{v}$ -Vektors des Restkerns mit dem RFD ist somit im Vorfeld des Experiments bereits abzuschätzen.

Bei einer Schwerionenreaktion ist die Energie-Winkelverteilung, die die Verdampfungsrestkerne beim Austritt aus dem Target besitzen, durch zwei voneinander unabhängige Phänomene bestimmt:

- Die Energie– und Winkelaufstreuung durch den Impulsübertrag infolge der *Teilchenabdampfung* aus dem Compoundkern
- Die Energie– und Winkelaufstreuung infolge der *nuklearen* und *elektronischen Wechselwirkung* der VR's mit den Targetatomen

Zur genauen Berechnung der Energie–Winkelverteilungen $[d^2N/dEd\Theta]$ für die Restkerne wurden die beiden obigen, voneinander unabhängigen Phänomene, in einem speziell entwickelten Simulationsprogramm TRIMTRANS miteinander verbunden.

Die Energie- und Winkelstreuung der Verdampfungsrestkerne infolge der Teilchenevaporation

Aspekte des Compoundkernzerfalls: Energiespektrum und Winkelanisotropie

Der primär gebildete Compoundkern besitzt den Impuls des Strahls. Ein aus dem Compoundkern herausfliegendes Teilchen ν ($\nu \in [\alpha, p, n]$) mit der kinetischen Energie E_{kin}^ν überträgt auf das verbleibende Compoundsystem einen Impuls der Größe: $p = \sqrt{2m_\nu E_{kin}^\nu}$, wobei m_ν die Masse des Teilchens bezeichnet. Die Energie–Winkelverteilung der emittierten Partikel verursacht somit eine Energie– und Winkelaufstreuung der resultierenden Restkerne, die für den jeweiligen Reaktionskanal charakteristisch ist.

Die Wahrscheinlichkeit $\sigma_\nu(E_\nu, \Theta)$ ein emittiertes Teilchen ν mit E_ν nach der Emission unter dem Winkel Θ zur Bewegungsrichtung des Compoundkerns im Schwerpunktsystem (CM–System) anzutreffen ist, wie in der statistischen Theorie [Bas80] ausführlich beschrieben, in komplizierter Weise von den Transmissionskoeffizienten für Ein– und Ausgangskanal der Reaktion, sowie von dem Spin J_{com} des Compoundkerns abhängig. Hieraus abgeleitet ergibt sich das *Energiespektrum* der abgedampften Teilchen ν in vereinfachter Form als vom Winkel unabhängige Maxwellverteilung :

$$dN^\nu/dE_{kin}^\nu = \sqrt{\frac{E_{kin}^\nu - B_c}{T}} e^{-\frac{(E_{kin}^\nu - B_c)}{T}}, \quad (2.1)$$

wobei:

B_c = Coulombbarriere $\leq E_{kin}^\nu$,

T = Kerntemperatur .

Die mittlere Energie eines abgedampften Teilchens $\langle E_{kin}^\nu \rangle$ ergibt sich aus Gl.[2.1] zu:

$$\langle E_{kin}^\nu \rangle = B_c + 3/2 * T. \quad (2.2)$$

Es zeigt sich, daß für die geladenen α -Teilchen und Protonen, neben der Kerntemperatur T , welche sich aus der Anregungsenergie E^* des Compoundkerns ableiten läßt, die mittlere kinetische Energie $\langle E_{kin}^\nu \rangle$ durch die Coulombbarriere B_c bestimmt ist. Die Abdampfspektren nach Gl.[2.1] lassen sich durch Programme, die auf dem statistischen Modell basieren, wie z.B. PACE [Gav80], ermitteln⁹. Sie dienen als Ausgangspunkt für die Berechnung der Energie-Winkelverteilung der Verdampfungsrestkerne in TRIMTRANS-Programm.

In Abb. [2.3.] sind die mit PACE berechneten Verdampfungsspektren dN^ν/dE_{kin}^ν für α -Teilchen, Protonen und Neutronen, die infolge der Reaktionen:

- $^{36}\text{Ar} + ^{157}\text{Gd} \rightarrow ^{193}\text{Pb}^*$ bei $E_{kin}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$
- $^{20}\text{Ne} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{60}\text{Zn}^*$ bei $E_{kin}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$

emittiert werden, aufgezeigt.

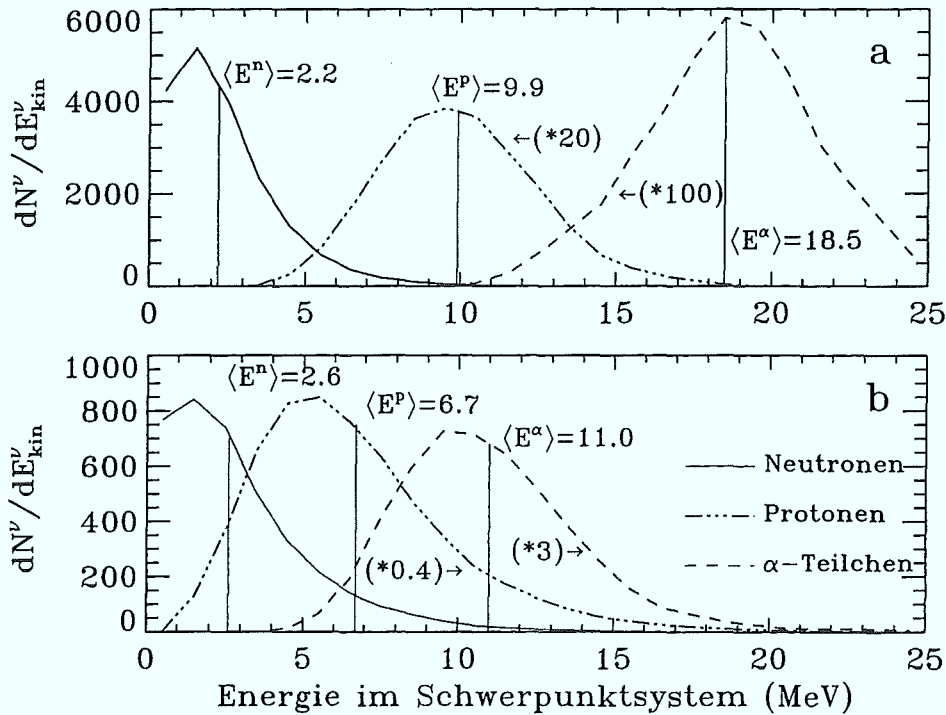


Abb. [2.3.]: dN^ν/dE_{kin}^ν für α -, p -, n -Teilchen im Schwerpunktsystem nach PACE für die Reaktionen: (a) $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$ bei $E_{kin}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ // (b) $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ bei $E_{kin}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$

Es ist zu erkennen, daß die Energieverteilung der Neutronen bei beiden Reaktionen annähernd gleich ist. $\langle E_{kin}^n \rangle$ ist für Neutronen aus dem ^{60}Zn Compoundkern nur um 0.4 MeV größer als für Neutronen, die aus dem angeregten ^{193}Pb -Kern emittiert werden. Anders liegen die Verhältnisse bei den abgedampften geladenen Teilchen. Hier ist die mittlere Energie für Protonen und α -Teilchen aus $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$ wegen der Coulombabstoßung deutlich größer als für die gleichen Teilchen aus $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ (siehe Gl.[2.2]).

⁹In diesem Programm wird eine allgemeinere Form von Gl. [2.1] verwendet

Die Teilchenabdampfung ist i.a. nicht isotrop bezüglich des Emissionswinkels Θ im Schwerpunktsystem. Insbesondere geladene Partikel zeigen eine zum Teil ausgeprägte Anisotropie der *Winkelverteilung* $dN^\nu/d\Omega$ auf. Sie rührt aus der Kopplung zwischen dem Spin J_{com} des emittierenden Compounds und dem Bahndrehimpuls des emittierten Teilchens L_ν her und ist zu deren Skalarprodukt $\langle J_{com}, L_\nu \rangle$ proportional. Experimente zeigen (u.a.[Gal74]), daß $dN^\nu/d\Omega$ für Protonen und α -Teilchen durch nachfolgende Ausdrücke gut zu approximieren ist:

$$\begin{aligned} dN^\nu/d\Omega &= (c/\sin \Theta) + k \quad \forall \Theta \in (10^0, 170^0), \\ dN^\nu/d\Omega &= (c/\sin 10^0) + k \quad \forall \Theta \in (0^0, 10^0) \vee 170^0, 180^0). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnen c und k i.a. verschiedene positive Konstanten.

Die Konstanz für $\Theta < 10^0$ bzw. $\Theta > 170^0$ im obigen Modellansatz vermeidet, daß der obere Ausdruck in Gl.[2.3] für $\Theta = 0^0$ bzw. $\Theta = 180^0$ singulär wird. Die Neutronenemission ist wegen des i.a. geringen Bahndrehimpulses der ungeladenen Teilchen (s-Welle), auch bei hohen Anregungsenergien weitgehend isotrop.

In Abb. [2.4.] sind die im experimentellen Teil (Kap. [3.]) zur Berechnung der Energie-Winkelstreuung der VR's verwendeten Modellösungen für $dN^\nu/d\Omega$ dargestellt.

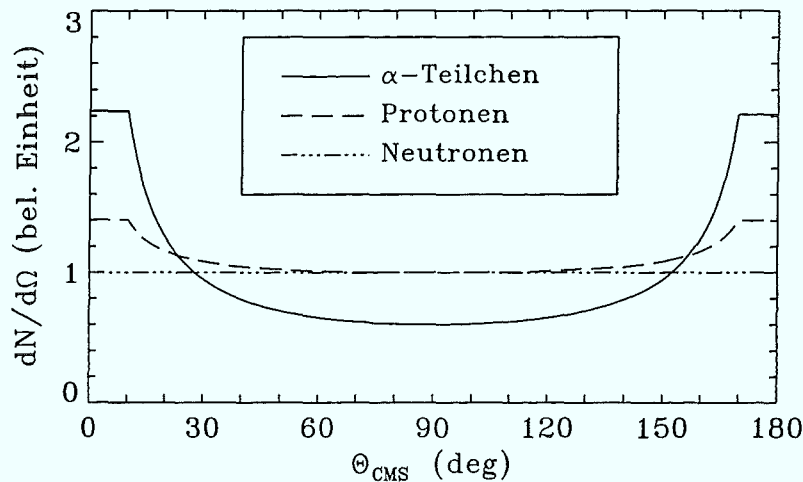


Abb. [2.4.]: Die Winkelverteilung $dN^\nu/d\Omega$ mit: $\nu \in [n, p, \alpha]$
(u.a. in Anlehnung an [Gal74])

Zusammen mit der Energieverteilung aus Gl.[2.1] läßt sich mit Gl.[2.3] die Energie- und Winkelverteilung eines abgedampften Teilchens simulieren. Aus dem Impulserhaltungssatz ergibt sich daraus direkt die Verteilung $[d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap}$ des resultierenden Restkerns.

Das dazu entwickelte Monte-Carlo-Programm EVAPOR stellt ein Unterprogramm des TRIMTRANS-Codes dar (näheres in Kap. [A.1.] des Anhangs).

Energie- und Winkelstreuung der Verdampfungsrestkerne infolge der nuklearen und elektronischen Interaktion mit den Targetatomen

In dem für Schwerionenreaktionen relevanten Energiebereich sind alle Wechselwirkungsprozesse zwischen den sich in der Targetmaterie bewegenden Restkernen bzw. Strahlteilchen (im folgenden auch als Projektile (P) bezeichnet) und den dortigen Atomen (T) durch die sogenannte *nukleare* und *elektronische* Wechselwirkung beschreibbar.

Der Terminus 'nuklear' dient als Oberbegriff für alle Wechselwirkungen eines sich bewegenden Teilchens mit dem Targetkern. Der Begriff 'elektronisch' umfaßt hingegen nur die Wechselwirkungsmechanismen des bewegten Teilchens mit den Elektronen des Targets.

Wegen der geringen Masse der Elektronen wirken diese 'elektronischen Effekte' ausschließlich auf die Energiebilanz des Restkerns. Die Winkelaufstreuung eines transmittierten Teilchens wird nur durch die nuklearen Atom-Atom Stoßprozesse bestimmt.

Als Grundlage aller quantitativen Betrachtungen zu diesen Phänomenen diene die Version T2D des Monte-Carlo-Simulationsprogramms TRIM (Transport of Ions in Matter) von Biersack et al. [Bie80]. Nachfolgend seien einige theoretische Grundlagen zu TRIM erläutert.

Nuklearer Energieverlust und Winkelaufstreuung

Der nukleare Energieverlust pro Wegstück $(dE/dx)_n$ eines Projektils (P), das sich in Materie (Target (T)) mit der kinetischen Energie E bewegt, wird in TRIM folgenderweise berechnet:

$$(dE/dx)_n = -N * S_n(E) = -N * \frac{Z_P Z_T M_P}{(M_P + M_T) * (Z_P^{0.23} + Z_T^{0.23})} * S_n(\epsilon), \quad (2.4)$$

wobei:

N = Teilchendichte im Target in $(1/cm^3)$,

$S_n(E)$ = nuklearer Energieverlust in $eV/(atom/cm^2)$ (materialabhängig),

$S_n(\epsilon)$ = reduzierter nuklearer Energieverlust,

$\epsilon = \frac{0.8854 \cdot a_0}{(Z_P^{0.23} + Z_T^{0.23})^{1/2}} * \frac{M_T}{Z_P Z_T e^2 (M_P + M_T)} * E$ = reduzierte Energie (dimensionslos),
 $a_0 = 5.29 * 10^{-11} m$ = Bohrscher Radius.

Der materialunabhängige reduzierte nukleare Energieverlust $S_n(\epsilon)$ wird in TRIM für verschiedene Energiebereiche wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} s_n(\epsilon) &= \frac{\ln(1 + 1.138 \epsilon)}{2(\epsilon + 0.013 \epsilon^{0.21} + 0.196 \epsilon^{0.5})} & \forall \epsilon \leq 30, \\ s_n(\epsilon) &= \frac{\ln(\epsilon)}{2 \epsilon} & \forall \epsilon > 30. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Für den Fall $\epsilon > 30$ geht Gl.[2.5] in die wohlbekannte Rutherfordformel [Rut11] über. Bei den von uns durchgeführten Experimenten variieren die Werte der reduzierten Energien für die Verdampfungsrestkerne in einem Bereich von etwa $5 < \epsilon < 100$. Für den Strahl gilt: $800 < \epsilon < 2000$.

Der Streuwinkel Θ des Restkerns wird im TRIM-Code durch eine Näherung an die Teilchentrajektorien der Stoßpartner ('magisches Streudreieck') bestimmt. Die Anzahl der Stoßprozesse wird aus der mittleren freien Weglänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen, sowie aus der Dichte des Targetmaterials und dessen Dicke berechnet.

Elektronischer Energieverlust

In den für Schwerionereaktionen typischen Energiebereichen (vgl. Kap. [2.3.3.]) verlieren die Projektile einen Großteil ihrer kinetischen Energie durch die Anregung der sie umgebenden Elektronen in höhere Energiezustände. Die dissipierte Energie führt zu einer Ionisation der Targetatome und der Rückstoßatome. Ebenso können kollektive Anregungen auftreten, wenn es sich bei dem verwendeten Target um ein Metall handelt. Theoretische Behandlungen dieser Phänomene basieren im wesentlichen auf den Arbeiten von Lindhard [Lin68] und besagen, daß der elektronische Energieverlust $S_e(E)$ von der Elektronengasdichte in der Materie (Target) abhängig ist. Für reduzierte Energien mit $0.1 < \epsilon < 30$ (nichtrelativistisch) ergibt sich die bekannte Bethe-Bloch Formel [Bet30],[Blo33], die im TRIM-Programm in einer leicht modifizierten Form zur Anwendung kommt.

$$(dE/dx)_e = -N * S_e(E) = -N * k * \frac{1}{v_P^2} * \ln\left(\frac{2m_e c^2}{\langle I \rangle ((c/v_P)^2 - 1)}\right), \quad (2.6)$$

wobei:

$k = (4\pi e^4 / m_0) * Z_P^2 * Z_T$ = energieunabhängiger Faktor,

v_P = Geschwindigkeit des Projektils (VR oder Strahl),

$m_e c^2 = 511 keV$ = Ruhemasse des Elektrons,

$\langle I \rangle$ = mittlere Energie zur Ionisierung eines Targetatoms.

Der Wert für $\langle I \rangle$ ist für nahezu alle Materialien tabelliert. Die Berechnung des elektronischen Energieverlustes in TRIM erfolgt auf der Grundlage eines Datensatzes, der eine Weiterführung der Ziegler–Chu [Zie77] Tabellen zur Abbremsung von Protonen in bestimmten Stoffen ist.

Die Umrechnung der Protonenwerte auf die Verhältnisse bei schweren Ionen (hier weiterhin als Projektil (P) bezeichnet) erfolgt nach:

$$S_e(P) = S_e(Proton) * (Z_P^*)^2 = S_e(Proton) * ((1 - \exp(\frac{0.92 * v_P}{v_0 * Z_P^{2/3}})) * (Z_P))^2, \quad (2.7)$$

wobei:

$$(Z_P^*) = (1 - \exp(\frac{0.92 * v_P}{v_0 * Z_P^{2/3}})) * (Z_P) = \text{effektive Ladung des Ions,}$$

$v_0 = 2.18 * 10^6 \text{ m/s}$ = Umlaufgeschwindigkeit des Elektrons auf der ersten Bohrschen Bahn (mit Radius a_0) des H -Atoms.

Die Gl.[2.4] und Gl.[2.6] dienen als Grundlage zur Berechnung des totalen Energieverlustes $(dE/dx)_{tot}$ im TRIM-Code, den ein Kern pro Wegstück im Target erfährt:

$$(dE/dx)_{tot} = (dE/dx)_n + (dE/dx)_e. \quad (2.8)$$

Genauere Erläuterungen zum TRIM–Programm befinden sich in Kap. [A.2.] des Anhangs.

Die direkt am Eintritt des Strahls in das Target gebildeten Restkerne wechselwirken im Verlauf ihrer Transmission durch die Targetmaterie ($d_{Target} > 1 \mu m$) mit einer weitaus größeren Anzahl von Atomen, als solche Restkerne, die in der Nähe des Strahlaustrittes entstanden sind. Folglich ist die Energie–Winkelaufstreuung, welche ein Verdampfungsrestkern erfährt, entscheidend von der Tiefe abhängig, in der er erzeugt wird.

Aus diesem Grund wird für jede Simulation der Restkerntransmission im TRIMTRANS–Programm eine Unterteilung des Targets in mehrere (i.a. ≥ 20) gleichdicke Lagen vorgenommen, deren Anzahl im folgenden mit n_{Lage} bezeichnet sei.

Da desweiteren der Strahl im Target eine Abbremsung erfährt, wird für die sich bei der i -ten Lage ergebende Strahlenergie, jeweils eine separate $([d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_i$ -Verteilung berechnet ($1 \leq i \leq n_{Lage}$), die dann nacheinander mit der Angabe über die noch zu durchlaufende Targetdicke dem TRIM–Programm übergeben werden.

Die Variation des Wirkungsquerschnittes des betrachteten Ausgangskanals durch die Strahlabbremsung im Target wird durch eine entsprechende Skalierung der Gesamtereignisse in den einzelnen $([d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_i$ -Verteilungen mitberücksichtigt (Unterprogramm CROSSECT).

Die letztlich aus TRIM resultierende Verteilung der Restkerne nach Targetaustritt sei nachfolgend mit $[d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Trim}$ bezeichnet.

Die Verteilung des Strahls $[d^2N/dE d\Theta]_{Strahl}$ wird mit einer leicht modifizierten Version von TRIM berechnet. Für die genaue Beschreibung des TRIMTRANS-Codes siehe Kap. [A] des Anhangs.

Die Energie–Winkelverteilungen für ausgesuchte Verdampfungsrestkerne und Strahlatoome

In den Abbildungen [2.5.] und [2.6.] sind die berechneten Energie–Winkelverteilungen für den leichten Restkern ^{57}Ni aus: $^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, 2p n)^{57}\text{Ni}$ bei $E_{kin}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$, sowie den schweren Restkern ^{188}Pb aus $^{157}\text{Gd}(^{36}\text{Ar}, 5n)^{188}\text{Pb}$ bei $E_{kin}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ dargestellt.

Jede TRIMTRANS-Simulation wurde mit 2.5 Mio Ereignissen durchgeführt. Die berechneten $[d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Trim}$ -Verteilungen besitzen eine Dimension von $250(E) * 150(\Theta)$ Einträgen. Die Strahlabbremmung wurde für 25 ($= n_{Lage}$) Punkte im Target berechnet. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte ergab sich aus CASCADE-Berechnungen [Püh77] (vgl. Abb. [3.1.], bzw. [3.29.]). Die Energie– und Winkelverteilungen für Protonen und Neutronen sind den Abbildungen [2.3.] bzw. [2.4.] entnommen.

Neben der resultierenden Verteilung $[d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Trim}$ ist die Summe der Abdampfungsverteilungen $[d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap}$ mitangegeben, um im Vergleich einen Eindruck von dem Einfluß der Wechselwirkungsprozesse im Target zu vermitteln.

Der direkte Vergleich der resultierenden Verteilungen zeigt einige qualitative Merkmale auf, deren Kenntnis für die nachfolgend dargestellten Experimente von Wichtigkeit ist. So ist die Winkelverteilung des leichten ^{57}Ni im Wesentlichen schon durch die Teilchenabdampfung bestimmt. Die Wechselwirkung mit den Targetatomen bewirkt eine große Verbreiterung in der Verteilung der kinetischen Energie.

Anders für die schweren ^{188}Pb -Kerne: Hier ist die reaktionsbedingte Verteilung bzgl. Energie und Winkel noch von scharfer Gestalt. Die resultierende Winkelverteilung ergibt sich fast ausschließlich aus der Vielfachstreuung mit den Atomen des ^{157}Gd -Targets. Die Verschmierung der Energieverteilung $E_{Evap} \rightarrow E_{Trim}$ ist weitaus geringer als im Falle des leichten ^{57}Ni .

In beiden Fällen werden alle im Target erzeugten Restkerne transmittiert. Es zeigt sich, daß die Absorption von VR's bei Experimenten mit dünnen Targets zu vernachlässigen ist.

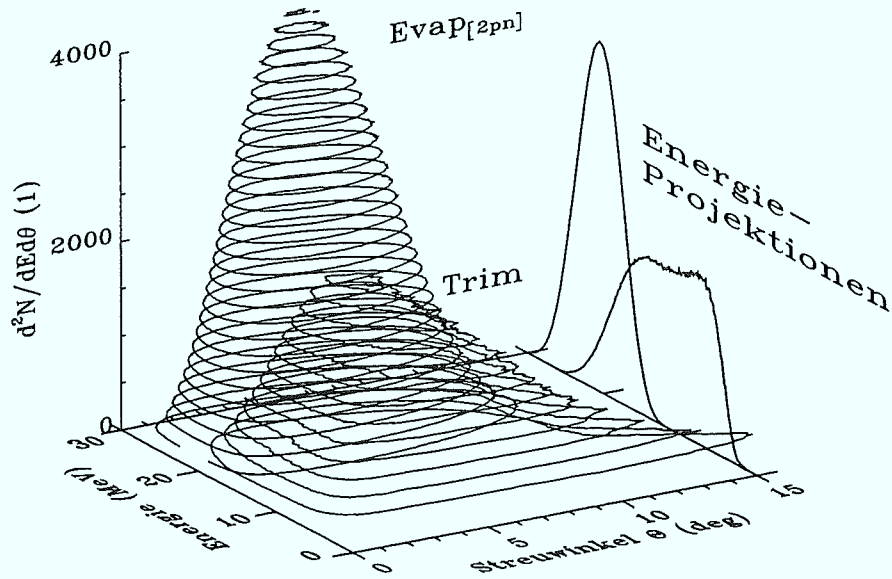


Abb. [2.5.]: Die Verteilungen $[d^2N/dEd\Theta]_{57Ni}^{Trim}$ der transmittierten ^{57}Ni -Kerne und $[d^2N/dEd\Theta]_{57Ni}^{Evap}$ aus: $^{40}Ca(^{20}Ne, 2pn)^{57}Ni$ bei $E_{kin}(^{20}Ne) = 68.0 MeV$ und $d_{Target} = 1.0 mg/cm^2$

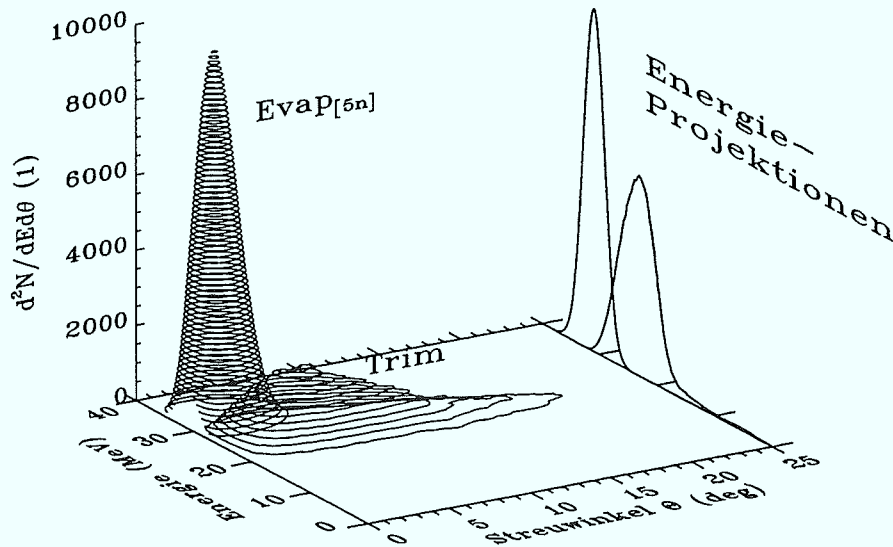


Abb. [2.6.]: Die Verteilungen $[d^2N/dE d\Theta]_{188Pb}^{Trim}$ der transmittierten ^{188}Pb -Kerne und $[d^2N/dE d\Theta]_{188Pb}^{Evap}$ aus: $^{157}Gd(^{36}Ar, 5n)^{188}Pb$ bei $E_{kin}(^{36}Ar) = 173.0 MeV$ und $d_{Target} = 0.9 mg/cm^2$

Im Abb. [2.7.] ist exemplarisch die Energie–Winkelaufstreuung des transmittierten ^{20}Ne Strahls aus: $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ bei $E_{\text{kin}}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$ und $d_{\text{Target}} = 1.0 \text{ mg/cm}^2$ logarithmisch aufgetragen. Hierzu wurden mit TRIM 5 Mio. Ereignisse simuliert.

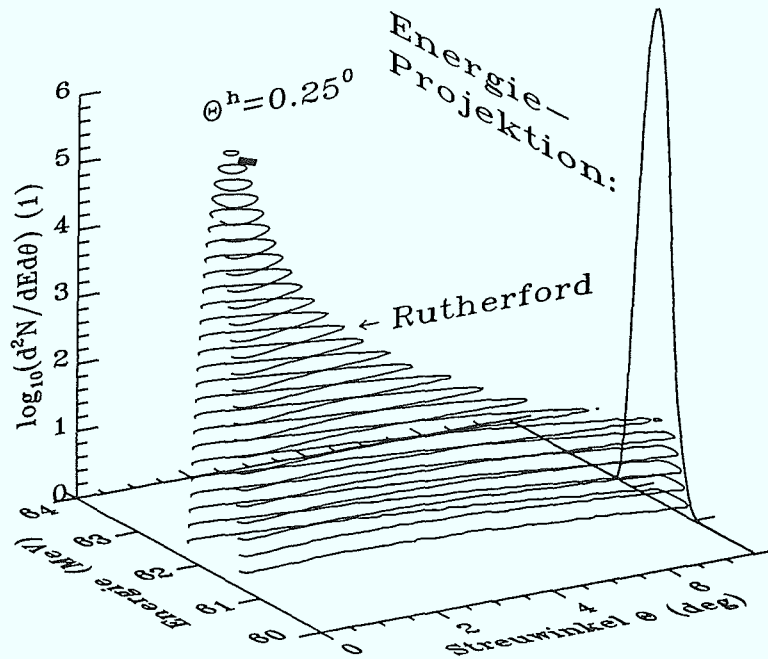


Abb. [2.7.]: Die Energie–Winkelverteilung $[d^2N/dE d\Theta]_{\text{Strahl}}$ des transmittierten ^{20}Ne –Strahls aus: $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ bei $E_{\text{kin}}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$ und $d_{\text{Target}} = 1.0 \text{ mg/cm}^2$ in logarithmischer Darstellung nach TRIM

Wegen der großen kinetischen Energie des Strahls bestimmt sich nach Gl.[2.5] der nukleare Energieverlust nach der Rutherfordformel. Die Winkelverteilung $dN/d\Theta$ ist fast im gesamten betrachteten Winkelbereich in guter Näherung proportional zu $\cos(\theta/2)/\sin^3(\theta/2)$ (einfache Rutherfordstreuung). Mehrfachstreuungsprozesse führen zu einer Abweichung von diesem einfachen Zusammenhang, die sich insbesondere für kleine Winkel bemerkbar macht.

Der wahrscheinlichste Streuwinkel Θ_h ist dadurch bedingt verschieden von 0° und beträgt im Beispiel $\Theta^h = 0.25^\circ$.

Qualitativ gelten die Aussagen zur Aufstreuung des ^{20}Ne –Strahls für alle im Kap. [3.] dargestellten Experimente mit dünnen Targets.

2.3.3 Der Nachweis der Verdampfungsrestkerne im RFD

Das Konzept des Recoil-Filter-Detektors: räumliche und zeitliche Separation von Verdampfungsrestkernen und transmittierten Strahlteilchen; basiert entscheidend auf der Tatsache, daß Restkerne beim Austritt aus dem dünnen Target eine relativ niedrige kinetische Energie im Vergleich zu den Strahlteilchen besitzen. Der Nachweis solcher langsamer Kerne $E_{kin} \leq 0.5 \text{ MeV/u}$ in einem 'schnellen' Detektor erfordert jedoch einige technische Anstrengungen.

Das beim RFD benutzte Nachweiskonzept beruht auf der *teilcheninduzierten Elektronenemission*. Unter diesem Oberbegriff sind eine Reihe von physikalischen Phänomenen zusammengefaßt, die den Austritt von Elektronen aus Materialoberflächen infolge einfallender oder austretender Teilchen beschreiben.

Die aktiven Oberflächen der 18 Nachweiselemente des RFD-Detektors bestehen jeweils aus einer Mylarfolie¹⁰ der Dicke: $d_{Mylar} = 0.5$ oder $2.0 \mu m$. Die in den Nachweisbereich des RFD's gestreuten Verdampfungsrestkerne geben bei ihrer Passage¹¹ durch die Folie einen Teil der kinetischen Energie an die lokalen Elektronen ab (vgl. elektronischer Energieverlust $S_e(E)$ Kap. [2.3.2.]). Der Austritt des Restkerns an der Rückseite der Mylarfolie, auf der eine äußerst dünne Aluminiumschicht ($d_{Alu} \sim 0.01 \mu m$) aufgedampft wurde, ist, dadurch bedingt, begleitet von der Emission von Elektronen aus der Oberfläche der Folie.

Durch die an der dünnen Aluminiumlage anliegende Initialspannung von $U_{ini} = -20 \text{ kV}$ können die freigesetzten Elektronen zum Nachweis der VR's in einer sich anschließenden elektrostatischen Linse beschleunigt und auf einen schnellen Plastiksintillator (Pilot-U) fokussiert werden, der seinerseits auf einen Photoervielfacher (PV) angebracht ist. Das Ausgangssignal des Photoervielfachers ist proportional zu: $\langle n_e \rangle * 20 \text{ keV}$, wobei $\langle n_e \rangle$ die mittlere Anzahl der vom Verdampfungsrestkern an der Austrittsseite der Mylarfolie herausgeschlagenen Elektronen bezeichnet, die durch die Linse fokussiert werden. Der Wert von $\langle n_e \rangle * 20 \text{ keV}$ ist in etwa proportional zum elektronischen Energieverlust des Teilchens am Ende der dünnen Mylarfolie.

In dem nachfolgenden Unterkapitel werden die oben genannten Punkte genauer dargestellt und Labormessungen zur Bestimmung der Effizienz einer Nachweiseinheit dargestellt. Desweiteren werden Berechnungen und Testmessungen zur Optimierung des Linsen-Designs für die Neukonstruktion des RFD-II-Detektors gezeigt, der im Rahmen einer Kollaboration des HMI in Berlin sowie des IFJ in Krakau und des CRN-Strasbourg für das EUROGAM-Spektrometer entwickelt wurde.

¹⁰Poly-Äthylen-Terephthalat: $[CH_2 - CH_2 - OOC - [C_6H_6] - COO]_n$

¹¹Die erzeugten VR's besitzen i.a. noch genügend kinetische Energie um in den 'dünnen' Mylarfolien nicht absorbiert zu werden

Die Teilcheninduzierte Elektronenemission

Energieverteilung der herausgelösten Elektronen

Die Freisetzung von Elektronen an der Materialoberfläche hat, wie atomphysikalische Messungen [Rot92] zeigen, eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen als Ursache. In Abb. [2.8(a).] sind diese kurz skizziert. Ein Elektron wird durch den Stoß eines einfallenden Teilchens aus dem Atom (Molekülverband) herausgeschlagen. Eine gewisse Anzahl von Elektronen wird nun ohne weitere Wechselwirkung durch die Materie transmittiert und tritt dementsprechend mit einer relativ hohen Energie aus der Oberfläche heraus. Der Maximalwert der Elektronenenergie ergibt sich dabei für eine binäre Kollision von einfallendem Teilchen und Elektron. Die Elektronengeschwindigkeit beträgt in diesem Falle das Doppelte der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens: $v_e = 2 * v_{Teil.}$ und ist in dem bei unseren Experimenten relevanten Energiebereich mit etwa $E_{kin}^{max.}(e^-) \leq 500 \text{ eV}$ abzuschätzen.

Der weitaus größte Anteil der durch die Wechselwirkung: Projektil–Material primär losgelösten Elektronen ionisiert jedoch weitere Atome. Es entsteht somit eine im Vergleich zu den schnellen Elektronen relativ große Anzahl γ von sogenannten Sekundärelektronen (SE), die beim Austritt aus dem Material eine geringe kinetische Energie aufweisen. Für alle Emissionswinkel¹² Θ liegen die Energien der Sekundärelektronen typischer Weise im Bereich einiger Elektronenvolt.

In Abb. [2.8(b).] sind exemplarisch zwei Energiespektren von Elektronen, die infolge der Passage von Wasserstoffionen ($E_{kin}(H^+) = 500 \text{ keV}$) durch Kohlenstoff sowie Aluminium, emittiert werden, dargestellt [Rot92].

Wie aus Abb. [2.8(b).] zu entnehmen, zeigen die Energiespektren für Elektronen aus Kohlenstoff und Aluminium qualitativ die gleichen Verläufe. Die am häufigsten vorkommenden Energie liegt für Kohlenstoff als auch Aluminium bei ca. $(2.1 \pm 0.1) \text{ eV}$. Beide Verteilungen erstrecken sich, wie in Abb. [2.8(b).] nicht weiter dargestellt, fast durchgehend monoton abfallen, bis zu einer Energie von ca. 1200 eV (binäre Kollision). Aus dem im oberen Teilbild angegebenen Integral der Verteilung für Kohlenstoff ist zu erkennen, daß 3/4 aller Elektronen Austrittsenergien $E_{kin} \leq 20 \text{ eV}$ aufweisen.

Messungen zur Winkelabhängigkeit der Energieverteilungen zeigen auf, daß sich für alle Emissionswinkel der Elektronen qualitativ die gleichen Verläufe ergeben. Der Großteil der teilcheninduzierten Elektronenemission ist somit ein isotroper Abdampfungsprozeß niederenergetischer Sekundärelektronen.

Die in der Abb. [2.8(b).] dargestellten Messungen an Kohlenstoff und Aluminium sind als Referenz für die Elektronenemission aus der Mylarfolie gut geeignet, wenngleich auch $E_p/M_p = 0.5 \text{ MeV/u}$ in den Messungen um mindestens das Doppelte¹³ über den experimentell relevanten Verhältnissen liegt.

¹²bzgl. des einfallenden Teilchens

¹³bzgl. den Mittelwerten

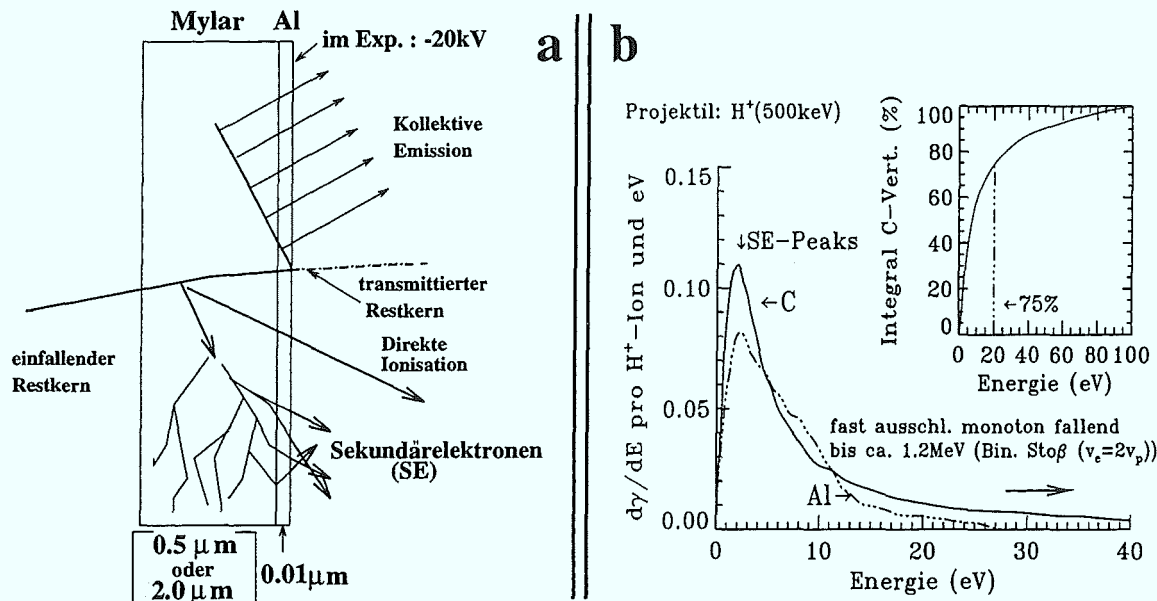


Abb. [2.8.]: (a) Elektronenemission infolge der Teilchentransmission (Restkern in Mylar) // (b) Energieverteilung herausgelöster Elektronen infolge der Transmission von H^+ -Ionen mit $E_{kin}(H^+) = 500 \text{ keV}$ durch Kohlenstoff und Aluminium nach Hasselkamp [Has87]

Mithin sind die angegebenen Energien als obere Abschätzung für die infolge der Restkerntransmission aus der Mylarfolie abdampfenden Elektronen zu sehen.

Die Abschätzung der möglichen Geschwindigkeitswerte der emittierten Elektronen ist für die Berechnung ihrer Trajektorien in der elektrostatischen Beschleunigereinheit von großer Wichtigkeit (u.a. in Hinblick auf die Bestimmung der Nachweiseffizienz und die Optimierung der Linsengeometrie).

Elektronenausbeute γ_T

Umfassende Messungen, u.a. von Rothard et al. [Rot92], die auszugsweise in Abb. [2.9.] dargestellt sind, zeigen, daß die absolute Sekundärelektronenausbeute γ_T für eine Kohlenstoffolie in einem sehr großen Energiebereich: $15 \text{ keV/u} \leq E_{Teil.}/M_{Teil.} \leq 45 \text{ MeV/u}$ unabhängig von der Kernladungszahl und der Masse des Projektilteilchens ist. Der Wert von γ_T ist nur von dessen elektronischen Energieverlust $S_e(E)$ in der Folie abhängig.

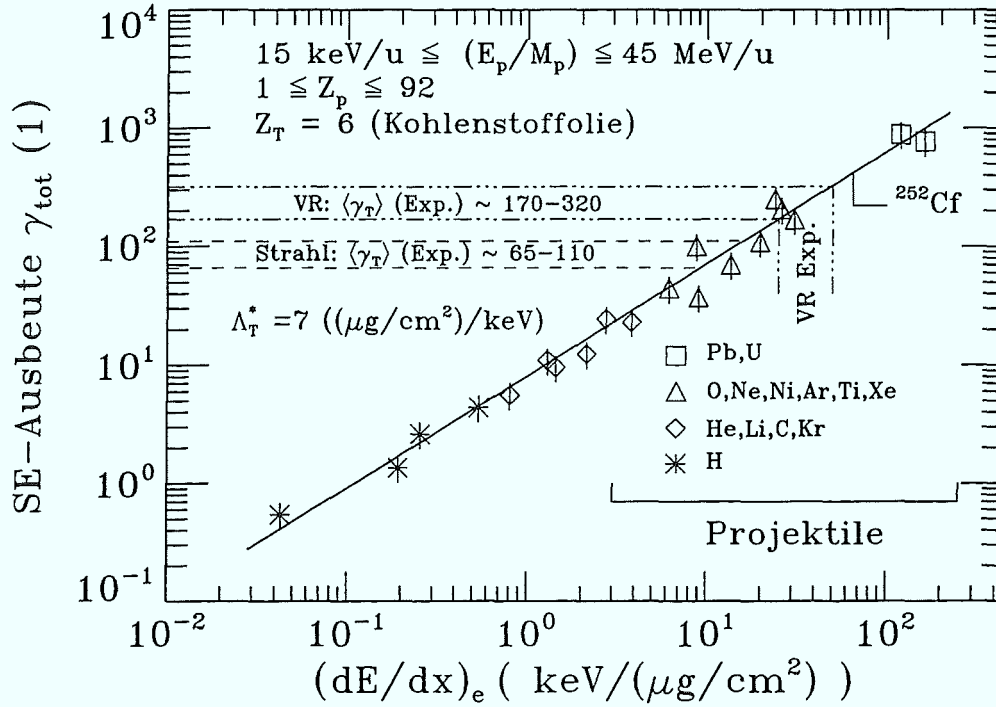


Abb. [2.9.]: Die Sekundärelektronenausbeute γ_T für Kohlenstoffolie nach Rothard et al. [Rot92]

Bei der Interpretation der Abb. [2.9.] ist zu beachten, daß sich die totale Elektronenausbeute γ_T aus der Summe von vorwärts γ_F (Austritt) und rückwärts γ_B (Eintritt) emittierten Elektronen ergibt: $\gamma_T = \gamma_F + \gamma_B$. Weitere Messungen [Rot92] zeigen auf, daß das Verhältnis γ_F/γ_B von der Massenzahl des einfallenden Teilchens abhängig ist. Für Schwerionen in C-Folie ergibt sich: $\gamma_F/\gamma_B \sim 2/1$.

Die Wertebereiche für Verdampfungsrestkerne und Strahl sind in Abb. [2.9.] entsprechend markiert. Der elektronische Energieverlust $S_e(E)$ wurde dazu mit Hilfe des TRIM-Programms für die mittlere Energie der erzeugten Verdampfungsrestkerne berechnet. Es wurde eine $0.5 \mu\text{m}$ dicke Mylarschicht angenommen an deren Ende sich eine $0.01 \mu\text{m}$ dicke Lage aus Aluminium befindet. Der resultierende Wert für $S_e(E)$ ist aus dem Integral über die zuletzt vom Teilchen durchlaufenen $0.1 \mu\text{m}$ betrachtet. Diese Näherung basiert auf der Überlegung, daß im wesentlichen nur die am Ende der Passage erzeugten Elektronen, aus der Folie emittiert werden können (vgl. auch Abb. [2.8(a).]).

Die Legende: ^{252}Cf zeigt auf den entsprechend gewonnenen mittleren $S_e(E)$ -Wert aller Spaltprodukte einer ^{252}Cf -Quelle, die in der nachfolgenden Labormessung zur Bestimmung von $\gamma_F \sim \langle n_{e^-} \rangle$ verwendet wurde¹⁴.

¹⁴wie in diesem Kapitel noch gezeigt wird

Beschleunigung und Fokussierung der Sekundärelektronen

In Abb. [2.10.] sind die Äquipotentiallinien der zylindersymmetrischen elektrostatischen Beschleunigereinheit¹⁵ und diverse Bahntrajektorien der austretenden Elektronen dargestellt. Als Grundlage der dargestellten Berechnungen dienten sowohl das OPERA-Programm für finite Elemente der Firma Vector-Fields Limited (GB), als auch das SIMION-Programm (Idaho National Engineering Laboratory).

Die geometrische Anordnung der einzelnen Elektroden und deren Potentiale sollten gewährleisten, daß möglichst alle emittierten Sekundärelektronen beschleunigt und auf eine kleine Brennofläche fokussiert werden können. Wegen der kompakten Geometrie des Einzelementes war es insbesondere schwierig, die am Rande der kreisförmigen Mylarfolie ($\varnothing 59\text{ mm}$) austretenden Elektronen zu bündeln.

Die leitende Aluminiumschicht auf der Rückseite der Mylarfolie (siehe auch Abb. [2.8(a).]) garantiert, daß alle herausdampfenden Elektronen bei einem Potential von $U_{ini} = -20\text{ kV}$ starten. Das Potentialgefälle von insgesamt 13 kV zwischen den ersten fünf kurzen Elektroden diente dazu, eine maximale Beschleunigung für alle Elektronen auf möglichst kurzer Strecke ($\sim 5\text{--}6\text{ cm}$) zu erreichen. Laufzeitdifferenzen für die Strecke Mylarfolie-Szintillator, die durch die unterschiedlichen, vom Entstehungsort abhängigen, Bahntrajektorien bedingt sind, können somit minimiert werden. Im Mittel beträgt die Flugzeit für ein Elektron ca. 4 ns und divergiert für die verschieden langen Trajektorien nur um einige wenige Zehntel Nanosekunden. Die Zeitunschärfe des Restkernnachweises im RFD-Element kann also vollkommen vernachlässigt werden.

Die Fokussierung erfolgt mit Hilfe der letzten drei langgezogenen Elektroden, welche eine Einzellinse bilden. Hierbei befindet sich die mittlere Elektrode auf einem Potential von -14 kV , während die sie umgebenden Elektroden sich jeweils auf Erdpotential befinden. Die Gesamtlänge des Linsenelementes ergibt sich zu 22.1 cm .

In einem Abstand von 2 cm von der letzten Elektrode befindet sich in den Experimenten ein $10\text{ }\mu\text{m}$ dicker Pilot-U Plastiksintillator¹⁶. Der Durchmesser, des mit optischem Fett auf der Frontfläche des Photovervielfachers fixierten kreisförmigen Szintillators, der in Abb. [2.10.] und [2.11.] miteingezeichnet ist, beträgt 22 mm . Dies entspricht genau der Breite des berechneten Brennflecks.

In Abb. [2.10.] sind 29 berechnete Bahntrajektorien dargestellt, welche sich für Elektronen ergeben, die entlang des Durchmessers an der Rückseite der Mylarfolie mit einer Initialenergie von 20 eV austreten. Die Bahnen wurden von der Symmetrieachse des Elementes ausgehend, in Abständen von 2 mm berechnet. Die Elektronen des oberen Bereiches starten parallel zur Flächennormalen der Folie. Im unteren Bereich wurde ein Emissionswinkel von 20° zum Rande des Elementes hin angenommen.

¹⁵In Abb. [2.11.] ist die Neuentwicklung der elektrostatischen Beschleunigereinheit für den RFD-II-Detektor dargestellt. Sie wird ausführlich in Kap. [2.3.4] beschrieben

¹⁶Vereinzelt wurden auch $5\text{ }\mu\text{m}$ dicke Szintillatoren eingesetzt

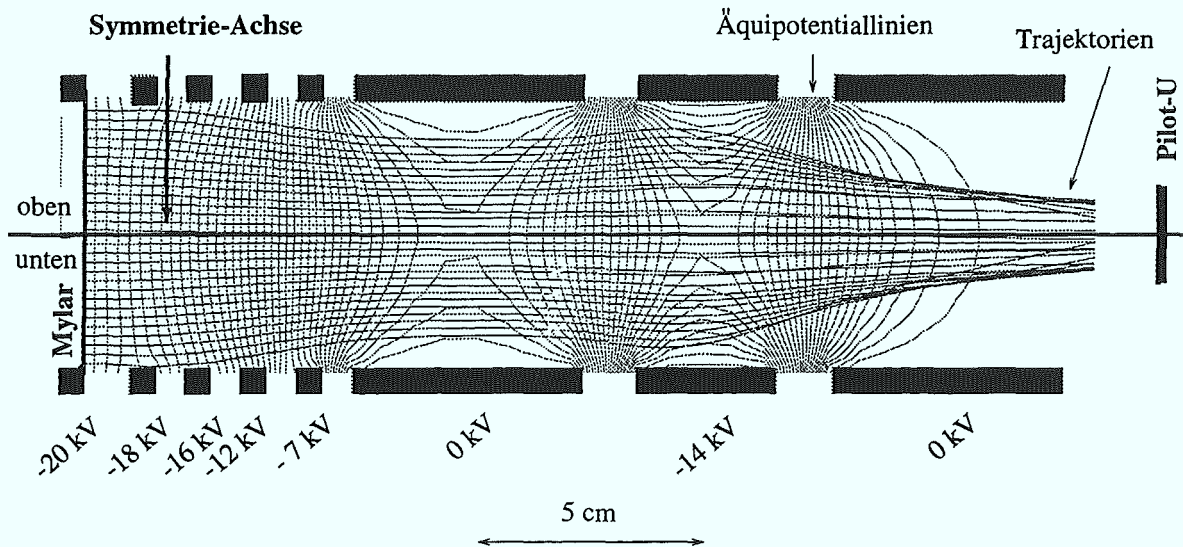


Abb. [2.10.]: Die elektrostatische Linse des RFD-Detektors

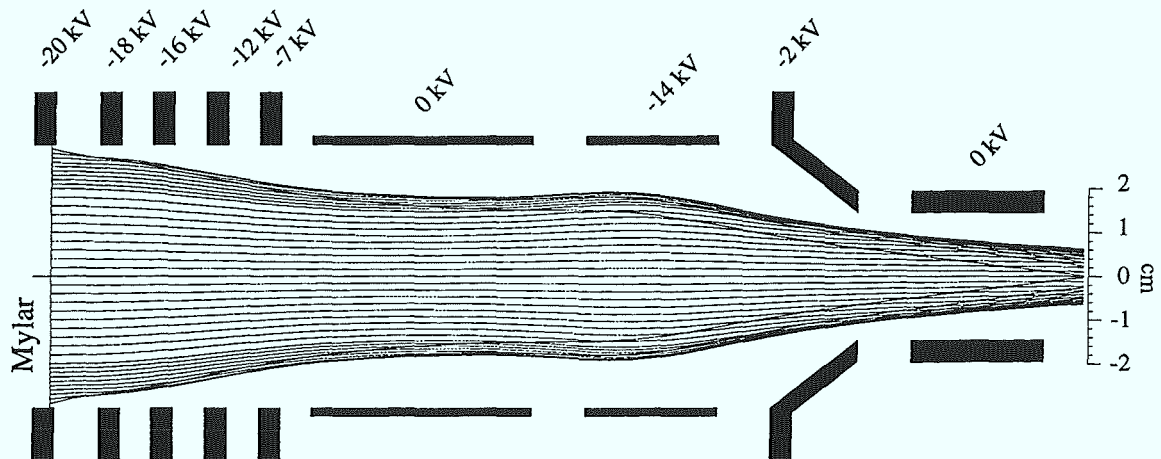


Abb. [2.11.]: Die Neuentwicklung der elektrostatischen Linse für den RFD-II Detektor

Deutlich ist zu erkennen, daß der Einfluß des Emissionswinkels wegen der geringen kinetischen Startenergie¹⁷ der Elektronen fast vollkommen zu vernachlässigen ist. Elektronen, die in einem Radialabstand d_{radial} von bis zu 26 mm bzgl. der Symmetrieachse des Elementes austreten, werden unabhängig vom Emissionswinkel noch auf den Szintillator fokussiert. Für größere Radialabstände bis hin zu $d_{radial} = 29\text{ cm}$ ist diese Fokussierung zwar noch gegeben, aber, wie man an den äußeren Bahnen sieht, kann es durchaus sein, daß ein Elektron an der Oberfläche streifend auftritt und absorbiert wird.

Messungen zur Fokussierung und Produktion von Elektronen in einem RFD-Element

Im nachfolgenden ist die zur der obigen Berechnung korrespondierende Messung erläutert. Eine weitere Versuchsreihe sollte eine Abschätzung über die totale Produktion von Sekundärelektronen an der Mylarfolie erlauben.

In Abb. [2.12.] ist ein Querschnitt durch die verwendete Testkammer dargestellt. Der Aufbau der Elektronik ist stark schematisiert mitangegeben. In einem Vakuumtank¹⁸ befindet sich ein Einzelelement, auf dessen Frontseite die Mylarfolie angebracht ist. Der Abstand der Folie in diesem Testelement zur zweiten Elektrode ist ca. 3 mm kürzer als der entsprechende Abstand im RFD.

Als 'Restkerne' dienten in dem Laborversuch die Spaltprodukte einer ^{252}Cf -Quelle. ^{252}Cf zerfällt mit einer Halbwertszeit $t_{1/2} = 2.62\text{ a}$ zu 96.9% durch α -Strahlung. Zu einem Anteil von 3.1% liegt spontane Spaltung vor. Die Massenverteilung der Spaltprodukte weist zwei ausgeprägte Maxima im Bereich von $A = 107 \pm 5$ (leicht) bzw. 143 ± 5 (schwer) auf [Ner60]. Die kinetische Energie für die leichten Spaltfragmente liegt beim Austritt aus der Quelle im Bereich von $0.7 - 1.1\text{ MeV/u}$ und für die schweren Spaltprodukte bei $0.4 - 0.6\text{ MeV/u}$ [Whe63] [Kno79]. Das ^{252}Cf -Quellenmaterial war ringförmig ($\varnothing_{\text{Außen}} = 11\text{ mm}$, $\varnothing_{\text{Innen}} = 8\text{ mm}$) auf einen dicken Cu-Träger aufgedampft, so daß aus jeder Spaltung nur ein Spaltprodukt nachgewiesen werden kann. Die Gesamtaktivität der Quelle betrug ca. $5 \cdot 10^4\text{ Bq}$.

Zur Messung der Radialabhängigkeit der Elektronenausbeute wurde eine $0.5\text{ }\mu\text{m}$ dicke Mylarfolie verwendet. Die Dicke des gewählten Pilot-U Szintillators betrug, wie bei den Experimenten, $10\text{ }\mu\text{m}$. Es wurde ein Kollimator entworfen, dessen 50 mm lange Bohrung gewährleistet, daß alle Spaltprodukte innerhalb einer Kreisfläche mit 6 mm Durchmesser mit einem Inklinationswinkel Θ bzgl. der Flächennormalen, der kleiner als 8° ist, auftreffen.

¹⁷Mindestens 3/4 aller austretenden Elektronen besitzen $E_{ini} \leq 20\text{ eV}$ vgl. Abb. [2.8(b).]

¹⁸Im Experiment: $p \sim 1 - 5 \cdot 10^{-5}\text{ bar}$

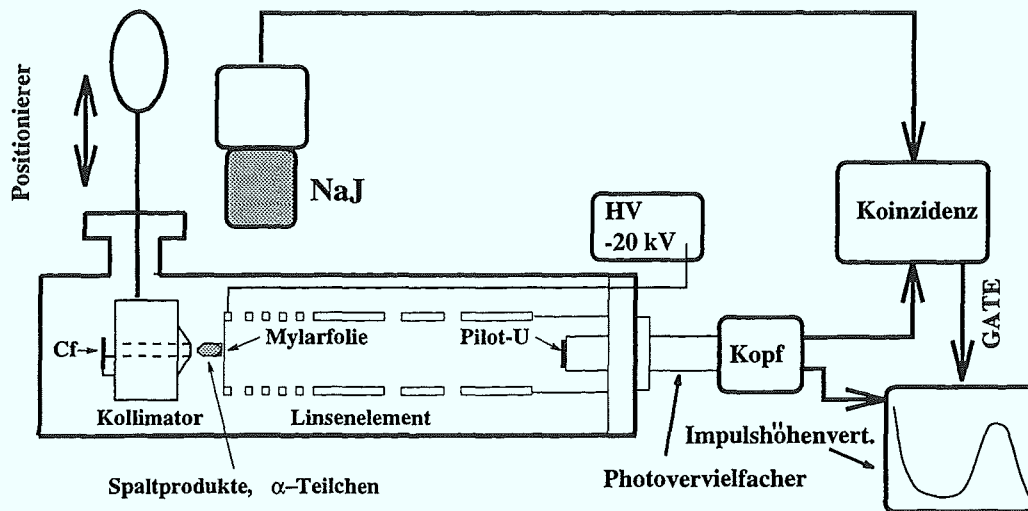


Abb. [2.12.]: Schematische Darstellung der Testkammer mit einzeltem RFD-Element

In Abb. [2.13.] sind exemplarisch drei Versuchsreihen zur Bestimmung der Radialabhängigkeit der Elektronensammlung dargestellt. Die Ordinate bezeichnet die relative Position des Mittelpunktes (Radialabstand) der kreisförmigen Kollimatorblende $\varnothing = 6\text{ mm}$ von der Symmetrieachse des Elementes.

Negative Werte für den Radialabstand sind dann angegeben, wenn sich die Kollimatoröffnung in der unteren Hälfte bzgl. der Symmetrieachse des Elementes befindet. Für jede der 3 Messungen wurde die Mylarfolie um jeweils 120° bzgl. der Symmetrieachse in ihrem Halterahmen gedreht, so daß der Einfluß eventuell vorhandener Inhomogenitäten (durch Verunreinigung) eliminiert werden konnte. Messungen mit anderen Folien ergaben quantitativ die gleichen Verläufe. Als Fehler der Ortsbestimmung sind jeweils 3 mm angegeben, was dem Radius der Blendenöffnung entspricht.

Deutlich ist zu erkennen, daß die Anzahl der produzierten und anschließend fokussierten Sekundärelektronen wie erwartet, für einen großen Bereich des Radialabstandes von $[-25\text{ mm}, +25\text{ mm}]$ nahezu konstant ist. Für Radialabstände mit $|r_{\text{rad}}| > 25\text{ mm}$ fällt die Impulshöhe jedoch drastisch ab. In Übereinstimmung mit den berechneten Trajektorien werden alle Elektronen, die mit einem Radialabstand von $28\text{ mm} \leq |r_{\text{rad}}| \leq 29\text{ mm}$ starten, an der Oberfläche der zweiten Elektrode absorbiert (vgl. Abb. [2.10.]).

Aufgrund der Messungen wurde für jedes Element ein effektiver Durchmesser von 54 mm angenommen. Hieraus ergibt sich der in Abb. [2.2.] dargestellte Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit des RFD-Detektors.

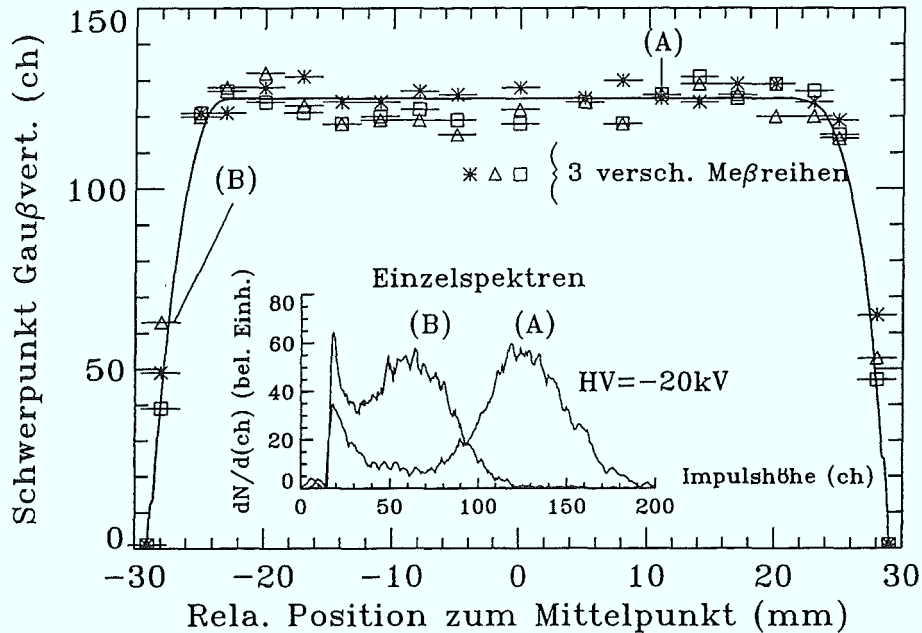


Abb. [2.13.]: Die Radialabhängigkeit der Elektronenausbeute im RFD-Testelement

Das untere Teilbild in Abb. [2.13.] gibt den typischen Verlauf des gemessenen Impulshöhenspektrums für zwei ausgewählte Kollimatorpositionen $r = -28 \text{ mm}$, bzw. $= +12 \text{ mm}$ an. Deutlich ist der gaußförmige Spektrenverlauf zu erkennen, der von den Sekundärelektronen herrührt (Initialpotential $U_{ini} = -20 \text{ kV}$). Messungen mit verschiedenen Beschleunigungsspannungen $U_{ini} = -20, -19, \dots, -13, -12 \text{ kV}$ zeigen nämlich einen linearen Anstieg des Schwerpunktes der Gaußverteilung mit im Betrage wachsendem U_{ini} auf.

Der zu kleineren Impulshöhen hin ansteigende Teil der Spektren¹⁹ ist, wie Messungen ohne Beschleunigungsspannung zeigten, auch von Elektronen verursacht. Hierbei handelt es sich vermutlich um Elektronen aus Feldemissionsprozessen. Die obenerwähnten Messungen mit variablen U_{ini} zeigen nämlich, daß ihre Gesamtintensität mit U_{ini} exponentiell zunimmt.

Die Messung zur Bestimmung der Gesamtanzahl der aus einer $0.5 \mu\text{m}$ dicken Mylarfolie nach vorne emittierten Elektronen γ_F wurde ohne Kollimator durchgeführt. Das $10 \mu\text{m}$ dicke Szintillatorstück mit einem Durchmesser von 22 mm wurde durch ein 1.5 cm dickes zylindrisches Pilot-U Szintillatorstück gleichen Durchmessers ersetzt und der Photovervielfacher wurde in der Anordnung nach Abb. [2.12.] entsprechend weit zurück-

¹⁹In den in-beam Experimenten war ein solcher Untergrund nicht zu beobachten

gesetzt. Durch die Dicke des Szintillators ist die Wahrscheinlichkeit für einen Comptonstreuungsprozeß, bei dem ein einfallendes γ -Quant einen Anteil seiner Energie auf ein Elektron des Szintillators überträgt hinreichend groß. Für die maximale auf das Elektron übertragbare Energie (E_e) :

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + 2E_\gamma/m_e c^2} \right), \quad (2.9)$$

zeichnet sich im Spektrum einer Einlinien- γ -Quelle signifikant die sogenannte Comptonkante ab. Die Breite dieser Kante im Spektrum dient als Fehlerabschätzung für die nach Gl.[2.9] bestimmte Elektronenenergie.

In Abb. [2.14.] sind die gemessenen Lagen der Comptonkanten für die drei γ -Eichquellen: ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{137}Cs dargestellt. Der untere, in Klammern eingetragene Wert, entspricht jeweils E_γ der Einlinienquelle. Da ^{22}Na ein β^+ -Emitter ist, tritt neben der Comptonkante der 1274 keV-Linie (bei 1061 keV), noch die entsprechende Kante für $E_\gamma = 511$ keV bei 340 keV auf.

Die gemessene Lage des α -Peaks der ^{252}Cf -Quelle ist miteingetragen. Ein Teil der α -Strahlung wird nach der Passage durch die Mylarfolie im dicken Szintillator nachgewiesen. Ein Anteil von 84% der aus ^{252}Cf emittierten α -Partikel besitzt nun eine Energie von 6.12 MeV. Weitere 15% weisen eine Energie von 6.08 MeV auf [Led78]. Unter Berücksichtigung der geringen Abbremsung in der 0.5 μm dicken Mylarfolie ergibt sich bei dem nahezu senkrechten Auftreffen der Partikel auf den Pilot-U Szintillator eine mittlere Energie von 6.10 MeV, die im folgenden vereinfachend als E_α bezeichnet wird.

Aus Abb. [2.14.] ist zu entnehmen, daß die von der α -Strahlung im Szintillator deponierte Energie einer Elektronenenergie von (740 ± 95) keV entspricht. Das Verhältnis der Lichtausbeuten von α -Teilchen L_α , und Elektronen L_{e^-} ergibt sich daher zu:

$$L_\alpha/L_{e^-} = (740 \pm 95) \text{ keV} / 6100 \text{ keV} = 0.121(15). \quad (2.10)$$

Aus der Kenntnis von L_α/L_{e^-} läßt sich nun in einem weiteren Experiment die Anzahl der emittierten Elektronen bestimmen.

Hierzu wurde die Beschleunigungsspannung U_{ini} von -15 kV bis -22 kV durchfahren und die Lage des Sekundärelektronenpeaks bestimmt. Zunächst wurde durch eine geforderte γ -Koinzidenz der Meßuntergrund aus der α -Strahlung unterdrückt (vgl. schematische Darstellung in Abb. [2.12.]).

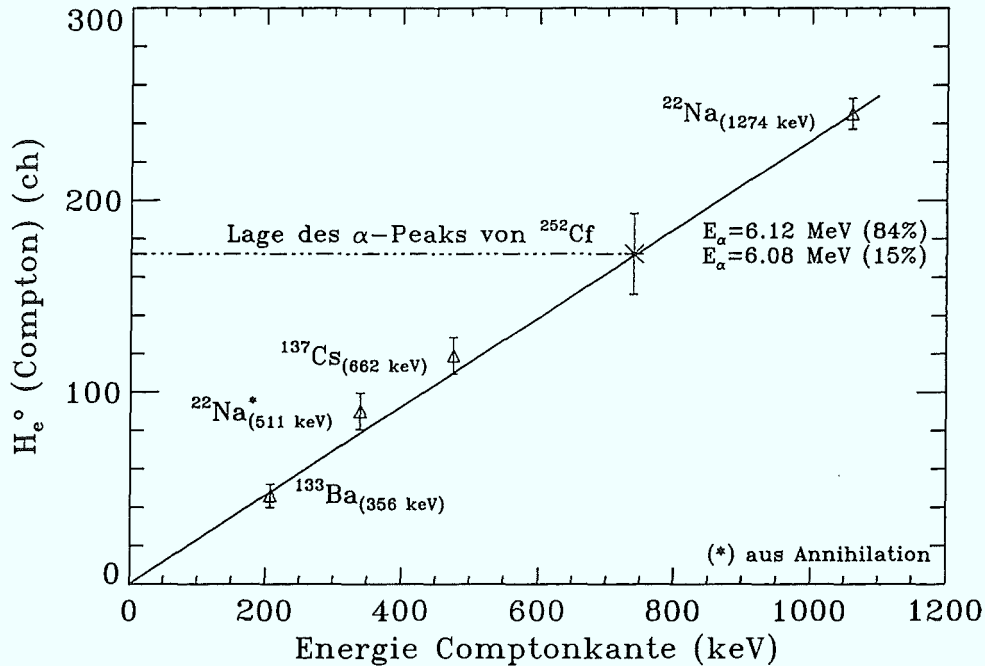


Abb. [2.14.]: Die Energieeichung des Signals aus dem Photovervielfacher mit den Comptonkanten der Eichquellen ^{22}Na , ^{133}Ba und ^{137}Cs

Der α -Zerfall von ^{252}Cf führt zu 84% ($E_\alpha = 6.12 \text{ MeV}$) direkt in den Grundzustand von ^{248}Cm . Von den restlichen 16% der α -Übergänge koinzidiert ein vernachlässigbar kleiner Anteil (Konversion) mit niederenergetischen γ -Quanten: 43 keV (98.6%), 100 keV (1.3%). Demgegenüber beträgt die mittlere γ -Multiplizität der Spaltprodukte von ^{252}Cf : $M_\gamma = 9.6$ [Ska80]. In einem außerhalb des Tanks angebrachten NaJ -Detektor werden somit ausschließlich γ -Quanten nachgewiesen, die mit einem erwünschten Spaltprodukt koinzidieren.

Die Schwerpunkte der gefundenen Gaußverteilungen H_e^0 sind in Abb. [2.15.] eingetragen.

Nachfolgend wurde die Messung ohne Koinzidenzbedingung wiederholt, um die Lage des α -Peaks zu bestimmen, der als Eichpunkt im Spektrum diene.

Im oberen Teilbild von Abb. [2.15.] sind zwei der ermittelten Spektren dargestellt²⁰. Die Lage des α -Peaks ist natürlich für alle Spannungen konstant.

Aus Abb. [2.15.] ist zu erkennen, daß eine Mindestspannung von $U_{off} = -10 \text{ kV}$ erforderlich ist, damit die Elektronen im Szintillator registriert werden können. Der Grund für diese Schwelle bleibt unklar, wenngleich zu vermuten ist, daß sich an der Frontseite des Szintillatormaterials eine Totschicht befindet. Verschiedene Messungen [Mec94] zei-

²⁰In den Koinzidenzspektren zeichnet sich der Sekundärelektronenpeak durch die Unterdrückung der α -Teilchen wesentlich deutlicher ab

gen, daß U_{off} u.a. von der Strahlenbelastung, welcher ein Szintillator ausgesetzt war, abhängig ist. Für neue Szintillatoren lag der Wert für U_{off} immer zwischen 5 – 6 kV.

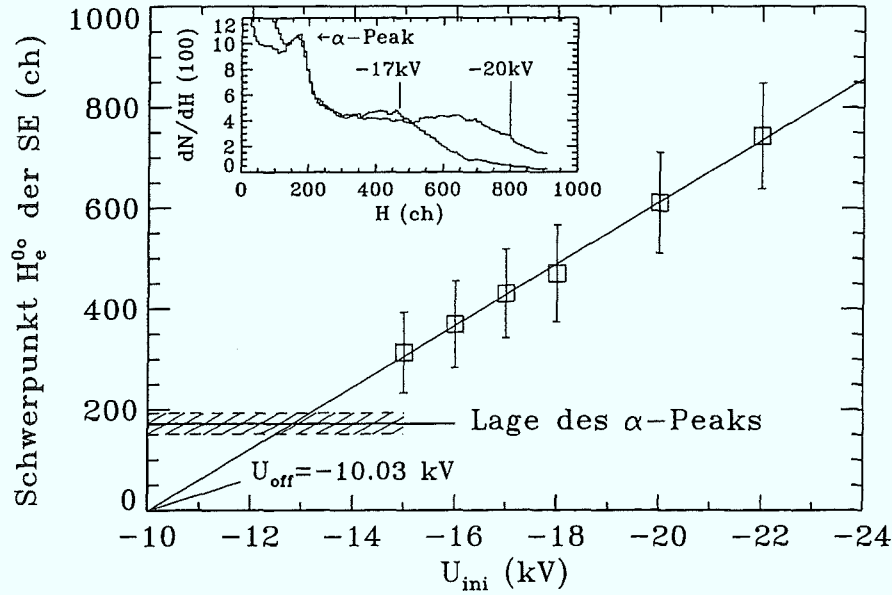


Abb. [2.15.]: Die Schwerpunkte H_e^0 der Sekundärelektronenverteilung als Fkt. der Beschleunigungsspannung U_{ini}

Dadurch ergibt sich für die Impulshöhe von $\langle n_{e-} \rangle$ einfallenden Sekundärelektronen mit der gleichen kinetischen Energie $E_{kin} = e * U_{ini}$ die Beziehung:

$$H_{e-} = L_{e-} * \langle n_{e-} \rangle * e * (U_{ini} - U_{off}) * (1 - R_{e-}). \quad (2.11)$$

Einige Elektronen werden aus dem Szintillator mit einem Teil ihrer Einfallsenergie zurückgestreut. Der Ausdruck R_{e-} in Gl.[2.11] bezeichnet den Anteil der nicht im Szintillator verlorenen Energie. Nach Niedrig [Nie78] ergibt sich für eine Elektronenenergie von 25 kV: $R_{e-} = 0.03(1)$.

Mit der Kenntnis des Verhältnisses der Lichtausbeuten L_α/L_{e-} und der Impulshöhe der α -Teilchen H_α ergibt sich die mittlere Anzahl der beschleunigten Elektronen hiernach zu:

$$\langle n_{e-} \rangle = \frac{H_{e-}}{H_\alpha} \frac{L_\alpha}{L_{e-}} \frac{E_\alpha}{e * (U_{ini} - U_{off})} \frac{1}{(1 - R_{e-})}. \quad (2.12)$$

Aus den in Abb. [2.15.] dargestellten Meßwerten H_e^0 und H_α leitet sich mit der Kenntnis von L_α/L_{e-} folgender Wert für $\langle n_{e-} \rangle$ ab:

$$\langle n_{e-} \rangle = 269 \pm 64. \quad (2.13)$$

Ein Vergleich mit Abb. [2.9.] zeigt nun, daß γ_T für einen mittleren Wert aller ^{252}Cf -Spaltprodukte einer Gesamtelektronenausbeute an der Mylarfolie von ca. 410 entspricht. Da das Verhältnis γ_F/γ_B für Kohlenstoff, wie bereits erwähnt, ca. 2/1 beträgt, ergibt sich nach Rothardt ein mittlerer Wert von $\langle n_{e^-} \rangle = 273$. Die Messung bestätigt somit die Voraussagen bzgl. der Elektronenausbeute.

Die durchschnittliche Anzahl der infolge Restkerntransmission aus der Rückseite der Mylarfolie austretenden Sekundärelektronen $\langle n_{e^-} \rangle$ liegt für mittlere Energien der Restkerne, in einem Bereich von 110 – 210. Dies bewirkt eine Signalhöhe von $\langle n_{e^-} \rangle \cdot 20 \text{ keV} = 2.2 - 4.2 \text{ MeV}$ am Ausgang des Photoervielfachers. Die Impulshöhe ist somit von ausreichender Größe, um den Nachweis eines Verdampfungsrestkernes sicher zu stellen und das gewählte Detektorkonzept der Sekundärelektronenemission erweist sich in dieser Hinsicht allen anderen Methoden (z.B. direkter Nachweis in Halbleiterzähler) als weit überlegen.

2.3.4 Konzeption einer elektrostatischen Linse für den RFD-II Detektor

In diesem Unterkapitel ist die Neukonzeption eines elektrostatischen Linsenelementes für das Nachfolgemodell des Detektors für Verdampfungsrestkerne dargestellt. Die Realisierung des RFD-II Detektors fand im Rahmen der Kollaboration des HMI-Berlin, IFJ-Krakau und CRN-Strasbourg statt. Der auf der Basis des existierenden Detektors weiterentwickelte RFD-II Detektor soll ab Herbst 1995 am EUROGAM Multidetektorsystem im Strasbourg zum Einsatz kommen.

In den durchgeführten Experimenten zeigte sich, daß die Signale in den Photoervielfacher, welche von in den RFD gestreuten Strahlteilchen herrühren, jene der Verdampfungsrestkerne bei einer Szintillatordicke von $d_{\text{Pilot-U}} = 10 \mu\text{m}$ teilweise um das Doppelte übertrafen. Bei der Aktivierung des RFD-Zeitfensters (vgl. Kap. [2.4.2.]) war noch ein Untergrundsignal signifikanter Größe vorhanden, das auf den gestreuten Strahl zurückzuführen ist.

Die Ursache für die Größe der vom Strahl bewirkten Pulse liegt, wie aus Abb. [2.9.] zu entnehmen, nicht allein an den von ihm produzierten Sekundärelektronen. Vielmehr wird von dem elektronischen Energieverlust (ca. 15 – 25 MeV) der direkt in den Szintillator einfallenden Strahlteilchen noch ein entsprechend hoher Anteil in Lichtpulse umgewandelt.

Die Konzeption des RFD-II Detektors²¹ ist nun so ausgelegt, daß es keinen direkten Verbindungsweg mehr zwischen den Szintillatorflächen der weiterhin in 3 Ringen angeordneten Einzelelemente und des Targets gibt. Ein Strahlteilchen kann somit nicht

²¹Zum Design des RFD-II siehe [Spo95]

mehr auf Szintillatormaterial treffen. Dies wurde zum einen durch die Inklination des Einzelelemente bzgl. der Strahlachse erreicht. Der Inklinationswinkel der 6 Elemente aus R1 betrug $\Theta_{ink}^{R1} = 15^\circ$. für die jeweils 12 Elemente aus R2 und R3 ergab sich: $\Theta_{ink}^{R2} = 26^\circ$ bzw. $\Theta_{ink}^{R3} = 30^\circ$.

Das Abkippen der Elemente allein reichte jedoch nicht aus, um eine vollkommene Abschattung der aktiven Szintillatorflächen zu erreichen. Deswegen wurde in einem nächsten Schritt die elektrostatische Einzellinse so modifiziert, daß die Dimension der Brennfläche entscheidend verkleinert werden konnte.

In Abb. [2.11.] ist diese Neukonzeption vorgestellt. Die ersten 7 Elektroden sind in Länge und Größe der angelegten Spannung unverändert übernommen worden. Der entscheidende Unterschied zum alten Design besteht nun in der trichterförmig zulaufenden Elektrode mit $U = -2 \text{ kV}$ in der letzten Einzellinse. Sie führt zu einer starken Bündelung der Elektronentrajektorien. Der Durchmesser ϕ_{Fokus} des Brennflecks verringert sich gegenüber $\phi_{Fokus} = 22 \text{ mm}$ bei der alten Konzeption auf nur $\phi_{Fokus} = 15 \text{ mm}$. Die benötigte Szintillatorfläche wird also mehr als halbiert.

Weitere Rechnungen zeigen, daß die Qualität der erreichten Bündelung stark von der Positionierung der Mylarfolie innerhalb der 5 mm dicken ersten Elektrode abhängig ist. Der in Abb. [2.11.] dargestellte Abstand von 1 mm von der hinteren Kante erweist sich dabei als optimale Lösung [Rej95], bei der insbesondere auch die Randzone, aus der die Elektronen nicht mehr auf den Szintillator treffen²², minimal ($\Delta R < 1 \text{ mm}$) wird.

Zur experimentellen Überprüfung wurde ein Testelement gemäß Abb. [2.11.] angefertigt und in die Testkammer (Abb. [2.12.]) eingebaut. Auf die Stirnfläche des Photovervielfachers wurde ein $10 \mu\text{m}$ dickes Pilot-U Szintillatorstück mit 28 mm Gesamtdurchmesser geklebt. Mit Hilfe von 6 Aluminium-Diaphragmen verschiedenen Durchmessers wurde dann jeweils ein bestimmter Szintillatordurchmesser $\phi_{Pilot-U}$ eingestellt.

Die zeitlich normierte integrale Gesamtintensität der gemessenen Sekundärelektronenverteilung ($U_{ini} = -20 \text{ kV}$), ist in Abb. [2.16.] eingetragen. Außerdem ist der berechnete Verlauf eingezeichnet, der sich unter der Annahme eines 15 mm großen Brennflecks ergibt²³. Im Intervall $d_{Pilot-U} \in [0 \text{ mm}, 15 \text{ mm}]$ muß die Gesamtintensität proportional zur Fläche des Szintillators, also zu $(d_{Pilot-U})^2$ ansteigen²⁴. Für größere Durchmesser sollte sich dann ein konstanter Wert einstellen.

Wie man in Abb. [2.16.] erkennen kann, gibt die experimentelle Beobachtung unsere Berechnungen in recht guter Näherung wieder. Insbesondere die Konstanz für größere Durchmesser als $\phi_{Pilot-U} = 15 \text{ mm}$ zeigt auf, daß der Gesamtdurchmesser des Brennflecks mit dem neuen Linsendesign, wie berechnet auf nur 15 mm reduziert wird.

²²wegen der Absorption an der Oberfläche der Linse

²³Die Normierung erfolgte auf die Zählrate bei $\phi = 15 \text{ mm}$

²⁴Unter der etwas vereinfachenden Annahme, daß die Elektronenbündelung homogen über die Szintillatorfläche ist

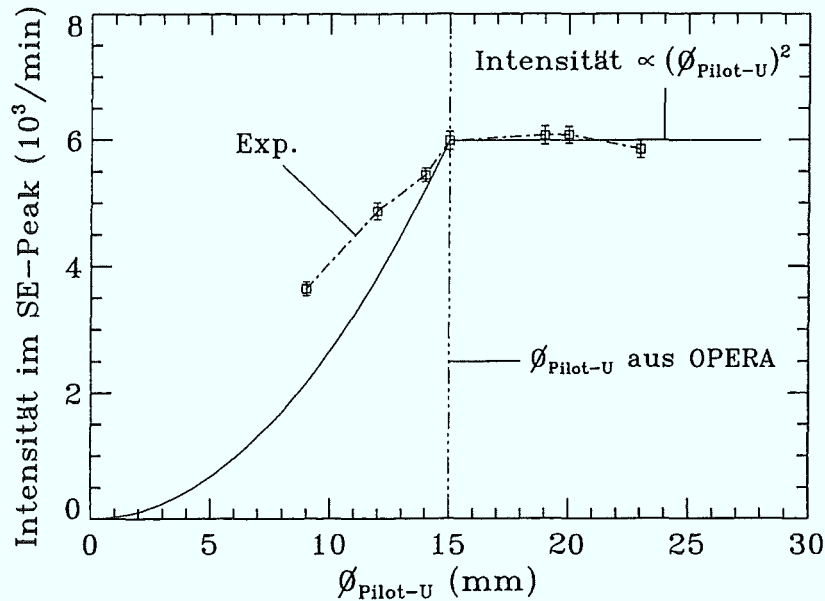


Abb. [2.16.]: Die Messung zur Bestimmung des aktiven Szintillatordurchmessers für eine elektrostatische Linse des RFD-II [Mec94]

2.4 Der Aufbau der Meßelektronik

2.4.1 Die OSIRIS-Elektronik

Die OSIRIS-Elektronik (genauer: OSIRIS+BGO-Ball) gliedert sich in einen schnellen ($t \sim 10$ - einige 100 ns) digitalen Zweig und einen langsamen ($t \sim$ mehrere μs) analogen Teil. Im digitalen Zweig wird die zeitliche und logische Verknüpfung der Ereignisse vollzogen. Im analogen Teil werden die Energie- und Zeitinformationen aus den Germaniumdetektoren, als auch die Summenenergie-Multiplizitätsinformation des BGO-Balles verarbeitet. Der analoge Teil ist mit *NIM*-Modulen aufgebaut, während für die schnelle Triggerlogik im wesentlichen *ECL*-Module zum Einsatz kommen. Eine genaue Beschreibung der OSIRIS-Elektronik ist in [Spo92] zu finden. Die dort dargestellten Blockschaltbilder weichen nur unwesentlich von der Elektronikkonfiguration ab, wie sie in den nachfolgend dargestellten Experimenten für das OSIRIS-Spektrometer (+BGO-Ball) verwendet wurde.

Entscheidend ist, daß in unseren Experimenten i.a. nur zweifache Comptonunterdrückte $\gamma - \gamma$ Koinzidenzen und Koinzidenzen höheren Grades aufgenommen wurden²⁵. Zu je-

²⁵ Ausnahme bildete das Experiment an ^{189}Pb (vgl. Kap. [3.1.])

dem der koinzidenten γ -Quanten wurde die Energie E_γ und die Zeit t_γ relativ zum Strahlimpuls, der den Zeitpunkt t_0 definiert, im Germanium-Detektor gemessen. Die $\gamma - \gamma$ Koinzidenz im OSIRIS -Spektrometer war die einzige selektive Bedingung für den Start der Datenaufzeichnung über das Garching Interface. Sowohl das Summenenergie- und Multiplizitätssignal des BGO-Balles, als auch die Zeit-Orts Information aus dem RFD, stellten, im Hinblick auf die Experimentlogik, Zusatzinformationen dar.

2.4.2 RFD-Elektronik

Prinzipien der Flugzeitdiskriminierung; Strahlpulsung

Das Grundprinzip des RFD's ist die Selektion der langsamen Restkerne über die Flugzeit. Diese Flugzeitdiskriminierung erfordert eine entsprechend angepaßte Pulsung des Strahls.

Wie bereits erwähnt stellen Restkerne die langsamste 'Klasse' von Teilchen dar, die bei einem Experiment mit dünnem Target in Strahlrichtung aus der Rückseite desselben austreten. In Abb. [2.17.] sind die gerechnete (TRIMTRANS) Flugzeitverteilung der Verdampfungsrestkerne und des Strahls für die Reaktion $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$ bei $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ und $d_{\text{Target}} = 0.9 \text{ mg/cm}^2$ für eine Flugstrecke von 73.0 cm schematisch dargestellt. Der Zeitpunkt $t = 0$ wird durch das Auftreffen des Strahls auf das Target definiert.

Die höchste Geschwindigkeit besitzen die durchgehenden Strahlteilchen. Wegen ihres relativ gesehen geringen Energieverlustes im dünnen Target, wird ihre Zeitverteilung nur durch die Unschärfe des Strahlpulses selbst gegeben und beträgt weniger als 1 ns . Diese Tatsache wurde in den Experimenten zur Bestimmung des Zeitpunktes der Reaktion benutzt.

Ebenso eingetragen ist das Flugzeitspektrum für Verdampfungsrestkerne aus Reaktionen an ^{16}O . Diese treten infolge des Sauerstoffanteiles im Target auf, die aus der Oxidation desselben herrühren. Wegen ihrer relativ geringen Masse, besitzen die Verdampfungsrestkerne aus diesen Reaktionen eine relativ hohe kinetische Energie pro Masseneinheit. Die Coulombanregung von Targetatomen führt zu einer Emission von ^{157}Gd -Atomen in Strahlrichtung. Zur Berechnung der Flugzeitverteilung der Spaltprodukte wurde eine symmetrische Massenverteilung der Spaltprodukte angenommen.

Die Gesamtintensitäten der in Abb. [2.17.] dargestellten einzelnen Verteilungen zueinander entsprechen nicht den tatsächlich vorhandenen Verhältnissen. Insbesondere ist die Restkernverteilung gegenüber allen anderen Teilchengruppen wesentlich überhöht dar-

gestellt. Folglich sind die sogenannten Landauschwänze²⁶, welche die Verteilungen für Spaltprodukte und Coulombanregungen aufweisen in der Darstellung unterdrückt²⁷.

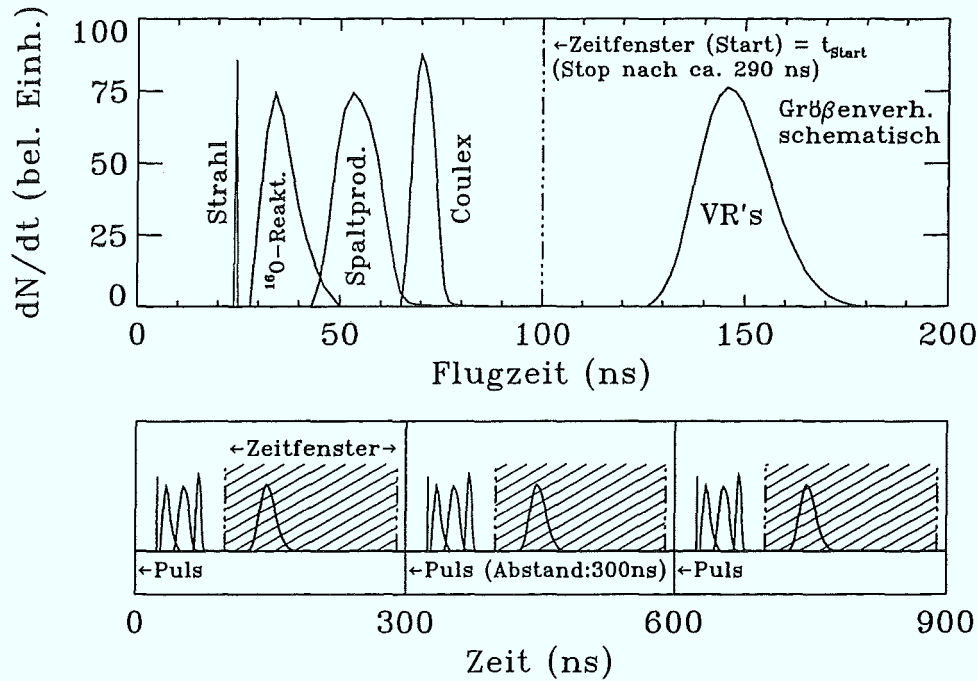


Abb. [2.17.]: (oben) Flugzeitverteilung (schematisch) der in Strahlrichtung gestreuten Teilchen im Experiment $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$ bei $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$, $d_{\text{Target}} = 0.9 \text{ mg/cm}^2$ und oxidiertem Target // (unten) Systematik der Strahlpulsung

Deutlich ist aus dem oberen Teilbild von Abb. [2.17.] zu erkennen, daß die Verdampfungsrestkerne im Mittel wesentlich langsamer sind, als alle anderen Gruppen von Teilchen. Selbst die schnellsten Restkerne sind noch ca. 40 ns unter Vernachlässigung der Landauschwänze, von allen anderen Teilchen separiert. Durch ein Zeitfenster, welches 100 ns nachdem der Strahlpuls auf das Target aufgetroffen ist, geöffnet wird, sind somit alle untergrunderzeugenden Teilchen wesentlich unterdrückt.

Wie sich aus Abb. [2.17.] weiterhin ergibt, ist es notwendig den Strahl selbst so zu pulsen, daß er innerhalb eines Zeitraums von mindestens 190 ns nicht erneut auf das Target trifft. Ansonsten würden sich die aufeinanderfolgenden Verteilungen überschneiden und eine Separation der Verdampfungsrestkerne wäre unmöglich.

Wir wählten bei allen Experimenten jeweils eine vierfache Untersetzung der Strahlpulse,

²⁶Bezeichnung für den extrem langsamen Teil der Flugzeitverteilung

²⁷Im Experiment zeigte sich ein Anteil von coulombanregten ^{157}Gd -Kernen mit einer Flugzeit $t \geq 100 \text{ ns}$ auf, die in den RFD gestreut wurden (vgl. Kap. [3.2.])

die aus dem Zyklotron des VICKSI-Beschleunigers geliefert wurden. Hierdurch war in allen Experimenten ein Strahlpulsabstand von mindestens 280 ns gegeben. Das untere Teilbild in Abb. [2.17.] zeigt schematisch die Flugzeitverhältnisse bei drei aufeinanderfolgenden Strahlpulsen. Das Zeitfenster einer jeweiligen Periode blieb bis unmittelbar vor dem nächsten Strahlpuls geöffnet.

Blockschaltbild der Elektronik

Neben der reinen Flugzeitmessung wird mit der Elektronik des RFD's noch bestimmt, in welchem der 18 Elemente des RFD's ein Restkern registriert wurde (Ortsinformation). Dies ermöglicht eine Rekonstruktion des Geschwindigkeitsvektors und die Dopplerkorrektur in der off-line Analyse.

In oberen Abschnitt von Abb. [2.18.] ist ein Blockschaltbild der Elektronik für eines der 18 RFD-Elemente gezeigt. Dort, wo alle 18 Elemente zum Zwecke der logischen Verarbeitung und der Kodierung der Elementnummer, in der das Signal nachgewiesen wurde, zusammenkommen, ist die Legende: 18* angebracht. Die Logische Verknüpfung aller 18 Einzelsignale dient zur Selektion der eindeutigen Ereignisse im RFD, d.h. jener Ereignisse, bei denen genau eines der 18 Elemente gefeuert hat.

Die verwendeten Photovervielfacher: Phillips XP2982 bzw. Phillips XP2962 unterscheiden sich in der Anzahl der Dynoden. In der experimentellen Praxis erwies es sich als günstig das Signal im Photovervielfacher selbst möglichst gering zu verstärken. Im Laufe der verschiedenen Experimente wurden deshalb sukzessive die 11-stufigen XP2982 von den 8-stufigen XP2962 ersetzt, die bei einer Spannung von 800 – 1100 V betrieben wurden.

Das schnelle Ausgangssignal der Photovervielfacher ($t_{Abfall}(Pilot - U) \sim 1.5 \text{ ns}$) wurde für die RFD-Elemente mit einem linearen Verstärker um das 10 – 40-fache verstärkt. Der Verstärkungsfaktor wurde für jedes der 18 Einzelemente individuell eingestellt, so daß in allen Elementen die Größe der Ausgangssignale für die Verdampfungsrestkerne aus einer Testreaktion²⁸ etwa gleich war.

Die Zeit t_0 des Strahlpulses wird durch die Hochfrequenz (RF) des Zyklotrons festgelegt. Nach dem Zeitintervall $t = t_{start}$ wurde durch das in einer Delay-Box entsprechend lange verzögerte RF-Signal ein lineares Gate geöffnet. Der Zeitpunkt t_{Ereig} eines danach eintreffenden Impulses (Restkern), der oberhalb einer knapp über der Höhe des Rauschsignals eingestellten Schwelle lag, wurde nachfolgend mit einem Constant-Fraction-Discriminator (CFD) genau bestimmt.

²⁸vgl. u.a. Kap. [3.1])

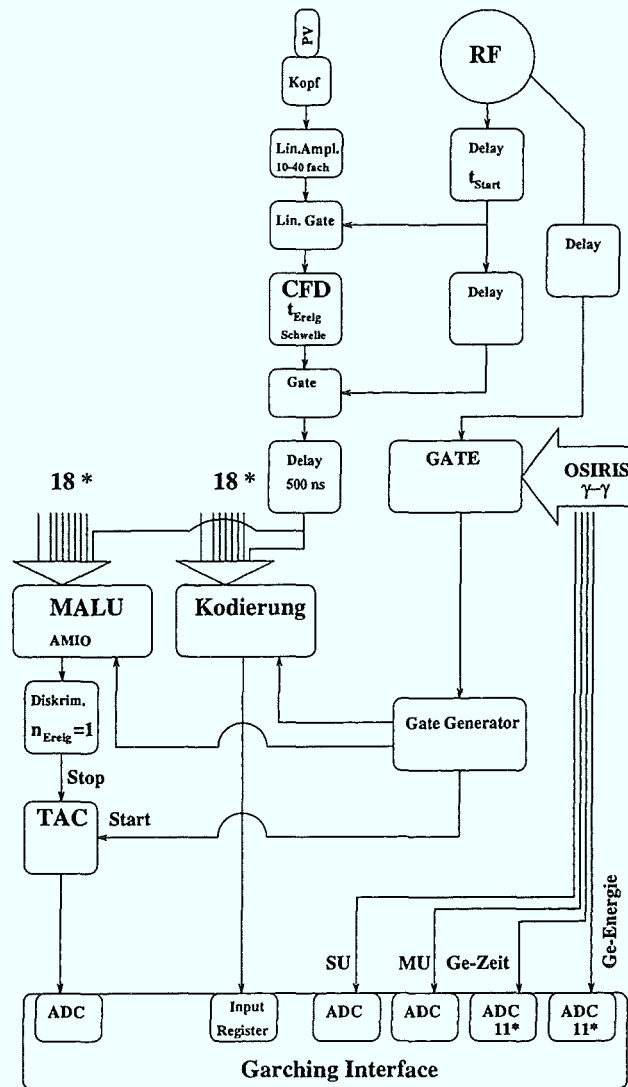


Abb. [2.18.]: Das Blockschaltbild der RFD-Elektronik

Das zusätzliche Zeitfenster im Anschluß an den CFD diente dazu, jene Signale zu unterdrücken, die beim Öffnen der linearen Gates (DC-Offset) auftreten können [Mai95].

Die nächste Delay-Box verzögerte alle Zeitsignale um 500 ns und diente zu ihrer Anpassung an die Triggerlogik der OSIRIS-Elektronik. Liegt dort die geforderte $\gamma - \gamma$ Koinzidenz vor, so wird ein Gate geöffnet und das definiert verzögerte RF-Signal triggert einen Gate-Generator, der den Time to Analog Converter (TAC) für das RFD-Zeitsignal startet. Gleichzeitig wird die Kodierung der triggernden RFD-Elemente aktiviert und der AMIO (Analog Majority Input-Output) Ausgang einer MALU. Letzterer erzeugt ein zur Anzahl der simultan triggernden RFD-Elemente proportionales Ausgangssignal. Ein nachfolgender Diskriminator läßt nur solche Ereignis-

nisse passieren, bei denen genau ein RFD-Element gefeuert hat. Ein vom Diskriminator akzeptiertes Signal liefert dann den Stopimpuls für den TAC.

Das TAC-Signal wird darauf auf einen ADC gegeben und an das GARCHING Interface weitergeleitet. Die Kodierung (Bitpattern) wird zunächst an ein Input Register gegeben, bevor die Übertragung an das Interface erfolgt.

2.5 Datenaufzeichnung und Verarbeitung

Datenaufzeichnung und Analyse

Wie in dem vorangestellten Blockschaltbild (Abb. [2.18.]) gezeigt, wurden die Energie- und Zeitsignale der 11-Germanium Detektoren in separate 8k-ADC's des Garching Interfaces übertragen. Summenenergie- und Multiplizitätssignal aus dem BGO-Ball wurden auf ADC's gegeben, die eine Breite von 1k aufwiesen. Mit den beiden 1k-ADC's für die im RFD gemessene Flugzeit und die Elementkodierung, wurden für jedes Experiment insgesamt mindestens 26 ADC's benötigt.

Akzeptierte Ereignisse (also mindestens $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ und $t_{\gamma 1} - t_{\gamma 2}$ Information) wurden im sogenannten List-Mode (LM) sequentiell auf ein 8 mm Magnetband aufgezeichnet, das sich in einer Exabyte-Station des PDP-11 Analyserechners befand. Die Überwachung der Messung erfolgte über on-line Projektion der ADC's, die in verschiedenen Zeitabständen erneuert wurden.

Wird ein Ereignis akzeptiert, so wird auf dem Magnetband ein sogenannter Event-Data-Block angelegt. Die Kopfstruktur dieses Blockes ist definierter Länge und beinhaltet die Angaben über die variierende Gesamtlänge des Ereignisses und die daran beteiligten ADC's. Nachfolgend werden die in den triggernden ADC's gemessenen Werte aufgezeichnet. Abgeschlossen wird der Event-Data-Block durch einen Zähler, der die laufende Nummer des registrierten Ereignisses angibt.

Zur Analyse der Rohdaten wurden diese zunächst mit einem Programm PRE32 [Gre92] vorsortiert und die E_{γ} -Werte dopplerkorrigiert. Dabei wurden die fehlerhaft aufgezeichneten Ereignisse, d.h. jene bei denen die Wertepaare $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ oder (und) $t_{\gamma 1} - t_{\gamma 2}$ unvollständig waren, verworfen. Höhere als zweifache $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzen wurden entsprechend in zweifach Koinzidenzereignisse²⁹ ausgepackt und gespeichert.

Die Eichung war so ausgelegt, daß alle beteiligten ADC's bis zu Termen 2-ter Ordnung kalibriert werden konnten. In der Praxis erwies sich für die Energieeichung eine quadratische Korrektur als vollkommen ausreichend.

²⁹Eine Triple-Koinzidenz ($\gamma - \gamma - \gamma$) ergibt z.B. $3! = 6$ $\gamma - \gamma$ Ereignisse

Die Dopplerkorrektur der gemessenen Energie

Ein im Flug emittiertes γ -Quant der Energie E_0 wird in einem Germanium-Detektor dopplerverschoben nachgewiesen. Die gemessene Energie $E_{Doppler}$ ergibt sich zu:

$$E_{Doppler} = E_0 * \left(\frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{|(1 - v/c)| * \cos(\Theta)} \right) = E_0 * (1 + |(v/c)| * \cos(\Theta)) + o(|v/c|)^2. \quad (2.14)$$

Dabei stellt $\vec{v}$ den Geschwindigkeitsvektor des Teilchens zum Zeitpunkt der Emission dar und Θ den Winkel zwischen $\vec{v}$ und dem Detektor (Mitte der Stirnfläche).

Der zweite Ausdruck in Gl.[2.14] ist die Taylorentwicklung der exakten Formel nach Potenzen von (v/c) . Der Term $o(|v/c|)^2$ bezeichnet dabei die Summe aller Polynome der Ordnung $n \geq 2$. Der nachfolgende Ausdruck (Gl. [2.15]) stellt die in dem Sortierprogramm verwendete Näherung an die Taylorentwicklung dar:

$$E_0 \cong E_{Doppler} * (1 - |(v/c)| * \cos(\Theta)). \quad (2.15)$$

Diese Approximation an Gl. [2.14] ist zulässig, da in allen unseren Experimenten $|(v/c)|$ für die Verdampfungsrestkerne nach Targetaustritt unter 3 % lag. Eine Dopplerkorrektur mit dem rechten Ausdruck in Gl.[2.14] weicht somit vom exakten Wert³⁰ nur um maximal ca. 0.09% ab. Diese Unsicherheit ist vernachlässigbar gegenüber der Ungenauigkeit in der Bestimmung von $\vec{v}/c$ mit dem RFD. Die Flugzeit ist zwar mit einer Genauigkeit von gut 1 ns bestimmbar, allerdings ist die Richtungsauflösung durch den endlichen Öffnungswinkel der Germanium-Detektoren und des RFD-Elementes begrenzt. Berechnungen zeigen, daß die Abweichung des dopplerkorrigierten Wertes von E_0 bei unseren Experimenten ca. 0.24 – 0.27% beträgt, vgl. Abb. [3.4.] und [3.28.] .

Die aufgezeichneten γ - γ -RFD Ereignisse besitzen nun die Angabe über die jeweils triggernden Germanium-Detektoren und das RFD-Element (Kodierung). Zur Dopplerkorrektur wurden alle möglichen Winkelkombinationen der 11 OSIRIS-Detektoren mit den 18 RFD-Elementen in einer Matrix zusammengefaßt, die 198 Einträge besitzt. Diese Matrix, deren Elemente im folgenden mit Θ_{ij} mit $(1 \leq i \leq 11, j \leq 1 \leq 18)$ bezeichnet seien, ist explizit in Tab. [A.4.] des Anhangs angegeben. Der angegebene Winkel ist jeweils der Schnittwinkel jener Geraden, welche den Schnittpunkt des Targets mit der Strahlachse mit den Mittelpunkten der Stirnflächen der Germanium-Detektoren, bzw. der RFD-Elemente verbinden.

Zur Verdeutlichung sind in Abb. [2.19.] die geometrischen Verhältnisse in der Projektion wiedergegeben. Hierbei sind aus der OSIRIS-Anordnung nur die Frontflächen der Germanium-Kristalle dargestellt.

³⁰Unter Berücksichtigung der Anordnung der Germanium-Detektoren

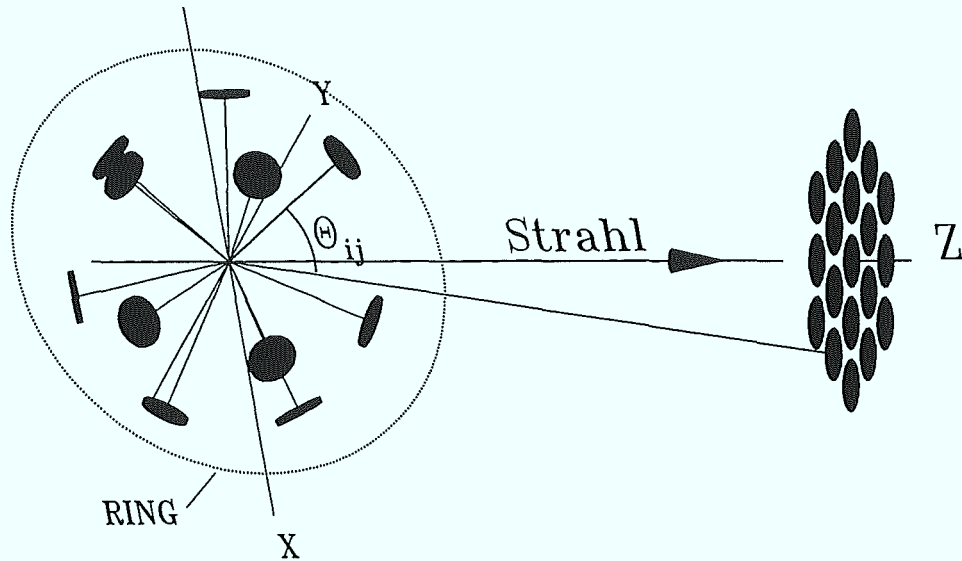


Abb. [2.19.]: Schematische Anordnung der 11 OSIRIS Detektoren und der 18 Elemente des RFD's

Der 18 elementige Vektor B , enthält die Werte s_j/c , wobei s_j die Entfernung zwischen Target und j -tem Ringelement ist. Entsprechend den Ringstrukturen R1,R2 und R3 besteht B aus drei verschiedenen Werten, die insgesamt jeweils 6 mal vorkommen. Mit Θ_{ij} und B_j ergibt sich ein Element der sogenannten Korrekturmatrix F_{ij} zu :

$$F_{ij} = \cos(\Theta_{ij}) * B_j \quad \forall i, j. \quad (2.16)$$

Im Sortierporgramm wird demgemäß die Dopplerkorrektur für ein γ -Quant, das im i -ten Germanium-Detektor nachgewiesen wurde und dessen emittierender Restkern im j -ten RFD-Element detektiert wurde, wie folgt berechnet :

$$E_0 = E_{Doppler}(1 - F_{ij}/(t - t_0)). \quad (2.17)$$

In Gl.[2.17] bezeichnet $E_{Doppler}$ die direkt gemessene γ -Energie des Ereignisses. Die Flugzeit $(t - t_0)$ ergibt sich aus der Differenz zwischen der gemessenen Zeit t für das Ereignis und dem Zeitnullpunkt t_0 , der die Reaktion definiert.

Die Dopplerkorrektur der $\gamma - \gamma$ Ereignisse ohne gemessene Flugzeit im RFD wurde, wie sonst auch bei Experimenten mit dünnen Targets üblich, mit Hilfe einer nach TRIMTRANS berechneten mittleren Geschwindigkeit $\langle \vec{v} \rangle$ der Verdampfungsrestkerne vollzogen (vgl. Kap. [3.2.]). Dabei wurde die Strahlachse als Flugrichtung der Kerne angenommen und E_0 somit mit den in Abb. [2.1.] angegebenen Detektorwinkeln

nach Gl.[2.17] bestimmt.

Es sei noch anzumerken, daß technisch gesehen die mittlere Korrektur der $\gamma - \gamma$ -Ereignisse ohne gemessene Flugzeit im selben Schritt vollzogen wird, wie die der $\gamma - \gamma$ -RFD Ereignisse. Der auf der Z-Achse liegende Faraday-Cup definiert dann in einer $11 * 19$ Matrix das sogenannte 0-te RFD-Element.

Im folgenden experimentellen Teil ist als $\gamma - \gamma$ -Matrix immer diejenige Matrix bezeichnet, die sich aus den $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzereignissen ohne gemessene Flugzeit (d.h. mittlere Dopplerkorrektur mit berechnetem Geschwindigkeitswert) und den $\gamma - \gamma$ -RFD Ereignissen ergibt. In der sogenannten $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix werden *nur* jene $\gamma - \gamma$ Ereignisse berücksichtigt, für die eine Flugzeit in einem der 18 RFD-Elemente gemessen wurde und die dadurch individuell dopplerkorrigiert werden können. Die Nachweiseffizienz des RFD's ergibt sich mithin aus dem direkten Vergleich der $\gamma - \gamma$ bzw. $\gamma - \gamma$ -RFD Daten. Weiterhin sei mit dem Ausdruck: 'reine $\gamma - \gamma$ Messung' das jeweilige fiktive OSIRIS-Experiment ganz ohne den Einsatz des RFD's verstanden. D.h. dort können alle Ereignisse nur mit der berechneten mittleren Geschwindigkeit dopplerkorrigiert werden.

Es ist klar, daß die Dopplerkorrektur nur dann richtig ist, wenn das γ -Quant außerhalb des Target emittiert wird. Bei schnellen Übergängen $t_{1/2} \leq 50 \text{ fs}$ erfolgt i.a. eine Emission noch innerhalb des Targets und die Korrelation zwischen dem gemessenem Winkel des Restkerns und seiner Richtung zum Zeitpunkt der Emission ist durch die Streuung im Target verschmiert. Die Korrektur wird falsch und kann zu einer Verbreiterung der γ -Linie im Spektrum führen. Solche schnellen Übergänge spielten bei den hier untersuchten Kernen jedoch keine Rolle.

Kapitel 3

Die Experimente mit der OSIRIS–RFD Apparatur

3.1 Spektroskopie von ^{189}Pb

Theoretische Aspekte

Die Anregungsspektren der leichtesten bisher in–beam spektroskopierten Pb –Kerne: $^{186,188}\text{Pb}$ zeigen eine große Ähnlichkeit zu den prolat deformierten Rotationsbanden ihrer Isotone $^{184,186}\text{Hg}$ auf [Hee93]. Im Gegensatz hierzu steht das nächstschwerere Isotop mit gerader Neutronenzahl, ^{190}Pb , dessen, bis zu einer Energie von ca. $E^* \leq 3 \text{ MeV}$ bekanntes Anregungsspektrum, [NDS90] auf eine sphärische Kerngestalt schließen läßt. Die ungeraden Pb –Isotope $^{187,189}\text{Pb}$ liegen somit in einem interessanten Übergangsgebiet zwischen deformierter und sphärischer Kerngestalt. Das ungepaarte Neutron in der $i_{13/2}$ Schale könnte somit für die von $^{187,189}\text{Pb}$ angenommene Kerngestalt von entscheidender Bedeutung sein.

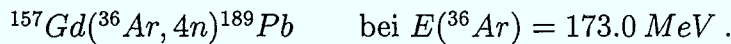
Ziel der nachfolgenden Untersuchung war es, die tiefliegenden Yrastzustände von $^{187,189}\text{Pb}$ zu bestimmen und daraus Rückschlüsse auf deren Kerngestalt zu ziehen.

Zur Spektroskopie der prompten γ –Übergänge wurde für jeden der beiden Kerne ein Experiment mit dünnem Target mit dem OSIRIS–RFD Aufbau durchgeführt. Desweiteren sollte ein Experiment mit dickem Target die Existenz eventuell vorhandener Isomere in ^{189}Pb klären.

3.1.1 Das Experiment mit dünnem Target

Kernreaktion

Die Erzeugung des neutronenarmen ^{189}Pb war durch die an VICKSI verfügbaren Strahlarten mit einigen verschiedenen Strahl-Targetkombinationen zu verwirklichen. Aufgrund von CASCADE Rechnungen wählten wir, im Hinblick auf einen möglichst hohen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Rea}}(^{189}\text{Pb})$, die Reaktion :



Die Strahleinschußenergie von 173.0 MeV sollte aufgrund der CASCADE Rechnungen einen maximalen mittleren Wirkungsquerschnitt für die ^{189}Pb -Kerne $\langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle$ bei einer Targetdicke von $d_{\text{Target}} = 0.90(1) \text{ mg/cm}^2$ garantieren. Hierzu muß $E(^{36}\text{Ar})$ etwas über der Energie $E_{\text{kin}}^{\sigma_{\text{Rea}}^{\text{max}}}$ liegen, für die der Reaktionsquerschnitt am größten ist: $\sigma_{\text{Rea}}(E_{\text{kin}}^{\sigma_{\text{Rea}}^{\text{max}}}) = \sigma_{\text{Rea}}^{\text{max}}$ (vgl. Abb. [3.1.]). Im Falle der gewählten Reaktion berechnete sich: $\sigma_{\text{Rea}}^{\text{max}} = 1.9 \text{ mb}$ bei $E_{\text{kin}}^{\sigma_{\text{Rea}}^{\text{max}}} = 169.3 \text{ MeV}$.

Der gewählte Wert von 173.0 MeV ergab sich als Kompromiß aus der Maximierung von $\langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle$ einerseits und dem Bestreben, den Anteil von Spaltprozessen möglichst gering zu halten, da der Untergrund aus der Spaltung mit dem RFD zwar minimiert, aber natürlich nicht ganz eliminiert wird.

In Abb. [3.1.] sind die Ergebnisse aus den CASCADE Rechnungen dargestellt.

Man erkennt in Abb. [3.1.] das enorme Anwachsen des Gesamtwirkungsquerschnittes für die Spaltprodukte im Energiebereich von 168 – 173 MeV auf Werte über 90 mb hin. $E^f = (166.22 \pm 0.17) \text{ MeV}$ ist die mittlere Energie, die der Strahl nach Durchgang durch das Target aufweist. Der nach CASCADE berechnete gemittelte Wirkungsquerschnitt für ^{189}Pb ergibt sich zu : $\langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle = 1.1 \text{ mb}$. Aufgrund der Berechnungen sollten ^{188}Pb (5n) und ^{188}Tl (p 4n) die am stärksten bevölkerten Reaktionskanäle bilden.

Target

Nach Herstellerangabe bestand das verwendete Ausgangsmaterial zu 92.3% aus ^{157}Gd . Daneben waren noch Anteile von ^{158}Gd zu 4.5% und von ^{156}Gd zu 1.6% beigemischt. Andere Gd-Isotope, sowie chemische Verunreinigungen bildeten einen Gesamtanteil von nur 1.6% .

Die Tatsache, daß das metallische Gadolinium sehr schnell oxidiert, sollte zu Verdampfungsrestkernen führen, die aus der Reaktion: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{16}\text{O}$ herrühren. Der Gesamtwirkungsquerschnitt der dabei entstehenden leichten Reaktionsprodukte ergibt sich nach CASCADE zu: $\sigma_{\text{tot}} = 1.2 \text{ b}$. Ein geringer Anteil von Sauerstoffatomen im Target führt somit bereits zu einer großen Anzahl von störenden Restkernen mit Massen: $A \sim 40 - 48$.

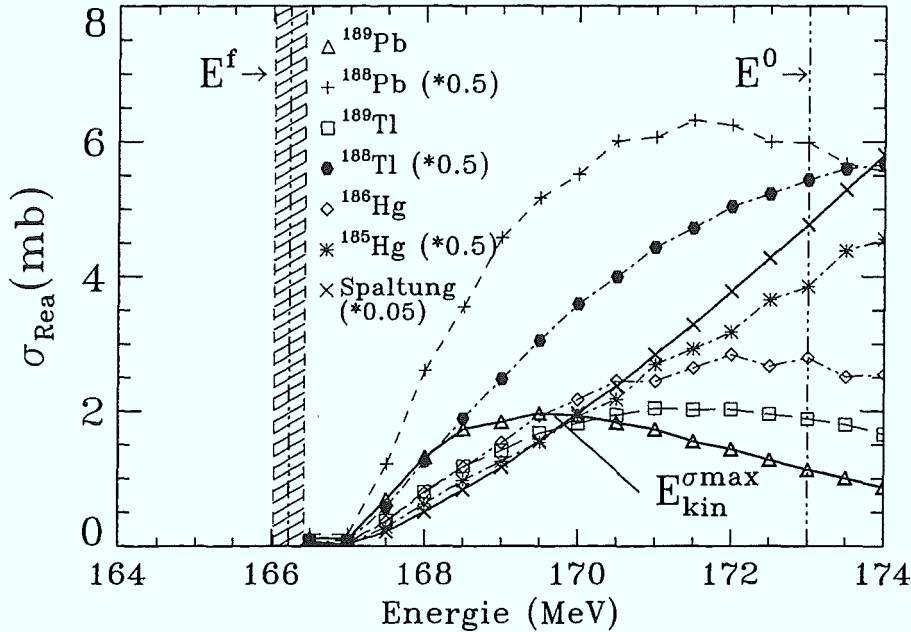


Abb. [3.1.]: Die Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne aus der Reaktion $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$ bei $E(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ nach CASCADE

Bei der $\gamma - \gamma$ -RFD Messung werden diese Produkte über die Flugzeitbedingung vollständig unterdrückt. Ihre mittlere Flugzeit $\langle t(\text{Reakt.} : ^{16}\text{O}) \rangle$ für die Strecke $\overline{\text{Target} - \text{RFD}} = 73.3 \text{ cm}$ beträgt etwa: $\langle t(\text{Reakt.} : ^{16}\text{O}) \rangle = 30 - 40 \text{ ns}$ und ist somit wesentlich kürzer als die der schweren Reaktionsprodukte ($A \sim 180 - 190$) mit $\langle t(\text{Reakt.} : ^{157}\text{Gd}) \rangle \sim 140 - 150 \text{ ns}$. Können diese Produkte allerdings nicht über die Flugzeit diskriminiert werden ($\gamma - \gamma$ Messung), so trägt die von ihnen emittierte γ -Strahlung nicht unerheblich zum Meßuntergrund bei.

Energie-und Winkelstreuung von ^{189}Pb und ^{36}Ar im Experiment

^{36}Ar -Strahl

Die TRIMTRANS Berechnung für Energie-Winkelaufstreuung des Strahls, die sich für die gewählten Targetdicke von 0.9 mg/cm^2 ergibt, ist in Abb. [3.2.] dargestellt.

Die Abb. [3.2.] wurde auf der Basis von 5 Mio. simulierten Ereignissen erstellt. Man erkennt, daß 0.214% der ^{36}Ar -Strahlionen in den aktiven RFD-Filterbereich gestreut werden. Die mittlere Energie des Strahls ergibt sich nach dem Targetdurchgang zu $(166.22 \pm 0.17) \text{ MeV}$, was zu einer Flugzeit von $24.54(2) \text{ ns}$ führt.

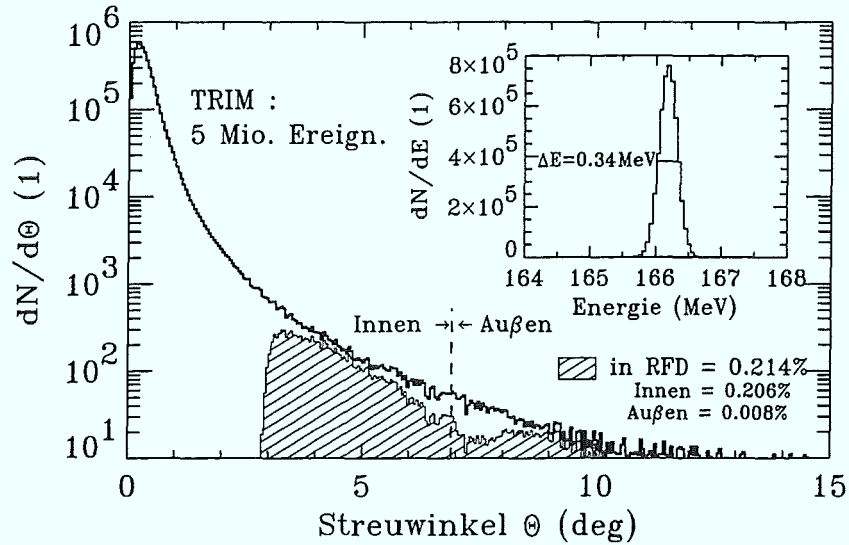


Abb. [3.2]: Die berechnete Energie-Winkelaufstreuung des ^{36}Ar -Strahls nach Transmission durch das 0.9 mg/cm^2 dicke ^{157}Gd -Target nach TRIM

^{189}Pb -Kerne

Für die im Target erzeugten ^{189}Pb -Kerne ergab sich die Energie-Winkelaufstreuung wie in den Abbildung [3.3.] gezeigt.

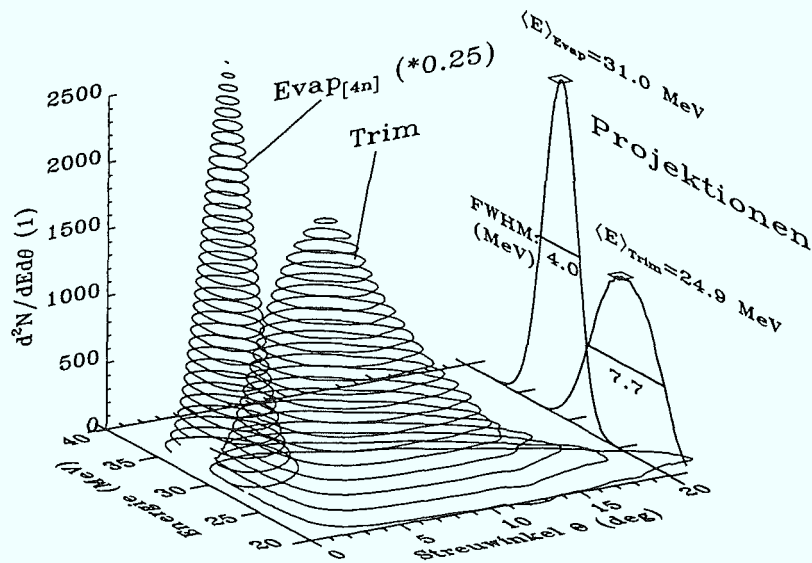


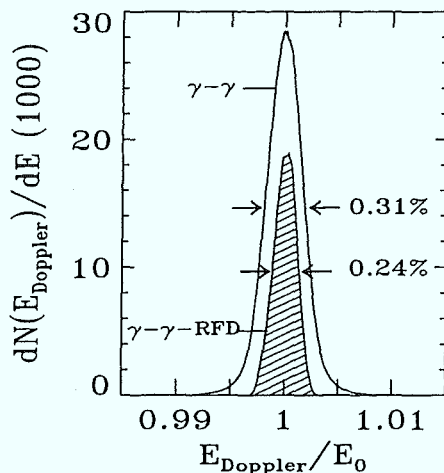
Abb. [3.3]: Die Verteilungen $[d^2N/dE d\Theta]_{^{189}\text{Pb}}^{\text{Trim}}$ der transmittierten ^{189}Pb -Kerne und $[d^2N/dE d\Theta]_{^{189}\text{Pb}}^{\text{Evap}}$ für die Reaktion: $^{157}\text{Gd}(^{36}\text{Ar}, 4n)^{189}\text{Pb}$ bei $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ und $d_{\text{Target}} = 0.9 \text{ mg/cm}^2$

Mit dem Verlauf von $\sigma_{rea}(^{189}\text{Pb})$ nach CASCADE gewichtet, wurden für $n_{Lage} = 25$ insgesamt 2.5 Mio. Ereignisse simuliert. Die Verteilung $[d^2N/dE d\Theta]_{^{189}\text{Pb}}^{Evap}$ ergibt sich aus der Abdampfung von vier Neutronen und ist hier vierfach verkleinert, miteingezeichnet. Das Neutronenverdampfungsspektrum ist Abb. [2.3(a).] entnommen. Es wurde eine isotrope Emission der Neutronen im Schwerpunktsystem angenommen (vgl. Abb. [2.4.]).

Energieverteilung, Dopplerverbreiterung

Die mittlere Energie der erzeugten ^{189}Pb -Kerne beim Targetausgang liegt bei $\langle E \rangle = (24.9 \pm 3.9) \text{ MeV}$.

Mit einem speziellen Monte-Carlo Programm (GEDOPPLER), das die genaue Anordnung der 11 Germanium Detektoren und der 18 RFD-Elemente im Raum, sowie deren endlichen Öffnungswinkel berücksichtigt, ließ sich auf der Basis der beim Targetaustritt resultierenden $[d^2N/dE d\Theta]_{^{189}\text{Pb}}^{Trim}$ Verteilung, die zu erwartende Dopplerverbreiterung eines im Fluge von einem ^{189}Pb -Kern emittierten γ -Quants mit Energie E_0 berechnen. Die Kurve mit der Legende $\gamma - \gamma - \text{RFD}$ in Abb. [3.4.] gibt die Häufigkeit $[dN(E_{Doppler})/dE]_{\gamma-\gamma}$ an, mit der ein bestimmter Betrag der Dopplerverschiebung ($E_{Doppler}/E_0$) gemessen wird, wenn man nur eine mittlere Geschwindigkeitskorrektur durchführt (reine $\gamma - \gamma$ -Daten). Darunter ist die Verteilung $[dN(E_{Doppler})/dE]_{\gamma-\gamma-\text{RFD}}$ schattiert dargestellt, die man für die 40.9% der Restkerne erhält, die im RFD nachgewiesen werden können ($\gamma - \gamma - \text{RFD}$) und deren Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ zum Zeitpunkt der Emission somit rekonstruiert werden kann.



Es zeigt sich, daß neben der Unterdrückung des Spaltuntergrundes im $\gamma - \gamma - \text{RFD}$ Spektrum, auch die Dopplerverbreiterung der Reaktionslinien gegenüber den nur mit dem Betrag einer mittleren Geschwindigkeit korrigierten $\gamma - \gamma$ Daten verbessert werden kann.

Abb. [3.4.]: Die berechnete Dopplerverbreiterung von γ -Übergängen der Energie E_0 in ^{189}Pb für das Experiment mit der OSIRIS-RFD Kombination

Winkelaufstreuung

In Abb. [3.5.] ist zu sehen, daß bedingt durch die Wechselwirkung der Restkerne mit der Targetmaterie der mittlere Ablenkswinkel von $\langle \Theta \rangle_{Evap} = 1.7^\circ$ auf $\langle \Theta \rangle_{Trim} = 7.1^\circ$ anwächst. Der am häufigsten vorkommende Winkel Θ_{max}^h liegt mit 4.4° genau in dem Bereich, wo die relative RFD-Effizienz mit ca. 86% am größten ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ^{189}Pb -Kerne ist bei einer Targetdicke von $d_{Target} = 0.9 \text{ mg/cm}^2$ maximal (vgl. Tab. [3.1.]). Insgesamt sollten 40.9% der Kerne in den aktiven Winkelbereich des RFD's gestreut werden. Das Verhältnis zwischen der Gesamtzählrate aus den inneren 6 Elementen (R1) und den 12 äußeren Elementen (R2+R3) sollte ca. 2:1 betragen.

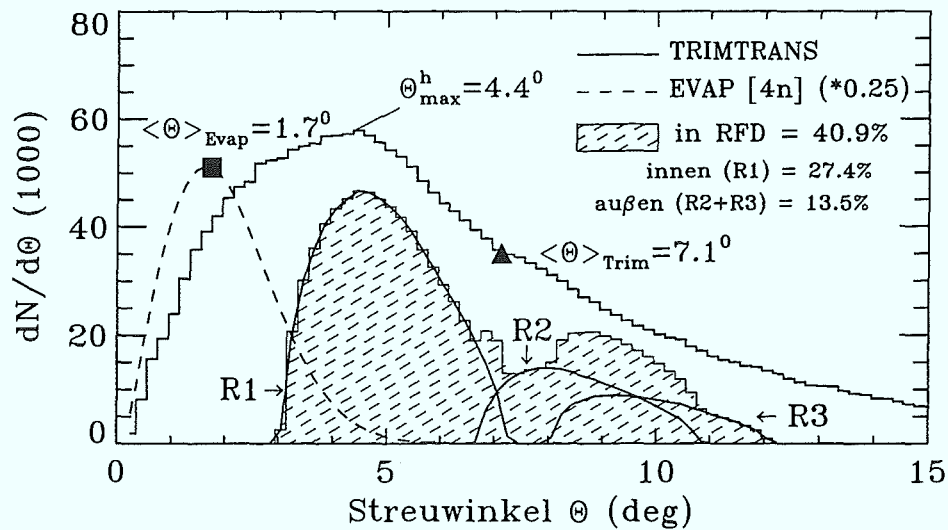


Abb. [3.5.]: Die berechnete Nachweiseffizienz $\epsilon_{RFD}(^{189}Pb)$ im RFD für ^{189}Pb -Kerne aus: $^{157}Gd(^{36}Ar, 4n)^{189}Pb$ bei $E(^{36}Ar) = 173.0 \text{ MeV}$

In Tab. [3.1.] sind die Ergebnisse der TRIMTRANS-Simulationen für verschiedene Dicken des ^{157}Gd -Targets dargestellt.

Es zeigt sich aus Tab. [3.1.], daß mit einer Dicke von $d_{Target} \sim 0.6 - 0.7 \text{ mg/cm}^2$ ein idealer Kompromiß zwischen der Minimierung der Strahlaufstreuung einerseits und der Maximierung der Nachweiseffizienz für ^{189}Pb im RFD-Detektor andererseits, zu erreichen gewesen wäre. Es ist jedoch technisch nicht möglich, das metallische ^{157}Gd unter eine Dicke von 0.9 mg/cm^2 zu walzen¹.

¹Die Herstellung dünnerer Targets durch das Aufdampfverfahren war wegen der nur sehr gering

Tab.3.1: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten von ^{189}Pb und ^{36}Ar im RFD für verschiedene Dicken des ^{157}Gd -Targets

Dicke mg/cm^2	$\epsilon_{\text{RFD}}(^{189}\text{Pb})$ %	$\epsilon_{\text{RFD}}(^{36}\text{Ar})$ %
0.5	35.7	0.118
0.6	37.4	0.141
0.7	38.6	0.165
0.8	40.7	0.190
0.9	40.9	0.214
1.0	40.4	0.241
1.1	39.0	0.269
1.2	37.4	0.298

Experimentdurchführung

Das Experiment an ^{189}Pb wurde mit dem in Kap. [2.] beschriebenen Standardaufbau OSIRIS + RFD durchgeführt.

Bei einem mittleren Strahlstrom von $1.7(3) \text{ TnA}$ betrug die effektive Meßzeit $46(3)$ Stunden. Nach Abb. [3.2.] sollten somit ca. 1.1 Projektile pro Strahlpuls in jedes der inneren 6 Elemente des RFD-Ringes (R1) gestreut werden. Der Abstand zwischen den Strahlpulsen betrug 296 ns . Das Zeitfenster zur Aktivierung des RFD-Detektors wurde 100 ns nach dem Auftreffen des Strahls auf das Target geöffnet. Hierdurch war die Unterdrückung eines großen Teils der Spaltprodukte und aller Produkte aus Reaktionen am Sauerstoff gewährleistet.

Vor den eigentlichen Messungen wurden die 18 Elemente des RFD-Detektors separat eingestellt. Um die Rauschsignale durch die Schwellen an den CFD's (vgl. Kap. [2.4.2.]) geeignet unterdrücken zu können, erwies es sich als günstig, im Vorfeld der eigentlichen Messung, mit einer Testmessung eine hinreichend große Anzahl von Verdampfungsrestkernen in den RFD zu streuen. Deshalb wurde zunächst mit einem ^{124}Sn -Testtarget ($1.1 \text{ mg}/\text{cm}^2$) gemessen. Durch die Reaktion: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{124}\text{Sn}$, bei $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ werden nämlich eine Reihe von Verdampfungsrestkernen im Massebereich $A \sim 150 - 156$ mit großem Wirkungsquerschnitt erzeugt, die deutliche Signale im RFD-Detektor bewirken. Auch die Elektronik für das OSIRIS Anti-Compton-Spektrometer und den BGO-Ball wurden während der Testmessung eingestellt.

Es wurden neben den $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzereignissen auch γ -RFD Daten aufgezeichnet. Insgesamt konnten ca. 32 Mio. $\gamma - \gamma$ Ereignisse gemessen werden.

vorhandenen Menge des teuren ^{157}Gd -Isotopes nicht möglich

Die Energie- und Nachweiswahrscheinlichkeit der 11 OSIRIS-Germanium Detektoren wurde vor und nach der eigentlichen Meßzeit mit ^{60}Co , ^{133}Ba , sowie ^{152}Eu geeicht (Energiebereich: 82 – 1528 keV). Für die Zeiteichungen der Germanium-Detektoren und des RFD's wurde ein quarzgenauer Zeiteichgenerator verwendet.

Der RFD-Detektor im Experiment

Mylar-Folien, Szintillatormaterial

Bei 16 der insgesamt 18 RFD-Elemente fanden extrem dünne Mylar-Folien mit einer Dicke von nur $0.5\text{ }\mu\text{m}$ Verwendung. Für zwei Elemente wurde weiterhin eine $2.0\text{ }\mu\text{m}$ dicke Mylar-Folie eingesetzt. Durch die dünneren Folien sollte sich nach Abschätzung mit Hilfe des TRIM-Programms die Sekundärelektronenausbeute der Verdampfungsrestkerne um einen Faktor von ca. 1.4 gegenüber dem Einsatz von $2.0\text{ }\mu\text{m}$ dicken Folien vergrößern lassen.

Desweiteren wurde für zwei Elemente, anstelle des bisher verwendeten $10\text{ }\mu\text{m}$ dicken Pilot-U Szintillators, ein neuentwickeltes 'schnelles' Szintillatormaterial grüner Farbe² eingesetzt [Nuclear Enterprises (GB)]. Der RFD zeigte in den vorhergehenden Experimenten zwischen den Strahlpulsen ein weit höheres Rauschen als ohne Strahl zu sehen war. Diese Tatsache legte die Vermutung nahe, daß es eine langsam abklingende Komponente des Szintillatorlichtes in Pilot-U geben könnte, die diesen Effekt verursacht. Das grüne Szintillatormaterial ist nach Herstellerangabe frei von langsam abklingenden Komponenten. Sowohl im richtigen Experiment, als auch bei Messungen der Impulsform ergab sich jedoch für diesen grünen Szintillator kein signifikanter Unterschied zu Pilot-U. Die Ursache des Rauschens bleibt somit vorerst ungeklärt.

Flugzeitmessung im RFD

In Abb. [3.6.] ist die mit dem RFD gemessene γ -Energie-Flugzeit-Verteilung angegeben. Die Reaktionslinien heben sich in der Gesamtverteilung als schmale Grate hervor. Am hochenergetischen Ende der Verteilung ist die Totalprojektion der Flugzeit angegeben. Deutlich ist die nach TRIMTRANS zu erwartende gaußförmige Struktur des Flugzeitverlaufs zu sehen.

Ebenso sind auch die Linien der Coulombanregung des ^{157}Gd -Targets zu erkennen. Sie sind für die kleine exponentiell abfallende Struktur bei kürzeren Zeiten in der Totalprojektion verantwortlich, die sich dem Flugzeitpeak der VR's aus den ^{157}Gd -Reaktionen überlagert. TRIMTRANS-Simulationen zeigen, daß es sich hierbei um den langsamen Landauschwanz des Flugzeitspektrums der aus dem Target rückgestreuten ^{157}Gd -Atome handelt. Da der Gesamtwirkungsquerschnitt für Ruther-

²Das neuentwickelte Material besaß zum Zeitpunkt der Erprobung noch keinen Handelsnamen

fordstreuung relativ groß ist, sieht man noch den geringen Anteil (Landauschwanz) der Gd -Atome, die in der Nähe des Strahleintritts rückgestreut werden. Sie besitzen aufgrund des elastischen Streuprozesses eine anfängliche kinetische Energie von ca. $90 - 105 \text{ MeV}$. Durch die Wechselwirkung mit der Targetmaterie verliert ein kleiner Teil von ihnen mehr als 40% dieser ursprünglichen Energie, so daß für die Strecke Target-RFD Flugzeiten von $t \geq 100 \text{ ns}$ entstehen.

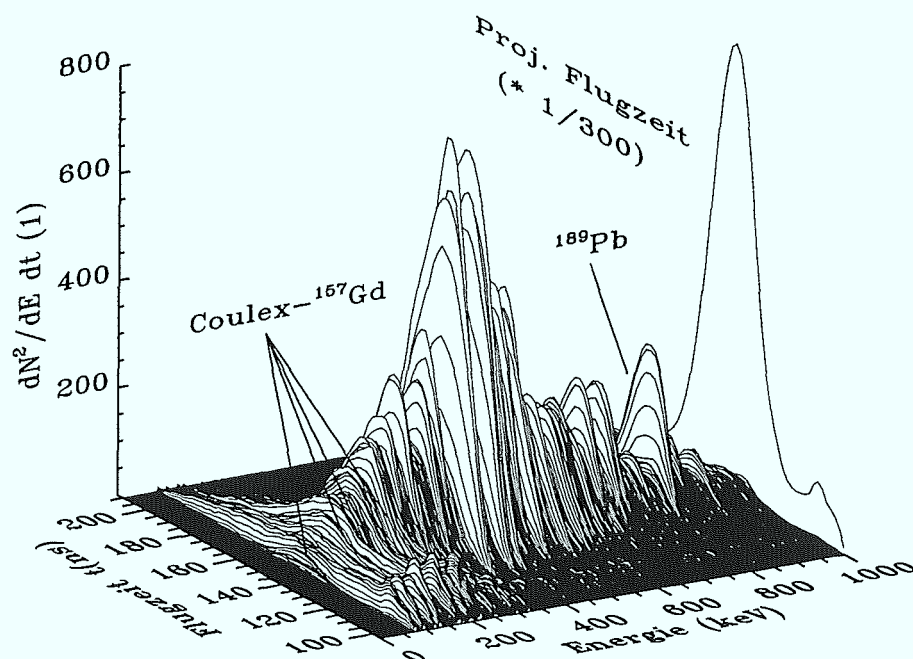


Abb. [3.6.]: Die gemessene E_γ -Flugzeitverteilung im Experiment an ^{189}Pb

Weiterhin ist in Abb. [3.6.] der ^{189}Pb zugeordnete γ -Übergang mit 818 keV markiert.

In der folgenden Abb. [3.7.] ist seine gemessene Flugzeitstruktur mit dem aus TRIMTRANS für eine Targetdicke von 0.9 mg/cm^2 berechneten Verlauf verglichen. Der Verlauf der theoretischen Kurve ist auf die Gesamtzählrate in dem gaußförmigen Anteil der experimentellen Kurve normiert. Deutlich ist beim gemessenen Flugzeitspektrum ein Untergrundanteil zu erkennen.

Die gerechnete und gemessene Kurve stimmen sehr gut überein. Die Schwerpunkte liegen bei: $\langle t \rangle_{\text{Trim}} = 148.1 \text{ ns}$ und $\langle t \rangle_{\text{Exp.}} = 146.4 \text{ ns}$. Die mittlere Flugzeit der ^{189}Pb -Kerne läßt sich also auf 1.2% genau voraussagen³.

³Die mittlere Energie ist also auf ca. 3% genau bestimmbar

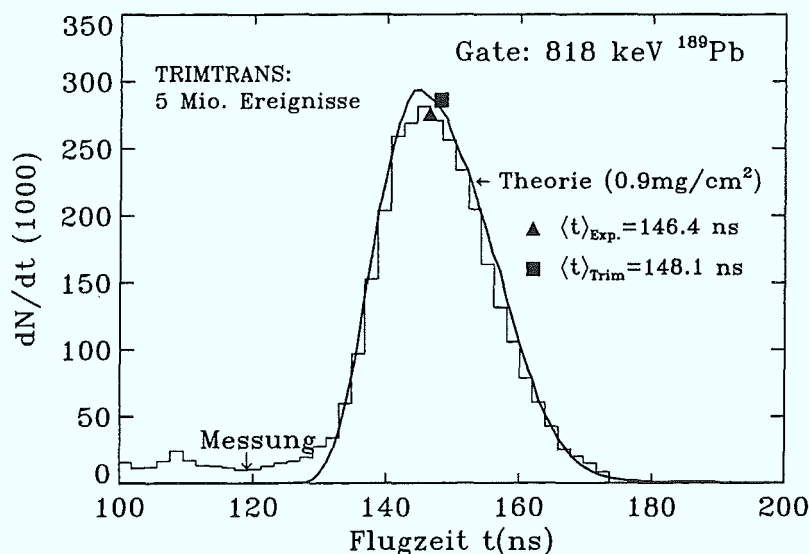


Abb. [3.7.]: Experimentelle und theoretische Flugzeitverteilung der ^{189}Pb -Kerne

In Tab. [3.2.] sind die gefundenen Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeit des RFD's ($\epsilon_{\text{RFD}}(\text{Exp.})$) mit den theoretischen Erwartungen ($\epsilon_{\text{RFD}}(\text{Theo.})$) verglichen. Desweiteren ist das berechnete und gemessene Verhältnis der Gesamtzählrate im inneren Ring (R1) zu der Gesamtzählrate in den beiden äußeren Ringen (R2,R3) angegeben. Alle Werte beziehen sich auf eine Referenzlinie, die einem bestimmten Kern zugeordnet werden konnte ($E_{\gamma}^{\text{ref.}}$). Um die Güte der $\gamma - \gamma$ -RFD Messung gegenüber der $\gamma - \gamma$ -Messung darzustellen, wurden zusätzlich das Verhältnis der Peak/Background-Werte⁴ ($(P/B)^{\text{rel.}} = (P/B)_{\gamma-\gamma\text{-RFD}} / (P/B)_{\gamma-\gamma}$) und die Halbwertsbreiten ($\text{FWHM}_{\gamma-\gamma\text{-RFD}}$, $\text{FWHM}_{\gamma-\gamma}$) der Referenzlinien in der Totalprojektionen (Abb. [3.8.]) mitangegeben.

Da für alle Reaktionskanäle $\epsilon_{\text{RFD}}(\text{Exp.})$ signifikant unter dem jeweilig zu erwartenden Wert $\epsilon_{\text{RFD}}(\text{Theo.})$ liegt, ist zu vermuten, daß sich das PV-Ausgangssignal einer Vielzahl von guten Ereignissen unterhalb der zur Verminderung des Rauschens in den 18 RFD-Elementen eingestellten Schwellen befindet. Dennoch ist die gemessene RFD-Effizienz für die ^{189}Pb -Kerne mit 27.8(50)% im Ganzen noch befriedigend. Der Anteil der äußeren Ringe (R2+R3) am Gesamtnachweis der VR's wird systematisch zu hoch ausgerechnet. Allerdings befinden sich bis auf eine Ausnahme alle theoretischen Werte noch im Rahmen der Fehlergrenzen.

⁴Hierbei wurde für jede Referenzlinie $(P/B)_{\gamma-\gamma}(E_{\gamma}^{\text{ref.}})$ auf 1 normiert

Tab. 3.2: Experimentelle und theoretische Nachweiswahrscheinlichkeiten des RFD's für die verschiedenen Reaktionskanäle aus: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$; Vergleich zwischen der $\gamma - \gamma$ -RFD und $\gamma - \gamma$ -Messung (Die tabellierten Größen sind im Text erläutert)

Kern	Kanal	ϵ_{RFD} (%) Exp./Theo.	R1/(R2+R3) Exp./Theo.	$\gamma - \gamma - RFD / \gamma - \gamma$		E_{γ}^{ref} (keV)
				$FWHM$	$(P/B)^{rel.}$	
^{186}Hg	$\alpha\ 3n$	16.9(28)/41.7	1.62(29)/1.29	1.89/2.34	6.4(12)/1	424
^{189}Tl	$p\ 3n$	17.7(32)/41.5	2.05(38)/1.82	1.72/2.23	5.6(10)/1	386
^{188}Pb	$5n$	24.5(55)/41.1	1.94(36)/1.72	2.65/2.98	18.1(40)/1	723
^{189}Pb	$4n$	27.8(50)/40.9	2.39(38)/2.04	2.25/2.63	17.7(36)/1	818

Der Vergleich der $(P/B)^{rel.}$ -Werte zeigt die drastische Reduktion des Untergrundes (Spaltung, ^{16}O -Reaktionen) um mehr als eine Größenordnung durch die RFD-Koinzidenzbedingung für Energien $E_{\gamma} \geq 600\text{ keV}$ auf. Die Linienbreite für den 818 keV -Übergang von ^{189}Pb verringert sich von 2.63 keV auf 2.25 keV und bestätigt die vorhergehenden Rechnungen (vgl. Abb. [3.4.]).

Die prompten Niveaus von ^{189}Pb

Eichungen

Als Eichquellen verwendeten wir ^{60}Co , ^{133}Ba und ^{152}Eu . Die Nachweiseffizienz für Energien $E_{\gamma} \leq 100\text{ keV}$ nahm stark ab, so daß nur ein sehr geringer Anteil der auftretenden Röntgenstrahlung aufgezeichnet werden konnte.

Die Zeitnullpunkte t_0^{Ge} für die 11 Germanium-Detektoren ergaben sich aus den Schwerpunkten der Linien der prompten Strahlung. Zur Festlegung der Zeitnullpunkte t_0^{RFD} für die 18 RFD-Elemente wurden zuerst die jeweiligen Schwerpunkte der Flugzeitspektren des gestreuten Strahls bestimmt. Hierzu war im Anschluß an das eigentliche Experiment eine Messung mit offenem RFD-Zeitfenster bei stark reduziertem Strahlstrom durchgeführt worden (vgl. Abb. [2.17.]). Alsdann wurde die gerechnete Flugzeit (t_{Strahl}) zwischen Target und Element von den Werten für die Schwerpunkte subtrahiert ($t_{Strahl} = 24.63\text{ ns}$ für R1, $t_{Strahl} = 24.68\text{ ns}$ für R2 und $t_{Strahl} = 24.91\text{ ns}$ für R3). Der Fehler aus den Berechnungen ist hierbei wesentlich geringer abzuschätzen, als die experimentelle Unsicherheit (Strahlbreite $\sim 1\text{ ns}$). Der Fehler, mit der die gemessene Flugzeit behaftet ist, liegt insgesamt bei ca. $1 - 2\text{ ns}$ und ist im Hinblick auf den Gesamtfehler der durchzuführenden Dopplerkorrektur (Öffnungswinkel der Detektoren) vernachlässigbar.

$\gamma - \gamma$ -, $\gamma - \gamma$ -RFD-, γ -Flugzeit Matrizen

Nach der Ermittlung sämtlicher zur Eichung benötigter Parameter wurden die Rohdaten vorsortiert und dopplerkorrigiert (nach Gl.[2.17]). Neben den (koinzidenten) Ereignissen mit Wertepaaren $(E_{\gamma 1}, t_{\gamma 1}^{Ge})$; $(E_{\gamma 2}, t_{\gamma 2}^{Ge})$ wurden, wie bereits erwähnt, auch jene Ereignisse nicht verworfen, bei denen 'nur' eine γ -Energie mit VR-Flugzeit gemessen werden konnte (γ -Flugzeit). Triple ($\gamma - \gamma - \gamma$) und höhere Koinzidenzen wurden zu $\gamma - \gamma$ -Daten ausgepackt und sortiert.

Anschliessend wurde aus den vorsortierten Ereignissen jeweils eine $4k * 4k$ $\gamma - \gamma$ und $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix erstellt. Der Energiebereich erstreckte sich insgesamt von $0 - 2 MeV$. Desweiteren wurde eine $4k * 1k$ γ -Flugzeit Matrix erstellt.

In Abb. [3.8.] ist die Totalprojektion der Energie für jede der drei Matrizen dargestellt. Es wurden bei ihrer Sortierung keine weiteren Bedingungen an die Informationen aus dem BGO-Filter (Summenenergie (Su), Fold (Fo)) sowie den Germanium-Zeiten (t^{Ge}) gestellt. Deutlich ist in Abb. [3.8.] durch den Vergleich $\gamma - \gamma$ / $\gamma - \gamma$ -RFD die enorme Reduzierung des Spaltuntergrundes durch den RFD zu sehen (vgl. auch Tab. [3.2.]). Es zeigt sich, daß in der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix auch die Coulombanregung von ^{157}Gd fast vollkommen unterdrückt wurde.

In den $\gamma - \gamma$ Daten treten neben den Reaktionslinien und der Coulombanregung noch einige sehr verbreiterte kastenförmige Strukturen in Erscheinung. Es handelt sich hierbei um γ -Übergänge, welche von Kernen emittiert wurden, die infolge von verschiedenartigsten Reaktionsprozessen (z.B. Reaktion an Sauerstoff) entstehen und für die die durchgeführte mittlere Geschwindigkeitskorrektur in den $\gamma - \gamma$ Daten mit $v/c = 1.78\%$ viel zu gering ist. Dieser Untergrund verschwindet in der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix.

Die Energieprojektionen der γ -Flugzeit Matrix und der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix sind qualitativ von etwa gleicher Güte. Die zusätzliche Koinzidenzbedingung in der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix führt allerdings zur fast vollkommenen Eliminierung der Coulombanregung von ^{157}Gd und für Energien $E_{\gamma} < 100 keV$ tritt somit nur noch die charakteristische Röntgenstrahlung aus den gebildeten schweren Verdampfungsrestkernen in Erscheinung. Diese Tatsache ist für die Zuordnung der gefundenen γ -Übergänge zu den spezifischen Reaktionsprodukten, die i.a. über Röntgenkoinzidenzen erfolgt, äußerst wichtig.

Reaktionslinien

Ausgehend von Literaturwerten wurden zuerst die bekannten Reaktionskanäle mit Hilfe der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix untersucht. In Abb. [3.9.] sind die gefundenen Ausgangskanäle in der Energieprojektion der γ -RFD Matrix markiert. Vorgreifend sind schon die ^{189}Pb zugeordneten γ -Übergänge entsprechend gekennzeichnet.

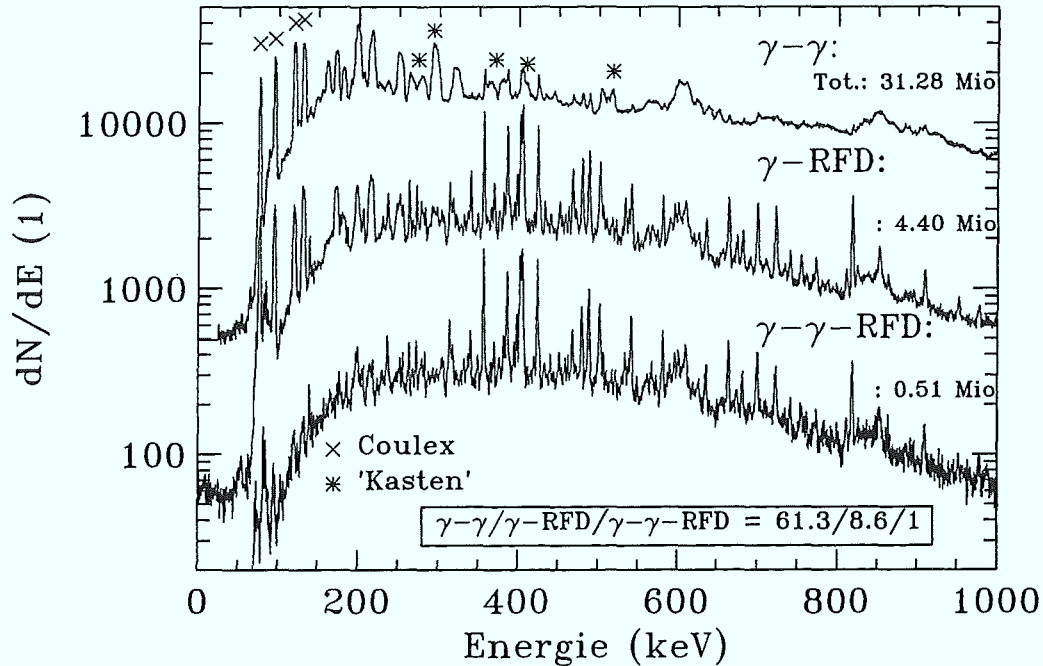


Abb. [3.8.]: Der Vergleich der Energieprojektionen der $\gamma - \gamma$,
 γ -Flugzeit und $\gamma - \gamma$ - RFD Matrizen

Ein Vergleich mit den Berechnungen aus CASCADE zeigt auf, daß das theoretisch vorausgesagte Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von ^{188}Pb zu ^{189}Pb :

$$\langle \sigma(^{188}\text{Pb}) \rangle_{\text{CAS}} / \langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle_{\text{CAS}} = 6.7(4) ,$$

um mehr als eine ganze Ordnung größer ist, als der aus dem Experiment abzuleitende Wert von :

$$\langle \sigma(^{188}\text{Pb}) \rangle_{\text{Exp.}} / \langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle_{\text{Exp.}} = 0.64(10) .$$

Die Abschätzung für $\langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle_{\text{Exp.}}$ aus den γ -RFD Daten ergibt, unter Berücksichtigung der Gesamtmeßzeit, sowie der Nachweiswahrscheinlichkeit im RFD und des OSIRIS-Spektrometers, einen Wert von $\langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle_{\text{Exp.}} = 1.2(5) \text{ mb}$. Dieser Wert entspricht den Voraussagen nach CASCADE. Allerdings sind die beobachteten Wirkungsquerschnitte für die Mehrzahl der anderen Reaktionskanäle i.a. nicht im Einklang mit den CASCADE-Rechnungen⁵.

⁵Die Ursache dieser Diskrepanzen, die teilweise auch in den anderen Experimenten auftraten (vgl. u.a. Kap. [3.2], blieb ungeklärt

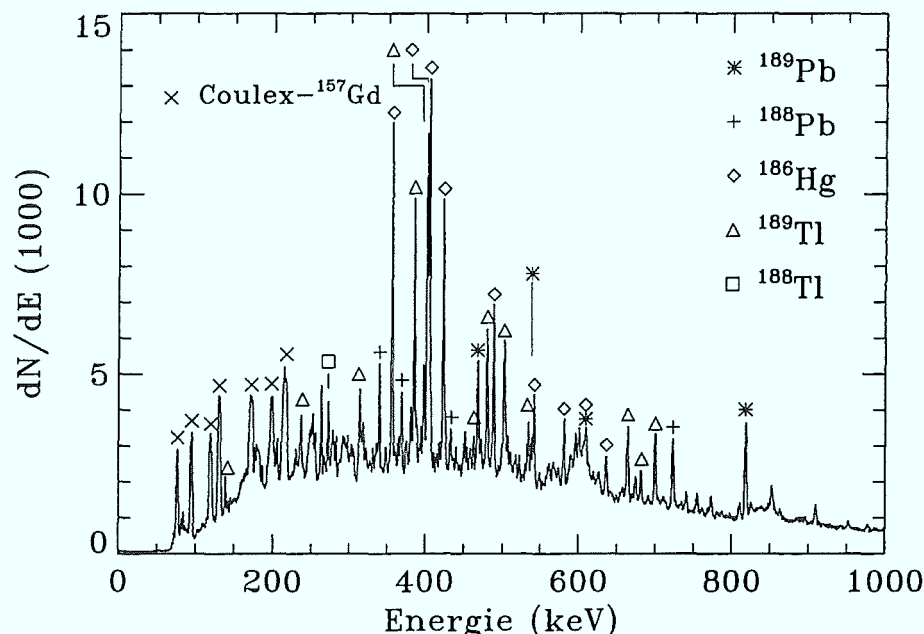


Abb. [3.9.]: Die Reaktionskanäle aus $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{157}\text{Gd}$ in der Energieprojektion der γ -RFD Matrix

Niveauschema von ^{189}Pb

Als intensitätsstärkster, nicht zu den bekannten Kernen ^{186}Hg , $^{188,189}\text{Tl}$ und ^{188}Pb gehörender Übergang, erwies sich die Linie bei $E_\gamma = 818 \text{ keV}$. Ein entsprechendes Energiefenster in der $\gamma - \gamma$ -RFD* Matrix⁶ ergab das im oberen Teilbild von Abb. [3.10.] dargestellte Koinzidenzspektrum.

Deutlich treten zu 818 keV koinzidente Übergänge bei 468 keV , 538 keV und 609 keV auf. Die intensitätsschwachen, aber signifikanten Linien für $E < 100 \text{ keV}$, ergeben sich bei den Energien, welche den $K_{\alpha 1}$ (74.9 keV), $K_{\beta 3}$ (84.4 keV), $K_{\beta 1}$ (84.94 keV) und $K_{\beta 2}$ (87.3 keV) Röntgenquanten des Bleis entsprechen. Die Zählraten der Röntgenlinien entsprechen allerdings wegen des drastischen Abfalls in der Nachweiseffizienz für $E_\gamma \leq 100 \text{ keV}$ nicht den Erwartungswerten [Led78]. Insbesondere ist $K_{\alpha 2}$ mit einer Energie von 72.8 keV stark unterdrückt.

Das Koinzidenzspektrum für die 468 keV -Linie (unteres Teilbild von Abb. [3.10.]), zeigt die 818 keV , 538 keV und mit geringer Intensität auch die 609 keV -Linie auf. Die $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$ und $K_{\beta 3}$ Pb-Röntgenlinien heben sich aus dem Untergrund hervor.

⁶Die zur Auswertung letztlich erstellte $\gamma - \gamma$ -RFD* Matrix wurde mit den gleichen Bedingungen bzgl. BGO-Filter, Ge-Zeiten und RFD-Flugzeit sortiert, wie die $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix für ^{187}Pb vgl. Kap. [3.3.]

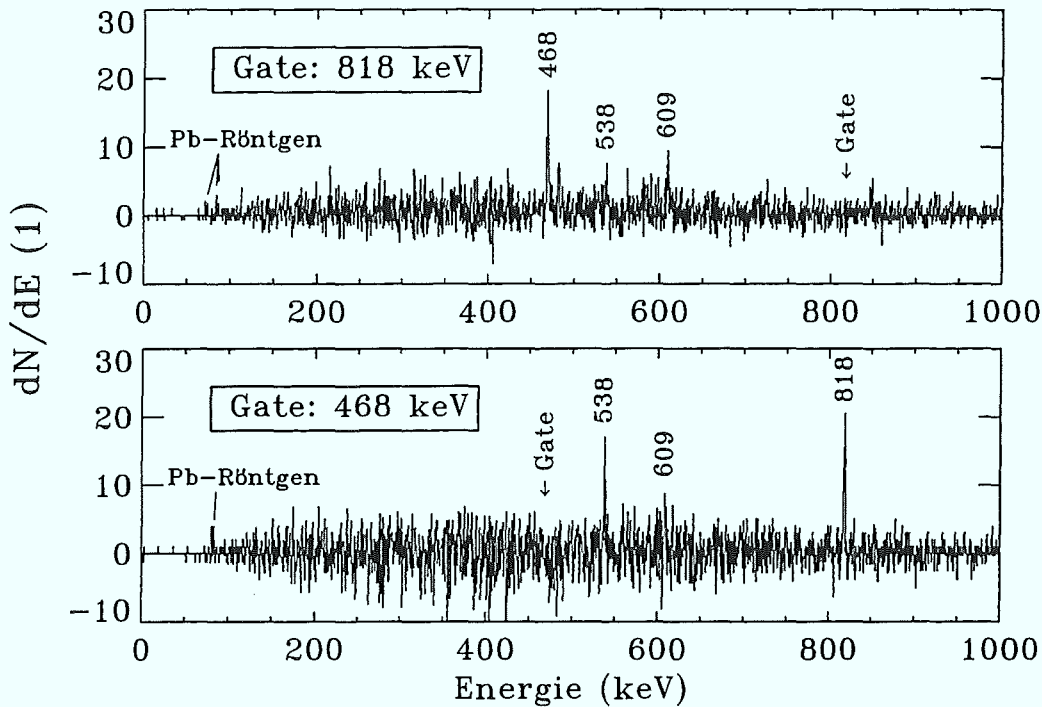


Abb. [3.10.]: Die Energiefenster bei 818 und 468 keV

In Abb. [3.11.] ist das Summenspektrum für die vier Koinzidenzspektren zu den Linien bei 468, 538, 609 und 818 keV für einen Energiebereich⁷ bis zu 1 MeV zu sehen. Die aus vier γ -Linien bestehende Kaskade wurde aufgrund der mit ihr koinzidenten Röntgenstrahlung ^{189}Pb zugeordnet. Zur Verdeutlichung ist in Abb. [3.11.] der Energiebereich $[70 \text{ keV} \leq E \leq 90 \text{ keV}]$ vergrößert dargestellt. Die geringe Intensität der Röntgenstrahlung läßt sich, wie schon erwähnt, durch den rapiden Abfall der Nachweisseffizienz für Energien $E < 100 \text{ keV}$ erklären.

Dennoch erlaubt die Zählrate bei den entsprechenden Energien ($K_{\beta 1}$ und $K_{\beta 3}$ bilden ein Dublett) eine eindeutige Zuordnung der gefundenen Kaskade zu einem Pb-Isotop. Daß es sich hierbei um ^{189}Pb handeln muß, ergibt sich daraus, daß keine der vier gefundenen Linien eine Koinzidenz mit γ -Übergängen des ^{188}Pb und des ^{190}Pb aufweist, deren Yrast-Übergänge schon bis zu einer Anregungsenergie $E^* = 4.2 \text{ MeV}$ bzw. $E^* = 2.3 \text{ MeV}$ aus Messungen bekannt sind [Hee93], [NDS90].

Andere Pb-Isotope als ^{188}Pb , ($5n$), ^{189}Pb ($4n$) und ^{190}Pb ($3n$) sind schon aufgrund der für die gewählte Reaktion berechneten Wirkungsquerschnitte mit Sicherheit auszuschließen.

⁷Es zeigten sich keine weiteren γ -Linien innerhalb des in Abb. [3.11.] nicht mehr dargestellten Energiebereiches von $1.0 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} \leq 2.0 \text{ MeV}$ auf

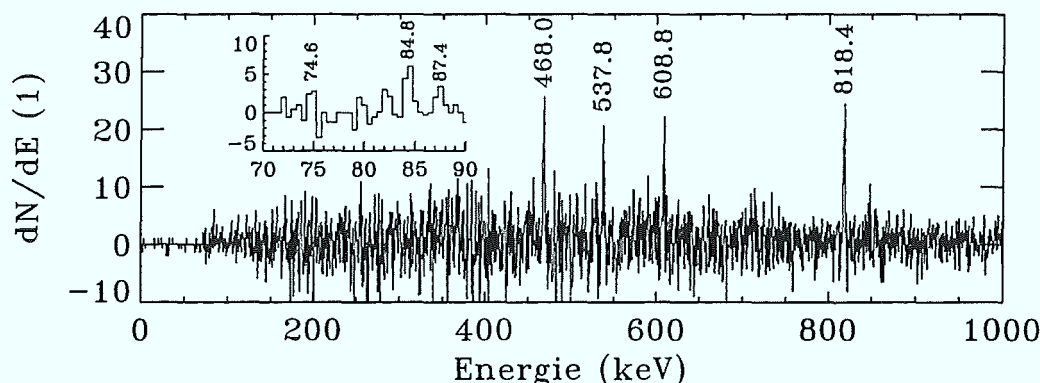


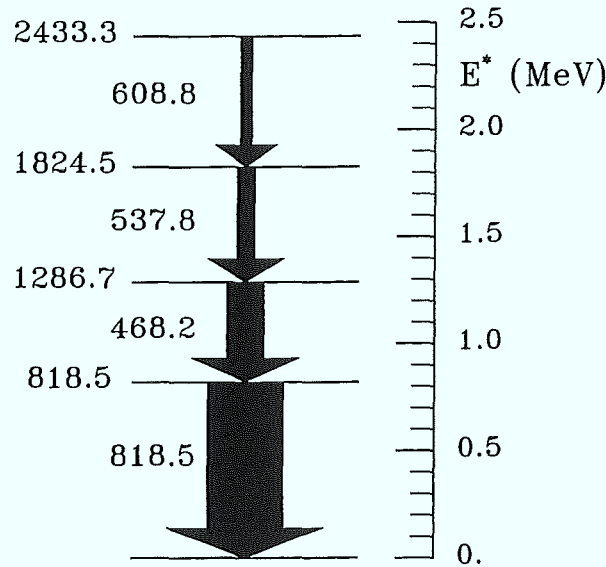
Abb. [3.11.]: Das aufsummierte prompt Koinzidenzspektrum für ^{189}Pb aus der $\gamma-\gamma$ -RFD Messung

Die einzige Möglichkeit, daß die gefundene Kaskade noch zu einem anderen Pb -Isotop als ^{189}Pb gehören könnte, wäre dann gegeben, wenn im ^{157}Gd -Target eine signifikante Beimischung von einem (oder mehreren) anderen Gd -Isotop(en) existieren würde. Wie bereits erwähnt, gibt es lediglich einen 4.5% Anteil von ^{158}Gd im Target, so daß aufgrund der Reinheit des Targets nur ^{188}Pb , ^{189}Pb und ^{190}Pb als Pb -Reaktionsprodukte im vorliegenden Experiment in Frage kommen. Insbesondere ist aufgrund der geringen Beimischung von ^{158}Gd auszuschliessen, daß die Intensität der 818 keV-Linie (auch anteilig) von dem ^{191}Pb -Isotop (Reaktion: $^{158}\text{Gd}(^{36}\text{Ar}, 3n)^{191}\text{Pb}$) herrührt.

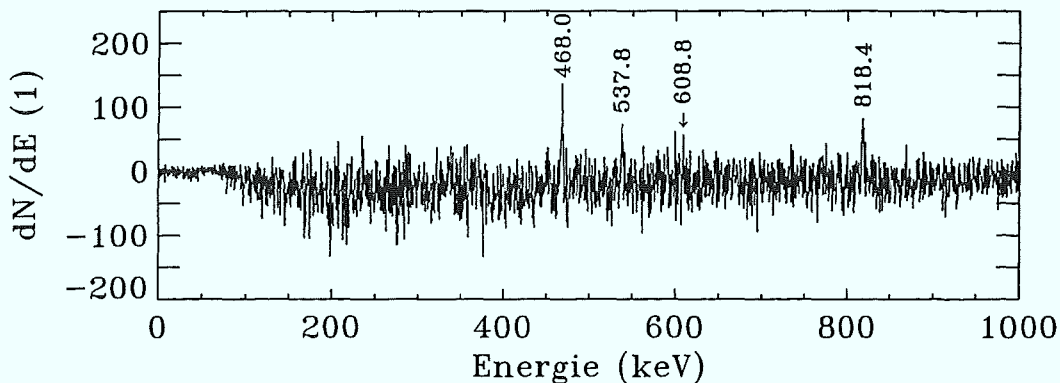
Messungen von Lagrange et al. [Lag91] zeigen nämlich auf, daß ^{191}Pb einen Grundzustandsübergang mit einer Energie von 818.5 keV besitzt. Alle anderen γ -Energien der Yrastkaskade (483, 562, 632 keV) unterscheiden sich jedoch deutlich von den hier gefundenen, mit der 818 keV-Linie koinzidenten, γ -Übergängen. Die gefundene Kaskade ist somit eindeutig ^{189}Pb zuzuordnen.

In Abb. [3.12.] ist das prompt Niveauschema von ^{189}Pb bis zu einer Anregungsenergie von $E^* = 2.4 \text{ MeV}$ angegeben. Die Reihenfolge der γ -Übergänge ergab sich aus dem aufsummierten Koinzidenzspektrum in Abb. [3.11.] unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz im OSIRIS-Spektrometer.

Arbeiten von Baxter et al. [Bax94] bestätigen das vorliegende Meßergebnis. Sie berichten in der Reaktion $^{164}\text{Er}(^{29}\text{Si}, 4n)^{189}\text{Pb}$ bei $E_{\text{kin}}(^{29}\text{Si}) = 140 \text{ MeV}$ einen Übergang mit $E_\gamma = 818 \text{ keV}$ gemessen zu haben, den sie ^{189}Pb zuordnen. Wegen einer 15% Beimischung von ^{166}Er im Target sind sie sich jedoch nicht sicher, ob dieser Übergang letztlich nicht auch der ^{191}Pb -Yrastübergang sein kann.

Abb. [3.12.]: Das prompte Niveauschema von ^{189}Pb

Um die Wichtigkeit des RFD-Einsatzes in diesem Experiment zu betonen, ist in Abb. [3.13.] zum Vergleich das äquivalente aufsummierte Koinzidenzspektrum angegeben, das man für die gleichen Energiefenster in der $\gamma - \gamma$ Matrix erhält. Deutlich zeigt sich, daß zwar im Ganzen eine höhere Gesamtzählrate vorhanden ist, die Aussagekraft allerdings durch den weitaus stärker fluktuierenden Untergrund, gegenüber den $\gamma - \gamma$ -RFD Daten, stark herabgesetzt ist. Insbesondere wäre die 609 keV-Linie nicht zu erkennen gewesen. Ebenso wäre es nicht möglich gewesen, die entsprechenden Röntgenkoinzidenzen zu bestimmen, was die Zuordnung der Kaskade zu ^{189}Pb entscheidend behindert hätte.

Abb. [3.13.]: Das aufsummierte prompte Koinzidenzspektrum für ^{189}Pb aus der $\gamma - \gamma$ -Messung

3.1.2 Das Experiment mit dickem Target

Der Unterschied von einer Größenordnung in den Wirkungsquerschnitten für das ungerade ^{189}Pb gegenüber dem in einer analogen Reaktion : $^{156}\text{Gd}(^{36}\text{Ar}, 4n)^{188}\text{Pb}$; $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 175\text{ MeV}$ erzeugten geraden ^{188}Pb [Hee93], ließ die Vermutung aufkommen, daß in der Yrast-Kaskade von ^{189}Pb ein isomerer Zustand existiert.

Die durchgeführte Messung mit dünnem ^{157}Gd -Target und der OSIRIS-RFD Kombination ist lediglich sensitiv auf 'prompte' Lebensdauern bis zu ca. 1 ns . Zur Untersuchung eventuell vorhandener Isomere mußte somit ein Experiment mit dickem Target durchgeführt werden, bei dem alle Reaktionsprodukte in einem an der Rückseite des Targets angebrachten ^{197}Au -Backing abgebremst werden und nicht aus dem sensitiven Bereich des OSIRIS-Spektrometers herausfliegen. Natürlich wird durch die Abbremsung der Restkerne der Einsatz des RFD's obsolet.

Die Dicke des ^{197}Au -Backings ist mit $d_{\text{Backing}} = 30.0(1)\text{ mg/cm}^2$ so bemessen, daß der 173.0 MeV ^{36}Ar Strahl vollkommen abgebremst wird. Es ist somit zu erwarten, daß in den $\gamma-\gamma$ Daten die Coulombanregungen von ^{197}Au mit sehr starker Intensität zu finden sein werden.

Die Meßzeit mit dem dicken Target betrug insgesamt ca. $19(1)\text{ Std.}$ Die Strahlpulsung wurde beibehalten. Schon in den on-line Projektionen der Energiespektren ließen sich eine Vielzahl von Reaktionen an Sauerstoff erkennen. Nach der Vorsortierung wurden insgesamt 6 Matrizen mit unterschiedlichen Bedingungen für die Ge-Zeit erstellt (keine t^{Ge} -Bedingungen, sowie ein promptes und vier verzögerte Zeitfenster) und auf Koinzidenzen untersucht. In Abb. [3.14.] ist die Totalprojektion der gemessenen Germanium-Zeit zu sehen.

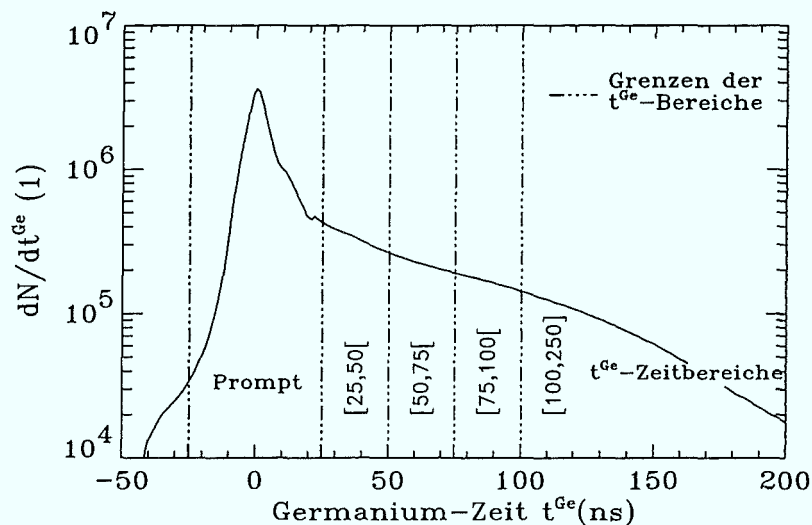


Abb. [3.14.]: Die Totalprojektion von t^{Ge} im Experiment mit dickem Target und die Zeitbedingungen für die 6 sortierten Matrizen

Ebenso wurde eine $4k(\text{Energie}) * 1k(\text{Ge} - \text{Zeit})$ Matrix ($E - t^{\text{Ge}}$) sortiert. Dabei wurden keinen weiteren Bedingungen an die mit dem BGO-Filter gemessene Summenenergie und Multiplizität der Ereignisse gestellt.

In Abb. [3.15.] sind die gefundenen Reaktionskanäle in der Energieprojektion der $E - t^{\text{Ge}}$ -Matrix eingetragen:

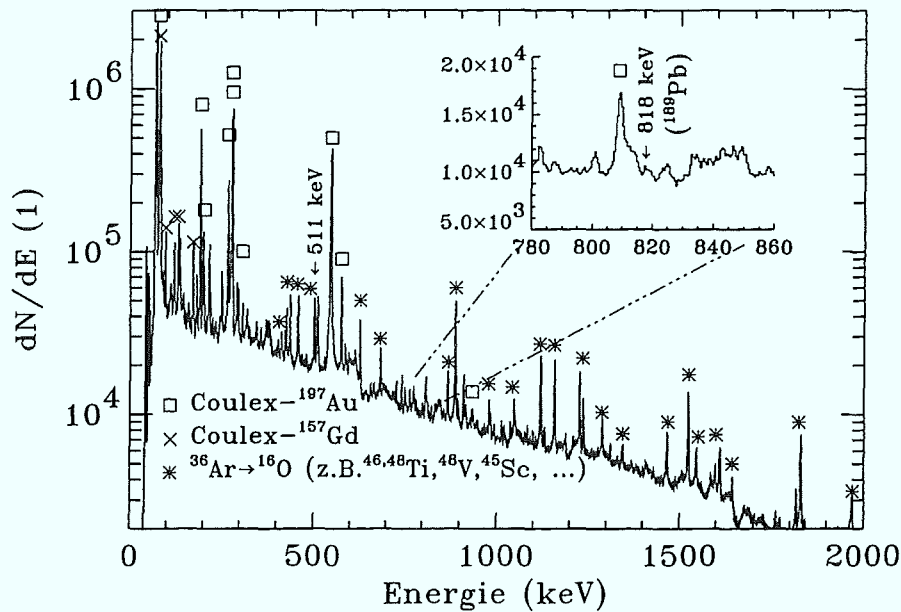


Abb. [3.15.]: Die Totalprojektion der Energie im Experiment mit dickem Target an ^{189}Pb

Die Reaktionen an ^{16}O sind klar dominierend. Die stärksten Reaktionslinien aus dem Experiment mit dünnem Target sind ebenfalls zu erkennen. Insbesondere ist, wie im vergrößerten Ausschnitt in Abb. [3.15.] gezeigt, die 818 keV-Linie des ^{189}Pb mit einer Gesamtintensität von 1500(300) Ereignissen zu sehen.

Zur Untersuchung der auftretenden Isomere, berechneten wir für die $E - t^{\text{Ge}}$ -Matrix die Schwerpunkte in den Zeitverteilungen aller Energiekanäle.

Das Resultat ist in Abb. [3.16.] dargestellt. Jedes Isomer ist hierin einfach durch die Abweichungen von der Zeitnulllinie zu erkennen. Ist die Halbwertszeit $t_{1/2}$ klein gegenüber der gesamten Beobachtungszeit t_{fenster} (hier: $t_{\text{fenster}} = 298 \text{ ns}$) so ergibt der Mittelwert der t^{Ge} -Zeitverteilung direkt den Wert⁸ für τ . Für größere Halbwertszeiten, d.h. etwa ab $t_{1/2} \geq t_{\text{fenster}}/3$, ist dieser einfache Zusammenhang natürlich nicht mehr gegeben.

⁸Es gilt: $\tau = t_{1/2}/\ln 2$

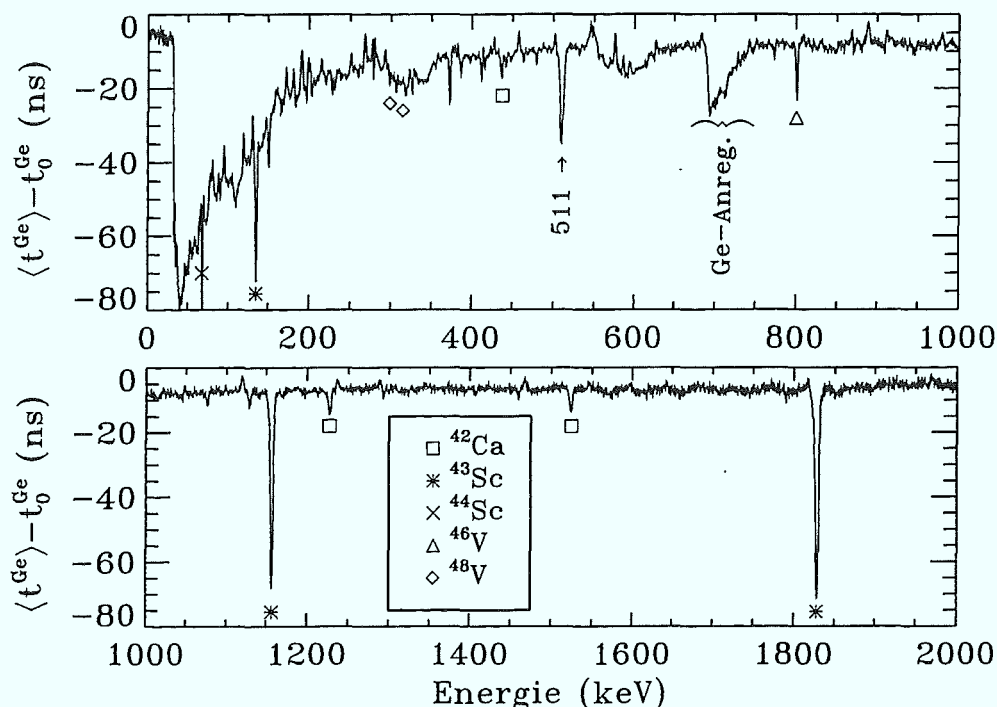


Abb. [3.16.]: Die Schwerpunkte in den Verteilungen der gemessenen Germanium-Zeiten t^{Ge} im Experiment mit dicken Target an ^{189}Pb

Die Analyse von Abb. [3.16.], sowie den 6 $\gamma - \gamma$ -Korrelationsmatrizen mit verschiedenen Ge-Zeitbedingungen ergab, daß alle Isomere im beobachteten Zeitbereich ihren Ursprung in Reaktionen an Sauerstoff hatten. Die längste gefundene Lebensdauer besaß mit $t_{1/2} = 438 \text{ ns}$ das $19/2^-$ -Niveau von ^{43}Sc . Keine der im Experiment mit dem dünnen Target gefundenen Reaktionslinien zeigte einen exponentiellen Abfall, oder war in Koinzidenz mit einer der festgestellten verzögerten γ -Linien.

Die Annahme eines relativ stark bevölkerten isomeren Zustands in ^{189}Pb mit einer Halbwertszeit $t_{1/2}$ im Größenbereich bis zu mehreren 100 ns kann für Anregungsenergien $E^* \leq 2.4 \text{ MeV}$ also verworfen werden. Allerdings bleibt zu beachten, daß die vorliegende Messung natürlich weniger sensitiv auf extrem langlebige Isomere ($t_{1/2} \gg 300 \text{ ns}$) ist. Eine Abschätzung des Untergrundes im verzögerten Spektrum der 818 keV -Linie ergab, daß ein eventuell vorhandenes langlebiges Isomer mit $t_{1/2} \gg t_{\text{fenster}} = 296 \text{ ns}$ maximal 8(5)% zu der Intensität des 818 keV -Übergangs beitragen kann. Für kürzere Halbwertszeiten liegt die Grenze noch niedriger.

Insgesamt kann also die Annahme, daß ein stark bevölkerter isomerer Zustand in ^{189}Pb für die Diskrepanz zwischen den experimentell beobachteten Wirkungsquerschnitten und den Voraussagen nach CASCADE verantwortlich ist, verworfen werden.

3.1.3 Das Niveauschema von ^{189}Pb und Theoretische Diskussion

Die vier miteinander koinzidenten γ -Übergänge von ^{189}Pb bilden nach dem Ergebnis aus der Messung mit dickem Target somit die Yrastkaskade, bis hin zu einer Anregungsenergie von $E^* \sim 2.4 \text{ MeV}$. Das erhaltene Niveauschema von ^{189}Pb aus Abb. [3.12.] ist in Abb. [3.17.] im Vergleich mit den Pb -Nachbarisotopen dargestellt [Hee93] [NDS90]. Die Spinwerte für die gemessenen Niveaus konnten nicht aus den experimentellen Daten ermittelt werden, da eine Bestimmung der DCO-Verhältnisse wegen der geringen Intensität der gemessenen Linien, nicht durchzuführen war.

Alle Spins von ^{189}Pb sind somit nur in Analogie zu den benachbarten ungeraden $^{193,195,197}\text{Pb}$ -Isotope angenommen worden, deren $(29/2^+) \rightarrow (25/2^+) \rightarrow (21/2^+) \rightarrow 17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ Spinsequenzen annähernd gleiche Energien aufweisen, wie die gefundene ^{189}Pb -Kaskade. Auch in diesen Nachbarkernen sind die Spins teilweise unsicher.

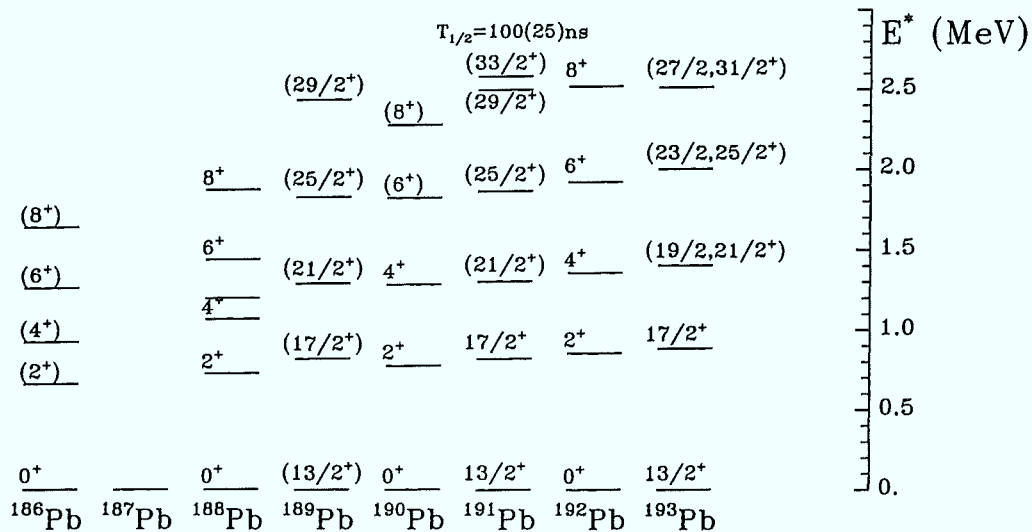


Abb. [3.17.]: Die Systematik der Pb -Anregungsniveaus für $A \leq 193$

Ein Vergleich mit den ^{189}Pb umgebenden Pb -Nukliden zeigt, daß ^{189}Pb dem vermutlich sphärischen ^{190}Pb entspricht. Der signifikante Unterschied zu den Niveauschemata der deformierten $^{186,188}\text{Pb}$ -Isotope, deren erste angeregte Zustände bei 724– bzw. 662 keV liegen, ist, für die höheren Anregungsniveaus, unübersehbar. Mithin scheint das ungepaarte $i_{13/2}$ Neutron für ^{189}Pb noch eine sphärische Kerngestalt zu bevorzugen.

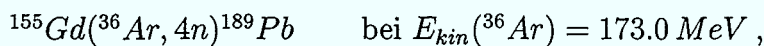
Die Analogie der Niveauschemata von ^{189}Pb und ^{191}Pb [Lag91] ist augenscheinlich. Allerdings konnte für ^{189}Pb kein Isomer gefunden werden, welches dem $(33/2^+)$ -Niveau mit $T_{1/2} = (100 \pm 25) \text{ ns}$ in ^{191}Pb entspricht. Die Ursache hierfür kann u.a. darin

liegen, daß der angenommene $33/2^+$ -Zustand für ^{189}Pb energetisch unterhalb des $29/2^+$ -Yrastzustandes liegt. Ein γ -Zerfall der Art $33/2^+ \rightarrow 25/2^+$ wäre von extrem verzögerter Natur, so daß sogar ein möglicher β -Zerfall als Konkurrenzprozeß in Frage kommen könnte. Dies könnte gleichzeitig die Nichtbeobachtung eines Isomers im Experiment mit dickem Target und die unerwartet geringe Population von ^{189}Pb erklären, da sie über den $I^\pi = 29/2^+$ Zustand erfolgt, der kein Yrast-Zustand ist.

3.2 Messungen zur Spektroskopie von ^{187}Pb

Kernreaktion

Im Anschluß an die Messungen von Übergängen in ^{189}Pb wurde ein Experiment zur Untersuchung von prompter γ -Strahlung in ^{187}Pb durchgeführt. Hierzu bauten wir in die bestehende Meßapparatur ein ^{155}Gd -Target mit $d_{\text{Target}} = 0.80(1) \text{ mg/cm}^2$ ein. Die Strahlenergie blieb mit $E^0 = E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ unverändert. CASCADE Rechnungen zeigten für die Reaktion:



den in Abb. [3.18.] dargestellten Verlauf der Wirkungsquerschnitte auf. Der gemittelte Reaktionsquerschnitt $\langle \sigma(^{187}\text{Pb}) \rangle$ sollte sich nach Abb. [3.18.] somit zu $\langle \sigma(^{187}\text{Pb}) \rangle = 1.2 \text{ mb}$ ergeben. $^{186,187}\text{Tl}$, sowie ^{184}Hg stellen nach den Rechnungen die dominierenden Reaktionskanäle dar. Das Targetmaterial bestand zu 92.8% aus ^{155}Gd . Daneben war noch ^{156}Gd zu einem Anteil von 5.7% beigemischt. Andere, schwerere Gd -Isotope und chemische Verunreinigungen bildeten einen Gesamtanteil von nur 1.5%. Verdampfungsrestkerne, die infolge der Reaktion: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{16}\text{O}$ (Targetoxidation) entstehen, sind wie bereits in Kap. [3.2.] erwähnt, von keiner Bedeutung für die γ - γ -RFD Messung.

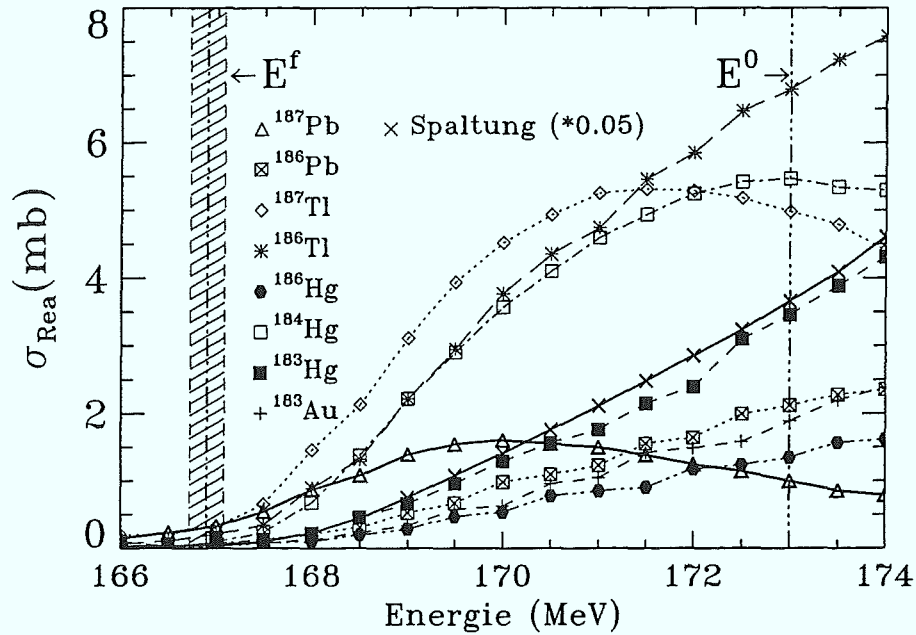


Abb. [3.18.]: Die Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne und Spaltung aus der Reaktion: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ bei $E(^{36}\text{Ar}) = 173 \text{ MeV}$ nach CASCADE

Energie-und Winkelstreuung von ^{187}Pb und ^{36}Ar im Experiment

Die TRIMTRANS Berechnungen⁹ ergaben, daß 0.193% der Strahlionen in den aktiven Bereich des RFD's gestreut werden sollten. Die mittlere Strahlenergie E^f bei Targetaustritt berechnete sich zu: $E^f = (166.9 \pm 0.18) \text{ MeV}$. Die Analyse der $[d^2N/dE d\Theta]_{^{187}\text{Pb}}^{\text{Trim}}$ -Verteilung zeigte, daß 39.7% der erzeugten Kerne mit einer mittleren kinetischen Energie von $(25.3 \pm 3.7) \text{ MeV}$ im RFD nachgewiesen werden sollten.

Experimentdurchführung und Datenanalyse

Der mittlere Strahlstrom von $1.7(3) \text{ TnA}$ wurde beibehalten. Die Gesamtmeßzeit betrug $29(2) \text{ Stunden}$. Insgesamt konnten $11.1 \text{ Mio. } \gamma - \gamma$ Daten aufgezeichnet werden.

Die aufgezeichneten Daten wurden analog zu der vorigen Messung von ^{189}Pb behandelt. Die Projektion der $4k * 4k \gamma - \gamma - \text{RFD}$ Matrix ist in Abb. [3.19.] dargestellt. Bei dieser Matrix wurden, zwecks Minimierung der Coulombanregungen von ^{155}Gd , alle

⁹analog zu den Rechnungen bei ^{189}Pb

Ereignisse mit Filtermultiplizität (Fold) = 0 oder (und) Summenenergie = 0, verworfen. Ebenso wurden nur Ereignisse mit einer Flugzeit $t \geq 120 \text{ ns}$ berücksichtigt (vgl. Abb. [3.7.]).

Die intrinsische ^{72}Ge -Anregung bei 691 keV mit einer Halbwertszeit von 420 ns ist durch die Bedingung an die Germanium-Zeit $t^{\text{Ge}} \leq t_0^{\text{Ge}} + 7 \text{ ns}$, die für Energien mit $E_\gamma \geq 500 \text{ keV}$ gestellt wurde, unterdrückt.

Durch die Koinzidenzanalyse konnten nun alle vorhandenen γ -Linien eindeutig einem bereits bekannten Kern zugeordnet werden, wobei die Schwierigkeit darin bestand, daß die beiden stärksten Kanäle: ^{187}Tl und ^{184}Hg insgesamt drei γ -Linien großer Intensität mit annähernd gleichen Energien aufweisen ($285, 366$ und 488 keV) [Lan94] [Ma86].

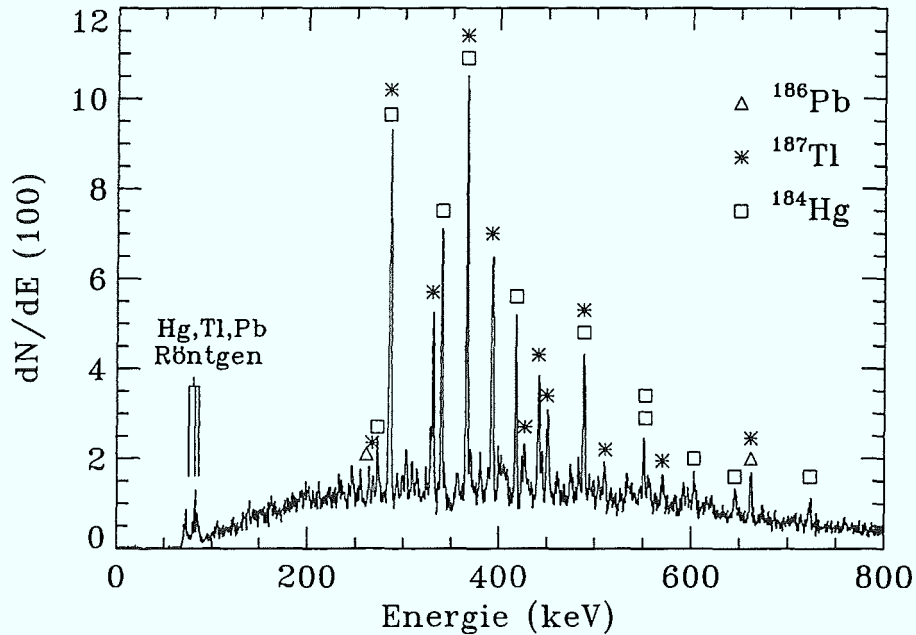


Abb. [3.19.]: Die Projektion der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix aus der Reaktion: $^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$, bei $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV}$ und $d_{\text{Target}} = 0.8 \text{ mg/cm}^2$

Durch die Reaktion werden insgesamt nur drei verschiedene Kanäle: ^{187}Tl , ^{186}Pb und ^{184}Hg , bevölkert, die prompte γ -Strahlung emittieren. Dies widerlegt¹⁰ die Aussagen der CASCADE Rechnung aus Abb. [3.18.]. Auch die Analyse der $\gamma - \gamma$ -Ereignisse, ergab keinen Hinweis auf die Existenz eines weiteren Reaktionskanals. Übergänge von ^{187}Pb konnten also bei diesem Experiment mit dünnem Target nicht spektroskopiert werden, wobei die Totalprojektion aufzeigt, daß das Experiment unter ansonsten guten

¹⁰Die Möglichkeit eines isomeren Zustandes ausgeschlossen

Bedingungen durchgeführt wurde.

Da wir keine Messungen mit einem dicken ^{155}Gd -Target (Target+Backing) durchführen konnten, bleibt ungeklärt, ob das Fehlen von prompten γ -Übergängen in ^{187}Pb von der Existenz eines tiefgelegenen isomeren Zustandes herrührt, oder einfach auf einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt $\sigma(^{187}\text{Pb})$ zurückzuführen ist, der um mindestens eine Größenordnung unter dem nach CASCADE zu erwartenden Wert liegt.

3.3 Spektroskopie von ^{199}At

Theoretische Aspekte

Die Anregungsspektren schwerer, neutronenarmer Kerne mit Neutronenzahl $N \leq 126$ und Protonenzahl $Z \geq 82$ sind bisher weitgehend unbekannt.

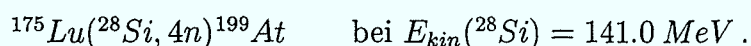
Messungen mit der OSIRIS-RFD Kombination geben nun Hinweise auf die Existenz von prolat deformierter Kerngestalt für die leichten Pb -Isotope $^{186,188}\text{Pb}$. Hingegen läßt sich aus der Spektroskopie des zu ^{199}At isotonen ^{198}Po deutlich das Vorhandensein von Intruderzuständen, die wahrscheinlich oblat sind, ableiten [Alb91]. Es ist also zu vermuten, daß ^{199}At in dem Übergangsbereich von prolater und oblater Kerngestalt liegt und im Gegensatz zu den schwereren At -Isotopen sphärischer Gestalt eine Deformation aufweist. Da die Deformation durch die Proton-Neutron-Wechselwirkung verursacht wird, kommt dem Produkt: $(126 - N) * (Z - 82)$ eine wesentliche Bedeutung zu. Mithin ist es wahrscheinlich, daß ^{199}At ($Z = 85$) schon bei niedrigen Anregungsenergien E^* eine deformierte Kergestalt annimmt.

Ziel der nachfolgenden Untersuchung war es durch die Messung des prompten Anregungsspektrums Hinweise auf Art und Größe einer eventuell vorhandenen Deformation bei ^{199}At zu erhalten.

3.3.1 Das Experiment

Kernreaktion

Zur Erzeugung von ^{199}At wählten wir die Reaktion:



Aus den CASCADE-Rechnungen, die in Abb. [3.20.] dargestellt sind, sollte sich $< \sigma(^{199}\text{At}) >$ zu $0.12(1) \text{ mb}$ ergeben.

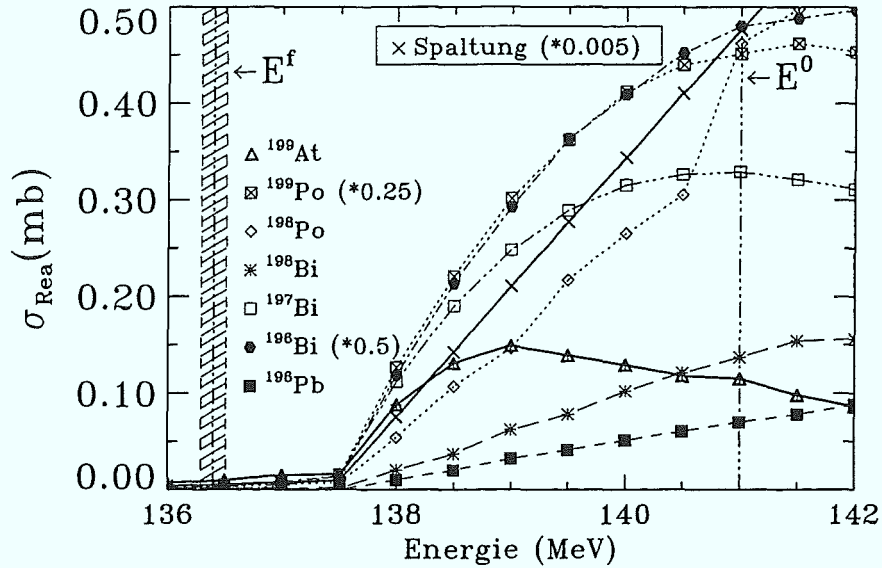


Abb. [3.20.]: Die Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne aus der Reaktion: $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{175}\text{Lu}$ bei $E_{\text{kin}}(^{28}\text{Si}) = E^0 = 141 \text{ MeV}$ nach CASCADE

Der berechnete mittlere Wirkungsquerschnitt aller Spaltprodukte $\langle \sigma(\Sigma \text{Spalt}) \rangle$ ist mit $48(4) \text{ mb}$ schon mehr als 400 mal größer als $\langle \sigma(^{199}\text{At}) \rangle$. Im Vergleich dazu sei angemerkt, daß sich für das ^{189}Pb -Experiment $\langle \sigma(\Sigma \text{Spalt}) \rangle / \langle \sigma(^{189}\text{Pb}) \rangle$ nach Abb. [3.1.] zu $45(6)$ ergibt und somit ca. um eine Größenordnung günstiger liegt, als bei der vorliegenden Reaktion. Der Kern ^{199}Po ($p\ 3n$) sollte nach CASCADE der am häufigsten erzeugte Verdampfungsrestkern sein.

Target

Das Target bestand aus natürlich vorkommendem Lutetium Metall. Das ^{175}Lu -Isotop ist darin zu 97.4% vorhanden. Daneben gibt es noch einen Anteil von 2.6% des Nachbarisotops ^{176}Lu . Beimischungen anderer Lu -Isotope und chemische Verunreinigungen waren vernachlässigbar. Da Lutetium sehr leicht oxidiert und die Reaktionsprodukte aus $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}$ nach CASCADE einen totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{tot}} = 1.1 \text{ b}$ besitzen, werden in der $\gamma - \gamma$ -Messung neben der Coulombanregung von ^{175}Lu eine Vielzahl von γ -Linien aus Reaktionen am Sauerstoff ($^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}$) zu erkennen sein.

Energie- und Winkelstreug von ^{28}Si und ^{199}At im Experiment

^{28}Si -Strahl

Aus der TRIMTRANS-Simulation mit 5 Mio. Ereignissen ergab sich die

Energie–Winkelaufstreuung des durch das ^{175}Lu –Target mit $d_{\text{Target}} = 1.0 \text{ mg/cm}^2$ transmittierten ^{28}Si Strahls, wie in Abb. [3.21.] dargestellt.

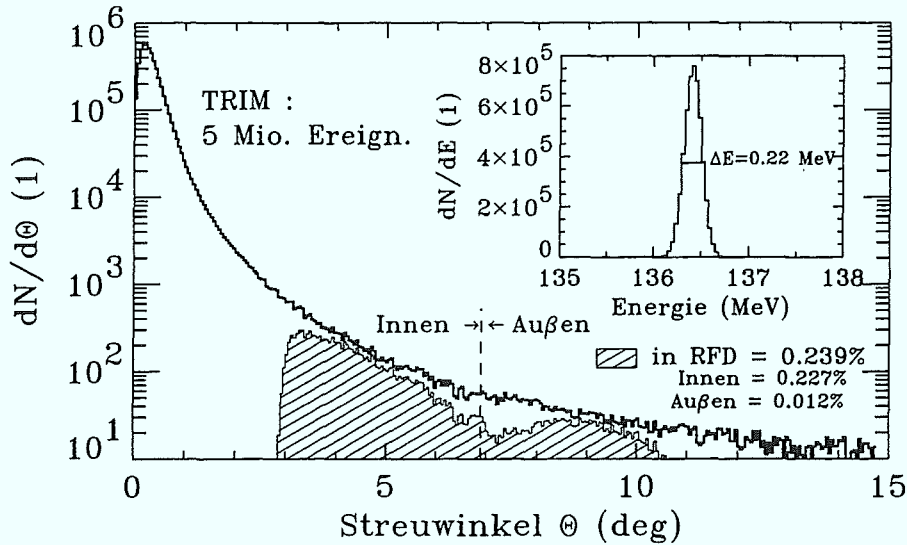


Abb. [3.21.]: Die Energie–Winkelaufstreuung des ^{28}Si Strahls bei $E_{\text{kin}} = 141.0 \text{ MeV}$ nach Transmission durch 1.0 mg/cm^2 ^{175}Lu nach TRIM

Der Strahl verliert im Target ca. 4.6% seiner ursprünglichen Energie und besitzt am Targetaustritt eine kinetische Energie von $E^f = (136.41 \pm 0.11) \text{ MeV}$ (mittlere Flugzeit $\langle t \rangle_{\text{Strahl}} = 23.97(8) \text{ ns}$). Ein Anteil von 0.239% des durchgehenden Strahls wird nach Rechnung in den aktiven Bereich des RFD's gestreut.

^{199}At –Kerne

Wie bei der Berechnung der analogen Verteilungen für ^{189}Pb , die in Abb. [3.3.] dargestellt ist, wurden insgesamt 2.5 Mio Ereignisse simuliert. Die Neutronenabdampfung wurde als isotrop angenommen und ihre Energieverteilung im Schwerpunktsystem ergab sich aus PACE–Kalkulationen. Neben der $[d^2N/dE d\Theta]_{^{199}\text{At}}^{\text{Trim}}$ –Verteilung ist, vierfach verkleinert, $[d^2N/dE d\Theta]_{^{199}\text{At}}^{\text{Evap}}$ miteingezeichnet.

Die Energie–Winkelverteilung der im Target erzeugten ^{199}At –Kerne ist in Abb. [3.22.] gezeigt. Die mittlere Energie der erzeugten ^{199}At –Kerne beim Targetaustritt berechnete sich zu: $(13.2 \pm 2.6) \text{ MeV}$. Aus der Kalkulation von $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma}$ sollte sich hiernach für ein im Fluge emittiertes γ –Quant der Energie E_0 eine Dopplerverbreiterung bei mittlerer Korrektur von 0.47% E_0 ergeben. Durch die RFD–Messung ($[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma-\text{RFD}}$) sollte sich dieser Wert für die 29.0% der At–Kerne, welche im RFD nachgewiesen werden, auf 0.21% E_0 reduzieren lassen.

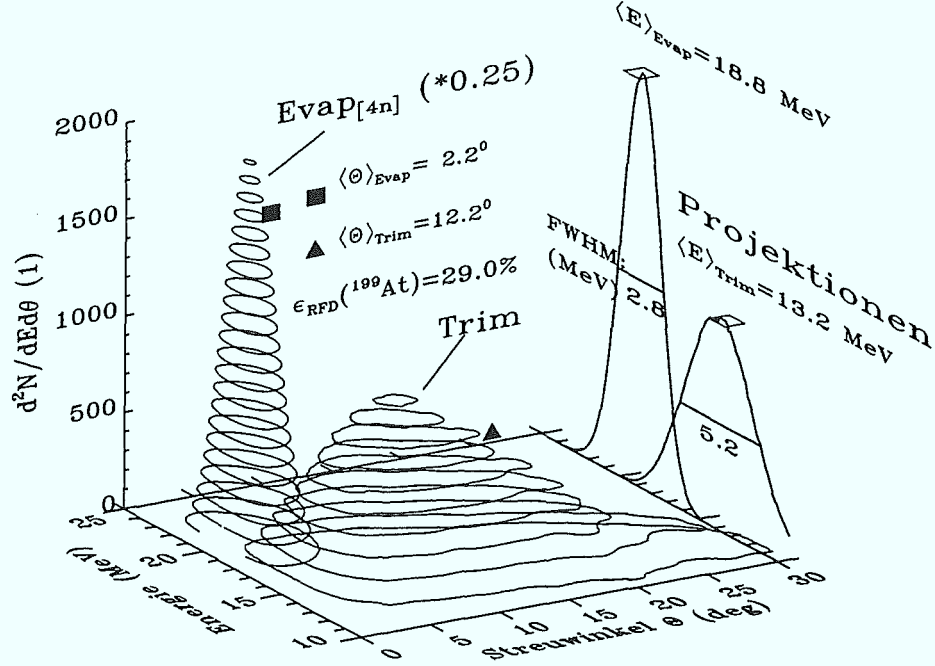


Abb. [3.22.]: Die Verteilung $[d^2N/dEd\theta]_{199At}^{Trim}$ der transmittierten ^{199}At -Kerne, sowie $[d^2N/dE d\theta]_{199At}^{Evap}$ aus $^{175}Lu(^{28}Si, 4n)^{199}At$ bei $E_{kin}(^{28}Si) = 141.0 MeV$ und $d_{Target} = 1.0 mg/cm^2$

Der mittlere Ablenkwinkel des $4n$ -Kanals beträgt: $\langle \Theta \rangle_{Evap} = 2.2^\circ$. Er ist deutlich größer als $\langle \Theta \rangle_{Evap} (^{189}Pb)$ im vorigen Experiment, was darauf zurückzuführen ist, daß die Geschwindigkeit des ^{203}At -Compoundkerns mit $v \sim 1.4\% c$ um einiges geringer ist, als die des ^{193}Pb -Compoundkerns mit $v \sim 1.9\% c$ im vorigen Experiment. Ein im Mittel annähernd gleicher Impulsübertrag führt somit zu einem größeren mittleren Ablenkwinkel. Die gegenüber dem ^{193}Pb -Compound geringere kinetische Energie des ^{203}At -Compoundkerns begründet auch das relativ starke Anwachsen des mittleren Ablenkwinkels bei der Transmission durch die Targetmaterie. Beim Targetaustritt beträgt $\langle \Theta \rangle_{Trim} = 12.2^\circ$ (vgl. $\langle \Theta \rangle_{Trim} (^{189}Pb) = 7.1^\circ$).

In Tab. [3.3.] sind die TRIMTRANS Ergebnisse für verschiedene Targetdicken dargestellt. Eine Targetdicke von $d_{Target} < 1.0 mg/cm^2$ wäre, wie aus Tab. [3.3.] zu entnehmen, im Hinblick auf einen möglichst kleinen Wert von $\epsilon_{RFD}(^{28}Si)$ und eine höhere Nachweiseffizienz für ^{199}At -Kerne besser gewesen. Allerdings ist Lutetium pyrophor und insbesondere unterhalb einer Dicke von $1.0 mg/cm^2$ extrem leicht entflammbar¹¹, weshalb wir von der Verwendung eines sehr dünnen Targets absahen.

¹¹wie fast alle seltenen Erden u.a. auch Gadolinium

Tab. 3.3: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{RFD} des RFD für ^{199}At -Kerne und für den ^{28}Si Strahl bei verschiedenen Dicken des ^{175}Lu -Targets

Dicke mg/cm^2	$\epsilon_{\text{RFD}}(^{199}\text{At})$ %	$\epsilon_{\text{RFD}}(^{28}\text{Si})$ %
0.6	36.7	0.140
0.7	35.4	0.164
0.8	33.8	0.189
0.9	31.2	0.214
1.0	29.0	0.239
1.1	26.4	0.264
1.2	23.7	0.289

Experimentdurchführung

Mit dem OSIRIS-RFD Aufbau wurde bei einem mittleren Strahlstrom von $\langle I \rangle_{\text{Strahl}} = 1.6(3) \text{ TnA}$ insgesamt $42(4) \text{ Std.}$ gemessen. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strahlpulsen betrug 350 ns . Das Zeitfenster im RFD wurde 120 ns nach dem Auftreffen des Strahlpulses auf das Target für eine Dauer von insgesamt 200 ns geöffnet. Hierdurch konnte der Großteil der in den aktiven Bereich des RFD gestreuten Spaltprodukte ausgeblendet werden, da diese eine deutlich geringere mittlere Flugzeit aufweisen. Ebenso war auch die Unterdrückung aller Produktkerne aus Reaktionen am Sauerstoff, deren Flugzeit zwischen 28 und 50 ns liegt, gewährleistet. Nach TRIMTRANS-Rechnungen sollten desweiteren noch 0.03% der Lu -Kerne, die durch Rutherfordstreuung und Coulombanregung nach vorne fliegen, in das RFD-Zeitfenster fallen.

Wie aus Abb. [3.21.] abzuleiten, sollten pro Strahlpuls ca. $0.7(2)$ Teilchen in jedes der inneren 6 Elemente des RFD's gestreut werden.

Analog zur ^{189}Pb -Messung erfolgte die Einstellung der einzelnen RFD-Elemente, sowie der Elektronik mit Hilfe einer Testreaktion: $^{32}\text{S} \rightarrow ^{124}\text{Sn}$ bei $E_{\text{kin}}(^{32}\text{S}) = 158.0 \text{ MeV}$. Insgesamt konnten $41.6 \text{ Mio. } \gamma - \gamma$ Koinzidenzereignisse aufgezeichnet werden. Schon die Betrachtung der on-line-Spektren zeigte, daß es sich dabei im wesentlichen um Spaltuntergrund und Coulombanregung von ^{175}Lu handelte.

Nach der in-beam Messung fand die Eichung der Energie und Nachweiseffizienz des OSIRIS-Anti-Compton-Spektrometers mit den Eichquellen: ^{60}Co , ^{133}Ba und ^{152}Eu statt. Eine Eichung des BGO-Filters bzgl. der gemessenen Summenenergie und Multiplizität (Fold) fand nicht statt.

Der RFD-Detektor im Experiment

Bei allen 18 Einzelementen des Detektors wurden $2.0\ \mu\text{m}$ dicke Mylarfolien eingesetzt. Vier Elemente der äußeren Ringe (R2) und (R3) fielen direkt nach Meßbeginn aus. Die Zählrate in den einzelnen Elementen einer Ringgruppe variierte zum Teil stark. So wurden im inneren Ring bei 4 von 6 Elementen nur ca. 60 – 70% der Zählrate des 'besten' Elementes (Nr.5) erreicht. Es ist zu vermuten, daß die zur Rauschunterdrückung eingestellten Triggerschwellen in einigen Elementen zu hoch eingestellt waren und somit ein Teil der guten Ereignisse unterdrückt wurde. In Abb. [3.23(a)] ist die Anzahl der in den jeweiligen Einzelementen registrierten Ereignisse dargestellt. Es wurden nur Ereignisse aus dem Zeitbereich $160\ \text{ns} < t < 250\ \text{ns}$ betrachtet und ein linear abfallender Untergrund subtrahiert (vgl. Abb. [3.23(b)]). Die Nachweiswahrscheinlichkeit¹² ergab sich experimentell zu: $\epsilon_{RFD}^{Exp.}(^{199}\text{At}) = 17(2)\%$ und ist deutlich geringer, als der berechnete Wert von $\epsilon_{RFD}^{Theo.}(^{199}\text{At}) = 29.0\%$. Hätten jedoch alle RFD-Elemente die Nachweiswahrscheinlichkeit des besten Elementes erreicht, wäre die Gesamteffizienz mit $\epsilon_{RFD}^{Theo.} = 24\%$ dem berechneten Wert nahe gekommen.

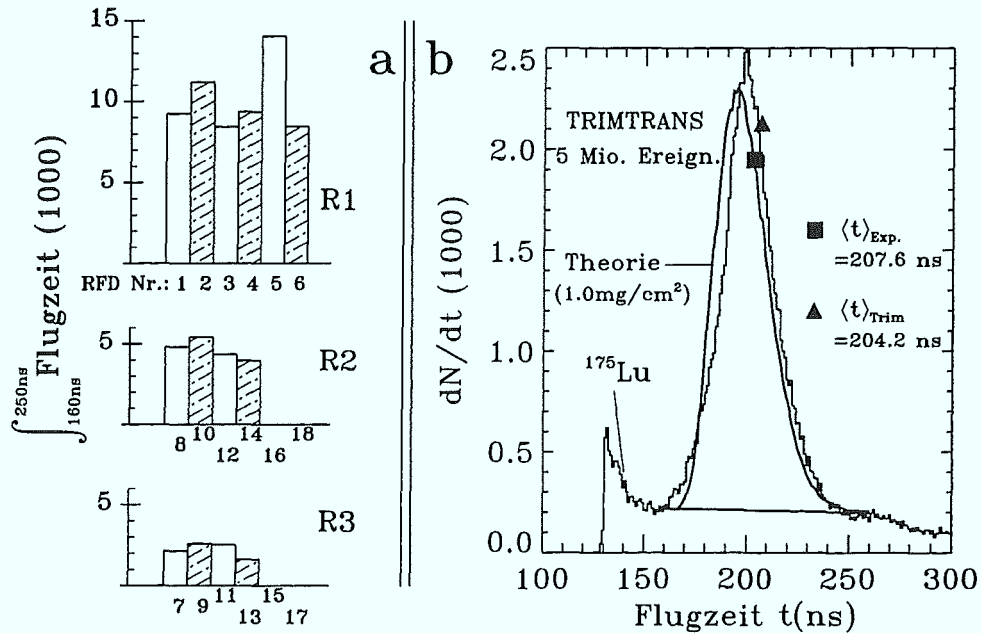


Abb. [3.23.]: (a) Die Zählraten der 18 RFD-Elemente für Flugzeiten $150\text{ns} \leq t \leq 250\text{ns}$ // (b) Totalprojektion der Flugzeit

In Abb. [3.23(a)] ist das nach TRIMTRANS berechnete Flugzeitspektrum für Verdampfungsrestkerne aus: $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{175}\text{Lu}$ mit der Totalprojektion der gemessenen Flugzeit verglichen. Die Übereinstimmung der beiden Kurven zeigt, daß der Energieverlust

¹²Anhand der 433 keV-Linie im Vgl. $\gamma - \gamma^* - \text{RFD} / \gamma - \gamma^*$

der Kerne im Target sehr gut berechenbar ist. So unterscheiden sich die mittleren Flugzeiten $\langle t \rangle_{\text{Trim}}$ von $\langle t \rangle_{\text{Exp.}}$ nur um ca. 1.7% und die Breiten der Verteilungen sind nahezu identisch. Für Flugzeiten $t \leq 155 \text{ ns}$ lassen sich in den RFD gestreute ^{175}Lu -Kerne erkennen.

3.3.2 Die prompten Niveaus von ^{199}At und theoretische Diskussion

Nach den Eichungen der Energie- und Zeitsignale aus den Germanium-Detektoren, sowie der Zeiteichung des RFD's, wurden die Rohdaten vorsortiert. Es wurden nur Ereignisse mit einer γ -Multiplizität ≥ 2 akzeptiert. Anschließend wurden die doppler-korrigierten Ereignisse¹³ in eine $4k * 4k$ $\gamma - \gamma$ - und eine $4k * 4k$ $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix sortiert, wobei zunächst keine weiteren Bedingungen an die gemessene Summenenergie (Su) und Fold (Fo) gestellt wurden.

Die γ -Strahlung aus den Spaltprodukten und der Coulombanregung von ^{175}Lu war jedoch in der $\gamma - \gamma$ -Matrix so stark, daß, wie in Abb. [3.24.] gezeigt, keine Reaktionslinien aus $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{175}\text{Lu}$ in ihrer Totalprojektion zu erkennen waren. Ebenso zeigte sich in den $\gamma - \gamma$ -RFD Daten ohne zusätzliche Einschränkung der Flugzeit (und/oder) Bedingungen an den BGO-Ball noch ein Anteil der Coulombanregung von ^{175}Lu auf. Sie rühren teils von den in den RFD gestreuten Targetatomen her (vgl. Abb. [3.23(b).]) oder sind zufälliger Natur. Durch die Bedingungen an die mit dem BGO-Ball gemessene Summenenergie ($Su > 0$) und Multiplizität ($Fo \geq 1$) konnte der Großteil der Untergrundereignisse in der $\gamma - \gamma^*$ -Matrix ausgegrenzt werden. Insbesondere die breiten Linien der Coulombanregungen von ^{175}Lu sind stark unterdrückt, so daß in der Totalprojektion von $\gamma - \gamma^*$ einige Reaktionslinien zu erkennen sind. Darüberhinaus zeigen sich wieder Kastenstrukturen (vgl. Kap. [3.1.1.]) auf, die von γ -Übergängen sehr schneller Verdampfungsrestkerne aus ^{16}O -Reaktionen herrühren. Sie verschwinden vollkommen in der $\gamma - \gamma$ -RFD und $\gamma - \gamma^*$ -RFD Matrix.

Wie in der Projektion der $\gamma - \gamma^*$ -RFD Matrix eingezeichnet, wurden durch die Kernreaktion im wesentlichen 'nur' zwei Reaktionskanäle bevölkert, die prompte γ -Strahlung emittieren: ^{199}Po sowie ^{199}At . Die RFD-Koinzidenz verbessert das Peak/Background¹⁴-Verhältnis (P/B) für ^{199}At von $(P/B)_{\gamma-\gamma} = 0.10(3)$ auf $(P/B)_{\gamma-\gamma\text{-RFD}} = 5.20(50)$, also um mehr als das 50-fache. Für ^{199}Po ergibt sich

¹³Für die $\gamma - \gamma$ Ereignisse ohne gemessene Flugzeit aus dem RFD wurde eine mittlere Geschwindigkeit nach Abb. [3.23(b).] von: $\langle v(^{199}\text{At}) \rangle = 0.0119 c$ verwendet

¹⁴Referenz: 433 keV-Linie

mit $(P/B)_{\gamma-\gamma-RFD}/(P/B)_{\gamma-\gamma} = 7.40(80)/0.22(3) = 33.6(56)$ ein vergleichbar guter Wert. Die FWHM reduziert sich für die ^{199}At zugeordnete γ -Linie bei 433 keV von $FWHM_{\gamma-\gamma} = 2.63(8)\text{ keV}$ auf $FWHM_{\gamma-\gamma-RFD} = 1.71(6)\text{ keV}$. Dies entspricht den unter Einbeziehung der Germanium -Auflösung berechneten Werten von $FWHM_{\gamma-\gamma}^{Theo.} = 2.42(25)\text{ keV}$ bzw. $FWHM_{\gamma-\gamma-RFD}^{Theo.} = 1.62(18)\text{ keV}$.

Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes $\langle \sigma(^{199}\text{At}) \rangle_{exp}$ unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienzen des OSIRIS-Spektrometers, sowie des RFD's ergab einen Wert von ca. $100(50)\text{ }\mu\text{b}$. Der gemessene Wert stimmt also innerhalb der Fehlergrenzen mit dem nach CASCADE berechneten Wert von $90\text{ }\mu\text{b}$ überein.

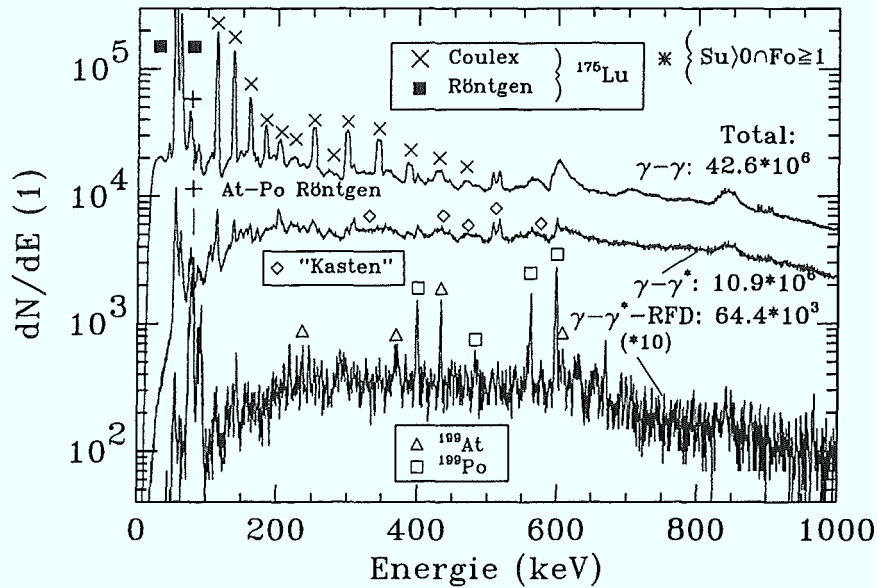


Abb. [3.24.]: Die Totalprojektionen für die $\gamma-\gamma$ Matrix, sowie für die $\gamma-\gamma^*$ Matrix und $\gamma-\gamma^*-RFD$ Matrix mit der Bedingung $Su > 0$ und $Fo \geq 1$ bei der Reaktion $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{175}\text{Lu}$ bei $E_{kin}(^{28}\text{Si}) = 141.0\text{ MeV}$

Koinzidenzanalyse

Ausgehend von den beiden Matrizen $\gamma-\gamma-RFD$, bzw. $\gamma-\gamma^*-RFD$, wurden die gemessenen γ -Linien auf Koinzidenzen untersucht. Die bereits bekannten Yrast-Niveaus von ^{199}Po [Lac94], konnten bis zu einer Anregungsenergie von ca. 2.0 MeV gesehen werden. Alle in Abb. [3.24.] entsprechend markierten Linien zeigten eine Koinzidenz mit den Röntgenlinien von Polonium auf. Im Einklang mit den CASCADE-Berechnungen wurde dieser Kanal durch die ausgewählte Reaktion am stärksten bevölkert.

Die 433 keV -Linie zeigte deutliche Koinzidenzen mit den Röntgenlinien des Astatins $K_{\alpha 2} = 78.95\text{ keV}$ (relative Intensität: 60.2), $K_{\alpha 1} = 81.52\text{ keV}$ (100.0), $K_{\beta 3} =$

91.72 keV (11.6), $K_{\beta 1} = 92.30 \text{ keV}$ (22.1), sowie $K_{\beta 2} = 95.00 \text{ keV}$ (11.0). Die Intensitätsverhältnisse der Röntgenlinien im 433 keV-Fensterspektrum entsprachen, unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz, den Literaturwerten [Led78]. Somit konnte der 433 keV-Übergang eindeutig einem Astatin-Isotop zugeordnet werden. Daß es sich hierbei nur um ^{199}At handeln kann, ergibt sich aus der Tatsache, daß bei der gegebenen Reaktion lt. CASCADE das Auftreten des 4n-Ausgangskanals um deutlich mehr als eine Größenordnung wahrscheinlicher ist, als der 5n- (^{198}At) bzw. 3n- (^{200}At) Kanal. Neben den At-Röntgenlinien waren im 433 keV-Koinzidenzspektrum auch vier γ -Linien mit 236 keV, 372 keV 468 keV und 608 keV zu erkennen.

Wegen der Dominanz von ^{199}Po in den $\gamma - \gamma$ -RFD bzw. $\gamma - \gamma^* - \text{RFD}$ Daten wurde eine weitere Matrix $\gamma - \gamma^{**} - \text{RFD}$ erstellt, in welcher der ($p 3n$)-Ausgangskanal durch die Ausblendung höherer Multiplizitäten unterdrückt wurde. Insbesondere war die Zuordnung der γ -Übergänge zu ^{199}At mit Hilfe der Röntgenlinien durch die Tatsache erschwert, daß ^{199}Po seine intensitätsstärkste $K_{\alpha 1}$ -Röntgenlinie bei 79.29 keV besitzt, also genau zwischen den starken $K_{\alpha 2}$ und $K_{\alpha 1}$ Linien des Astatins. Konkret wurde die $\gamma - \gamma^{**} - \text{RFD}$ Matrix unter folgenden Bedingungen erstellt: $Su > 0$ und $1 \leq Fo \leq 11$ (Unterdrückung der Coulombanregungen von ^{175}Lu ; Unterdrückung ^{199}Po); $t^{Ge} \leq t_0^{Ge} + 20 \text{ ns}$ für $E_{\gamma} \geq 500 \text{ keV}$ (Unterdrückung der Germanium-Anregungen); $160 \text{ ns} \leq t_{\text{RFD}} \leq 260 \text{ ns}$ (Selektion der 'gewünschten' Restkerne). In Abb. [3.25.] ist das aufsummierte Koinzidenzspektrum (aus $\gamma - \gamma^{**} - \text{RFD}$) der At-Röntgenlinien und der ^{199}At zugeordneten γ -Übergänge zu sehen.

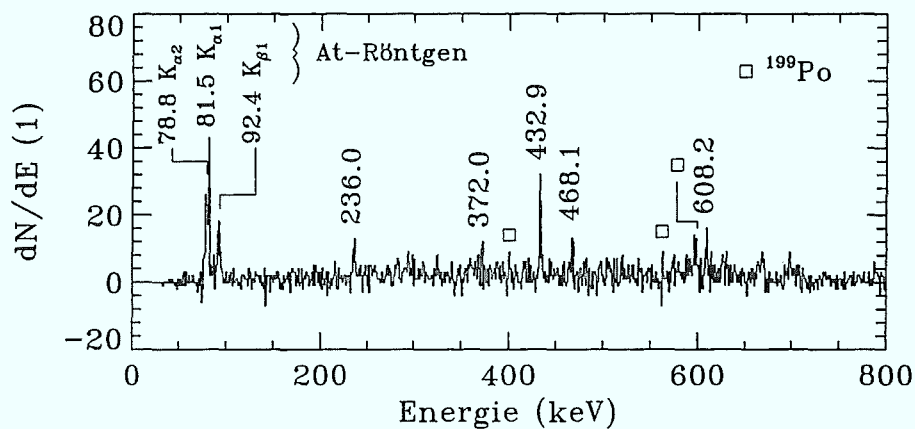


Abb. [3.25.]: Das aufsummierte Koinzidenzspektrum der At-Röntgenlinien : $K_{\alpha 2}(78.8 \text{ keV})$, $K_{\alpha 1}(81.5 \text{ keV})$, $K_{\beta 3} = (91.7 \text{ keV})$, $K_{\beta 1}(92.4 \text{ keV})$, sowie $K_{\beta 2}(95.0 \text{ keV})$ und der γ -Übergänge bei: 236 keV, 372 keV, 433 keV, 468 keV und 608 keV

Neben den insgesamt fünf Übergängen die ^{199}At zugeordnet wurden, sind noch einige Übergänge von ^{199}Po zu erkennen. Die Bedingung $Fo \leq 11$ diskriminiert den ($p3n$) Reaktionskanal natürlich nicht vollkommen, so daß durch die $K_{\alpha 1}$ -Röntgenline von Polonium (79.29 keV) noch Beimischungen von ^{199}Po in den Fenstern bei 78.9 keV bzw. 81.5 keV vorhanden sind.

Wegen der äußerst geringen Intensität kann aus Abb. [3.25.] nur ein mit sehr großer Unsicherheit behaftetes spekulatives Niveauschema der prompten Übergänge in ^{199}At abgeleitet werden. Unter der Annahme, daß keiner der fünf gemessenen Übergänge von einem Niveau mit einer Lebensdauer $\tau \geq 1\text{ ns}$ emittiert wird und sich somit nur ein Teil seiner Intensität im prompten Spektrum aufzeigen würde, ergeben sich, unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz des OSIRIS-Spektrometers, folgende Überlegungen zum Niveauschema:

Der 433 keV -Übergang ist der intensitätsstärkste und wird, im spekulativen prompten Niveauschema (Abb. [3.26.]), als Grundzustandsübergang angenommen. Das 433 keV -Niveau wird durch die Kaskade $372 - 236\text{ keV}$ bevölkert, sowie durch den dazu parallelen 608.2 keV -Übergang. Beide Zweige werden durch den 468 keV -Übergang bevölkert.

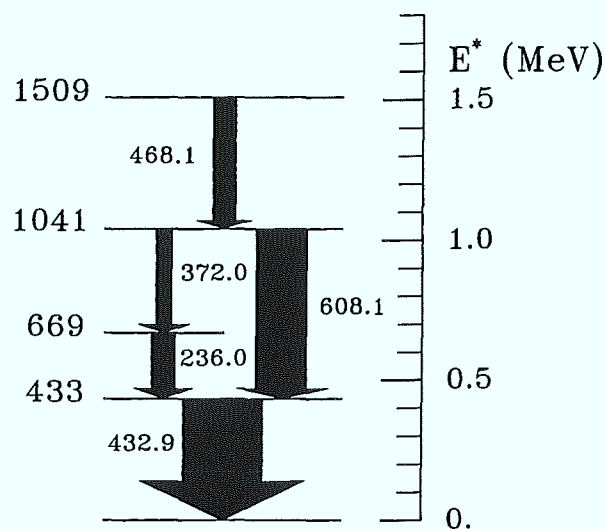


Abb. [3.26.]: Das vermutete Niveauschema der prompten Übergänge in ^{199}At

Bei der Bestimmung der Niveaureihenfolge wurde neben dem möglichen Auftreten eines isomeren Zustandes, auch die innere Konversion außer Acht gelassen. Da keine Spinwerte mit der Messung bestimmt werden konnten, ist es z.B. nicht auszuschließen, daß es

sich bei der niederenergetischen 236 keV -Linie um einen reinen $M1$ -Übergang handelt. Durch die innere Konversion bedingt wäre somit im γ -Spektrum nur ca. die Hälfte der Übergangsintensität zu sehen und der 433 keV -Übergang wäre im Niveauschema über die Verzweigung zwischen der $372 - 236\text{ keV}$ Kaskade und dem 608 keV -Übergang zu plazieren.

Ebenso ist nicht auszuschließen, daß das von den $372 - 236\text{ keV}$ -Übergängen und vom 608 keV -Übergang entvölkerte Niveau eine Lebensdauer von einigen Nanosekunden besitzt und im prompten Spektrum nur ein kleiner Anteil der Intensität gesehen werden kann. Dies würde analog zur vorigen Überlegung wiederum dazu führen, daß die 433 keV -Linie nicht einem Grundzustandsübergang entspricht. Die Analyse der einzelnen Koinzidenzspektren der beiden γ -Übergänge bei 236 keV bzw. 372 keV und die genaue Kenntnis der γ -Energien läßt allerdings mit Sicherheit darauf schließen, daß $372 - 236\text{ keV}$ eine zum 608 keV -Übergang parallele Kaskade ist. Somit kann mit Bestimmtheit gesagt werden, daß der erste angeregte Zustand von ^{199}At nicht höher als 433 keV liegt. Denn sollte einer der obengenannten Fälle vorliegen und der 433 keV -Übergang nicht der erste angeregte Zustand sein, so liegt dieser entweder bei 236 keV oder bei 372 keV ; jedoch nicht bei 608 keV .

Die gewonnenen Ergebnisse sind in Abb. [3.27.] mit den bereits bekannten Hochspinniveaus der ungeraden At -Isotope verglichen [NDS86]. Die geklammerten Werte geben jeweils den vermuteten Spinwert an.

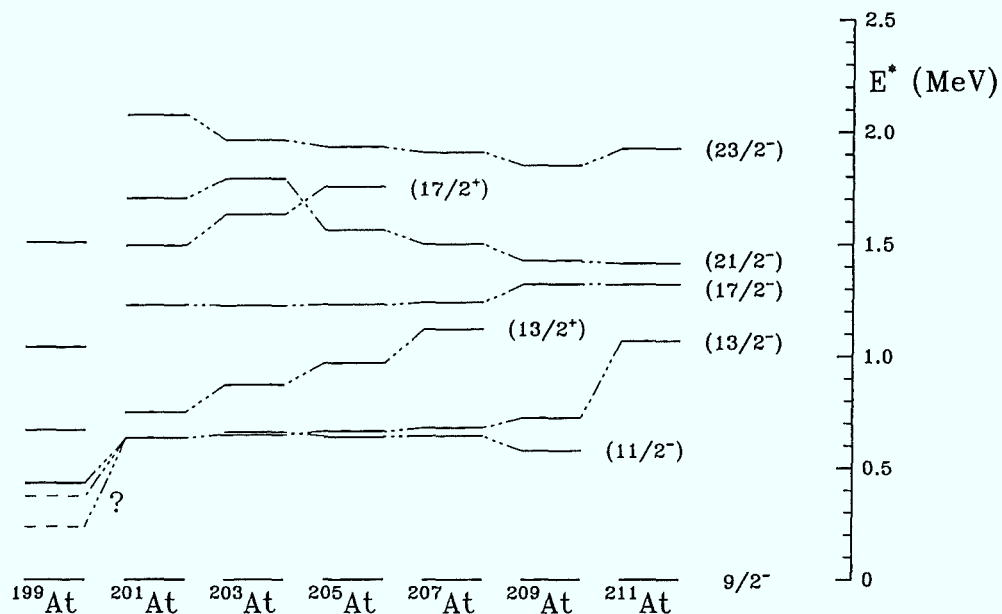


Abb. [3.27.]: Die Systematik der ungeraden At -Kerne mit $199 \leq A \leq 211$

In Abb. [3.27.] ist klar zu erkennen, daß ^{199}At deutlich aus der Systematik der bisher bekannten ungeraden At –Isotope herausfällt. So zeigt sich von $^{201-207}\text{At}$ der erste angeregte Zustand bei einer relativ konstanten Energie auf (634–638 keV). Für ^{199}At ist nun mit Sicherheit auszuschließen, daß der 608 keV–Übergang von dem ersten angeregten Niveau emittiert wird. Dieses liegt für ^{199}At bei einer Energie von maximal 433 keV und ist somit energetisch signifikant kleiner, als für die schwereren ungeraden At –Isotope. Das Abfallen in der Energie des ersten angeregten Zustandes ist ein deutlicher Hinweis auf das Auftreten einer Deformation im ^{199}At –Kern zu interpretieren.

3.4 Spektroskopie von ^{57}Ni

3.4.1 Die Motivation des Experiments mit der OSIRIS–RFD Apparatur

Der Kern ^{57}Ni ist aufgrund seiner unmittelbaren Nachbarschaft zu ^{56}Ni , einem doppeltmagischen ($N = Z = 28$) Kern mit Isospinkomponente $T_z = 0$, von besonderem theoretischen Interesse. Seit Mitte der sechziger Jahre gibt es eine Reihe von vielversprechenden, auf dem Schalenmodell basierenden Ansätzen, welche es erlauben, die Anregungszustände von Kernen in der Nähe der Schalenabschlüsse zu interpretieren. Als Beispiele für solche Modellwechselwirkungen sei hier vor allen Dingen MSDI (Modified Surface Delta Interaction) [Pla66] genannt.

Für ^{57}Ni sollte es somit möglich sein, nicht nur den Grundzustandsspin ($3/2^-$ bei ^{57}Ni durch das ungepaarte Neutron in der $2p_{3/2}$ Schale), sondern auch seine Hochspin-zustände auf der Basis von Mischungen der Schalenmodellzustände zu deuten.

Bisher sind für ^{57}Ni eine Reihe von Niveaus mit niedrigen Spinwerten $I \leq 7/2$ bis zu einer Anregungsenergie von $E^* \sim 10 \text{ MeV}$ bekannt [NDS92]. Dagegen konnten erst zwei Yrast–Niveaus mit Spin $I > 9/2$ gemessen werden [Sai89]. Ziel des nachfolgendes Experimentes war es durch die Schwerionenreaktion :

$$^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, 2pn)^{57}\text{Ni} \quad \text{bei } E(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV} ,$$

unter Verwendung eines dünnen ^{40}Ca –Targets, die prompt zerfallenden Hochspin-niveaus in ^{57}Ni zu spektroskopieren und die gewonnenen experimentellen Werte im Rahmen des Schalenmodells mit MSDI–Wechselwirkung¹⁵ zu interpretieren.

¹⁵Es sollte sich letztlich zeigen, daß ein anderer Interpretationsansatz besser geeignet war.

Meßtechnische Probleme

Die Auflösungsverbesserung¹⁶ durch die Dopplerkorrektur der gemessenen γ -Energien bei den vorigen Experimenten an schweren Kernen ($A \sim 186 - 200$), legte die Verwendung der OSIRIS-RFD Kombination zur Spektroskopie des leichten ^{57}Ni -Kerns nahe. Eine Hauptproblematik der in-beam γ -Spektroskopie an Kernen im Massenbereich $A \sim 50 - 60$ ist, daß durch die Kernreaktion i.a. eine große Anzahl von verschiedenen Reaktionskanälen bevölkert wird. Demzufolge kann das gemessene γ -Spektrum eine sehr komplexe Struktur aufweisen und eine gute Energieauflösung wird unabdingbar. Viele der γ -Übergänge sind schneller Natur, was die Verwendung dünner Targets erforderlich macht. Die Emission der i.a. hochenergetischen γ -Quanten erfolgt somit im Fluge nach dem Targetaustritt der Kerne und die Breite der gemessenen γ -Linien wird entscheidend von der Güte der durchgeführten Dopplerkorrektur bestimmt.

Aufgrund des Impulsübertrages des abgedampften Teilchens auf den verbleibenden Compoundkern (vgl. Kap. [2.3.2]) , weisen die leichten VR's eine sehr breite Verteilung bzgl. Größe und Richtung ihrer Geschwindigkeit auf (im Gegensatz zu den Verhältnissen bei schweren Kernen $A \sim 150$). Die Verteilung $[d^2N/dE d\Theta]^{Evap}$ ist insbesondere dann von sehr breiter Struktur, wenn das Reaktionsprodukt infolge der Emission geladener Teilchen entsteht (Coulombabstoßung zwischen Teilchen und Compoundkern). Die Streuung aufgrund der Teilchenemission dominiert bei Experimenten mit dünnen Targets weit über die (zusätzliche) Aufstreuung infolge der Wechselwirkung der Restkerne mit den Targetatomen (vgl. Abb. [2.5.] und [2.6.]).

Im folgenden sind diese Verhältnisse für das Experiment an ^{57}Ni mit Hilfe der OSIRIS-RFD Apparatur quantitativ dargestellt.

In Abb. [3.28(a,b).] werden die Totalprojektionen für Energie und Streuwinkel der Verteilungen $[d^2N/dE d\Theta]_{^{57}\text{Ni}}^{Trim}$, sowie $[d^2N/dE d\Theta]_{^{57}\text{Ni}}^{Evap}$ gezeigt. Man erkennt, daß die Halbwertsbreite der Energieverteilung für ^{57}Ni reaktionsbedingt bereits einen Wert von 7.02 MeV besitzt. Dies entspricht in der Geschwindigkeitsverteilung einem Wert von $\Delta v_{Evap} = 0.48\% c$ (vgl. bei $^{157}\text{Gd}(^{36}\text{Ar}, 4n)^{189}\text{Pb}$ ist Δv_{Evap} nur $0.12\% c$). Beim Austritt aus dem 1.0 mg/cm^2 dicken ^{40}Ca -Target ergibt sich Δv_{Trim} für die ^{57}Ni -Kerne zu $1.43\% c$ (bei ^{189}Pb aus 0.9 mg/cm^2 ^{157}Gd war $\Delta v_{Trim} = 0.26\% c$).

Der mittlere Streuwinkel und die Breite der Winkelverteilung betragen nach Abdampfung: $\langle \Theta \rangle_{Evap} = 4.6^\circ$, bzw. $\Delta\Theta_{Evap} = 6.2^\circ$ und werden nur wenig durch die Wechselwirkung mit den Targetatomen vergrößert: $\langle \Theta \rangle_{Trim} = 5.8^\circ$ und $\Delta\Theta_{Trim} = 6.7^\circ$.

¹⁶Der Einsatz des RFD's begründet sich bei der vorliegenden Reaktion natürlich nicht durch die Unterdrückung von Untergrundstrahlung aus Spaltprozessen. Eine Spaltung des Compoundkerns ist bei der vorliegenden Reaktion auszuschließen

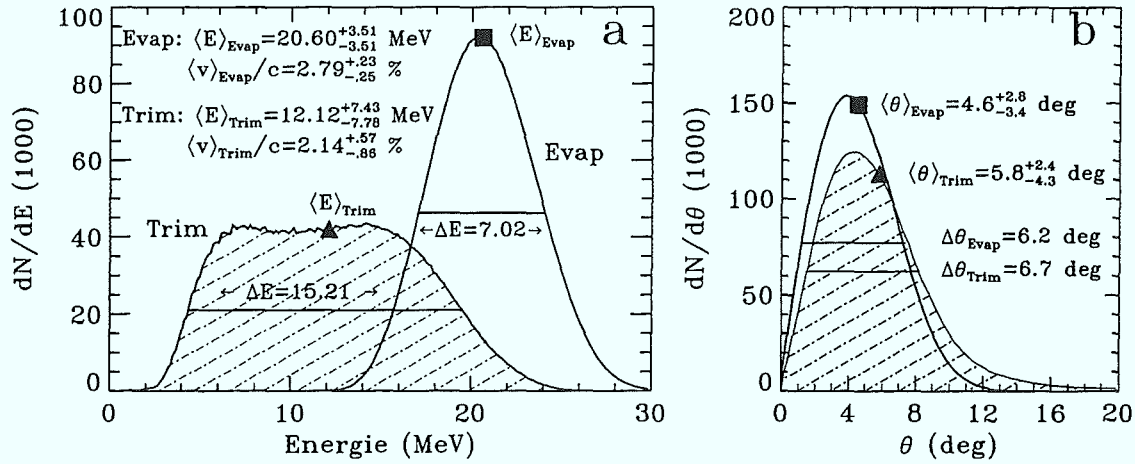


Abb. [3.28.]: (a) Die Energieverteilungen $[dN/dE]_{^{57}\text{Ni}}^{\text{Trim}}$, $[dN/dE]_{^{57}\text{Ni}}^{\text{Evap}}$ // (b) die Winkelverteilungen $[dN/d\theta]_{^{57}\text{Ni}}^{\text{Trim}}$, $[dN/d\theta]_{^{57}\text{Ni}}^{\text{Evap}}$ aus der Reaktion $^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, 2p, n)^{57}\text{Ni}$ mit $E_{\text{kin}}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$ und $d_{\text{Target}} = 1.0 \text{ mg/cm}^2$

Aus der nach TRIMTRANS resultierenden Verteilung der ^{57}Ni Kerne bei Targetaustritt: $[d^2N/dE d\theta]_{^{57}\text{Ni}}^{\text{Trim}}$ konnte im folgenden mit dem Programm GEDOPPLER (vgl. Kap. [3.2.]) die Verteilung der Dopplerverbreiterungen $[dN(E_{\text{Doppler}}/dE)]_{\gamma-\gamma}$ und $[dN(E_{\text{Doppler}}/dE)]_{\gamma-\gamma-\text{RFD}}$ berechnet werden. Beide Verteilungen sind in Abb. [3.29.] im Vergleich zueinander dargestellt.

Die Dopplerverteilungen: $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma}$ und $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma-\text{RFD}}$ (schattiert) sind in Abhängigkeit des Detektorwinkels zur Strahlachse Θ (eckige Klammer) angegeben. Die Nachweiseffizienz für ^{57}Ni Kerne im RFD wurde mitberücksichtigt.

In der Verteilung $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma}$ ist die Dopplerkorrektur mit der mittleren Geschwindigkeit vollzogen. Bei den Detektoren $\Theta_{\text{Det}} = 38^\circ, 142^\circ$ und 155° ist wegen: $|\cos(\Theta_{\text{Det}})| \geq 0.77$, die Auflösungsverbesserung¹⁷ durch die $\vec{v}$ -Messung mit dem RFD enorm (Faktor 4-6) und die Breite in $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma-\text{RFD}}$ ist nur noch durch den endlichen Öffnungswinkel der Detektoren bestimmt (siehe Abb. [3.29(a,b,f)].). Für die beiden 90° -Detektoren ist auch $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma}$ im wesentlichen nur durch den Öffnungswinkel gegeben, so daß die individuelle Dopplerkorrektur der gemessenen Energie nur eine ca. 10%-tige Verbesserung der Auflösung bewirkt.

¹⁷bezogen auf die FWHM-Werte

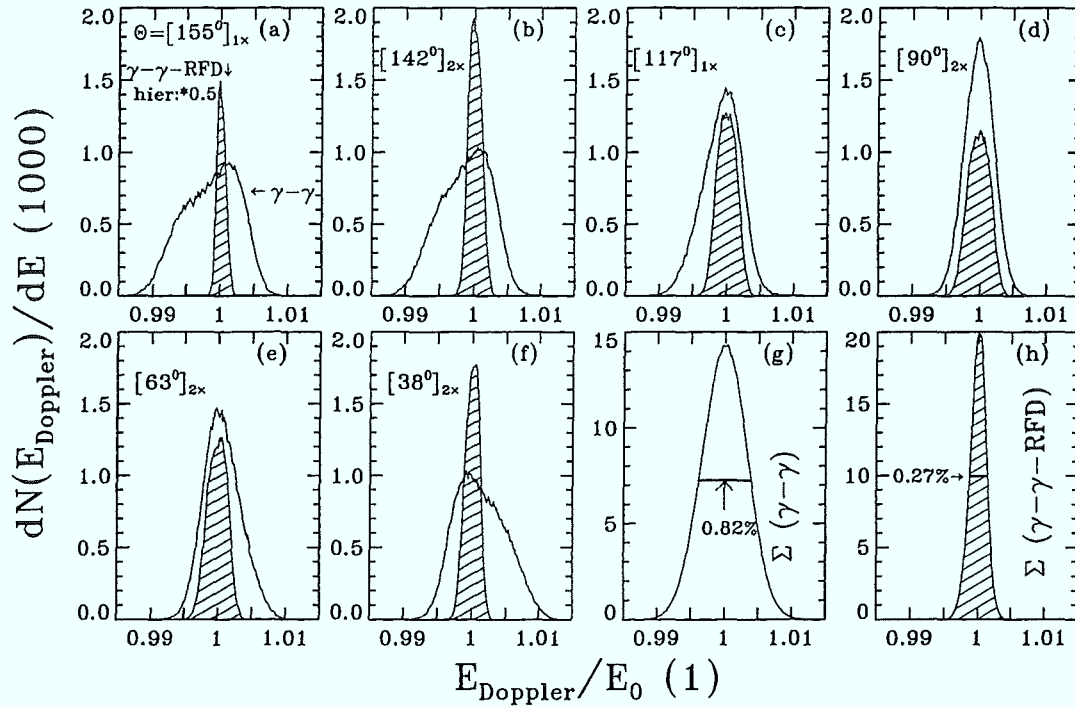


Abb. [3.29.]: Die berechnete Dopplerverbreiterung von γ -Übergängen der Energie E_0 in ^{57}Ni für das Experiment mit der OSIRIS-RFD Kombination

In Abb. [3.29(g,h).] sind die Summenverteilungen $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma}^{\text{tot}}$ und $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma-\text{RFD}}^{\text{tot}}$ dargestellt. Hierbei wurden die (etwas) verschiedenen Gesamtnachweffizienzen in den 10 Germanium Detektoren¹⁸ mitberücksichtigt. Alle Verteilungen für die Detektorwinkel aus den Abbildungen [3.29(a-f).], bis auf jene mit $\Theta = 155^\circ$ und $\Theta = 117^\circ$, sind bei der Summation doppelt vertreten.

Die berechnete Halbwertsbreite $[dN(E_{\text{Doppler}})/dE]_{\gamma-\gamma}^{\text{tot}}$ beträgt 0.82% von E_γ^0 , was für den 2577 keV-Grundzustandsübergang in ^{57}Ni , unter Berücksichtigung der Germanium-Auflösung, einer Linienbreite bei einer (fiktiven) reinen $\gamma - \gamma$ Messung von ca. 23(2) keV entsprechen würde. Mit einem dünneren Target hätte man natürlich schmalere Linienformen erreichen können. Die Betrachtung des reinen Verdampfungsspektrums zeigt jedoch, daß sich selbst bei der Verwendung eines extrem dünnen Targets, sich die Linienbreite noch zu 16(1.5) keV ergeben würde.

Die Geschwindigkeitsmessung mit dem RFD ermöglicht es laut Rechnung für die ca. 48% der erzeugten ^{57}Ni -Kerne, die im RFD nachgewiesen werden, die Dopplerverbrei-

¹⁸Bei der Analyse wurden alle Ereignisse aus Detektor Nr.1 mit $\Theta = 117^\circ$ zur Strahlachse verworfen (vgl. Kap. [3.4.2.])

terung auf 0.27% von E_γ^0 zu reduzieren¹⁹. Die Linienbreite des 2577 keV-Übergangs im $\gamma - \gamma$ -RFD Spektrum sollte sich somit von 23(2) keV (reine $\gamma - \gamma$ -Messung) auf nur 7.5(4) keV , also auf ca. 1/3 , reduzieren lassen.

In den $\gamma - \gamma$ -RFD Daten ist durch die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung die Energieauflösung nur noch durch den endlichen Öffnungswinkel der Germanium-Detektoren und die Energieauflösung im Germanium-Kristall selbst bestimmt.

3.4.2 Das Experiment

Kernreaktion und Wirkungsquerschnitte

Aufgrund von CASCADE Rechnungen ergaben sich die in Abb. [3.30.] dargestellten Reaktionquerschnitte²⁰ für die Restkerne aus der Reaktion: $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$.

Als Strahleinschußenergie E^0 wurden 68.0 MeV gewählt. Bei einer Targetdicke von 1.00(2) mg/cm² besitzt der Strahl bei Targetaustritt eine kinetische Energie von $E^f = (61.82 \pm 0.13)$ MeV (vgl. Abb. [2.7.]). Es sollten ca. 0.38% der Strahlionen in den aktiven Bereich des RFD's gestreut werden. Der mittlere Wirkungsquerschnitt für ^{57}Ni sollte sich zu : $< \sigma(^{57}\text{Ni}) > = 34.2 \text{ mb}$ ergeben. Spaltprozesse treten bei der gewählten Einschußenergie nicht auf.

Target

Das Target bestand zu 99.7% aus dem ^{40}Ca -Isotop. Chemische Verunreinigungen und andere Ca-Isotope bildeten einen Gesamtanteil von nur 0.3%.

Um das Ca-Target vor Oxidation zu schützen entnahmen wir es erst unmittelbar vor dem Einbau einer Ar-Schutzatmosphäre²¹. Es konnte nicht verhindert werden, daß sich zumindest an der Targetoberfläche eine Oxidschicht bildete und γ -Übergänge aus Kernen, die aus Reaktionen an ^{16}O entstanden, die $\gamma - \gamma$ - Messung empfindlich beeinträchtigten.

¹⁹Die entsprechende Rechnung ist hier nicht explizit dargestellt

²⁰Das anschließende Experiment zeigte auf, daß insbesondere der Reaktionsquerschnitt für ^{56}Ni in CASCADE viel zu hoch berechnet wird

²¹Die äußerst kompakte Bauweise des OSIRIS-Spektrometers mit dem Summenenergie und γ -Multiplizitätsfilter erlaubt es nicht, eine zusätzliche spezielle Schleusenapparatur anzubringen, die das Einführen der Targets unter Schutzgas ermöglicht

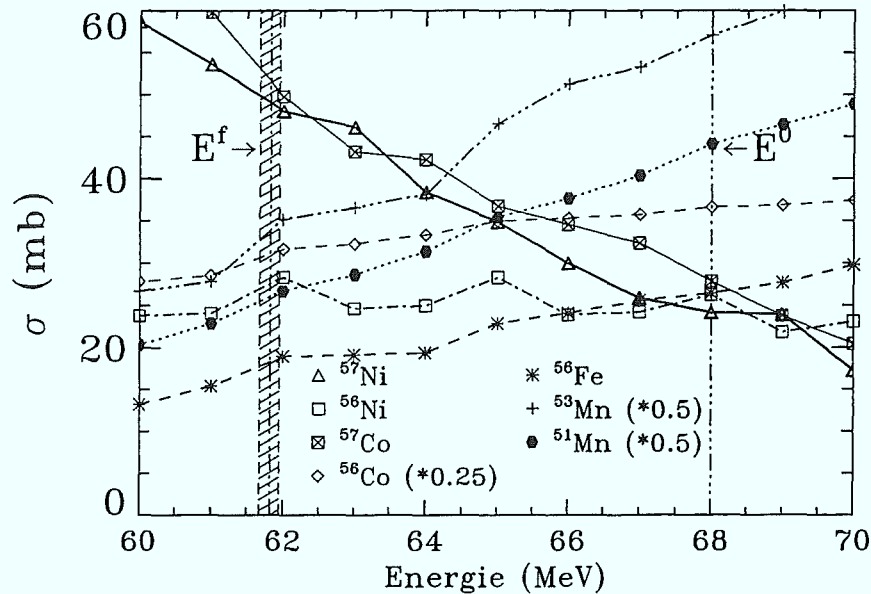


Abb. [3.30]: Die Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne aus der Reaktion: $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ bei $E_{\text{kin}}(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$ nach CASCADE

Die Experimentdurchführung

Die gesamte Meßzeit betrug bei einem mittleren Teilchenstrom von $2.8(5) \text{ TnA}$ ca. 138(15) Stunden. Den Strahlpulsabstand wählten wir zu 350 ns . Das Zeitfenster im RFD wurde 70 ns nach dem Auftreffen des Strahls auf das Target geöffnet. Hierdurch war für die $\gamma - \gamma$ -RFD Messung die Unterdrückung eines großen Teils von Verdampfungsrestkernen aus den Reaktionen am Sauerstoff gewährleistet, deren mittlere Flugzeit $\langle t \rangle$ im Schnitt ca. 60 ns beträgt. Das Zeitfenster blieb ca. 180 ns offen, so daß fast alle gebildeten Verdampfungsrestkerne aus den Reaktionen an ^{40}Ca den RFD-Detektor erreichen konnten.

Die on-line Projektionen zeigten schon bald nach Meßbeginn, daß der Germanium-Detektor Nr. 1 offensichtlich einen Defekt aufwies, der uns dazu veranlasste ihn in der anschließenden off-line Analyse nicht miteinzubeziehen. Ebenso traten nach ca. $1/3$ der Meßzeit Probleme mit dem Interface des Garching-Meßsystems auf, so daß aus den Detektoren 2,6 und 12 keine Signale mehr mit einer Energie ab ca. 2.2 MeV aufgezeichnet werden konnten. In der folgenden off-line Analyse wurden deshalb alle Ereignisse dieser Detektoren mit $E_\gamma \geq 2.2 \text{ MeV}$ aussortiert. Dies führt zu einem unstetigen, aber definierten Verlauf der Nachweiseffizienz im OSIRIS-Spektrometer.

Der RFD-Detektor im Experiment

Erstmalig nahmen wir gleichzeitig mit der Flugzeit im RFD auch die Impulshöhe der Signale aus den Photovervielfachern mit auf. Nachfolgend ist die so gemessene Korrelation dargestellt. Die Legende der Höhenlinien bezeichnet die Zählrate.

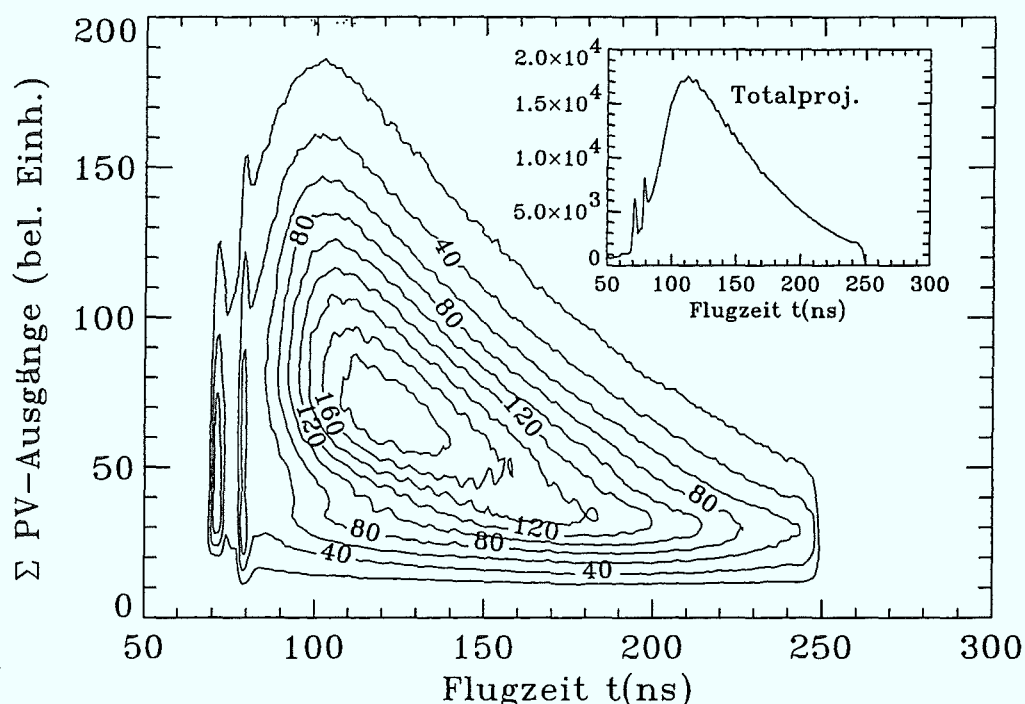


Abb. [3.31.]: Die Korrelation zwischen Flugzeit und Impulshöhe in den 18 Photovervielfacher des RFD's im ^{57}Ni Experiment

Bei der Interpretation von Abb. [3.31.] ist zu beachten, daß die Impulshöhen der 18 Einzelemente nicht aufeinander abgeglichen sind und sich somit nur qualitative Aussagen ableiten lassen. Im Mittel über die 18 Einzelemente betrachtet, wächst das von den VR's in den Szintillatoren hervorgerufene Energiesignal mit deren kinetischer Energie an. Für Flugzeiten $t \geq 200 \text{ ns}$ ist das Summensignal in den Photovervielfachern näherungsweise konstant (Einfluß der eingestellten Schwellen). Das Flugzeitspektrum der leichten Kerne (oberes Teilbild) zeigt wegen der relativ großen Energie-Winkelstreuung eine qualitativ vollkommen andere Struktur, als das analoge Spektrum der schweren Kerne mit $A \geq 180$ (vgl. Abb. [3.7.] und [3.23.]).

Die gesamte Energie, die während der Strahlzeit von dem gestreuten Ne-Strahl (nach TRIM ca. 3.8(7) Teilchen pro Puls für jedes Element des inneren Ringes (R1)) im Szintillator deponiert wurde, führte zu einer deutlichen Verfärbung des ursprünglich

klaren Szintillatormaterials Pilot-U. Die quantitative Auswirkung dieses Effektes auf die Nachweiswahrscheinlichkeit im RFD bleibt jedoch vorerst ungeklärt. Es ist jedoch anzunehmen, daß dieser Effekt zur Diskrepanz zwischen erwarteter Effizienz $\epsilon_{RFD}^{theo.}$ und gemessener Effizienz $\epsilon_{RFD}^{Exp.}$ beiträgt (vgl Tab. [3.4.]) .

Im folgenden ist die für den 2577 keV – Grundzustandsübergang gemessene Flugzeitverteilung mit der aus TRIMTRANS berechneten Verteilung für $d_{Target} = 1.0 \text{ mg/cm}^2$ verglichen. Die Übereinstimmung beider Kurven ist ein Indiz dafür, daß die Energieverteilung der Verdampfungsrestkerne sehr gut voraussagbar ist. Als Beleg, wie empfindlich die Flugzeitverteilung mit der Targetdicke variiert, sind in Abb. [3.32.] die kalkulierten Kurven für eine Dicke von 0.8 mg/cm^2 bzw. 1.2 mg/cm^2 angegeben, die sich deutlich von der Messung unterscheiden.

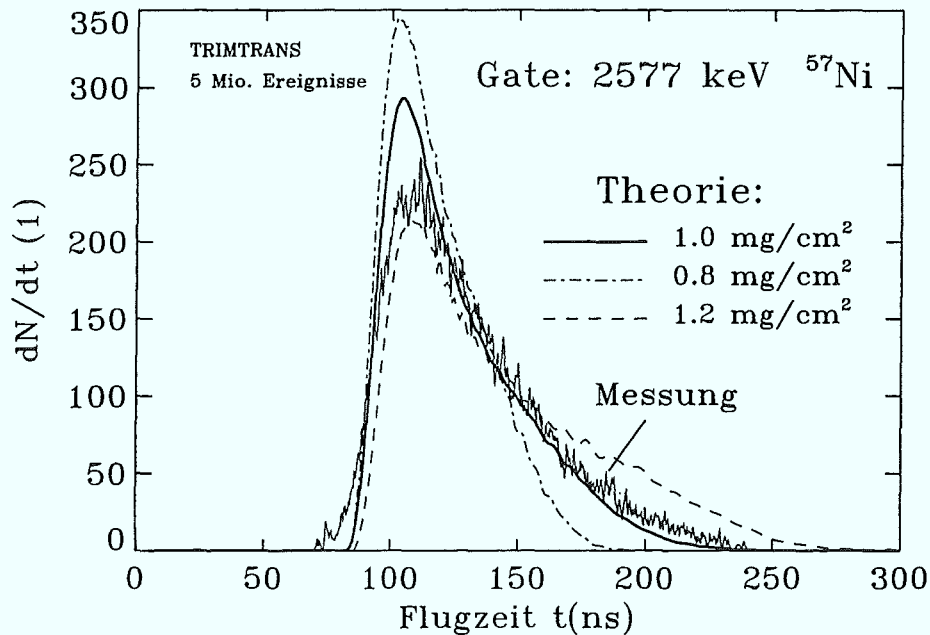


Abb. [3.32.]: Die gemessene Flugzeitverteilung dN/dt für ^{57}Ni Kerne aus: $^{40}\text{Ca}(^{20}\text{Ne}, 2pn)^{57}\text{Ni}$ mit $E(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$ und $d_{Target} = 1.0 \text{ mg/cm}^2$ im Vergleich mit Berechnungen aus TRIMTRANS

Nach den Energie- und Zeiteichungen (Germanium und Flugzeit im RFD) wurden die $\gamma - \gamma$ bzw. $\gamma - \gamma$ -RFD Rohdaten aus dem Experiment vorsortiert und dopplerkorrigiert.

Danach wurde eine $4k * 4k$ $\gamma - \gamma$ und $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix erstellt, deren Energiebereiche sich jeweils von $0 - 4.4 \text{ MeV}$ erstreckten. Ereignisse mit $E_\gamma \leq 55 \text{ keV}$ oder (und) $t^{Ge} \geq 20 \text{ ns}$ wurden verworfen, um u.a. die bekannten Germanium-Anregungen zu

unterdrücken. Es wurden keine weiteren Bedingungen an die mit dem BGO-Ball gemessene Summenenergie und Fold gestellt.

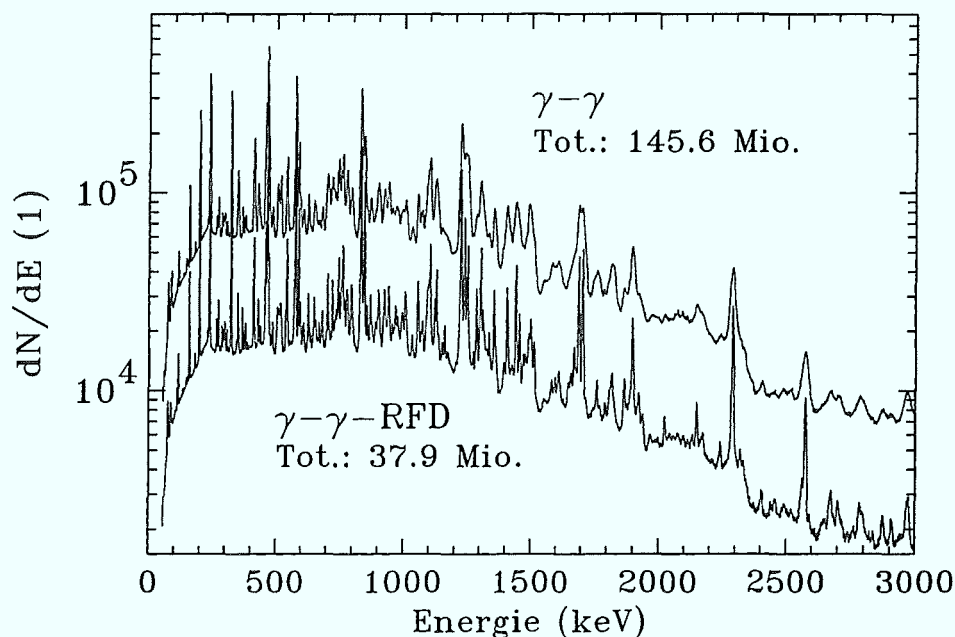


Abb. [3.33.]: Die Totalprojektionen der $\gamma - \gamma$ - und $\gamma - \gamma$ -RFD-Matrix

Die Abb. [3.33.] zeigt die Totalprojektionen der beiden Matrizen. Die Vielzahl der γ -Linien aus verschiedenen Reaktionskanälen zeigt die Komplexität des gemessenen Spektrums. Augenscheinlich ist, im direkten Vergleich der Totalprojektionen für $\gamma - \gamma$ und $\gamma - \gamma$ -RFD, die enorme Verbesserung der Auflösung durch den Einsatz des RFD's²². In Abb. [3.34.] sind zwei Ausschnitte aus den Totalprojektionen dargestellt. Das in Abb. [3.34(c).] in der $\gamma - \gamma$ -RFD Projektion deutlich zu erkennende Triplett (Reaktionskanäle: ^{57}Co , ^{56}Fe , ^{53}Mn), ist in den $\gamma - \gamma$ Daten wegen der insgesamt großen Dopplerverbreiterung der einzelnen Linien nicht aufzulösen. Die Abbildungen [3.34(b).] und [3.34(d).] zeigen, daß sich die große Linienbreite des 2577 keV-Grundzustandsüberganges von ^{57}Ni in den $\gamma - \gamma$ Daten (nichtaufgelöstes Dublett in [3.34(b).]) auf $FWHM_{\gamma-\gamma-RFD} = 7.62(12) \text{ keV}$ in den $\gamma - \gamma - RFD$ Daten verringert, was den Berechnungen entspricht.

²²Hierbei ist noch zu bedenken, daß bei einer Messung nur mit dem OSIRIS-Multidetektorsystem allein, der Anteil (in etwa: 1/4 - 1/3) der richtig korrigierten Ereignisse aus den $\gamma - \gamma$ Projektion herausfallen würde

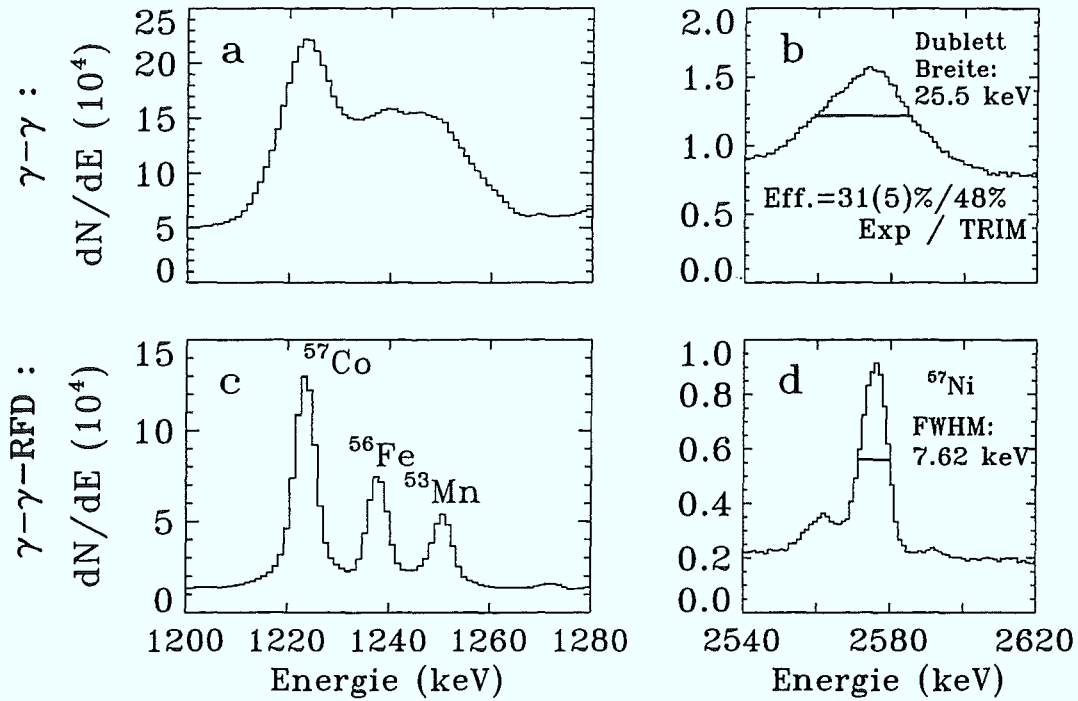


Abb. [3.34.]: Der Vergleich der gemessenen Linienbreiten für das ^{57}Ni -Experiment zwischen den $\gamma-\gamma$ -Daten (ca. 70% nur mit mittleren $|\vec{v}|$ dopplerkorrigiert) und den $\gamma-\gamma$ -RFD Daten (individuelle Dopplerkorrektur)

In Tab. [3.4.] sind die Nachweiseffizienzen ϵ_{RFD} für die einzelnen Reaktionskanäle aufgelistet und mit den berechneten Werten verglichen. Das Verhältnis der Zählraten zwischen dem innerem Ring (R1) und den beiden äußeren Ringen (R2+R3) ist mitangegeben.

Desweiteren sind in Analogie zu Tab. [3.2.] die Peak/Background $(P/B)^{rel.}$ -Verhältnisse, sowie die Halbwertsbreiten $FWHM$ für die einzelnen Reaktionskanäle für die $\gamma-\gamma$ und $\gamma-\gamma$ -RFD Daten verglichen. Bei den $FWHM_{\gamma-\gamma}$ -Werten bleibt zu beachten, daß es sich hierbei nicht um die Halbwertsbreite einer angepaßten Gaußverteilung handelt, da die Peakstruktur in den $\gamma-\gamma$ -Daten nicht gaußförmig ist. Die $\gamma-\gamma$ Matrix enthält auch jene Ereignisse (vgl. Definition in Kap. [2.5.]) mit RFD-Koinzidenz und somit entspricht die resultierende Peakstruktur in etwa²³ einer Addition von $[dN(E_{Doppler})/dE]_{\gamma-\gamma}$ und $[dN(E_{Doppler})/dE]_{\gamma-\gamma\text{-RFD}}$ aus den Abbildungen [3.29(g).] und [3.29(h).].

²³Die gemessene Nachweiseffizienz liegt für alle Reaktionskanäle unterhalb der Voraussage aus der TRIMTRANS-Berechnung, die die Grundlage für Abb. [3.29.] darstellt

Tab. 3.4: Die experimentelle und theoretische RFD-Effizienz der Reaktionskanäle aus: $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ mit $E_{\text{kin}}(^{20}\text{Ne}) = 68.0\text{ MeV}$; Vergleich zwischen der $\gamma - \gamma - \text{RFD}$ und $\gamma - \gamma$ -Messung

Kern	Kanal	ϵ_{RFD} (%) Exp./Theo.	R1/(R2+R3) Exp./Theo.	$\gamma - \gamma - \text{RFD} / \gamma - \gamma$		E_{γ}^{ref} (keV)
				<i>FWHM</i>	(<i>P/B</i>)	
^{51}Mn	$2\alpha p$	12.3(52)/34.2	0.71(22)/0.43	2.42/4.48	0.85(17)/1	237
^{53}Mn	$\alpha 3p$	25.3(56)/37.8	0.72(20)/0.47	4.69/12.9*	3.61(56)/1	1440
^{54}Fe	$\alpha 2p$	21.8(62)/39.9	1.06(18)/0.72	2.74/6.23	0.82(19)/1	411
^{56}Co	$3p n$	26.0(51)/45.2	1.86(19)/1.74	5.58/11.5	4.02(67)/1	1705
^{56}Fe	$4p$	26.1(56)/48.7	1.72(18)/1.53	5.91/11.2	2.00(38)/1	1355
^{57}Co	$3p$	31.2(44)/49.1	1.92(22)/2.12	7.58/12.2	1.26(16)/1	2290
^{57}Ni	$2p n$	30.7(51)/48.6	2.04(24)/2.33	7.62/12.9	2.98(44)/1	2577

Die TRIMTRANS-Rechnungen wurden mit jeweils 5 Mio. Ereignissen durchgeführt. Die Verdampfungsspektren der emittierten Teilchen ergaben sich nach Abb. [2.3(b)]. Die Winkelanisotropie der Emission im Schwerpunktsystem wurde aus Abb. [2.4.] entnommen. Die Variation des Wirkungsquerschnittes ergab sich nach CASCADE (Abb. [3.30.]).

Für die Reaktionskanäle, bei denen mindestens ein α -Teilchen emittiert wird, liegt der Beitrag der äußeren 12 Elemente zum Gesamtnachweis deutlich über dem Anteil der 6 inneren Elemente, wenngleich die Diskrepanz zwischen gemessenen und berechneten Werten für ^{54}Fe , sowie $^{51,53}\text{Mn}$ deutlich ins Auge fällt. Die Winkelanisotropie für α -Emission ist höchstwahrscheinlich in Wirklichkeit ausgeprägter, als zur Simulation angenommen wurde.

Für fast alle Reaktionskanäle erreichen die gemessenen Nachweiseffizienzen ca. 50 – 60% der Erwartungswerte. Lediglich für ^{51}Mn aus dem ($2\alpha p$)-Kanal liegt der gemessene Wert signifikant unter der Berechnung, was auf eine untere energetische Nachweisgrenze im RFD von einigen MeV schließen läßt²⁴.

Die Halbwertsbreiten der Peakstrukturen sind in den $\gamma - \gamma$ -RFD Daten nur etwa halb so groß, wie in den $\gamma - \gamma$ Daten. Vergleichend sei hierzu angemerkt, daß sich für ausschließlich mit Mittelwerten dopplerkorrigierte γ -Energien (reine $\gamma - \gamma$ -Messung ohne den RFD), eine jeweils noch weitaus größere Linienbreite als das hier ermittelte $FWHM_{\gamma-\gamma}$ einstellen würde (vgl. Abb. [3.29(g)]).

²⁴Der $2\alpha p$ -Kanal hat mit $\langle E(^{51}\text{Mn}) \rangle = 6.1\text{ MeV}$ die geringste mittlere Energie nach Targetaustritt. Zum Vgl. $\langle E(^{57}\text{Ni}) \rangle = 12.1\text{ MeV}$ und $\langle E(^{53}\text{Mn}) \rangle = 8.9\text{ MeV}$

3.4.3 Das prompt Niveauschema von ^{57}Ni

Ausgehend von den Koinzidenzspektren der bekannten Yrast-Übergänge: 2577 keV , 1288 keV und 1455 keV [Sai89] wurde das Niveauschema von ^{57}Ni aufgestellt. Insgesamt konnten 9 bisher unbekannte Niveaus mit Anregungsenergien bis zu 8.4 MeV , sowie 31 neue γ -Übergänge dem Kern ^{57}Ni zugeordnet werden. In Abb. [3.35.] sind die Koinzidenzspektren für die 2577 keV ($7/2^- - 3/2^-$) und 2443 keV ($5/2^- - 3/2^-$) Grundzustandsübergänge dargestellt.

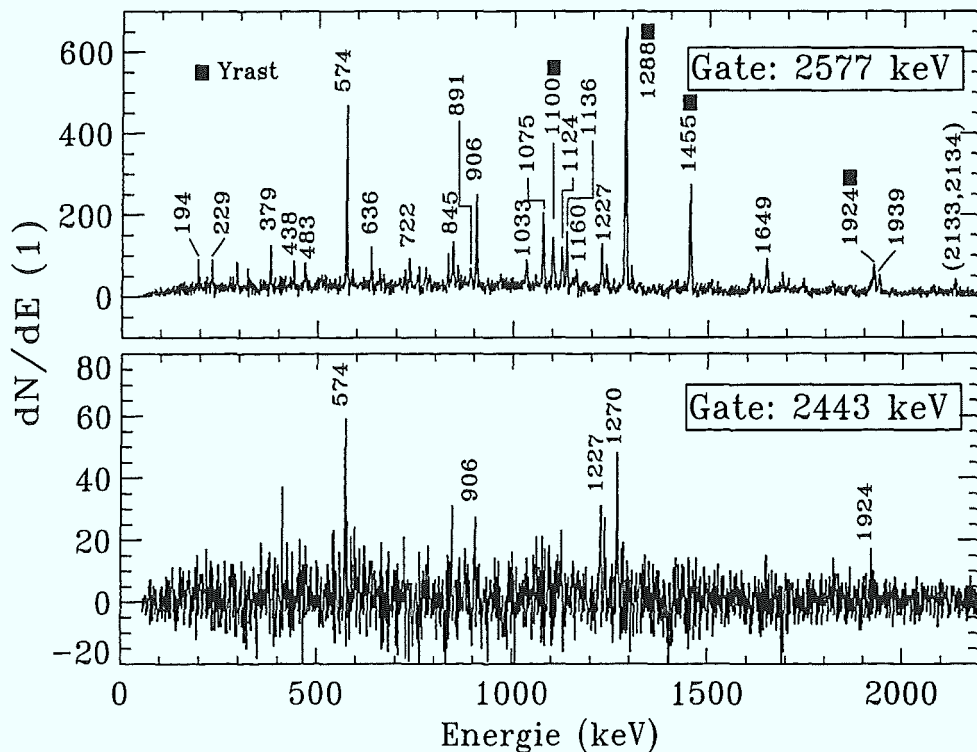


Abb. [3.35.]: Die Energiefenster für die 2577 keV - und 2443 keV -Übergänge in ^{57}Ni

Im Koinzidenzspektrum der 2577 keV -Linie sind bereits die gefundenen Yrast-Übergänge entsprechend markiert. Die Analyse über das bereits bekannte 4941 keV -Niveau hinaus, erfolgte im wesentlichen mit Hilfe des Koinzidenzspektrums der 574 keV -Linie, welches in Abb. [3.36.] dargestellt ist. Erschwerend war hierbei, daß zwei weitere Kanäle starker Intensität: ^{54}Fe und ^{56}Co jeweils γ -Übergänge mit annähernd gleichen Energien aufweisen. Für ^{56}Co stellt dies der $5^+ - 4^+$ Yrast-Übergang mit $E_\gamma = 576.6\text{ keV}$ dar. Bei ^{54}Fe handelt es sich um einen noch nicht eingeordneten Übergang, oberhalb des isomeren 10^+ Yrast-Niveaus [NDS93].

Unter Einbeziehung des in Abb. [3.37.] auf der nächsten Seite dargestellten 906 keV -Koinzidenzspektrums konnten jedoch die in den Abb. [3.36.] und [3.35.] entsprechend gekennzeichneten Übergänge eindeutig ^{57}Ni zugeordnet werden.

Im Energiefenster²⁵ des 906 keV -Übergangs ist die zum 574 keV -Übergang parallele Kaskade $195 - 379\text{ keV}$ zu erkennen. Das Fehlen der Linie bei 1939 keV zeigt, daß dieser Übergang dasselbe Niveau entvölkert wie die $1033 - 906\text{ keV}$ -Kaskade, die im Koinzidenzspektrum der 574 keV -Linie zu sehen ist.

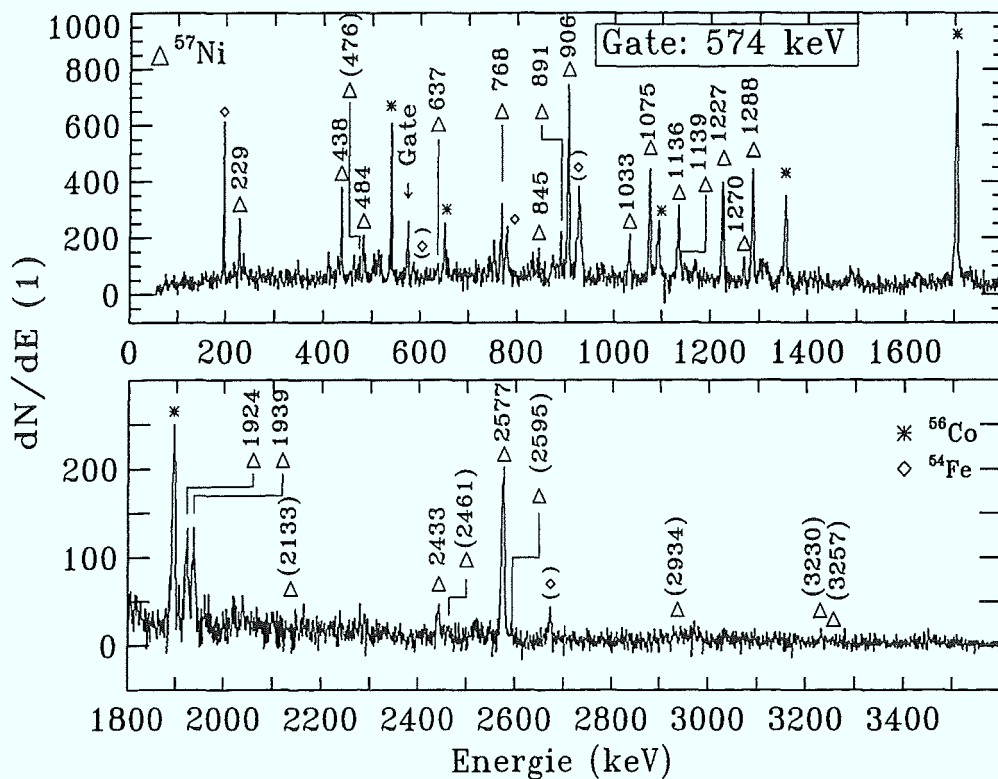
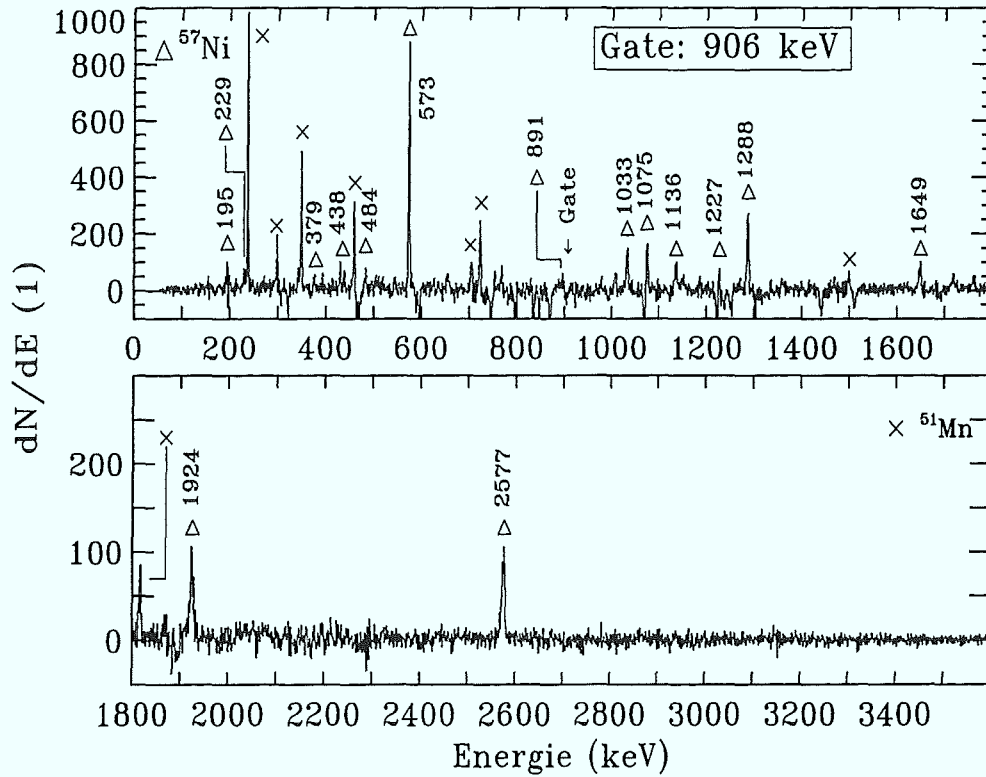


Abb. [3.36.]: Das Energiefenster des 574 keV -Übergangs in ^{57}Ni

Im Energiefenster des 1033 keV -Übergangs war die 1924 keV -Linie nicht mehr vorhanden. Somit ist die $1033 - 891\text{ keV}$ Kaskade parallel zum 1924 keV Yrast-Übergang einzuordnen.

²⁵Im 906 keV -Koinzidenzspektrum befinden sich eine Reihe von Störlinien, die dem Kern ^{51}Mn zuzuordnen sind

Abb. [3.37.]: Das Energiefenster des 906 keV-Übergangs in ^{57}Ni

Das aus der Messung resultierende Niveauschema von ^{57}Ni ist in Abb. [3.38.] dargestellt. Alle Übergänge sind in den Tab. [3.5.] (Fenster bei 2577 keV) und Tab. [3.6.] (Fenster bei 574 keV) aufgelistet. In letztgenannter Tabelle sind nur die Linien angegeben, die nicht mit dem 2577 keV-Grundzustandübergang koinzident sind. Alle Intensitäten beziehen sich auf die Koinzidenzzählrate $I_{\gamma}^{\text{Koin.}}$ in den Fensterspektren.

Die Summe der Intensitäten im Koinzidenzspektrum des 2577 keV-Übergangs wurde auf den Wert 100 normiert. Die Koinzidenzintensitäten zu dem 574 keV-Übergang in Tab. [3.6.] sind bezüglich der unterschiedlichen Effizienzen der beiden Fensterübergänge von $\epsilon_{574} / \epsilon_{2577} = 5.10$ korrigiert und lassen sich somit zum direkten Vergleich mit den Intensitätswerten aus Tab. [3.5.] heranziehen.

Sowohl in der Abb. [3.38.] als auch in den Tab. [3.5.] und [3.6.] sind bereits die Spinwerte und Paritäten hinzugefügt, die sich, wie noch zu beschreiben²⁶ ist, aus der Bestimmung der Winkelkorrelationen ergaben.

²⁶siehe hierzu Kap. 3.4.4

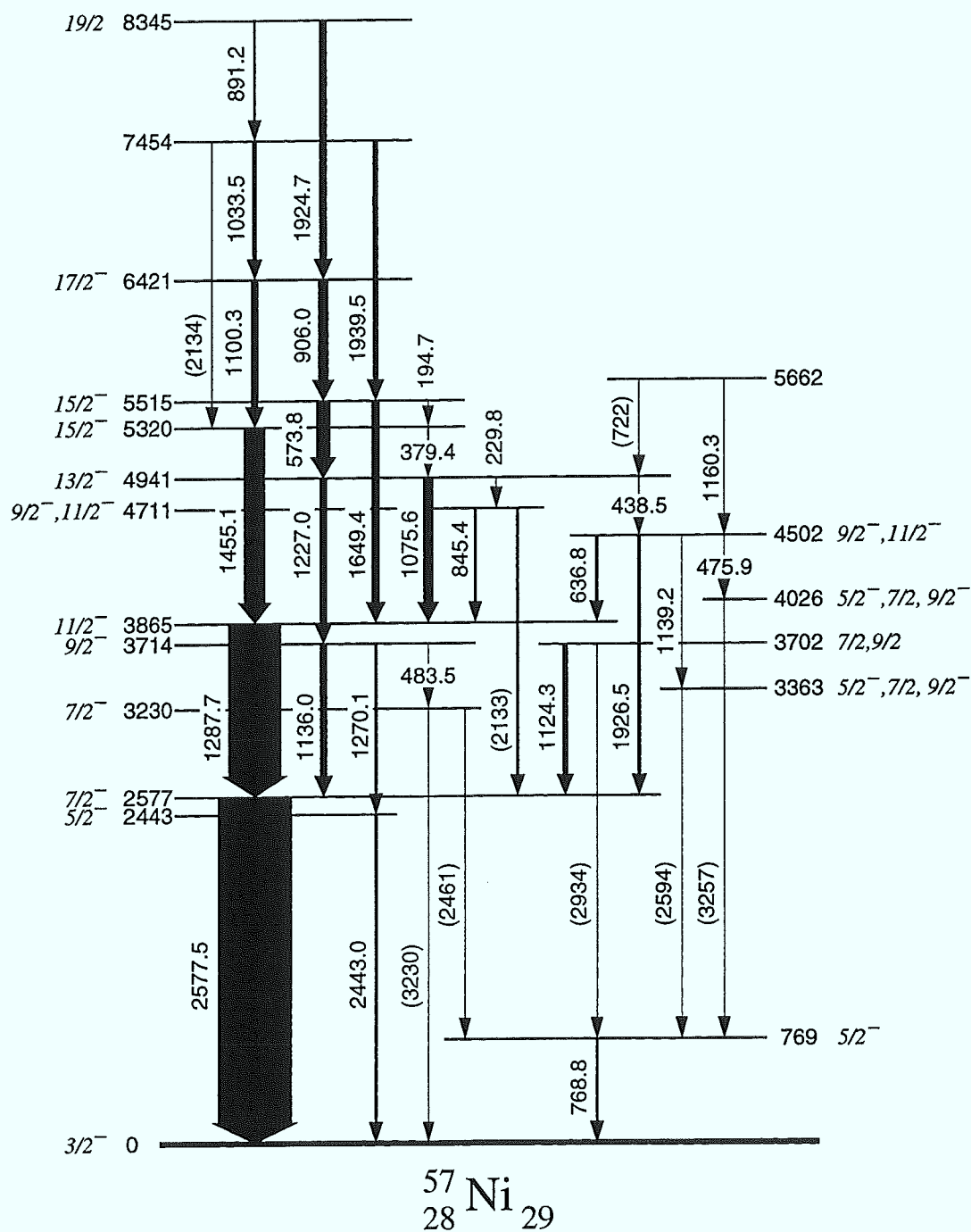


Abb. [3.38.]: Das gemessene Schema der prompten Niveaus in ^{57}Ni mit den ermittelten Spinwerten aus der Winkelkorrelationsanalyse

Tab. 3.5: Energien, Intensitäten und Zuordnungen der gemessenen γ -Übergänge im Koinzidenzspektrum der 2577 keV-Linie in ^{57}Ni

Energie E_γ	Intensität $I_\gamma^{Koin.}$	Zuordnung. ^a			
		E_i	I_i		I_f
194.5(3)	0.3(1)	5514.6(3)	15/2 ⁻	→	15/2 ⁻
229.5(3)	0.5(1)	4940.8(3)	13/2 ⁻	→	11/2 ⁻
379.2(3)	1.0(2)	5320.1(3)	15/2 ⁻	→	13/2 ⁻
438.5(3)	0.8(1)	4940.8(3)	13/2 ⁻	→	(5/2 ⁻ , 7/2 ⁻)
573.8(2)	7.0(5)	5514.6(3)	15/2 ⁻	→	13/2 ⁻
636.4(3)	1.3(2)	4501.9(4)	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)	→	11/2 ⁻
722.5(6)	0.6(2)	5662.2(4)		→	13/2 ⁻
845.2(2)	1.7(2)	4711.0(4)	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)	→	11/2 ⁻
891.2(3)	1.2(2)	8345.3(5)	19/2	→	(15/2, 17/2, 19/2 ⁻)
906.0(2)	5.3(3)	6420.6(5)	17/2 ⁻	→	15/2 ⁻
1033.2(4)	2.2(2)	7454.2(5)	(15/2, 17/2, 19/2 ⁻)	→	17/2 ⁻
1075.6(3)	5.3(3)	4940.8(3)	13/2 ⁻	→	11/2 ⁻
1124.3(4)	3.2(3)	3701.8(4)		→	7/2 ⁻
1136.0(2)	4.8(3)	3713.5(4)	9/2 ⁻	→	7/2 ⁻
1160.3(3)	0.8(2)	5662.2(4)		→	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)
1227.0(3)	3.7(3)	4940.8(3)	13/2 ⁻	→	9/2 ⁻
1287.8(2)	27.2(23)	3865.2(2)	11/2 ⁻	→	7/2 ⁻
1455.1(2)	11.5(11)	5320.1(3)	15/2 ⁻	→	11/2 ⁻
1649.4(2)	4.9(4)	5514.6(3)	15/2 ⁻	→	11/2 ⁻
1924.7(4)	3.8(4)	8345.3(5)	19/2	→	17/2 ⁻
1926.5(5)	1.3(4)	4501.9(4)	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)	→	7/2 ⁻
1939.5(4)	3.0(4)	7454.2(5)	(15/2, 17/2, 19/2 ⁻)	→	17/2 ⁻
2133.2(6)	2.0(8)	7454.2(5)	(15/2, 17/2, 19/2 ⁻)	→	15/2 ⁻
2134.0(6)	1.6(6)	4711.0(4)	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)	→	7/2 ⁻
Fenster: $\Sigma(I_\gamma^{Koin.})$					
2577.5(2)	100.0(31)	2577.5(2)	7/2 ⁻	→	3/2 ⁻

^aaus DCO-Analyse und Literaturangaben

Tab. 3.6: Energien, Intensitäten und Zuordnungen der gemessenen γ -Übergänge im Koinzidenzspektrum der 574 keV-Linie in ^{57}Ni

Energie	Intensität	Zuordnung. ^a		
E_γ	$I_\gamma^{\text{Koin.}}$	E_i	I_i	I_f
(475.9(10))	< 0.1	4501.9(4)	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)	→ (5/2 ⁻ , 7/2, 9/2 ⁻)
483.5(4)	0.3(1)	3713.5(4)	(9/2 ⁻	→ 7/2 ⁻
768.8(3)	1.1(2)	768.8(3)	5/2 ⁻	→ 3/2 ⁻
(1139.2(10))	< 0.1	4501.9(4)	(9/2 ⁻ , 11/2 ⁻)	→ (5/2 ⁻ , 7/2, 9/2 ⁻)
1270.1(6)	0.5(1)	3714.1(6)	9/2 ⁻	→ 5/2 ⁻
2443.0(3)	1.3(3)	2443.0(2)	5/2 ⁻	→ 3/2 ⁻
(2461.2(8))	~0.1(1)	3230.0(6)	7/2 ⁻	→ 5/2 ⁻
(2594.6(8))	~0.2(1)	3363.0(6)	(5/2 ⁻ , 7/2, 9/2 ⁻)	→ 5/2 ⁻
(2934.5(10))	~0.2(1)	3701.8(4)		→ 5/2 ⁻
(3230.0(20))	~0.1(1)	3230.0(8)	7/2 ⁻	→ 3/2 ⁻
(3257.0(20))	~0.1(1)	4026.0(8)	(5/2 ⁻ , 7/2, 9/2 ⁻)	→ 5/2 ⁻

^aaus DCO–Analyse und Literaturangaben

3.4.4 Bestimmung der DCO–Verhältnisse bei ^{57}Ni

Zur Bestimmung der Spinwerte, wurden nach der Erstellung des Niveauschemas in einem nächsten Schritt die DCO–Verhältnisse untersucht.

Die Bestimmung der Spinwerte durch die Methodik der DCO

Die DCO–Methode (**D**irectional-**C**orrelation observed from **O**riented States) [SteA75] [Bar87] beruht auf der Messung der Winkelkorrelation $W(\Theta)$ der emittierten γ -Quanten, die diese bzgl. einer ausgezeichneten Achse (Strahl) aufweisen. Eine solche Korrelation ist dann gegeben, wenn die ursprüngliche Ausrichtung des Compoundkern-drehimpulses senkrecht zum Strahl, durch die anschließende Teilchenabdampfung und die statistischen γ -Übergänge nur minimal gestört wird und zum Zeitpunkt der Emission noch vorhanden ist.

Die Winkelverteilung $W(\Theta_1)$ eines einzelnen γ -Quants γ_1 , welches in einem Detektor $D1$ mit dem Winkel Θ_1 zur Strahlachse nachgewiesen wurde, ist aus den vorliegenden $\gamma - \gamma$ Koinzidenzdaten nicht zu bestimmen. Die gemessenen Übergänge besitzen nämlich anstelle der einfachen Richtungskorrelation für ein γ -Ereignis eine $\gamma - \gamma$ -Richtungskorrelation. Durch die Koinzidenzbedingung weist die gemessene Win-

kelanisotropie W somit neben Θ_1 weitere Abhängigkeiten auf: $W = W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)$. Hierbei bezeichnet Θ_2 den Winkel des Detektors, in welchem das zu γ_1 koinzidente γ -Quant γ_2 nachgewiesen wurde und Φ den Schnittwinkel der beiden Ebenen, die durch die Richtungsvektoren entlang der gedachten Verlängerungen $D1$ -Strahlachse und $D2$ -Strahlachse mit der Strahlrichtung aufgespannt werden, siehe hierzu die nachfolgenden Abb. [3.39(a)].

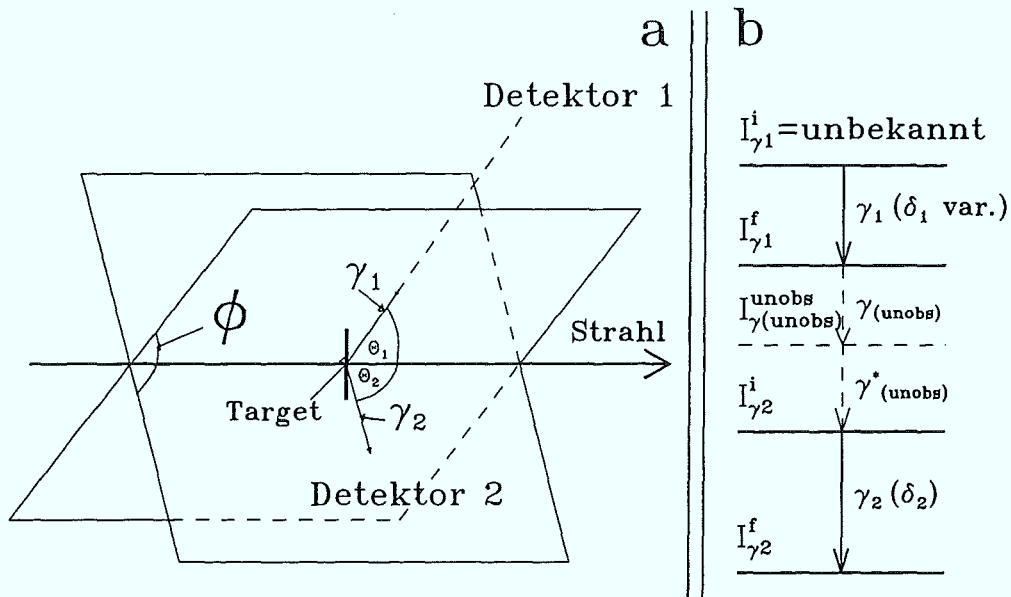


Abb. [3.39.]: (a) Geometrie der γ - γ -Richtungskorrelation // (b) Erläuterungen zur Bestimmung von R_{DCO}^{theo} zweier koinzidenter γ -Übergänge mit OSIDCO

Zur Bestimmung der Multipolarität zweier Übergänge γ_1 und γ_2 einer Kaskade, betrachtet man nun den Quotienten R_{DCO} ihrer gegenseitigen Koinzidenzintensitäten $W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ bzw. $W(\Theta_2, \Theta_1, \Phi)$:

$$R_{DCO} = \frac{W(\Theta_1, \Theta_2, \Phi)}{W(\Theta_2, \Theta_1, \Phi)} \quad (3.1)$$

und vergleicht die experimentellen Werte mit den theoretischen Berechnungen, die sich für bestimmte Spinannahmen ergeben.

Experimentell läßt sich aus Gl.[3.1] der DCO-Wert wie folgt ermitteln:

$$R_{DCO}^{Exp.} = \frac{I_{\gamma_1}^{\Theta_1}(Gate_{\gamma_2}^{\Theta_2})}{I_{\gamma_1}^{\Theta_2}(Gate_{\gamma_2}^{\Theta_1})} = \frac{N_{\gamma_1}^{\Theta_1} \epsilon_{\gamma_1}^{\Theta_2} \epsilon_{\gamma_2}^{\Theta_1(Gate)}}{N_{\gamma_1}^{\Theta_2} \epsilon_{\gamma_1}^{\Theta_1} \epsilon_{\gamma_2}^{\Theta_2(Gate)}}. \quad (3.2)$$

Der Index (*Gate*) in Gl.[3.2] gibt den Übergang an, für den das Koinzidenzspektrum erzeugt wurde. Der Wert $I_{\gamma_i}^{\Theta_k}$ ($N_{\gamma_i}^{\Theta_k}$) steht für die Koinzidenzintensität (Zählrate) des i -ten γ -Quants im k -ten Detektor und $\epsilon_{\gamma_i}^{\Theta_k}$ bezeichnet die entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die Bestimmung der theoretischen DCO-Verhältnisse wurde auf der Basis eines von Krämer-Flecken [Krä88] erstellten Programmcodes OSIDCO vollzogen, das auf die spezielle Geometrie des OSIRIS-RFD Aufbaus angepaßt wurde. Dieses Programm ermöglicht es, für beliebige Spinannahmen und beliebige Detektorwinkel, den theoretisch zu erwartenden DCO-Wert $R_{DCO}^{Theo.}$, als Funktion des Dipol-Quadrupol Mischungsverhältnisses²⁷ δ_{γ_1} des Übergangs (γ_1), zu bestimmen (mit Clebsch-Gordan Koeffizienten nach [Kra73]). Die Werte für $I_{\gamma_1}^f$, $I_{\gamma_2}^i$, $I_{\gamma_2}^f$ und δ_{γ_2} , sowie für die Spinvermutung $I_{\gamma_1}^i$ stellen die Eingabeparameter für OSIDCO dar. Darüberhinaus bietet das Programm noch die Möglichkeit die Breite der Populations-Verteilung der m -Unterzustände für $I_{\gamma_1}^i$ im Bereich ($0.2 \leq \sigma \leq 0.4$) zu variieren. Da das Dipol-Quadrupol Mischungsverhältnis eines Übergangs jeden reellen Wert annehmen kann, wird $\arctan(\delta_{\gamma_1})$ angegeben.

Für die Berechnung ist es nicht unbedingt erforderlich, daß $I_{\gamma_1}^f$ identisch mit $I_{\gamma_2}^i$ ist. Im Falle $I_{\gamma_1}^f \neq I_{\gamma_2}^i$ benötigt man jedoch die Kenntnis aller Spins der dazwischenliegenden Kernniveaus und die Dipol-Quadrupolmischungen der sie verbindenden Übergänge. In Abb. [3.39(b).] sind die Verhältnisse graphisch dargestellt.

Erstellung der $\gamma - \gamma$ - Korrelationsmatrix zur DCO-Analyse

Zur genauen Bestimmung der experimentellen DCO-Verhältnisse wurden die 10 Germanium-Detektoren²⁸ zuerst nach ihrem Winkel zur Strahlachse Θ in zwei Gruppen $G1$ und $G2$ geordnet. In $G1$ befanden sich die 5 Detektoren, welche die 'großen' Inklinationswinkel $\Theta = 63^\circ$ (2), $\Theta = 90^\circ$ (2), $\Theta = 117^\circ$ (1) zur Strahlachse bilden. In $G2$ waren die 5 Detektoren mit 'kleinen' Inklinationswinkeln $\Theta = 38^\circ$ (2), $\Theta = 142^\circ$ (2), $\Theta = 155^\circ$ (1) zusammengefaßt. Alsdann wurde eine $4k \times 4k$ -Matrix sortiert²⁹, bei welcher in x -Richtung ($= \Theta_1$) in Gl.[3.2]) alle Ereignisse aus den Detektoren der Gruppe $G1$

²⁷Bei der folgenden Analyse wird vorausgesetzt: $\Delta I \leq 2$ und keine höheren magnetischen Beimischungen als M1, folglich ist stets: $\delta^2 = T(E2)/T(M1)$, wobei T die Übergangswahrscheinlichkeit bezeichnet

²⁸Detektor Nr. 1 wurde nicht berücksichtigt

²⁹Ansonsten gleiche Sortierbedingung wie bei $\gamma - \gamma$ -RFD

(also: Nr.: 2, 5, 9, 11, 12) aufgetragen sind und in y -Richtung ($= \Theta_2$) die dazu koinzidenten Ereignisse aus $G2$ (3, 4, 6, 7, 8). Die Gesamtzählrate der DCO-Matrix reduziert sich dadurch gegenüber der $\gamma - \gamma$ -RFD Matrix auf ca. $1/4$.

Zur genauen Festlegung des $R_{DCO}^{Exp.}$ -Wertes ist nach Gl.[3.2] die Kenntnis der Gesamteffizienz in den beiden Detektorgruppen $G1$ und $G2$ von großer Wichtigkeit. Hierzu wurden die mit der Detektorzählrate gewichteten Einzeleffizienzen für jede Gruppe separat aufaddiert. Die resultierenden Effizienzkurven für die Θ_1 -Achse, als auch für die Θ_2 -Achse, zeigen, wie die Gesamteffizienz, einen unstetigen Abfall bei $E_\gamma = 2.2 \text{ MeV}$, der durch die Diskriminierung aller Ereignisse mit $E_\gamma \geq 2.2 \text{ MeV}$ aus den Detektoren Nr. 2, 6 und 12 bedingt ist.

Die Analyse der DCO-Matrix wurde mit einem speziellen Programm vollzogen, das den problemspezifischen Gegebenheiten der DCO-Analyse speziell angepaßt war. Aus Gl.[3.2] ist ersichtlich, daß für die Bestimmung eines DCO-Verhältnisses jeweils auf beiden Achsen der Matrix bei derselben Energie ein Fenster gesetzt werden muß. Aufgrund des endlichen Öffnungswinkels der Detektoren (vgl. Abb. [3.29.]), ist die $[dN(E_{Doppler})/dE]_{\gamma-\gamma-RFD}$ -Verteilung auf der Θ_1 -Achse jeweils breiter als auf der Θ_2 -Achse. Für Energien mit $E_\gamma > 1.5 \text{ MeV}$ ist dadurch bedingt die Halbwertsbreite $FWHM_{\Theta_1}$ für fast alle Reaktionskanäle³⁰ schon mehr als 20% größer als $FWHM_{\Theta_2}$. Gleiche Breiten in den Energiefenstern auf der Θ_1 - bzw. Θ_2 -Achse würden folglich zu systematischen Fehlern führen.

Bestimmung der DCO-Verhältnisse

Bei der Analyse der DCO-Verhältnisse wurde $L = 2$ als höchstmögliche Multipolarität für alle gefundene Übergänge vorausgesetzt und nur M1-Beimischungen berücksichtigt. Diese Annahme ist dadurch gerechtfertigt, daß das Auftreten von höheren Multipolaritäten bei prompten Übergängen ausgesprochen unwahrscheinlich ist. So sind z.B. $E3$ -Übergänge für die zu erwartenden hohen Übergangsenergien i.a. verzögerter Natur.

Ausgehend von den bereits bekannten Spinzuständen $I_{3865} = 11/2^-$ und $I_{2577} = 7/2^-$ wurde zuerst das durch den 1076 keV -Übergang entvölkerte 4941 keV -Niveau untersucht. Da das $E_i = 5320 \text{ keV}$ ($15/2^-$)-Niveau durch den 379 keV -Übergang in den 4941 keV -Zustand zerfällt, beschränkt sich dessen Spin I_{4941} auf die möglichen Werte: $[11/2, 13/2, 15/2.]$.

In Abb. [3.40.] ist die DCO-Berechnung aus OSIDCO dargestellt. Ebenso ist der experimentell gefundene $R_{DCO}^{Exp.}$ -Wert und dessen Fehlerabschätzung miteingezeichnet (graphische Lösung).

³⁰Die gemessene Energieverteilung ist für die einzelnen Ausgangskanäle etwas verschieden; vgl hierzu auch Abb.[3.29]

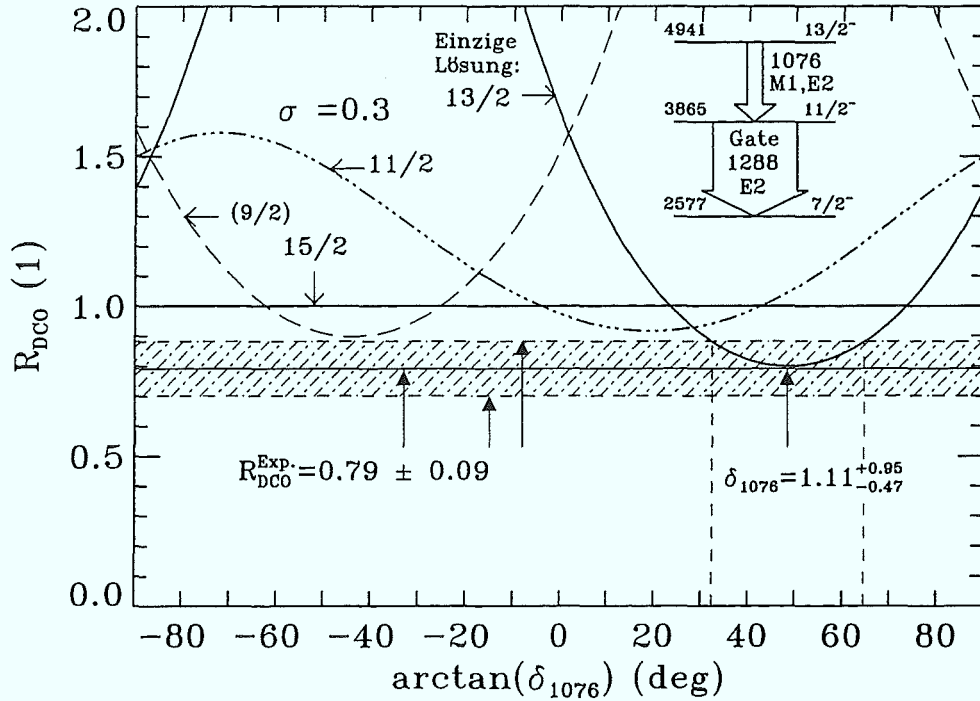


Abb. [3.40.]: Experimentelle und theoretische DCO-Verhältnisse für das 4941 keV-Niveau von ^{57}Ni

Es zeigt sich, daß nur die Annahme $I_{4941} = 13/2^-$ zu einer Lösung führt. Die anderen Annahmen liegen außerhalb der Fehlergrenzen³¹ des experimentellen Wertes. Dieses gilt auch dann noch wenn man, wie hier nicht explizit dargestellt, den gewählten σ -Wert von $\sigma = 0.3$ zu kleineren Werten hin verändert. Wegen der 1227 – 1270 keV-Kaskade über das 3714 keV-Niveau zum bekannten 2443 keV-Niveau mit Spin $I_{2443} = 5/2^-$ liegt durch $I_{4941} = 13/2^-$ auch der Spin des 3714 keV-Niveaus mit $I_{3714} = 9/2^-$ fest. Somit müssen beide Übergänge der Kaskade reiner E2 Natur sein und folglich sowohl das 4941 als auch das 3714 keV-Niveau negative Paritäten aufweisen.

In einem nächsten Schritt wurden die DCO-Verhältnisse für die Kaskaden 194 – 1455 keV und 574 – 1227 keV bestimmt, die beide das 5515 keV-Niveau entvölkern. Wie in Abb. [3.41.] aufgezeigt, kann die Spinannahme $I_{5515} = 11/2^-$ aufgrund der erstgenannten Kaskade ausgeschlossen werden (oberes Teilbild). Aus der zweiten Kaskade ergab sich $I_{5515} = 15/2^-$ als Lösung. Die negative Parität folgte aus der Existenz eines 1649 keV-Übergangs zum bekannten 3865 keV-Niveau mit Spin $11/2^-$.

³¹Die Annahme $I_{4941} = 9/2^-$ kann noch aus der Bevölkerung über den 379 keV-Übergang aus dem $15/2^-$ Yrast-Niveau bei $E = 5320$ keV ausgeschlossen werden

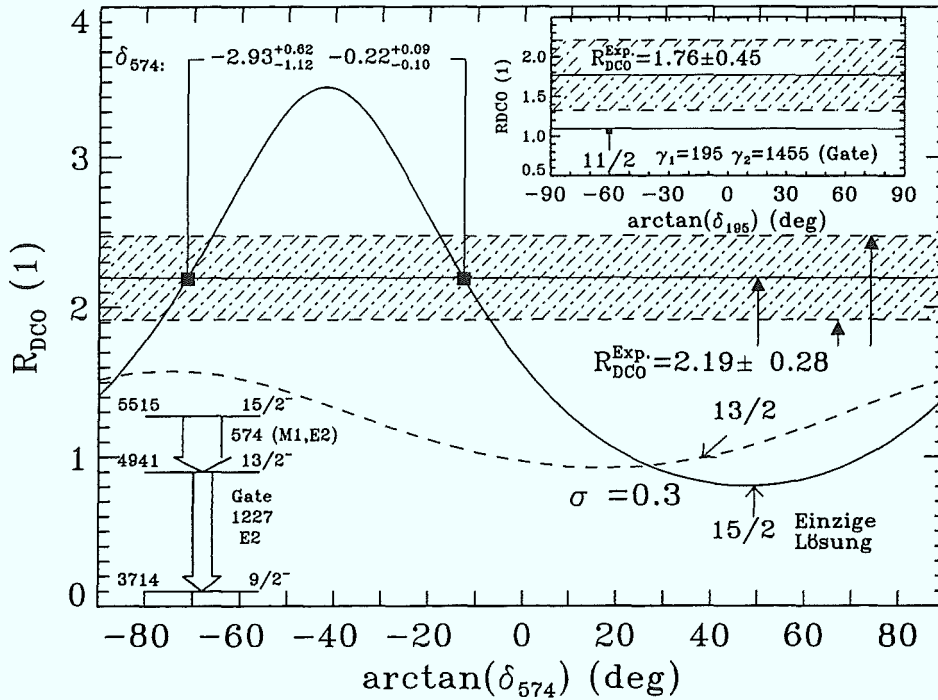


Abb. [3.41.]: Experimentelle und theoretische DCO-Verhältnisse für das 5515 keV-Niveau von ^{57}Ni

Die experimentellen DCO-Verhältnisse der Übergänge: 1100 – 1455 keV: $R_{DCO}^{Exp.} = 2.08 \pm 0.43$ und 906 – 574 keV: $R_{DCO}^{Exp.} = 1.19 \pm 0.13$ mit $\delta_{574} = -0.22$ ($-0.09 / +0.12$) ergaben für das 6421 keV-Niveau die möglichen Spinwerte $I_{6421} = [13/2, 17/2]$. Die starke Intensität der gemessenen 1100 keV-Linie legt es nahe, daß es sich hierbei um einen Yrast-Übergang handeln muß, was die endgültige Zuordnung: $I_{6421} = 17/2^-$ erlaubt. Mit der analogen Begründung ließ sich aus dem gemessenen Wert $R_{DCO}^{Exp.} = 2.28 \pm 0.46$ für die, das 8345 keV-Niveau entvölkernde, Kaskade: 1923 – 1100 ($\delta_{1100} = 0.15$) – 1455 keV, aufgrund der relativen Stärke des 1923 keV-Übergangs (vgl. Tab. [3.5.]) die Zuordnung $I_{8345} = 19/2$ treffen.

In Tab. [3.7.] sind alle gemessenen DCO-Verhältnisse $R_{DCO}^{Exp.}$ für ^{57}Ni dargestellt. Für die Normierung der Werte wurde über eine Reihe bereits bekannter reiner $E2 - E2$ Kaskaden in verschiedenen Kernen gemittelt. Für die Yrastkaskade 1288 – 2577 keV in ^{57}Ni ergibt sich daraus der Wert $R_{DCO}^{Exp.} = 1.00(4)$. Die abgeleiteten Multipolaritäten, Mischungsverhältnisse und Spinzuordnungen für ^{57}Ni sind ebenso angegeben. Das Vorzeichen für das Dipol-Quadrupolmischungsverhältnis δ ist wie bei Yamazaki [Yam67] definiert. Dort wo die Zuordnung der Spins, bzw. der Mischungsverhältnisse nicht eindeutig war, sind die Einschränkungen angegeben. Insgesamt konnten 11 verschiedenen Niveaus definierte Spinwerte zugeordnet werden.³²

³²Eine Vielzahl bereits bekannter Mischungsverhältnisse δ von Übergängen in anderen Kernen (z.B. für ^{57}Co) konnten mit großer Genauigkeit $(\delta_{Exp.} - \delta_{Lit.})/\delta_{Lit.} \leq 15\%$ reproduziert werden.

Tab. 3.7: Die gemessenen DCO-Verhältnisse $R_{DCO}^{Exp.}$ und die daraus abgeleiteten Multipolaritäten, Mischungsverhältnisse und Spinzustände für ^{57}Ni

Energien γ_1 (obs.) γ_2 (Gate)	$R_{DCO}^{Exp.}$	Spin-Sequenz ($I_{\gamma_1}^i \rightarrow I_{\gamma_1}^f$) ($I_{\gamma_2}^i \rightarrow I_{\gamma_2}^f$)	Multipol. ($L_1 L_2$) ($L_2 L_2$)	Mischung (δ_{γ_1}) (δ_{γ_2})
1124 2577	1.08(18)	$\rightarrow 7/2^-$ $7/2^- \rightarrow 3/2^-$	12 E2	 0
1136 2577	0.79(16)	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$ $7/2^- \rightarrow 3/2^-$	12 E2	+1.26 (+3.44/ - 0.79) 0
1288 2577	1.00(4)	$11/2^- \rightarrow 7/2^-$ $7/2^- \rightarrow 3/2^-$	E2 E2	0 0
637 1288	1.10(15)	$\rightarrow 11/2^-$ $11/2^- \rightarrow 7/2^-$	12 E2	 0
1076 1288	0.79(9)	$13/2^- \rightarrow 11/2^-$ $11/2^- \rightarrow 7/2^-$	12 E2	+1.11 (+0.95/ - 0.47) 0
1455 1288	1.06(10)	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$ $11/2^- \rightarrow 7/2^-$	E2 E2	0 0
379 1076	1.29(18)	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$ $13/2^- \rightarrow 11/2^-$	12 12	+0.42 (+0.12/ - 0.18) +1.11 (+0.95/ - 0.47)
1649 1288	1.02(12)	$15/2^- \rightarrow 11/2^-$ $11/2^- \rightarrow 7/2^-$	E2 E2	0 0
574 1227	2.19(28)	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$ $13/2^- \rightarrow 9/2^-$	12 E2	-0.22 (+0.09/ - 0.10) -2.93 (+0.62/ - 1.12) 0
195 1455	1.76(45)	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$ $15/2^- \rightarrow 11/2^-$	12 E2	≤ -0.91 $\geq +3.72$ 0
1100 1455	2.08(43)	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$ $15/2^- \rightarrow 11/2^-$	12 E2	-0.26 (+0.28/ - 0.18) -3.73 (+1.48/ - 5.79) 0
906 1288	0.78(11)	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$ $11/2^- \rightarrow 7/2^-$	12 E2	+1.13 (+0.84/ - 0.42) 0
1033 1455	1.79(43)	$\rightarrow 17/2^-$ $15/2^- \rightarrow 11/2^-$	12 E2	 0
1923 1455	2.28(49)	$19/2 \rightarrow 17/2^-$ $15/2^- \rightarrow 11/2^-$	12 E2	-0.26 (+0.16/ - 0.21) -3.28 (+1.39/ - 3.86) 0

3.4.5 Theoretische Diskussion

In Abb. [3.42.] sind die gefundenen Yrastzustände von ^{57}Ni dargestellt und mit denen von ^{56}Ni verglichen [Blo85]. Ebenso ist die tiefliegende Einteilchenanregung $\nu f_{5/2}$ des ungepaarten Neutrons miteingezeichnet. Für das, in diesem Experiment nicht observierte $p_{1/2}$ Niveau wurde der entsprechende Literaturwert genommen [BruG77].

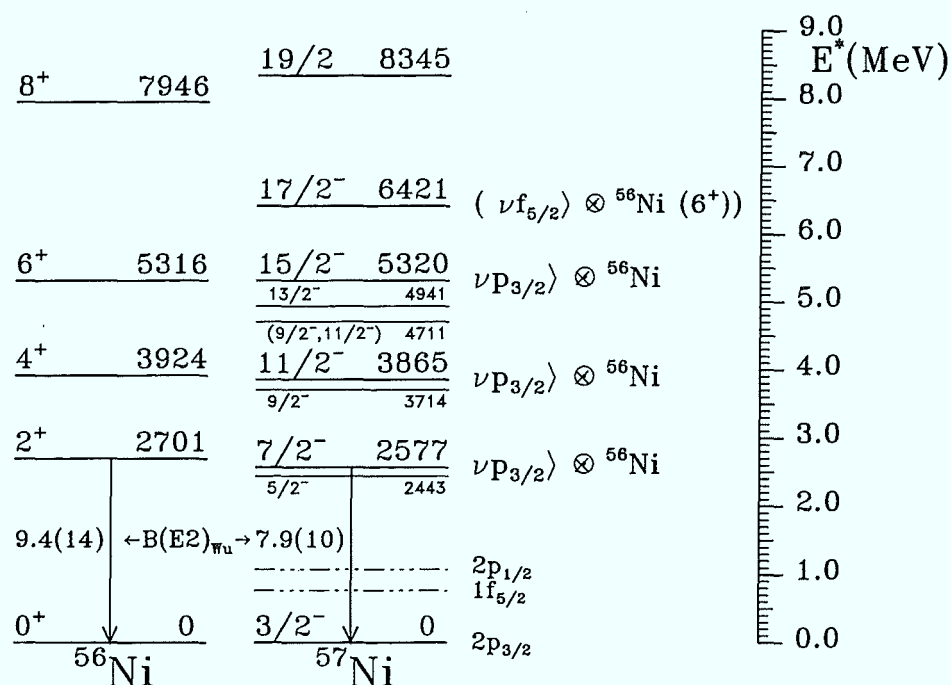


Abb. [3.42.]: Der Vergleich der Yrastzustände in ^{56}Ni und ^{57}Ni

Auffallend für ^{57}Ni ist zunächst die relativ hohe Energie von ca. 1 MeV, die zur Gewinnung einer Spineinheit $1\hbar$ entlang der Yrastlinie im Schnitt erforderlich ist.

Der direkte, in Tab. [3.7] dargestellte, Vergleich zwischen den Energien- und Spins von ^{57}Ni und denen des benachbarten ^{56}Ni zeigt auf, daß sich die drei Yrastniveaus $7/2^-$, $11/2^-$ und $15/2^-$ in ^{57}Ni energetisch nur geringfügig von den 2^+ , 4^+ und 6^+ Yrastniveaus in ^{56}Ni unterscheiden. Somit liegt es nahe, die $7/2^-$, $11/2^-$, $15/2^-$ Yrastniveaus des ^{57}Ni aus der gestreckten Spinkopplung der 2^+ , 4^+ und 6^+ Niveaus in ^{56}Ni mit dem (freien) Neutron in der $p_{3/2}$ Schale (Grundzustandskonfiguration) zu erklären [MaiG95].

Tab. 3.8: Der Vergleich der Yrastniveaus in ^{56}Ni und ^{57}Ni

^{56}Ni		^{57}Ni	
Spin ($\hbar$)	$E_{Yrast}(\text{keV})$	Spin ($\hbar$)	$E_{Yrast}(\text{keV})$
2^+	2701	$7/2^-$	2577
4^+	3924	$11/2^-$	3865
6^+	5316	$15/2^-$	5320

Dieses Interpretationsmodell einer schwachen Kopplung wird u.a. dadurch gestützt, daß sich die Werte der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden Quadrupol–Grundzustandsübergänge $B(E2, I_i \rightarrow I_f)$ nur wenig voneinander unterscheiden.

So läßt sich aus der Lebensdauer des 2577 keV –Niveaus in ^{57}Ni von 47 fs [NDS92] ein $B(E2)$ –Wert von: $B(E2, 7/2^- - 3/2^-) = 7.9(10)\text{ W.u.}$ ableiten. Der entsprechende Wert von $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ ergibt sich zu $9.4(14)\text{ W.u.}$ [Kra94]. Die Yrastniveaus $7/2^-$, $11/2^-$, $15/2^-$ des ^{57}Ni zeigen die im Detail sehr komplexe Struktur der analogen Niveaus von ^{56}Ni auf.

Die Kopplungen nach: $\nu p_{3/2} \otimes ^{56}\text{Ni}(2^+)$, $\nu p_{3/2} \otimes ^{56}\text{Ni}(4^+)$ und $\nu p_{3/2} \otimes ^{56}\text{Ni}(6^+)$ sollten weiterhin bei ^{57}Ni zu der Ausbildung von vier energetisch dicht zusammenliegenden Niveaus führen, deren höchster Wert (gestreckte Kopplung) den jeweiligen Yrastzustand $I_{Yrast} = 7/2^-$, $11/2^-$ oder $15/2^-$ darstellt und die anderen Werte sich zu $I_{Yrast} - 1$, $I_{Yrast} - 2$, und $I_{Yrast} - 3$ ergeben. Wie im Niveauschema (Abb. [3.38.]) und Abb. [3.42.] zu erkennen, ist diese Überlegung ein Ansatzpunkt, um die Niveaus $2443\text{ keV}(5/2^-)$, $3714\text{ keV}(9/2^-)$ und $4941\text{ keV}(13/2^-)$ sowie bei $4711\text{ keV}(9/2^-)$, $11/2^-)$ zu erklären.

Messungen von Gould et al. [Gou71] [Gou72] zeigen, daß dieser Interpretationsansatz für das 2443 keV –Niveau höchstwahrscheinlich zutreffend ist. Hiernach ergibt sich der 2443 keV –Übergang nahezu als reiner $E2$ –Übergang mit einer reduzierter Übergangswahrscheinlichkeit von $B(E2, 5/2^- \rightarrow 3/2^-) = 17.9(44)\text{ W.u.}$.

Es sei noch vermerkt, daß der bereits lange bekannte $1/2^-$ Zustand mit $E = 1080\text{ keV}$ einen, im Rahmen einer Interpretation als Einteilchenanregung, zu niedrigen Energiewert besitzt. Die schwache Kopplung nach $\nu p_{3/2} \otimes ^{56}\text{Ni}(2^+)$ könnte den Anteil des (gemischten) $1/2^-$ Zustands erklären, der für dessen relativ niedrige Energie verantwortlich ist.

Das Niveau bei 6421 keV mit Spin $17/2^-$ ergibt sich aller Voraussicht nach aus der Kopplung $\nu f_{5/2} \otimes ^{56}\text{Ni}(6^+)$ [Blo95]. Das Pauli–Prinzip verbietet, daß der Anteil der Teilchen –Loch Anregung $\nu f_{5/2} (\nu f_{7/2})^{-1}$ im 6^+ Zustand an dieser Kopplung beteiligt ist. Folglich tragen nur Konfigurationsmischungen von Zuständen mit höheren j –Werten bzw. der entsprechenden Protonen–Teilchen–Loch–Anregung zur Kopplung bei. Mithin liegt das $17/2^-$ –Niveau bei 6421 keV energetisch deutlich über der Summe

aus den Energien vom Einteilchen-Zustand $5/2^-$ in ^{57}Ni mit $E_{5/2^-} = 769\text{ keV}$ und dem 6^+ -Zustand in ^{56}Ni mit $E_{6^+} = 5316\text{ keV}$.

Das Fehlen einer Paritätszuordnung für den Yrast-Zustand bei $E = 8345\text{ keV}$ mit Spin $I_{8345} = 19/2$, läßt zwei mögliche Interpretationen zu:

Im Falle $\pi = (-1)$ steht der $19/2$ Zustand am Beginn einer Sequenz von Dreiteilchen-Zweiloch Anregungen wie z.B. $(f_{5/2})(p_{3/2})^2(f_{7/2})^{-2}$ in Analogie zu dem 8^+ -Zustand in ^{56}Ni . Die Energiedifferenz zwischen dem $19/2^-$ -Zustand in ^{57}Ni und dem 8^+ -Zustand in ^{56}Ni läßt sich, wie bei der Interpretation des 6421 keV -Niveaus, mit Hilfe des Pauli-Prinzips erklären.

Sollte $\pi = +1$ sein muß es sich um einen Zweiteilchen-Einlochzustand handeln, an dem ein $g_{9/2}$ Teilchen beteiligt sein muß.

Zur weiteren Interpretation des komplexen Niveauschemas von ^{57}Ni wurden MSDI-Rechnungen durchgeführt. Es wurden, von einem $^{40}_{20}\text{Ca}$ -Rumpf (Core) ausgehend, Zweiteilchen-Einloch-Anregungen in den aktiven Orbitalen $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ und $g_{9/2}$ betrachtet. Die Ergebnisse reproduzierten die experimentellen Daten i.a. nicht sehr zufriedenstellend. Insbesondere wurden der $7/2^-$ Zustand bei 2577 keV und der $11/2^-$ Zustand bei 3865 keV für die bekannten Modellparameter im MSDI-Code um annähernd 1 MeV zu hoch ausgerechnet.

Es zeigt sich somit, daß die meisten Hochspinzustände als komplexe Mischungen von weitaus mehr als Zweiteilchen-Einlochzuständen zu verstehen sind. Entsprechende MSDI-Rechnungen wären jedoch nur mit einer ungleich höheren Rechenleistung zu vollführen gewesen und hätten den Rahmen dieser Arbeit gesprengt.

Die Interpretation des Niveauschemas von ^{57}Ni anhand der schwachen Kopplung seiner tiefliegenden Zustände mit den Yrast-Niveaus in ^{56}Ni , erweist sich jedoch als zutreffend.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

In den im Rahmen dieser Arbeit dargestellten in-beam Messungen mit dünnen Targets konnte aufgezeigt werden, daß sich der neuentwickelte, selektive Detektor zum Nachweis von Verdampfungsrestkernen (RFD) in der experimentellen Praxis als ein äußerst gewinnbringendes und zuverlässiges Instrument bewährt hat.

Der Nachweis von Verdampfungsrestkernen mit der gleichzeitigen Messung ihrer Flugzeit und Emissionsrichtung erlaubt es, in Koinzidenz mit dem OSIRIS-Spektrometer, prompte γ -Spektroskopie in Kernregionen durchzuführen, die bisher nur wenig durch in-beam Messungen erschlossen werden konnten.

Das Konzept der Selektion der interessierenden Restkerne von den anderen Reaktionsprodukten über den Unterschied in ihren Flugzeiten hat sich als erfolgreich erwiesen. In den Experimenten an den schweren und neutronenarmen Kernen ^{189}Pb und ^{199}At konnte die γ -Strahlung aus den Spaltprodukten entscheidend unterdrückt werden. Ebenso war es möglich, die störenden Kerne aus Reaktionen an Targetverunreinigungen (^{16}O) und die Coulombanregung des Targets zu diskriminieren. Quantitativ betrachtet, zeigten die Experimente an ^{189}Pb und ^{199}At deutlich, daß es mit Hilfe der OSIRIS-RFD Kombination möglich ist, klare Koinzidenzspektren aus einem 100 – 1000-fach intensitätstärkeren Untergrund herauszufiltern und selbst noch Übergänge in Verdampfungsrestkernen zu spektroskopieren, die mit einem Wirkungsquerschnitt von nur ca. $100\mu\text{b}$ erzeugt wurden.

Erstmalig war es somit möglich, die prompten γ -Übergänge im neutronenarmen Pb-Isotop ^{189}Pb , das mit Hilfe der Reaktion: $^{36}\text{Ar}(^{157}\text{Gd}, 4n)^{189}\text{Pb}$ bei $E_{\text{kin}}(^{36}\text{Ar}) = 173.0\text{ MeV}$ erzeugt wurde, zu messen. Die gefundene und aufgrund von Röntgenkoinzidenzen ^{189}Pb zugeordnete, aus vier Übergängen bestehende Yrastkaskade, zeigt eine starke Analogie zu den Yrastkaskaden der sphärischen Isotope $^{190,191}\text{Pb}$ und unterscheidet sich deutlich von den Niveauschemata der Nachbarisotope $^{186,188}\text{Pb}$, die eine deformierte Kerngestalt aufweisen. Trotz der starken Ähnlichkeit zu den Niveaus in ^{191}Pb

konnte durch ein Experiment mit dickem Target kein Isomer in ^{189}Pb gefunden werden, welches dem isomeren $(33/2^+)$ -Zustand in ^{191}Pb entspricht.

Während das ungerade Neutron in der $i_{13/2}$ -Schale für ^{189}Pb noch deutlich eine sphärische Kernform bevorzugt, konnte das Experiment zur Spektroskopie von ^{187}Pb keine Klärung über die dort vorliegenden Verhältnisse liefern. Es ist zu vermuten, daß die Abschätzung des Wirkungsquerschnittes für ^{187}Pb aus der Reaktion: $^{36}\text{Ar}(^{155}\text{Gd}, 4n)^{187}\text{Pb}$ bei $(E(^{36}\text{Ar}) = 173.0 \text{ MeV})$, mit Hilfe des CASCADE-Programms, zu hoch gewesen ist.

Die Messung der prompten Übergänge in ^{199}At (Reaktion: $^{28}\text{Si}(^{175}\text{Lu}, 4n)^{199}\text{At}$ bei $E_{\text{kin}}(^{28}\text{Si}) = 141.0 \text{ MeV}$) zeigte, daß das leichteste, bisher in-beam spektroskopierte At-Isotop, deutlich aus der Systematik seiner ungeraden Nachbarkerne herausfällt. Der erste angeregte Zustand liegt um mindestens 170 keV tiefer, als die ersten angeregten Zustände in den Kernen $^{201-207}\text{At}$, die, relativ konstant, bei Energien zwischen 634 und 638 keV liegen. Dieses Abfallen in der Energie ist als Hinweis auf das Auftreten einer deformierten Kerngestalt in ^{199}At zu sehen.

Beim Experiment an dem leichten Kern ^{57}Ni begründete sich der Einsatz des RFD's im wesentlichen durch die Notwendigkeit einer genauen Dopplerkorrektur der gemessenen γ -Energien. Die Rekonstruktion des Geschwindigkeitsvektors des Restkerns zum Zeitpunkt der γ -Emission durch Messung von Flugzeit und Flugrichtung mit dem RFD erlaubte es, jedes, in Koinzidenz mit dem RFD gemessene Ereignis, individuell auf die Dopplerverschiebung zu korrigieren. Die Bestimmung des Geschwindigkeitsvektors mit dem RFD ist so genau, daß die Dopplerverbreiterung nach der linearen Korrektur nur noch durch die endlichen Öffnungswinkel der Germanium-Detektoren gegeben ist und die Verbreiterung infolge einer sehr diffusen Energie-Winkelverteilung der austretenden (leichten) Verdampfungsrestkerne fast vollkommen eliminiert werden kann. Während schon bei den Messungen an den schweren Kernen die Auflösungsverbesserung signifikant im Unterschied zwischen den $\gamma - \gamma$ -Spektren und den $\gamma - \gamma$ -RFD Spektren zu sehen war, konnte die Linienbreite der 2577 keV -Grundzustandsübergangslinie in ^{57}Ni auf einem Wert von 7.6 keV reduziert werden. Dieser Wert beträgt nur ca. $1/3$ jener Linienbreite, die sich bei einer (fiktiven) OSIRIS-Messung ohne den RFD, bei mittlerer Geschwindigkeitskorrektur, ergeben hätte. Diese enorme Verbesserung der Auflösung machte die Koinzidenzanalyse des relativ komplexen $\gamma - \gamma$ -Korrelationsspektrums aus der Reaktion: $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ bei $E(^{20}\text{Ne}) = 68.0 \text{ MeV}$, in welcher, neben ^{57}Ni , weitere 7 Reaktionskanäle stark populiert wurden, erst möglich.

Ausgehend von der bereits bekannten Yrastkaskade von $15^- \rightarrow 11/2^- \rightarrow 7/2^-$ in ^{57}Ni , konnten insgesamt 9 bisher unbekannte Hochspinniveaus bis zu einer Anregungsenergie von 8.4 MeV und 31 neue γ -Übergänge dem Kern ^{57}Ni zugeordnet werden. Durch die anschließende Winkelkorrelationsanalyse (DCO) der Übergänge konnte für 10 Niveaus ein definierter Spinwerte angegeben werden. Weiterhin konnte für einige der neugefun-

denen Niveaus der mögliche Spin auf zwei Werte reduziert werden.

Durch Betrachtungen der Übergangswahrscheinlichkeiten konnte für einige Niveaus die Parität vorgeschlagen werden.

Dies diente in einem weiteren Schritt als Grundlage der theoretischen Interpretation der Daten mit Hilfe des Schalenmodells. Hierbei erwies sich das Konzept einer schwachen Kopplung der tiefliegenden Einteilchenzustände in ^{57}Ni mit den Yrastniveaus in ^{56}Ni als äußerst geeignet. So ergeben sich durch die gestreckte Spinkopplung nach $\nu p_{3/2} \oplus ^{56}\text{Ni}(2^+, 4^+, 6^+)$ die ersten drei Yrastniveaus in ^{57}Ni und durch $\nu f_{5/2} \oplus ^{56}\text{Ni}(6^+)$ das neugefundene $17/2^-$ Yrastniveau. Weitere Niveaus lassen sich als die entsprechenden Quartettspartner der schwachen Kopplung des $\nu p_{3/2}$ an die ^{56}Ni -Yrastzustände erklären.

Insgesamt läßt sich somit konstatieren, daß sich auf die Hochspinzustände von ^{57}Ni die i.a. recht komplexe Struktur der Zustände in ^{56}Ni quasi überträgt.

Bei allen Experimenten hat sich der Detektor für Verdampfungsrestkerne als sehr zuverlässiges Instrument erwiesen, woran im wesentlichen seine im Prinzip sehr einfache mechanische Konstruktion entscheidenden Anteil hatte. Neben der eigentlichen Messung wurde bei jedem der Experimente stets versucht, die Detektoreigenschaften zu optimieren.

Der Vergleich der experimentell gewonnenen und theoretischen Flugzeitspektren zeigt, daß die Energie–Winkelverteilung der Verdampfungsrestkerne durch den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten TRIMTRANS–Code in guter Näherung zu bestimmen ist. Die Diskrepanz zwischen den experimentell ermittelten Werten der Detektoreffizienz und den Berechnungen nach TRIMTRANS läßt sich aller Wahrscheinlichkeit nach auf eine niederenergetische Nachweisgrenze für die Verdampfungsrestkerne in den RFD–Elementen zurückführen, die quantitativ aus den Experimenten jedoch nicht bestimmt werden konnte. Obwohl dadurch bedingt bei allen Experimenten maximal $2/3$ der nach TRIMTRANS zu erwartenden Nachweiseffizienz erreicht wurde, war die Nachweiseffizienz des RFD's für die interessierenden Reaktionsprodukte mit 17 – 31% stets noch groß genug, um sie in der $\gamma - \gamma$ -RFD Messung spektroskopieren zu können. Die Labormessungen zeigten, daß neben der Energie–Winkelaufstreuung der Restkerne, auch die Verhältnisse bzgl. der Produktion und Fokussierung der Sekundärelektronen infolge ihrer Transmission durch eine dünne Mylarfolie recht gut verstanden sind. Das Hauptproblem der in den RFD gestreuten Strahlteilchen konnte durch ein geeignetes Zeitfenster und ein schnelles Szintillatormaterial weitestgehend reduziert werden, und die mit dem Strahl verbundene Rauschsignale blieben in tolerablen Grenzen.

Die in den dargestellten Experimenten gewonnenen Erkenntnisse wurden in die Weiterentwicklung des RFD–Detektors umgesetzt. So wurde die elektrostatische Beschleunigereinheit für den RFD-II Detektor so konzipiert, daß zusammen mit der Inklina-

tion der 18 Einzelelemente im RFD-II der störende Einfluß der aufgestreuten Strahlteilchen fast vollkommen unterdrückt werden sollte. Der RFD-II Detektor ist somit ein in vielerlei Hinsicht ein erfolgversprechender Zusatzdetektor für das entstehende EUROBALL-Spektrometer.

Nach Abschätzungen aus den vorliegenden Experimenten sollten mit der Kombination EUROBALL-RFD-II Verdampfungsrestkerne zu spektroskopieren sein, die mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von nur $10\mu b$ erzeugt werden können. Spektroskopische Untersuchungen im Gebiet der neutronenarmen schweren Kerne wären somit erstmals in umfassender Weise möglich. Ebenso sei nicht zu vergessen, daß die neueren Multidetektorsysteme wie EUROGAM und EUROBALL aus vielen Germanium-Einzeldetektoren bestehen, deren Öffnungswinkel nur unwesentlich kleiner sind, als die der bei unseren Experimenten verwendeten OSIRIS-Detektoren. Folglich wird für die in-beam Messungen mit den neuen Systemen in den leichten Massebereichen, die starke Dopplerverbreiterung der Energien den auflösungsbegrenzenden Faktor darstellen. Die sehr präzise Messung des $\vec{v}$ -Vektors mit dem RFD erlaubt es nun, wie in den hier dargestellten Experimenten aufgezeigt, die Linienverbreiterung auf ihren, durch den endlichen Öffnungswinkel und die intrinsische Auflösung des Germaniumkristalles gegebenen, Minimalwert zu reduzieren. Die Auflösung des Multidetektorsystems wird dadurch maximiert.

Durch die Unterdrückung der Untergrundstrahlung, bei gleichzeitiger Verbesserung der Linienbreite, werden die RFD-Koinzidenzspektren i.a. eine sehr klare Struktur aufweisen, so daß auch bisher noch unbekannte Phänomene entdeckt werden könnten. Hierbei sollte desweiteren nicht vergessen werden, daß der RFD-Detektor einen nur sehr kleinen Raumwinkel ($\Omega_{RFD-II} \leq 0.02\%$ von 4π ; Öffnungswinkel: $1.7^\circ - 7.1^\circ$) unter vorwärtigen Winkeln beansprucht und z.B. aus dem EUROBALL-Detektor kein einziger der vorgesehenen Germanium-Einzeldetektoren herausgenommen werden muß. Die Messung mit dem Multidetektorsystem kann unbeeinträchtigt von den $\gamma^{fo} - RFD$ Koinzidenzen geschehen. Einziger Nachteil ist, daß die Strahlpulsung so ausgelegt werden muß, daß die Flugzeitseparation der Verdampfungsrestkerne gewährleistet ist und somit eine mehrfache Strahluntersetzung i.a. nicht zu umgehen sein wird. Dennoch bleibt es summarum festzuhalten, daß eine Vielzahl der Experimente mit dünnen Targets an den neuen Multidetektorsystemen in entscheidender Weise durch den Einsatz des Detektors für Verdampfungsrestkerne verbessert werden kann.

Anhang A

Das Simulationsprogramm TRIMTRANS

A.1 Das Programm zur Teilchenabdampfung: EVAPOR

Nachfolgend werden die Grundzüge des entwickelten Monte–Carlo–Verdampfungsprogramms EVAPOR dargestellt:

Aufgrund der Impulserhaltung ist der initiale Compoundkernimpuls $\vec{P}_{Com}^0$ gleich dem Strahlimpuls, dessen Unschärfe vernachlässigbar klein ist. Ausgehend von dem wohldefinierten Wert von $\vec{P}_{Com}^0$, wurden die zu einem bestimmten Reaktionskanal (z.B. $2\alpha n$) gehörenden Teilchenemissionen aus dem Compoundkern nacheinander simuliert.

Die kinetische Energie E_{kin}^ν des emittierten Teilchens (ν) im Schwerpunktsystem ist dabei jeweils aus der Verteilung $P(E_{kin}^\nu) dE_{kin}^\nu$ gewonnen, die der Julian–Pace Code [Gav80] liefert (vgl. Gl.[2.1]). Die Winkelverteilung $dN/d\Omega$ wurde gemäß aus Abb. [2.4] entnommen; oder, falls für eine spezifische Reaktion vorliegend, aus entsprechenden Meßdaten abgeschätzt (u.a. [Gal74]).

Für jeden Emissionsvorgang wurde eine entsprechende, mit der relativen Häufigkeit ihres Auftretens gewichtete Energie E_{kin}^ν für das emittierte Partikel ν gewürfelt. Nach:

$\| P_\nu \| = \sqrt{2m_\nu E_{kin}^\nu}$ stand für einen spezifischen Kanal (ν) somit die Länge des Teilchenimpulsvektors im Schwerpunktsystem fest.

Die Häufigkeitsverteilung $dN/d\Theta d\Phi$ ergibt sich aus der Winkelverteilung $dN/d\Omega = d^2N/\sin(\Theta)d\Theta d\Phi$, wobei bzgl. des Azimutwinkels Φ eine Isotropie vorliegt.

Mit den gewürfelten Werten für E_{kin}^ν , Θ und Φ stand der Impulsvektor $\vec{P}_\nu(E_{kin}^\nu, (d\sigma_\nu/d\Theta))$ des abgedampften Teilchens ν im Schwerpunktsystem somit eindeutig fest.

Durch Hinzunahme der Schwerpunktsbewegung, die sich in einfacher Weise aus der Reaktionskinematik ergibt, konnte nun $\vec{P}_\nu(E_{kin}^\nu, (d\sigma_\nu/d\Theta))$ in den entsprechenden Impulsvektor $\vec{P}_\nu^{lab}(E_{kin}^0, E_{kin}^\nu, (dN_\nu/d\Theta))$ des Laborsystems umgerechnet und vom ursprünglichen Impuls $\vec{P}_{com}^0$ des Compoundkerns abgezogen werden. $\vec{P}_{com}^0$ ist für jedes simulierte Ereignis in z-Richtung gelegt, also $(\vec{P}_{com}^0 = (0, 0, \sqrt{2E_{kin}^0/m_{com}}))$. Es ergab sich der Impulsvektor $\vec{P}_{com}^1$ des verbleibenden Compoundsystems, der als Ausgangspunkt für die nächste Teilchenemission verwendet wurde. Dieser Algorithmus wurde nun solange fortgesetzt, bis der gewünschte Verdampfungsrestkern erreicht war und somit dessen Impuls $\vec{P}_{VR}^k$ (k = Gesamtzahl der emittierten Teilchen) feststand. Aus diesem konnten dann die korrespondierenden Energie- und Winkelwerte für die $d^2N/dE d\Theta$ errechnet werden. Also:

$$\vec{P}_{VR} = \vec{P}_{com}^0(E_{kin}) - \sum_{i=1}^{i=k} \vec{P}_\nu^{lab}(E_{kin}^{i-1}, E_{kin}^\nu, (d\sigma_\nu/d\Theta)) \quad (A.1)$$

mit:

$\nu \in \{\alpha, p, n\}$

E_{kin}^{i-1} = kinetische Energie des Compoundsystems im Laborsystem vor der i-ten Teilchenabdampfung

E_{kin}^ν = kinetische Energie des abgedampften Teilchens im Schwerpunktsystem

$(d\sigma_\nu/d\Theta)$ = Anisotropieverteilung der Teilchenabdampfung im Schwerpunktsystem und hieraus in kartesischen Koordinaten¹ x, y, z :

$$E_{VR} = \|\vec{P}_{VR}\|^2 / 2M_{VR} \quad (A.2)$$

$$\Theta_{VR} = \tan^{-1} \sqrt{((P_{VR})_x^2 + (P_{VR})_y^2) / (P_{VR})_z^2}. \quad (A.3)$$

A.2 Das Programm zur Teilchentransmission durch Materie: TRIM

Der totale Energieverlust $(dE/dx)_{total}$ ist allein aus der Kenntnis von Masse und Ladung des Projektils (VR, Strahl) sowie der Targetmaterie bestimmbar. Aus der Dichte ρ_{Target} und der Dicke des Targets d_{Target} wird im TRIM-Programm zuerst die Gesamtanzahl

¹Umrechnung nach: $P_x = \|P\| \sin(\Theta) \cos(\Phi)$, $P_y = \|P\| \sin(\Theta) \sin(\Phi)$ und $P_z = \|P\| \cos(\Theta)$

n_{tot} der Streuzentren pro Flächeneinheit berechnet. Hiernach errechnet TRIM für ein einzelnes Teilchen mit definierter kinetischer Anfangsenergie E_{kin}^0 und Einfallswinkel Θ_0 , sowie gewürfeltem Stoßparameter b , die Energie - Winkelbilanz $(E_{kin}^1, \Theta^1)_n$, nach dessen Wechselwirkung mit einem Streuzentrum (nukleare Interaktion). Aus der mittleren freien Weglänge zwischen zwei Stößen wird daraufhin jeweils der elektronische Energieverlust berechnet und zum Wert des nuklearen Energieverlustes hinzuaddiert. Es ergeben sich die Energie - Winkelwerte (E_{kin}^1, Θ^1) , die als Einstiegswerte für den Stoß mit dem zweiten Targetatom genommen werden. Diese Simulation wird solange fortgesetzt, bis man alle Kollisionen mit den n_{tot} Streuzentren betrachtet hat. Der resultierende Wert $(E_{kin}^{n_{tot}}, \Theta^{n_{tot}})$ des Teilchens wird dann in die $d^2N/dE d\Theta$ -Matrix eingetragen.

Ist der Wert der ursprünglichen Energie E_{kin}^0 auf ein hunderstel abgesunken, wird die Simulation vorzeitig abgebrochen und das Teilchen als nicht transmittiert gewertet. Insgesamt kann eine beliebige Anzahl n_{Total} von Teilchen betrachtet werden.

Weiterhin besteht in der verwendeten Version T2d des TRIM-Programms die Möglichkeit ein aus verschiedenen Elementen (≤ 7) zusammengesetztes Mischtarget zu betrachten, sowie bis zu drei verschiedene Targetschichten hintereinander zu stapeln (Stack).

A.3 Die TRIMTRANS-Shell

Das neuentwickelte Programm TRIMTRANS ist im wesentlichen eine Zusammensetzung aus den beiden eben beschriebenen Fortran-Quellcodes EVAPOR und TRIM. Da der Prozeß der Teilchenabdampfung unabhängig von der anschliessenden Bewegung des Ions in der Targetmaterie ist, wurde EVAPOR als Vorprogramm zu dem TRIM-Code entwickelt.

Bei der bereits beschriebenen (Kap. [2.3.2]) Unterteilung des Targets der Dicke d_{Target} in n_{Lage} -Schichten, wurden gleichzeitig noch die stetige Abbremsung des Strahls bei dessen Durchgang durch das Target und die (damit gekoppelte) Variation des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung des Verdampfungsrestkerns $\sigma_{rea}(VR)$ mitberücksichtigt. Die Strahlabbremsung bewirkt, daß die kinetische Energie des Restkerns vom Entstehungsort desselben im Target abhängig wird. Für jede i -te Lage ($1 \leq i \leq n_{Lage}$) erfolgt zunächst die Berechnung der kinetischen Energie E_{kin}^i , die der Strahl nach Durchgang von $i - 1$ vorigen Lagen mit Gesamtdicke $dx_{Strahl} = (i - 1) * d_{Lage}/n_{Lage}$ aufweist (Unterprogramm BEAMFAST²). Die kinetische Energie des Strahls ist somit als diskrete Funktion der Targetdicke gegeben. Die Anwendung zeigte uns, daß für einen Strahl mit Energie E_{kin} zwischen $100MeV$ und $250MeV$, sowie einer Masse von $A_{Strahl} \sim 10 - 40$ in einem dünnen Target mit Masse $A_{Target} \geq 40$ der Energieverlust nahezu exakt linear mit wachsender Dicke zunimmt und insgesamt bis zu ca. 10% der ursprünglichen Energie ausmachen kann ($E_{kin}^{aus} \geq 0.9E_{kin}^{ein}$).

²Dieses Programm ist nahezu identisch mit der TRIM-Version T2D

Auch wenn die Verringerung der Strahlenergie i.a. ein Effekt im Prozentbereich ist, kann, wie die statistische Theorie aufzeigt [Bas80], eine solche Variation schon einen entscheidenden Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt des erzeugten Restkerns haben (Reaktionsschwellen). Mithin entstehen die im Verlauf der Strahlpassage produzierten Kerne nicht nur (mit geringfügig verkleinerter) kinetischer Energie, sondern auch mit einer sich gegebenenfalls stark verändernden Wahrscheinlichkeit (siehe dazu die Abbildungen: [3.1.], [3.18.], [3.20.] und [3.30.]). Dies kann natürlich einen entscheidenden Einfluß auf die letztlich zu bestimmende Energie-Winkelverteilung haben, da die VR's, die in Bereichen nahe des Strahlaustritts entstehen natürlich weitaus weniger abgebremst und aufgestreut werden, als solche, die unmittelbar an der Strahleintrittsstelle erzeugt werden und einen weiteren Weg (dx) durch die Materie zurückzulegen haben. Die schon angesprochenen Programme PACE und CASCADE erlauben es die Änderung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Strahlenergie abzuschätzen. Die Unteroption CROSSECT errechnet anhand von n_{st} so bestimmten Wertepaaren ($E_{kin}^j, \sigma_r^j(VR)$) mit $1 \leq j \leq n_{st} (\geq 2)$ die lineare Verbindung für die bestimmten Werte des Wirkungsquerschnittes, zwischen jeweils zwei in der Größe aufeinanderfolgenden Energien E_{kin}^j und E_{kin}^{j+1} , aus (Polygonapproximation). Hierbei müssen mindestens zwei verschiedene Stützstellen vorliegen und der ganze Energiebereich zwischen Strahlenergie bei Targeteintritt und Targetaustritt, also $[E_{kin}^{ein}; E_{kin}^{aus}]$ muß durch die Energiewerte 'eingerahmt' werden. Dies dient dazu, keine undefinierten Werte im Lösungspolygon für $\sigma_r(VR)$ im Inneren des Targets zu erzeugen.

Für die Ermittlung der relativen Häufigkeiten h_i , ($1 \leq i \leq n_{Lage}$) der in der i -ten Targetlage erzeugten Kerne, wird nun der Schnittpunkt des Lösungspolygons mit der dieser Lage entsprechenden Energie bestimmt. Für jede der insgesamt n_{Lage} -Schichten liegt mithin der Datensatz: (E_{kin}^i, h_i) vor, der aus Ausgangspunkt für das EVAPOR Programm dient.

Mit Hilfe von EVAPOR wird für jede der n_{Lage} -Lagen eine $([d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_i$ -Matrix erstellt. Es werden jeweils 1 Mio. Ereignisse simuliert, um eine stetige Verteilung in der 250 (Energie) * 150 (Winkel) Kanäle³ umfassenden Matrix zu erhalten. Die Wichtung mit dem entsprechenden h_i 's erfolgt erst in dem nächsten Schritt. Hierbei werden die relativen h_i -Werte zuvor noch so skaliert, daß die Summe der Ereignisse (N_{Evap}) in den n_{Lage} EVAPOR Matrixen mehr als 1 Mio. Ereignisse umfaßt. Die Häufigkeitswerte einer $([d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_i$ Matrix aus EVAPOR, dienen im folgenden als die Anzahl der zu simulierenden Ereignisse N_{Trim} für einen Aufruf des TRIM-Unterprogramms. Die entsprechenden Werte für E_{kin}^0 und Θ_0 sind natürlich durch die Energie-Winkelkoordinaten der i -ten Matrix gegeben und die noch zu durchlaufende Targetstrecke läßt sich durch: $dx = d_{Target} - (i - 1) * d_{Lage}/n_{Lage}$ errechnen.

³Standardauflösung: Energie : $(1.5/250) * E_{lab} * M_{Projektil} / (M_{Projektil} + M_{Target})$, Winkel : 0.2°

Die TRIM-Routine wird nur dann aufgerufen, wenn gilt: $([d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_{ij} \geq 1$, also höchstens $250 * 150 * n_{Lage}$ -mal. Jedes durch TRIM simulierte Ereignis wird in die resultierende Transmissionsmatrix $[d^2N/dE d\Theta]_{VR}^{Trim}$ eingetragen, die dieselbe Dimension besitzt, wie die einzelnen EVAPOR-Matrizen.

Es sei noch vermerkt, daß die Berechnung der Strahlauffächerung in TRIMTRANS durch eine weitere Unteroutine BEAMTRIM erfolgt, die unabhängig von allen bisherigen Programmteilen in der TRIMTRANS-Shell ist. BEAMTRIM stellt eine Modifikation des TRIM Programms dar, die speziell auf die bei der Strahlauffächerung wichtigen Aspekte hin konzipiert ist. So sind die Winkel und Energieauflösungen in der resultierenden Matrix $d^2N/dE d\Theta$ -Matrix gegenüber der für die Verdampfungsrestkerne verwendeten Version deutlich vergrößert. Ebenso beträgt die Anzahl der simulierten Ereignisse mindestens $2Mio.$, damit der relativ geringe Anteil der in den aktiven Detektorbereich gestreuten Teilchen ($\Theta \geq 2.7^\circ$) mit hinreichender statistischer Genauigkeit bestimmt werden kann.

In der Tab. [A.1.] sind die verwendeten Programmteile mit den jeweils notwendigen Eingabeparameter aufgelistet.

Das Programm GEDOPPLER⁴ wurde in diese Schematik nicht miteinbezogen, da es optional zur TRIMTRANS-Shell ist und im Gegensatz zu TRIMTRANS speziell auf die OSIRIS-Geometrie zugeschnitten war. In diesem Programm wird die Verteilung $[d^2N/dE d\Theta]$ aus TRIMTRANS zunächst in eine Geschwindigkeits-Winkelverteilung umgerechnet : $[d^2N/dv d\Theta]$.

Es sei noch anzumerken, daß für GEDOPPLER ein spezielles Setup-Modul entwickelt wurde, das es ermöglicht eine beliebige Frontfläche (der Germanium-Detektoren) im Dreidimensionalen zu definieren. Nachfolgend kann dann für diese Fläche der Effekt der Dopplerverschiebung berechnet werden.

⁴programmiert im WAVE-Compiler der Firma Visual Numerics (Houston,USA)

Tab. [A.1.]: Schematischer Aufbau des TRIMTRANS–Programms

ROUTINE	EINGABE	Resultat	Ausgabe
BASIC-DATA	Strahl: E_{lab}, Z_{ST}, M_{ST} Target: Z_T, M_T, dx, ρ Kern: Z_{VR}, M_{VR} Anzahl der Lagen: n_{Lage} Gesamtereignisse N_{Trim}	Zerlegung des Targets in n_{Lage} Schichten	ASCII-Dateien: Beamfast.in Beamslow.in Crossect.in Trimprot.dat
BEAMFAST	Beamfast.in aus BASIC-DATA	Abbremsung des Strahls im Target für n_{Lage} Schichten	ASCII-Datei: Beamfast.out $dx_i, E(dx_i)$
CROSSECT	WQ als Fkt. der Strahlenergie	Polygonapprox. an die WQ-Variation im Target	ASCII-Datei: Crossect.out $h_i, dx_i, E(dx_i)$
EVAPOR	Energievert. der emittierten Teilchen und Anisotropie (* .ene , * .ani) aus z.B. PACE Crossect.out	$([d^2 N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_i$ für n_{Lage} Schichten	ASCII-Matrizen Evapxxxx.mat je (250*150)
EVAPTRIM	$([d^2 N/dE d\Theta]_{VR}^{Evap})_i$ aus EVAPOR	$[d^2 N/dE d\Theta]_{VR}^{Trim}$	ASCII-Matrix Trim.mat (250*150)
BEAMTRIM	Beamslow.in aus BASIC-DATA	$[d^2 N/dE d\Theta]_{Strahl}^{Trim}$	ASCII-Matrix Trimbeam.mat (250*150)

Anhang B

Die Koordinaten der Detektoren; Dopplerkorrektur

B.1 Die Polarkoordinaten der OSIRIS-Detektoren und der RFD-Elemente

Alle angegebenen r, θ, Φ -Koordinaten beziehen sich auf das Koordinatensystem, wie in Abb. [2.1.] dargestellt. Also z -Richtung=Strahlachse; Targetposition=Mittelpunkt; x -Richtung das Lot zur Targetposition und $x-y-z$ bilden ein Rechtssystem. Alle Winkelangaben sind in Grad, die Längenangaben in mm .

Tab. [A.2.]: Die $\Theta - \Phi$ Koordinaten der Mittelpunkte der Stirnfächen der 11 OSIRIS-Detektoren in der OSIRIS-RFD Kombination

Nr. :	1	2	3	4	5	6	7	8	9	11	12
Θ	117.0	117.0	141.8	155.0	90.0	141.8	38.3	38.3	90.0	63.1	63.1
Φ	335.0	205.0	25.0	270.0	25.0	155.0	25.0	155.0	155.0	205.0	335.0

Der Abstand vom Target (r -Wert) beträgt für alle Detektoren $(175 \pm 4) mm$ in den 8 OSIRIS-Shields und $(180 \pm 6) mm$ in den 3 Nordball-Shields. Der Fehler in allen obigen Winkelangaben beträgt ca. 0.2° . Die angegebenen Toleranzen sind jeweils einbautechnisch bedingt.

Tab. [A.3.]: Die $r - \Theta - \Phi$ -Koordinaten der Mittelpunkte der Stirnfächen der 18 RFD-Elemente in der OSIRIS-RFD Kombination

Nr. :	1	2	3	4	5	6	7	8	9
r	735.5	735.5	735.5	735.5	735.5	735.5	744.1	741.3	744.1
Θ	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	9.9	8.6	9.9
Φ	270.0	330.0	30.0	90.0	150.0	210.0	270.0	300.0	330.0
Nr. :	10	11	12	13	14	15	16	17	18
r	741.3	744.1	741.3	744.1	741.3	744.1	741.3	744.1	741.3
Θ	8.6	9.9	8.6	9.9	8.6	9.9	8.6	9.9	8.6
Φ	0.0	30.0	60.0	90.0	120.0	150.0	180.0	210.0	240.0

Der Fehler in allen obigen Winkelangaben beträgt ca. 0.02° und in den r -Werten ca. 1 mm . Die angegebenen Toleranzen sind ebenso einbautechnisch bedingt.

B.2 Die Matrix Θ_{ij} zur Dopplerkorrektur

Tab. [A.4.]: Die Winkel Θ_{ij} zwischen den 11 OSIRIS-Detektoren (Spalten) und den 18 Elementen des RFD-Detektors (Zeilen)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	11	12
0	117.00	117.00	141.80	155.00	90.00	141.80	38.30	38.30	90.00	63.10	63.10
1	118.96	119.02	139.41	160.01	87.89	139.46	36.41	36.46	87.95	65.32	65.26
2	114.02	121.98	136.76	157.13	85.03	144.44	33.31	41.36	92.92	68.09	60.28
3	111.98	119.79	138.70	152.21	87.14	146.75	35.62	43.30	95.03	66.05	58.09
4	114.75	114.81	143.60	150.03	92.11	143.65	40.60	40.65	92.17	61.11	61.05
5	119.73	112.04	146.70	152.21	94.97	138.75	43.25	35.67	87.20	58.15	65.99
6	121.92	114.08	144.39	157.13	92.86	136.81	41.31	33.36	85.09	60.34	68.03
7	120.75	120.81	136.75	164.92	85.83	136.80	35.08	35.13	85.89	67.63	67.57
8	115.88	123.93	134.46	161.98	82.96	141.71	31.57	39.87	90.81	70.26	62.64
9	111.01	126.87	131.86	158.32	80.13	146.61	28.42	44.64	95.72	72.99	57.71
10	109.11	124.73	133.82	153.67	82.21	149.39	30.67	46.24	97.85	70.96	55.34
11	107.08	122.36	135.42	148.94	84.34	151.64	33.45	48.20	99.93	69.06	53.20
12	109.81	117.43	140.19	147.31	89.25	148.49	38.35	45.60	97.09	64.19	56.14
13	112.44	112.50	144.93	145.11	94.17	144.98	43.26	43.31	94.23	59.32	59.26
14	117.37	109.87	148.44	147.31	97.04	140.24	45.55	38.40	89.31	56.20	64.13
15	122.30	107.14	151.59	148.94	99.87	135.47	48.15	33.49	84.40	53.26	69.00
16	124.67	109.17	149.34	153.67	97.79	133.87	46.19	30.72	82.27	55.40	70.90
17	126.81	111.07	146.56	158.32	95.66	131.91	44.59	28.47	80.19	57.77	72.93
18	123.87	115.94	141.66	161.98	90.75	134.51	39.82	31.61	83.02	62.70	70.20

Das 0-te RFD-Element wird zur mittleren Korrektur jener Ereignisse verwendet, für die keine Flugzeit im RFD- gemessen wurde. D.h. für diese Ereignisse wird für den emittierenden Kern eine Flugrichtung exakt entlang der z-Achse angenommen. Die Geschwindigkeit dieser Kerne wird durch den Mittelwert aus den TRIMTRANS-Rechnungen angenähert.

Die Dopplerkorrektur aller gemessenen Energiewerte $E_{Doppler}$ erfolgt nach:

$$E_0 = E_{Doppler}(1 - (\cos(\Theta_{ij}) * B_j/(t - t_0))) , \quad (B.1)$$

wobei:

- i = Nummer des beteiligten Germanium-Detektors,
- j = Nummer des beteiligten RFD-Elementes (Im Falle das keines der 18 RFD-Elemente gefeuert hat $j = 0$),
- Θ_{ij} = Winkel zwischen den Mittelpunkten der Stirnflächen
- t = im RFD gemessenen Flugzeit, wobei für $j = 0$ ein Mittelwert aus TRIMTRANS angenommen ist,
- $B_j = s_j/c$ = Entfernung zwischen dem Targetmittelpunkt und den Mittelpunkten der RFD-Stirnflächen dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit c .

Literaturverzeichnis

- [Alb91] Alber D. et al. : Z. Phys. **A339** (1991) 225
- [Bar87] Bargholtz C. et al. : Nuclear Instruments and Methods **A256** (1987) 513
- [Bas80] Bass R. : *Nuclear Reactions with Heavy Ions*; Springer-Verlag ; Berlin, Heidelberg, New York 1980
- [Bax94] Baxter A.M. et al. : *Spectroscopy of ^{189}Pb* ; Annual Report ANU Canberra (1994) 35
- [Bet30] Bethe K. : Ann. Phys. **5** (1930) 325
- [Bie80] Biersack J. und L. G. Hagmark : *A Monte-Carlo Computer Program for the Transport of Energetic Ions in Amorphous Targets*; Nuclear Instruments and Methods **B174** (1980) 257
- [Blo33] Bloch F. : Z. Phys. **81** (1933) 363
- [Blo85] Blomqvist J. et al. : *In-Beam γ -Ray Spectroscopy on ^{56}Ni* ; Z. Phys. A Atoms and Nuclei **A322** (1985) 169
- [Blo95] Blomqvist J. : *private Mitteilung*
- [BohM53] Bohr A. und B.R. Mottelson : Phys. Rev. **89** 316 [II:2] und Phys. Rev. **90** 717 [II:2] ; sowie *Nuclear Structure Vol. I und II*; W.A. Benjamin (INC.), Reading, Mass. (USA) 1969 (Vol. I) und 1975 (Vol. II)
- [BruG77] Brussard P.J. und P.W.M. Glaudemans : *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy*; North-Holland Publishing Company, 1977
- [Gal74] Galin J. et al. : Phys. Rev. **C9** (1974) 1113
- [Gav80] Gavron A. : Phys. Rev. **C21** (1980) 230
- [Gou71] Gould C.R. et al. : *Lifetimes of Low-Lying Levels in ^{57}Ni* ; Phys. Rev. Lett. **25** No.7 (1971) 463

- [Gou72] Gould C.R. et al. : *Properties of the 2.443- and 3.003 MeV Levels in ^{57}Ni* ; Phys. Rev. **C5** No.1 (1972) 281
- [Gre92] Grebosz J. : *private Mitteilung*
- [Has87] Hasselkamp D. et al. : Nuclear Instruments and Methods Phys. Res. **B18** (1987) 561
- [Hax49] Haxel O.J ; J.H.D. Jensen und H.E. Suess : Phys. Rev. **75** (1949) 1769
- [Heb88] Hebbinghaus G. : *Kerngestaltsänderungen bei hohen Drehimpulsen: Superdeformation in ^{146}Gd und Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt* ; Diss. Uni-Bonn, IKP-KFA Jülich, Jül-2208 (1988)
- [HeeM91] Heese J. und K.H. Maier et al. : *Development of a New Recoil Filter Detector for OSIRIS*; HMI Bereich Schwerionenphysik Annual Report (1991) 68
- [Hee92] Heese J. et al. : HMI Bereich Schwerionenphysik Annual Report (1992) 90 ; sowie: Proc of the International Conf. on Nucl. Structure at High Angular Momentum, Ottawa and Chalk River, AECL-10613, Vol.2, (1992) 439 und Acta Phys. Pol. **B24** (1993) 61
- [Hee93] Heese J. et al. : *Evidence for Low-Lying Prolate Bands in ^{188}Pb and ^{186}Pb* ; Phys. Lett. **B302** (1993) 390
- [HilW] Hill D.L. und J.A. Wheeler : Phys. Rev. **89** 1102 [II:vi,91,212,367,373,677]
- [Jan83] Janssens et al. : Phys. Lett. **B131** (1983) 35
- [Kno79] Knoll G. F. : *Radiation Detection and Measurement (2nd Edition)*; John Wiley & Sons , New York 1979
- [Kra73] Krane K.S , R.M. Steffen und R.M. Wheeler : Nucl. Data Tables **11** (1973) 351
- [Krä88] Krämer-Flecken A. : *Untersuchung zum Zerfall von Hochspinisomeren in den W- und Os-Isotopen und Entwicklung von Programmen zur Steuerung der Experimentlogik und der Datenerfassung*; Diss. Univ.-Bonn, IKP-KFA-Jülich, 1988.
- [Kra94] Kraus G. et al. : *Proton Inelastic Scattering on ^{56}Ni in Inverse Kinematics*; Phys. Rev. Let. **Vol. 73** No. **13** (1994) 1773
- [Lac94] Lach M. et al. : *Spectroscopy of $^{198,199}\text{Po}$* ; Z. Phys. **A350** (1994) 207

- [Lag91] Lagrange J.M. et al. : *Premiers Etats Excites de ^{191}Pb* ; Annual Report IPN Orsay (1991) 37
- [Lan94] Lane G.J. et al. : *Deformed $i_{13/2}$ Bands and Prolate–Oblate Shape Coexistence in ^{185}Tl and ^{187}Tl* ; akzeptiert zur Veröffentlichung in Phys. Lett. B (1994)
- [Led78] Lederer C.M. und V.S. Shirley : *Table of Isotopes (7th Edition)*; John Wiley & Sons , New York 1978
- [Lie84] Lieder R.M. et al. : *Design of a Bismuth Germanate Anti-Compton-Spectrometer and its use in Nuclear Spectroscopy*; Nuclear Instruments and Methods **220** (1984) 363
- [Lin68] Lindhard J. et al. : Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33** No. 10 (1968)
- [Ma86] Ma W.C. et al. : Phys. Lett. **B167** (1986) 277
- [Mai95] Maier K.H. : *private Mitteilung*
- [MaiG95] Maier K.H. und H. Grawe : *private Mitteilung*
- [May49] Mayer M.G. et al. : Phys. Rev. **75** (1949) 1969 ; **78** (1950) 18
- [Mec94] Meczinski W. : *private Mitteilung*
- [NDS86] Nuclear Data Sheets Vol. 47 (1986); 50 (1987); 51 (1988); 61(1990); 63 (1991); 65 (1992); 69,70 (1993); 71,72(1994)
- [NDS90] Nuclear Data Sheets Vol. 61 (1990); 64 (1991); 74 (1995)
- [NDS92] Nuclear Data Sheets Vol. 67 (1992)
- [NDS93] Nuclear Data Sheets Vol. 68 (1993)
- [Ner60] Nervik W.E. et al. : Phys. Rev. **119** (1960) 1685
- [Nie78] Niedrig H. : *Physical Background of Electron Scattering*; Scanning 1 (1978) 17–34
- [Pla66] Plastino A., R. Arvieu und S.A. Moszkowski : Phys. Rev. **145** (1966) 837
- [Pou92] Porquet M.G. et al. : J. Phys. **G18** (1992) L29
- [Püh77] Pühlhofer F. : Nucl. Phys. **A280** (1977) 267–284
- [Rej95] Rejmund M. : *private Mitteilung*

- [Rot92] Rothard H. et al. : *Kinetic Electron Emission from Ion Penetration of Thin Foils in Relation to the Pre-Equilibrium of Charge Distributions; Particle Induced Electron Emission II*; Springer Tracts in Modern Physics Vol. 123, 97–147; Berlin, Heidelberg 1992
- [Rut11] Rutherford E. : Phil. Mag. **21** (1911) 212, 699
- [Sai89] Saint-Laurent M.G. et al. : Z. Phys. **A334** (1989) 365
- [Ska80] Skarsvag K. et al. : Phys. Rev. **C22** (1980) 638
- [Spo92] Spohr K.-M. : *Kalibration des 4π BGO Summenenergie- und γ -Multiplizitätsfilters des OSIRIS Spektrometers*; Dipl. Uni-Bonn, IKP-KFA Jülich, Jül-2594 (1992)
- [Spo95] Spohr K.-M. et al. : *Spectroscopy with Large γ -Arrays in Coincidence with a RFD*; Acta Physica Polonica **B26** (1995) 297
- [SteA75] Steffen R.M und K. Alder : *Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*; North-Holland Publishing Company, 1975
- [Whe63] Whestone S.L. et al. : Phys. Rev. **131**, (1963) 1232
- [Yam67] Yamazaki T. : *Tables of Coefficients for Angular Distribution of γ -Rays from Aligned Nuclei* Nuclear Data **A3** No.1 (1967) 1
- [Zie77] Ziegler J.F. und H.H. Anderson : *Hydrogen-Stopping Powers and Ranges in All Elements Vol. 3*; Pergamon Press 1977
- [Zie85] Ziegler J.F. ; J. Biersack und U. Littmark : *The Stopping and Range of Ions in Solids*; Pergamon Press 1985

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand in der Abteilung für Kernphysik des Hahn–Meitner–Institutes in Berlin. Allen, die an dem erfolgreichen Gelingen beteiligt waren, sei an dieser Stelle gedankt.

Für die umfassende Betreuung gilt insbesondere Herrn Dr. Karl Hugo Maier mein Dank. Ebenso danke ich hiermit Herrn Dr. Hubert Grawe, der mit klärenden Erläuterung zur Kerntheorie zum Gelingen der Arbeit entscheidend beitrug. Für die Übernahme des Referats sei hier besonders Prof. Dr. Rainer Lieder von der KFA in Jülich gedankt. Den Herren Prof. Dr. P. Herzog und Prof. Dr. H. Hübel aus Bonn danke ich für die Übernahme der Koreferate.

Der Gruppe um Herrn Dr. Maier sei desweiteren gedankt für die Hilfestellungen und Anregungen, die mir zuteil wurden. Insbesondere sei Dr. Jürgen Heese genannt, der mich im ersten Jahr betreute. Darüberhinaus sei aber auch Frau Dipl. Phys. Magdalena Górska, Herrn Dipl. Phys. Maurycy Rejmund, Herrn Dr. Rüdiger Schubart und Dr. John Fitzgerald für ihren nahezu unermüdlichen Einsatz während der Experimente gedankt.

Herrn Prof. Dr. Jan Blomqvist aus Stockholm, der durch seine Anregungen klärend zum Verständnis der Kernstruktur in ^{57}Ni beitrug, gilt ebenso mein Dank. Besonderen Dank sei auch Frau Dr. Malgosia Lach, Herrn Dr. W. Męczyński, Herrn Prof. Dr. Jan Styczeń und Herrn Dipl. Ing. Jurek Grębosz vom IPJ in Krakau ausgesprochen. Sie standen mir bei allen Experimenten stets hilfreich zur Seite.

Vom technischen Personal des HMI seien hiermit Frau Erika Illner, Herrn Peter Szimkowiak, Herrn Bernd Mertesacker und Herrn Wolfgang Graf gedankt.

Aus meiner 'Jülicher Gruppe' geht mein Dank an Herrn Dipl. Phys. Stefan Utzelmann, Herrn Herbert Jäger und Herrn Dr. Werner Gast.

Zuletzt möchte ich insbesondere meiner Familie für das Verständnis danken, das sie mir während der ganzen Zeit entgegengebracht hat: Danke Beate, Dido, Helene und Berthold !

Jül-3171
Januar 1996
ISSN 0944-2952