

GSi

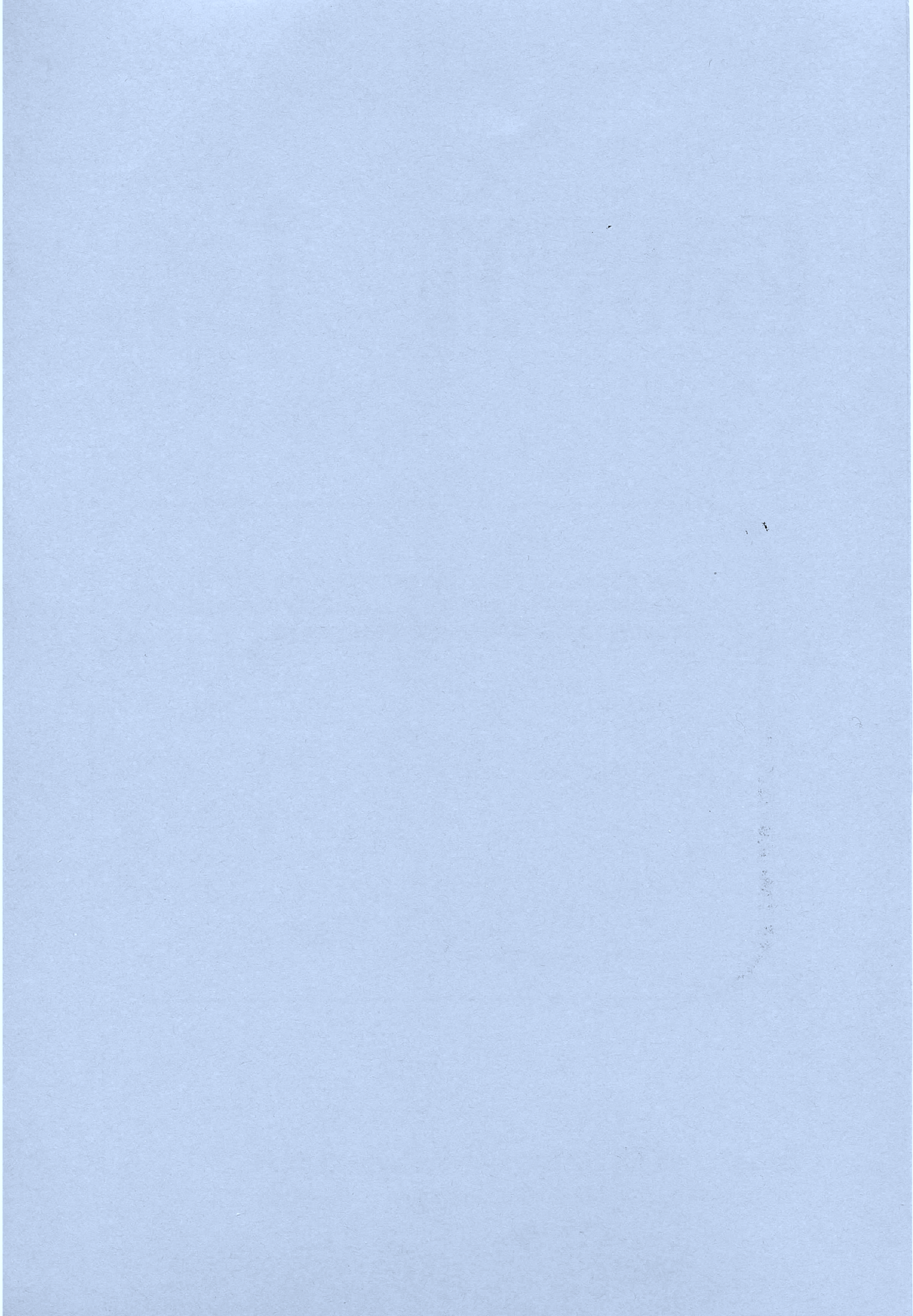
GSi-93-30
REPORT
JULI 1993
ISSN 0171-4546

**INELASTISCHE PROTONSTREUUNG AM DOPPEL-
MAGISCHEN ^{56}Ni MIT RADIOAKTIVEM SCHWER-
IONENSTRAHL IN INVERSER KINEMATIK**

G. KRAUS

(Doktorarbeit, Universität Mainz)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Postfach 110552 · D-64220 Darmstadt · Germany



Inelastische Protonstreuung am doppelmagischen ^{56}Ni mit
radioaktivem Schwerionenstrahl in inverser Kinematik

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg – Universität
in Mainz

Gerald Kraus
geb. in Gemünden am Main
- Mainz 1993 -

1. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Henning
2. Berichterstatter: Prof. Dr. H.J. Kluge
Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juli 1993

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	3
Tabellenverzeichnis	5
Zusammenfassung	7
1 Einleitung und Motivation	9
2 Produktion exotischer Schwerionenstrahlen an SIS/FRS	17
2.1 Die Methode der Projektilfragmentation	17
2.2 Der FRS als Energieverlustachromat	20
3 Vorbereitung des $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiments	27
3.1 Physikalische Fragestellung	27
3.2 Kinematische Bedingungen	29
3.3 Experimentelles Konzept	34
3.4 Detektorentwicklung und Labormessungen	38
3.4.1 Szintillationsdetektoren	38
3.4.2 Si(Li) - Detektoren	45
3.5 Experimenteller Aufbau	48
3.5.1 Detektorsysteme und mechanische Komponenten	49
3.5.2 Elektronik und Datenaufnahme	54
4 Experimentelle Ergebnisse	57
4.1 Vorexperimente	57
4.2 Messung mit ^{58}Ni - Primärstrahl	60
4.2.1 Voreinstellungen	61
4.2.2 Rohdaten für die Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$	63
4.3 Messung mit ^{56}Ni - Sekundärstrahl	66
4.3.1 Fragmentidentifikation und Strahlqualität	66
4.3.2 Rohdaten für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$	69

5	Datenreduktion und Analyse	73
5.1	GOOSY Analyse (Offline)	73
5.1.1	Untergrund von $^{56,58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ - Reaktionen	73
5.1.2	Streuwinkelrekonstruktion und Energiespektren	79
5.2	Optische Modell - und CCBA - Rechnungen	84
5.3	Monte-Carlo Simulationen für die Protonspektren	88
5.4	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und β_2 - Werte	92
6	Diskussion der Ergebnisse	101
6.1	$B(E2)$ - Werte und Systematiken	101
6.1.1	$2^+ \rightarrow 0^+$ - Übergänge	102
6.1.2	$N, Z = 28$ Bereich	104
6.1.3	Vergleich mit anderen doppelt magischen Kernen	110
6.1.4	Vergleich mit Schalenmodellvorhersagen	112
7	Ausblick	119
	Literaturverzeichnis	125
	Danksagung	131

Abbildungsverzeichnis

1.1	GSI Beschleunigereinrichtungen	11
1.2	Darstellung des Prinzips <i>Inverse Kinematik</i>	13
1.3	Energiespektrum der Reaktion $d(^{136}\text{Xe}, p)^{137}\text{Xe}^*$ bei 5.9 MeV/Nukleon	15
2.1	Schematische Darstellung der Projekttilfragmentation	18
2.2	Produktionsquerschnitte protonenreicher ^{27}Co - und ^{28}Ni - Isotope im Bereich $A \simeq 54$	19
2.3	Die PFIS - Methode	21
2.4	Separation von Projekttilfragmenten am FRS	23
2.5	Fragmentation von 1000 MeV/Nukleon ^{197}Au an ^{27}Al	24
3.1	Niedrigliegende Niveaustuktur von ^{56}Ni	28
3.2	$B(E2)$ - Werte für N oder $Z = 28$ Kerne	29
3.3	Kinematik der Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ bei 101 MeV/Nukleon	30
3.4	100 MeV Protonstreuung an ^{58}Ni und ^{48}Ti	31
3.5	Kinematik der Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ bei 115 MeV/Nukleon	33
3.6	MOCADI - Simulation der Fragmentation von 350 MeV/Nukleon ^{58}Ni an ^9Be	35
3.7	Ortsempfindlicher Szintillationsdetektor	41
3.8	Ortsspektrum eines Szintillationszählers aus Lasertest	44
3.9	Energiespektrum einer α - Quelle in einem Si(Li) - Zähler	46
3.10	Aufbau der $\alpha\gamma$ - Koinzidenzmessung	47
3.11	Zeitspektrum eines Si(Li) - Zählers aus $\alpha\gamma$ - Koinzidenzmessungen	48
3.12	Experimenteller Gesamtaufbau (Schema)	49
3.13	Vertikaler Schnitt durch die Streukammer	51
3.14	Innenansicht der Streukammer	52
3.15	Blockschaltbild der Experimentelelektronik	55
4.1	Online Ortseichung eines Szintillationszählers	58
4.2	Elastische Protonstreuung an ^{209}Bi in inverser Kinematik	59
4.3	Emittanz des 115 MeV/Nukleon ^{58}Ni - Strahls	61
4.4	Flugzeitspektrum des ^{58}Ni - Strahls mit Streifentarget	62
4.5	Energiespektrum von Targetrückstreuteilchen für 115 MeV/Nukleon ^{58}Ni - Strahl auf 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target.	63

4.6	Energie - Flugzeitspektrum von Targetrückstreuteilchen für ^{58}Ni - Strahl auf 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target.	64
4.7	Energie - Flugzeitspektrum des von einem ^{58}Ni - Strahl auf einem ^{12}C - Target erzeugten Untergrunds	65
4.8	Fragmenttrennung und -identifizierung an S4	66
4.9	Fragmentverteilung an S4 mit offenen FRS - Schlitzen	68
4.10	Emittanz des 101 MeV/Nukleon ^{56}Ni - Strahls	69
4.11	Untergrund durch den Targetaufbau	70
5.1	Energie - Flugzeitspektrum $^{58}\text{Ni} \rightarrow (\text{CH}_2)_n$ mit Analysebedingungen	74
5.2	Differenzspektrum des Untergrunds von $(\text{CH}_2)_n$ - und ^{12}C - Target	75
5.3	Energieverlustspektrum hochenergetischer Targetrückstreuteilchen	76
5.4	Wirkungsquerschnitt für die Emission von Protonen aus $^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ - Reaktionen	78
5.5	Rekonstruierte Energie - Winkelverteilung von Targetrückstreuteilchen	80
5.6	Untergrundbereinigtes Proton - Energiespektrum für ^{58}Ni - Strahl	81
5.7	Untergrundbereinigtes Proton - Energiespektrum für ^{56}Ni - Strahl	82
5.8	Vergleich verschiedener Analysemethoden für die ^{56}Ni - Daten	83
5.9	CCBA - Rechnung für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$	86
5.10	CM - Winkelverteilung der Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$	87
5.11	Monte-Carlo Simulation der Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ (ohne Störungen durch das Reaktionstarget)	89
5.12	Monte-Carlo Simulation der Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ (mit Störungen durch das Reaktionstarget)	91
5.13	Vergleich der Energiespektren mit Monte-Carlo Simulationen für die Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$	93
5.14	Vergleich der Energiespektren mit Monte-Carlo Simulationen für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$	94
5.15	Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p)$	96
6.1	Anregungsenergien und $B(E2)$ - Werte für Kerne mit N oder $Z = 28$	105
6.2	$B(E2)$ - Werte globale Systematik	106
6.3	$B(E2)$ - Werte lokale Systematik	107
6.4	$B(E2)$ - Werte regionale Systematik	109
6.5	$B(E2)$ - Werte für doppelt magische Kerne	110
6.6	Anregungsenergien für doppelt magische Kerne	111
6.7	Niveaustuktur des Schalenmodells	113
6.8	Teilchen - Lochkonfiguration für ^{54}Fe , ^{56}Ni und ^{58}Ni	116
7.1	Zählratenvergleich für internes und externes Target	122
7.2	Neukonstruierte Wechselwirkungskammer am ESR Gasjet - Target	123

Tabellenverzeichnis

3.1	Abschätzung der Strahlintensitäten für ^{56}Ni	34
3.2	Einfluß des experimentellen Aufbaus auf die Strahlqualität	53
5.1	Parameter des optischen Potentials für die Reaktionen $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ und $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$	86
5.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ und $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ mit relativen Fehlern	97
5.3	Vergleich der extrahierten β_2 - Werte mit Literaturdaten	99
6.1	Vorhersagekraft verschiedener Systematiken für $B(E2)$ - Werte	109
6.2	Anregungsenergien und $B(E2)$ - Werte von Kernen mit Nebenschalen- abschlüssen	112
6.3	Schalenmodellrechnung für ^{54}Fe , ^{56}Ni und ^{58}Ni	117

Zusammenfassung

Im Rahmen des Experimentprogramms *Kernstrukturuntersuchungen an radioaktiven Isotopen durch direkte Reaktionen in inverser Kinematik mit exotischen Schwerionenstrahlen* wurde in der vorliegenden Arbeit die elastische und inelastische Proton - Streuung am doppelt magischen, radioaktiven ^{56}Ni bei 101 MeV/Nukleon untersucht. Ziel des Experiments war die Messung des Wirkungsquerschnitts für die Anregung des ersten 2^+ - Zustands dieses instabilen Kerns in der Gegend des ersten Diffraktionsmaximums in der Winkelverteilung und die Bestimmung des $B(E2)$ - Werts für den Übergang zum 0^+ - Grundzustand. Die großen Niveauabstände im niedrigliegenden Anregungsbereich von ^{56}Ni machen die Kinematik der Reaktion insensitiv auf Variationen der Strahlenergie und erlauben die Durchführung des Experiments mit der begrenzten Qualität des direkten FRS - Strahls ($\Delta E/E \simeq 2\%$, $\epsilon \simeq 20 \pi$ mm mrad).

Durch Projektilfragmentation eines im Schwerionensynchrotron (SIS) auf 350 MeV/Nukleon beschleunigten ^{58}Ni - Strahls an einem ^9Be - Target und anschließende Separation im Fragmentseparator (FRS) wurde ein weitgehend isopenreiner ^{56}Ni - Fragmentstrahl erzeugt. Dieser wurde vom FRS im achromatischen Betriebsmode mit einem Strahlfleckdurchmesser von 15 mm, 7 mrad Divergenz und einer Intensität von $\simeq 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ an den Experimentierplatz S4 abgebildet. Zur Kontrolle des Strahls wurde ein System von vakuumtauglichen Szintillationsdetektoren konstruiert, das die Bestimmung von Position, Flugzeit und Energieverlust der Strahlteilchen sicherstellte. Das System erreichte bei Raten bis 10^5 s^{-1} eine Zeitauflösung von $\Delta t_{frag} = 200 \text{ ps}$, eine Ortsauflösung von $\Delta x = 1 \text{ mm}$ und eine Z - Auflösung von $\Delta Z = 0.85$. Die gemessene Strahlqualität ist in Übereinstimmung mit Vorhersagen der FRS - Abbildungseigenschaften durch das Monte-Carlo Programm MOCADI. Der vom semiempirischen EPAX - Code prognostizierte Fragmentationsquerschnitt für ^{56}Ni , $\sigma_{frag} = 1.3 \text{ mb}$, wird durch die beobachtete Sekundärstrahlintensität bestätigt.

Der Nachweis der von einem $1 \text{ mg/cm}^2 (\text{CH}_2)_n$ - Target rückgestreuten Protonen erfolgte mit einem System aus Halbleiterdetektoren (Si(Li)), welches beim Sollstreuwinkel $\vartheta_{lab} = 79.1^\circ$ den gesamten verfügbaren Azimutalwinkelbereich überdeckte. Die mit diesem System erreichte Energieauflösung von $\Delta E_p = 50 \text{ keV}$ und Flugzeitauflösung von $\Delta t_p = 3 \text{ ns}$ erlaubte die Abtrennung eines Untergrunds von hochenergetischen Protonen aus $^{56}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ - Reaktionen. Zum quantitativen Verständnis der resultierenden Energiespektren wurde das Nachweisverhalten des Si(Li) - Systems mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen eingehend analysiert. Ein χ^2 - Fit der experimentell

gemessenen Spektren mit den Ergebnissen der Simulationen lieferte die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Protonstreuung am ^{56}Ni mit einem relativen Fehler von etwa 15%, wobei der statistische Anteil etwa 4% beträgt. Im Vergleich mit CCBA - Rechnungen wurde der Deformationsparameter β' für den ersten angeregten 2^+ - Zustand zu $\beta' = 0.173(17)$ bestimmt. Einen guten Test der experimentellen Methode und der Datenanalyse ermöglichte die Referenzmessung $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$. Die bestimmten elastischen Wirkungsquerschnitte stimmen innerhalb der statistischen Fehler von wenigen Prozent mit ^{58}Ni - Daten aus Streuexperimenten mit Protonstrahl überein.

Eine Einordnung des extrahierten Werts $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) = 595(117) e^2\text{fm}^4$ für ^{56}Ni in vorhandene Systematiken und ein Vergleich mit verschiedenen Schalenmodellrechnungen zeigt, daß die niedrig liegende Anregungsstruktur des ^{56}Ni - Kerns signifikante Unterschiede zu anderen doppeltmagischen Isotopen wie ^{16}O , $^{40,48}\text{Ca}$ und ^{208}Pb aufweist. Während für diese Kerne $B(E2)$ - Werte in der Größenordnung der entsprechenden Einteilchenwerte gemessen wurden, ist der für ^{56}Ni bestimmte Wert etwa um den Faktor 10 größer. Ähnliches Verhalten findet sich bei Kernen mit abgeschlossenen Zwischenschalen, was die Interpretation des $1f7/2$ - Niveaus als Nebenschalenabschluß nahelegt. Die experimentellen Ergebnisse werden gut beschrieben durch neuere Schalenmodellrechnungen auf der Basis von 1 - Teilchen - Loch Anregungen in einem $(1f7/2)^h - (2p3/2, 1f5/2, 2p1/2)^p$ Konfigurationsraum.

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Ein interessantes Forschungsgebiet der Kernphysik ist die Untersuchung sogenannter exotischer, wegen ihrer kurzen Lebensdauer in der Natur nicht vorkommender Isotope, ihrer Struktur und ihre Einordnung im Rahmen existierender Kernmodelle. Neben der Bestimmung von Grundzustandseigenschaften wie Masse, Radien, Spins, elektrischen und magnetischen Momenten oder Lebensdauern für Kerne bis zu den Grenzen der Teilcheninstabilität wird die Arbeit auf diesem Gebiet durch das Auftreten völlig neuer Phänomene motiviert. Exotische Zerfallskanäle wie Clusterradioaktivität oder β - verzögerte Mehrteilchenemission wurden in den letzten Jahren erstmals beobachtet. Im Bereich der Kernspektroskopie wurden hyperdeformierte Isotope mit Achsenverhältnissen bis 3:1 und leichte Kerne mit einem Halo aus Valenznukleonen entdeckt.

Instabile Kerne lassen sich mit verschiedenen Typen von Kernreaktionen produzieren. Die wichtigsten Reaktionstypen sind Fusionsreaktionen, Transferreaktionen, Neutroneneinfang, induzierte oder durch den Einfang thermischer Neutronen verursachte Spaltung, Spallation durch hochenergetische Protonen und *Projektilfragmentation*. Der Neutroneneinfang in schweren Nukliden erzeugt schwere neutronenreiche Kerne. Die Spaltung schwerer Kerne dagegen produziert mittelschwere, neutronenreiche Isotope. Die hierfür benötigten starken Neutronenquellen finden sich an Hochflußreaktoren wie dem ILL in Grenoble [Mol75]. Durch Fusionsreaktionen, d.h. Compoundkernbildung mit anschließender Teilchen - Verdampfung, konnten protonenreiche Kerne bis hin zu den schwersten Elementen gebildet werden [Röc88]. Die Produktion von radioaktiven Isotopen durch periphere Reaktionen stabiler Kerne bei relativistischen Energien kann mit zwei unterschiedlichen Techniken genutzt werden. Bei der *Targetfragmentation* werden die Fragmente durch die Wechselwirkung eines hochenergetischen Protonstrahls mit den Targetkernen erzeugt. Danach wird das Target ausgeheizt, so daß die Reaktionsprodukte an die Oberfläche diffundieren. Dort werden sie ionisiert, in einem elektrostatischen Feld auf einige 10 keV beschleunigt, anschließend in einem Massenspektrometer separiert und gegebenenfalls nachbeschleunigt. Die Verwendung dieses *ISOL - Systems* (Isotope Separator On Line) wurde vor allem am CERN sehr erfolgreich betrieben [Klu86]. Durch einen 600 MeV Protonstrahl von bis zu $3 \cdot 10^{13} \text{ p s}^{-1}$ und extrem dicke Targets mit $\simeq 6 \cdot 10^{23} \text{ Atomen/cm}^2$ konnten Frag-

mentintensitäten bis 10^{10} s^{-1} erzielt werden. Die Methode ist begrenzt durch das von den chemischen Eigenschaften der Fragmente abhängige Diffusionsverhalten und die entsprechenden Separationszeiten von $\geq 10 \text{ ms}$.

Die Technik der *Projektilfragmentation* wurde durch die Entwicklungen auf dem Gebiet der Schwerionenbeschleuniger erschlossen. Die beim „Zertrümmern“ eines auf Energien von $\geq 50 \text{ MeV/Nukleon}$ beschleunigten Schwerions an einem leichten Targetkern erzeugten Fragmente behalten im wesentlichen die kinematischen Eigenschaften des Primärstrahls. Diese mit steigender Energie zunehmende „kinematische Fokussierung“ in Vorwärtsrichtung erlaubt die Trennung der produzierten Isotope durch Magnetspektrometer. Die Separationszeit ist damit nur noch von den Fragmentflugzeiten durch das ionenoptische System (typisch einige 100 ns) limitiert. Nachteil der Methode gegenüber ISOL - Systemen sind die mit typisch 10^9 Teilchen pro Sekunde geringen Intensitäten des Schwerionen - Primärstrahls. Sie begrenzen die erreichbaren Fragmentausbeuten. Die Details der Methode sind im Abschnitt 2.1 erläutert. Entwickelt und im Massenbereich bis $A \leq 50$ erfolgreich eingesetzt wurde die Projektilfragmentation am BEVALAC [Sym79, Wes79]. An zahlreichen anderen Laboratorien, bspw. an GANIL [Pra91], an SATURNE [Bla91], an RIKEN [Ish91] oder an MSU [Moh91] wird seitdem ebenfalls auf dem Gebiet gearbeitet.

Die Inbetriebnahme des Schwerionensynchrotrons SIS an der GSI Darmstadt [Kie90] ermöglicht jetzt die Beschleunigung aller stabilen Isotope bis Uran bis zu einer maximalen magnetischen Steifigkeit von $B\rho_{max} = 18 \text{ Tm}$, entsprechend Energien von $1-4.5 \text{ GeV/Nukleon}$. Durch die Fragmentation dieser hochrelativistischen Schwerionen und anschließende Separation der erzeugten exotischen Kerne in einem hochauflösenden 0° - Spektrometer (Fragmentseparator FRS [Gei89]) läßt sich erstmals ein die gesamte Bandbreite der Nuklidkarte abdeckendes Spektrum isotonenreiner, exotischer Schwerionenstrahlen mit Energien bis $1.2 \text{ GeV pro Nukleon}$ erzeugen, mit dem anschließend ein breit angelegtes Experimentierprogramm bedient werden kann [Gei89, Gei92]. Den Schwerpunkt bilden dabei Themen der Kernphysik. Alle weiter oben bereits genannten Untersuchungen können jetzt bei relativistischen Energien auf weite Bereiche der gesamten Nuklidkarte ausgedehnt werden. Der Einfluß von starkem Protonen- oder Neutronenüberschuß, Gebiete großer Kerndeformation oder neuer Schalenabschlüsse können studiert werden. Die Untersuchung von Produktionswirkungsquerschnitten und Impulsverteilungen der am FRS erzeugten instabilen Kerne gibt Aufschluss über die Mechanismen der Fragmentation. Mit den produzierten Schwerionenstrahlen können Experimente wie relativistische Coulombanregung oder die Fusion von Kernen mit exotischen Proton - Neutronverhältnissen durchgeführt werden. Neben atomphysikalischen Fragestellungen wie der Wechselwirkung relativistischer Schwerionen mit Materie oder der Spektroskopie von exotischen Ein- oder Wenigelektronensystemen werden außerdem Probleme aus dem Bereich der angewandten Physik (z.B. Tumorthherapie) untersucht.

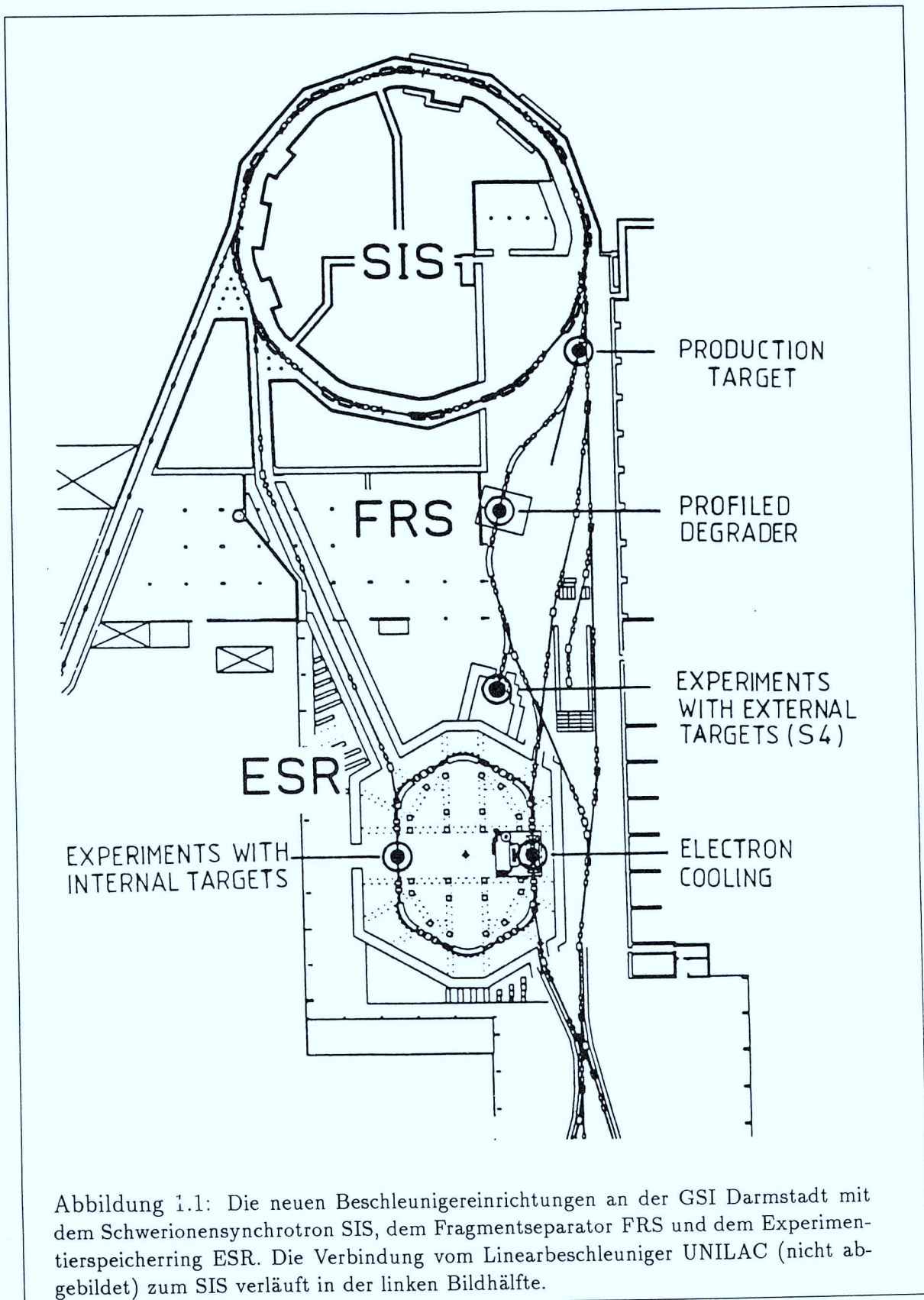


Abbildung 1.1: Die neuen Beschleunigereinrichtungen an der GSI Darmstadt mit dem Schwerionensynchrotron SIS, dem Fragmentseparator FRS und dem Experimentierspeicherring ESR. Die Verbindung vom Linearbeschleuniger UNILAC (nicht abgebildet) zum SIS verläuft in der linken Bildhälfte.

Besondere Bedeutung kommt dem Experimentierspeicherring ESR [Fra87] zu. Die in den Ring injizierten Strahlen können über lange Zeiträume praktisch verlustfrei gespeichert und gestackt werden. Simultane Elektronenkühlung auf höchste Phasenraumdichte und Energieschärfe¹ erlauben die Durchführung von Kernreaktionsexperimenten extrem guter Energie- und Winkelauflösung am internen Gasjet - Target.

Diese einzigartige Kombination – Beschleunigung aller Ionen bis hin zu Uran auf hochrelativistische Energien im SIS, Produktion exotischer Kerne durch Projektilfragmentation und schnelle In-Flight - Separation im Energieverlustachromat FRS, Speicherung der instabilen Schwerionen bei gleichzeitiger Optimierung der Strahlqualität im ESR – machen die besondere Charakteristik der neuen Einrichtungen an der GSI aus. Eine schematische Darstellung von SIS, FRS und ESR gibt Abb. 1.1.

Angeregt durch die mannigfaltigen Möglichkeiten der neuen Beschleunigeranlagen entstand das Experimentierprogramm *Kernstrukturuntersuchungen an radioaktiven Isotopen durch direkte Reaktionen in inverser Kinematik mit exotischen Schwerionenstrahlen* [Hen88, Ege92, Boe92, Fri92].

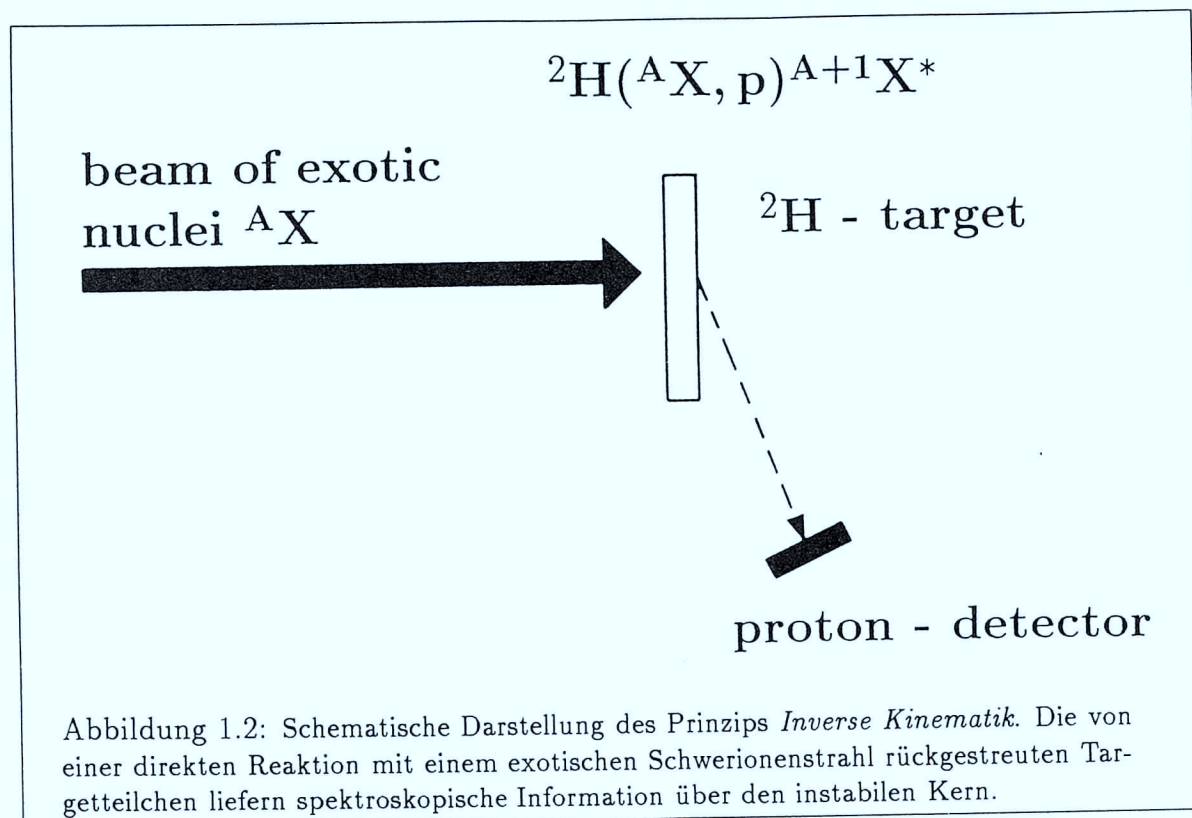
Die Untersuchung der Kernstruktur mittels *direkter Reaktionen*, bspw. elastischer und inelastischer Streuung oder Transferreaktionen, ist eine der klassischen Methoden der Kernphysik. Ein großer Teil der heute verfügbaren spektroskopischen Information wurde auf diese Weise gewonnen. Für die theoretische Behandlung der entsprechenden Streuprobleme stehen mit optischen Modell-, DWBA- und Coupled-Channel - Rechnungen (CCBA) vielfach erprobte und bewährte Mechanismen zur Verfügung. Insbesondere an Kernen im Bereich von Schalenabschlüssen sind durch leichte Ionen induzierte direkte Reaktionen einfach analysierbar und im Rahmen des *Schalenmodells* interpretierbar. Da bei dieser Art Experiment die interessierenden Kerne als Target zur Verfügung stehen müssen, waren derartige Strukturuntersuchungen bisher auf stabile oder sehr langlebige Nuklide beschränkt. Gerade im Bereich doppelt magischer Kerne, wo das Studium reiner Einteilchen- bzw. -lochzustände möglich ist, sind nur wenige Testkerne – ¹⁶O, ^{40,48}Ca und ²⁰⁸Pb – verfügbar und die Ausdehnung auf instabile Isotope wie ⁵⁶Ni und ¹³²Sn wäre wünschenswert.

Die neuen Beschleunigereinrichtungen der GSI erlauben nun den Zugriff auf die für direkte Reaktionen bisher unzugänglichen Bereiche außerhalb des Stabilitätstals mit der Methode der *inversen Kinematik*. Das Verfahren ist für das Beispiel einer (d, p) - Reaktion schematisch in Abb. 1.2 dargestellt. Statt aus den interessierenden Kernen ein Target herzustellen und mit bspw. einem Deuteronstrahl zu beschießen, erzeugt man aus den exotischen Isotopen einen Schwerionenstrahl hinreichender Qualität und bombardiert damit ein deuteronhaltiges Target. Der Nachweis der rückgestreuten Targetteilchen – in diesem Fall der Protonen – liefert:

- über die Messung der Energie der Rückstoßkerne die Niveaustuktur des angeregten exotischen Kerns

¹ $\Delta p/p \simeq 10^{-6}$, $\epsilon \simeq 0.1 \pi \text{ mm mrad}$. Die *Emittanz* ϵ ist in dieser Arbeit definiert als die Fläche der Phasenraumellipse (Ort/Winkel) $\epsilon = \pi x x'$.

- durch die Messung von Winkelverteilungen eine Zuordnung der Spins oder zumindest der transferierten Bahndrehimpulse der angeregten Zustände
- über die Bestimmung von spektroskopischen Faktoren und Anregungswahrscheinlichkeiten ein Maß für den Einteilchencharakter bzw. die kollektive Natur des entsprechenden Zustands im exotischen Kern



Es lassen sich im wesentlichen drei verschiedene Reaktionstypen unterscheiden:

- Transferreaktionen wie (d,p), (p,d), (d,t), (${}^3\text{He},\alpha$) ..., die zur Population von Einteilchen- oder Lochzuständen führen und in der Nähe von Schalenabschlüssen direkte Information über die Zweikörper - Restwechselwirkung liefern [Shi76]. Eingehende Untersuchungen liegen an den doppelmagischen Kernen ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40,48}\text{Ca}$ und ${}^{208}\text{Pb}$ vor. SIS/ESR machen jetzt die beiden instabilen Isotope ${}^{56}\text{Ni}$ und ${}^{132}\text{Sn}$ zugänglich [Hen88], damit eine Fülle neuer Kombinationen von reinen Schalenmodellzuständen. Auch im Bereich der nuklearen Astrophysik ergeben sich erweiterte Experimentiermöglichkeiten. Direkte Neutron - Transferreaktionen an exotischen Kernen können zu einer ganzen Reihe offener Fragen wie Verzweigungs- bzw. Haltepunkten im r - oder $r\beta$ - Prozeß, damit zur Erklärung von Anomalien in beobachteten Elementhäufigkeiten, Daten liefern. Diese ermöglichen die Berechnung von entsprechenden Neutroneneinfangquerschnitten und eine Beurteilung

von verschiedenen astrophysikalischen Szenarios [Boe92]. Ein erster erfolgreicher Test für die Technik dieser Art Messung wurde bereits mit stabilem Strahl durchgeführt: die Untersuchung der Reaktion $d(^{136}\text{Xe}, p)^{137}\text{Xe}^*$ in inverser Kinematik bei 5.9 MeV/Nukleon [Kra89]. Abb. 1.3 zeigt das Energiespektrum von aus einem deuterierten Titantarget rückgestreuten Teilchen bei Beschuß mit einem ^{136}Xe -Strahl. Auf einem kontinuierlichen Untergrund aus leichten Teilchen, die von Reaktionen des Xenons mit dem Deuterium - Trägermaterial Titan herrühren, liegen die Linien von Protonen aus der (d,p) - Reaktion, die zu verschiedenen angeregten Zuständen im resultierenden $^{137}\text{Xe}^*$ führen. In dieser Testmessung konnte für zahlreiche Zustände in ^{137}Xe und ^{133}Xe spektroskopische Information gewonnen werden, die sich in exzellenter Übereinstimmung mit existierenden Daten aus Messungen mit Deuteron - Strahl und Xe - Targets - d.h. Experimenten in „nicht inverser“ Kinematik - befindet

- inelastische Streuung führt zur Anregung niedrigliegender, kollektiver Zustände und erlaubt die Bestimmung von kollektiven Stärken, Deformationsparametern und Übergangsmatrixelementen in exotischen Kernen [Hen88, Shi90]
- elastische Streuung ermöglicht die Vermessung von Kern - Masseverteilungen, bspw. die quantitative Untersuchung des *Neutronhalos* im Bereich leichter Elemente um Lithium [Tan89b, Alk91]

Experimente mit exotischen Schwerionenstrahlen in inverser Kinematik sind geprägt durch zweifach kleine Wirkungsquerschnitte: zum einen den Fragmentationsquerschnitt zur Erzeugung des radioaktiven Strahls und zum anderen den Querschnitt für die direkte Reaktion, beide im 1 – 100 mb Bereich.

Sonstige Randbedingungen wie Strahlenergie, erforderliche Winkelauflösung, nachzuweisende Teilchenenergien etc. unterscheiden sich stark für die einzelnen Reaktionstypen. Die meisten der vorgestellten Messungen stellen jedoch Anforderungen, die sich nur mit dem Instrumentarium des ESR (vgl. Abb. 1.1) verwirklichen lassen. Der Speicherring bietet:

- beste Strahlqualität ($\Delta p/p \simeq 10^{-6}$, $\epsilon \simeq 0.1 \pi$ mm mrad.) durch Strahlkühlung für höchste Energie- und Winkelauflösung
- Tuning der Strahlenergie durch Abbremsen der gespeicherten Ionen
- hohe Luminositäten durch Akkumulieren und Stacken des Strahls

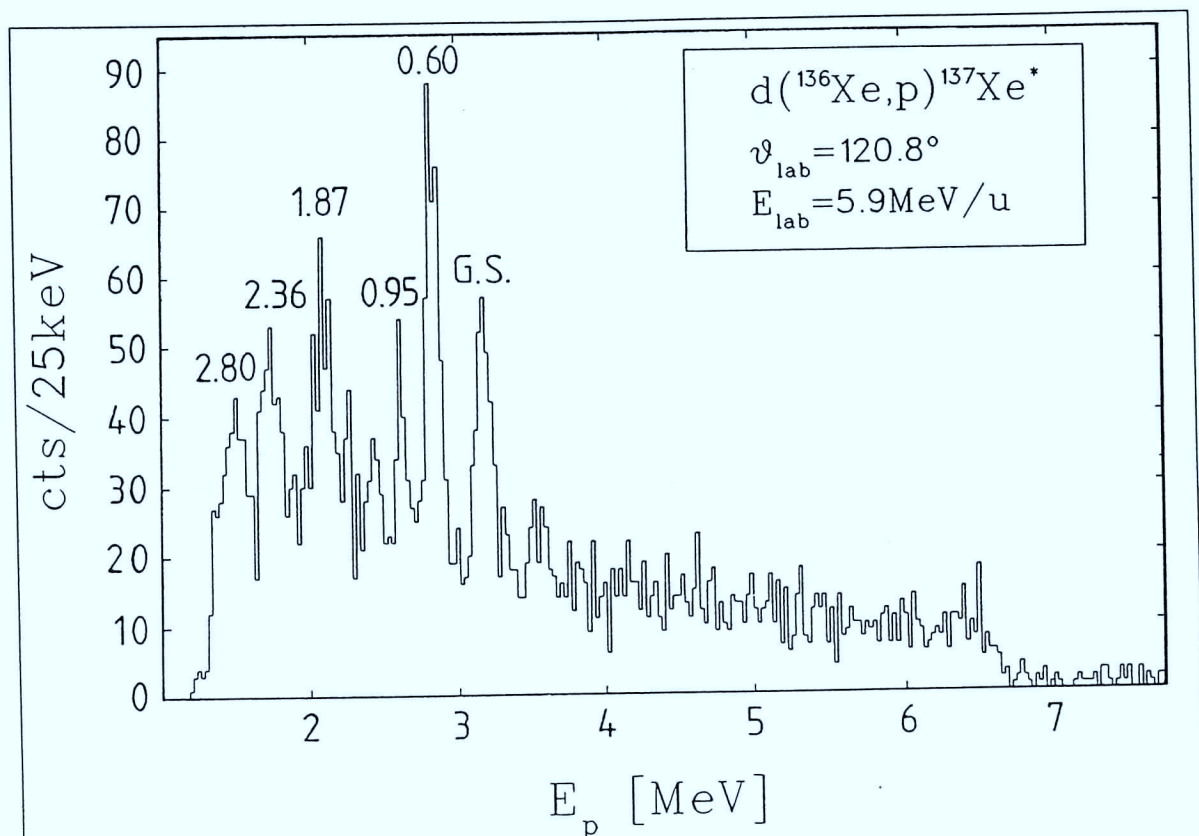


Abbildung 1.3: Energiespektrum von rückgestreuten Protonen aus der Reaktion $d(^{136}\text{Xe}, p)^{137}\text{Xe}^*$ bei 5.9 MeV/Nukleon (in inverser Kinematik). Auf einem kontinuierlichen Untergrund aus leichten Teilchen, die von Reaktionen des Xenons mit dem Deuterium - Trägermaterial Titan herrühren, liegen die Linien von Protonen aus der (d,p) - Reaktion, die zu verschiedenen angeregten Zuständen im resultierenden $^{137}\text{Xe}^*$ führen.

Es gibt allerdings Ausnahmefälle, wo auf diese Optionen verzichtet werden kann bzw. muß. Ist die Halbwertszeit des zu untersuchenden Isotops zu klein ($\tau \leq 1 \text{ s}$), so ist eine Injektion in den ESR bzw. nachfolgendes Stacken und Kühlen nicht möglich und die Untersuchung muß direkt nach dem FRS stattfinden.

Bei Kernen mit großen Niveauabständen erlaubt die kinematische Situation in einigen Fällen Messungen mit der begrenzten Strahlqualität des direkten FRS - Strahls², so daß man sich mit dem Experimentaufbau nicht der Herausforderung der UHV - Umgebung (10^{-11} torr) des Speicherrings stellen muß. Zu diesen Experimenten der ersten Generation zählt die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Untersuchung der Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$.

In Kapitel 2 wird die Produktion exotischer Schwerionenstrahlen an der GSI erläutert, dabei insbesondere der Fragmentseparator FRS in seinen grundlegenden Eigenschaften und Möglichkeiten vorgestellt. Das folgende Kapitel 3 beschreibt die daraus re-

² $\Delta E/E \simeq 2\%$, $\epsilon \simeq 20 \pi \text{ mm mrad}$.

sultierenden Überlegungen für das $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiment, das experimentelle Konzept und dessen praktische Umsetzung. Die Entwicklung der benötigten Detektorsysteme und deren Untersuchung im Rahmen von Labormessungen wird im Detail dargelegt.

Kapitel 4 zeigt dann erste Resultate von Testmessungen mit stabilem Strahl. Es folgen die während der Hauptstrahlzeit im April 1992 gewonnenen Rohdaten mit stabilem ^{58}Ni - Strahl und exotischem ^{56}Ni - Fragmentstrahl, die in Kapitel 5 einer eingehenden Analyse unterzogen werden.

Die Ergebnisse der Messung werden in Kapitel 6 einer Einordnung in verschiedene Systematiken unterzogen. Es folgt eine ausführliche Diskussion der extrahierten $B(E2)$ - Werte im Rahmen des Schalenmodells und der Vergleich mit entsprechenden Rechnungen. Abschließend gibt Kapitel 7 neben einer kurzen Diskussion der in der vorliegenden Messung verwendeten Methode einen Ausblick auf momentan in Planung und Aufbau befindliche Experimente.

Kapitel 2

Produktion exotischer Schwerionenstrahlen an SIS/FRS

Zur Untersuchung exotischer Kerne bedarf es zunächst der Herstellung und Separation dieser in der Natur nicht vorkommenden Nuklide. Die wichtigsten Reaktionstypen und Trennverfahren wurden in Kapitel 1 vorgestellt. Die in der vorliegenden Arbeit angewandte Methode der Projektilfragmentation wird in den beiden nächsten Abschnitten etwas detaillierter beschrieben.

2.1 Die Methode der Projektilfragmentation

Durch die Fortschritte beim Bau von Schwerionenbeschleunigern wurde die Möglichkeit geschaffen, exotische Kerne mit Hilfe der Projektilfragmentation herzustellen. Wird ein hochenergetischer (≥ 50 MeV/Nukleon) Schwerionenstrahl auf ein Target geschossen, dann entstehen durch Kernreaktionen und elektromagnetische Dissoziation sowohl Target- als auch Projektilfragmente¹. Schwere Fragmente – im Prinzip alle Nuklide mit kleinerer Kernladung und Masse als der des Projektils – werden dabei hauptsächlich in peripheren Stößen gebildet. Die Projektilfragmente werden mit nahezu Projektilgeschwindigkeit in einen kleinen Winkelbereich um 0° im Laborsystem emittiert. Diese günstige kinematische Eigenschaft kann effizient zur Separation der Reaktionsprodukte in magnetischen Spektrometern ausgenutzt werden. Dadurch sind die durchschnittlichen Fragmentausbeuten in vielen Fällen konkurrenzfähig zu Systemen, wo Spallationsprodukte durch ISOL - Systeme separiert werden, obwohl die von Schwerionenbeschleunigern gelieferten Strahlintensitäten meist um Größenordnungen geringer sind als die Intensitäten an Protonenmaschinen. Das Separationsverfahren ist am Beispiel des FRS im nächsten Abschnitt erläutert.

¹der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt erreicht bei schweren Systemen (etwa $^{238}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$) bei Energien oberhalb von $\simeq 1$ GeV/Nukleon die gleiche Größenordnung wie der geometrische Wirkungsquerschnitt, während bei der Verwendung leichter Targetmaterialien ($Z \leq 13$) der nukleare Wirkungsquerschnitt im Energiebereich bis 2 GeV/Nukleon dominiert.

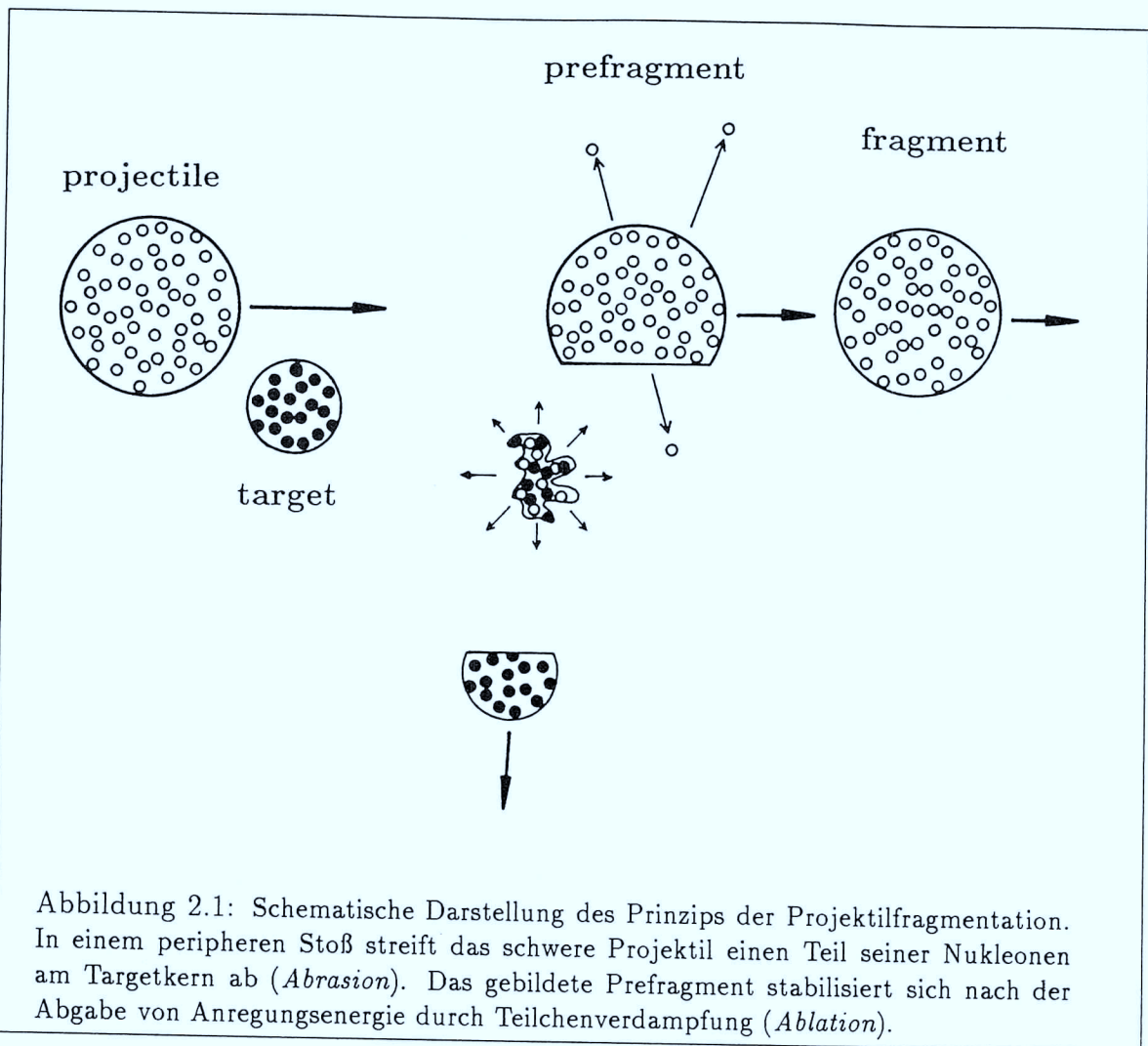
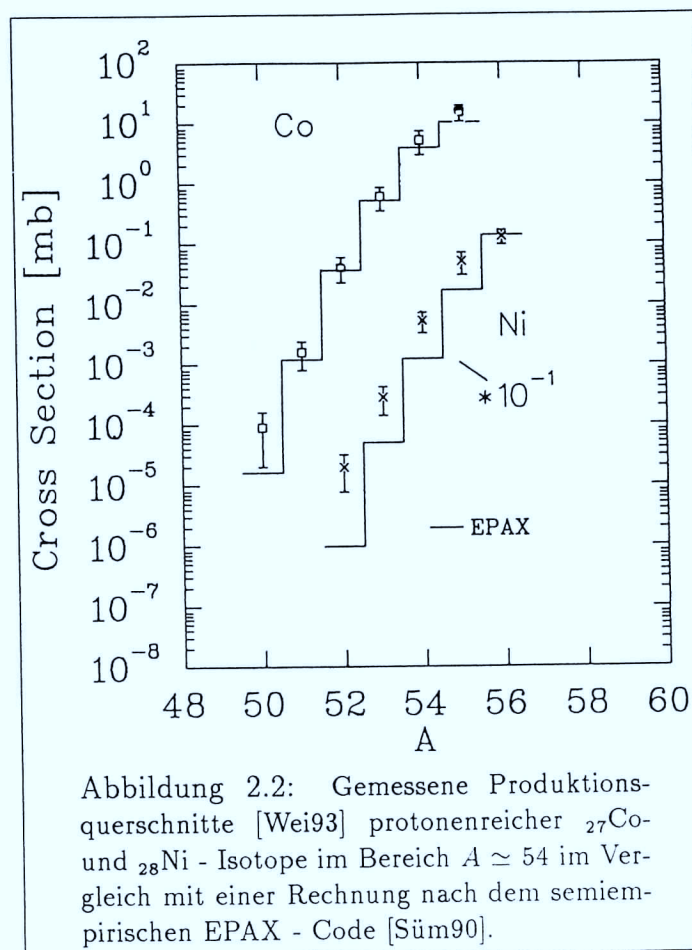


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Prinzips der Projektilfragmentation. In einem peripheren Stoß streift das schwere Projektil einen Teil seiner Nukleonen am Targetkern ab (*Abrasion*). Das gebildete Prefragment stabilisiert sich nach der Abgabe von Anregungsenergie durch Teilchenverdampfung (*Ablation*).

Kinematisch ist die Projektilfragmentation der inverse Prozeß zur Spallation. Die Wirkungsquerschnitte sind deshalb – nach Vertauschung von Projektil und Target – gleich, und zur Beschreibung lassen sich die gleichen Reaktionsmodelle verwenden. Die Wirkungsquerschnitte für beide Prozesse steigen mit der Projektilenergie an, erreichen ihren Maximalwert bei etwa 1 GeV/u und nehmen darüber asymptotisch einen etwas geringeren Wert an. Theoretisch läßt sich die Projektilfragmentation als Zweistufenprozeß beschreiben. Dieses Modell stützt sich auf die Beobachtung, daß sich die Massenverteilungen der Fragmente als ein Produkt aus zwei Faktoren darstellen lassen, wobei der erste Faktor nur vom Projektil und Target und der zweite nur vom Projektil und Fragment abhängt [Ols83]. Im ersten Schritt, *Abrasion* genannt, bildet sich bei einem peripheren Stoß aus dem schweren Projektilkern durch Abstreifen eines Teils seiner Nukleonen am leichten Targetkern ein *Prefragment*. Während die Überlappzone durchaus stark verdichtet und aufgeheizt werden kann, fliegen die Zuschauer des Projektils mit geringer innerer Anregungsenergie – bspw. aus der erhöhten Oberflächenenergie – weiter in Strahlrichtung. Dabei gibt das Prefragment im zweiten

Schritt, genannt *Ablation*, den Hauptteil seiner Anregungsenergie durch statistische Teilchenemission ab. Das Prinzip der Projekttilfragmentation zeigt Abb. 2.1.

Es werden zur Zeit hauptsächlich zwei Modelle zur Beschreibung der Projekttilfragmentation verwendet, die sich im wesentlichen in der Abrasion - Phase unterscheiden. Das *Abrasion-Ablation Modell* beruht auf der Annahme, daß einzelne Nukleonen aus dem Projekttil in ungebundene Zustände gestreut werden, wodurch die Verteilungen und Anregungsenergien der Prefragmente definiert sind [Hue88]. Dieser Schritt wird im *Intranuklearen-Kaskade Modell* mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation der Nukleon - Nukleon Stöße beschrieben [Che68, Yar79]. Beide Modelle werden dann mit einer Verdampfungsrechnung ergänzt. Eine ausführliche Darstellung der Projekttilfragmentation findet sich z.B. in den Ref. [Nag84, Hue85, Gre86].



Für quantitative Aussagen ist in vielen Fällen eine empirische Beschreibung besser geeignet. Dieser Weg wurde von K. Sümmerer beschritten, der eine aktuelle Parametrisierung der bekannten Fragmentationsquerschnitte im relativistischen Energiebereich im semiempirischen Code EPAX durchgeführt hat [Süm90]. Abb. 2.2 zeigt Produktionsquerschnitte, die mit dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen experimentellen Instrumentarium gemessen wurden [Wei93] im Vergleich mit einer EPAX

- Rechnung. Die Wirkungsquerschnitte variieren von Werten um einige mb für Kerne in der Nähe des Stabilitätstals bis zu den Grenzen der Teilcheninstabilität bzw. Messbarkeit über mehrere Größenordnungen.

Nach der Produktion exotischer Kerne ist eine Separation des gewünschten Isotops und die Formung eines Strahls hinreichender Qualität notwendig. Die Techniken hierfür beschreibt der nächste Abschnitt.

2.2 Der FRS als Energieverlustachromat

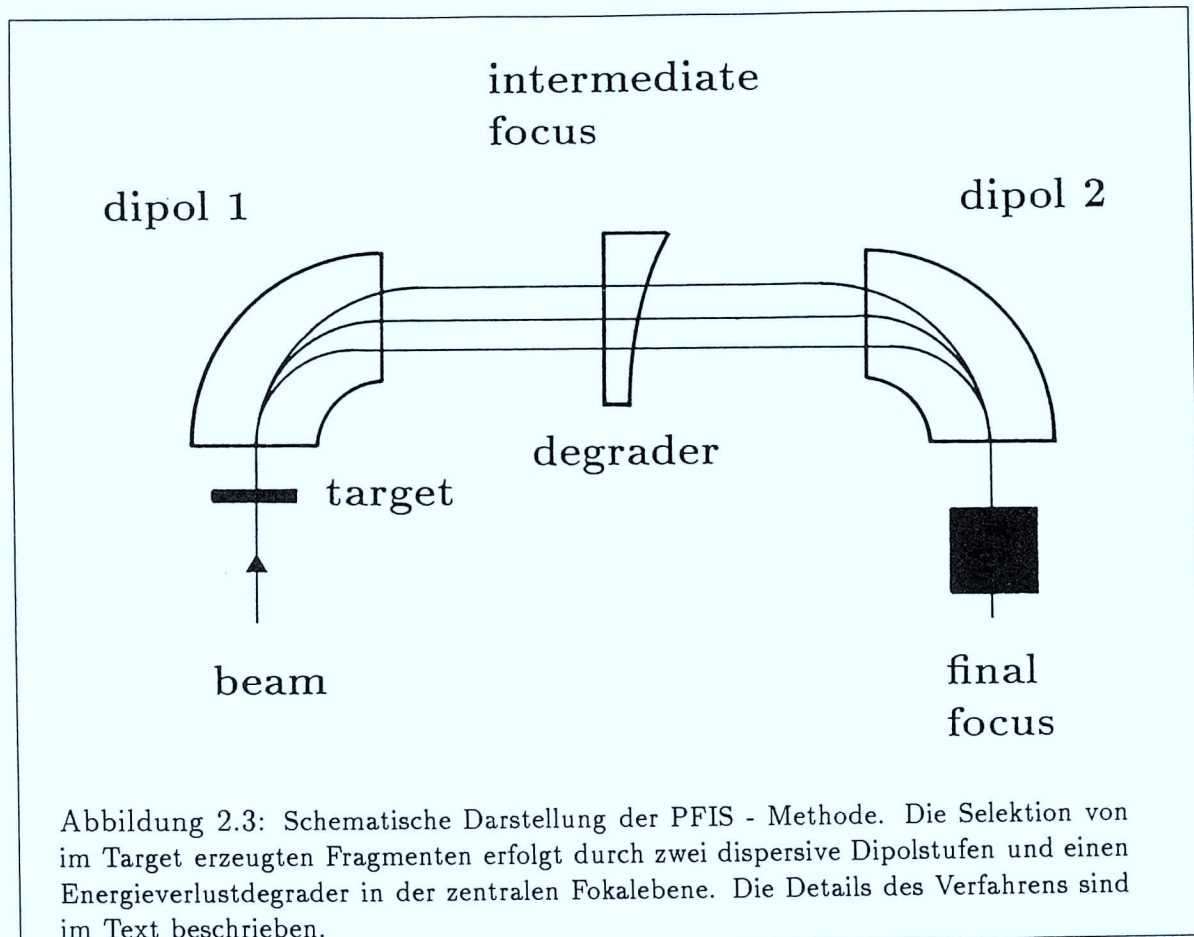
Die Projektilfragmentation ist ein Produktionsmechanismus für instabile Kerne, der sich durch günstige kinematische Bedingungen für die räumliche Trennung der verschiedenen Reaktionsprodukte mit Hilfe eines ionenoptischen Systems auszeichnet. Die Fragmente fliegen nach der Reaktion mit nahezu Projektilgeschwindigkeit und – durch die Kombination eines schweren Projektils mit einem leichten Target – räumlich in einem engen Vorwärtskegel „kinematisch fokussiert“ weiter. Bei relativistischen Energien ist ihre Impulsverteilung im Projektilsystem in guter Näherung gaußförmig² und in bestimmten Grenzen durch ein statistisches Modell von A.S. Goldhaber [Gol74] beschreibbar. Typische Werte liegen bei $\Delta\phi \simeq 0.2^\circ$ für die Winkelaufstreuung und relativen Impulsbreiten der Fragmente in Flugrichtung $\Delta p/p \leq 2\%$ [Gei89]. Diese günstigen kinematischen Eigenschaften bestimmen den Phasenraum am Eingang des Separators. Um die Reaktionsprodukte mit hoher Transmission und ausreichender Auflösung auf die Bildebene am Ende des Spektrometers abbilden zu können, muß die Bildgröße möglichst von Impuls und Winkel unabhängig sein. Dies wird ionenoptisch durch ein *achromatisches* System erreicht.

Für vollständige ionisierte Fragmente – auch schwere Kerne sind bei relativistischen Energien und geeigneten Produktionstargets zu einem hohen Prozentsatz vollständig gestrippt [Shw90] – ist die magnetische Steifigkeit $B\rho$ proportional zum Verhältnis des Impulses zur Kernladung p/Z . Weil die Geschwindigkeiten der Projektilfragmente nahezu gleich der Geschwindigkeit des Primärstrahls sind, wird eine Selektion der Reaktionsprodukte nach A/Z erreicht. Auf diese Weise gelangen I.Tanihata et al. am BEVALAC in Berkeley die Separation von leichten Projektilfragmenten eines 800 MeV/Nukleon ^{12}C - Strahls [Tan85, Tan89a]. Einige noch verbliebene Kontaminanten mit nahezu gleichem A/Z konnten durch die Messung von Energieverlust und Flugzeit identifiziert und diskriminiert werden.

Bei schwereren Fragmenten ist eine derart einfache A/Z - Trennung nicht mehr möglich. Um aus der großen Zahl von produzierten Fragmenten das gewünschte Isotop herauszufiltern, bedarf es eines zusätzlichen Selektionskriteriums. Zu diesem Zweck wurde von J.P.Dufour et al. die *PFIS - Methode* (Projectile Fragment Isotope Se-

²hier machen sich die Fermi - Bewegung der Nukleonen im Kern sowie der Abdampfprozeß vom Pre-fragment bemerkbar. Bei dicken Targets muß ferner den Entstehungsorten der Fragmente im Target und den damit unterschiedlichen Energieverlusten Rechnung getragen werden, was zu kastenförmigen Energieverteilungen (mit „Gauß-verschmierten“ Rändern) führt.

paration) entwickelt, die den unterschiedlichen Energieverlust der Fragmente in einer Materieschicht mit einer Selektion nach magnetischen Steifigkeiten kombiniert [Duf86]. Dies ist in Abb. 2.3 schematisch dargestellt. Eine dispersive Dipolstufe transformiert die Energieverteilung des Fragmentstrahls nach dem Target in eine eindimensionale Ortsverteilung am Zwischenfokus³. Dabei wird durch die A/Z - Selektion ein streifenförmiger Bereich auf der Nuklidkarte ausgewählt (vgl. auch Abb. 2.4 auf Seite 23).



Die Breite des Ausschnitts ist proportional zur Breite der Impulsverteilung der Fragmente hinter dem Target. Der zweite Selektionsschritt erfolgt durch den Energieverlust in einer dicken Materieschicht – dem *Degrader* – in Verbindung mit einer zweiten magnetischen Analyse. Der Energieverlust ist proportional zum Quadrat der Fragmentkernladung ($dE/dx \propto Z_{frag}^2$), die Kerne verlassen den Degrader deshalb mit unterschiedlicher magnetischer Steifigkeit. Diese zweite Selektion ist abhängig von der Geschwindigkeit der Fragmente (vgl. Gleichung (3.1)). Das nachfolgende Dipolfeld liefert dann einen zweiten Schnitt in der $N-Z$ - Ebene und erlaubt die vollständige Trennung eines Isotops (vgl. auch Abb. 2.4 auf Seite 23). Ein derartiger Online - Separator für

³die entsprechende Ortskoordinate des Systems – i.d.R. die horizontale Richtung x – wird deshalb oft dispersive Ortskoordinate genannt.

Projektilfragmente wird allgemein als *Energieverlustachromat* bezeichnet. Der Begriff achromatisch bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die horizontale Position eines Teilchens am Endfokus des Separators nicht von seinem Impuls abhängt. Durch eine geeignete Formgebung des Degraders können die Eigenschaften des Fragmentstrahls – Energie, Winkeldivergenz und Ortsverteilung – für spezielle Experimentanforderungen optimiert und die jeweils höchste ionenoptische Auflösung erreicht werden.

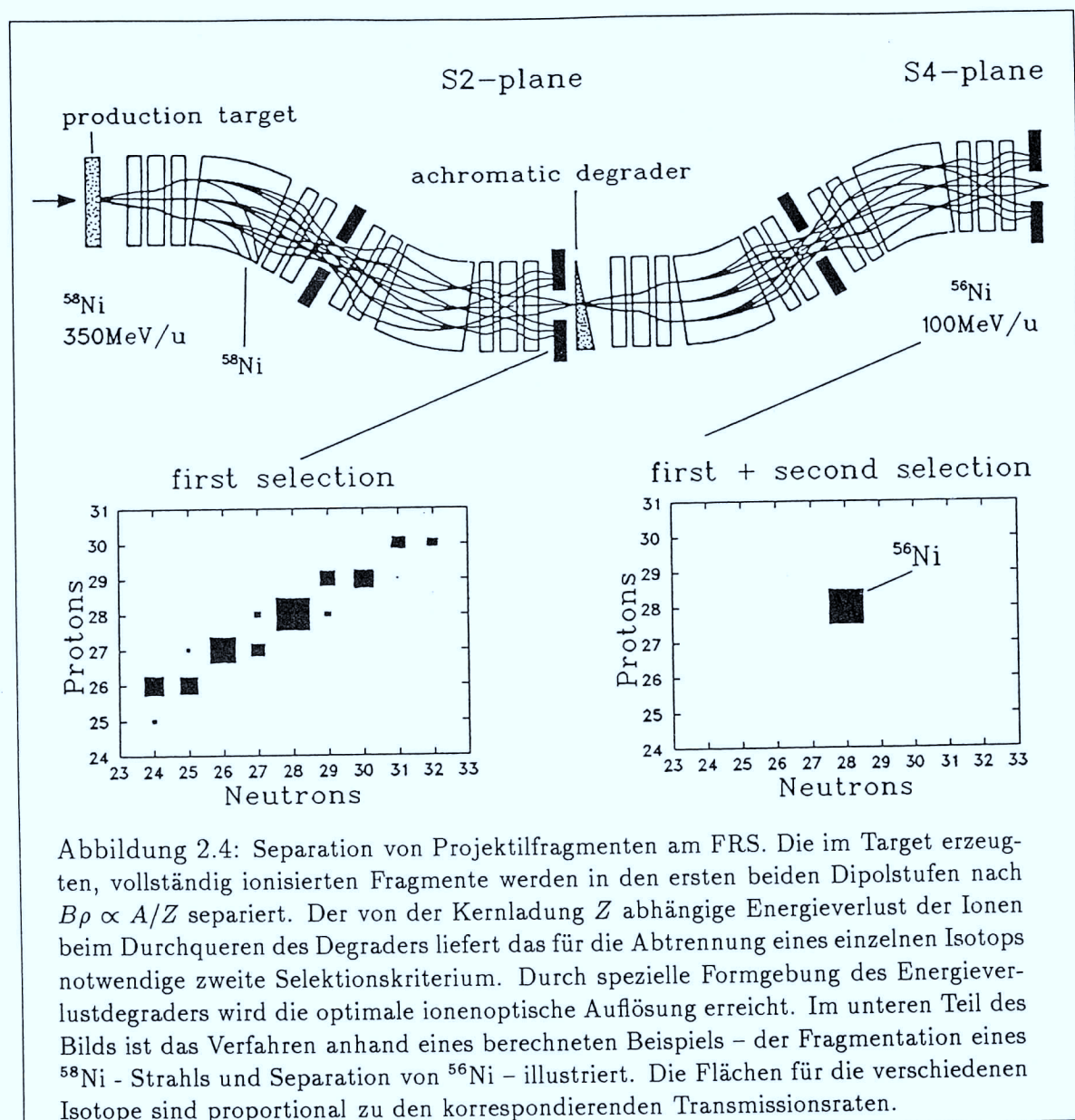
Die Separationszeiten – wesentlicher Vorteil gegenüber der Targetfragmentation bzw. den ISOL - Systemen – sind definiert durch die Flugzeit der Fragmente durch den Separator und liegen im Bereich einiger 100 ns. Eine detaillierte Beschreibung des Separationsprinzips findet sich bspw. in Ref. [Han91].

Erfolgreich getestet wurde die Methode im Mittelenergiebereich am Spektrometer LISE am GANIL in Caen (z.B. Ref. [Pra91]) und später am SPES1 am SATURNE in Saclay (z.B. Ref. [Bla91]) bei relativistischen Energien. Mit den Spektrometern RIPS am RIKEN [Ish91] und A1200 an der MSU [Moh91] haben weitere RNB (Radioactive Nuclear Beams) - Einrichtungen den Experimentierbetrieb aufgenommen, die das PFIS - Prinzip nutzen. Im Energiebereich unter $\simeq 80$ MeV/Nukleon konnte durch die Verwendung eines zusätzlichen Wienfilters [Mue90] die Auflösung weiter verbessert werden.

Bei der GSI in Darmstadt ist inzwischen der Fragmentseparator FRS [Gei89] fertiggestellt (Abb. 2.4 und Abb. 1.1 auf Seite 11). Die an den FRS gestellte Aufgabe war, alle Fragmente bis $Z = 92$ zu produzieren und bei magnetischen Steifigkeiten zwischen $5 - 18$ Tm in A und Z zu trennen. Dies entspricht auch bei schwersten Isotopen Energien bis $\simeq 1.2$ GeV/Nukleon. Die Anordnung von SIS und ESR bestimmen die ionenoptische Auslegung des FRS - Magnetsystems. Die separierten Fragmente sollen im ESR oder alternativ direkt hinter dem FRS für Experimente zur Verfügung stehen (vgl. Abb. 1.1 auf Seite 11). Die oben erläuterte PFIS - Methode zur isotopenreinen Separation der Fragmente verlangt ein rein ionenoptisches Auflösungsvermögen von $R_{B\rho} = p/\Delta p = 1500$ [Gei87]. Der Ablenkwinkel Θ des Magnetsystems und $R_{B\rho}$ stehen in folgender Relation [Bro80, Wol71]:

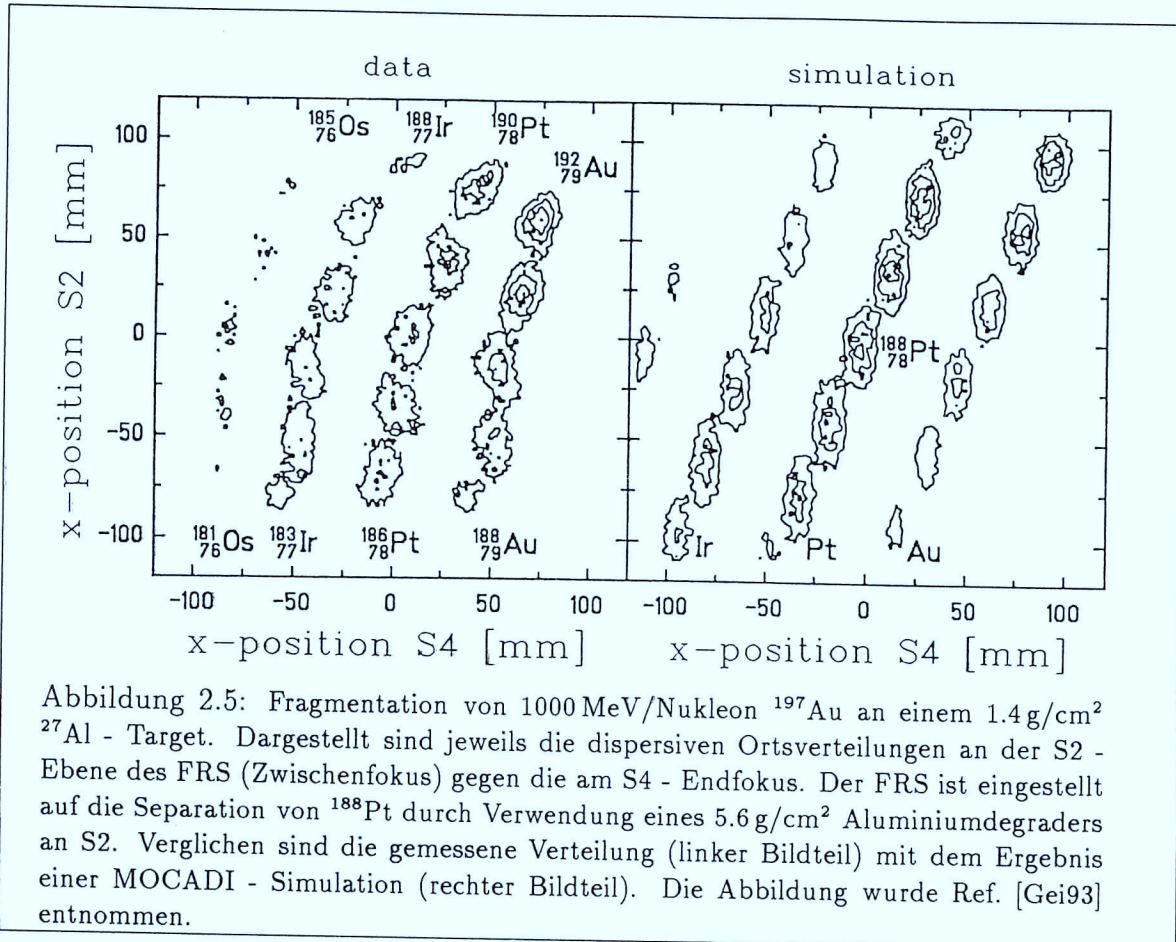
$$R_{B\rho} = \frac{p}{\Delta p} = \frac{1}{2x_0x'_0} \frac{1}{B\rho} \int \vec{B} d\vec{f} \simeq \frac{b\Theta}{4x_0x'_0} \quad (2.1)$$

Das Auflösungsvermögen ist also vom magnetischen Fluß $\int \vec{B} d\vec{f}$, der von der optischen Achse und einem mit Eingangswinkel x'_0 startenden Strahl eingeschlossen ist, und der Emittanz $\epsilon_x = \pi x_0x'_0$ abhängig. Bei einer Ausleuchtung der Dipole von $b = 12$ cm und $\epsilon_x = 20 \pi$ mm mrad ist damit die Summe der Ablenkwinkel der verwendeten Dipole



festgelegt. Die erforderlichen 60° sind beim FRS durch zwei 30° Dipole realisiert (vgl. Abb. 2.4). Die Forderung nach Achromasie des Gesamtsystems wird durch zwei nachfolgende, vollkommen symmetrische Dipolstufen mit gleicher Auflösung erreicht. Jede Dipolstufe wird durch fünf Quadrupole für die optimale Ausleuchtung des Magnetvolumens bzw. Fokussierung des Strahls sowie durch zwei Hexapole zur Korrektur von Bildfehlern zweiter Ordnung ergänzt. In der zentralen Fokalebene, d.h. zwischen dem zweiten und dritten Dipol, ist eine komplexe Degraderstation eingebaut, die das Positionieren verschieden dicker und geformter Materieschichten – Keildegrader, Scheibende-grader, homogener Degrader – im Strahlverlauf ermöglicht. Der FRS kann dadurch in verschiedenen Betriebsmodi mit jeweils optimaler ionenoptischen Auflösung betrieben

werden [Gei87, Gei89]. Nach jeder Dipolstufe können in dispersiver Richtung massive Blenden eingefahren werden um den Strahl nach Wunsch beschneiden zu können. Eine schematische Darstellung der FRS - Komponenten zeigt Abb. 2.4. Im unteren Teil der Abbildung ist das Separationsverfahren anhand eines berechneten Beispiels – der Fragmentation eines ^{58}Ni - Strahls an einem ^9Be - Target und Selektion von ^{56}Ni – illustriert.



Bei mehreren Experimenten konnte gezeigt werden, daß die Fragmente verschiedener Projektile von ^{16}O bis ^{197}Au bei Energien von 200 – 1000 MeV/Nukleon entsprechend den Erwartungen getrennt werden können (vgl. linke Seite von Abb. 2.5). Als optimales Targetmaterial erwies sich in den meisten Fällen das leichte, die „kinematische Fokussierung“ begünstigende ^9Be . Lediglich im Fall sehr schwerer Fragmente wie im Au - Bereich zeigte sich, daß die Reaktionsprodukte selbst bei 1 GeV/u und dicken Targets (einige g/cm^2) nicht vollständig gestrippt sind und die Spektren durch verschiedene Ladungszustände kontaminiert werden. Durch die Verwendung eines ^{27}Al - Produktionstargets (höhere Kernladung Z) konnte dieses Problem gelöst werden [Gei89, Gei92]. Die Identifikation der produzierten und separierten Fragmente wird durch eine Kombination von $B\rho$ -, Flugzeit-, Orts- und ΔE - Messungen erreicht.

Dieses Verfahren ist in Abschnitt 3.3 im Detail beschrieben.

Die Zuverlässigkeit der Einstellung eines bestimmten Nuklids erwies sich als limitiert durch die Genauigkeit bei der Vorausberechnung des Energieverlusts der Fragmente in einem dicken Absorber – dem Energieverlustdegrader –, welche bei einigen Prozent liegt. Sie konnte durch explizite Messung der Energieverluste bekannter Fragmente oder des Primärstrahls wesentlich verbessert werden.

Für die Optimierung von Experimenten wie bspw. der Spektroskopie der separierten exotischen Kerne oder das Studium von Kernreaktionen mit einem aus Fragmenten geformten Schwerionenstrahl bedarf es eines quantitativen Verständnisses des Produktionsmechanismus und der anschließenden Separation. Um die Verteilungen der Projekttilfragmente nach dem Durchgang durch den FRS studieren zu können, wurde von der Fragmentseparatorgruppe das Programm MOCADI entwickelt. MOCADI ist ein Monte-Carlo Simulationsprogramm, das die Transformation des vollständigen Phasenraums von Ionen durch ein beliebiges ionenoptisches System unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit Materie erlaubt. Neben Energieverlust, Energieverluststreuung und Kleinwinkelstreuung können bspw. Effekte wie Umladungen oder Kernreaktionen bei der Abbremsung der Fragmente in Materie erfaßt werden. Eine detaillierte Beschreibung des Programmpakets findet man z.B. in der Dissertation von T. Schwab [Shw90]. Abb. 2.5 zeigt im rechten Teil ein Beispiel für eine MOCADI - Rechnung im Vergleich mit gemessenen Daten. Die insgesamt gute Übereinstimmung demonstriert, daß die Abbildungs- und Transmissionseigenschaften des komplizierten ionenoptischen Systems FRS wohlverstanden sind und MOCADI zuverlässige Prognosen erlaubt.

Mit der Fertigstellung des FRS und den durch die ersten Fragmentationsexperimente glänzend bestätigten Designstudien konnte nun erstmals an die Verwirklichung eines kernphysikalischen Streuexperimentes im Rahmen des in Kapitel 1 vorgestellten Programms gedacht werden. Idee, konkrete Planung, resultierendes Konzept und die experimentelle Umsetzung des $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiments sind im nächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 3

Vorbereitung des $p({}^{56}\text{Ni}, p') {}^{56}\text{Ni}^*$ - Experiments

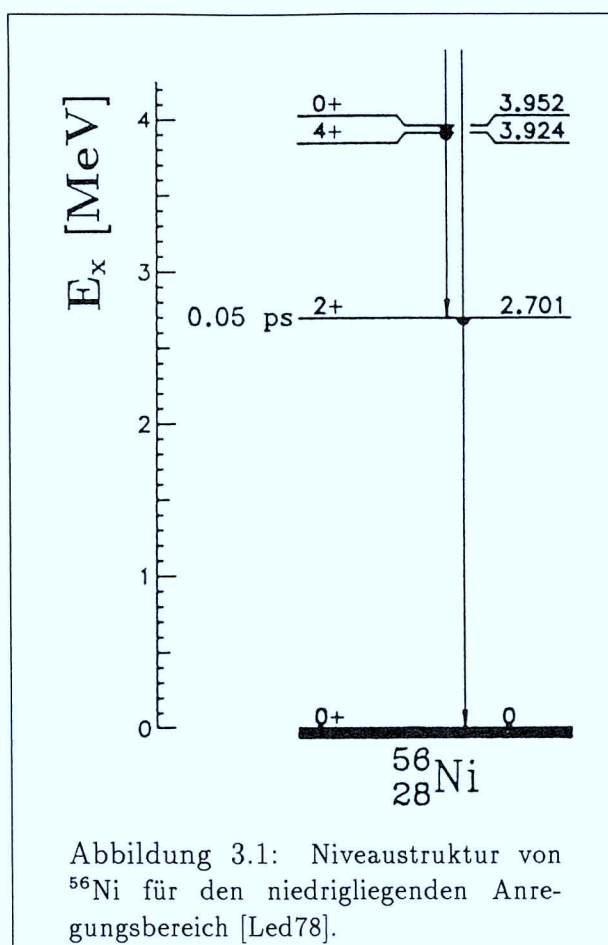
3.1 Physikalische Fragestellung

Nach den Überlegungen in Kapitel 1 und der Analyse existierender Daten [Led78] bietet sich als erstes Prototypexperiment für Kernstrukturmessungen außerhalb des Stabilitätstals durch direkte Reaktionen mit radioaktivem Strahl in inverser Kinematik die Untersuchung des instabilen, doppelt magischen ${}^{56}\text{Ni}$ durch inelastische Protonstreuung an: die Messung $p({}^{56}\text{Ni}, p') {}^{56}\text{Ni}^*$. Abb. 3.1 zeigt das Niveauschema im niedrigliegenden Anregungsbereich für ${}^{56}\text{Ni}$ [Led78]. Dieser Kern ist durch den doppelten $1f7/2$ - Schalenabschluß ein Paradebeispiel für die in Kapitel 1 vorgestellten Messungen.

Ziel des Experiments war die Messung des Wirkungsquerschnitts für die inelastische Protonstreuung zum ersten angeregten 2^+ - Zustand im ${}^{56}\text{Ni}$ in der Gegend des ersten Maximums der Winkelverteilung und die Bestimmung des $B(E2)\uparrow$ - Werts bzw. des Matrixelements für den Übergang vom 0^+ Grundzustand¹. Dieser Wert wurde von Schulz et al. durch die Messung der Lebensdauer des Zustands mittels einer Untersuchung der Abschwächung der Dopplerverschiebung der emittierten γ - Linie bestimmt [Shu73]. Die für den 2^+ - Zustand extrahierten 0.05 ps liegen an der Grenze dessen, was mit dem durch die Auflösung der verwendeten γ - Detektoren limitierten Verfahren erreicht werden kann (vgl. Ref. [May84]). Aufgrund des dementsprechend großen experimentellen Fehlers wird in der Literatur nur die Abschätzung einer unteren Grenze von $B(E2)\uparrow \geq 230 e^2\text{fm}^4$ [Ram87] angegeben.

Abb. 3.2 zeigt den Literaturwert im Vergleich mit den entsprechenden Werten für das ebenfalls doppeltmagische ${}^{48}\text{Ca}$ sowie den halbmagischen Kernen mit N oder $Z = 28$. Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Messung sollte den $B(E2)\uparrow$ - Wert

¹wenn in Folge vom inelastischen Wirkungsquerschnitt die Rede ist, so sei immer der Wirkungsquerschnitt für die Anregung des ersten 2^+ - Zustands gemeint, es sei denn, es wird explizit anders formuliert.



für ^{56}Ni mit einer Genauigkeit von mindestens 20 % bestimmen. Damit könnte die Frage beantwortet werden, ob sich der doppelte Abschluß der $1f7/2$ - Schale bezüglich der Anregung niedrigliegender Zustände ähnlich verhält wie die vergleichbaren Fälle $^{40,48}\text{Ca}$ (doppelter Abschluß der $1d3/2$ - Schale bzw. der $1d3/2$ - Proton- und der $1f7/2$ - Neutronschale), ^{16}O ($1p1/2-1p1/2$) oder ^{208}Pb ($3s1/2-3p1/2$), wo $B(E2)\uparrow$ - Werte in der Größenordnung der vom Einteilchenmodell erwarteten gemessen wurden [Ram87], oder ob die niedrigliegende Anregungsstruktur im ^{56}Ni eher kollektive Züge trägt wie bspw. die der stabilen Ni - Isotope [Ram87] (vgl. Kapitel 6 und Abb. 6.7 auf Seite 113).

Der Kern ^{56}Ni ist durch seine moderate Entfernung vom Tal der Stabilität – zwei Massen vom stabilen ^{58}Ni – mit einem Produktionsquerschnitt von etwa 1 mb^2 einfacher zugänglich als bspw. das ebenfalls doppelmagische, aber 10 Massen vom Stabilitätstal entfernte ^{132}Sn mit einem um mehrere Größenordnungen kleineren Produktionsquerschnitt. Dies macht ^{56}Ni zum geeigneten Testobjekt für ein erstes Prototypexperiment mit exotischem Schwerionenstrahl in inverser Kinematik, um Erfahrungen mit den speziellen Problemen solcher Messungen zu sammeln.

²EPAX - Berechnung, vgl. Abb. 2.2 auf Seite 19.

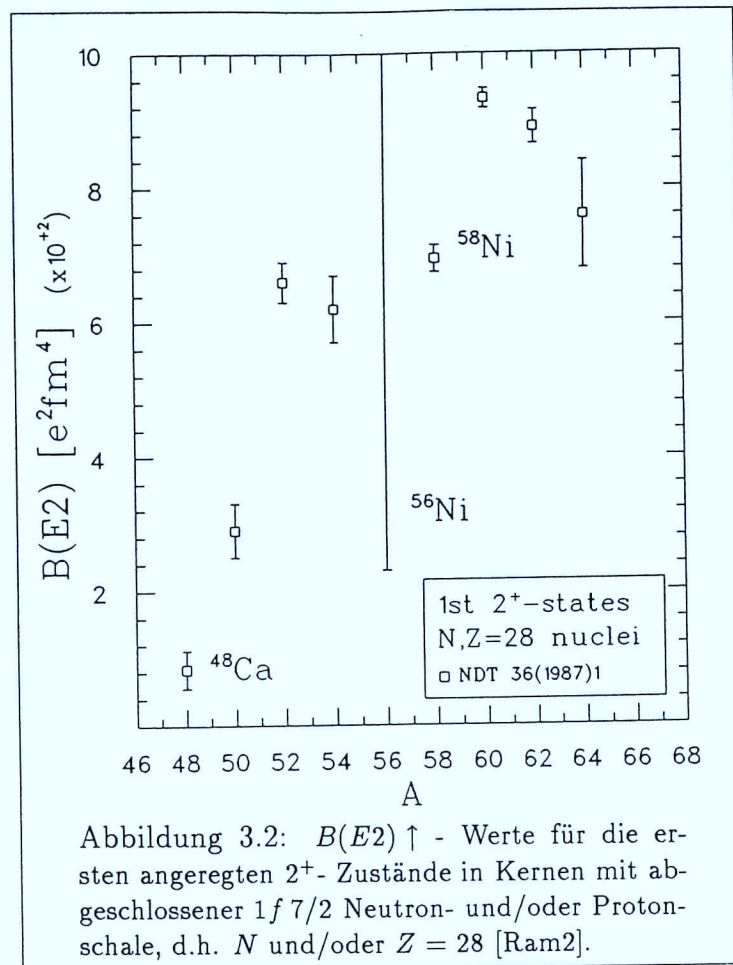


Abbildung 3.2: $B(E2) \uparrow$ - Werte für die ersten angeregten 2^+ -Zustände in Kernen mit abgeschlossener $1f\ 7/2$ Neutron- und/oder Protonschale, d.h. N und/oder $Z = 28$ [Ram2].

Die experimentellen Randbedingungen wie Kinematik, Strahlqualität und zu erwartende Zählraten werden in den nächsten Abschnitten diskutiert.

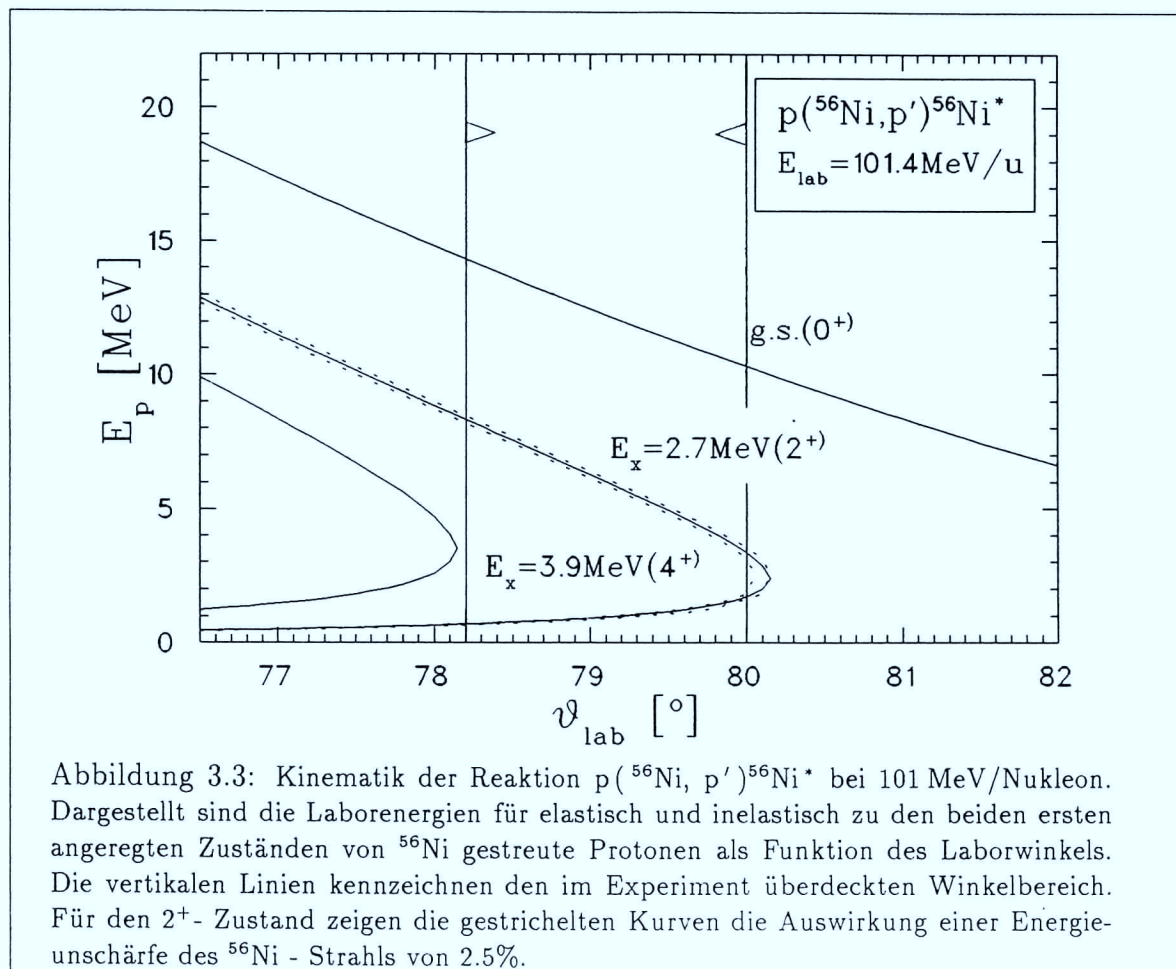
3.2 Kinematische Bedingungen

Die kinematischen Bedingungen für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ werden durch die in Abb. 3.1 abgebildete Niveaustruktur und die Strahlenergie bestimmt. Die Wahl der Strahlenergie hängt von mehreren, zum Teil gegenläufigen Faktoren ab:

- die Wirkungsquerschnitte sowohl für die Produktion des gewünschten Isotops ^{56}Ni aus einem stabilen Primärstrahl als auch für die (p, p') -Reaktion werden von hohen Strahlenergien begünstigt
- die Separationseigenschaften des FRS und die erreichbare Qualität des Sekundärstrahls verbessern sich mit steigender Primärstrahlenergie
- die experimentellen Verhältnisse verschlechtern sich mit steigender Strahlenergie. Der kinematische Gang $dE/d\vartheta$ wird größer und stellt erhöhte Anforderungen an

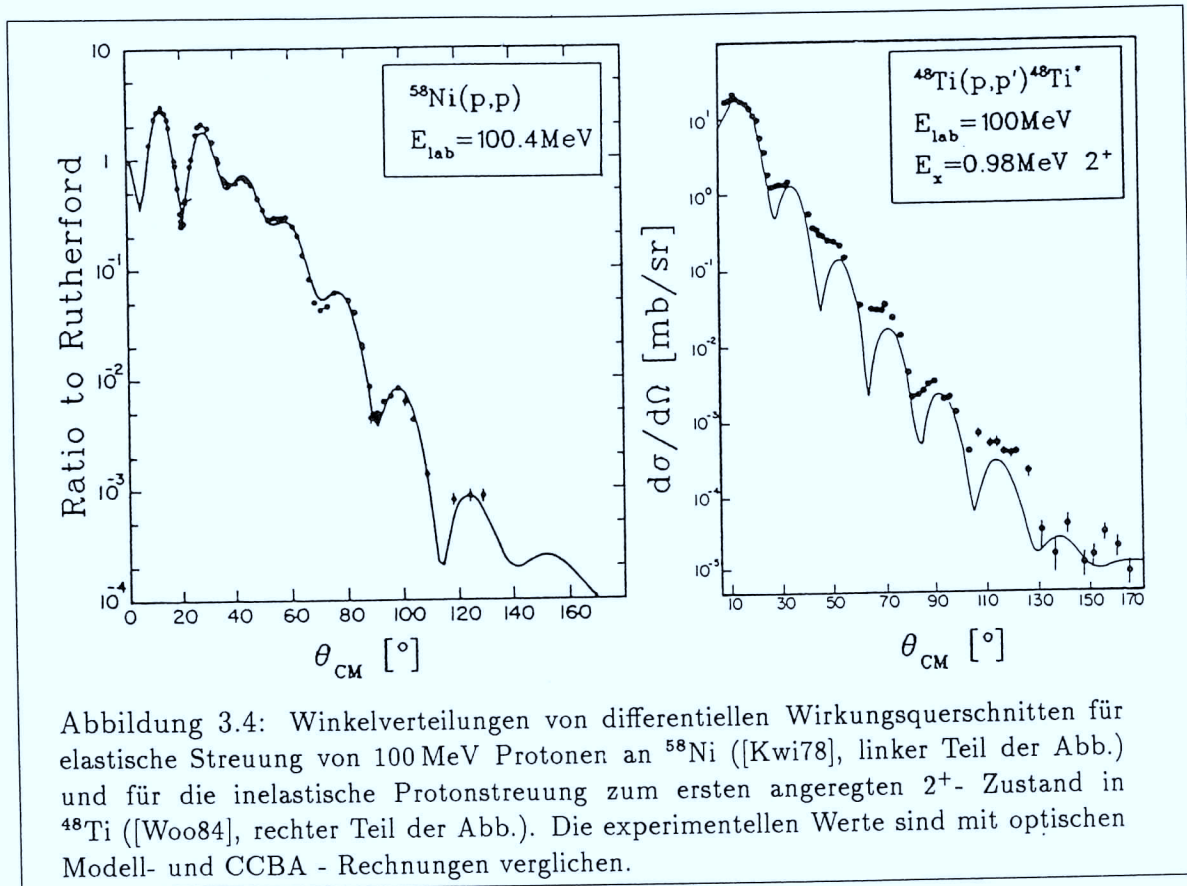
Winkel- und Energieauflösung. Die Gesamtenergie der nachzuweisenden Teilchen steigt an und erfordert dickere Detektoren. Für die Messung der Flugzeit der rückgestreuten Teilchen sind bessere Zeitaufösungen oder größere Abstände Target - Detektoren notwendig

- für die Analyse der Daten werden optische Modellrechnungen verwendet. Dies erfordert die Verfügbarkeit von experimentellen Daten bzw. von optischen Potentialparametern im gewünschten Massen- und Energiebereich, um die Aussagekraft der Messung nicht durch langreichweitige Extrapolationen zu entkräften



Als bestmöglicher Kompromiß erweist sich eine Strahlenergie von $\simeq 100$ MeV/Nukleon, was gleichzeitig etwa der unteren Grenze der Geschwindigkeiten entspricht, bei denen Projektilfragmentation am FRS exotische Strahlen ausreichender Qualität liefern kann (vgl. Kapitel 2). Die Kinematik für die $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ -Reaktion bei dieser Energie zeigt Abb. 3.3. Dargestellt ist die Laborenergie der aus dem Target gestreuten Protonen als Funktion des Laborwinkels für den Grundzustand und für die beiden ersten angeregten Zustände von ^{56}Ni bei 2.7 MeV und 3.9 MeV. Das Umknicken der

inelastischen Kurven ist ein Resultat der *inversen* Kinematik mit schwerem Projektil (^{56}Ni) und leichtem Targetkern. Ab einem bestimmten Grenzwinkel erlauben die Erhaltungssätze zwei kinematische Lösungen des Streuproblems.



An stabilen Kernen im Massenbereich zwischen Kalzium und Nickel wurden bereits ausführliche Untersuchungen mit 100 MeV Protonenstrahlen durchgeführt, insbesondere an den Zyklotrons in Maryland und Indiana [Kwi78, Woo84, Nad81]. Die Analyse dieser Daten – zwei Beispiele sind in Abb. 3.4 zu sehen – liefert einen Satz optischer Potentialparameter, der zumindest im Bereich $\theta_{CM} \leq 40^\circ$ eine hervorragende Beschreibung der experimentellen Werte liefert. Auf dieser Basis lassen sich mit nur geringfügigen Extrapolationen zuverlässige Vorhersagen für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ erstellen. Eine detaillierte Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten optischen Modell- und CCBA - Rechnungen gibt Abschnitt 5.2.

Die Lage des ersten Maximums in der Diffraktionsstruktur der Winkelverteilung des inelastischen Wirkungsquerschnitts (vgl. Abb. 5.9 auf Seite 86) läßt sich auf einen Bereich von $\theta_{cm} \simeq 12 - 18^\circ$ eingrenzen. Dies entspricht einem Laborwinkelbereich von $\vartheta_{lab} \simeq 78 - 81^\circ$. Es zeigt sich (vgl. Abb. 3.4 oder auch Abschnitt 5.2), daß in diesem Laborwinkelbereich der elastische Wirkungsquerschnitt gerade sein erstes Diffraktionsminimum hat ($\theta_{cm} \simeq 18 - 24^\circ$) und in etwa die gleiche Größenordnung haben

sollte wie der inelastische Wirkungsquerschnitt. Zur Optimierung der Zählrate sollte ein möglichst großer Teil des Maximums für den inelastischen Wirkungsquerschnitt überdeckt werden, gleichzeitig jedoch der zweite angeregte Zustand – 4^+ bei 3.9 MeV – kinematisch ausgeblendet werden. Durch den Einsatz geeigneter Detektorblenden wird folglich der in Abb. 3.3 eingezeichnete Winkelbereich $78.2^\circ \leq \vartheta_{lab} \leq 80.0^\circ$ gewählt. Im Protonenergiespektrum (in Abb. 3.3 auf Seite 30 die vertikale Achse) erhält man damit zwei sauber getrennte Gruppen: im Bereich 3.5 – 8.3 MeV die inelastisch und zwischen 10.3 und 14.1 MeV die elastisch gestreuten Protonen. Die Kinematik erweist sich als insensitiv gegenüber Variationen in der Strahlenergie. Die zu erwartende Energieunschärfe des FRS Fragmentstrahls von $\simeq 2.5\%$ liefert eine Verbreiterung, wie sie in Abb. 3.3 für den 2^+ - Zustand durch die gestrichelten Linien angedeutet ist. Die Energie der inelastisch gestreuten Protonen bei $\vartheta_{lab} = 79.1^\circ$ ($E_p = 6.01$ MeV) wird dadurch um $\simeq 250$ keV verschmiert. Weitere Beiträge (FWHM, wenn nicht anders angegeben) zur Verbreiterung der Protongruppen im Energiespektrum liefern die Detektorauflösung ($\simeq 150$ keV), die Strahlfleckgröße ($\emptyset 10$ mm \rightarrow 250 keV) und die Strahldivergenz (2 mrad \rightarrow 280 keV). Trotz dieser Verschlechterung in der Energieauflösung von insgesamt $\simeq 475$ keV bleibt die Trennung der beiden Protongruppierungen erhalten. Der kinematische Gang der Reaktion bei $\vartheta_{lab} = 79.1^\circ$ beträgt $dE/d\vartheta \simeq 2.5$ MeV/ $^\circ$, und dE/dQ ist etwa 3.1.

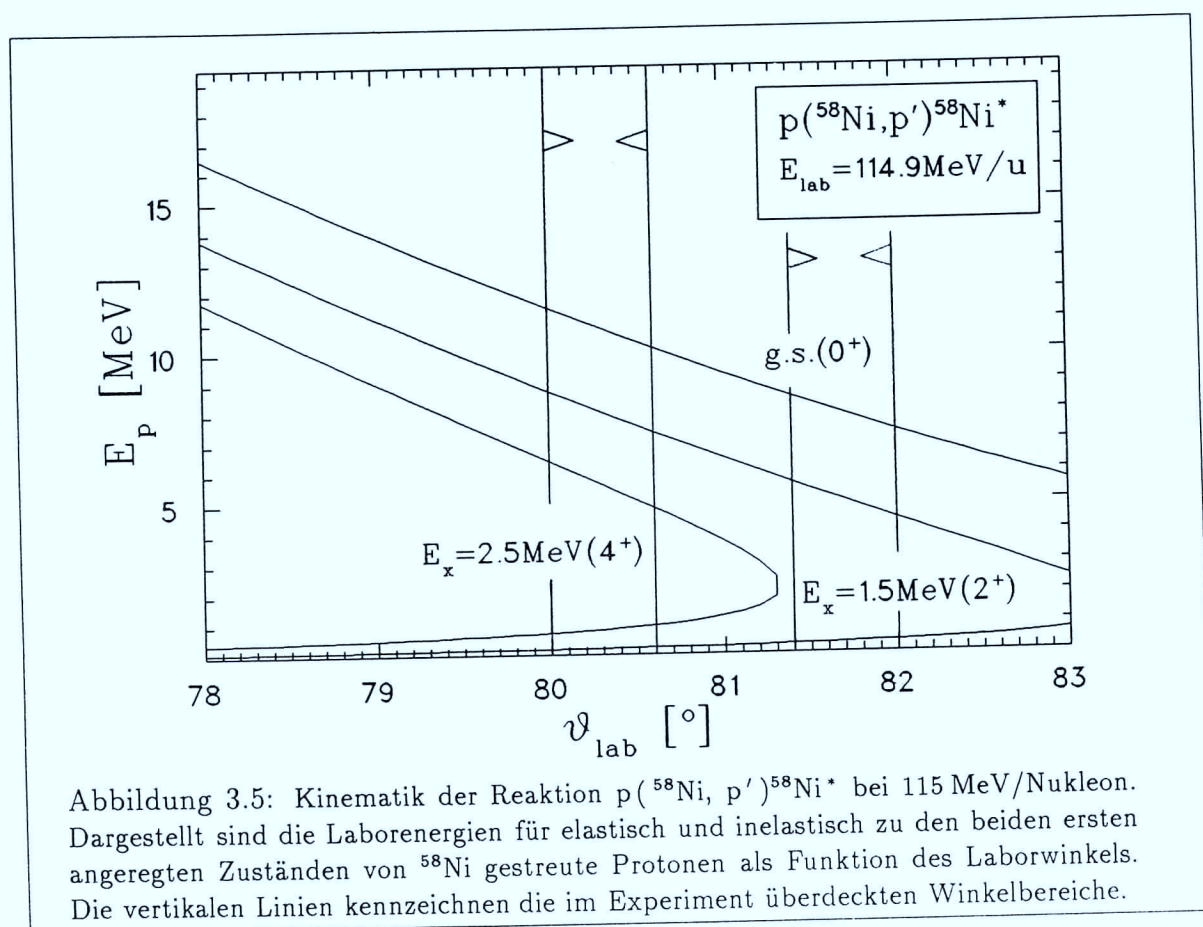
Die bisherigen Überlegungen haben eine wichtige Konsequenz:

- **Das $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiment stellt eine der am Ende von Kapitel 1 erwähnten Ausnahmen dar: die Qualität des FRS - Strahls erfüllt die moderaten Ansprüche an Winkel- und Energieauflösung. Die Abbremsung des Strahls ist ebenfalls nicht erforderlich, die Messung kann deshalb ohne den Speicherring ESR ausgeführt werden.**

Als Meßplatz bot sich die S4 - Fokalebene (vgl. Abb. 1.1) direkt am Ausgang des FRS an.

Die Planung des $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiments sah eine Vorbereitungs- und Einstellphase mit stabilem ^{58}Ni - Strahl vor, wo keine Limitierung durch die Strahlintensität zu befürchten war. Außerdem war als Referenzmessung (Vergleich mit Daten aus Messungen am ^{58}Ni mit Protonstrahl, z.B. Ref. [Kwi78]) die Untersuchung der Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ vorgesehen. Aus diesem Grund ist in Abb. 3.5 die Kinematik für die (p, p') - Reaktion an ^{58}Ni dargestellt. Die Niveaustuktur dieses Kerns ist enger, dementsprechend liegen die Kurven dichter beisammen. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß bei der Projektilfragmentation verschiedene Isotope zwar mit gleicher Geschwindigkeit – nämlich der des Primärstrahls – erzeugt werden, der Energieverlust in diversen Materieschichten bei gleicher Kernladung Z jedoch auch von der Masse A abhängt. Da die Messung am ^{58}Ni mit dem identischen Aufbau wie das $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiment durchgeführt werden sollte, resultieren die Energieverluste im Produktionstarget, im Energieverlustdegrader und in diversen Detektoren in

einer höheren Endenergie des ^{58}Ni - Strahls im Vergleich zum ^{56}Ni ³. Die genannten Effekte machen die Verwendung engerer Schlitzblenden notwendig, wenn die verschiedenen Zustände im Energiespektrum der Protonen separiert sein sollen. Das erste Maximum im Wirkungsquerschnitt für die Anregung des 2^+ - Zustands im ^{58}Ni liegt bei $\vartheta_{\text{lab}} \simeq 80.3^\circ$, der im Experiment überdeckte Winkelbereich von $80.3 \pm 0.3^\circ$ ist in Abb. 3.5 eingezeichnet. Im Unterschied zur Messung am ^{56}Ni ist der zweite angeregte Zustand bei 2.5 MeV hier nicht ausgeblendet. Eine zweite Messung wurde aus Zählratengründen im Bereich des ansteigenden elastischen Wirkungsquerschnitts bei $\vartheta_{\text{lab}} = 81.7 \pm 0.3^\circ$ durchgeführt.



Den Zusammenhang der Kinematik mit weiteren experimentellen Parametern und das daraus resultierende experimentelle Konzept erläutert der nächste Abschnitt.

³die Einflüsse von Materie im Strahlverlauf auf Energie und Qualität des Schwerionenstrahls werden im Abschnitt 3.5.1 quantitativ untersucht.

3.3 Experimentelles Konzept

Eine erfolgreiche Durchführung der $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Messung fordert zwei experimentelle Schritte:

- die Produktion eines ^{56}Ni - Strahls hinreichender Qualität
- die Messung der inelastischen Protonstreuung am ^{56}Ni

Die Wahl des Primärstrahls wird bestimmt durch die erreichbare Intensität nach dem SIS und durch den Produktionsquerschnitt für das Wunschisotop. Tabelle 3.1 zeigt einige naheliegende Kombinationen von Primärstrahl und Produktionstarget, die das gewünschte Isotop ^{56}Ni erreichen, zusammen mit zur Zeit realistischen SIS - Intensitäten.

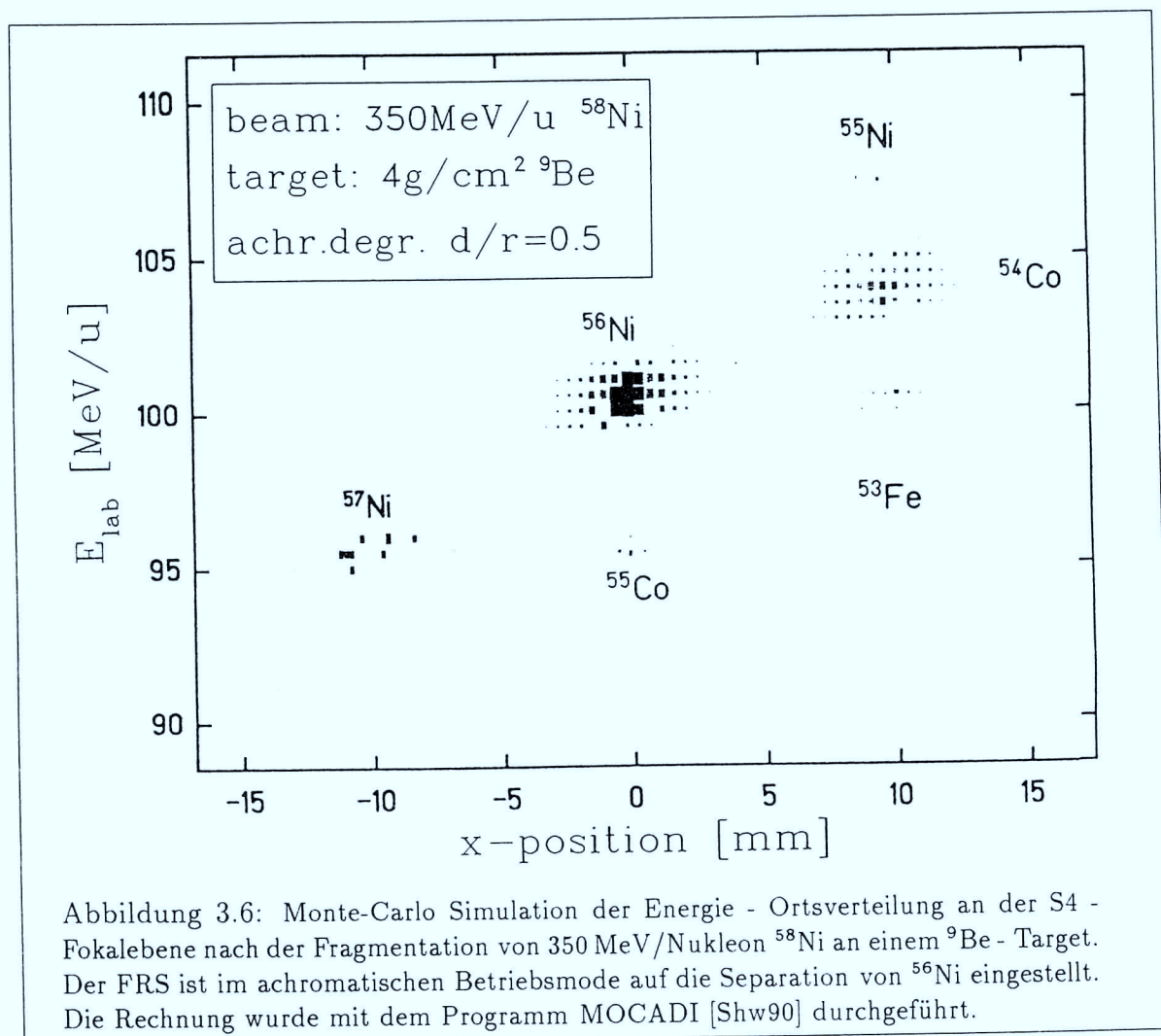
Tabelle 3.1: Primärstrahl - Produktionstarget Kombinationen und die mit den momentan verfügbaren SIS - Intensitäten erreichbaren Ausbeuten für den ^{56}Ni - Fragmentstrahl (Dicke des Produktionstargets 4 g/cm^2). Die Fragmentationsquerschnitte für eine Primärstrahlenergie von 350 MeV/Nukleon wurden mit dem semiempirischen EPAX - Code berechnet [Süm90]. Für die FRS - Transmission wurde mit 25 % ein typischer Wert angenommen.

Primär	SIS-Intensität [s^{-1}]	Target	Fragment	FRS-Ausbeute [s^{-1}]
^{82}Kr	10^9	^9Be	^{56}Ni	$2 \cdot 10^3$
^{84}Kr	10^9	^{12}C	^{56}Ni	10^3
^{58}Ni	$2 \cdot 10^8$	^9Be	^{56}Ni	$2 \cdot 10^4$
^{58}Ni	$2 \cdot 10^8$	^{12}C	^{56}Ni	10^4

Die Zahl der produzierten Fragmente skaliert direkt mit der Dicke des Produktionstargets. Allerdings sinkt die Transmission durch das magnetooptische System des FRS mit seiner begrenzten Akzeptanz von $20\pi\text{ mm mrad}$ durch die mit der Wurzel der Targetdicke ansteigende Aufstreuung des Strahls. Zusätzliche Verluste entstehen durch Sekundärreaktionen der Fragmente innerhalb des Targets. Da neben der Intensität auch die Qualität des Fragmentstrahls – räumliche Trennung einzelner Isotope, Strahlfleckgröße und Divergenz am Endfokus (S4), Energiedefinition – optimiert werden sollte, war die Wahl des Degraders von großer Bedeutung. Dies wird ausführlich in Ref. [Wei93] diskutiert. Als bester Kompromiß für die Anforderungen des (p,p') - Experiments erwies sich der achromatische Betriebsmode des FRS mit einer Degraderdicke von $d/r = 0.5^4$ (vgl. z.B. [Gei89, Gei92a]) in Kombination mit einer Targetdicke von $\simeq 4\text{ g/cm}^2$ ^9Be . Tabelle 3.1 listet die damit erreichbaren Ausbeuten an ^{56}Ni für unterschiedliche Primärstrahlen mit 350 MeV/Nukleon . Zum Vergleich sind die Werte für ein ^{12}C - Produktionstarget angegeben. Die Transmission

⁴ d ist die Degraderdicke und r die Reichweite der Schwerionen einer bestimmten Energie im gegebenen Material.

des FRS wurde mit $\simeq 25\%$ berücksichtigt. Nach diesen Abschätzungen fiel die Wahl auf ${}^9\text{Be}$ als Produktionstarget und ${}^{58}\text{Ni}$ als Primärstrahl. Die im Frühjahr 1992 durchgeführten Optimierungen am Beschleuniger ließen SIS - Intensitäten von $\simeq 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ für dieses Isotop erwarten, womit eine Fragmentstrahlintensität von $\simeq 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ erreicht wird. Die Energie des Primärstrahls ist durch die Sollenergie des Fragmentstrahls (100 MeV/Nukleon, vgl. Abschnitt 3.2) und die Dicke aller Materieschichten im Strahlverlauf auf 350 MeV/Nukleon festgelegt. Damit ist die ${}^{56}\text{Ni}$ - Energie hinter dem 4 g/cm^2 dicken Produktionstarget 172 MeV/Nukleon und die für $d/r = 0.5$ benötigte Degraderdicke bestimmt sich zu 949 mg/cm^2 . Dies wurde im Experiment durch einen an S2 positionierten, 1 mm dicken Szintillationsdetektor (vgl. Abschnitt 3.5.1) mit 125 mg/cm^2 Aluminiumäquivalent und einen 824 mg/cm^2 dicken Scheibendegrader aus Aluminium realisiert.



Die Qualität des Sekundärstrahls am Endfokus läßt sich durch MOCADI Rechnungen abschätzen. Abb. 3.6 zeigt die Verteilung von Energie pro Nukleon und dispersiver

Ortskoordinate für die bei der Fragmentation eines 350 MeV/Nukleon ^{58}Ni - Strahls an einem 4 g/cm^2 ^9Be - Target erzeugten und vom FRS im achromatischen Mode nach S4 abgebildeten Schwerionen. Die $B\rho$ - Werte des FRS sind auf das Wunschisotop ^{56}Ni eingestellt. Neben der Hauptkomponente ^{56}Ni mit einer Energieunschärfe von $\simeq 2\%$ und einer Breite im Ort von $\Delta x \simeq 10\text{ mm}$ erkennt man Kontaminanten wie ^{55}Co oder ^{57}Ni , die jedoch klar separiert sind. Der Fragmentstrahl ist – wie auch der mit Ladungszustand 14^+ vom SIS extrahierte Primärstrahl – bereits nach dem Produktionstarget vollständig gestrippt. Die Simulation zeigt, daß zusätzlich zur Trennung der Fragmente durch den FRS ein Detektorsystem zur Identifikation der verschiedenen Isotope und zur Kontrolle der Strahlqualität notwendig ist. Das vom FRS üblicherweise für diese Diagnose verwendete Detektorsystem⁵ ist für die hohen Strahlintensitäten des hier diskutierten Experiments (bis 10^5 s^{-1}) nicht geeignet. Die entsprechenden Parameter mußten deshalb auf andere Weise gemessen werden:

- die Flugzeit der Fragmente zur Separation nach A/Z . Als Flugzeitstrecke bietet sich die Strecke S2 – S4 mit einer Länge von $\simeq 36\text{ m}$ an. Für die Trennung zweier 100 MeV/Nukleon - Fragmente mit bspw. $A = 58$ und $A = 57$ ist eine Zeitauflösung von 500 ps erforderlich
- der Energieverlust ΔE der Fragmente in einer dünnen Materieschicht. Nach der Formel von Bethe - Bloch (vgl. Gleichung (3.1)) gilt $dE/dx \propto Z_{proj}^2$, wodurch die Bestimmung der Kernladung Z jedes einzelnen Strahlteilchens ermöglicht wird. Da prinzipiell alle Fragmente mit A oder Z kleiner als denjenigen des Primärstrahls zu erwarten sind, ist eine Separation von benachbarten Z notwendig. Der Energieverlust eines 100 MeV/Nukleon ^{56}Ni - Ions in einem 2 mm dicken Plastikszintillator beträgt bspw. $\Delta E = 1273\text{ MeV}$. Um das mit gleichem A/Z - Verhältnis und etwas höherer Geschwindigkeit ($\simeq 104\text{ MeV/Nukleon}$, vgl. Abb. 3.6) abgebildete ^{54}Co abzutrennen, ist eine ΔE - Auflösung von $\simeq 9\%$ notwendig
- die Position des Strahls am Ort des Wasserstofftargets. Zur Bestimmung der Strahltrajektorien muß an zwei Stellen die Ortsverteilung des Strahls gemessen werden („Tracking“). Neben einer unabhängigen Methode der Z - Bestimmung durch die Messung der dispersiven Ortskoordinate legen die extrahierten Trajektorien den Streuwinkel für die (p, p') - Messung fest. Dazu ist eine Ortsauflösung von $\simeq 2\text{ mm}$ nötig

Die genannten Anforderungen können von Szintillationsdetektoren geeigneter Geometrie erfüllt werden. In Abschnitt 3.4.1 sind die für das Experiment konstruierten Zähler im Detail beschrieben.

⁵im wesentlichen eine Flugzeitmessung zwischen S2 und S4, mehrfache Positionsmessung an S2 und S4 mit *multi-wire proportional counters* (MWPC), Energieverlustmessung und Z -Identifikation mit *multiple-sampling ionization chambers* (MUSIC), wobei die Detektoren nicht unter Vakuumbedingungen und nur bis Zählraten von $\simeq 10^3\text{ s}^{-1}$ betrieben werden können.

Als wasserstoffhaltiges Reaktionstarget wurde eine Polypropylenfolie mit 45 mm Durchmesser gewählt, die aus Symmetriegründen⁶ senkrecht zum Strahl stehen sollte. Der Sollstreuwinkel nahe 80° bedeutet damit einen Winkel von $\simeq 10^\circ$, unter dem die gestreuten Protonen des Target verlassen müssen. Energieverlust und Kleinwinkelstreuung begrenzen deshalb die Dicke des Targets auf $\simeq 1 \text{ mg/cm}^2$. Neben den genannten Effekten war mit einem quantitativ schwer abschätzbaren Untergrund an hochenergetischen, leichten Teilchen aus Reaktionen der ^{56}Ni - Ionen mit den ^{12}C - Atomen des Targets zu rechnen. Eine Identifikation der rückgestreuten Teilchen war daher nötig. Außerdem sollten Vergleichsmessungen mit reinen ^{12}C - Targets durchgeführt werden. Für den Nachweis der gestreuten Protonen war wegen der begrenzten Sekundärstrahlintensitäten und des kleinen Reaktionsquerschnitts ($\simeq 2 \cdot 10^4 \text{ }^{56}\text{Ni s}^{-1}$, $d\sigma/d\Omega \simeq 20 \text{ mb/sr} \Rightarrow 0.11 \text{ s}^{-1}\text{sr}^{-1}$) ein möglichst großraumwinkliges Detektorsystem notwendig. Ziel war die völlige Überdeckung des azimuthalen Bereichs des Sollstreuwinkelintervalls von $79.1 \pm 0.9^\circ$. Bei einem Abstand Target - Detektor von 20 cm entspricht dies einer Blendenöffnung von etwa 7 mm. Der Abstand ergibt sich u.a. aus der weiter unten diskutierten Anforderung an die Flugzeitauflösung und dem kinematischen Gang $dE/d\vartheta$ der Reaktion (vgl. Abschnitt 3.2). Ferner sollte das System die Trennung von elastisch bzw. inelastisch gestreuten Protonen durch die Bestimmung ihrer Gesamtenergie ermöglichen. Die Kinematik (vgl. Abb. 3.3) gibt für E_p einen Maximalwert von $\simeq 15 \text{ MeV}$ vor, was einer Dicke von etwa 2 mm Silizium entspricht. Für die Energieauflösung waren 150 keV gefordert. Dies entspricht bei einem kinematischen Gang von $dE/d\vartheta = 2.5 \text{ MeV}/^\circ$ einer Winkelunschärfe von $\Delta\vartheta = 1 \text{ mrad}$. Zur Diskussion standen folgende Detektortypen:

- PIN - Dioden, die als Telekop aufgebaut eine erprobte Methode der Teilchendis-kriminierung liefern. Aus anderen Experimenten standen PIN - Dioden mit $10 \times 10 \text{ mm}^2$ sensitiver Fläche und $300 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$ und $1000 \mu\text{m}$ Dicke zur Verfügung. Eine volle Überdeckung des nutzbaren Raumwinkels führt hier zu einer sehr hohen Anzahl auszulesender Kanäle (bei einer Entfernung Target - Detektoren von 20 cm etwa 250), außerdem ist die notwendige Gesamtdicke des Detektors schwierig zu erreichen
- CsJ - Kristalle, die mit PIN - Dioden ausgelesen werden. Letztere dienen durch eine Montage an der Vorderseite der Kristalle gleichzeitig als ΔE - Detektoren. Verschiedene Tests solcher Module wurden von M. Peter et al. durchgeführt. Für Protonen im Bereich kleiner 10 MeV konnte die geforderte Energieauflösung von $\simeq 150 \text{ keV}$ nicht erreicht werden
- lithiumgedriftete Siliziumzähler (Si(Li)) mit $50 \times 10 \text{ mm}^2$ sensitiver Fläche und $2500 \mu\text{m}$ Dicke. Solche Detektoren sind kommerziell erhältlich⁷, konnten jedoch

⁶vgl. Beschreibung des Detektorsystems für den Nachweis der Targetrückstoßkerne weiter unten in diesem Abschnitt.

⁷z.B. Fa. INTERTECHNIQUE Deutschland GmbH, 6500 Mainz.

durch die Zusammenarbeit mit einer Gruppe des Kurchatov Instituts in Moskau⁸ in ausreichender Zahl und Qualität zur Verfügung gestellt werden. Die Messung von Energie und Flugzeit liefert die Teilchenidentifikation. Für die Trennung eines mit 5 MeV gestoppten Protons von einem solchen mit 50 MeV, das beim Durchqueren des Detektors ein vergleichbares Energieverlustsignal deponiert hat, ist bei einem Abstand von 20 cm zwischen Target und Detektor eine Zeitauflösung von $\simeq 4$ ns notwendig

Die unproblematische Handhabung, die geringe Zahl der benötigten Elektronikkanäle (etwa 40) und die ausreichende Energie- und Zeitauflösung⁹ der Si(Li) - Detektoren führten zum Design eines Systems aus 18 Zählern dieses Typs, die mit einem Abstand von 20 cm ringförmig um das Reaktionstarget angeordnet sind. Ergänzt durch ein PIN - Dioden Teleskop der oben beschriebenen Art (aufgebaut aus einer Lage mit 4 Stück 500 μm dicken und zwei Lagen mit je 4 Stück 1000 μm dicken Dioden), welches eine unabhängige Methode der Teilchenidentifizierung zur Verfügung stellt, ist damit fast der gesamte azimuthal verfügbare Raumwinkel überdeckt (75 %).

Mit den durch dieses experimentelle Konzept definierten Parametern – Strahlintensität $\simeq 10^4 \text{ s}^{-1}$, Targetdicke 1 mg/cm^2 , Detektorraumwinkel $\simeq 150$ msr, Reaktionswirkungsquerschnitt $\simeq 20 \text{ mb}/\text{sr}$ – läßt sich eine Zählrate für die elastische bzw. inelastische Protonstreuung am ^{56}Ni von etwa 9 pro Stunde abschätzen. Dies bedeutet etwa 5 Tage Meßzeit für die Bestimmung des inelastischen Wirkungsquerschnitts auf einem Niveau von 3% für den statistischen Fehler.

3.4 Detektorentwicklung und Labormessungen

Die im vorigen Abschnitt diskutierte Konzeption des $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiments machte umfangreiche Entwicklungsarbeiten erforderlich. Konstruktion und Tests der Detektorsysteme sind in den folgenden Abschnitten erläutert.

3.4.1 Szintillationsdetektoren

Die Messung der in Abschnitt 3.3 diskutierten Parameter des Fragmentstrahls sollte mit Detektoren aus handelsüblichem Plastik - Szintillator betrieben werden. Dieser Detektortyp eignet sich wegen seiner Vielseitigkeit – einfache Herstellbarkeit in unterschiedlichen Geometrien, einfacher Betrieb auch unter Vakuumbedingungen, Homogenität und hohe Zählratenfestigkeit (im Gegensatz zu bspw. MWPC), niedriger Preis – hervorragend für die gestellte Aufgabe. Eine detaillierte Beschreibung des Prinzips solcher Detektoren sowie Beispiele für die Herstellung und Verwendung finden sich bspw. in den Ref. [Leo87, Spi92]. An dieser Stelle sollen nur die für unsere Anwendung wichtigsten Eigenschaften beschrieben werden.

⁸L.Chulkov, M.Golovkov, A.Ogloblin et al., Kurchatov Institut of Atomic Energy, Moskau.

⁹siehe Abschnitt 3.4.2: typisch $\simeq 50 \text{ keV}$ bzw. $\simeq 3 \text{ ns}$ für 5.5 MeV α - Teilchen.

Der mittlere Energieverlust geladener Teilchen pro Wegstrecke dE/dx beim Durchgang durch Materie läßt sich in guter Näherung durch die Bethe-Bloch Formel beschreiben (vgl. z.B. Ref. [Leo87]):

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z_2}{A_2} \frac{Z_1^2}{\beta^2} \left[\ln(2m_e \gamma^2 v^2 \frac{W}{I^2}) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z_2} \right] \quad (3.1)$$

wobei N_A die Avogadrozahl, r_e und m_e Elektronenradius und -masse, Z_1 die Kernladung des Projektils, Z_2 , A_2 und ρ Kernladung, Masse und Dichte des Targetmaterials und $\beta = v/c$ bzw. $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$ für das Projektil sind. Für das mittlere Ionisationspotential I des durchquerten Mediums lassen sich semiempirische Formeln herleiten [Leo87]. Als Beispiel seien die Werte 166 eV für Aluminium oder 64.7 eV für Plastik - Szintillator angegeben. Weitere Beiträge liefern der Schalenkorrekturterm C und die Dichtekorrektur δ , die für hochenergetische Teilchen gleich

$$\delta = \ln(\gamma) + const \quad (3.2)$$

ist. Der maximale Energieübertrag W läßt sich für Teilchen mit Masse $M \gg m_e$ durch

$$W \simeq 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.3)$$

beschreiben. Der mittlere Energieverlust ist also im wesentlichen abhängig vom Quadrat der Projektilkernladung und vom Verhältnis Kernladung/Masse des Targets, ferner umgekehrt proportional zum Quadrat der Projektilgeschwindigkeit. Die Energieabhängigkeit von dE/dx bei nicht relativistischen Energien wird dominiert vom $1/\beta^2$ - Term, bis bei $v \simeq 0.96 c$ ein Minimum erreicht wird. Teilchen mit dieser Geschwindigkeit heißen *minimal ionisierend*. Der Wert im Minimum ist für alle Partikel mit gleicher Ladung etwa gleich, bei noch höheren Energien steigt dE/dx durch den logarithmischen Term wieder leicht an. In einem Szintillator führt die Deponierung von Energie zur Anregung von Szintillationszentren. Das von einem solchen Erregerzentrum emittierte Licht breitet sich im Szintillatorvolumen isotrop aus und kann, sofern es beim Auftreffen auf eine Szintillatoroberfläche die Totalreflexionsbedingung

$$\sin \Theta_{total} = \frac{n_{dünn}}{n_{dicht}} \quad (3.4)$$

erfüllt, innerhalb des Szintillators oder eines angekoppelten Lichtleiters weitertransportiert und an einer geeigneten Stelle mit einem Photomultiplier (PM) ausgelesen werden.

Ein weiterer Aspekt, der insbesondere bei der Auswahl von Transmissions - Zählern (wie den hier interessierenden Strahl - Detektoren) für ein Experiment zu beachten ist, ist die *Kleinwinkelstreuung* der Projektile beim Durchqueren einer Materieschicht. Der mittlere Winkel θ der Aufstreuung kann ebenfalls mit einer semiempirischen Formel beschrieben werden [Leo87]:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{20 [\text{MeV}/c]}{\beta p} Z_1 \sqrt{\frac{x}{L}} \left(1 + \frac{1}{9} \log\left(\frac{x}{L}\right) \right) \quad [\text{rad}] \quad (3.5)$$

wobei p der Impuls des Projektils, x die Dicke des durchquerten Materials und L seine Strahlungslänge¹⁰ ist. Der Energieverlust eines ^{56}Ni - Ions mit 100 MeV/Nukleon ($\beta \simeq 0.43$) in einem 500 μm dicken Plastiksintillator beträgt bspw. $\Delta E = 282$ MeV, die Energieverluststreuung $\delta(\Delta E) = 2.2$ MeV, die Winkelaufstreuung $\Delta\theta = 2.9$ mrad. Detaillierte Rechnungen für den gesamten Experimentaufbau werden in Kapitel 3.5 durchgeführt.

Als Basismaterial wurde NE102A Plastik - Szintillator¹¹ in Form von Folien verschiedener Dicke (0.5, 1, 2 mm) verwendet. Die Dicke der einzelnen Zähler wurde möglichst klein gehalten, um die Verschlechterung der Strahlqualität durch die oben diskutierten Effekte zu minimieren. Auf der anderen Seite dürfen die produktionsbedingten Dickenhomogenitäten der Folien (typisch $\pm 10 \mu\text{m}$) keine zu hohen Signalhöhenschwankungen verursachen und der deponierte Energieverlust darf nicht zu klein sein, um eine hinreichende Lichtausbeute zu gewährleisten. Plastik - Szintillator läßt sich bei Beachtung einiger Vorsichtsmaßnahmen problemlos mechanisch bearbeiten: Erwärmungen über 60° Celsius müssen vermieden werden und die trotz der Sprödigkeit des Materials sehr weiche, leicht verkratzbare Oberfläche muß beim Bearbeiten entsprechend geschützt werden (z.B. Folie aufkleben). Das Material ist nicht hygroskopisch, die Bearbeitung der Kanten mit Schleifpapier und Wasser oder Polierpaste ist sehr gut möglich. Ausgelesen wurden die Szintillatoren über Plexiglas - Lichtleiter unterschiedlicher Form mit Photomultipliern vom Typ Philips Valvo XP2972/01¹². Es handelt sich um einen zehnstufigen Typ, dessen maximale spektrale Empfindlichkeit gut an den Szintillator angepaßt ist. Das für die Anfertigung der Lichtleiter verwendete Plexiglas hat den Vorteil, durch Erhitzen mit einem konventionellen Heißluftfön und mechanische Bearbeitung in nahezu beliebige Formen gebracht werden zu können. Standardmethode ist bspw. die Konvertierung einer langen schmalen Geometrie (Kante einer Szintillatorfolie) in eine quadratische Form (Photomultiplifierfenster) gleicher Fläche durch das Formen paddle-artiger Gebilde. Dabei müssen lediglich die Bedingungen der Totalreflexion¹³ gewährleistet sein. Als ideale Methode erwies sich das Ausschneiden der benötigten Grundformen mit einer Lasertrennvorrichtung, weil dabei automatisch eine Hochganzoberfläche entsteht und das mitunter schwierige Nachpolieren entfällt. Die zur Ankopplung der PM verwendeten, etwa 1 mm dicken Scheibchen aus Silikon-gummi wurden selbst hergestellt, wodurch eine optimale Abstimmung der Brechungsindizes (Plexiglas $n = 1.48$, Quarzfenster der Photomultiplier $n = 1.54$) möglich war. Die Szintillatorfolien wurden mit optischem Zement¹⁴ in die Plexiglaslichtleiter eingeklebt. Für die Verklebung von Lichtleitern untereinander erwies sich Cyanacrylatklebstoff¹⁵

¹⁰ L ist für Kohlenstoff 42.7 g/cm², für Aluminium 24.0 g/cm², für Blei 6.4 g/cm².

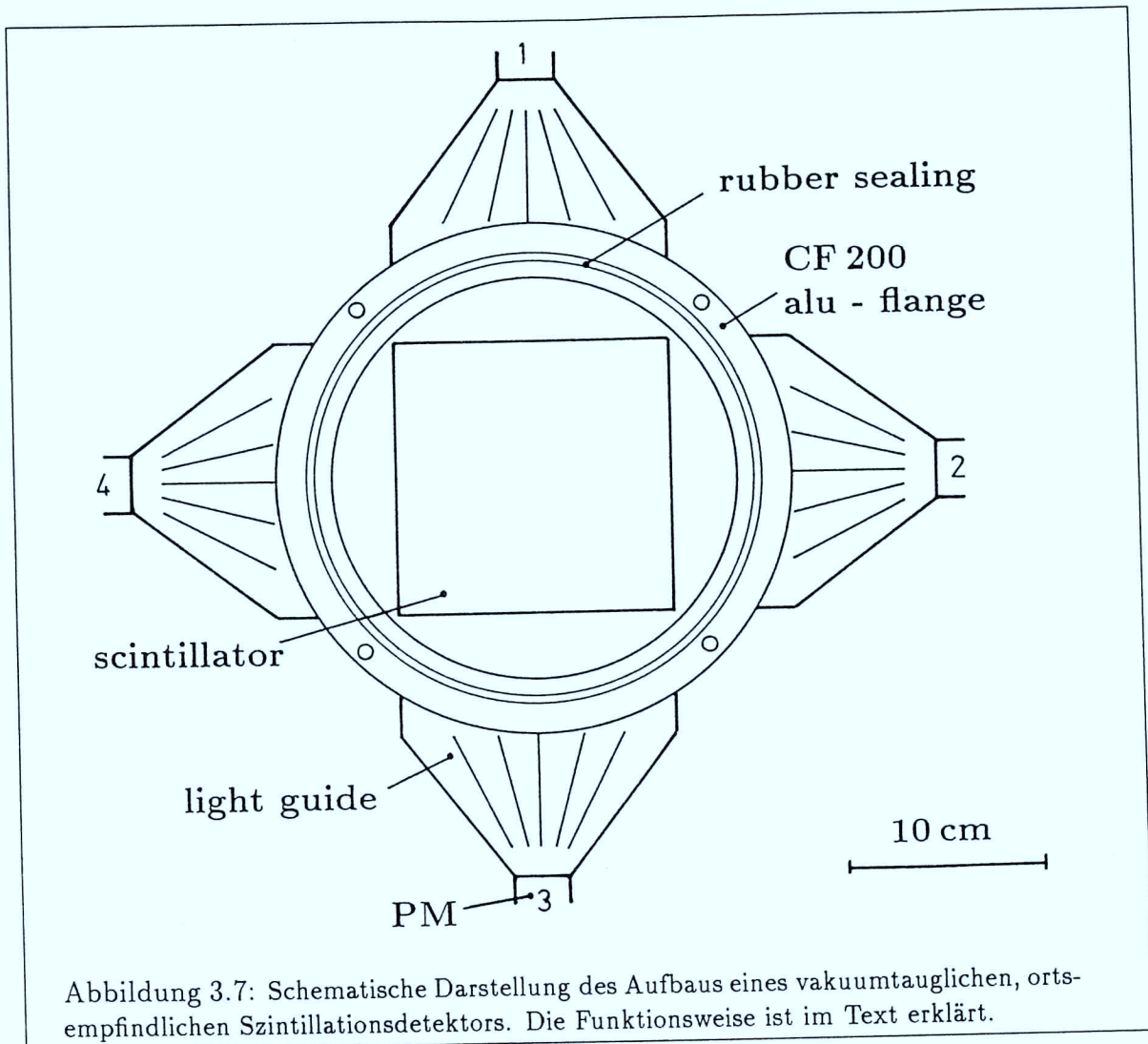
¹¹Nuclear Enterprises, Sighthill, Edinburg, Scotland EH 11 ABY. Lichtausbeute 65% Antrazen, Emissionsmaximum bei 423 nm, $n = 1.58$, $\rho = 1.032$ g/cm³.

¹²Durchmesser der Photokathode ≤ 23 mm, Anodenanstiegszeit 1.9 ns, maximale Empfindlichkeit bei 400 ± 30 nm.

¹³bei der Grenzfläche Luft/Plexiglas ist $\Theta_{total} \simeq 45^\circ$.

¹⁴Silicones RTV 615 A+B, General Electric Company, Waterford, New York 12188.

¹⁵Typ DELO-CA „Sekundenkleber“, Firma Delo Industrieklebstoffe, 8032 München-Gräfeling.



als beste Wahl.

Wegen der Beeinflussung der Strahlqualität durch die zu Beginn dieses Kapitels diskutierten Effekte (vgl. die Rechnungen zum Gesamtaufbau in Abschnitt 3.5 und die Ergebnisse der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Vorexperimente) erwies es sich als notwendig, das gesamte Detektorsystem für den Betrieb im Hochvakuum (10^{-6} torr) zu konzipieren. Existierende Systeme (vgl. z.B. Ref. [Spi92]) waren aus verschiedenen Gründen, die hier nicht diskutiert werden können, nicht auf unser Experiment übertragbar. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Design für vakuumtaugliche Szintillationsdetektoren entwickelt, welches sich als einfach und flexibel erwies. Grundprinzip ist die Verwendung von Plexiglas - Lichtleitern in Form flacher Platten (≈ 4 mm Dicke), die zwischen zwei Aluminiumringe mit den Maßen eines Standardvakuumflansches (z.B. CF200) eingepaßt werden, wobei die Vakuumdichtung durch einen Gummi-O-Ring direkt auf der Oberfläche des Lichtleiters stattfindet. In-

nerhalb des Flanschdurchmessers, d.h. im Vakuum, befinden sich die Szintillatorfolie mit gewünschter Geometrie und die Ankopplung an den Lichtleiter. Die Photomultiplier und der paddelförmige Teil des Lichtleiters liegen außerhalb der Flansche, damit außerhalb des Vakuums. Diese Konstruktionsweise ist in Abb. 3.7 dargestellt. Mechanische Stabilität und der für die Ankopplung der PM notwendige Druck wird durch Gewindestangen geeigneter Stärke gewährleistet. Die Unterbrechung der Totalreflexion an der Stelle des aufliegenden O-Rings erwies sich als unkritisch. Alle für das in dieser Arbeit diskutierte Experiment konstruierten Zähler wurden (mit Ausnahme des START- und des ΔE - Zählers, s.u.) in CF200 Vakuumflansche eingepaßt, was dem Standard in diesem Beschleunigerbereich der GSI entspricht. Die Ausdehnung der Module in Strahlrichtung liegt bei einigen Zentimetern. Damit können die einzelnen Detektoren an fast beliebigen Stellen in das FRS - Vakuum integriert werden, was eine hohe Flexibilität des Experimentaufbaus ermöglicht. Im einzelnen wurden folgende Detektormodule gebaut:

- ein aus START- und STOP - Zähler bestehendes Flugzeitsystem. Der START - Detektor ist ein $200 \times 40 \text{ mm}^2$ großer, 1 mm dicker Szintillator, der an den beiden Schmalseiten ausgelesen wird und mit seiner Geometrie die dispersive Ortskoordinate x des Fragmentstrahls in der S2 - Fokalebene abdeckt. Die Extraktion der Ortsinformation wird weiter unten detailliert beschrieben. Das Stoppsignal liefert ein 0.5 mm dicker, runder Szintillator, der mit 45 mm Durchmesser der Dimension des Reaktionstargets angepaßt und mit einem Photomultiplier bestückt ist
- komplementäre Geometrie des STOP - Zählers hat der VETO - Zähler: eine 0.5 mm dicke, $140 \times 140 \text{ mm}^2$ große Szintillatorfolie, in die mittig ein rundes Loch mit 45 mm Durchmesser geschnitten ist
- ein 2 mm dicker, $140 \times 100 \text{ mm}^2$ großer ΔE - Detektor, der an den beiden Schmalseiten ausgelesen wird und den Energieverlust der Fragmente in dieser dünnen Materieschicht mißt
- zwei 0.5 mm dicke, $140 \times 140 \text{ mm}^2$ große Detektoren, die durch die Auslese an allen vier Seiten eine zweidimensionale Ortsmessung erlauben. Die Größe der Zähler wird durch die in Abschnitt 3.3 diskutierte Strahlqualität und den Innendurchmesser der verwendeten CF200 Flansche festgelegt

Der Gesamtaufbau des Strahldetektorsystems, die Funktion seiner einzelnen Module und das Zusammenwirken mit dem Nachweissystem für die vom Target rückgestreuten Teilchen ist in Abschnitt 3.5.1 beschrieben. Einen schematischen Überblick gibt Abb. 3.12 auf Seite 49.

Wegen der besonderen Bedeutung der Tracking - Detektoren soll an dieser Stelle kurz die Methode der Ortsbestimmung mit einem Szintillationsdetektor erläutert werden (vgl. Ref. [Spi92]). Zu Beginn des Abschnitts wurde die Erzeugung von Licht in

einem Szintillator durch den Durchgang eines ionisierenden Teilchens beschrieben. Dieses Szintillationslicht erfährt bei seiner Ausbreitung im Szintillatorvolumen Verluste, im wesentlichen durch zwei Effekte:

- interne Absorption:

$$I_{mess} = I_0 \exp(-d/\lambda) \quad (3.6)$$

wobei I_0 die Photonenzahl am Erzeugungsort des Lichts, I_{mess} diejenige am Nachweisort, d die Entfernung zwischen beiden Orten und λ die Absorptionslänge des Materials ist.

- Reflexionsverluste:

$$I_{mess} = I_0 \kappa^n \quad (3.7)$$

wobei der Reflexionsfaktor $\kappa \leq 1.0$ ist und die Zahl der Reflexionen n für eine gegebene Szintillatordicke eine lineare Funktion vom Abstand x ist. Die Abhängigkeit des meßbaren Lichts vom im Szintillator zurückgelegten Weg x liefert prinzipiell die Bestimmung des Orts der Lichtentstehung, die vollständige analytische Lösung des Problems ist allerdings nicht möglich. Testmessungen mit verschiedenen Detektorgeometrien zeigen aber, daß bei Folien oder flachen Platten, deren Länge groß ist gegenüber ihrer Dicke (etwa Faktor 100), das Verhalten des Detektors in der mittleren Zone (etwa 50% der Szintillatorlänge) sehr gut mit einfachen Funktionen beschrieben werden kann (was auch im Hinblick auf eine schnelle Online - Analyse notwendig ist). Die von einem ionisierenden Teilchen in einem quadratischen, an den vier Kanten ausgelesenen Detektor (vgl. Abb. 3.7) deponierte Energie wird durch:

$$\Delta E = c \sqrt[4]{I_1 I_2 I_3 I_4} \quad (3.8)$$

beschrieben, wobei $I_{1,2,3,4}$ die an den vier abgeglichenen Photomultipliern registrierten Lichtmengen sind, und c eine Eichkonstante ist. Der Ort der Lichterzeugung - respektive des Teilchendurchgangs - ergibt sich in guter Näherung aus

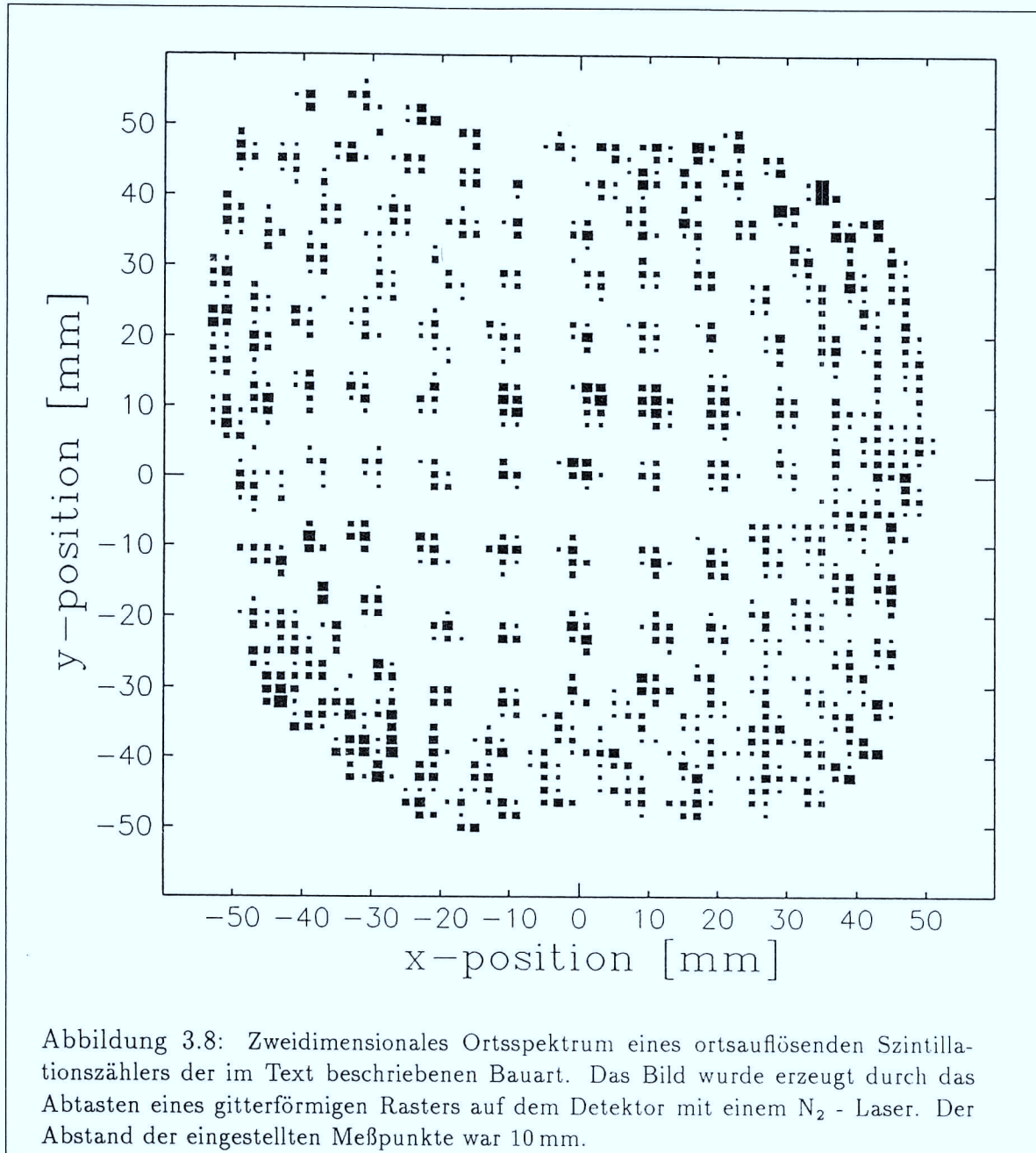
$$x = k_x \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \quad (3.9)$$

und

$$y = k_y \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \quad (3.10)$$

wobei $k_{x,y}$ wieder Eichkonstanten sind. Die Ortsauflösung eines derartigen Detektors hängt von mehreren Faktoren ab. Dickeinhomogenitäten der Szintillatorfolie bedeuten Variationen der Abschwächungslänge λ und damit eine Ausschmierung der nachgewiesenen Lichtintensität I_{mess} . Nach Angaben von Nuclear Enterprises liegt die Fertigungsgenauigkeit für die Dicke von NE102A - Folien im Bereich $\pm 10 \mu\text{m}$, d.h. bei 10% für eine $100 \mu\text{m}$ Folie bzw. 2% für eine $500 \mu\text{m}$ Folie. Ungleichmäßige Ankopplungen

des Szintillators an die Lichtleiter bzw. der Lichtleiter an die Photomultiplier führen ebenso wie lokale Unterbrechungen der Totalreflexion (z.B. durch Flecken auf der Szintillatorfolie) zu ortsabhängigen Lichtverlusten und dadurch zu regionalen Verzerrungen der Abbildungseigenschaften des Detektors.



Von großer Bedeutung ist die Stabilität der Röhrenverstärkungen. Dazu ist eine Minimierung der Temperaturdrift der PM (30 – 60 min Warmlaufphase abwarten) und eine stabilisierte Spannungsversorgung notwendig. Bei hohen Teilchenraten und/oder ho-

hen Energieverlustsignalen ist mit einer Verschlechterung der Zählerauflösung (Energie, Zeit, Ort) durch Pileup- und Sättigungseffekte in den Photomultipliern und nachgeschalteten Widerstandsketten zu rechnen (vgl. Testmessungen in Abschnitt 4.1).

Ein gutes Beispiel für die Anwendbarkeit der oben gemachten Näherungen zeigt Abb. 3.8. Um Detektormodule der beschriebenen Art zu testen und eine Ortseichung zu gewinnen, wurden auf die Oberfläche der Szintillatorfolie die etwa 3 ns langen Lichtsignale eines mit etwa 10 Hz gepulsten N_2 - Lasers¹⁶ mittels einer Quarzlichtleitfaser (Kerndurchmesser 25 μm) berührungsfrei eingekoppelt. Die Wellenlänge des Lasers liegt mit 337 nm deutlich unterhalb des Emissionsmaximums von NE102A (423 nm), so daß Szintillationslicht erzeugt wird. Die Quarzfaser wurde am Kopf eines xy - Schreibers montiert und anschließend die Fläche des Detektors in Schritten von 10 mm abgetastet. Vorher müssen die Verstärkungen der vier PM abgeglichen werden. Dazu wird die Quarzfaser exakt in der Mitte des Szintillators positioniert und die Pulse der Röhren durch Variation der angelegten Hochspannung auf gleiche Signalhöhe (bzw. im gewonnenen Ortsspektrum auf Nullposition) eingestellt. Die Messung zeigt das lineare Verhalten des Zählers im zentralen Bereich. In den Randbereichen des Detektors entstehen dagegen deutliche Nichtlinearitäten. Ursachen sind neben den oben diskutierten Effekten unterschiedliche Lauflängen des Szintillatorlichts vom Erzeugungsort zu den auslesenden Lichtleitern und die bei kurzen Entfernungen nicht mehr gültigen linearen Approximationen für die Exponentialgesetze der Lichtabschwächung. Bei der von MOCADI prognostizierten Strahlqualität – Strahlfleckdurchmesser $\simeq 10$ mm, Divergenz $\simeq 8$ mrad – ist im vorliegenden Experiment eine etwa 50 mm große Fläche im Zentrum des Detektors von Bedeutung. In diesem Bereich ist die Linearität der Zähler besser als 1%, die Ortsauflösung liegt bei $\Delta x, y \simeq 1$ mm, was den Anforderungen aus Abschnitt 3.3 genügt. Sämtliche Werte waren gut reproduzierbar. Zeit- und ΔE - Auflösung der Szintillationsdetektoren wurden unter Strahlbedingungen getestet. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 4.1 beschrieben.

3.4.2 Si(Li) - Detektoren

Kernstück des experimentellen Aufbaus war der Nachweis der elastisch bzw. inelastisch am ^{56}Ni gestreuten Protonen. Nach den Überlegungen in Abschnitt 3.3 war die Wahl auf ein großraumwinkliges System aus Halbleiterdetektoren gefallen. Für das Experiment wurden dann großvolumige lithiumgedriftete Siliziumzähler (Si(Li)) unterschiedlicher Herkunft verwendet:

- Detektoren der Firma INTERTECHNIQUE (Typ LER 10-50-2500) mit 10×50 mm² sensitiver Fläche und 2500 μm Dicke. Vier Zähler dieser Art wurden für das Experiment gekauft
- 2000 μm dicke, $\simeq 8 \times 50$ mm² große Zähler, die vom I.V. Kurchatov Institut of Atomic Energy in Moskau im Rahmen einer Zusammenarbeit zur Verfügung

¹⁶Nitrogen Laser VSL-337, Laser Science Inc., 26 Landsdowne Street, Cambridge, MA 02139.

gestellt wurden. Nach anfänglichen Schwierigkeiten mit intrinsischen Verunreinigungen der aus Taschkent gelieferten Siliziumwafer und ungenau definierten sensitiven Oberflächen konnten rechtzeitig zum Experiment 20 Detektoren dieses Typs geliefert werden, von denen die 14 besten Exemplare eingesetzt wurden

Beide Zählertypen zeigten bei den in den nächsten Abschnitten beschriebenen Labortests vergleichbare Ergebnisse.

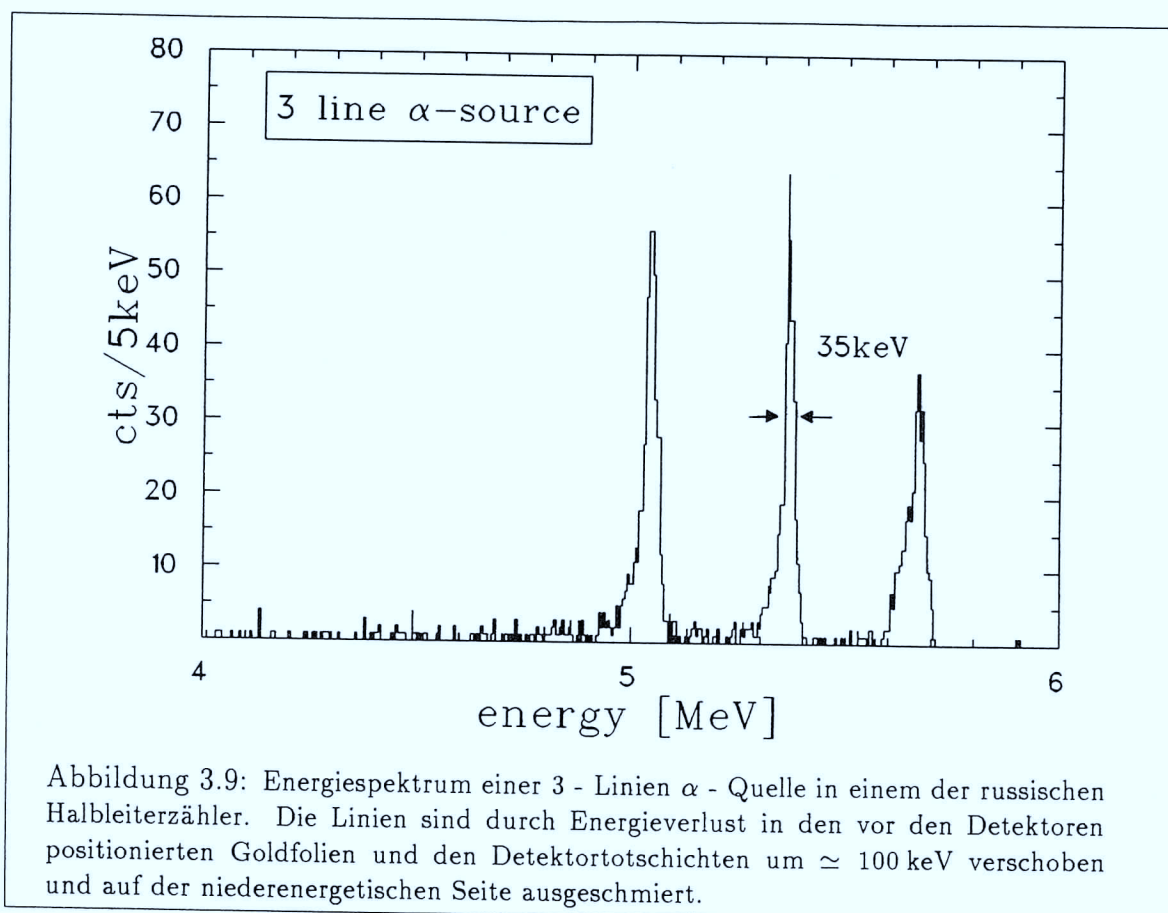
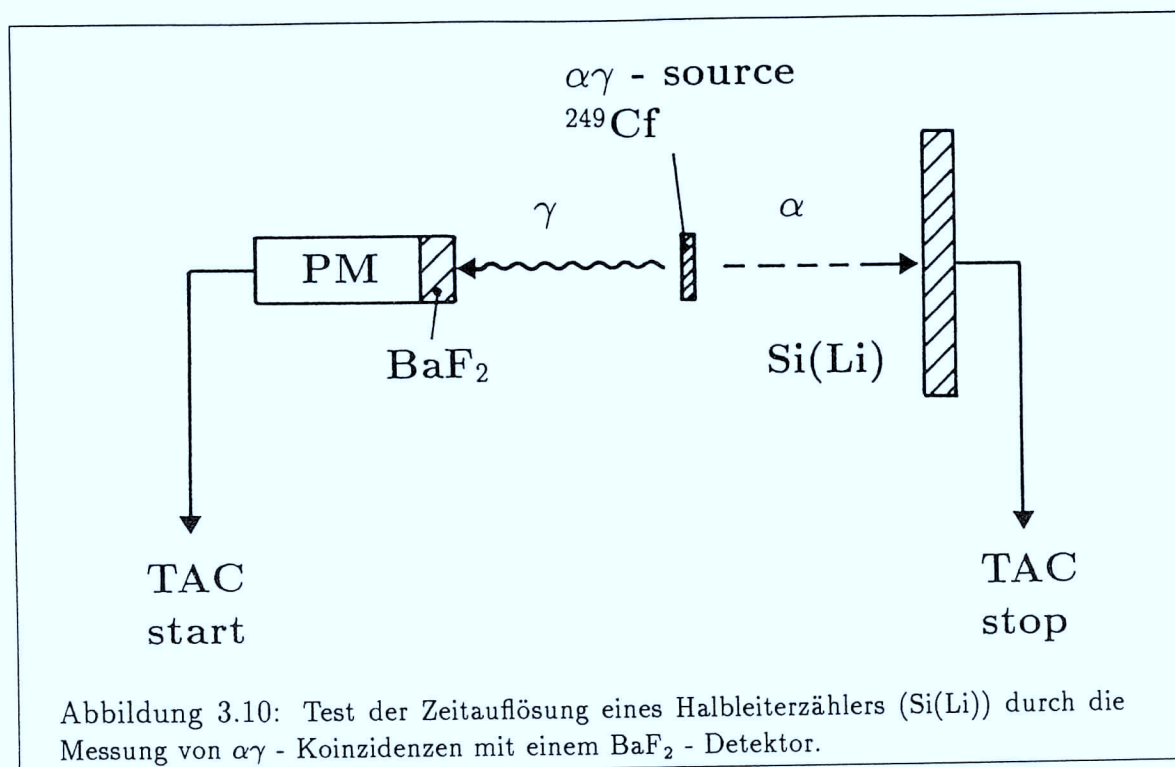


Abbildung 3.9: Energiespektrum einer 3 - Linien α - Quelle in einem der russischen Halbleiterzähler. Die Linien sind durch Energieverlust in den vor den Detektoren positionierten Goldfolien und den Detektortotschichten um ≈ 100 keV verschoben und auf der niederenergetischen Seite ausgeschmiert.

Die geforderte Energieauflösung (vgl. Abschnitt 3.3) von ≈ 150 keV erwies sich als unproblematisch. Abb. 3.9 zeigt das Energiespektrum einer 3 - Linien α - Quelle¹⁷ in einem der russischen Detektoren mit einer typischen Energieauflösung von ≈ 35 keV für die 5.486 MeV ^{241}Am - Linie, aufgenommen bei Zimmertemperatur, 250 V Detektorspannung und $\approx 3 \mu\text{A}$ Leckstrom. Eine Testmessung mit auf $\approx 0^\circ$ Celsius abgekühlten Detektoren brachte keine Verbesserung dieses Werts. Bei allen Detektoren war eine Schutzschicht aus 50 nm Gold aufgedampft. Zusätzlich wurden vor den sensitiven Flächen $\approx 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Goldfolien gegen in Schwerionenreaktionen produzierte Licht- und Röntgenstrahlung installiert. Die nicht exakt definierte sensitive Fläche der russischen Detektoren wurde für jeden einzelnen Zähler durch Effizienzmessungen

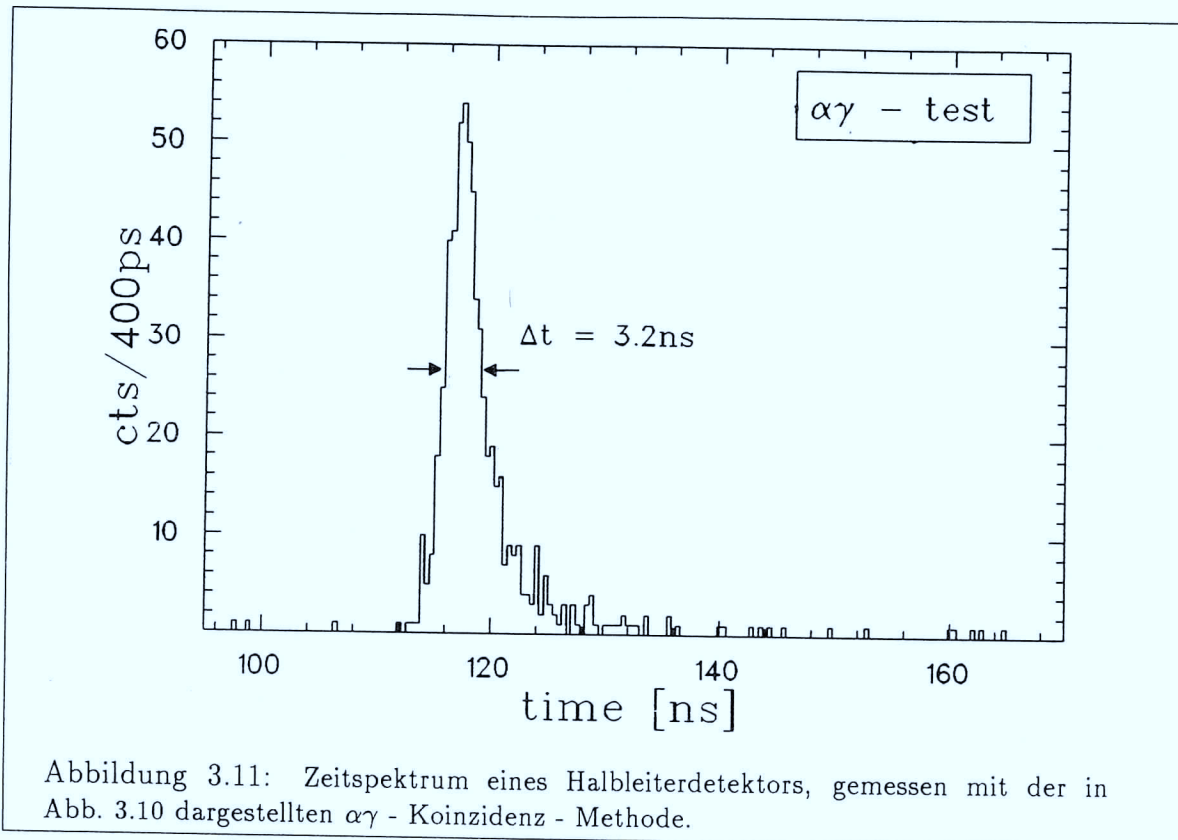
¹⁷ ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm mit $E_\alpha = 5.155$ MeV, 5.486 MeV, 5.806 MeV.

mit α - Quelle und einer Schlitzblende mit variabler Breite bestimmt. Die Resultate lagen zwischen $6.4 - 8.6 \times 50 \text{ mm}^2$. Für die INTERTECHNIQUE Detektoren konnten die spezifizierten Werte bestätigt werden. Während des Experiments waren durch die Verwendung geeigneter Schlitzblenden Detektoreffizienzen von $\varepsilon = 1$ gewährleistet.



Um die Zeitauflösung der Zähler quantitativ zu untersuchen, wurde der in Abb. 3.10 skizzierte Aufbau verwendet. Eine Quelle mit dem Isotop ^{249}Cf , das zur Emission von 5.812 MeV α - Teilchen prompt 388 keV γ - Quanten emittiert, wird zwischen dem zu testenden Si(Li) - Zähler und einem mittels Photomultiplier ausgelesenen BaF_2 - Kristall justiert. Die gesamte Anordnung befindet sich im Hochvakuum bei 10^{-6} torr. Das γ - Signal des BaF_2 startet einen TDC, der dann vom α - Signal des Si(Li) gestoppt wird. Die Testelektronik wurde vorher mit einem zweiten BaF_2 - Detektor durch die Messung von $\gamma\gamma$ - Koinzidenzen auf etwa 300 ps optimiert. Ein typisches mit dieser Methode aufgenommenes Zeitspektrum zeigt Abb. 3.11. Nach Abzug geometrisch bedingter α - Flugzeitunterschiede ergeben sich Zeitaufösungen von $\geq 3 \text{ ns}$, wobei einige der russischen Detektoren auch Werte bis 5 ns zeigten. Verschiedene Ansätze zur Verbesserung dieses Werts, bspw. die Verwendung von 1 mm Lochblenden vor den Halbleiterzählern, um die möglichen Zeitunterschiede für die Ladungssammlung bei Treffern an verschiedenen Orten der großflächigen Zähler zu minimieren, und die Optimierung der CFD mit unterschiedlichen internen Delays und Fractions führten nicht zum Erfolg. Es muß daher angenommen werden, daß 3 ns eine durch intrinsische Eigenschaften dieser großvolumigen Detektoren gegebene Grenze für die Zeitauflösung ist. Dafür sprechen auch Anstiegszeiten der Zeitsignale nach dem Vorverstärker von

≈ 100 ns. Für die Diskriminierung des in Abschnitt 3.3 erwähnten Untergrunds sind 3 – 4 ns erforderlich, diese Randbedingung konnte von den 14 ausgewählten russischen und den 4 INTERTECHNIQUE Detektoren erfüllt werden.

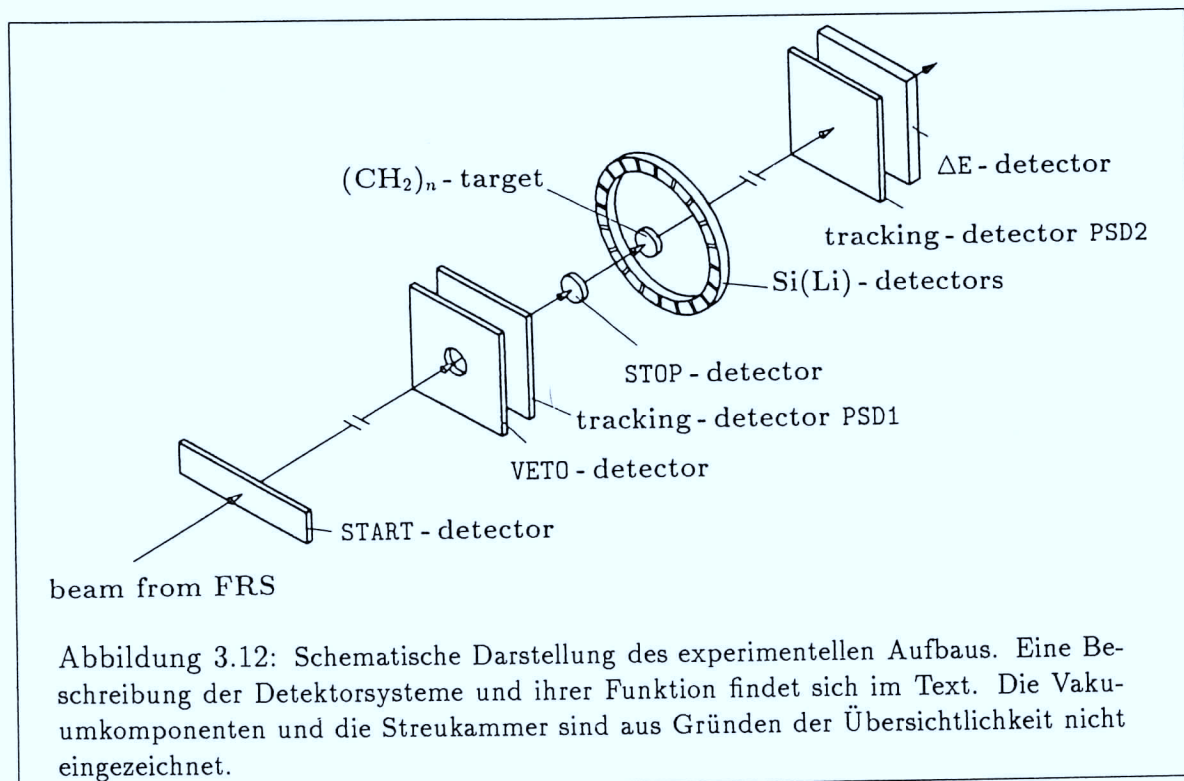


Der Gesamtaufbau des Experiments, insbesondere das Zusammenwirken der Szintillationsdetektoren mit dem Nachweissystem für die Targetrückstreuteilchen, wird im nächsten Abschnitt erklärt.

3.5 Experimenteller Aufbau

Bedingt durch die moderaten kinematischen Verhältnisse konnte das $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiment ohne das Instrumentarium des Speicherrings ESR durchgeführt werden. Als Meßplatz wurde deshalb die S4 - Fokalebene des FRS gewählt (siehe Abb. 1.1 auf Seite 11). Die praktische Umsetzung des experimentellen Konzepts beschreibt der folgende Abschnitt.

3.5.1 Detektorsysteme und mechanische Komponenten



Der experimentelle Aufbau besteht aus zwei unterschiedlichen Detektorsystemen, einer Streukammer mit 60 cm Durchmesser, einem Targetaufbau und entsprechenden Vakuumeinrichtungen. Eine schematische Darstellung zeigt Abb. 3.12. Das erste Detektorsystem ist eine Anordnung von verschiedenen Plastikszintillatoren der in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Geometrie und Dicke und dient der Bestimmung der wesentlichen Parameter des Fragmentstrahls:

- die Messung der Fragmentflugzeit auf einer Strecke von 36 m zwischen S2- und S4 - Fokalebene des FRS durch den START- und STOP - Detektor¹⁸. Die Flugzeit liefert A/Z jedes einzelnen Fragmentkerns
- die Messung der Strahlposition durch zwei mit 225 cm Abstand voneinander installierte ortsempfindliche Szintillatoren (PSD1 und PSD2) erlaubt die Bestimmung der Trajektorien jedes einzelnen Strahlteilchens, respektive die Bestimmung von Position und Divergenz des Strahls. PSD1 steht 45 cm strahlaufrwärts vom im Nominalfokus positionierten Reaktionstarget, PSD2 180 cm strahlabwärts davon. Die dispersive Ortskoordinate liefert außerdem eine Möglichkeit der Z - Identifikation

¹⁸bei einem Teil des Experiments wurde der Tracking - Detektor PSD1 zur Generierung des Stop-signals verwendet, um auch Fragmente außerhalb der begrenzten Akzeptanz des STOP - Detektors nachweisen zu können.

- die Messung des Energieverlusts der Fragmente (ΔE - Detektor) ermöglicht durch die Proportionalität $dE/dx \propto Z_{proj}^2$ die Bestimmung der Kernladung Z jedes Strahlteilchens

Ferner dient ein Veto - Zähler dem Beschneiden des Strahls auf die Größe des verwendeten Reaktionstargets. Dieser Detektor weist in Antikoinzidenz Teilchen aus dem Halo des Strahls sowie Kontaminanten in Form anderer Isotope, die durch die Magneto-optik außerhalb der Sollstrahlachse nach S4 transportiert werden, zurück.

Das zweite Detektorsystem zum Nachweis von Energie und Flugzeit der aus dem Reaktionstarget rückgestreuten Teilchen ist aus den in Abschnitt 3.4.2 vorgestellten großflächigen Si(Li) - Detektoren aufgebaut. 18 Detektoren dieses Typs sind in einer Streukammer (60 cm Durchmesser) mit 200 ± 0.1 mm Abstand von der Sollstrahlachse ringförmig um ein senkrecht zur Strahlachse stehendes 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target (mit 45 mm Durchmesser) fest installiert. Ergänzt wird diese Anordnung durch ein analog positioniertes Teleskop aus PIN - Dioden¹⁹. Die Detektormodule sind 60 mm breit und teilen den azimutalen Winkelbereich in 20 Sektoren à 18° ²⁰, womit beim Sollstreuungswinkel der gesamte verfügbare Winkelbereich überdeckt ist. Einen vertikalen Schnitt durch die Streukammer mit Halbleiterdetektorring und Target zeigt Abb. 3.13. Der Schwerionenstrahl durchquert das Bild von links nach rechts, auf beiden Seiten ist die Kammer mit Standardflanschen CF200 an das Vakuum der FRS - Strahlführung bzw. an die Szintillationsdetektoren angeschlossen. Die geometrische Akzeptanz der Detektoranordnung wird durch Schlitzblenden verschiedener Breite (2 mm, 6 mm, 8.4 mm) entsprechend den in 3.3 beschriebenen Anforderungen und der Größe der in 3.4.2 bestimmten sensitiven Detektorflächen mit einer Genauigkeit von ± 1 mrad definiert. Der Gesamtstrahlwinkel für die $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Messung beträgt $\Delta\Omega = 143$ msr.

Der Laborstreuungswinkel wird folgendermaßen festgelegt: Zunächst wird die Streukammer – damit die in einer Ebene senkrecht zum Strahl fest installierten Si(Li) - Detektoren – durch das Einfluchten zweier an der Kammer angebrachten Aperturen auf die Sollstrahlachse ausgerichtet. Die hohe Fertigungsqualität der Kammer bzw. der Detektorhalterungen gewährleistet die reproduzierbare Positionierbarkeit der Kammermitte mit einer Genauigkeit von 0.1 mm und die Justierung der Detektorringebene senkrecht zur Strahlachse mit Abweichungen ≤ 1 mrad. Die Definition des Streuwinkels erfolgt dann über eine fernsteuerbare Targetstation, die die Verschiebung des Reaktionstargets im Zentrum der Kammer entlang der Strahlachse mit entsprechender Präzision ohne Brechen des Vakuums erlaubt, damit die Veränderung des Relativwinkels zwischen Target und Detektorschlitzen. Der Antrieb des Aufbaus besteht aus Schrittmotor und Mikrometerschraube. Die Ungenauigkeit der Positionierung (± 0.02 mm) erwies sich als klein gegenüber der Planarität der verwendeten Targets (± 0.1 mm). Die Targetstation war für die Aufnahme von 5 verschiedenen Targets mit jeweils 45 mm Durchmesser (2 mal 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$, 2 mal 1 mg/cm^2 ^{12}C , Leertargeträhmchen) konzipiert.

¹⁹die erste Stufe des dreilagigen Teleskops ist $500 \mu\text{m}$ dick, die zweite und dritte Stufe jeweils 1 mm.

²⁰eine der Positionen mußte mit dem Targetaufbau belegt werden, so daß insgesamt 19 Detektoren montiert werden konnten.

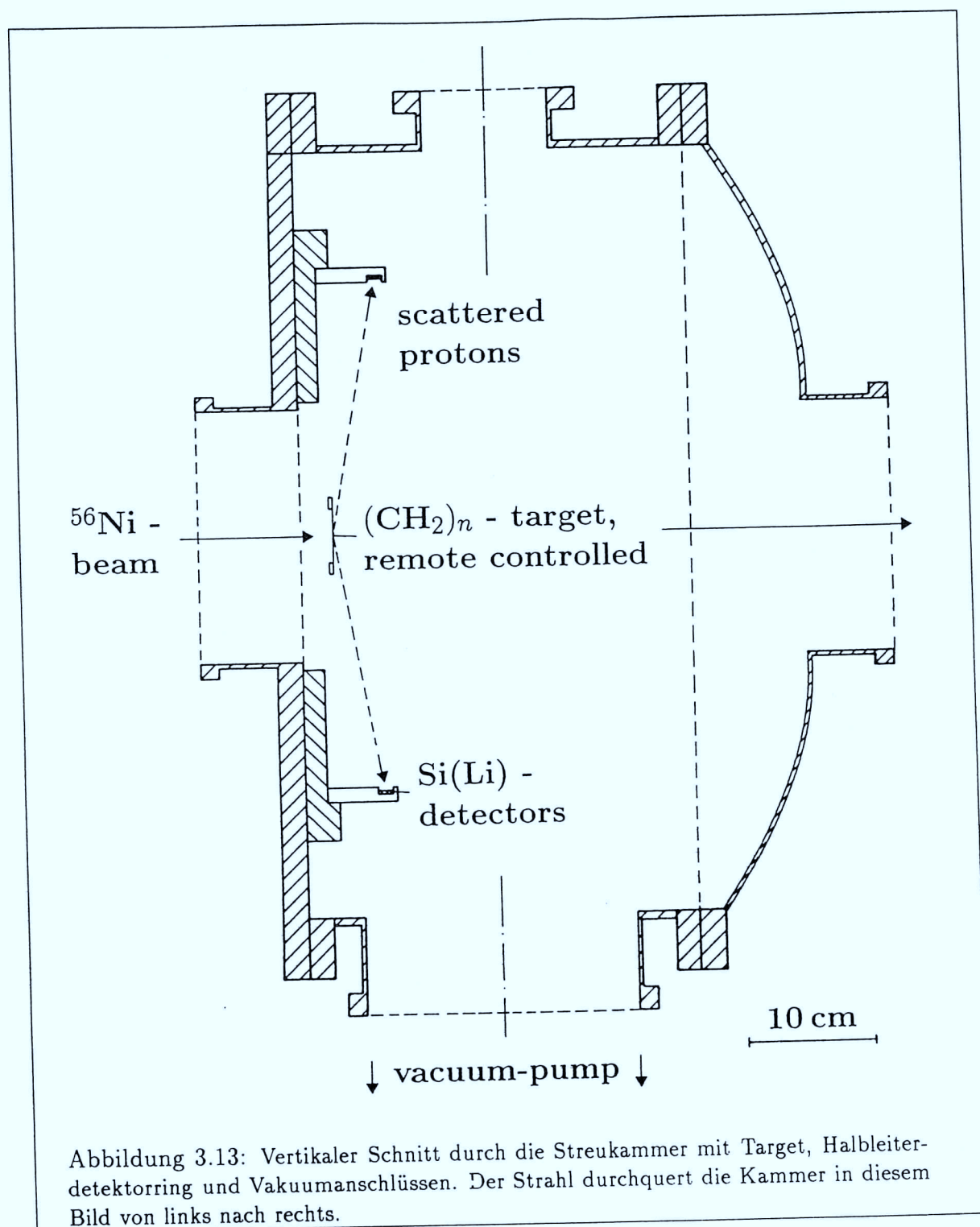


Abbildung 3.13: Vertikaler Schnitt durch die Streukammer mit Target, Halbleiterdetektorring und Vakuumschlüssen. Der Strahl durchquert die Kammer in diesem Bild von links nach rechts.

Durch einen zweiten Schrittmotor konnten die unterschiedlichen Targets im Strahl positioniert werden. Sie sollten dazu dienen, den in Abschnitt 3.5.1 erwähnten Untergrund von hochenergetischen Protonen mit Vergleichsmessungen quantitativ zu erfassen.

sen. Abb. 3.14 zeigt eine fotografische Aufnahme des Inneren der Streukammer. Die Trajektorie des Schwerionenstrahls ist durch die gestrichelte Linie angedeutet. In der Bildmitte ist die Targetstation zu erkennen, ringförmig darum herum angeordnet die Halbleiterdetektoren.

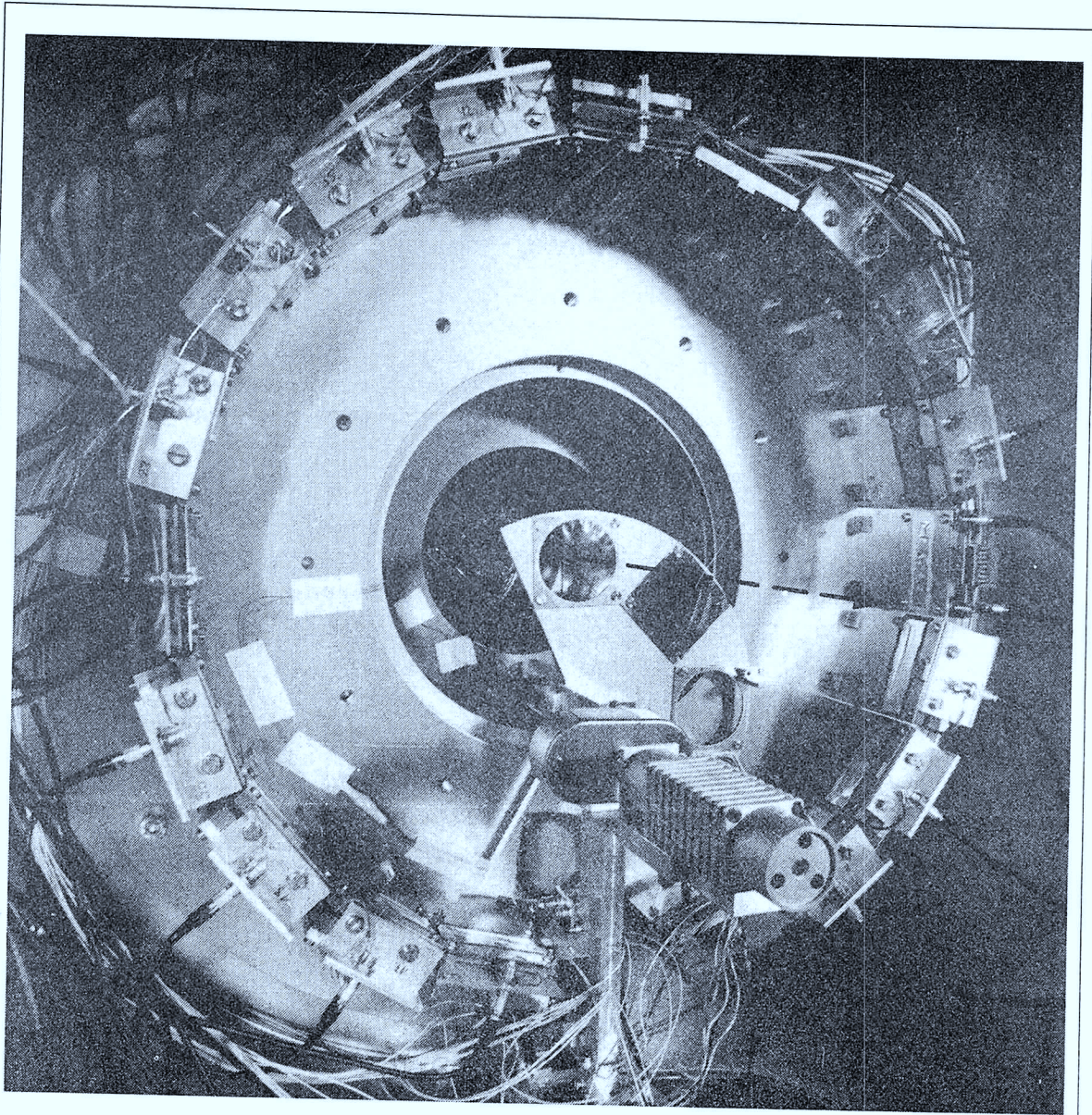


Abbildung 3.14: Innenansicht der Streukammer mit Targeteinrichtung und Halbleiterdetektorring. Der Verlauf der Strahltrajektorie ist durch die gestrichelte Linie angedeutet.

Der gesamte experimentelle Aufbau – mit Ausnahme des START - Zählers an S2 – befindet sich stromabwärts des letzten ionenoptischen Elements des FRS, d.h. die Strahlqualität kann in diesem Bereich nicht mehr durch Fokussierung verbessert wer-

den. Energieverlust und Kleinwinkelstreuung in Vakuumfenstern oder Detektoren sind nicht mehr korrigierbar. Diese Einflüsse können mit dem Programm ATIMA [Shw90], das die Veränderung der Strahlqualität beim Durchgang eines Schwerionenstrahls durch beliebige Materieschichten berechnet, quantitativ erfaßt werden. Es stellt sich heraus, daß das gesamte System – Szintillatoren, Streukammer, Targetaufbau sowie Halbleiterdetektoren – geschlossen im Hochvakuum ($\approx 10^{-6}$ torr) betrieben werden muß, um eine Verschlechterung der Strahlqualität in zusätzlichen Materieschichten wie Vakuumfenstern oder Luftstrecken zu vermeiden. Ein 100 MeV/Nukleon ^{56}Ni - Strahl wird bspw. in 2 m Luft um $\sigma_\theta = 3.3$ mrad und $\sigma_E = 4.5$ MeV aufgestreut, in einem 200 μm dicken Atmosphären - Vakuumfenster aus Titan um $\sigma_\theta = 2.9$ mrad und $\sigma_E = 2.6$ MeV. Dies machte insbesondere den Bau der in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen vakuumtauglichen Szintillationsdetektoren erforderlich.

Tabelle 3.2: Beeinflussung der wichtigsten Strahlparameter durch im experimentellen Aufbau enthaltene Materie (Detektoren, Targets, Vakuumfenster). Angegeben sind die Energie des mit 350.4 MeV/Nukleon erzeugten ^{56}Ni - Strahls nach dem Durchqueren der jeweiligen Materieschicht in MeV pro Nukleon (MeV/u), der entsprechende Energieverlust ΔE_{lab} in MeV sowie die quadratisch summierten σ - Werte für Energieverlust- und Kleinwinkelstreuung, σ_E bzw. σ_θ . Vakuumfenster sind mit „VW“, Detektoren mit ihrer im Text verwendeten Bezeichnung und Targets mit ihrer Massenbelegung spezifiziert. Die Rechnung wurde mit dem Programm ATIMA durchgeführt. Die Zuverlässigkeit der Prognose für die Strahlenergie am Ort des $(\text{CH}_2)_n$ - Targets wird auf 1.5% geschätzt.

Materieschicht	E_{lab} [MeV/u]	ΔE_{lab} [MeV]	$\Sigma \sigma_E$ [MeV]	$\Sigma \sigma_\theta$ [mrad]
VW SIS/FRS	350.2	8.5	0.6	0.194
SEETRAM	349.9	1.8	1.1	0.297
4 g/cm ² ^9Be	171.6	9984.5	22.5	3.894
S2 Degrader	121.3	2181.7	24.1	6.196
VW 21	121.0	16.0	24.1	6.203
START	111.7	522.1	24.3	6.396
VW 22	111.3	17.0	24.3	6.404
VW FRS/EXP	111.3	0.02	24.3	6.404
PSD1	106.5	273.1	24.4	6.510
STOP, VETO	101.4	282.0	24.5	6.624
1 mg/cm ² $(\text{CH}_2)_n$	101.3	6.0	24.5	6.627
PSD2	96.1	293.5	24.6	6.750
VW EXP/atm.	89.3	381.3	24.7	7.376
ΔE	64.0	1418.2	25.1	8.082

Tabelle 3.2 zeigt den mit ATIMA berechneten Verlauf der wichtigsten Strahlparameter – Energie, Energieunschärfe und Divergenz – entlang des FRS bzw. des experimentellen Aufbaus an S4. Neben Produktions- und Reaktionstarget beeinflussen

Degrader, Vakuumfenster und Detektoren²¹ die Strahlqualität. Zu den Werten muß die Qualität des SIS - Primärstrahls²² addiert werden. Die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Vorexperimente lieferten eine exzellente Bestätigung der Berechnungen.

3.5.2 Elektronik und Datenaufnahme

Die Verarbeitung der Detektorsignale erfolgte mit Standard NIM und CAMAC Elektronik. Einen Überblick über das Elektronik - Gesamtsystem gibt Abb. 3.15. Die Szintillatorsignale werden zunächst durch einen Signalsplit aufgeteilt. Ein Zweig wird über SILENA 4418/Q achtfach QADC digitalisiert und liefert das Energiesignal des jeweiligen Photomultipliers. Der zweite Zweig wird achtfach CFD (GSI NIM - Modul CF8000, Fraction = 0.4, int. Delay = 2 ns) zugeführt und generiert die Triggerlogik des Systems (siehe weiter unten in diesem Abschnitt) sowie das Zeitsignal des Detektors. Durch den Einsatz von Overlap - Koinzidenz - Einheiten (Typ K 1200) wird sichergestellt, daß bei den von mehreren Röhren ausgelesenen Detektoren nur „vernünftige“ Ereignisse mit Signalen auf allen PM akzeptiert werden. Die Einflüsse der signalverarbeitenden und digitalisierenden Elektronik auf Energie-, Orts- und Zeitauflösung der Szintillationsdetektoren erwiesen sich als unkritisch (vgl. Abschnitte 4.1 und 4.2). Einige Voreinstellungen wie Koinzidenztests, CFD - Schwellen sowie Tests von ADC und TDC konnten mit einem schnellen Insta - Pulser von LeCroy (Festfrequenz 10 kHz, Anstiegszeit $\simeq 1$ ns, Signalthöhe 1 V) durchgeführt werden.

Die Energiesignale der Halbleiterdetektoren werden nach dem ladungsempfindlichen Vorverstärker (achtfach micro - CATSA) gesplittet. Ein Zweig liefert über Hauptverstärker (e-m ELA 1003) und achtfach SILENA 4418/V VADC das Energiespektrum des jeweiligen Zählers. Der zweite Zweig wird nach der Verarbeitung in schnellen Hauptverstärkern (GSI FTA810) und CFD in die Logik des Systems eingespeist und erzeugt über achtfach SILENA 4418/T TDC das Zeitspektrum. Die Verwendung des Vorverstärkerzeitsignals war wegen des schlechten Signal/Noise - Verhältnisses (60 mV/-20 mV) und der langen Kabelstrecke zwischen Vorverstärker und Hauptverstärker²³ nicht möglich.

Die Identifikation der vom Target rückgestreuten Teilchen sollte über die Flugzeit geschehen (vgl. Abschnitt 3.3), deshalb galt ein besonderes Augenmerk der Zeitauflösung des Halbleiterdetektorsystems. Um den erwarteten hochenergetischen Untergrund abtrennen zu können, mußten etwa 4 ns erreicht werden. Nachdem die in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen $\alpha\gamma$ - Koinzidenzmessungen unter Laborbedingungen eine detektorintrinsische untere Grenze von ca. 3 ns ergeben hatten, war eine weitere Verschlechterung der Zeitauflösung durch Einflüsse der Elektronik und des Meßplatzes nicht tolerierbar. In intensiven Testmessungen wurde der Amplitudenwalk der CFD mit Pulsersignalen und mehrfach abgeschwächten α - Signalen (mit dem in Abschnitt

²¹die angegebenen Namen sind im Text erläutert. SEETRAM ist ein Sekundärelektronen - Detektor zur Messung der Primärstrahlintensität vor dem Produktionstarget.

²² $\Delta E/E \simeq 0.2\%$, $\epsilon = 10 \pi$ mm mrad.

²³die Entfernung vom Meßplatz S4 zur Meßhütte beträgt $\simeq 50$ m.

3.4.2 beschriebenen Aufbau) untersucht. Verwendet wurden bei der Messung achtfach NIM - Module CF8000 mit Fraction 0.2 und 60 ns internem Delay. Gleichwertige Ergebnisse wurden mit den niedriger integrierten Modulen CF4000 (vier Kanäle) erzielt.

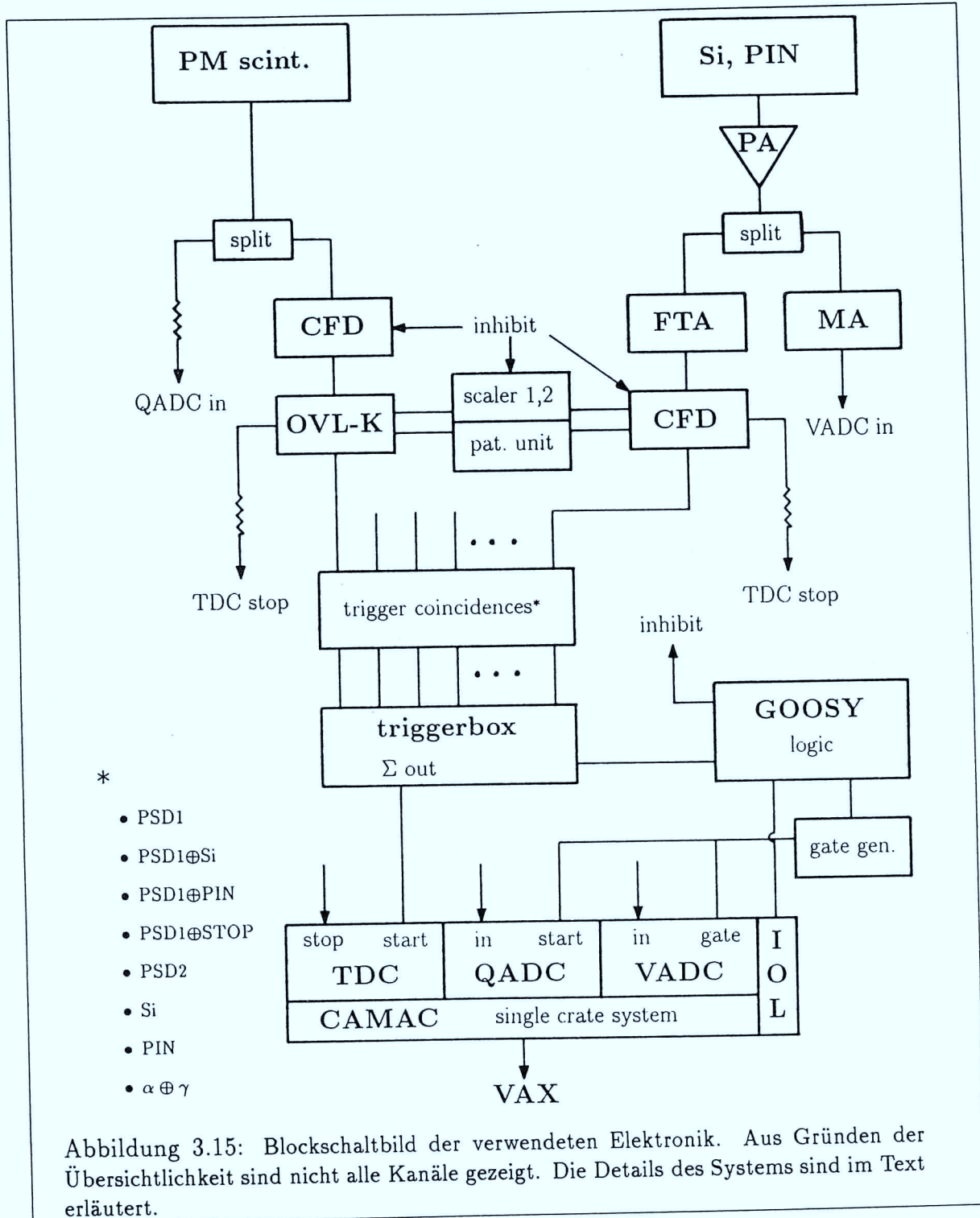


Abbildung 3.15: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nicht alle Kanäle gezeigt. Die Details des Systems sind im Text erläutert.

Die logischen Signale beider Detektorsysteme werden für Kontroll- und Normierungszwecke in zwei Scalern (Le Croy 2551, 12 Kanäle) und Patternunits (GSI PU1001, 16bit) akkumuliert sowie zur Erzeugung nützlicher Triggerbedingungen in Koinzidenz-Einheiten (GSI CO 4001) zusammengeführt. Verschiedene Koinzidenzen – bspw. PSD1 single, PSD1 \oplus Si(Li), Si(Li) single – können mit einer Triggerbox (GSI TB8000) ausgewählt und die Triggerrate bei Bedarf untersetzt werden. Haupttrigger und gleichzeitig gemeinsamer Start für alle TDC - Linien ist dabei die Koinzidenz der vier Röhren des PSD1 - Detektors. Das logische „Oder“ aller Kanäle der Triggerbox startet die I/O - Logik des unter dem GSI Online/Offline SYstem GOOSY betriebenen CAMAC Single-Crate Systems. Die GOOSY - Logik erzeugt über einen Gate - Generator (GSI GG8000) die Start - Signale für die Integration der QADC sowie die Gates für die Peaksuche der VADC. Die digitalisierten Signale werden über einen CAMAC - Cratecontroller (ACC2180 mit DEC-J11 Prozessor) ausgelesen, mit einer DEC-VAX 3900 Workstation verarbeitet sowie auf Magnetband gespeichert. Rückmeldungen des Datenaufnahmesystems werden von der GOOSY - Logik in Form eines Inhibit - Signals an die CFD und zur Bestimmung der Totzeit an einen der Scaler weitergegeben.

Bei den Testmessungen zum Amplitudenwalk zeigte sich, daß die Simulation von Teilchensignalen mit dem verwendeten Pulser (Firma BNC, Modell PB-4) trotz Anpassung der Signalformen am Oszilloskop nur unvollständig möglich ist: die gemessenen Walkkurven zeigen deutliche Abweichungen gegenüber den Messungen mit abgeschwächten α - Signalen. Die $\alpha\gamma$ - Koinzidenzmessung ist also – wegen des geringen Aufwands und der größeren Signifikanz der Ergebnisse – in Fällen, wo gute Zeitauflösung erforderlich ist, sehr nützlich.

Die mit dem beschriebenen experimentellen Aufbau gewonnenen Ergebnisse sind im nächsten Kapitel dargestellt.

Kapitel 4

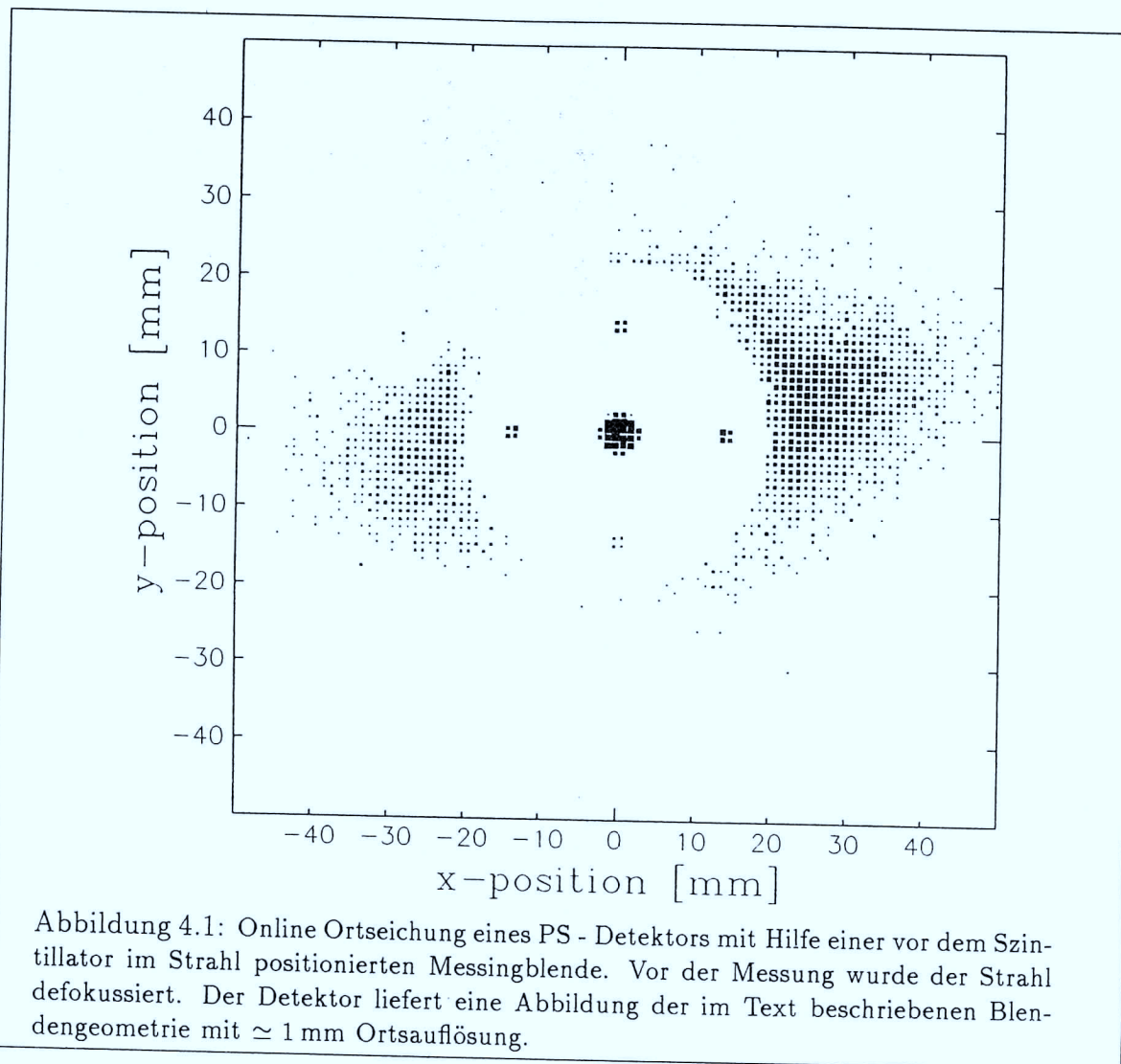
Experimentelle Ergebnisse

4.1 Vorexperimente

Vor der Durchführung des eigentlichen Experiments mußten verschiedene noch offene Fragen geklärt werden:

- wie gut sind die Szintillationsdetektoren – insbesondere die ortsauflösenden Zähler (PSD) an die Experimentanforderungen angepaßt
- ist die gewählte Geometrie der Si(Li) - Detektoren geeignet für die Messung, und wie verhalten sich die Einzelzähler unter Strahlbedingungen
- mit welchem Untergrund hat man beim Beschuß eines $1 \text{ mg/cm}^2 (\text{CH}_2)_n$ - Targets mit 100 MeV/Nukleon Schwerionen zu rechnen, bzw. welche Anforderungen muß das Detektorsystem erfüllen, um diesen Untergrund zu diskriminieren

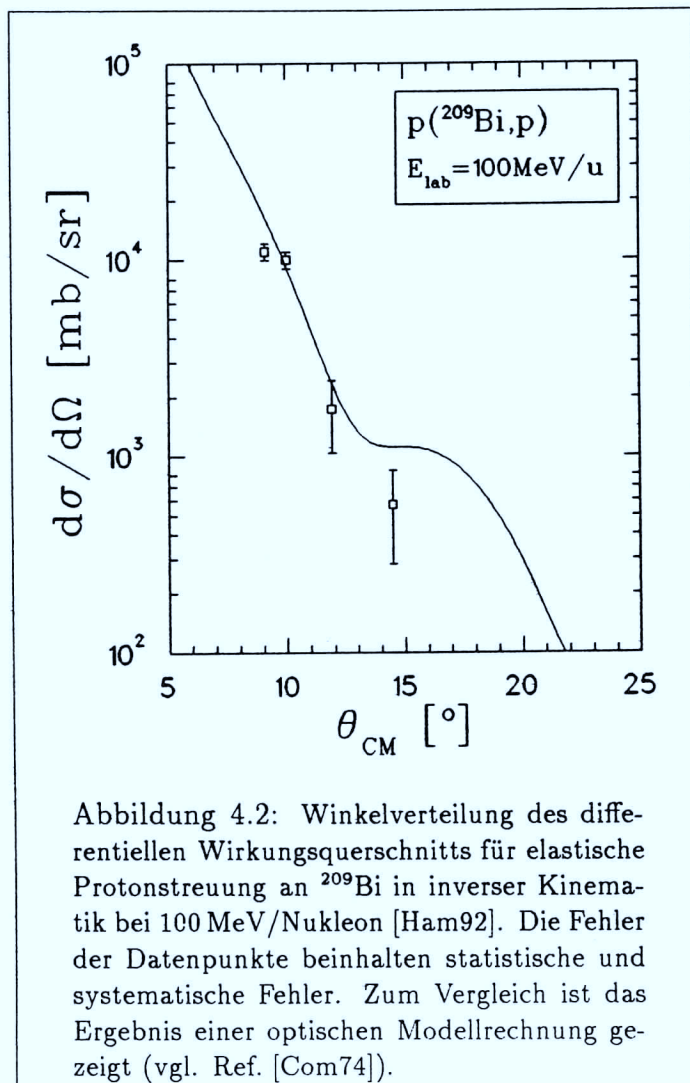
Im Lauf des Jahres 1991 wurden aus diesem Grund Teststrahlzeiten durchgeführt, wobei mit den im Strahlzeitplan vorgesehenen Ionensorten gearbeitet werden mußte. Im Zuge der Entwicklungsarbeiten für die Szintillationszähler, die zunächst für den Betrieb außerhalb des Vakuums konzipiert waren, fanden am vorgesehenen Meßplatz S4 diverse Tests der ortsempfindlichen Module mit $100 \text{ MeV/Nukleon } ^{86}\text{Kr}$ - und $150 \text{ MeV/Nukleon } ^{197}\text{Au}$ - Strahl statt. Sie zeigten die prinzipielle Eignung der verwendeten Detektoren. Die Effizienz der Zähler liegt bei 100 %. Durch Koinzidenzmessungen mit einem aus $250 \mu\text{m}$ dicken, gitterförmig angeordneten Szintillationsfasern konstruierten „Spaghetti“ - Zähler konnten Ortsauflösungen von $\simeq 2 \text{ mm}$ bestimmt werden [Wei93]. Abhängig von Kernladung und Energie der detektierten Teilchen konnten die Detektoren Zählraten bis zu 10^5 s^{-1} (Au) bzw. $2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ (Kr) verarbeiten. Bei höheren Raten und/oder größeren Energieverlustsignalen zeigten sich Sättigungseffekte bei den verwendeten Photomultipliern und Basen. Die Qualität der extrahierten Ortsinformation verschlechterte sich drastisch. Die relativ komplizierte Online - Ortseichung der PS - Detektoren mit Hilfe der mechanisch anfälligen „Spaghetti“- Zähler wird in der verbesserten, vakuumtauglichen Version durch eine 5 mm dicke, runde Messingblende



mit 45 mm Durchmesser ersetzt, die mit einer Vakuumdurchführung vor dem Szintillator positioniert werden kann. Die Blende hat mittig eine 5 mm Bohrung, außerdem 4 quadratisch angeordnete Löcher mit 1 mm Durchmesser. Die Dicke der Blende ist ausreichend, um 120 MeV/Nukleon Nickelionen zu stoppen, so daß bei positionierter Blende nur das beschriebene Lochmuster auf dem Detektor abgebildet wird. Abb. 4.1 zeigt eine der durchgeführten Eichmessungen mit 115 MeV/Nukleon ^{58}Ni - Strahl und demonstriert die gute Linearität des Detektors im zentralen Bereich. Der Strahl wurde für diese Messung auf mehrere cm Ausdehnung defokussiert.

Nach Fertigstellung der in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Streukammer, der Targetkonstruktion und der Halterungen für die Halbleiterzähler sollte der nahezu vollständige Aufbau in einer größeren Teststrahlzeit geprüft werden. Diese Messung – elastische Protonstreuung am stabilen ^{209}Bi bei 100 MeV/Nukleon in inverser Kinematik – ist Inhalt der Diplomarbeit von M. Hamm [Ham91] und dort ausführlich dokumentiert. An dieser

Stelle sollen nur die für das $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiment wesentlichen Ergebnisse dargestellt werden. Das Detektorsystem zum Nachweis der aus dem $1\text{ mg/cm}^2 (\text{CH}_2)_n$ - Target gestreuten Teilchen sowie die Targetstation erwiesen sich als funktionstüchtig. Mit den für diesen Test verfügbaren 4 Si(Li) - Detektoren des in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Typs sowie 14 PIN - Dioden Teleskopen¹ wurde die in Abb. 4.2 abgebildete Winkelverteilung für die elastische Protonstreuung an ^{209}Bi bei 100 MeV/Nukleon gemessen.



Die zum Vergleich eingezeichnete optische Modellrechnung (basierend auf Potentialparametern aus Ref. [Com74]) ist in guter Übereinstimmung mit dem Verlauf der Verteilung. Bedingt durch die Kinematik liegen die Protonenergien bei $\simeq 5\text{ MeV}$, wodurch für die Abtrennung des in Abschnitt 3.3 diskutierten hochenergetischen Untergrunds eine Zeitaufösung von $\simeq 4\text{ ns}$ ausreichend ist. Der im Energie/Flugzeit - Bereich der

¹Systeme aus einem $200\text{ }\mu\text{m}$ dicken ΔE - und einem $500\text{ }\mu\text{m}$ dicken E_{rest} - Detektor.

elastisch gestreuten Protonen durch Referenzmessungen an einem reinen ^{12}C - Target identifizierte, niederenergetische (300 keV - 18 MeV) Untergrund besteht ebenfalls im wesentlichen aus Protonen. Der Anteil schwererer Teilchen wie d, t oder α - Partikel konnte - in Übereinstimmung mit der $\Delta E/E$ - Identifizierung der PIN - Dioden Teleskope zu $\leq 0.5\%$ bestimmt werden. Für das ^{56}Ni - Experiment läßt sich eine Ereignis/Untergrund - Rate von etwa 2:1 - 1:1 abschätzen.

Bezüglich der Strahldiagnose stellt sich heraus, daß der Aufbau des Systems ohne geschlossenes Vakuum durch die Materie im Strahlverlauf - insbesondere die Luftstrecken zwischen den Szintillatoren und die Vakuumfenster der Streukammer (200 μm Titanfolien) - zu einer nicht tolerierbaren Verschlechterung der Strahlqualität führt. Dieses Ergebnis bestätigt die in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen ATIMA - Rechnungen. Einer der PS - Detektoren wies nach etwa 24 Stunden Bestrahlung mit 100 MeV/Nukleon ^{209}Bi (integrale Rate $\simeq 8 \cdot 10^9$ Teilchen auf $\simeq 30 \text{ mm}^2$ Fläche) irreparable Strahlenschäden (deutliche Eintrübungen der Szintillatorfolie) auf und zeigte unverständliche Signalformen. Die Extraktion der Ortsinformation war nicht mehr möglich.

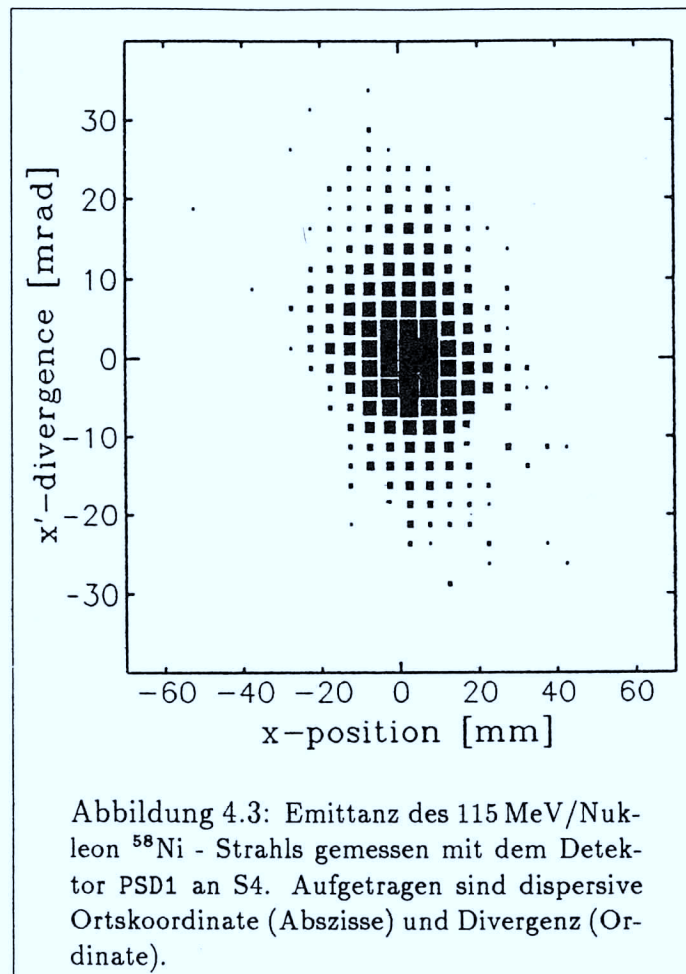
Die Testmessungen zeigen, daß das entwickelte experimentelle Konzept mit den diskutierten Verbesserungen geeignet ist für die beabsichtigten Untersuchungen am instabilen ^{56}Ni . Der von Reaktionen der Strahlteilchen mit dem Kohlenstoff des Targets herrührende Untergrund kann durch die Messung von Energie und Flugzeit der rückgestreuten Teilchen und Vergleichsmessungen mit reinen ^{12}C - Targets absepariert werden. Die Ergebnisse des $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiments werden in den nächsten Abschnitten dargestellt.

4.2 Messung mit ^{58}Ni - Primärstrahl

Neben den in Kapitel 3 beschriebenen Vorüberlegungen, den Labormessungen und Teststrahlzeiten gibt es eine Reihe von Tests und Voreinstellungen, die nur unter Strahlbedingungen direkt vor Beginn eines Experiments durchgeführt werden können. Dazu gehören das Einstellen des Timings für die Experimentelektronik, verschiedene Detektoreichungen und im vorliegenden Fall insbesondere die Feinabstimmung des Fragmentseparators. Um hierbei nicht zu viel Zeit durch die erwartete niedrige Strahlintensität des ^{56}Ni - Strahls zu verlieren, wurden diese Voreinstellungen mit stabilem ^{58}Ni - Strahl durchgeführt. Neben dem Vorteil hoher Strahlintensität ermöglicht der Primärstrahl Referenzmessungen für das $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Experiment: elastische und inelastische Protonstreuung am ^{58}Ni . Dabei konnte - bis auf die Schlitzblenden vor den Protonzählern (vgl. Abschnitt 3.2) der komplette Aufbau für die $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Messung verwendet werden. Die elastische Streuung von 100 MeV Protonen am ^{58}Ni wurde bereits von K. Kwiatkowski et al. untersucht [Kwi78] und ein geeigneter Parametersatz für das optische Potential gefunden. Für den Deformationsparameter β' des ersten angeregten 2^+ - Zustands bei 1.45 MeV existieren ebenfalls Literaturwerte [Ram87], so daß der Experimentaufbau und die Datenanalyse für die Messung am ^{56}Ni einem guten Konsistenzcheck unterzogen werden können.

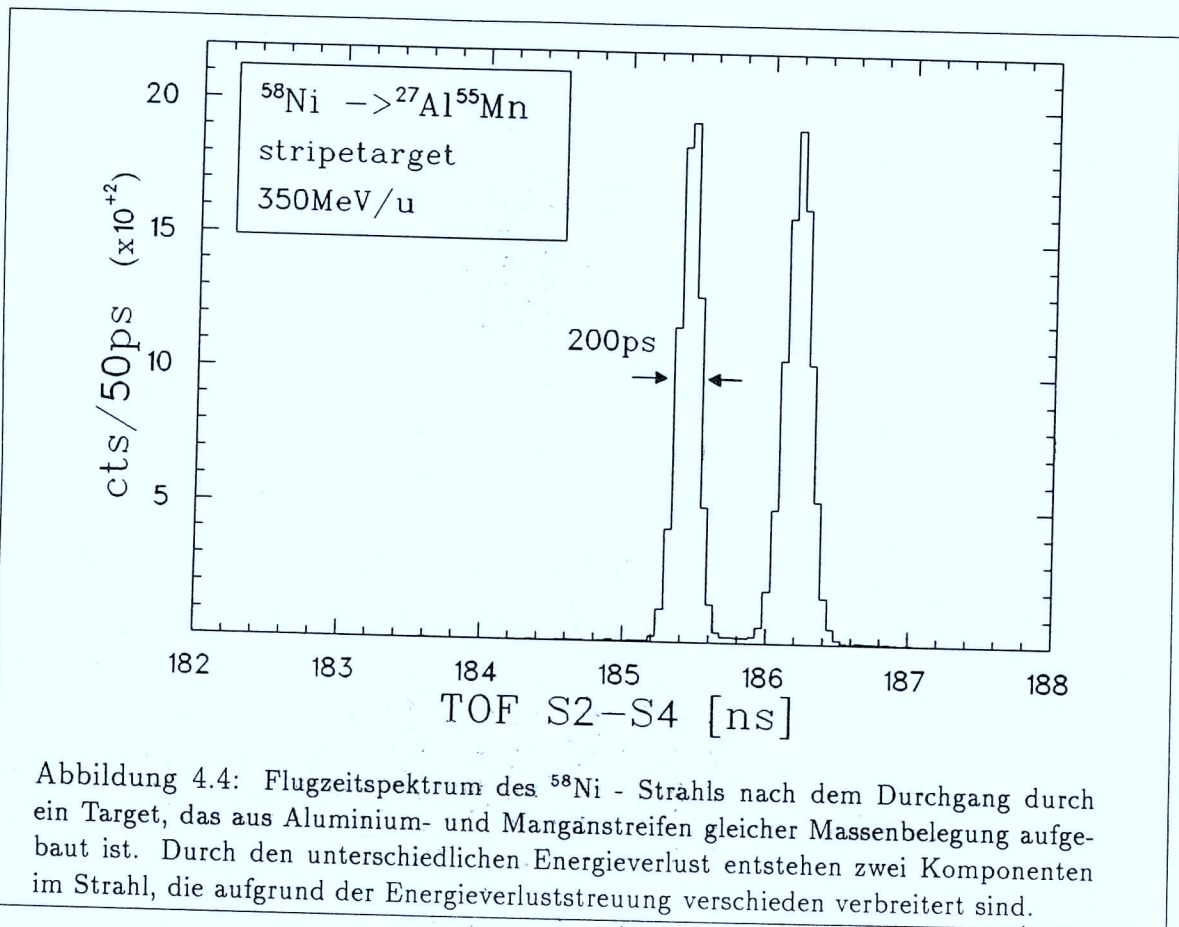
4.2.1 Voreinstellungen

Die Beschleunigerkombination UNILAC/SIS belieferte das Experiment in der Zeit vom 03.04.92 – 08.04.92 mit einem 350 MeV/Nukleon ^{58}Ni - Strahl, der eine bis auf wenige Ausfallzeiten stabil hohe Intensität von einigen 10^9 Teilchen pro spill aufwies. Die Länge eines spills liegt für die verwendete langsame Extraktion aus dem SIS bei ≈ 3 s.



Die erste Aufgabe ist das Fädeln des Primärstrahls durch den FRS, wobei das Produktionstarget, der Energieverlustdegrader und die Detektoren zur Diagnose des Strahls bereits im Strahlverlauf positioniert sind. Die notwendigen Parameter – bspw. die $B\rho$ - Werte für das gewünschte Isotop – waren im Vorfeld des Experiments in Zusammenarbeit mit der FRS - Gruppe berechnet worden. Das Hauptinteresse in dieser Phase gilt den Szintillationsdetektoren, insbesondere der Information über die Position des Strahls am Endfokus S4. Abb. 4.3 zeigt dispersive Position und Divergenz des durch Energieverlust in den verschiedenen Materieschichten auf 115 MeV/Nukleon abgebremsten ^{58}Ni - Strahls auf dem Detektor PSD1 (45 cm vor dem im Nominalfokus positionierten Reaktionstarget) nach verschiedenen Optimierungen auf einen

möglichst kreisrunden Strahlleck². Die Emittanz des Strahls läßt sich unter Verwendung der Daten des zweiten ortsempfindlichen Detektors PSD2 (180 cm hinter dem Target) mit einfachen Algorithmen bestimmen („Tracking“). Typische Werte für die Strahlqualität sind $\Delta x = 15$ mm und $\Delta x' = 7$ mrad. Bei einer vorangegangenen Messung mit höherer Strahlenergie (500 MeV/Nukleon) waren ähnliche Werte gemessen worden. Es liegt deshalb die Vermutung nahe, daß die geometrische Akzeptanz des FRS ($\epsilon = 20 \pi$ mm mrad) hier bereits limitierender Faktor ist. Nach Einstellung der $B\rho$ -Werte des FRS auf optimale Transmission des Primärstrahls waren an S4 keine Kontaminanten in Form anderer Isotope mit meßbaren Intensitäten festzustellen.



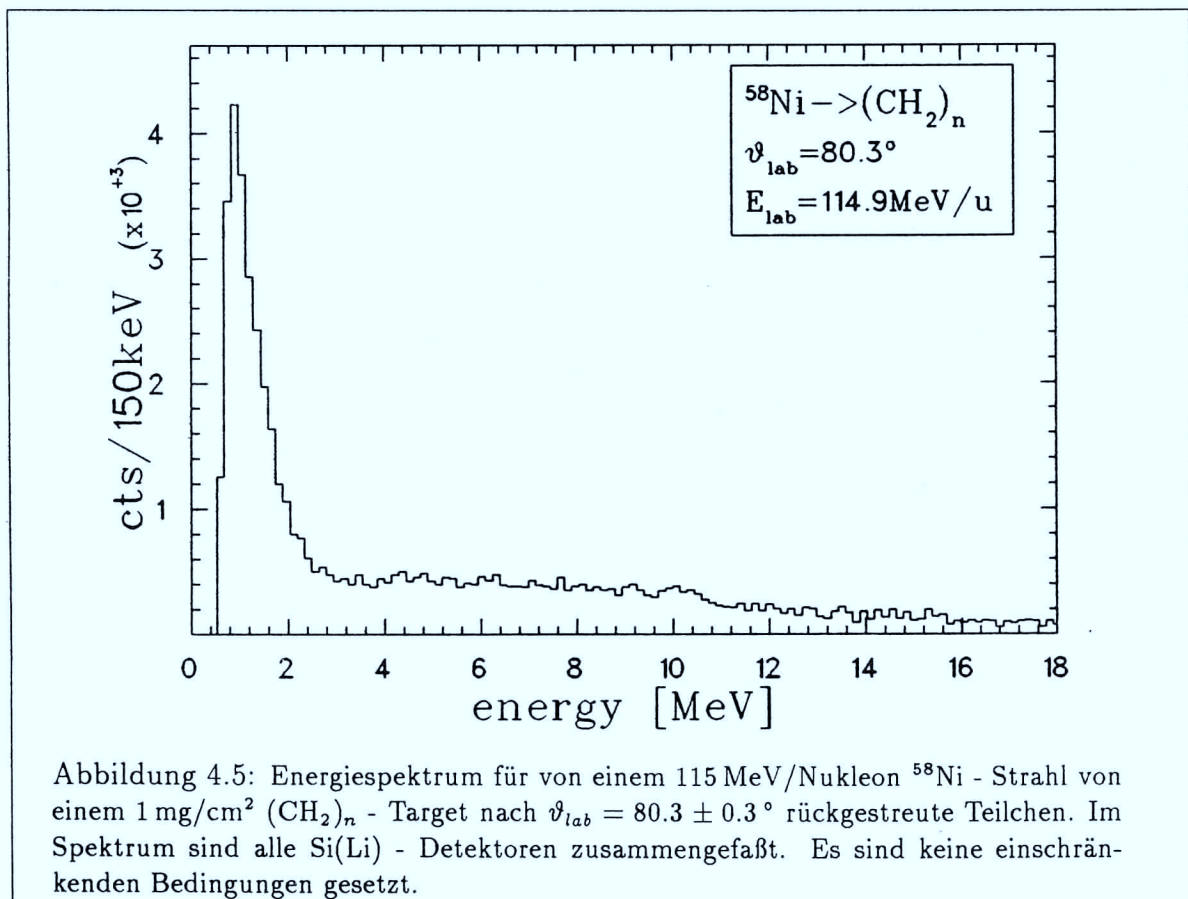
Der nächste wichtige Punkt ist der Test des Flugzeitsystems für die Fragmentidentifizierung. Gängiges Verfahren ist das Positionieren einer inhomogenen Materieschicht im Strahl, bspw. eines aus Streifen unterschiedlichen Materials bestehenden Targets. Dieses erzeugt durch den unterschiedlichen Energieverlust (vgl. Gleichung(3.1)) aus einem eingangs monoenergetischen Strahl zwei verschieden schnelle Komponenten, die außerdem durch unterschiedliche Energieverluststreuung verschiedene Flugzeitbreiten aufweisen. Ein Beispiel zeigt Abb. 4.4. Der „monoenergetische“ ^{58}Ni -Strahl wird

²wegen der Rotationssymmetrie des Proton - Detektorsystems.

durch ein 135 mg/cm^2 Al-Mn Streifentarget in zwei Komponenten mit unterschiedlicher Flugzeit zerlegt. Die Mn - Komponente ist durch den größeren Energieverlust langsamer und durch die größere Energieverluststreuung um 50 ps verbreitert. Die gemessene Zeitaufösung liegt bei $\Delta t = 200\text{ ps}$. Sie ist nicht durch die intrinsische Auflösung des TOF - Systems, sondern durch die Energieverluststreuung im Produktionstarget und Degrader limitiert. Die in Abschnitt 3.3 definierten Anforderungen werden vom erreichten Wert erfüllt.

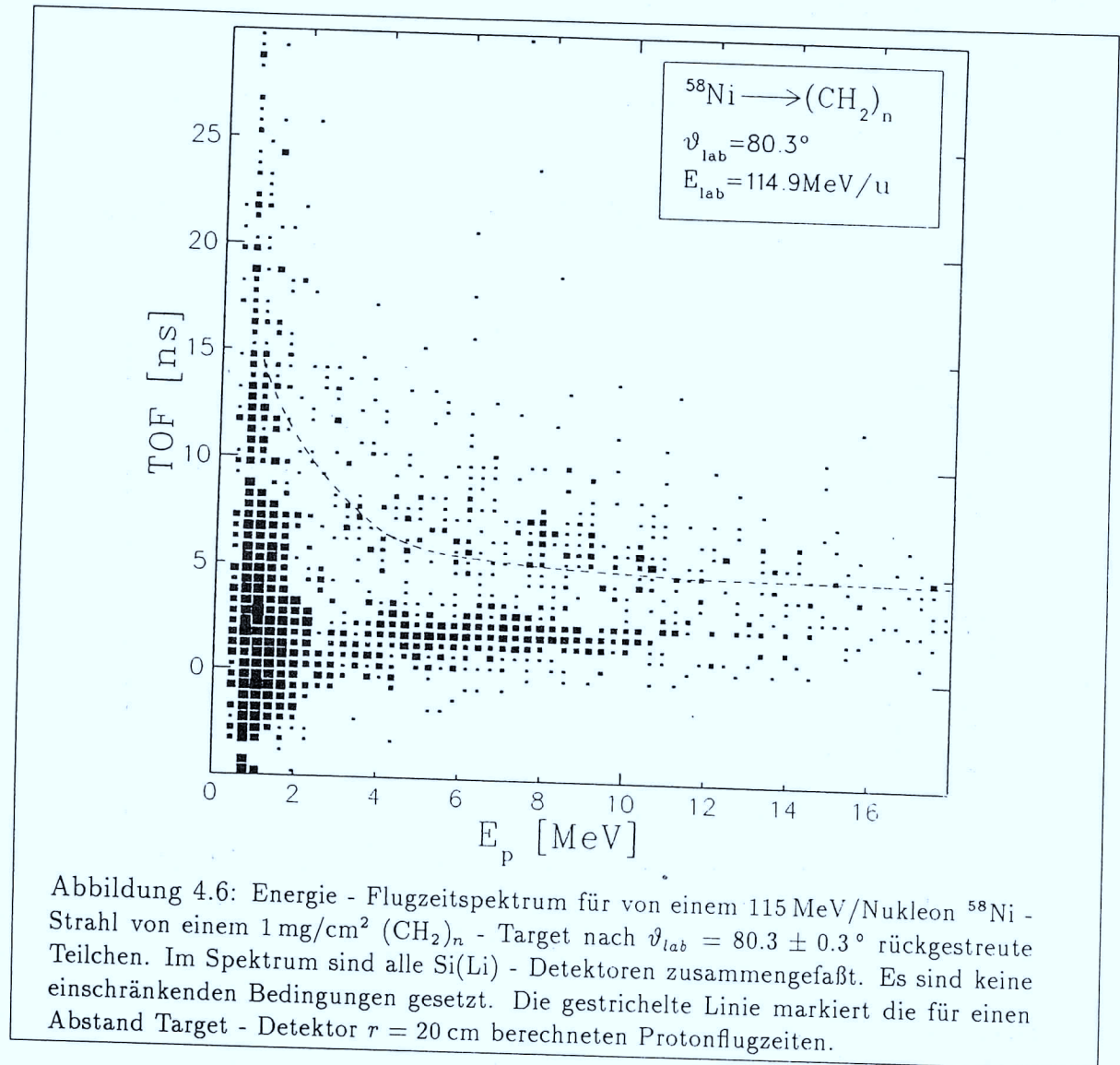
4.2.2 Rohdaten für die Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$

Nach dem Test des Fragmentdetektorsystems und dem Fokussieren des Strahls auf die Targetposition wird erstmals eines der 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Targets im Strahl positioniert um das Timing für Koinzidenzen zwischen dem die Elektronik startenden PSD1 - Detektor und den Si(Li) - Zählern korrekt einzustellen. Die Energiespektren der 18 Halbleiterzähler werden mit der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen α - Eichung kalibriert und zur Verbesserung der Statistik³ in einem Gesamtspektrum zusammengefaßt.



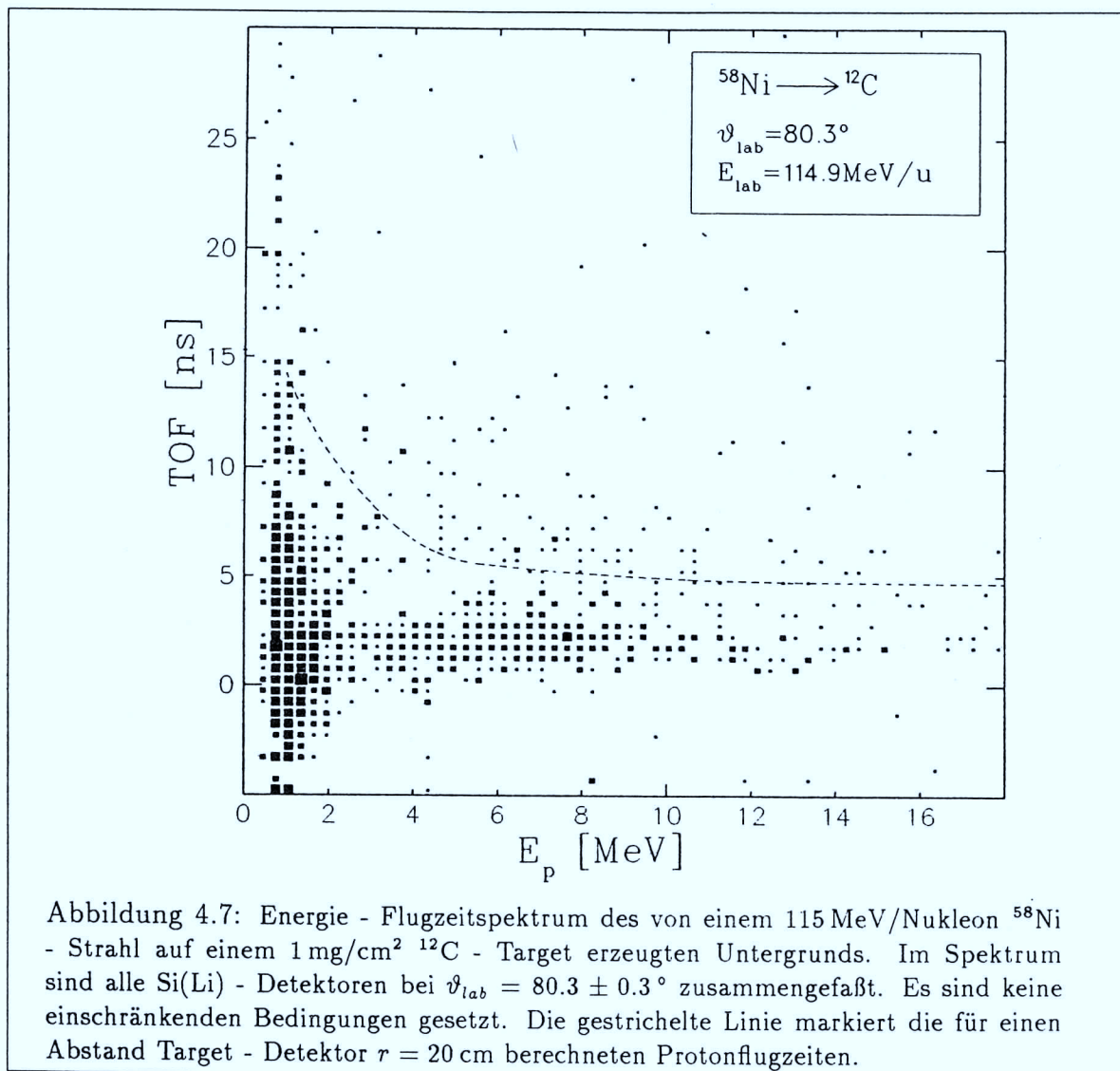
³wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, war im $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ - Fall mit etwa 9 „guten“ Ereignissen pro Stunde für den gesamten Detektorring zu rechnen.

Wie in Abb. 4.5 zu sehen ist, weist das Energiespektrum außer einer Erhöhung bei Energien $E_p \leq 1.5$ MeV kaum Struktur auf. Erst die Verbindung mit dem zweiten gemessenen Parameter, der Flugzeit der nachgewiesenen Teilchen auf der 20 cm langen Strecke zwischen Target und Detektoren erlaubt die Identifizierung der interessierenden Ereignisse. Ein Beispiel für ein solches Energie - Flugzeitspektrum zeigt Abb. 4.6, wo ein 115 MeV/Nukleon ^{58}Ni - Strahl auf das 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target trifft und der Streuwinkel des Systems auf $\vartheta_{\text{lab}} = 80.3^\circ$ eingestellt ist (die geometrische Akzeptanz der Detektoren beträgt 0.6°).



Neben einer prominenten Häufung von Ereignissen bei einer Flugzeit von $\simeq 1$ ns, die sich über einen Energiebereich von $\simeq 2 - 8$ MeV erstreckt und einer ebenfalls starken Akkumulation bei Energien unterhalb von 1.5 MeV zeigt sich eine hyperbelartige

Struktur, deren Verlauf bei einer geeigneten Wahl des Nullpunkts der Zeitskala⁴ in Übereinstimmung mit berechneten Protonflugzeiten (gestrichelte Linie in Abb. 4.6) ist. Die deutliche Häufung im Energiebereich von $\simeq 4 - 12$ MeV entspricht dem durch die Detektorblenden ausgeschnittenen kinematischen Bereich. Entsprechendes zeigt sich beim zweiten gemessenen Winkel $\vartheta_{lab} = 81.7^\circ$. Dies bedeutet, daß in den Energiespektren wie bspw. in Abb. 4.5 unter den interessierenden elastisch und inelastisch gestreuten Protonen ein Untergrund aus Teilchen sitzt, die bei fast prompten Flugzeiten von $\simeq 1$ ns Energien von 2 – 8 MeV in den 2 mm dicken Detektoren deponieren.



Dieser die Energiespektren dominierende Untergrund zeigt sich – wie in Abb. 4.7 zu sehen – auch beim Bestrahlen eines Referenztargets aus reinem Kohlenstoff. Dagegen

⁴die relative Eichung der Zeitskala war durch die Konversion der TDC auf 100 ps/Kanal festgelegt.

verschwindet der Protonast im Flugzeitspektrum weitgehend. Eine detaillierte Analyse und Diskussion der Protonspektren – insbesondere der Untergrundverhältnisse – wird in Kapitel 5 durchgeführt.

4.3 Messung mit ^{56}Ni - Sekundärstrahl

4.3.1 Fragmentidentifikation und Strahlqualität

Nach Abschluß der beschriebenen Voreinstellungen und Referenzmessungen erfolgte die Umstellung des FRS auf das gewünschte Isotop ^{56}Ni . Bereits die ersten Szintillator - Spektren zeigen die Notwendigkeit eines funktionierenden Systems zur Fragmentidentifizierung. Zu sehen ist dies in Abb. 4.8, wo mit zwei redundanten Methoden die nach S4 abgebildeten Fragmente getrennt und identifiziert werden.

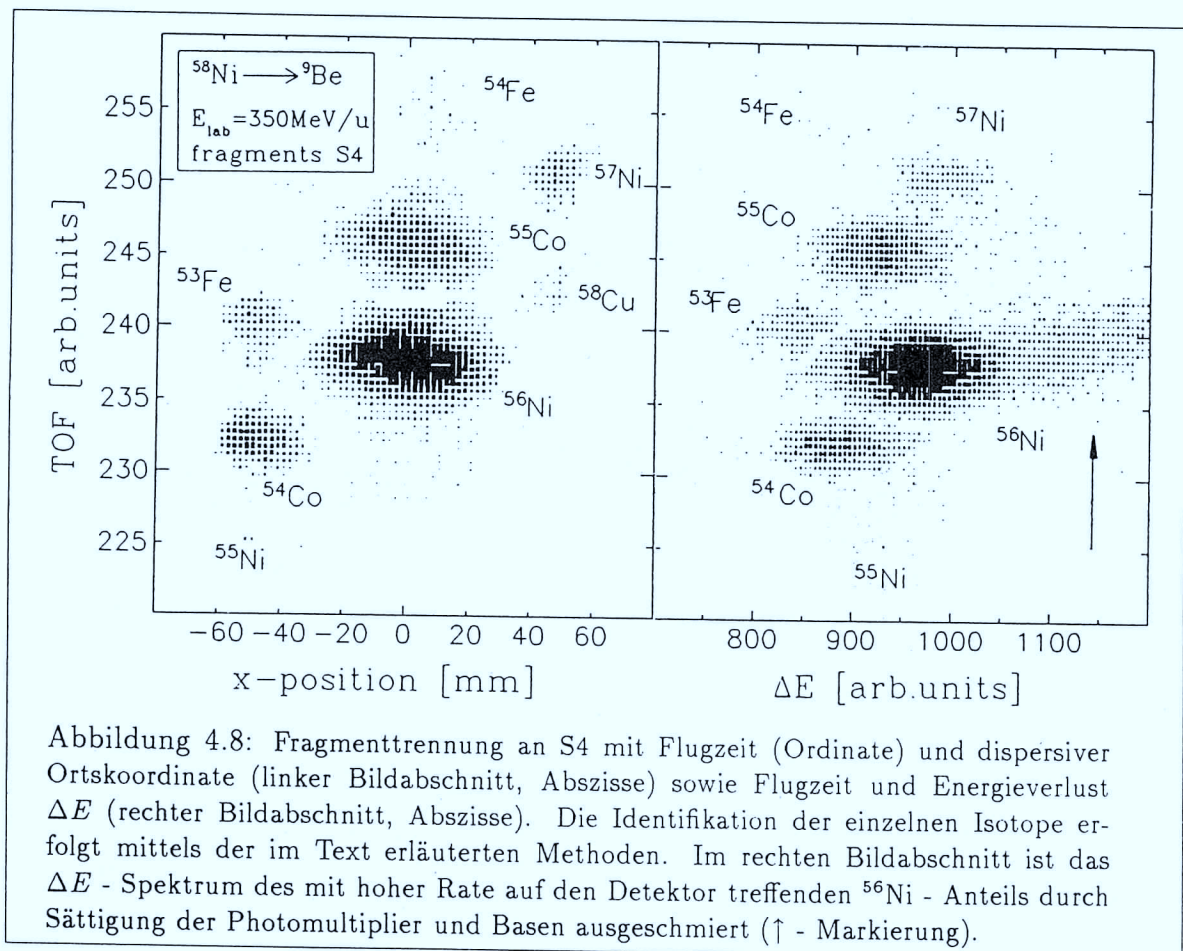


Abbildung 4.8: Fragmenttrennung an S4 mit Flugzeit (Ordinate) und dispersiver Ortskoordinate (linker Bildabschnitt, Abszisse) sowie Flugzeit und Energieverlust ΔE (rechter Bildabschnitt, Abszisse). Die Identifikation der einzelnen Isotope erfolgt mittels der im Text erläuterten Methoden. Im rechten Bildabschnitt ist das ΔE - Spektrum des mit hoher Rate auf den Detektor treffenden ^{56}Ni - Anteils durch Sättigung der Photomultiplier und Basen ausgeschmiert (\uparrow - Markierung).

Die A/Z - Information wird aus der Flugzeit extrahiert und ist in beiden Bildern auf der Ordinate aufgetragen. Die Z - Identifikation kann durch die Messung der dispersiven Ortskoordinate x (dargestellt im linken Teil des Bilds) oder durch eine

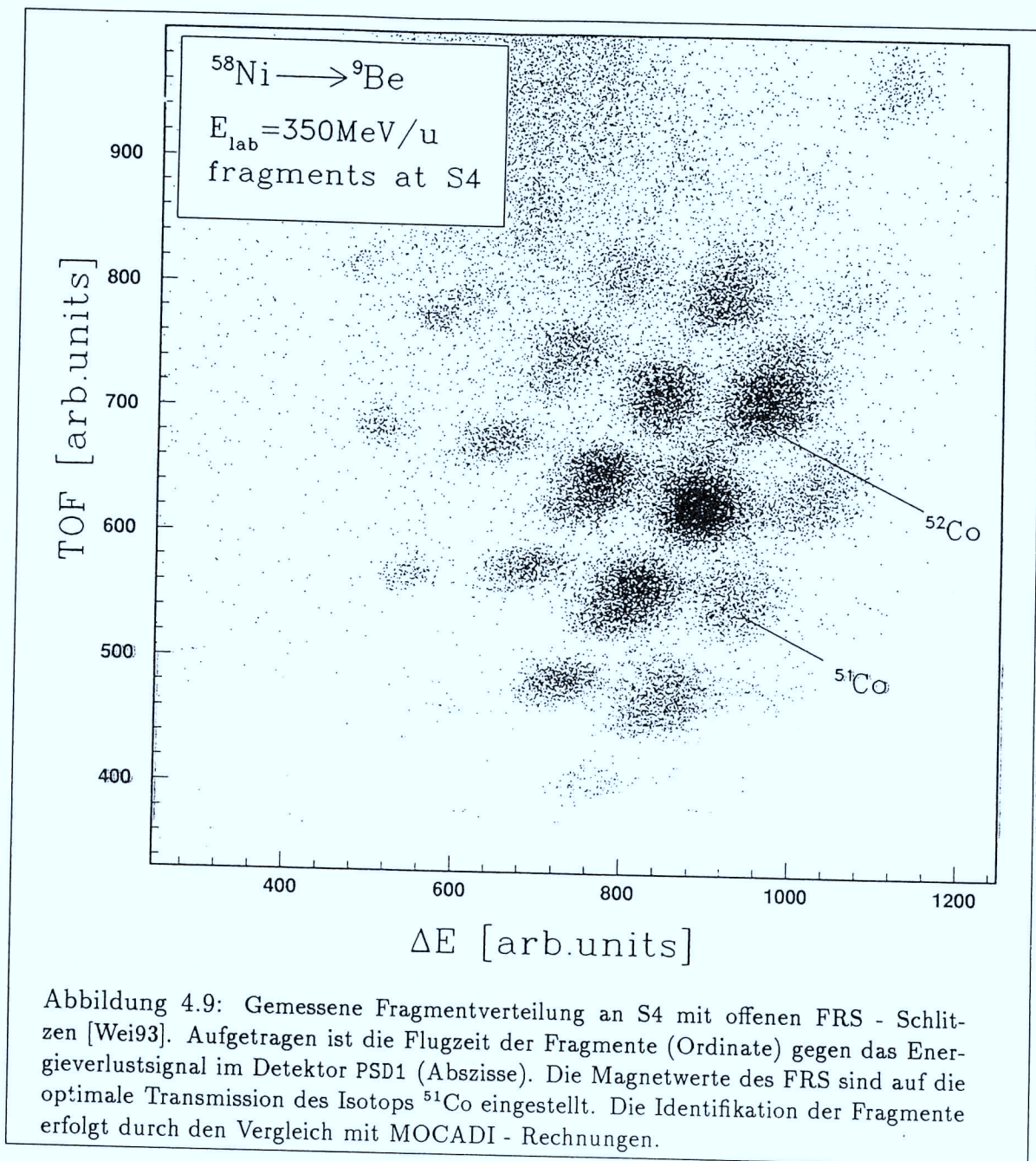
Energieverlustmessung (hier das ΔE - Signal des PSD1 - Zählers im rechten Bildteil) gewonnen werden (vgl. Kapitel 3). Beide Verfahren liefern eine gute Separation des in die Mitte der x - Koordinate abgebildeten Wunschisotops ^{56}Ni von den Kontaminanten wie ^{55}Co , ^{54}Co oder ^{57}Ni ⁵. Die Ortsmessung erwies sich in allen Messungen als die überlegene Methode, deutlich sichtbar auch in Abb. 4.8. Das Hauptproblem des ΔE - Detektors waren die in der 2 mm dicken Szintillatorfolie deponierten, sehr großen Energieverlustsignale, die bereits bei geringen Strahl - Raten von einigen $10\,000\text{ s}^{-1}$ nicht tolerable Sättigungseffekte in den Photomultipliern und Basen verursachten. Die Verwendung des ΔE - Signals vom ersten ortsempfindlichen Detektor (ausgestattet mit einer 0.5 mm dicken Folie) ermöglicht eine Z - Auflösung von $\Delta Z \simeq 0.85$ [Wei93], allerdings ebenfalls limitiert auf Strahlintensitäten kleiner als etwa $2 \cdot 10^5\text{ s}^{-1}$. Die Beeinträchtigung des ΔE - Spektrums durch die Sättigungseffekte ist im rechten Teil von Abb. 4.8 zu sehen. Der mit hoher Rate auf den Detektor treffende ^{56}Ni - Anteil ist deutlich ausgeschmiert (\uparrow - Markierung). Dagegen kann die Ortsinformation (linker Teil der Abb.) problemlos extrahiert werden.

Die eigentliche Identifikation der nachgewiesenen Fragmente geschieht mit drei unabhängigen Methoden:

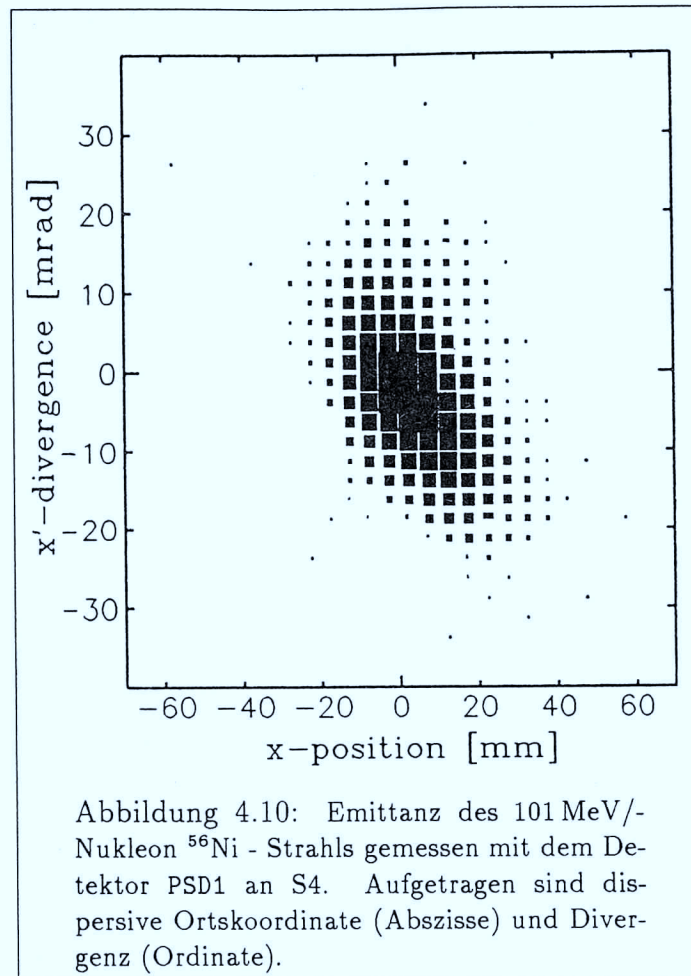
- durch ein kontinuierliches Verstellen der Magnetwerte und Beobachtung der nach S4 transmittierten Fragmentrate kann der Massenbereich in der Nähe des Stabilitätstals – ausgehend vom Primärstrahlisotop – „abgescannt“ werden. Das nur zwei Massen vom stabilen ^{58}Ni entfernte ^{56}Ni kann auf diese Weise einfach identifiziert werden
- die Magnetwerte für neue Strahlenergien und Wunschisotope können aus bereits gemessenen und identifizierten Fragmentverteilungen berechnet werden
- die gemessenen Fragmentverteilungen können anhand von MOCADI - Simulationen analysiert werden

Alle drei Methoden lieferten im vorliegenden Fall übereinstimmende Ergebnisse. Auch nach einer Optimierung auf möglichst hohe Transmission des Wunschisotops bei gleichzeitig möglichst guter Unterdrückung der Kontaminanten mit Hilfe von Schlitzsystemen entlang des FRS war die völlig saubere Abbildung eines speziellen Fragments – selbst des nur zwei Massen von der Stabilität entfernten ^{56}Ni – nicht möglich (es sei denn, man hätte drastische Intensitätsverluste in Kauf genommen). Selbst bei der bestmöglichen Einstellung lag das Verhältnis ^{56}Ni /Kontaminanten immer im Bereich 1 – 1.5. Für die gezielte Messung an einem Isotop ist daher ein Detektorsystem zur Fragmentidentifizierung der in dieser Arbeit beschriebenen Art unabdingbar.

⁵interessant ist hier das Auftreten des Isotops ^{58}Cu . Es entsteht durch eine Ladungsaustauschreaktion – die in den einfachen Modellen der Projekttilfragmentation nicht enthalten ist – aus dem ^{58}Ni - Primärisotop.



Ein Teil der Strahlzeit wurde verwendet, mit dem Szintillationsdetektorsystem die Produktionsquerschnitte für die Projekttilfragmentation von ^{58}Ni in Richtung protonenreicher Kerne bis zur Grenze der Teilchenstabilität zu messen. Die Ergebnisse sind Inhalt der Dissertation von A. Weiss [Wei93]. Als Beispiel zeigt Abb. 4.9 die Fülle der bei vollständig geöffneten FRS - Schlitzen nach S4 abgebildeten Fragmente. Die Magnetwerte des FRS sind auf die optimale Transmission des Isotops ^{51}Co eingestellt.

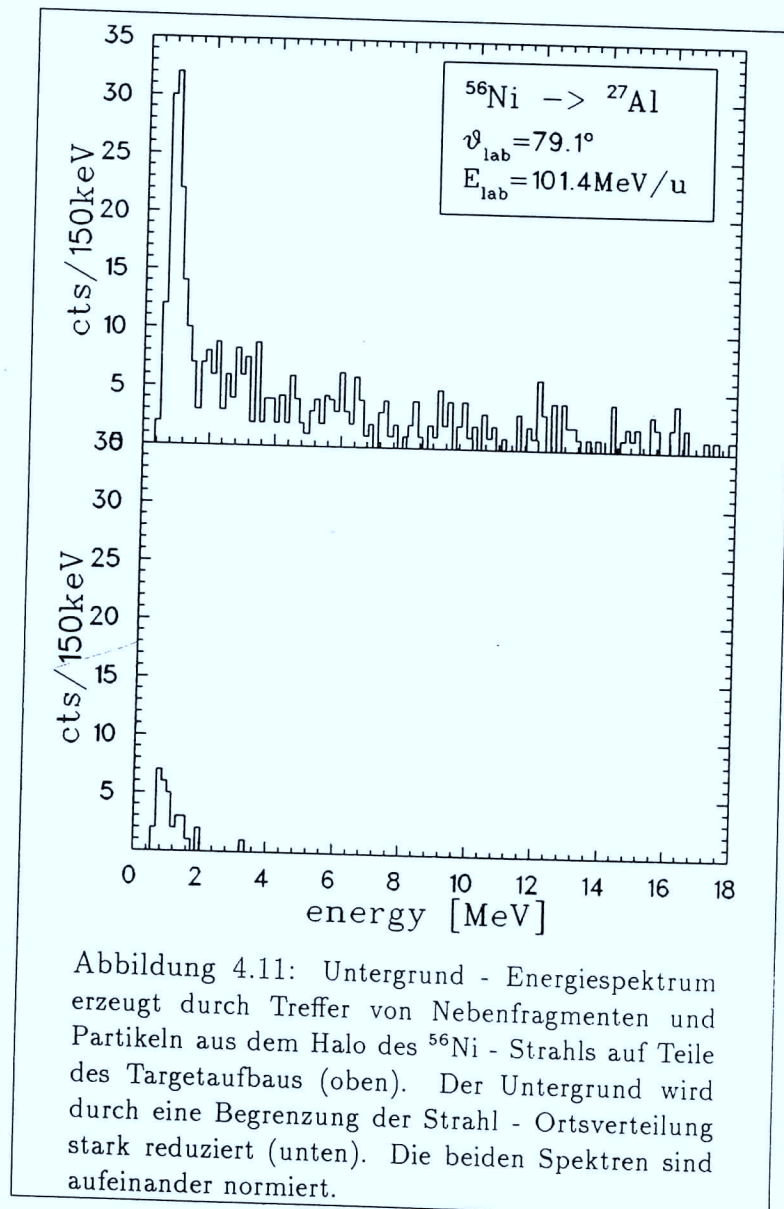


Strahlfleck und Divergenz des ^{56}Ni - Strahls wurden durch Variation der Stellung des Scheibendegraders an S2 optimiert. Die Details dieses Verfahrens beschreibt Ref. [Wei93]. Die erzielte Strahlqualität unterscheidet sich im Rahmen der Detektoraufösung nicht von der des ^{58}Ni - Strahls, ein weiterer Hinweis auf eine Begrenzung durch die FRS - Akzeptanz an dieser Stelle. Während etwa drei Tagen Strahlzeit lieferten UNILAC/SIS/FRS einen Strahl von $\simeq 2-7 \cdot 10^4$ ^{56}Ni pro spill, der mit $\Delta x = 15$ mm und $\Delta x' = 7$ mrad an S4 zur Verfügung stand (vgl. Abb. 4.10).

4.3.2 Rohdaten für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$

Die Qualität der Spektren der Protodetektoren bei Bestrahlung des $(\text{CH}_2)_n$ - Targets mit ^{56}Ni - Strahl unterscheidet sich kaum von der der mit ^{58}Ni - Strahl gewonnenen. Ein Beispiel zeigt der obere Teil von Abb. 5.7 auf Seite 82. Von besonderer Bedeutung für die Reduzierung des Untergrunds bei der Messung mit Fragmentstrahl erweist sich der Einsatz des VETO - Zählers. Die in die S4 - Fokalebene abgebildeten Nebenfragmente - vgl. Abb. 4.8 auf Seite 66 - treffen zum Großteil das 1 mm starke Targeträhmchen

mit 45 mm Innendurchmesser oder die 5 mm dicken Teile des Targetaufbaus, beide aus Aluminium. Der von diesen extrem dicken „Targets“ erzeugte Untergrund ist in Abb. 4.11 dargestellt. Der obere Teil des Bildes zeigt ein über die gesamte Energieskala breit verteiltes Spektrum, aufgenommen mit einem leeren Targeträhmchen und unbeschnittenem Strahl. Bei Schaltung einer Antikoinzidenz mit dem VETO - Detektor reduziert sich die Rate sehr stark. Eine weitere Einschränkung der akzeptierten Strahlverteilung durch eine Bedingung im Ortsspektrum am Targetort auf einen Durchmesser von 40 mm liefert die im unteren Teil des Bilds gezeigte Verteilung.



Die Online gewonnenen Daten bieten zunächst nicht sehr viel Aufschluss über die zu messenden Parameter. Die Spektren der Protodetektoren sind mit starkem Unter-

grund behaftet, dessen Diskriminierung eine detaillierte Analyse erfordert. Die dabei beschrifteten Wege sind im nächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 5

Datenreduktion und Analyse

5.1 GOOSY Analyse (Offline)

Zu Beginn der Offline - Analyse wurden sämtliche Detektoren mit den vor und während der Strahlzeit aufgenommenen Eichruns sorgfältig kalibriert. Besonderes Augenmerk galt den mit den Halbleiterdetektoren durchgeführten Walk - Messungen. Im Analyseprogramm wurden entsprechende Korrekturfunktionen implementiert, die das Akkumulieren der Signale aller Protonenzähler in Gesamtspektren für Energie und Flugzeit ermöglichen. Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, ist die Analyse der Daten eines einzelnen Detektors aufgrund der niedrigen Zählrate respektive der geringen Statistik nicht sinnvoll.

Um bei der Untersuchung der Si(Li) - Spektren unerwünschten Untergrund von der Wechselwirkung des Strahlhalos oder von Nachbarfragmenten mit Teilen des Targetaufbaus auszuschalten, wird der für die nachfolgende Analyse akzeptierte Bereich der Ortsverteilung am Target auf einen kreisrunden Bereich mit 20 mm Radius um die Sollstrahlachse eingeschränkt. In diesem Cut ist noch eine etwa 8 – 10 % ige Kontamination mit ^{55}Co enthalten, die durch ein geeignetes Polygon in der Flugzeit/Positions - Verteilung der Strahlteilchen an S4 (vgl. Abb. 4.8 auf Seite 66) eliminiert wird. Diese Bedingung stellt gleichzeitig sicher, daß alle akzeptierten Strahlteilchen an S2 und S4 - d.h. auf dem START - Zähler und auf dem PSD1 - Detektor - nachgewiesen wurden, weil nur für Ereignisse mit sinnvollen Signalen für beide Detektoren die Fragmentflugzeit berechnet wird. Erfüllt ein Strahlteilchen nicht die genannten Bedingungen, wird es bereits vor der Akkumulation der Si(Li) - Spektren verworfen. Die von den genannten Bedingungen als „gut“ akzeptierten Ereignisse liefern die Normierung für die Spektren der vom Target rückgestreuten Teilchen.

5.1.1 Untergrund von $^{56,58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$ - Reaktionen

Durch die beschriebenen Bedingungen auf den Spektren der Szintillationsdetektoren werden die Quellen möglichen Untergrunds auf den im $(\text{CH}_2)_n$ - Target enthaltenen Kohlenstoff reduziert. Dieser produziert bei verschiedenen Kernreaktionen mit den Schwer-

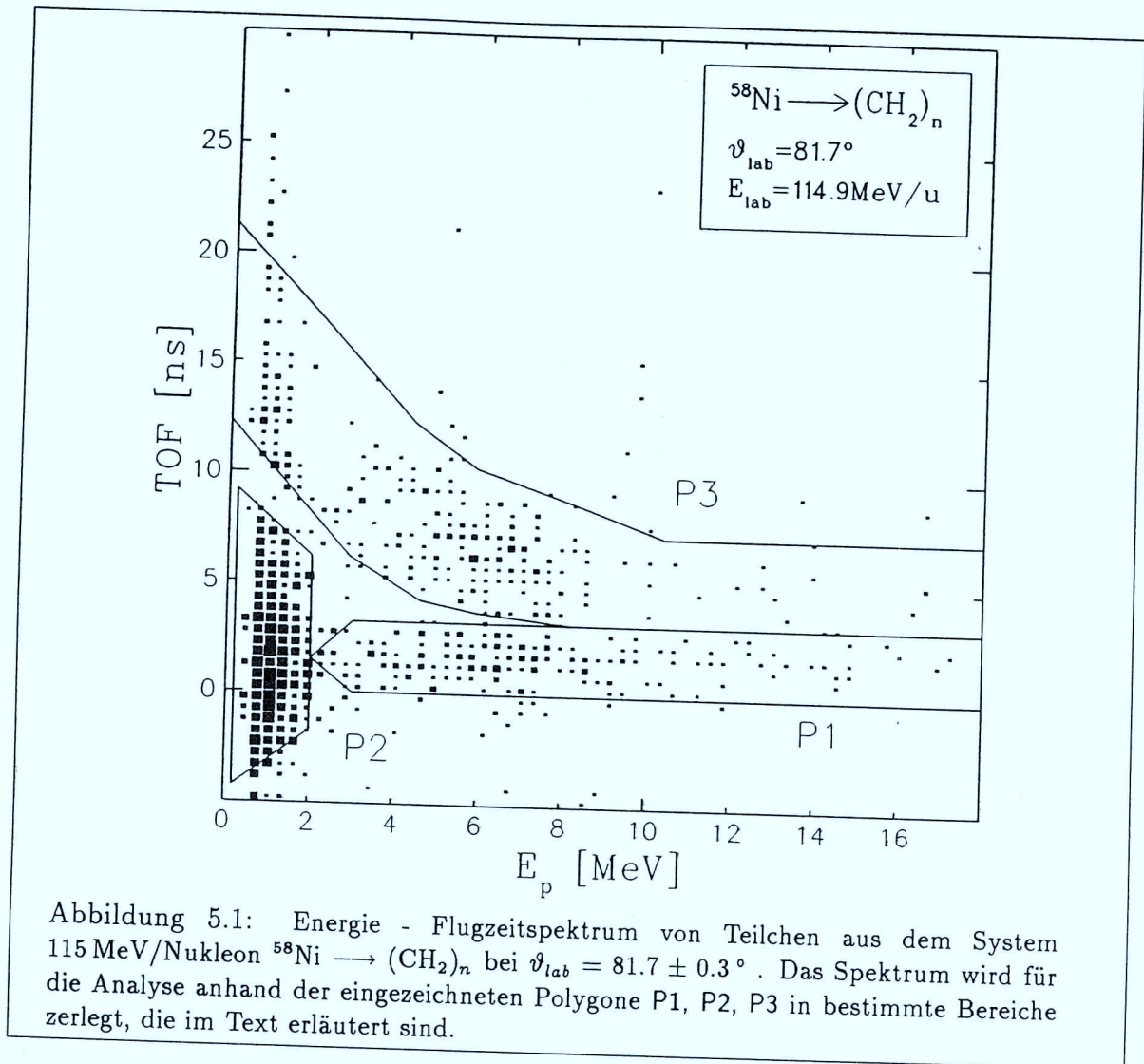
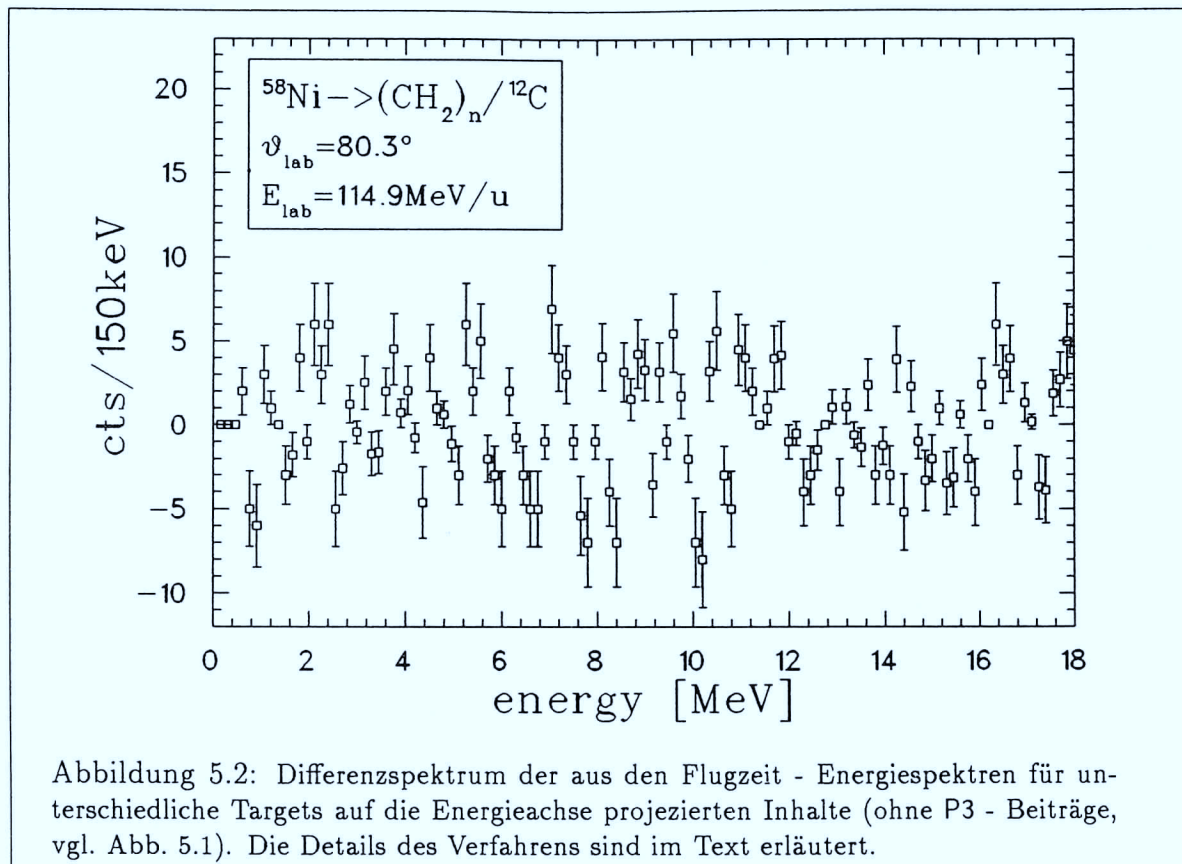


Abbildung 5.1: Energie - Flugzeitspektrum von Teilchen aus dem System $115 \text{ MeV/Nukleon } ^{58}\text{Ni} \rightarrow (\text{CH}_2)_n$ bei $\vartheta_{\text{lab}} = 81.7 \pm 0.3^\circ$. Das Spektrum wird für die Analyse anhand der eingezeichneten Polygone P1, P2, P3 in bestimmte Bereiche zerlegt, die im Text erläutert sind.

ionen des Nickelstrahls ein breites Spektrum überwiegend leichter Teilchen wie p, d, t, α ..., außerdem Elektronen (e^-) und γ -Quanten. Qualitative Untersuchungen zu diesem Thema finden sich bspw. in den Ref. [Bru86, Gos77]. Im Rahmen des vorliegenden Experiments wurden Vergleichsmessungen mit reinen ^{12}C -Targets durchgeführt. Die in unserem Fall notwendige Identifizierung und Diskriminierung dieses Untergrunds und das „Herauspräparieren“ der interessierenden Protonen aus elastischer und inelastischer Streuung wird in diesem Abschnitt mit den ^{58}Ni -Daten exemplarisch vorgeführt, die Auswertung der ^{56}Ni -Daten verläuft völlig analog.

Ausgangspunkt ist der Vergleich der Energie - Flugzeitspektren¹ für die Messung mit $(\text{CH}_2)_n$ -Target und ^{12}C -Target (vgl. die Abb. 4.6 und 4.7 auf den Seiten 64 und 65). Die Spektren zeigen drei Bereiche mit deutlichen Häufungen, in Abb. 5.1 mit

¹jeweils mit der gesamten Statistik aller Halbleiterdetektoren.

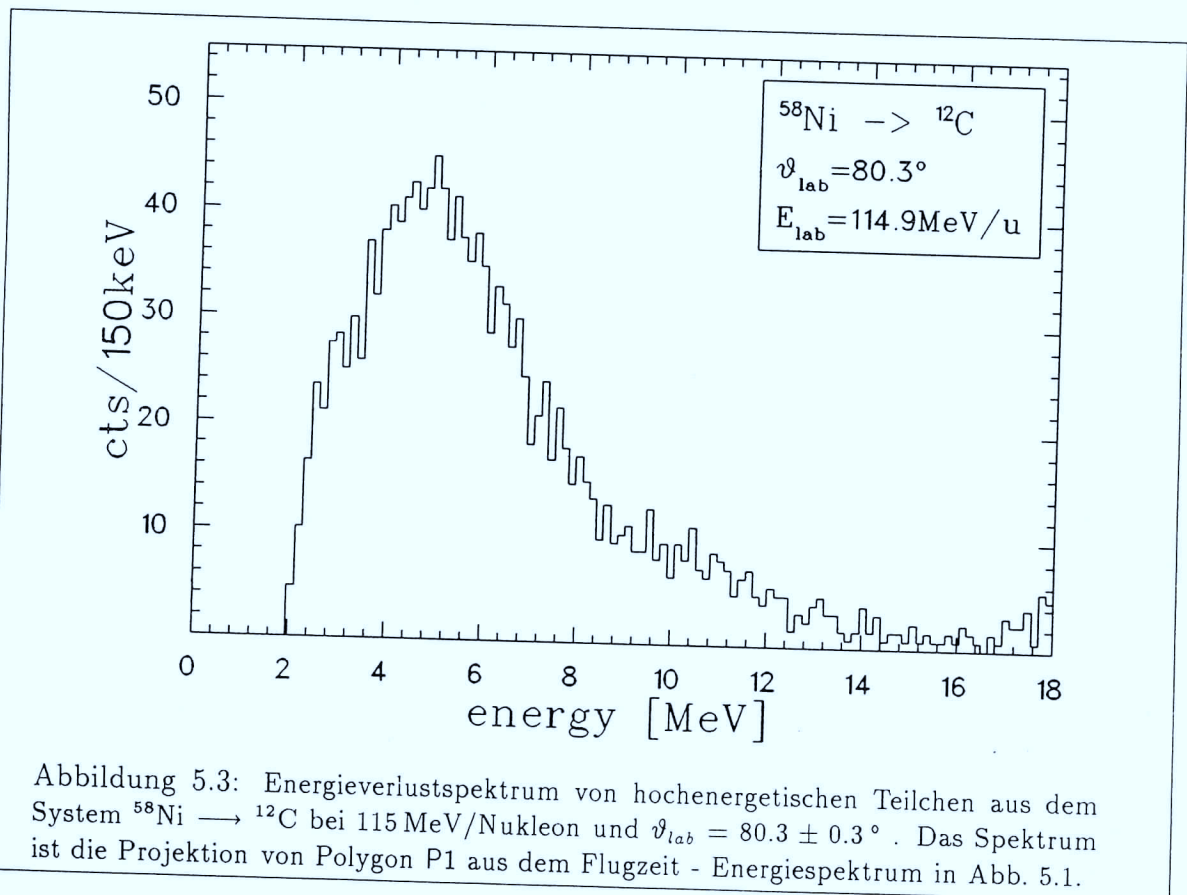


den Polygonen P1, P2 und P3 gekennzeichnet. Nur im Bereich von P3 zeigt das ^{12}C - Spektrum eine signifikante Abweichung vom $(\text{CH}_2)_n$ - Spektrum. Die hyperbelförmige Anordnung der Ereignisse in diesem Bereich verläuft exakt wie berechnete Werte für Protonen mit einer 20 cm langen Flugstrecke. Polygon P3 folgt dieser Kurve mit einer Akzeptanz von etwa ± 3 ns, welche die Zeitauflösung des Detektorsystems beschreibt. Protonen aus $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ - Reaktionen können aufgrund der kinematischen Situation (vgl. Abb. 3.5 auf Seite 33) nur innerhalb des auf diese Weise definierten Bereichs auftreten, was sich auch durch Häufungen bei den kinematisch „richtigen“ Energien bestätigt. Alle Ereignisse innerhalb von P3 werden nachfolgend der unten beschriebenen Untergrundsubtraktion und der in Abschnitt 5.1.2 erläuterten Rekonstruktion des Streuwinkels unterzogen. Die **nicht** in P3 enthaltenen Beiträge zeigen für die beiden verschiedenen Targets im Rahmen der Statistik keine Abweichungen, sind folglich als vom Kohlenstoff verursachter Untergrund interpretierbar. Abb. 5.2 demonstriert diese Beobachtung. Die Flugzeit - Energiespektren für die Messung mit ^{12}C - und $(\text{CH}_2)_n$ - Target wurden aufeinander normiert², die Inhalte mit Ausnahme der P3 - Beiträge anschließend auf die Energieachse projiziert und voneinander abgezogen. Das Resultat

²Referenzwert ist die Zahl der nach der oben beschriebenen Definition als „gut“ akzeptierten Strahlteilchen.

ist zwar offensichtlich nicht normalverteilt, die integralen Inhalte sind jedoch mit Null verträglich (Mittelwert $\bar{n} = -0.103$, $\sigma = 3.435$, 90% der Werte innerhalb $\bar{n} \pm \sigma$).

Die starke Anhäufung von Ereignissen bei Energien ≤ 1.5 MeV und Flugzeiten ≤ 6 ns, die sich auch in den Energiespektren deutlich niederschlägt (vgl. Abb. 4.5 auf Seite 63), kann von den weiter oben in diesem Abschnitt erwähnten e^- oder γ -Quanten herrühren. In diesem Bereich war die Zeit- und Energieauflösung unseres Zählersystems nicht gut genug, um eine genauere Aussage treffen zu können. In 2 mm Silizium werden Elektronen der Energie 1.4 MeV gerade noch gestoppt, höherenergetische e^- deponieren lediglich ΔE -Signale. Folglich kommt es zu einer Anhäufung von Ereignissen bei Energien unterhalb 1.5 MeV. Dies gilt auch für e^- , die mit höheren Energien die 1 mm dicken Edelstahlblenden durchquert haben und die sensitive Detektoroberfläche erreichen. Die Detektoren waren zwar mit einem $\simeq 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au - Eintrittsfenster gegen Licht und Röntgenstrahlen geschützt, es läßt sich jedoch nicht ausschließen, daß es sich bei in P2 nachgewiesenen „Teilchen“ um γ -Quanten mit Energien im MeV-Bereich handelt. Die Effizienz der Zähler für solche Ereignisse ist allerdings nicht bekannt.



Im Bereich von Polygon P1 werden Ereignisse detektiert, die trotz der ebenfalls „prompten“ Flugzeiten keine mit e^- verträglichen Energiesignale aufweisen. Eine plausible Erklärung liefern hochenergetische Protonen, die ab $\simeq 20$ MeV in den 2 mm dicken

Si(Li) - Detektoren nicht mehr gestoppt werden und – bei entsprechend kurzen Flugzeiten – nur noch ein ΔE - Signal deponieren. Abb. 5.3 zeigt das auf die Energieachse projizierte Polygon P1: eine breite Verteilung mit Maximum bei $\simeq 5$ MeV. Mit Hilfe berechneter Energieverluste von Protonen in 2 mm Silizium lassen sich aus den gemessenen ΔE - Werten die Gesamtenergien der nachgewiesenen Teilchen bestimmen und diese Daten mit theoretischen Abschätzungen vergleichen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Detektorblenden aus 1 mm dickem Edelstahl Protonen ab $\simeq 22$ MeV nicht mehr stoppen können, somit die gesamte sensitive Detektorfläche den Raumwinkel definiert. Abb. 5.4 zeigt den auf der Basis einer einfachen Parametrisierung [Mil91] des Systems $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{12}\text{C}$ bei 115 MeV/Nukleon berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Emission von Protonen nach $\vartheta_{lab} = 80.3^\circ$. Die experimentellen Werte sind absolut normiert und mit ihren statistischen Fehlern angegeben. Sie werden von der theoretischen Kurve gut beschrieben³. Der Datenpunkt bei niedrigen Energien ist aus den im Bereich des Polygons P3 registrierten Ereignissen bei Messung mit ^{12}C - Target gewonnen, d.h. von nachgewiesenen Protonen mit Energien zwischen 0 – 18 MeV. Die Analyse in diesem Bereich ist allerdings durch eine Kontamination der Kohlenstofftargets mit etwa 10 % (atomar) Wasserstoff erschwert. Diese bei der Produktion der Folien entstehende Verunreinigung [Fol92] führt zu einem gewissen Anteil elastisch und inelastisch am ^{58}Ni gestreuter Protonen. Die Wirkungsquerschnitte für die Proton - „Erzeugung“ aus den beiden konkurrierenden Prozessen⁴ liegen jeweils im Bereich von $\simeq 30$ mb/sr, so daß der Beitrag der um den Faktor 10 geringeren Wasserstoff - Targetdicke (im Vergleich zur Zahl der Kohlenstoffatome in den „reinen“ ^{12}C - Targets) auf etwa 10% geschätzt werden kann. Dieser Wert wird gestützt durch die Messung an zwei unterschiedlichen ^{12}C - Targets, die äquivalente Resultate lieferten. Der entsprechende Anteil wird vom entsprechenden Spektrum (für den Energiebereich 0 – 18 MeV) subtrahiert, die verbleibende breite, strukturlose Verteilung repräsentiert dann den tatsächlichen Untergrund in diesem Bereich. Nach einer Normierung auf die ^{12}C - Massenbelegung des 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Targets wird dieses Untergrundspektrum von den $(\text{CH}_2)_n$ - Daten aus dem P3 - Polygon abgezogen, anschließend die im nächsten Abschnitt beschriebene Rekonstruktion des Streuwinkels für jedes Ereignis durchgeführt.

³die Parametrisierung mit Hilfe von Maxwell-Boltzmann - Verteilungen basiert auf der auch in Ref. [Bru86] verwendeten Vorstellung, daß die Emission leichter Teilchen bei Schwerionenkollisionen im wesentlichen aus drei sich in Strahlrichtung bewegenden „Quellen“ (*moving sources*) erfolgt: einer *Projektilquelle*, einer *Targetquelle* und einer *intermediären Quelle*. Eine detaillierte Beschreibung gibt z.B. Ref. [Mil91].

⁴Streuung von Protonen aus der Kontamination des ^{12}C - Targets bzw. Emission von Protonen aus Schwerionenreaktionen $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{12}\text{C}$.

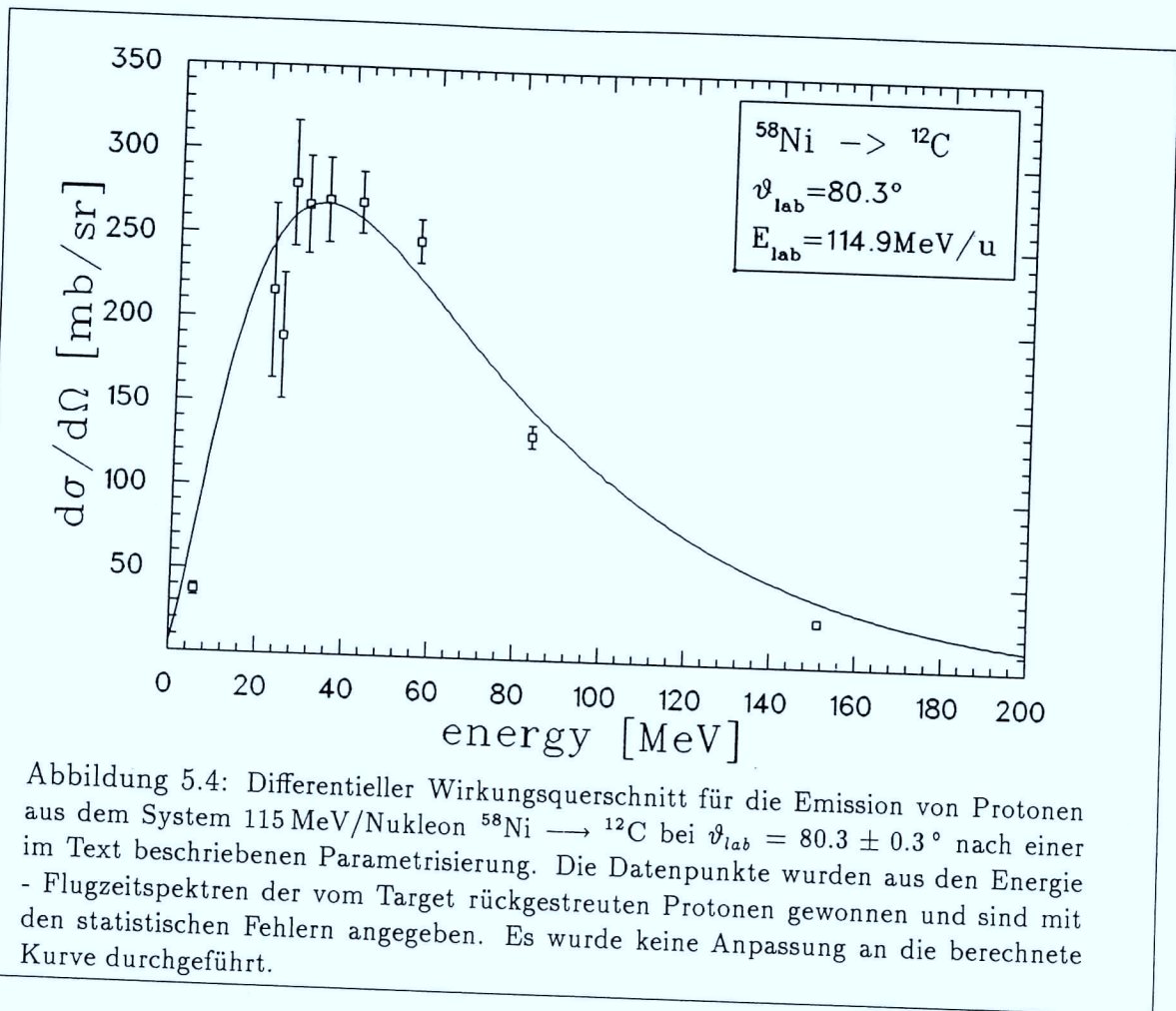


Abbildung 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Emission von Protonen aus dem System 115 MeV/Nukleon $^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{12}\text{C}$ bei $\vartheta_{\text{lab}} = 80.3 \pm 0.3^\circ$ nach einer im Text beschriebenen Parametrisierung. Die Datenpunkte wurden aus den Energie - Flugzeitspektren der vom Target rückgestreuten Protonen gewonnen und sind mit den statistischen Fehlern angegeben. Es wurde keine Anpassung an die berechnete Kurve durchgeführt.

Aus den Flugzeit - Energiespektren ergibt sich kein Hinweis auf Untergrund von schwereren Teilchen als Protonen. Dies ist in Übereinstimmung mit den in der Literatur angegebenen Wirkungsquerschnitten, die in der Regel bereits für Deuteronen etwa eine Größenordnung kleiner sind als für Protonen⁵, sowie den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Vorexperimenten. Unterstützt wird diese Beobachtung durch die Daten des eingesetzten PIN - Dioden Teleskops (vgl. Abschnitt 3.5.1). Die von der Flugzeitmessung unabhängige Methode der Teilchendifferenzierung durch $\Delta E/E$ - Messung liefert ein im Rahmen der geringen Statistik⁶ entsprechendes Ergebnis. Auch der hochenergetische Proton - Untergrund konnte identifiziert werden.

⁵es soll an dieser Stelle nicht verschwiegen werden, daß die erreichte Flugzeitaufösung von $\approx 3 \text{ ns}$ nur im Bereich von Energien $E \leq 5 \text{ MeV}$ gut genug war, um Protonen von Deuteronen zu trennen.

⁶der Raumwinkel des PIN - Teleskops war etwa $1/20$ des Gesamttraumwinkels der Si(Li) - Detektoren.

5.1.2 Streuwinkelrekonstruktion und Energiespektren

In Kapitel Abschnitt 3.2 wurde erläutert, wie durch geeignete Wahl von Detektorblenden eine Trennung der elastisch und inelastisch gestreuten Protonen durch ihre unterschiedlichen Rückstoßenergien erreicht werden kann. Die entsprechenden Abschätzungen basieren allerdings auf einem Strahlfleckdurchmesser von 10 mm, einer Lage des Strahls exakt auf der Sollachse und einer Strahldivergenz von 2 mrad. Die im Experiment beobachteten Bedingungen waren etwas schlechter: 15 mm Strahldurchmesser und 7 mrad Divergenz. Außerdem verlagerte sich der Strahl während des Experiments mehrfach um einige mm von der Sollstrahlachse weg und mußte entsprechend nachkorrigiert werden. Die „Sollbedingungen“ lassen sich durch geeignete Analysebedingungen auf den zwei ortsempfindlichen Szintillationsdetektoren PSD1 und PSD2 (vgl. Abb. 3.12) herstellen, allerdings verliert die Analyse dadurch etwa 50 % der verfügbaren Statistik. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist im mittleren Teil von Abb. 5.8 auf Seite 83 gezeigt. Das Energiespektrum der rückgestreuten Protonen weist neben einer Struktur bei Energien $E_p \leq 1.5 \text{ MeV}$, die zunächst nicht verstanden wird (vgl. Abschnitt 5.3), zwei getrennte Gruppierungen auf. Anhand der Kinematik können diese als elastisch und inelastisch zum ersten 2^+ - Zustand im ^{56}Ni gestreute Protonen identifiziert werden. Zum Vergleich ist im oberen Teil der Abbildung das ohne die entsprechenden Bedingungen akkumulierte Spektrum dargestellt. Diese Kurzanalyse der ^{56}Ni -Daten ergibt $\simeq 200$ Ereignisse für den inelastischen Peak, d.h. einen rein statistischen Fehler von 7.1 % für den inelastischen Wirkungsquerschnitt, was wiederum etwa 14 % Fehler für den entsprechenden $B(E2)$ -Wert bedeutet.

Für die Hauptanalyse wurde deshalb ein anderer Weg beschritten. Aus den Daten der Trackingdetektoren PSD1 und PSD2 kann für jedes Strahlteilchen die Trajektorie, respektive die Position des Targetdurchgangs und der mit der Sollstrahlachse eingeschlossene Winkel bestimmt werden. Dies gilt zunächst nur für Strahlteilchen, die die Meßstrecke ohne Wechselwirkung durchqueren. Die Beeinflussung durch Kleinwinkelstreuung im Reaktionstarget und im PSD1 - Detektor selbst erweist sich als vernachlässigbar⁷. Dagegen verursachen die Impulsüberträge bei den uns interessierenden Reaktionen Streuwinkel von 5 – 7 mrad für die beteiligten Nickelionen, mithin Abweichungen von der ungestörten Trajektorie in Größenordnung der Strahldivergenz. Wenn nun aus den Parametern der Trajektorie eines Strahlteilchens, welches die Streuung eines Protons aus dem Target verursacht hat, die Streugeometrie der entsprechenden Reaktion bestimmt werden soll, verursachen diese Abweichungen einen nicht tolerierbaren Fehler bei der Bestimmung des Proton - Streuwinkels.

Der modulare Aufbau des Si(Li) - Systems ermöglicht jedoch die Korrektur des auf die Nickelionen übertragenen Impulses. Der azimutale Raumwinkel wird durch die Detektoren in 20 Abschnitte von je 18° unterteilt (vgl. Abschnitt 3.5.1), wobei die effektive Detektorfläche jeweils 14° überdeckt, die restlichen 4° durch Blenden und Detektorgehäuse verloren gehen. Spricht einer der Detektoren an, so ist die Streugeometrie innerhalb dieses 14° - Bereichs festgelegt, und aus der nachgewiese-

⁷1 mg/cm² Polypropylen: $\sigma_\theta \leq 0.05 \text{ mrad}$; 500 μm NE102A: $\sigma_\theta \leq 0.3 \text{ mrad}$.

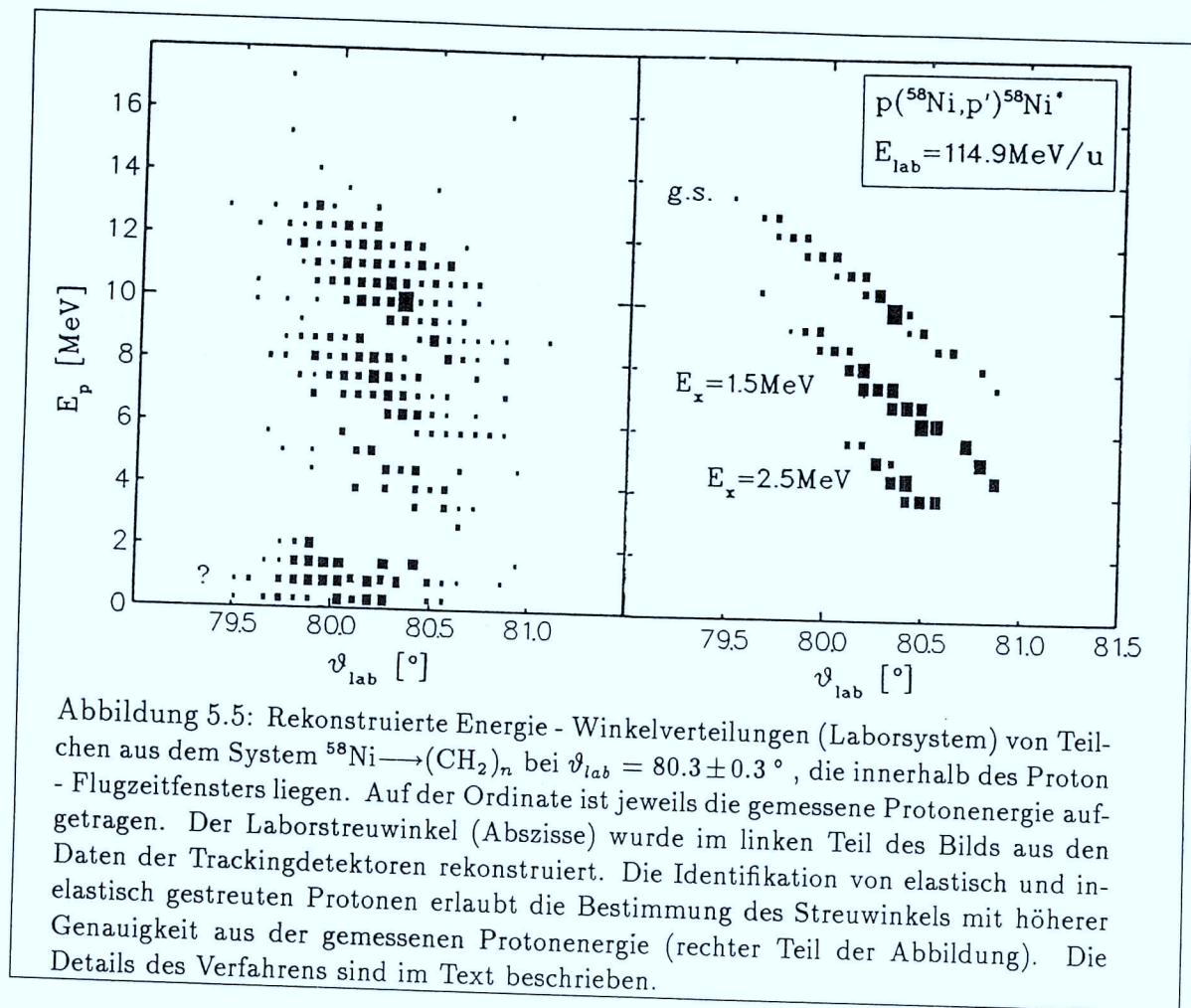


Abbildung 5.5: Rekonstruierte Energie - Winkelverteilungen (Laborsystem) von Teilchen aus dem System $^{58}\text{Ni} \rightarrow (\text{CH}_2)_n$ bei $\vartheta_{\text{lab}} = 80.3 \pm 0.3^\circ$, die innerhalb des Proton-Flugzeitfensters liegen. Auf der Ordinate ist jeweils die gemessene Protonenergie aufgetragen. Der Laborstreuwinkel (Abszisse) wurde im linken Teil des Bilds aus den Daten der Trackingdetektoren rekonstruiert. Die Identifikation von elastisch und inelastisch gestreuten Protonen erlaubt die Bestimmung des Streuwinkels mit höherer Genauigkeit aus der gemessenen Protonenergie (rechter Teil der Abbildung). Die Details des Verfahrens sind im Text beschrieben.

nen Protonenergie läßt sich der übertragene Impuls bestimmen⁸. Dieser bewirkt eine Streuung des Nickelions in die dem speziellen Detektor gegenüberliegende Richtung. Nachdem die Streuebene derart definiert ist, können die Werte des strahlabwärts stehenden ortsempfindlichen Szintillators PSD2 um den Rückstoßimpuls korrigiert und die „wahre“ Trajektorie des Schwerions berechnet werden. Die Ortsauflösung der Szintillatoren ($\Delta x = 1 \text{ mm}$) und die Genauigkeit der Justierung der Strahlzähler bezogen auf die Position des Targets ($\Delta z = 5 \text{ mm}$) gehen in die Unsicherheit der abgeleiteten Werte ein. Der Auftreffpunkt der Strahlteilchen auf dem Target kann danach mit einem Fehler von $\Delta x_{\text{target}} = 1.2 \text{ mm}$ bestimmt werden, der Winkel zwischen Teilchentrajektorie und Sollstrahlachse mit $\Delta\psi = 4.4 \text{ mrad}$. Damit sind die Parameter zur Rekonstruktion des Laborstreuwinkels für jedes im Polygon P3 registrierte Ereignis gegeben. Die Ungenauigkeit dabei ist $\Delta\vartheta_{\text{lab}} = \pm_{6.1}^{4.5} \text{ mrad}$. In einem Protonenergie/Laborwinkel - Spektrum ergeben sich mehrere Gruppierungen, die sich kinematisch elastischer Streuung oder

⁸als Näherung muß hier der zwischen elastischem und inelastischem Impulsübertrag gemittelte Wert verwendet werden. Der Fehler im Streuwinkel der Nickelionen durch diese Näherung liegt bei $\approx 2 \text{ mrad}$.

Streuung zu einem der angeregten Zustände des untersuchten Kerns zuordnen lassen. Die Winkelbreite der Verteilungen entspricht im Rahmen des bestimmten Fehlers der Detektorakzeptanz ($2\text{ mm} \hat{=} 0.6^\circ \hat{=} 10.5\text{ mrad}$). Dies ist im linken Teil von Abb. 5.5 gezeigt. Lediglich der mit „?“ gekennzeichnete Bereich ist nicht interpretierbar, er wird bei der nachfolgenden Analyse vorerst ausgeklammert. In den Energiespektren liefern diese Ereignisse eine Struktur im niederenergetischen Bereich (vgl. Abb. 5.6 und 5.7 auf den Seiten 81 und 82), welche im Rahmen der in Abschnitt 5.3 diskutierten Monte-Carlo Simulationen eine Erklärung findet. Die Protonenergie kann mit einer Genauigkeit von $\Delta E_p \simeq 100\text{ keV}$ gemessen werden. Bei einem kinematischen Gang von $\frac{\partial E}{\partial \vartheta} = 2.5\text{ MeV}/^\circ$ entspricht dies etwa $\Delta \vartheta_{lab} = 0.7\text{ mrad}$. Zwischen der Energie und dem Streuwinkel besteht ein eindeutiger, durch die Reaktionskinematik bestimmter Zusammenhang, sofern man die Art der Reaktion kennt. Es ist deshalb naheliegend, den aus den Trackingdaten rekonstruierten Streuwinkel zur Identifikation der Reaktion – elastische oder inelastische Streuung – zu verwenden, nach der Zuordnung des Ereignisses dann aber aus der Energie des Teilchens seinen „genaueren“ Streuwinkel zu bestimmen. Das Ergebnis zeigt der rechte Teil von Abb. 5.5; die Verbesserung ist evident.

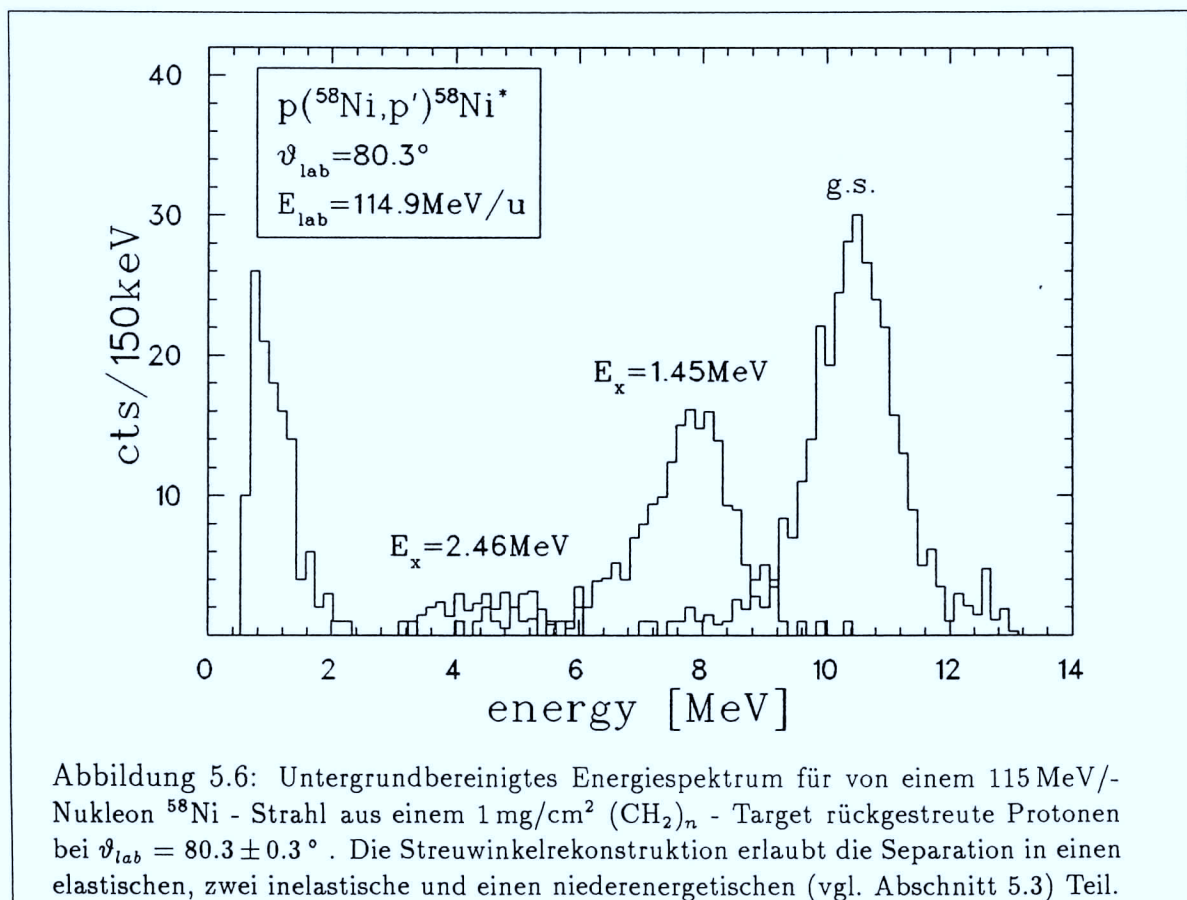
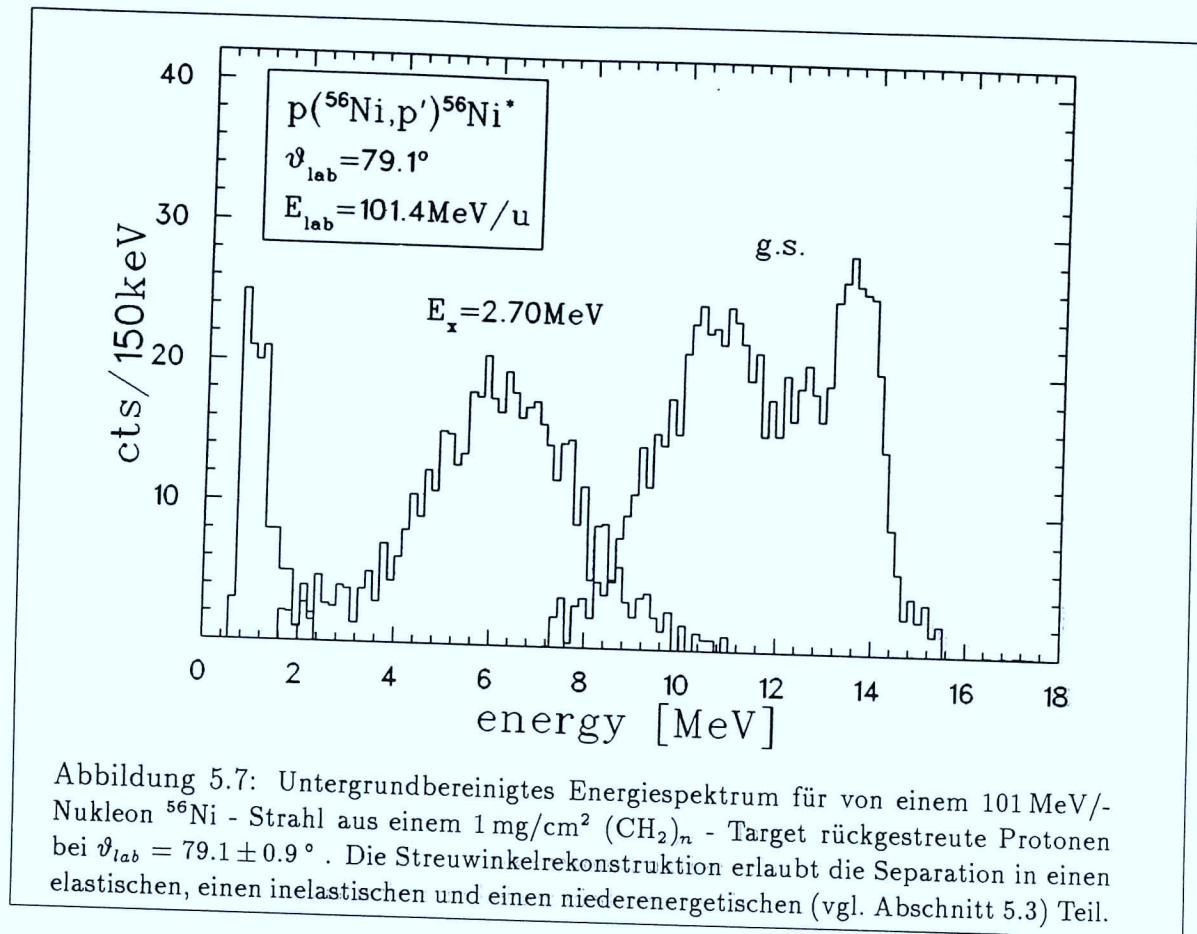


Abbildung 5.6: Untergrundbereinigtes Energiespektrum für von einem 115 MeV/-Nukleon ^{58}Ni - Strahl aus einem 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target rückgestreute Protonen bei $\vartheta_{lab} = 80.3 \pm 0.3^\circ$. Die Streuwinkelrekonstruktion erlaubt die Separation in einen elastischen, zwei inelastische und einen niederenergetischen (vgl. Abschnitt 5.3) Teil.



In der Abb. 5.6 sind die verschiedenen Protongruppierungen aus dem linken Teil von Abb. 5.5 auf die Energieskala projiziert. Abb. 5.7 zeigt das entsprechende Spektrum für die ^{56}Ni - Daten. Die saubere Trennung der einzelnen Gruppen ist in der eindimensionalen Darstellung nicht mehr gewährleistet. Die Spektren entsprechen qualitativ dem von den Abb. 3.5 und 3.3 auf den Seiten 33 bzw. 30 erwarteten Bild, wobei Effekte wie bspw. der Energieverlust der Protonen im Target zu „Aussmierungen“ im niederenergetischen Bereich führen. Im ^{58}Ni - Spektrum sind die Protongruppen aufgrund der engen 2 mm - Blenden deutlich schmäler als im ^{56}Ni - Spektrum, wo eine Kombination aus 6 mm - bzw. 8.4 mm - Blenden verwendet wurde. Bei Energien von $\approx 5 \text{ MeV}$ ist mit niedriger Statistik eine dem 4^+ - Zustand von ^{58}Ni bei 2.46 MeV zuzuordnende Struktur zu erkennen, wogegen beim ^{56}Ni die Anregung des 4^+ - Niveaus bei 3.92 MeV durch die Wahl des Streuwinkels (vgl. Abschnitt 3.2) kinematisch ausgeschlossen ist. Die Abbildungen verdeutlichen, daß die Energieauflösung von der Winkelakzeptanz des Detektorsystems dominiert wird. Beide Spektren zeigen eine Struktur bei Energien unterhalb 2 MeV. Sie rührt von den in der Streuwinkelrekonstruktion nicht identifizierbaren, in Abb. 5.5 auf Seite 80 mit „?“ gekennzeichneten Ereignissen her. Der Weg der Analyse wird noch einmal verdeutlicht in Abb. 5.8. Im oberen Teil der Abbildung ist ein unbeschnittenes Energiespektrum für von einem 101 MeV/Nukleon ^{56}Ni - Strahl

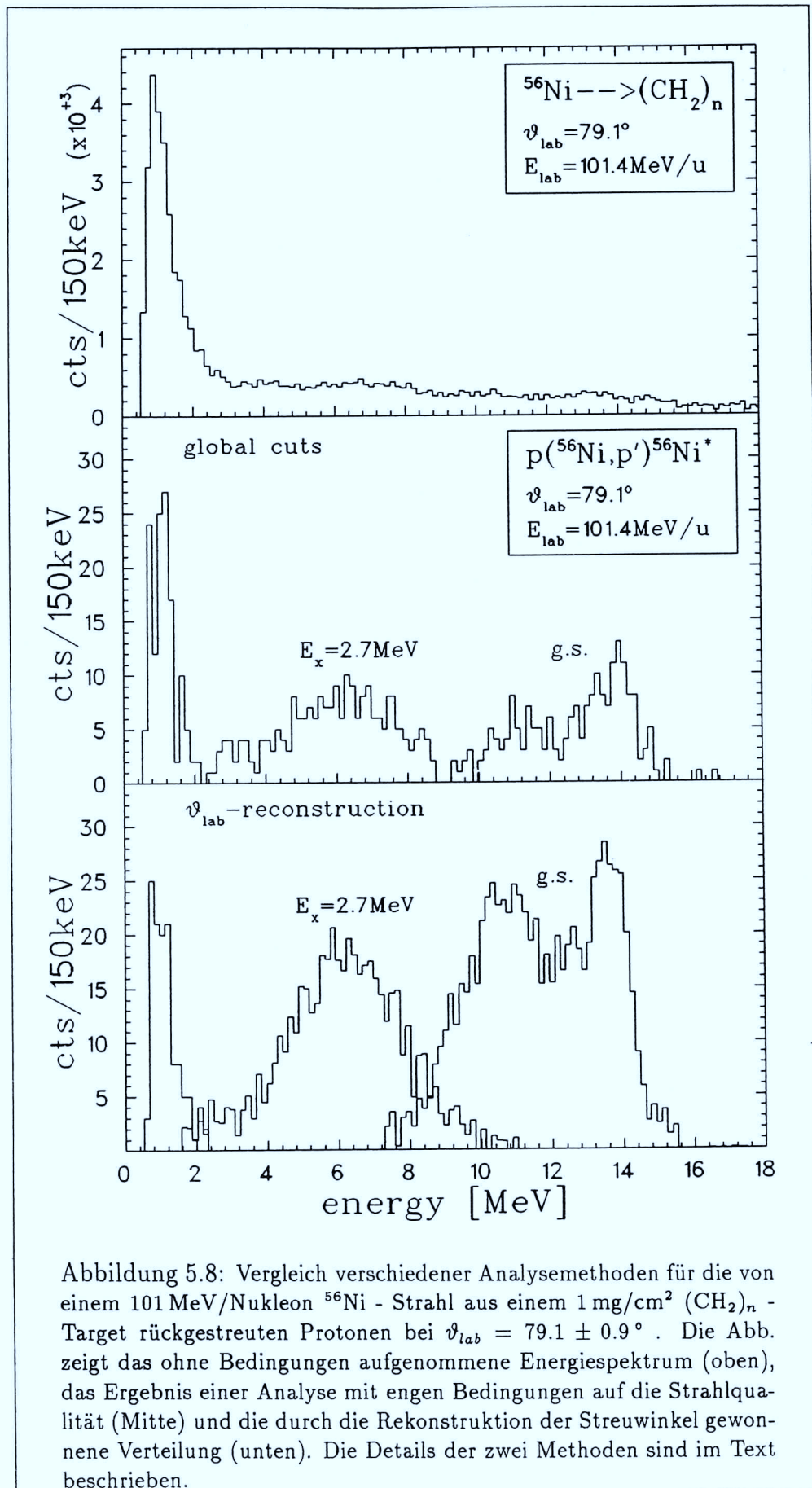


Abbildung 5.8: Vergleich verschiedener Analysemethoden für die von einem 101 MeV/Nukleon ^{56}Ni - Strahl aus einem 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target rückgestreuten Protonen bei $\vartheta_{\text{lab}} = 79.1 \pm 0.9^\circ$. Die Abb. zeigt das ohne Bedingungen aufgenommene Energiespektrum (oben), das Ergebnis einer Analyse mit engen Bedingungen auf die Strahlqualität (Mitte) und die durch die Rekonstruktion der Streuwinkel gewonnene Verteilung (unten). Die Details der zwei Methoden sind im Text beschrieben.

aus einem 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target rückgestreute Protonen bei $\vartheta_{\text{lab}} = 79.1^\circ$ dargestellt. Der mittlere Teil zeigt das Ergebnis der auf Seite 79 diskutierten Analyse mit globalen Bedingungen auf die Strahlqualität. Die volle Nutzung der verfügbaren Statistik wird erst durch die Rekonstruktion der Streuwinkel möglich (unterster Teil der Abbildung).

Um ein mehr quantitatives Verständnis der extrahierten Spektren zu gewinnen, werden in den folgenden Abschnitten die Wirkungsquerschnitte der untersuchten Reaktionen $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ und $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ auf der Basis optischer Modellrechnungen sowie existierender Daten berechnet und die experimentelle Situation mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen einer detaillierten Analyse unterzogen. Dabei werden insbesondere verschiedene Fehlerquellen diskutiert.

5.2 Optische Modell - und CCBA - Rechnungen

Standardmethoden für die theoretische Untersuchung direkter Reaktionen sind optische Modellrechnungen und die auf dem optischen Potential basierenden DWBA ("Distorted Wave Born Approximation") - und CCBA („Coupled-Channel Born Approximation“) - Verfahren.

Für die vorliegende Arbeit standen der Finite-Range DWBA - Code DWUCK und der CCBA - Code CHUCK [Kun77] zur Verfügung. Beide Programme wurden durch Vergleichsrechnungen zu Literaturdaten ausführlich getestet und lieferten im uns interessierenden Massen- und Energiebereich⁹ übereinstimmende Ergebnisse bezüglich elastischer Streuung. Das optische Potential wird in einer einfachen 10-parametrischen Form mit Volumenabsorptionsterm und Spin - Bahnterm in Thomasform verwendet:

$$-V(r) = U_R f_R(r) + iW_{IV} f_I(r) + (U_{SO} + iW_{SO}) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{SO}(r) \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma} + U_c(r) \quad (5.1)$$

wo $U_c(r)$ das Coulomb - Potential einer homogen geladenen Kugel mit Radius $r_c = 1.25 \text{ fm } A^{1/3}$ ist, und die Funktionen $f_x(r)$ Saxon-Woods Form haben:

$$f_x(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_x A^{1/3}}{a_x} \right) \right]^{-1} \quad (5.2)$$

Da DWUCK in der vorliegenden Version keine inelastische Streuung rechnen kann und in der Literatur (z.B. Ref. [Woo84]) auf z.T. bessere Vorhersagen der CCBA - Rechnungen hingewiesen wird, wurde für die Analyse der Coupled-Channel Formalismus gewählt. Die Beschreibung der Kerndeformation durch Erweiterungen erster Ordnung des sphärischen optischen Potentials liefert entweder das Modell kleiner Ein - Phonon Vibrationen oder ein Modell achsensymmetrischer Rotation. Der CCBA - Code CHUCK arbeitet im Rahmen dieses Formalismus für beide Modelle mit einem

⁹ $A \simeq 40 - 60$, $E \simeq 80 - 140 \text{ MeV/Nukleon}$.

Standardkopplungsterm (vgl. z.B. Ref. [Woo84]) der Form

$$\frac{d}{dr} [\beta_R R_R V(r) + i \beta_I R_I W(r)] \quad (5.3)$$

wo $V(r), W(r)$ die realen bzw. imaginären optischen Potentiale mit den Halbwerts - Radien R_R und R_I sind. Die Kopplung enthält keine Spin - Bahnsterme. Wegen der Saxon-Woods Form der Potentiale besitzt der Kopplungsterm ein Maximum am Kernrand, so daß die Reaktion an der Kernoberfläche lokalisiert wird. Für die Anregung eines 2^+ - Vibrationsniveaus in einem sphärischen gg-Kern mit Grundzustand 0^+ repräsentiert $\beta_R = \beta_I = \beta_2$ den Quadrupol - Deformationsparameter für das optische Potential. Gleichzeitig ist β_2 ein Maß für die Kopplungsstärke des Grundzustands an das angeregte Niveau. Mit den oben genannten Näherungen hängt der Betrag des vorhergesagten inelastischen Wirkungsquerschnitts quadratisch von der Deformationslänge $R\beta_2$ ab:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{2^+}^{CCBA} \propto (R\beta_2)^2 \quad (5.4)$$

Nach einer geeigneten Wahl von R (z.B. $r_R A^{1/3}$) läßt sich durch die Normierung der berechneten Kurve an dem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt β_2 extrahieren. Für die vorliegenden Daten wird dies in Abschnitt 5.4 durchgeführt.

Ausgangspunkt der optischen Modellrechnungen sind folgende Literaturstellen:

- Ref. [Kwi78], wo K. Kwiatkowski et al. die elastische Streuung von 100 MeV Protonen an ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn und ^{208}Pb untersuchen und Parameter für die optischen Potentiale angeben
- Ref. [Nad81], eine Untersuchung der elastischen Protonstreuung an ^{40}Ca , ^{90}Zr und ^{208}Pb bei 80 – 180 MeV von A. Nadasen et al.
- Ref. [Woo84], in der L.W. Woo et al. die Untersuchung der elastischen und inelastischen Streuung von 100 MeV Protonen an $^{46,48,50}\text{Ti}$ beschreiben. Die Analyse der Daten für die Anregung der ersten 2^+ - Zustände wird hier mit DWBA- und CCBA - Methoden durchgeführt und die zugehörigen β_2 - Werte extrahiert

Da im vorliegenden Experiment aus Gründen der niedrigen Zählraten und der begrenzten Strahlzeit keine Winkelverteilungen gemessen werden konnten sondern nur ein bestimmter Streuwinkel (\pm einer Detektorakzeptanz von etwa 1°)¹⁰, war die Bestimmung der Parameter des optischen Potentials durch einen Fit der Daten nicht möglich. Die in Ref. [Kwi78] angegebenen Parameter des optischen Potentials für die Reaktion $p(^{58}\text{Ni}, p)$ liegen den Bedingungen des hier diskutierten Experiments am nächsten und wurden aus diesem Grund für die Auswertung herangezogen. Für die Strahlenergie und im Fall des ^{56}Ni für die Neutron - Proton Asymmetrie $(N - Z)/A$ mußten geringfügige Extrapolationen bei den Potentialtiefen und -reichweiten vorgenommen werden.

¹⁰für die elastische Streuung am ^{58}Ni wurden zwei Punkte gemessen.

Tabelle 5.1: Parameter des optischen Potentials für die Reaktionen $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ bei 101 MeV/Nukleon und $p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$ bei 115 MeV/Nukleon gemäß der in Gleichung (5.1) angegebenen Form. Die Werte sind Ref. [Kwi78] entnommen und den Bedingungen des Experiments angepaßt. Die Potentialtiefen sind in MeV, die Radien und Randunschärfen in fm angegeben.

Param.	^{58}Ni	^{56}Ni
U_R [MeV]	22.912	25.008
r_R [fm]	1.228	1.228
a_R [fm]	0.764	0.764
W_{IV} [MeV]	8.635	7.161
r_I [fm]	1.465	1.431
a_I [fm]	0.505	0.471
U_{SO} [MeV]	4.46	4.46
W_{SO} [MeV]	1.59	1.59
r_{SO} [fm]	1.052	1.052
a_{SO} [fm]	0.611	0.611

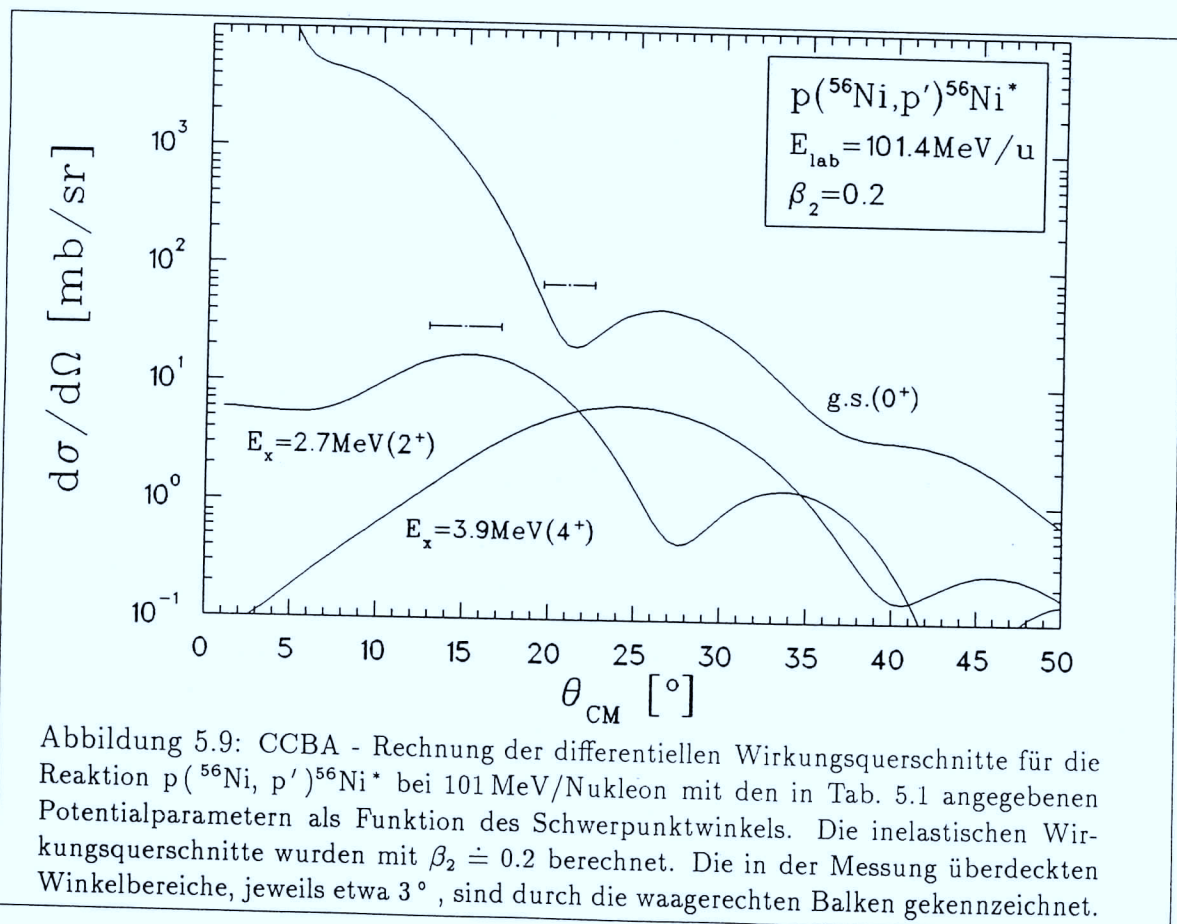
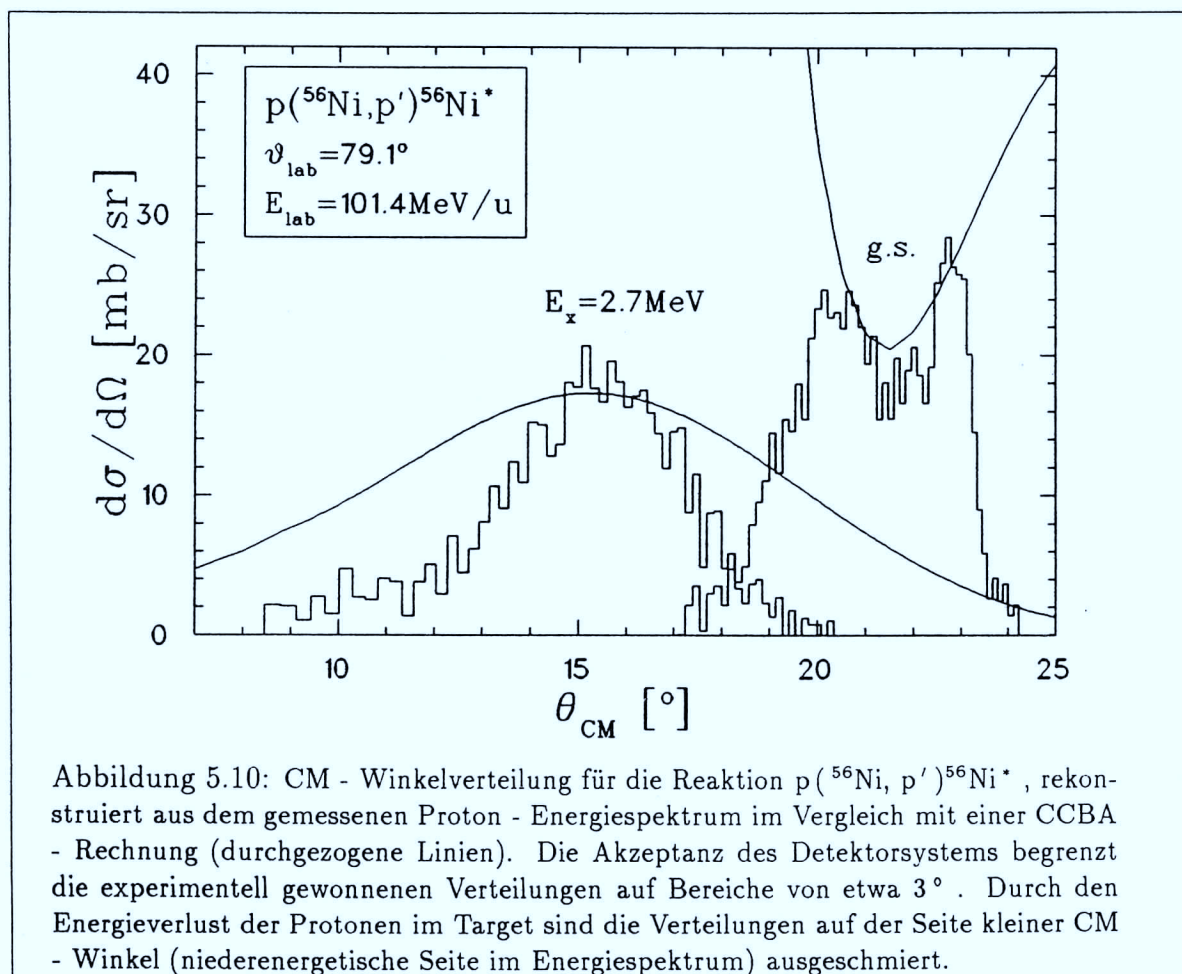


Abbildung 5.9: CCBA - Rechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ bei 101 MeV/Nukleon mit den in Tab. 5.1 angegebenen Potentialparametern als Funktion des Schwerpunktswinkels. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte wurden mit $\beta_2 \doteq 0.2$ berechnet. Die in der Messung überdeckten Winkelbereiche, jeweils etwa 3° , sind durch die waagerechten Balken gekennzeichnet.

Die angepaßten Werte (in MeV und fm) sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Nomenklatur entspricht der von Gleichung(5.1). Die berechneten Wirkungsquerschnitte erwiesen sich als insensitiv gegenüber den Extrapolationen, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der o.g. Literaturstellen. Abb. 5.9 zeigt das Ergebnis der optischen Modellrechnung für $p(^{56}\text{Ni}, p)$ bzw. der CCBA - Rechnung für $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ bei 101 MeV/Nukleon mit $\beta_2 \doteq 0.2$. Eingezeichnet sind die in der vorliegenden Messung überdeckten Winkelbereiche, d.h. das erste Diffraktionsminimum für die elastische Streuung und der Bereich des breiten Maximums für die inelastische Streuung zum ersten angeregten 2^+ - Zustand bei 2.7 MeV. Erkennbar ist dies auch in Abb. 5.10, wo das Energiespektrum (vgl. Abb. 5.7 auf Seite 82) für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$ in eine CM - Winkelverteilung transformiert ist. Zum Vergleich ist das Ergebnis der CCBA - Rechnung eingezeichnet (durchgezogene Linien). Außerhalb der auf etwa 3° begrenzten Akzeptanz des Detektorsystems fallen die experimentell gewonnenen Verteilungen schnell ab. Die Ausschmierung auf der Seite kleiner CM - Winkel entspricht der durch Energieverlust der Protonen im Target verursachten niederenergetischen Schulter im Energiespektrum.



Die prognostizierten Wirkungsquerschnitte liegen bei $\simeq 20$ mb/sr, was den Überlegungen aus Kapitel 3 entspricht. Die berechneten Winkelverteilungen liefern die Basis für die im nächsten Abschnitt beschriebenen Monte-Carlo Simulationen sowie für die anschließend durchgeführte Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und β_2 - Werte.

5.3 Monte-Carlo Simulationen für die Protonenergiespektren

Wesentliches Ziel der Monte-Carlo Simulationen ist es, ein besseres Verständnis der in Abschnitt 5.1 gewonnenen Protonenergiespektren zu gewinnen. Insbesondere sollen der Einfluß diverser Parameter wie der Strahlqualität oder der endlichen Targetdicke, welche die Form der Energiespektren und die Trennung der elastischen von den inelastischen Ereignissen stören können, untersucht werden.

Für die Rechnungen wird die Methode der direkten Simulation von Ereignissen verwendet [Chu91]. Vorgegeben ist die in Abb. 3.13 auf Seite 51 skizzierte Geometrie des Si(Li) - Detektorsystems. 18 Einzeldetektoren sind bei einem bestimmten Sollstreuwinkel ringförmig um das senkrecht zur Strahlachse stehende 1 mg/cm^2 $(\text{CH}_2)_n$ - Target angeordnet. Der Raumwinkel wird durch Schlitzblenden definierter Größe und Entfernung¹¹ vom Targetmittelpunkt festgelegt. Die Strahlteilchen treffen in einem der gemessenen Divergenz angepaßten Konus das Target, wobei ein runder Strahlfleck mit vorzugebendem Durchmesser gebildet wird. Beide Parameter - Strahlfleck und Divergenz - werden im Programm durch Gaußverteilungen mit Halbwertsbreiten realisiert, welche den experimentell bestimmten entsprechen. Die Strahlenergie ist ebenfalls eine gaußförmige Verteilung mit $\pm 1\%$ Halbwertsbreite. Die Winkelverteilung der rückgestreuten Protonen wird als isotrop und homogen angenommen, die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte anschließend als Gewichtungsfaktor berücksichtigt. Dazu werden die ins Laborsystem transformierten Ergebnisse der CCBA - Rechnungen verwendet. Die auftretenden Protonenergien liegen unter 20 MeV, und die Energie des gestreuten Strahlteilchens bleibt praktisch unverändert. Deshalb kann die benötigte Kinematik klassisch mit relativistischen Korrekturen berechnet werden. Die Energieauflösung der Si(Li) - Detektoren ist in den Rechnungen mit 100 keV enthalten.

Resultat der Monte-Carlo Simulationen sind Energiespektren. In ihnen werden Ereignisse akkumuliert, deren berechneter Richtungsvektor eine der definierten Detektorflächen trifft. Die Statistik der Spektren kann mit einem unabhängigen Parameter beeinflusst werden, was sich lediglich in der benötigten Rechenzeit niederschlägt. Es stellt sich heraus, daß die Vorgabe der tatsächlichen Geometrie mit 18 polygonartig

¹¹ die Detektoren und Blenden sind in exakt definiertem **senkrechtem** Abstand zur Sollstrahlachse (d.h. nicht zur jeweiligen Position der Targetmitte) justiert, wobei ihre Oberfläche parallel zur selbigen verläuft. Außerdem ist durch die Ausdehnung der Detektoren die Ringgeometrie lediglich in Form eines 20-eckigen Polygons realisiert. Die **tatsächliche**, den Raumwinkel definierende Entfernung hängt deshalb vom eingestellten Sollstreuwinkel und dem Ort des Nachweises auf der Detektoroberfläche ab.

angeordneten Einzeldetektoren im Rahmen der statistischen Schwankungen identische Ergebnisse generiert wie ein ringförmiger Detektor mit gleicher Winkelöffnung (in ϑ_{lab}), d.h. Rand- und Eckeneffekte vernachlässigbar sind (vgl. Fußnote(11) auf Seite 88). Die geschlossene Ringgeometrie verringert wegen der einfacheren Algorithmen bei der Entscheidung, ob ein berechneter Richtungsvektor die sensitive Detektorfläche trifft oder nicht, die CPU - Zeit um durchschnittlich 50 – 70%. Der Raumwinkel wird mit einem Normierungsfaktor auf den tatsächlich überdeckten korrigiert.

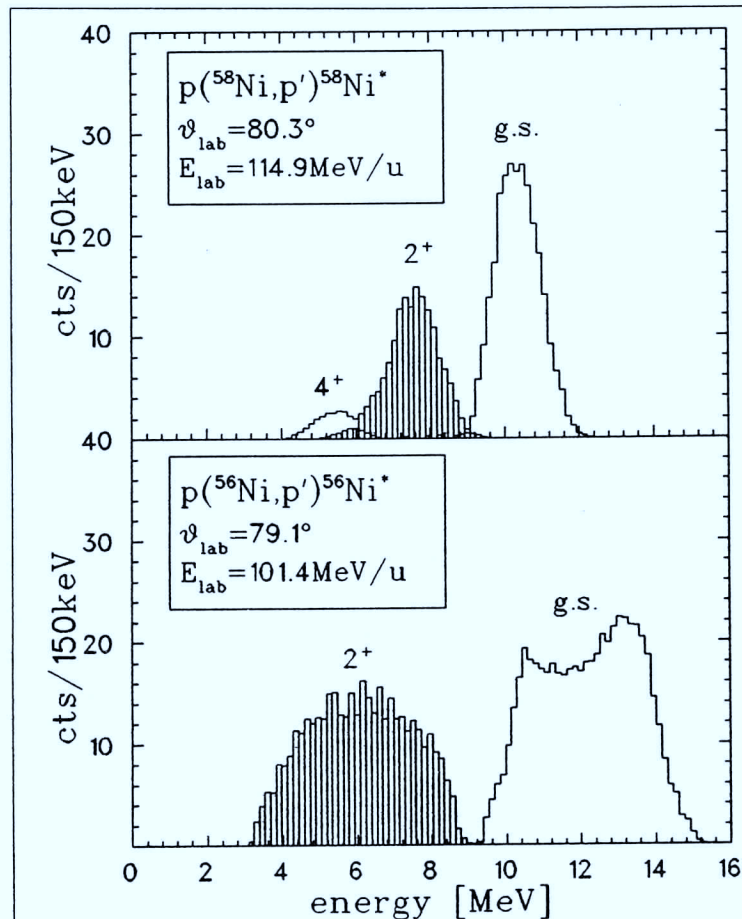


Abbildung 5.11: Monte-Carlo Simulation der elastischen und inelastischen Protonstreuung am ^{58}Ni bei $\vartheta_{lab} = 80.3 \pm 0.3^\circ$ (oberer Teil der Abb.) und ^{56}Ni bei $\vartheta_{lab} = 79.1 \pm 0.9^\circ$ (unterer Teil der Abb.) ohne Beeinflussung durch Energieverlust und Kleinwinkelstreuung der Protonen im Target. Strahlqualität und Detektoraufösung sind in den Rechnungen berücksichtigt. Die verschiedenen Gruppierungen resultieren aus der Streuung zum Grundzustand bzw. zu den ersten angeregten Zuständen des jeweiligen Kerns.

Bereits mit diesen einfachen Vorgaben ist es möglich, die gemessenen Spektren qualitativ zu reproduzieren. Dies ist in Abb. 5.11 demonstriert. Die simulierten Energiespektren für Protonstreuung am ^{58}Ni (oberer Teil der Abbildung) und am ^{56}Ni (unterer Teil der Abbildung) zeigen getrennte Gruppierungen für die Streuung zum Grundzustand bzw. zu den ersten angeregten Zuständen der jeweiligen Kerne. Lediglich der 4^+ -Zustand im ^{58}Ni hat leichten Überlapp mit dem 2^+ -Zustand. Die Breite der Strukturen ist durch die Kinematik und die Winkelakzeptanz des Detektorsystems bestimmt: $\pm 0.3^\circ$ für die ^{58}Ni -Messung, $\pm 0.9^\circ$ im Fall des ^{56}Ni . Die Form der Gruppierungen und ihre relative Höhe zueinander wird von der Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte bestimmt, beim ^{56}Ni bspw. durch das breite Maximum für den 2^+ -Zustand und das Diffraktionsminimum für die Streuung zum Grundzustand (vgl. Abb. 5.9 auf Seite 86).

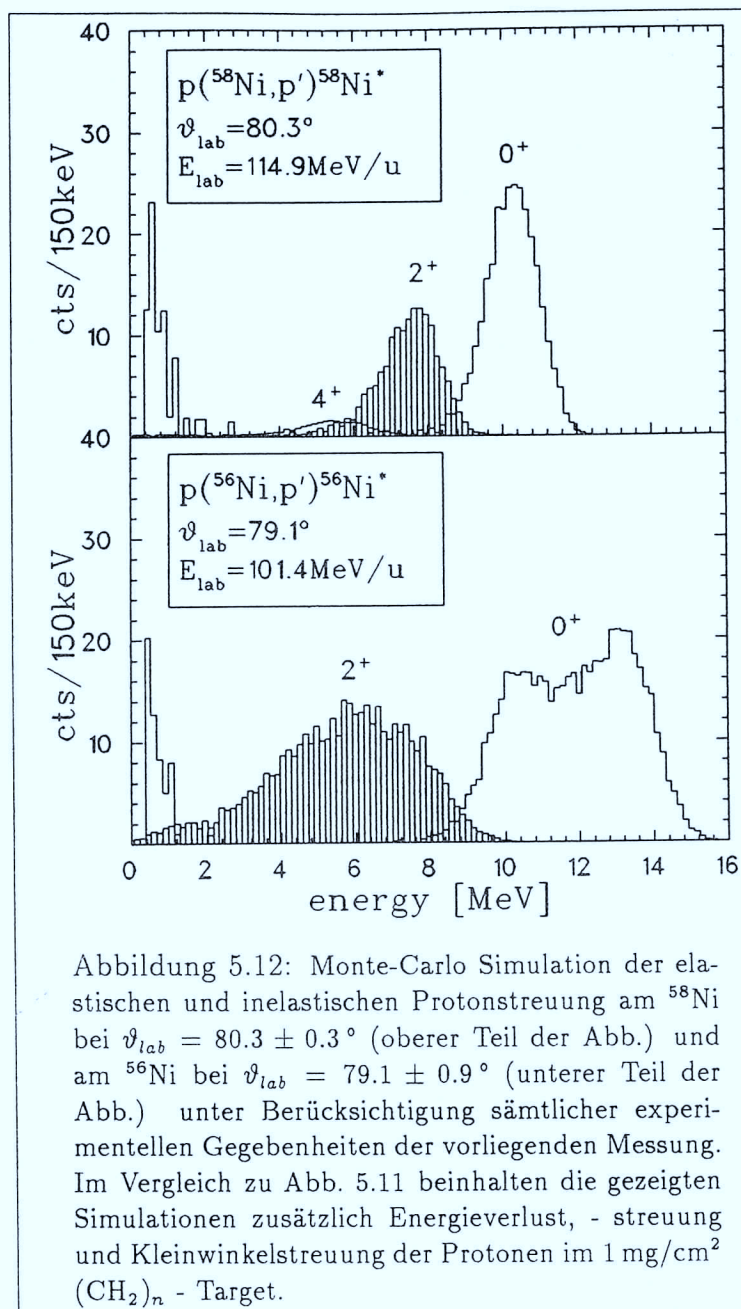
Einige Parameter der Simulationen bedürfen einer noch detaillierteren Betrachtung. Die gestreuten Protonen müssen das Target unter einem sehr flachen Winkel ($\vartheta_{lab} \simeq 80^\circ \rightarrow \theta_{exit} \simeq 10^\circ$) verlassen, um einen der Detektoren zu erreichen. Dies bedeutet, abhängig vom Wechselwirkungspunkt im Target, eine zu durchquerende $(\text{CH}_2)_n$ -Schicht von bis zu 5.8 mg/cm^2 . Bei Protonen mit Energien zwischen 4 und 15 MeV (vgl. Abschnitt 3.2) führt dies zu signifikanten Energieverlusten und Beiträgen aus Kleinwinkelstreuung, folglich zu Veränderungen in der zu erwartenden Form der Energiespektren.

Um den Einfluß dieser Störungen im Detail beurteilen zu können, wird das Target in 50 Schichten aufgeteilt und die Orte von Reaktionen – respektive die „Erzeugungsorte“ einzelner Protonen – als homogen über die gesamte Targetdicke verteilt angenommen. Die notwendigen Korrekturen werden dann für einzelne Schichten berechnet. Dies hat den Vorteil, daß der Formalismus des Durchgangs geladener Teilchen durch dünne Materieschichten angewandt werden kann.

Energieverlust und Energieverluststreuung der das Target verlassenden Protonen wurden mit zwei verschiedenen Energieverlustprogrammen¹² berechnet und mit entsprechenden Tabellenwerken [Hub90] verglichen. Die Ergebnisse sind konsistent innerhalb weniger Prozent und werden als Datenblock im Programm implementiert. Das Einbinden der Energieverlust-Subroutine verändert die Energiespektren vor allem im Bereich unterhalb von 8 MeV, d.h. bei den inelastisch gestreuten Teilchen. Die entsprechenden Gruppierungen werden zu niedrigen Energien hin deutlich ausgeschmiert, wobei im Fall des ^{56}Ni gerade die Grenze möglichen Teilchenverlusts durch Totalenergieverlust – d.h. „Steckenbleiben“ des Teilchens im Target – erreicht wird. Weniger stark ausgeprägt ist der Effekt bei den höherenergetischen elastischen Gruppen. Trotzdem findet eine Verschmierung in den inelastischen Bereich hinein statt. Die energetische Trennung von elastischer und inelastischer Streuung ist nicht mehr gewährleistet (vgl. Abb. 5.12).

Die Vielfachstreuung (*multiple coulomb scattering*) der Protonen im Target bewirkt die Aufstreuung eines Teilchenstrahls mit definierter Richtung und vernachlässigbarer Ausdehnung in einen Konus bestimmter Winkelöffnung (vgl. Abschnitt 3.4.1). Dies

¹²ATIMA, verfügbar auf GSI/IBM und ST-COR, verfügbar auf GSI/VAX - Cluster.



kann einerseits dazu führen, daß Teilchen, die an sich innerhalb der Akzeptanz der Si(Li) - Detektoren liegen, nunmehr durch die Schlitze ausgeblendet werden. Andererseits können Protonen aus Winkelbereichen, die außerhalb der geometrischen Akzeptanz des Systems liegen, durch die Vielfachstreuung auf die Detektoren abgebildet werden. Als Grundlage der Simulation dieser Beiträge dient die Molièresche Theorie der Kleinwinkelstreuung in dünnen Absorbern (vgl. Ref. [Mar67, Mar68]). Obwohl z.T. durch die NWS - Theorie (Nigam, Wu und Sundaresan, vgl. [Mar67]) erweitert, liefert der Molièresche Ansatz im uns interessierenden Fall – Protonen mit

Energien zwischen 300 keV und 20 MeV – mit experimentellen Werten verträgliche Ergebnisse [Spa75]. Charakteristische Größe der Theorie ist der mittlere Aufstreuwinkel θ , für den mit Gleichung(3.5) auf Seite 39 eine semiempirische Formel angegeben wurde. Die Wahrscheinlichkeit einer Streuung in das Winkelintervall $d\theta$ beim Winkel θ ist in der Molièreschen Theorie durch eine Verteilungsfunktion $f(\theta)d\theta$ gegeben, die im Monte-Carlo Programm durch eine Gaußverteilung mit entsprechender Halbwertsbreite angenähert wird. Eine detaillierte Beschreibung der Theorie findet sich in Ref. [Mar67].

Abb. 5.12 zeigt das Ergebnis der Simulationen unter Berücksichtigung aller diskutierten Effekte. Besonders signifikant ist – neben der Ausschmierung der Protongruppen auf der niederenergetischen Seite durch den Energieverlust im Target – das Auftreten einer starken Häufung von Ereignissen bei Energien zwischen 300 keV (dies entspricht der elektronischen Schwelle (CFD)) und 1.5 MeV. Sie resultiert aus elastisch gestreuten Teilchen, die zu kleinen CM - Winkeln mit entsprechend großem Wirkungsquerschnitt gestreut werden und anschließend durch Kleinwinkelstreuung beim Verlassen des Targets in die Akzeptanz des Detektorsystems gelangen. Ein Vergleich mit den experimentellen Daten – vgl. Abb. 5.6 und 5.7 auf den Seiten 81 und 82 – zeigt, daß dieser Effekt eine befriedigende Erklärung für die beobachteten niederenergetischen Strukturen bietet.

Insgesamt liefern die durchgeführten Simulationen eine sehr gute qualitative Beschreibung der gemessenen Spektren. Die experimentelle Situation und die Methode der Analyse sind offensichtlich im Detail verstanden. Die hohe Genauigkeit bei der Rekonstruktion des Streuwinkels (vgl. Abschnitt 5.1) liefert eine bei der großen Winkelakzeptanz des Detektorsystems nicht zu erwartende Detailtiefe in den Energie- bzw. Winkelverteilungen. Die quantitative Analyse der Simulationen und die Extraktion der Wirkungsquerschnitte für die untersuchten Reaktionen folgen im nächsten Abschnitt.

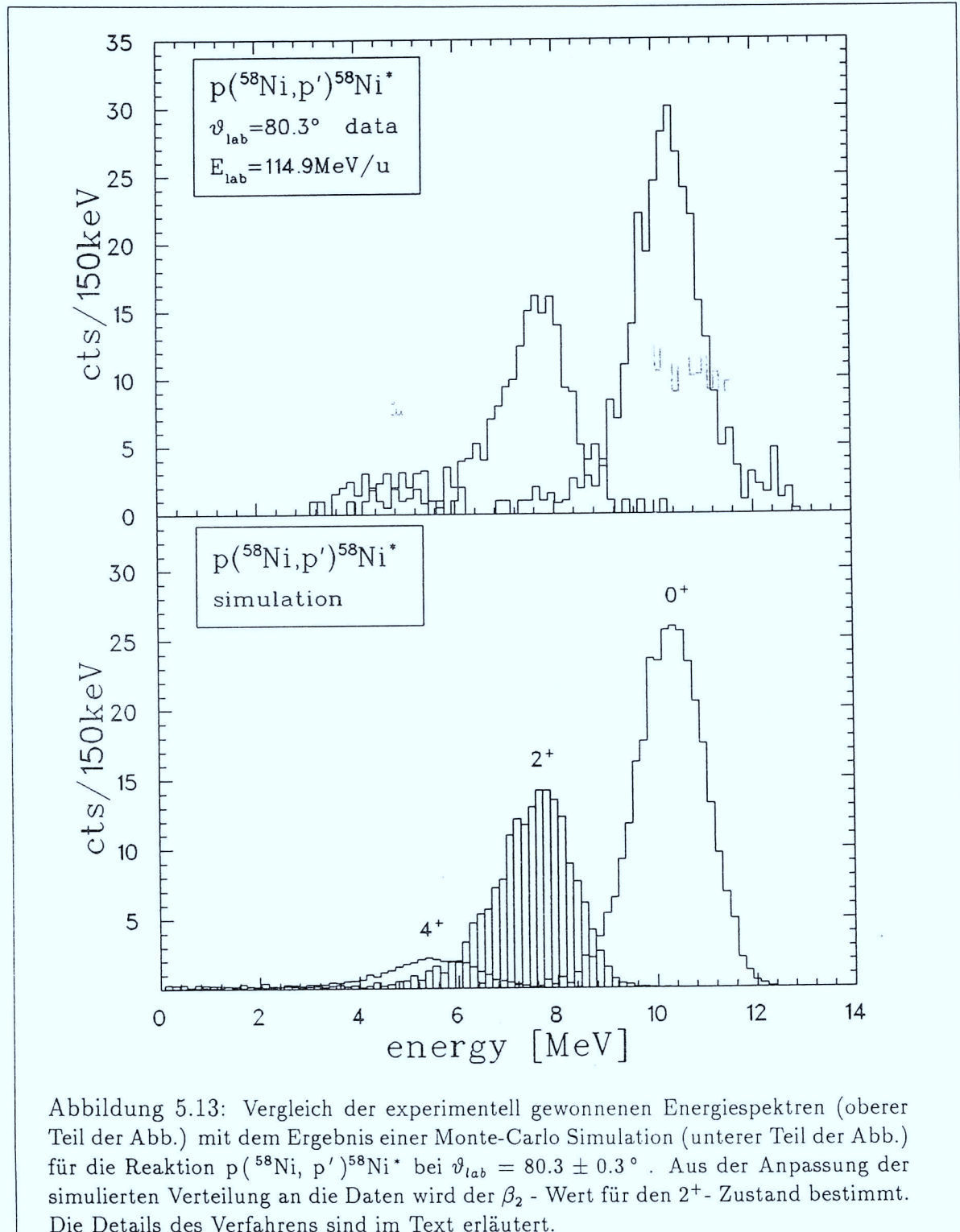
5.4 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und β_2 - Werte

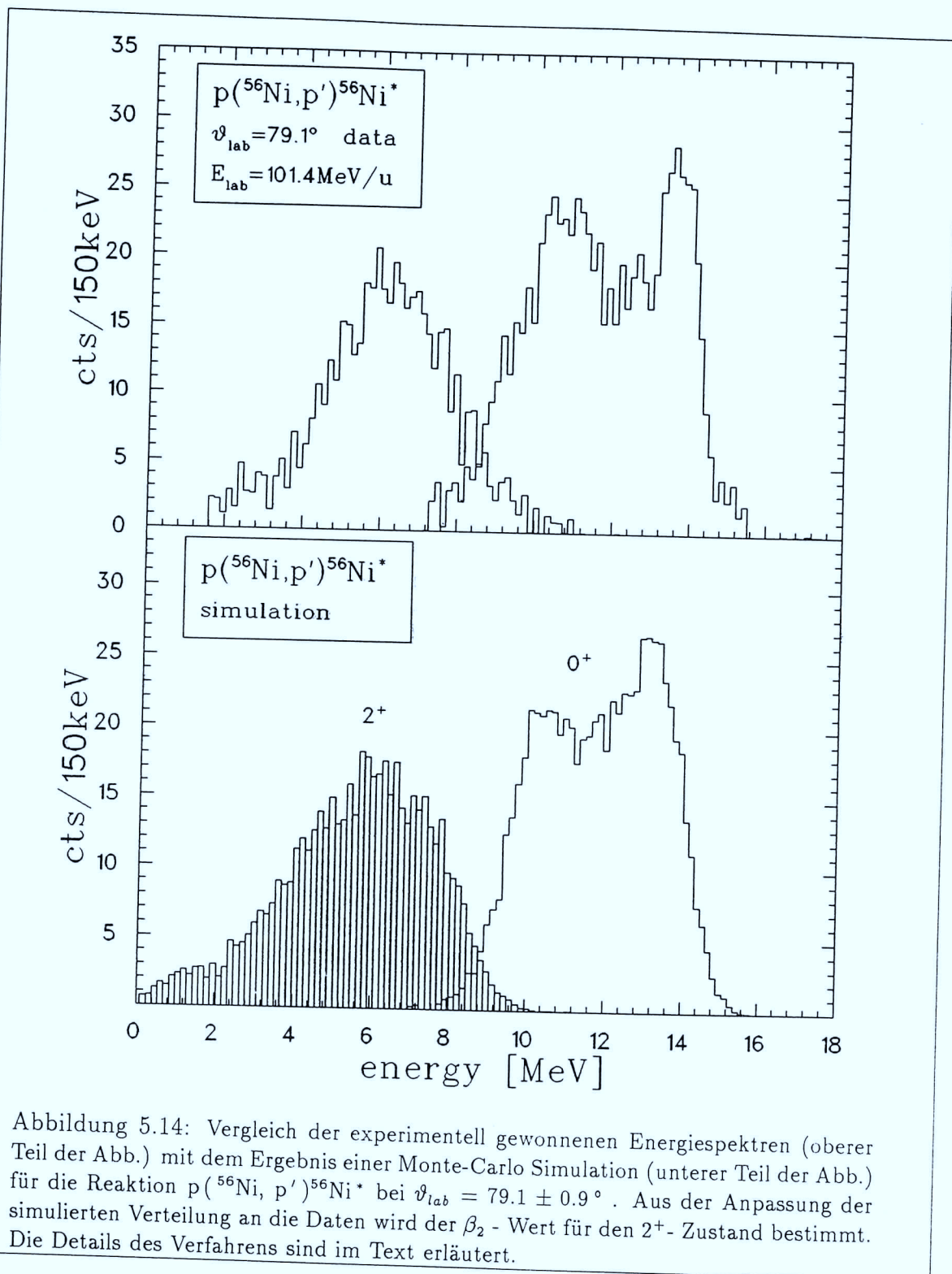
Ziel unseres Experiments war die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die inelastische Protonstreuung zum ersten angeregten 2^+ - Zustand von ^{56}Ni und des zugehörigen $B(E2)$ - Werts. Wegen der in Gleichung(5.4) auf Seite 85 hergeleiteten quadratischen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Deformationslänge $R\beta_2$ gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{CCBA} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{exp} = ((R\beta_2)^{CCBA} / (R\beta_2)^{exp})^2 \quad (5.5)$$

Die Anpassung der simulierten an die experimentell bestimmten Energiespektren mit $(R\beta_2)^{exp}$ als freiem Parameter liefert $(d\sigma/d\Omega)^{exp}$. Zur Absolutnormierung wird die Rate derjenigen Strahlteilchen verwendet, die die in Abschnitt 5.1 definierten Bedingungen erfüllen, um von der Datenanalyse akzeptiert zu werden. Die elastischen Wirkungs-

querschnitte werden analog durch die Anpassung mit einem freien Skalierungsfaktor bestimmt.





Um die Genauigkeit der Methode zu prüfen, werden unterschiedliche Verfahren getestet:

- Vergleich der Maximalwerte der Proton - Gruppierungen in den Energiespektren
- optische Anpassung der mit gleicher Binsize akkumulierten Spektren. Dazu werden die Bilder übereinander gelegt und die Simulation durch Skalierung der Kanalinhalt mit einem globalen Faktor möglichst gut angepaßt
- Vergleich der integralen Inhalte der Proton - Gruppierungen innerhalb der auf 10 % des Maximalwerts der jeweiligen Verteilung abgefallenen Grenzen
- χ^2 - Vergleich der Verteilungen innerhalb der auf 10 % des Maximalwerts abgefallenen Grenzen

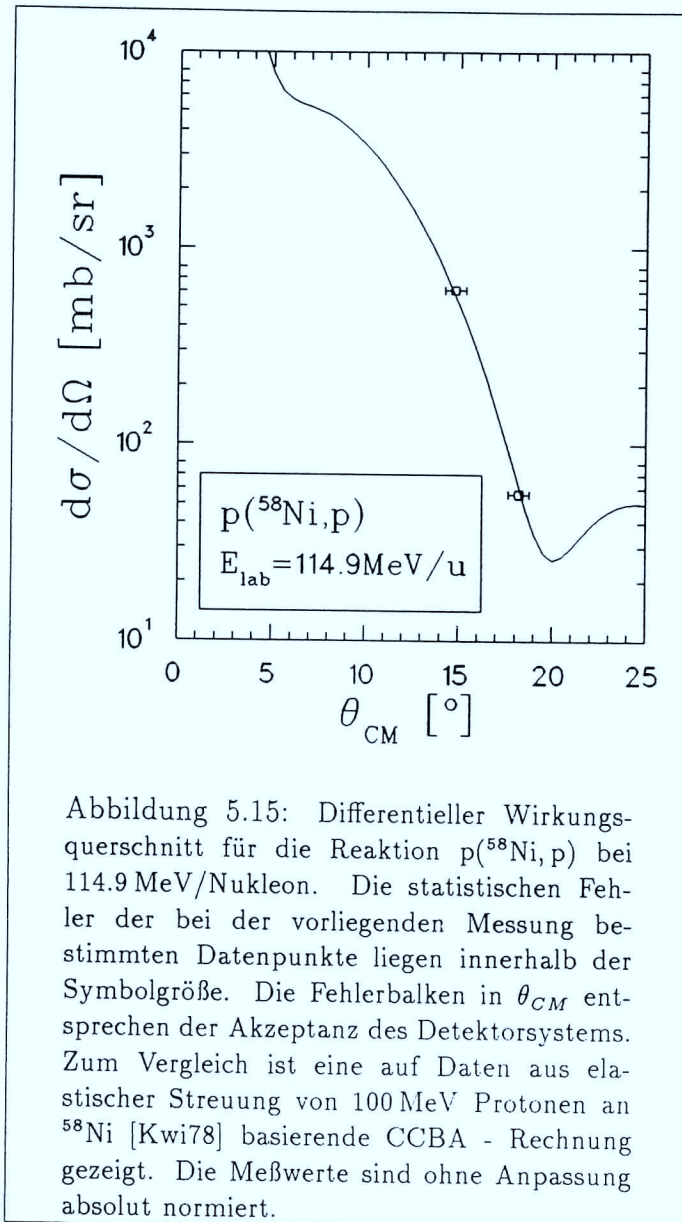
Die Resultate der drei letztgenannten Methoden stimmen innerhalb von 5 % überein, lediglich bei der Analyse des 4^+ - Zustands im ^{58}Ni zeigen sich größere Schwankungen. Die Aussagekraft der experimentellen Verteilung (vgl. Abb. 5.6 auf Seite 81) ist in diesem Fall durch die geringe Statistik allerdings stark eingeschränkt. Der direkte Vergleich der „Peakhöhen“ ist wegen der Breite der Verteilungen und ihrer intrinsischen Struktur am wenigsten signifikant. Die weitere Analyse wurde mit dem Ergebnis des χ^2 - Tests durchgeführt, das Ergebnis der Anpassung zeigen die Abb. 5.13 und 5.14. Die extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 5.2 angegeben, wobei die Werte sich jeweils auf die Mitte des bei der Messung überdeckten Winkelintervalls beziehen. Die beiden für ^{58}Ni gemessenen elastischen Werte¹³ ermöglichen dabei einen guten Test der Methode, da sie direkt mit Literaturwerten aus Ref. [Kwi78] verglichen werden können. Abb. 5.15 zeigt die innerhalb des statistischen Fehlers exzellente Übereinstimmung der in der vorliegenden Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte mit der auf Daten aus elastischer Streuung von 100 MeV Protonen an ^{58}Ni [Kwi78] basierenden CCBA - Rechnung, ohne daß eine Anpassung der Absolutnormierung durchgeführt wurde. Meßmethode und Datenanalyse werden durch diesen Konsistenzcheck bestätigt.

Neben den statistischen Fehlern haften den Meßpunkten verschiedene systematische und analysebedingte Fehler an. Die wichtigsten Fehlerquellen sind:

- die Absolutnormierung durch die auf dem Trackingdetektor PSD1 innerhalb der in Abschnitt 5.1 definierten Bedingungen detektierten Strahlteilchen
- die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Raumwinkels, vgl. Fußnote 11 auf Seite 88
- die Flugzeit/Energie - Analyse zur Teilchenidentifikation
- die Subtraktion des niederenergetischen Untergrunds aus Ni + C - Reaktionen
- die Rekonstruktion des Streuwinkels

¹³bei $\vartheta_{lab} = 81.7^\circ$ und $\vartheta_{lab} = 80.3^\circ$.

- die Genauigkeit der Strahlenergie
- die Genauigkeit der optischen Modell- und CCBA - Rechnungen
- der χ^2 - Vergleich der simulierten mit den experimentellen Spektren



Die meisten dieser Unsicherheiten können nur geschätzt werden. Die Einflüsse bestimmter Fehlerquellen können dabei durchaus unterschiedlich sein für die verschiedenen untersuchten Reaktionen. Ferner ist zu unterscheiden zwischen Fehlern, die sich direkt im experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt niederschlagen wie bspw. eine

Ungenauigkeit in der Absolutnormierung, und Fehlern, die lediglich Abweichungen in der Form der Spektren erzeugen, bspw. die Rekonstruktion des Streuwinkels aus der Energie der nachgewiesenen Teilchen.

Tabelle 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die untersuchten Reaktionen in mb/sr mit den relativen Fehlern in %, aufgeschlüsselt nach einzelnen Beiträgen. Die jeweiligen Fehlerquellen sind in der ersten Spalte angegeben, die letzte Zeile zeigt die quadratisch aufsummierten Werte. Die angegebenen Winkel sind als Mittelwerte der bei der Messung überdeckten Winkelbereiche zu verstehen. Analog beziehen sich die Wirkungsquerschnitte auf die Mitte des jeweiligen Intervalls.

Reaktion	$p(^{58}\text{Ni}, p')^{58}\text{Ni}^*$				$p(^{56}\text{Ni}, p')^{56}\text{Ni}^*$	
	ϑ_{lab}	$80.3 \pm 0.3^\circ$			$79.1 \pm 0.9^\circ$	
Zustand	g.s.	g.s.	2^+	4^+	g.s.	2^+
$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	611.3	55.9	22.5	2.4	20.5	18.5
Statistik	3.7	3.4	5.1	18.6	3.6	4.3
Normierung	<0.1	<0.1	<0.1	<0.1	<0.1	<0.1
E/TOF(p)	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Untergrundsubtraktion	13.0	7.0	12.0	32.0	7.0	12.0
ϑ_{lab} - Rekonstruktion	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Strahlenergie	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
CCBA	5.0	5.0	3.0	3.0	11.0	3.0
χ^2 -Vergleich	2.0	2.0	2.0	10.0	5.0	4.0
Summe [%]	14.9	10.0	13.9	34.1	14.8	13.9

Tabelle 5.2 listet die Beiträge der angeführten Fehlerquellen und deren quadratische Summe für die einzelnen Meßpunkte auf und gibt ein Maß für die Genauigkeit der bestimmten Wirkungsquerschnitte (angegeben in mb/sr in der obersten Zeile). Der statistische Fehler ergibt sich aus den integrierten Gesamtzählraten der experimentell bestimmten Spektren und liegt – mit Ausnahme des „schwachen“ 4^+ - Werts für ^{58}Ni – bei $\leq 5.1\%$. Die oben beschriebene Normierung auf den PSD1 - Zähler kann als sehr zuverlässig angesehen werden (vgl. Abb. 5.15). Vergleichsmessungen mit einem Sekundärelektronen - Detektor bei Raten zwischen etwa 10 000 und einigen 100 000 Ni - Ionen pro Sekunde ergaben keinerlei Hinweis auf Schwankungen in der Nachweiseffizienz des Szintillators. Ebenfalls vernachlässigbar sind die in die Normierung eingehenden Unsicherheiten durch die Fehler bei der Raumwinkelbestimmung. Wie in Abschnitt 5.3 erläutert, lieferte das Monte-Carlo Programm innerhalb der Statistik keine erkennbaren Abweichungen beim Übergang von der exakten Geometrie zum ringförmigen System. Bei der Analyse der Energie - Flugzeitspektren (vgl. Abb. 4.6 auf Seite 64) ist der nicht abtrennbare Deuteronen - Untergrund kleiner als 0.1 %. Der Einfluß der Abtrennung des hochenergetischen Untergrunds wird auf 1 % geschätzt. Diese

Werte sind in Tabelle 5.2 unter dem Begriff „E/TOF(p)“ zusammengefaßt. Etwa den gleichen Beitrag kann man von der ϑ_{lab} - Rekonstruktion erwarten. Er entsteht im wesentlichen bei der Zuordnung der Ereignisse als elastisch bzw. inelastisch gestreute Protonen (vgl. Abb. 5.5 auf Seite 80) anhand der Tracking - Daten.

Den größten Beitrag zum Fehler liefert die Subtraktion des im Energiebereich von 0 – 18 MeV detektierten Untergrunds (vgl. Abschnitt 5.1.1). Abhängig von der Stärke des jeweiligen Zustands liegen die Verhältnisse der Zählraten (normiert) vom $(CH_2)_n$ - Target und ^{12}C - Target zwischen den Werten 5 (für die elastische Streuung) und 1.5 (für den 4^+ - Zustand im ^{58}Ni). Dementsprechend ergibt sich für die integralen Inhalte der untergrundsubtrahierten Spektren ein Fehler zwischen 7% und 32%. Etwas aus der Reihe fällt der Meßwert für elastische Streuung am ^{58}Ni bei $\vartheta_{lab} = 81.7^\circ$, weil bei dieser Einstellung keine Vergleichsmessung mit Kohlenstofftarget durchgeführt worden war. Die Untergrundsubtraktion basiert hier auf einer Extrapolation der Daten bei $\vartheta_{lab} = 80.3^\circ$. Außerdem konnte der 2^+ - Zustand – im Vergleich zum Grundzustand bei diesem Winkel um etwa 2 Größenordnungen schwächer – nicht sauber aus den Trackingdaten identifiziert (vgl. Abschnitt 5.1.2) werden, weswegen auf die Angabe eines Werts verzichtet wird.

Die Strahlenergie wurde im vorliegenden Experiment nicht direkt gemessen. Sie läßt sich aber aus der Messung der $B\rho$ - Werte ableiten. Die Magneteinstellungen werden durch Hallsonden mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-4} bestimmt. Der Bahnradius eines Primärstrahls mit definierter Energie (SIS-Strahlunschärfe $\simeq 0.2\%$) kann mit Hilfe einer MWPC auf etwa 0.15% festgelegt werden. Auf Basis dieser Messungen läßt sich die Energie eines Fragmentstrahls mit einer Genauigkeit von $\simeq 0.25\%$ berechnen. Für die Energieunschärfe des Strahls wurden die Resultate von ATIMA - und MOCADI - Rechnungen, die Werte von $\Delta E \simeq 1\%$ vorhersagen¹⁴, verwendet. Die Ungenauigkeit findet über die Kinematik der untersuchten Reaktionen und die CCBA - Rechnungen Eingang in die Monte-Carlo Simulationen. Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte bedeutet dies einen Fehler von $\simeq 3\%$.

Die Monte-Carlo Simulationen beinhalten weitere Fehlerquellen, die allerdings quantitativ schwer zu beurteilen sind. In Ref. [Woo84] wird bspw. festgestellt, daß die CCBA - Vorhersagen die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte gerade in den Minima der elastischen Winkelverteilungen um bis zu 25% unterschätzen. Dagegen ist die Beschreibung experimenteller Daten im Bereich des ersten Diffraktionsmaximums – sowohl für elastische als auch für inelastische Streuung – i.d.R. von hervorragender Qualität. Im vorliegenden Fall wird deshalb dieser Beitrag für die elastische Streuung am ^{56}Ni , wo gerade das erste Diffraktionsminimum der Winkelverteilung überdeckt ist, auf 11% geschätzt. Die elastischen Meßpunkte beim ^{58}Ni liegen bereits zwischen Maximum und Minimum, der Fehler wird hier mit 5% angenommen, in den anderen Fällen mit 3%. Dazu addiert sich die Unsicherheit aus dem χ^2 - Vergleich.

¹⁴dieser Wert setzt sich zusammen aus der Unschärfe des SIS - Strahls in Höhe von 0.2% und der in der durchquerten Materie entstehenden Energieverluststreuung ($\simeq 1\%$, vgl. Tabelle 3.2 auf Seite 53).

Tabelle 5.3: β_2 - Werte aus der vorliegenden Messung im Vergleich mit Literaturwerten für die ersten 2^+ - Zustände in ^{56}Ni und ^{58}Ni . Die in Klammern angegebenen Fehler beinhalten statistische und systematische Beiträge (vgl. Tab. 5.2). Referenz ^c gibt keine Fehler an.

Isotop	diese Arbeit	Coulomb - anregung ^a	^{16}O - streuung ^b	^{18}O - streuung ^c	Elektron - streuung ^d
^{58}Ni	0.222 (15)	0.187 (20)	0.202 (11)	0.199 (-)	0.203 (5)
^{56}Ni	0.210 (15)	--	--	--	--

^a Referenz [Ste62]

^b Referenz [Chr73]

^c Referenz [Vid76]

^d Referenz [Dug67]

Der insgesamt resultierende Fehler für die extrahierten Wirkungsquerschnitte liegt zwischen 10 % und 34 %; für die beiden ^{56}Ni - Werte bei unter 15 %, wobei sich der rein statistische Anteil unter 4.3 % bewegt. Die Hauptbeiträge rühren von der Ungenauigkeit der CCBA - Vorhersage und der Subtraktion des niederenergetischen Untergrunds aus $\text{Ni} + \text{C}$ - Reaktionen her. Aus den durch den Fit der experimentellen Spektren bestimmten Deformationslängen $R\beta_2$ kann nach geeigneter Wahl von R (vgl. Abschnitt 5.2 und Gleichung 5.4 auf Seite 85) der Deformationsparameter des optischen Potentials β_2 extrahiert werden. In der vorliegenden Analyse wurde für R der Halbwertsradius des reellen Teils des optischen Potentials, $R = 1.228 A^{1/3} \text{ fm}$, verwendet. Die auf diese Weise bestimmten β_2 - Werte sowie einige Vergleichswerte aus der Literatur sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Die Fehler – sie belaufen sich wegen $d\sigma/d\Omega \propto \beta_2^2$ auf die Hälfte der Fehler für die Wirkungsquerschnitte – sind in Klammern angegeben. Wie bereits auch aus Abb. 5.15 ersichtlich, zeigen die ^{58}Ni - Daten eine sehr gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten, was einen guten Test auf eventuell nicht berücksichtigte systematische Fehler in der Absolutnormierung und der Bestimmung der Akzeptanz darstellt. Die Methode der Datenanalyse und die neu bestimmten Werte für das doppeltmagische, instabile ^{56}Ni liegen auf einem dementsprechend hohen Konfidenzniveau.

Das folgende Kapitel versucht eine Einordnung der gewonnenen Werte in existierende Systematiken und Theorien.

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse

6.1 Bestimmung der $B(E2)$ - Werte und Vergleich mit Systematiken

Die ersten angeregten Zustände von Kernen mit geraden Neutron- und Protonzahlen (*gg-Kerne*) können, von wenigen Ausnahmen¹ abgesehen, sämtlich als $J^\pi = 2^+$ charakterisiert werden. Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2)\downarrow$ dieser angeregten Zustände zum 0^+ - Grundzustand des jeweiligen Kerns überschreitet in der Regel den entsprechenden Einteilchenwert ($B(E2)\downarrow^{sp} = 5.94 \cdot 10^{-2} A^{4/3} e^2 \text{fm}^4$, vgl. Abschnitt 6.1.3 und Ref. [Ram89]) um ein Vielfaches, was ein starkes Indiz für den kollektiven Charakter des 2^+ - Zustands ist. Eine Abweichung von diesem Verhalten zeigt sich jedoch in der Nähe von Schalenabschlüssen. Speziell die doppelt magischen Kerne zeichnen sich durch überdurchschnittlich hohe Anregungsenergien für den ersten 2^+ - Zustand und sehr kleine $B(E2)\downarrow$ - Werte aus, die zum Teil im Bereich der Vorhersagen des Einteilchenmodells liegen. Die 2^+ - Zustände dieser Kerne weisen offensichtlich weniger kollektiven als vielmehr Einteilchencharakter auf.

Von besonderem Interesse ist nun die Frage, wie sich der ^{56}Ni - Kern, durch dessen Untersuchung im Rahmen der vorliegenden Arbeit jetzt Meßdaten für einen doppelten Schalenabschluß außerhalb des Stabilitätstals ($1f_{7/2} - 1f_{7/2}$) zur Verfügung stehen, in die existierenden Systematiken und theoretischen Arbeiten einordnet. Dieser Fragestellung wird in den folgenden Abschnitten nachgegangen. Als Grundlage für die Diskussion dienen die Referenzen [Ram87, Ram89] und die darin angegebenen Literaturstellen.

¹ ^{14}C , $^{14,16}\text{O}$, ^{40}Ca , ^{68}Ni , ^{72}Ge , $^{90,96,98}\text{Zr}$, ^{98}Mo , ^{146}Gd , ^{208}Pb .

6.1.1 $2^+ \rightarrow 0^+$ - Übergänge

Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2) \downarrow \propto \sum_{\mu} | \langle 00 | Q_{2\mu} | 2\mu \rangle |^2$ eines Kerns² vom ersten angeregten 2^+ - Zustand zum 0^+ - Grundzustand durch die Emission von $E2$ - Strahlung ist gegeben durch [Ram89]:

$$B(E2) \downarrow = (8.164 \cdot 10^2) E_x^{-5} \tau_{\gamma}^{-1} \quad [e^2 \text{fm}^4] \quad (6.2)$$

wo E_x die Anregungsenergie des 2^+ - Zustands in MeV und τ_{γ} die mittlere Lebensdauer in Pikosekunden (ps) ist. $B(E2) \downarrow$ - Werte sind also über die Messung der Lebensdauern von Kernzuständen experimentell zugänglich und damit modellunabhängig. Neben der direkten Messung durch verzögerte Koinzidenzen kann τ_{γ} mit Dopplereffekt - Methoden und Verfahren, die die Abschwächung der Dopplerverschiebung der von einem bewegten Kern emittierten γ - Linie ausnutzen, bestimmt werden. Weitere Standardmethoden zur Messung von $B(E2)$ - Werten sind inelastische Elektronstreuung und Coulomb-Anregung. Die erreichbaren Lebensdauern liegen im Bereich $\tau_{\gamma} > 0.1$ ps. Eine kurze Beschreibung der einzelnen Verfahren findet sich in Ref. [May84], mehr im Detail in den in Ref. [Ram87] zitierten Originalarbeiten.

Tabelliert sind üblicherweise reduzierte Anregungswahrscheinlichkeiten, welche für den Übergang eines 0^+ - in einen λ^+ - Zustand mit den entsprechenden Zerfallswahrscheinlichkeiten durch

$$B(E\lambda) \uparrow = (2\lambda + 1) B(E\lambda) \downarrow \quad (6.3)$$

verbunden sind. Die im folgenden mit „ $B(E2)$ “ bezeichneten Werte sind $B(E2) \uparrow$ - Werte mit $B(E2) \uparrow = 5 B(E2) \downarrow$.

Für deformierte Kerne mit intrinsischem Quadrupolmoment³ Q_0 wird $B(E2)$ durch

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad (6.5)$$

beschrieben.

²der $E2$ - Übergänge induzierende Quadrupoloperator ist gegeben durch [May84]

$$Q_{2\mu} = e \sum_{i=1}^Z r_i^2 Y_{2\mu}(\vartheta_i, \varphi_i) \quad (6.1)$$

wobei über alle Proton - Koordinaten r_i summiert wird.

³das „innere“ Quadrupolmoment Q_0 eines im körperfesten Koordinatensystem (x,y,z) in z -Richtung deformierten Kerns ist gegeben durch:

$$Q_0 = \langle \chi | \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) d\tau | \chi \rangle \quad (6.4)$$

wobei χ die inneren Kern-Wellenfunktionen sind. Da das spektroskopische Quadrupolmoment Q für Kerne mit Drehimpuls 0 oder 1/2 verschwindet (Wigner-Eckart Theorem), ist die Größe Q_0 für den Grundzustand von gg-Kernen keine Observable. Sie tritt aber auf in den Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Rotationszuständen.

Eine zwar modellabhängige, wegen ihrer Anschaulichkeit jedoch sehr nützliche Größe ist der *Deformationsparameter* β' . Beschreibt man den Kern als homogen geladenes Rotationsellipsoid der Ladung Ze mit den Halbachsen a und b so steht

$$\beta' = 1.06 \cdot 2 \frac{|b - a|}{b + a} \quad (6.6)$$

in guter Näherung [Ram87] wie folgt mit $B(E2)$ in Beziehung:

$$\beta' = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} [B(E2)/e^2]^{1/2} \quad (6.7)$$

Dabei werden $\frac{1}{2}(a+b) \simeq R_0 = 1.2 \text{ fm} A^{1/3}$ und $B(E2)$ in Einheiten von $e^2 \text{ fm}^4$ verwendet⁴.

Die uns besonders interessierenden doppelt magischen Kerne weisen keine permanente Deformation auf und können in einer klassischen Betrachtungsweise mit kugelförmigen Flüssigkeitstropfen verglichen werden. Angeregte Zustände entsprechen in diesem Modell Schwingungen der Oberfläche eines solchen Tropfens, die durch

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu*}(\vartheta, \varphi) \right] \quad (6.8)$$

beschrieben werden können. Wenn man sich auf die niedrigste interessierende Ordnung $\lambda = 2$ und kleine Deformationen beschränkt, dann führt jede der Amplituden $a_{2\mu}$ harmonische Schwingungen aus, die durch die träge Masse des Systems und die rückstellende Kraft charakterisiert sind. Es kann gezeigt werden (z.B. [May84, Ram87, Sat83]), daß für derartige Anregungen ebenfalls in guter Näherung der in Formel 6.7 gegebene Zusammenhang zwischen $B(E2)$ - Wert und Deformationsparameter β' gilt. β' beschreibt hier die Amplitude der Quadrupolschwingung der Kernoberfläche.

Es ist zu beachten, daß der Deformationsparameter β' nicht identisch ist mit der im letzten Kapitel eingeführten Größe β_2 , welche die Deformation des optischen Potentials beschreibt. Im Fall des ^{58}Ni - Kerns liegt jedoch eine ganze Reihe von $B(E2)$ - Wert Messungen (vgl. Ref. [Ram87] und Quellenangaben darin) vor, durchgeführt mit verschiedenen experimentellen Methoden wie Coulombanregung, Elektronstreuung, Resonanzfluoreszenz oder Dopplerverschiebung. Eine entsprechend hohe Genauigkeit weist der aus diesen Messungen unter Verwendung von Gleichung(6.7) bestimmte Wert von $\beta'(^{58}\text{Ni}) = 0.1828(26)$ auf, der zur Normierung des im vorliegenden Experiment extrahierten Werts von $\beta_2(^{58}\text{Ni}) = 0.222(15)$ verwendet werden kann. Es ergibt sich ein Faktor $\beta_2/\beta' = 1.214(84)$. Um dieses Ergebnis zur Bestimmung des unbekanntenen $\beta'(^{56}\text{Ni})$ verwenden zu können, muß man zunächst die physikalisch signifikante Größe, die Deformationslänge $R_0\beta'$ (bzw. $R\beta_2$ für das optische Potential), betrachten. Weil die beiden hier auftretenden Radien R_0 und R beide lediglich mit der üblichen $A^{1/3}$ - Abhängigkeit variieren (vgl. die CCBA - Rechnungen in Abschnitt 5.2: $r_R(^{58}\text{Ni}) = r_R(^{56}\text{Ni}) = 1.228 \text{ fm}$), liefert das Verhältnis $R\beta_2/R_0\beta'$ (analog β_2/β') für

⁴durch Einsetzen des Einteilchenwerts $B(E2) \uparrow^{s.p.} = 0.297 A^{4/3} e^2 \text{ fm}^4$ ergibt sich der Einteilchen - Deformationsparameter $\beta^{s.p.} = 1.59/Z$.

beide Ni - Isotope den gleichen Wert. Der oben für ^{58}Ni extrahierte Normierungsfaktor läßt sich also auch für ^{56}Ni verwenden. Auf diese Weise wird $\beta'(^{56}\text{Ni})$ zu 0.173(17) bestimmt.

Daß das Verfahren sinnvoll ist, kann anhand der $^{48}\text{Ti}(p, p')$ - Daten aus Ref. [Woo84] gezeigt werden. Dort wird für den ersten angeregten 2^+ - Zustand von ^{48}Ti $\beta' = 0.200(6)$ bestimmt. Die Normierung einer mit dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Code CHUCK durchgeführten Coupled-Channel Rechnung auf die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte (vgl. Abb. 3.4 auf Seite 31) liefert $\beta_2(^{48}\text{Ti}) = 0.243(2)$. Der in Klammern angegebene Fehler resultiert aus der optischen Anpassung der berechneten an die gemessene Winkelverteilung. Das Verhältnis $\beta_2(^{48}\text{Ti})/\beta'(^{48}\text{Ti}) = 1.215(38)$ stimmt innerhalb der Fehler mit dem oben für ^{58}Ni abgeleiteten Wert sehr gut überein.

6.1.2 $N, Z = 28$ Bereich

Aus den bestimmten β' - Werten für ^{58}Ni und ^{56}Ni lassen sich im Rahmen der im letzten Abschnitt diskutierten, einfachen Modellvorstellungen $B(E2)$ - Werte ableiten. Mit Gleichung(6.7) erhält man

$$\begin{aligned} B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+, ^{56}\text{Ni}) &= 595(117)e^2\text{fm}^4 \\ B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+, ^{58}\text{Ni}) &= 695(137)e^2\text{fm}^4 \end{aligned}$$

wobei der ^{58}Ni - Wert per Definition dem Literaturwert aus Ref. [Ram87] entspricht. Im rechten Teil von Abb. 6.1 ist die im Kapitel 3 auf Seite 29 gezeigte $B(E2)$ - Wert Systematik für Kerne mit N oder $Z = 28$ aufgegriffen und mit den in der vorliegenden Arbeit bestimmten Werten für $^{56,58}\text{Ni}$ verglichen. Alle Werte sind mit ihren totalen Fehlern angegeben. Der linke Teil der Abb. zeigt als komplementäre Information⁵ die entsprechenden Anregungsenergien E_x [Ram87]. Bei den beiden doppelt magischen Kernen ^{48}Ca und ^{56}Ni liegt der erste angeregte 2^+ - Zustand deutlich höher (etwa um den Faktor 2) als bei den „halbmagischen“. Umgekehrt ist der $B(E2)$ - Wert für ^{48}Ca mit $84(28)e^2\text{fm}^4$ verhältnismäßig klein, der Einteilchenwert liegt mit $B(E2, ^{48}\text{Ca})^{s.p.} = 52e^2\text{fm}^4$ nur geringfügig darunter.

Die Situation für ^{56}Ni stellt sich etwas anders dar. Trotz der hohen Anregungsenergie von $E_x = 2.701(3)$ MeV bewegt sich der extrahierte $B(E2)$ - Wert mit $595(117)e^2\text{fm}^4$ eher im Bereich der anderen Ni - Isotope, während der Einteilchenwert $B(E2, ^{56}\text{Ni})^{s.p.} = 64e^2\text{fm}^4$ fast eine Größenordnung kleiner ist.

Über die zu erwartende totale Übergangsstärke gibt eine Summenregel für die energiegewichteten Stärken (EWSR) Aufschluss. Sie ist gegeben durch [Sat83]:

$$\begin{aligned} S(I) &= \sum E_x \cdot B(E2)\dagger \\ &= 30e^2(\hbar^2/8\pi m) AR_0^2 \end{aligned} \quad (6.9)$$

⁵es läßt sich zeigen [May84], daß $B(E2) \propto E_x^{-1}$.

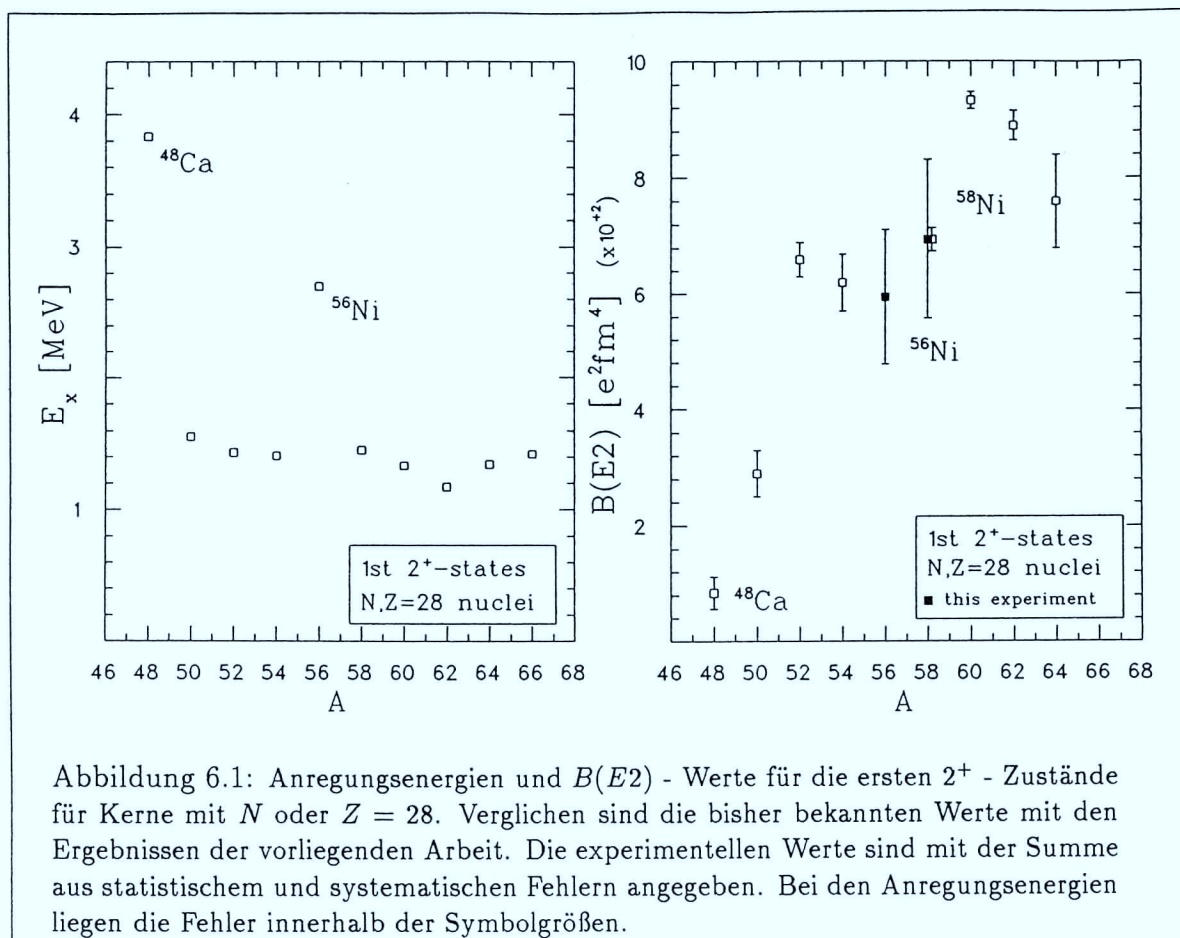


Abbildung 6.1: Anregungsenergien und $B(E2)$ - Werte für die ersten 2^+ - Zustände für Kerne mit N oder $Z = 28$. Verglichen sind die bisher bekannten Werte mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit. Die experimentellen Werte sind mit der Summe aus statistischem und systematischen Fehlern angegeben. Bei den Anregungsenergien liegen die Fehler innerhalb der Symbolgrößen.

wobei m die Nukleonmasse und $R_0 = 1.2A^{1/3}\text{fm}$ ist. Für den Kern ^{56}Ni ergibt sich $S(I) = 5.848 \text{ MeVe}^2\text{b}^2$, der Wert des niedrigsten $E2$ - Übergangs beträgt $0.161(32) \text{ MeVe}^2\text{b}^2$, d.h. $2.75(54)\%$. Den isoskalaren Anteil der Gesamtsumme beschreibt

$$S(II) = S(I)(Z/A)^2 \quad (6.10)$$

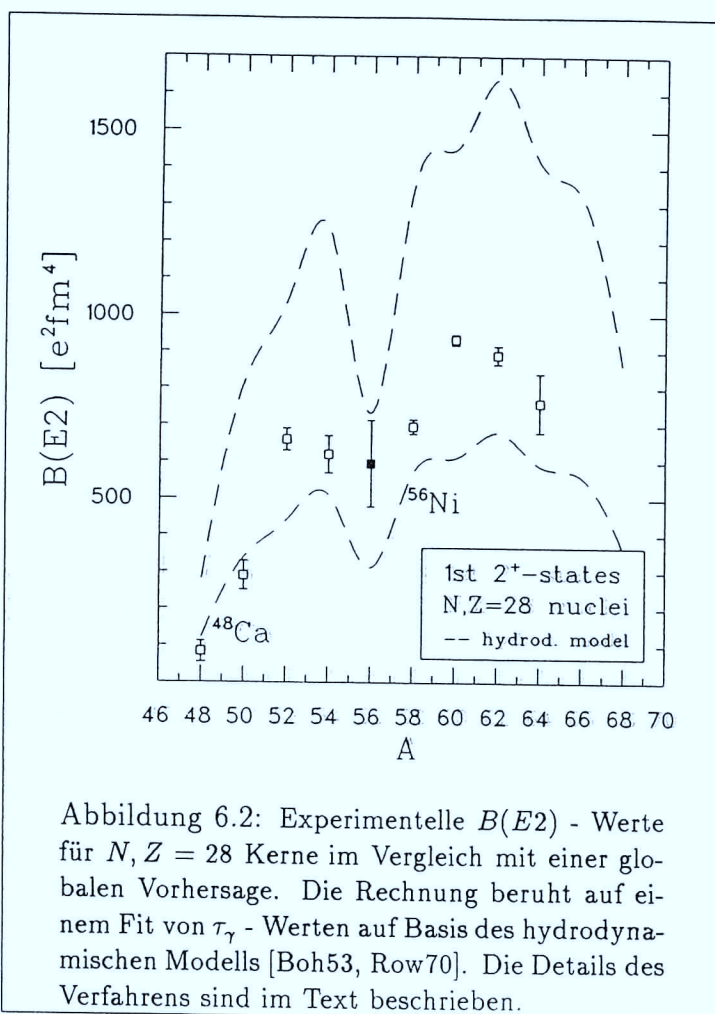
Für ^{56}Ni bedeutet dies $S(II) = 1/4 S(I) = 1.464 \text{ MeVe}^2\text{b}^2$. Trotz des für einen doppelt magischen Kern ungewöhnlich großen $B(E2)$ - Werts schöpft der 2^+ - Übergang also lediglich $11(2)\%$ der isoskalaren Summenregel aus. Dies gilt für die meisten der bekannten $2^+ \rightarrow 0^+$ - Übergänge. Das Hinzuzählen von weiteren 2^+ - Stärken bringt in der Regel höchstens eine Verdopplung dieses Werts. Die fehlende Übergangsstärke findet sich normalerweise in der Quadrupolriesenresonanz.

Im folgenden wird untersucht, wie sich die experimentellen Werte von ^{56}Ni in die relevanten Systematiken einordnen. In Anlehnung an Ref. [Ram88, Ram89] wird zwischen globalen, lokalen und regionalen Systematiken unterschieden.

Die globalen Systematiken untersuchen die Abhängigkeit der mittleren Lebensdauer τ_γ des niedrigsten 2^+ - Zustands von seiner Anregungsenergie E_x . Der entsprechende

$B(E2)$ - Wert ist über Gleichung(6.2) mit τ_γ verbunden. Im Rahmen des von Bohr und Mottelson [Boh53, Row70] entwickelten *hydrodynamischen Modells* mit wirbelfreiem Fluß ergibt sich sowohl für die Rotation eines axialsymmetrisch deformierten als auch für kleine harmonische Vibrationen eines sphärischen Kerns

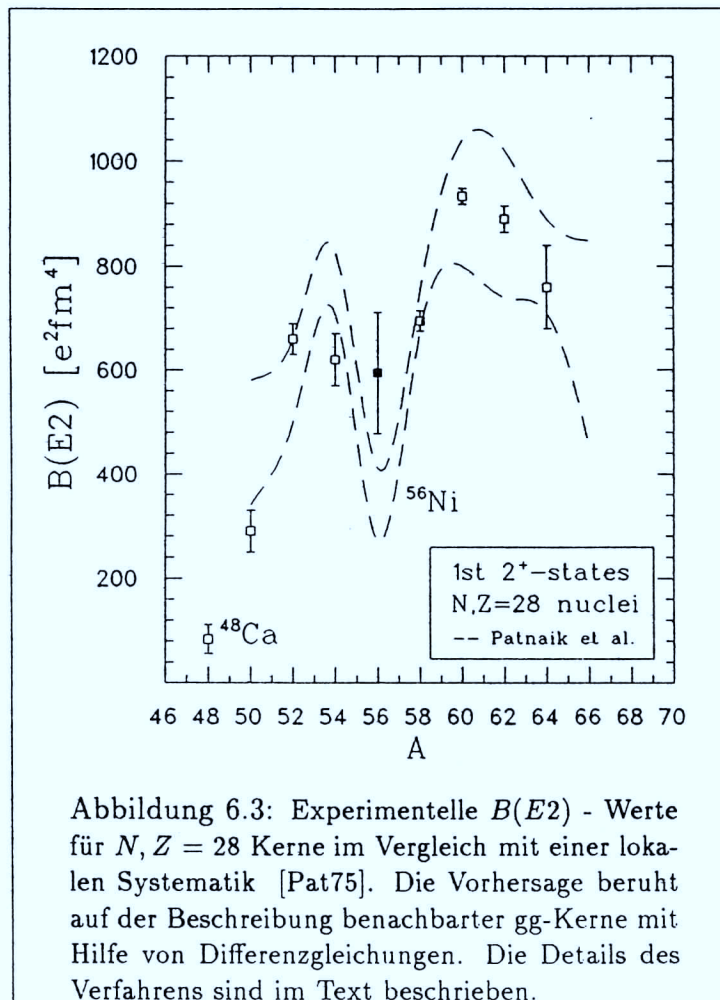
$$\tau_\gamma \propto E_x^{-4} Z^{-2} A^{1/3} \quad (6.11)$$



$\tau_\gamma \propto Z^{-2}$ folgt aus der Proportionalität der elektromagnetischen Wechselwirkung zu Z . Die Abhängigkeit von E_x^{-4} ergibt sich aus der Annahme von harmonischen Schwingungen für einen sphärischen Kern bzw. der Tatsache, daß in einem deformierten Kern das Trägheitsmoment eines intrinsischen Zustands proportional zum Quadrat der Deformation ist. Mit der angegebenen Beziehung kann ein Fit aller bekannten τ_γ - Daten durchgeführt werden (wobei Kerne mit abgeschlossenen Schalen wegen ihrer überdurchschnittlich hohen Anregungsenergie nicht berücksichtigt werden). Mit

$$\tau_\gamma = 5.94 \cdot 10^{14} E_x^{-4} Z^{-2} A^{1/3} \quad (6.12)$$

liegen 68% der Verhältnisse von berechnetem/experimentellem τ_γ zwischen 0.5 und 2.0. In Ref. [Ram89] konnten alle existierenden τ_γ - Werte mit einem Wert von 5.94 ± 2.43 für die multiplikative Konstante in Gleichung(6.12) gefittet werden. Abb. 6.2 zeigt die mit Gleichung(6.2) auf Basis dieses Fits extrahierten $B(E2)$ - Werte für die Kerne mit N oder $Z = 28$. Trotz der Tatsache, daß die doppelt magischen Kerne ^{56}Ni und ^{48}Ca nicht in den Fit eingeschlossen wurden, wird der globale Verlauf der experimentell bestimmten $B(E2)$ - Werte gut beschrieben. In Übereinstimmung mit den Daten prognostiziert Gleichung(6.12) für den ^{48}Ca - Bereich kleinere Werte als für den ^{56}Ni - Bereich.



Die experimentellen Daten sowie die Vorhersagen globaler Systematiken zeigen, daß Anregungsenergien und $B(E2)$ - Werte für die ersten 2^+ - Zustände von gg-Kernen (außer in der Nähe abgeschlossener Schalen) keine starken Variationen aufweisen (vgl. Abb. 6.1). Diese Beobachtung wurde zuerst von C. Ross und R. Bhaduri [Ros72] genutzt, um mit Hilfe von Differenzgleichungen die $B(E2)$ - Werte benachbarter gg-Kerne (d.h. $\Delta(N, Z) = 2$) zu beschreiben. Die Methode wurde aufgegriffen und erweitert von

R. Patnaik et al. [Pat75]. Sie finden, daß für die Anregungsenergien E_x und die $B(E2)$ - Werte folgende Zusammenhänge gelten:

$$\begin{aligned} E_x(N, Z) + E_x(N + 2, Z + 2) \\ - E_x(N + 2, Z) - E_x(N, Z + 2) \simeq 0 \end{aligned} \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} B(E2; N, Z) + B(E2; N + 2, Z + 2) \\ - B(E2; N + 2, Z) - B(E2; N, Z + 2) \simeq 0 \end{aligned} \quad (6.14)$$

In Ref. [Ram88] konnte gezeigt werden, daß 64% der bekannten Anregungsenergien in einem Band von $\pm 10\%$ um die auf diese Weise berechneten Werte liegen. Die Differenzgleichungen geben die Möglichkeit, aus drei bekannten Werten ($B(E2)$ oder E_x) den vierten zu bestimmen, wenn dieser noch unbekannt ist. Abb. 6.3 zeigt das Resultat einer derartigen Analyse im Bereich der $N, Z = 28$ Kerne. Wenn für mehr als eine Kombination von „Nachbarkernen“ experimentelle Daten vorlagen, wurden die gewichteten Mittelwerte verwendet. Extrapolationen über mehrere Kerne hinweg wurden nicht durchgeführt. Im Vergleich zur globalen Systematik aus Abb. 6.2 erlaubt die lokale Systematik eine wesentlich genauere Beschreibung der betrachteten $B(E2)$ - Werte. Für die doppelt magischen Kerne werden deutlich kleinere Werte berechnet (für ^{48}Ca ergibt sich sogar ein negativer Wert, der nicht eingezeichnet wurde), und der in der vorliegenden Messung bestimmte Wert für ^{56}Ni liegt deutlich außerhalb der Vorhersage. Auch die lokale Systematik liefert für ^{56}Ni einen größeren $B(E2)$ - Wert als für den ^{48}Ca - Bereich.

Ein anderer Versuch der Beschreibung der niedrigliegenden Anregungsstruktur von gg-Kernen beruht auf der Vorstellung, daß die Deformation von Kernen im wesentlichen auf die Proton-Neutron - Wechselwirkung zurückzuführen ist. Die Proton-Proton- bzw. Neutron-Neutron - Wechselwirkung hat mehr den Charakter einer Paarwechselwirkung und trägt wenig zur Deformation bei. Von L. Hamamoto kam deshalb der Vorschlag, daß die Deformation von Kernen proportional zum Produkt $N_p N_n$ ist [Ham65]. Dabei ist $N_p(N_n)$ - die Zahl von „Valenzprotonen (neutronen)“ - definiert als die Anzahl von Teilchen bzw. Löchern außerhalb von Schalenabschlüssen ($N, Z = 28, 50, 82, 126 \dots$). In Ref. [Ram89] werden auf dieser Basis die verfügbaren Daten gemessener Deformationsparameter β' untersucht. Um den Einfluß von Einteilcheneffekten auszuschließen, werden die experimentellen β' - Werte durch die entsprechenden Einteilchenwerte $\beta^{s.p.}$ dividiert. Die Größe $\beta'/\beta^{s.p.}$ kann durch

$$\beta'/\beta^{s.p.} = C + D \cdot N_p N_n \quad (6.15)$$

beschrieben werden. Ein Fit auf die β' - Werte von Kernen mit $Z, N \leq 50$ liefert die beiden Konstanten $C = 3.17 \pm 0.15$ und $D = (5.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ [Ram89]. Dabei sind die verfügbaren Werte für Nuklide mit abgeschlossenen Schalen im Fit berücksichtigt. Die sich mit Gleichung(6.7) ergebenden $B(E2)$ - Werte sind für Kerne mit $N, Z = 28$ in Abb. 6.4 gezeigt. Da für diese halbmagischen Nuklide das Produkt $N_p N_n$ verschwindet, zeigen die berechneten Werte ein sehr glattes Verhalten und können die experimentellen Werte nur unzureichend beschreiben.

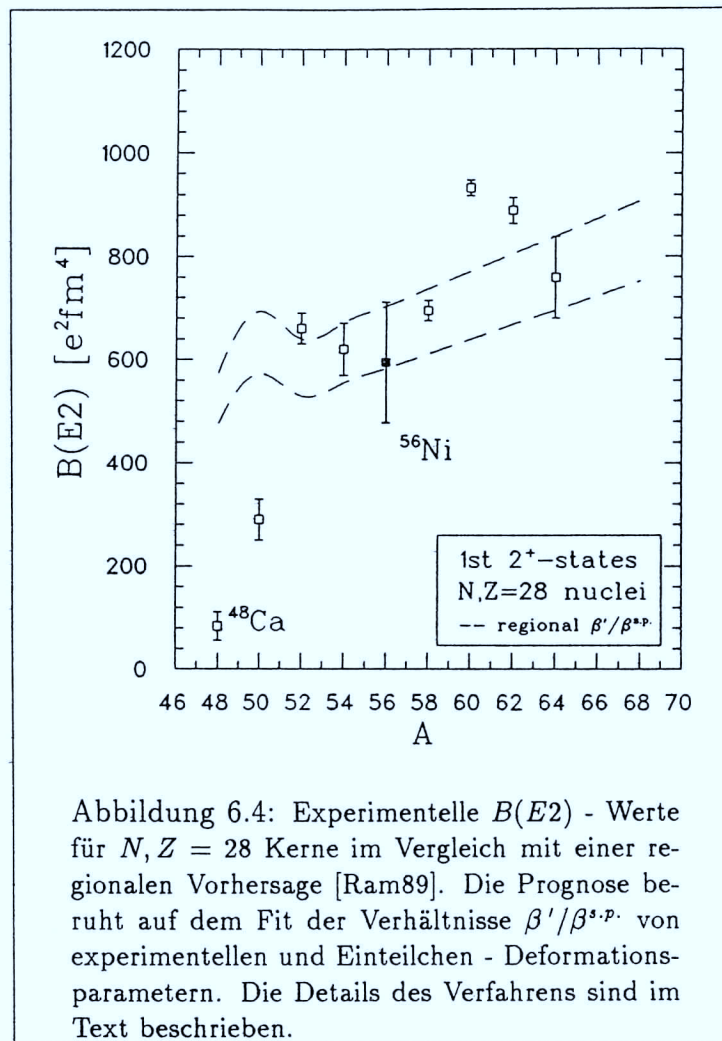


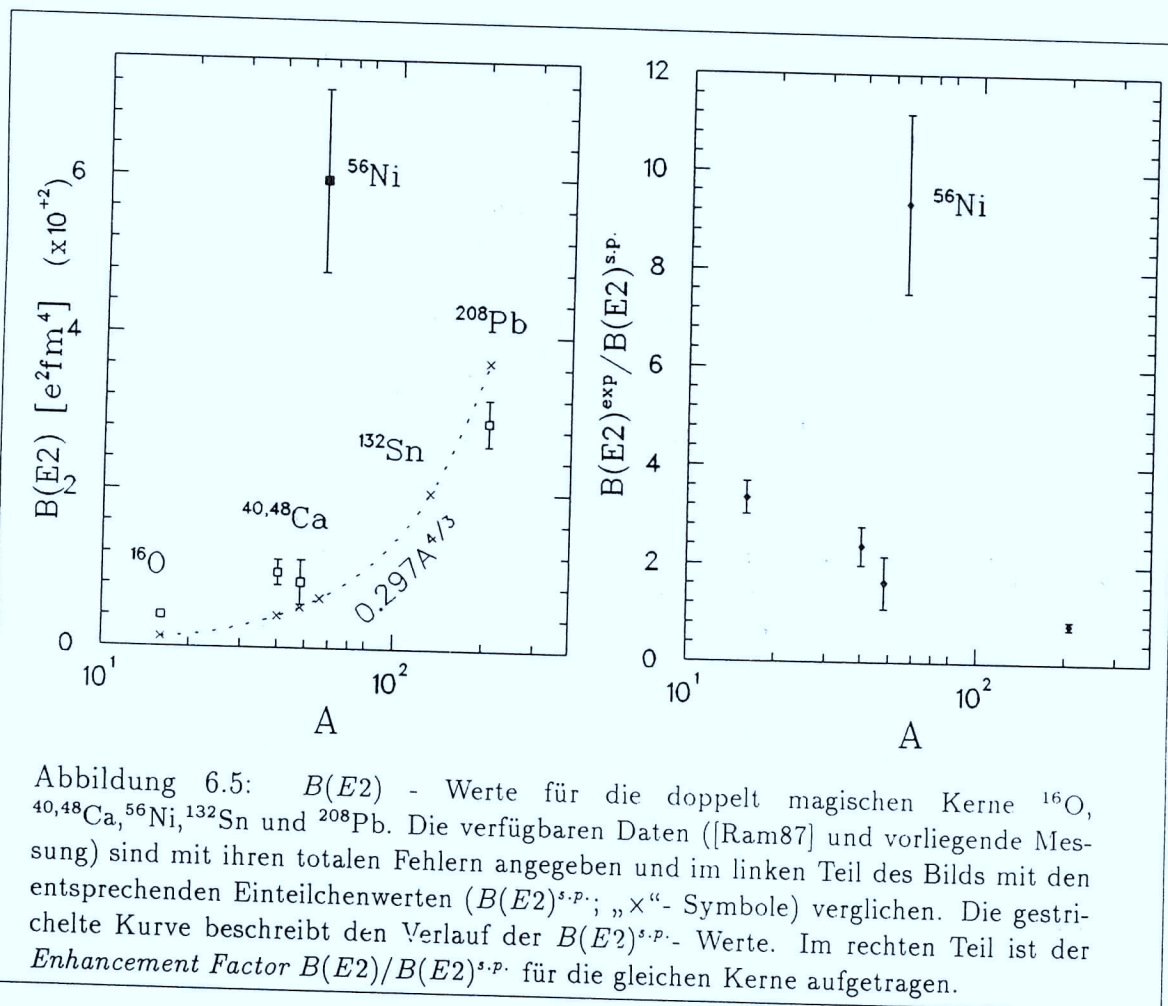
Tabelle 6.1: Vorhersagekraft verschiedener Systematiken für $B(E2)$ - Werte. Die Tabelle ist Ref. [Ram89] entnommen und gibt die Zahl von Vorhersagen der jeweiligen Systematik an, die innerhalb der angegebenen Abweichungen mit den dort kompilierten Messungen übereinstimmen.

Systematik Typ	Zahl der untersuchten Messungen	% Übereinstimmung innerhalb		
		1σ	2σ	3σ
global hydrod. Modell	276	80	>99	>99
lokal Patnaik et al.	250	62	90	95
regional $\beta'/\beta^{s.p.}$ - Fit	229	52	72	85

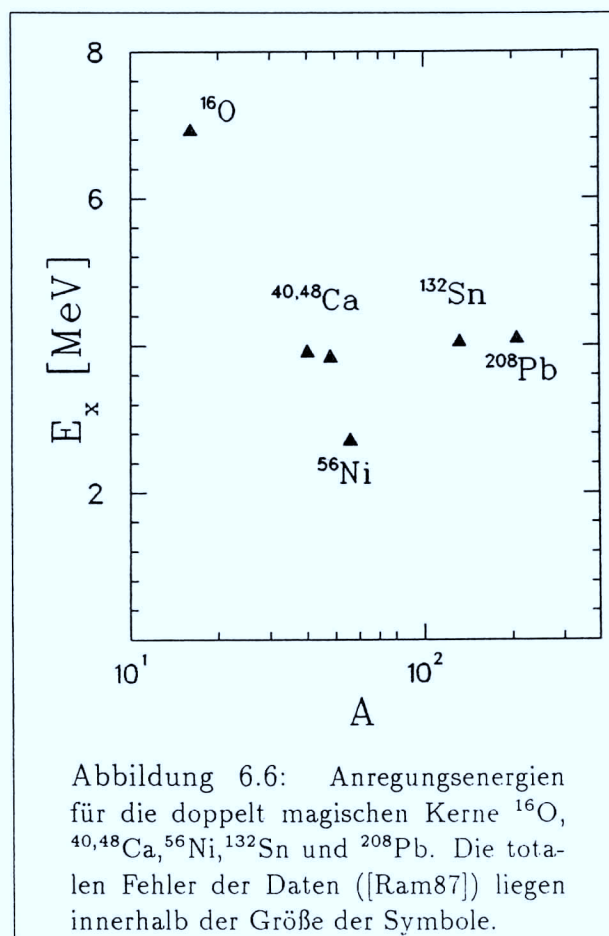
Tabelle 6.1 zeigt die Aussagekraft der beschriebenen Systematiken. Aufgelistet ist jeweils die Zahl der Prognosen, die innerhalb der angegebenen Abweichungen mit den experimentellen Werten übereinstimmen. Trotz der insgesamt guten Beschreibung der experimentellen Daten wird gerade der Bereich von Schalenabschlüssen von allen diskutierten Systematiken nur unzureichend erfaßt. Die beiden nächsten Abschnitte untersuchen deshalb speziell die doppelt magischen Kerne und versuchen eine Beschreibung der experimentellen Werte im Rahmen von Schalenmodellrechnungen.

6.1.3 Vergleich mit anderen doppelt magischen Kernen

Bei der Analyse der im letzten Abschnitt diskutierten Systematiken über die gesamte Nuklidkarte stellt sich heraus, daß in der Nähe abgeschlossener Schalen die vorhergesagten τ_γ - Werte generell zu klein bzw. die berechneten $B(E2)$ - Werte zu groß sind im Vergleich zu experimentellen Werten. Andererseits lassen sich Kerne mit magischen Nukleonenzahlen sehr gut im Rahmen des Schalenmodells beschreiben.



Man geht meist davon aus, daß bei einem $E2$ - Übergang nur ein einzelnes Proton seinen Quantenzustand ändert und dadurch die Strahlung verursacht. Die Übergangsmatrixelemente sind für Schalenmodellzustände in einem Zentralpotential berechenbar. Für solche „Einteilchenübergänge“ ergibt sich die bereits in Abschnitt 6.1.1 verwendete Formel $B(E2)_{\uparrow^{s.p.}} = 0.297 A^{4/3} e^2 \text{fm}^4$. Abb. 6.5 zeigt, daß das Einteilchenmodell eine gute Beschreibung der bisher bekannten $B(E2)$ - Werte von doppelt magischen Kernen liefert. Dies entspricht der Vorstellung, daß in diesen Kernen kollektive Phänomene für die niedrigliegende Anregungsstruktur untergeordnete Bedeutung besitzen und die angeregten Zustände starken Einteilchencharakter aufweisen. Außerhalb abgeschlossener Schalen führen dagegen die kollektiven Effekte zu einer starken Erhöhung der $E2$ - Übergangswahrscheinlichkeit, was sich in den Vorhersagen der im letzten Abschnitt untersuchten Systematiken niederschlägt.



Überraschenderweise liegt der in der vorliegenden Messung bestimmte $B(E2)$ - Wert für das doppelt magische ^{56}Ni etwa um den Faktor 10 über der Einteilenvorhersage. Diese sehr deutliche Abweichung vom Verhalten der anderen doppelt magischen Kerne legt die Interpretation nahe, daß es sich bei der $1f7/2$ - Schale nicht um eine Hauptschale handelt wie bspw. beim sp - Abschluß für ^{16}O oder der sd - Schale beim ^{40}Ca (vgl.

Abb. 6.7 auf Seite 113). Darauf weisen auch die in Abb. 6.6 aufgetragenen Anregungsenergien für die niedrigsten 2^+ - Zustände der doppelt magischen Kerne hin. Die ^{56}Ni -Energie liegt mit 2.7 MeV deutlich unter den Werten der anderen Kerne. Der Vergleich zum ^{48}Ca zeigt, daß dem Abschluß der Protonschale besondere Bedeutung zukommt. Die Verhältnisse beim ^{56}Ni müssen daher eher mit anderen Nebenschalenabschlüssen wie dem $^{28}_{14}\text{Si}_{14}$ ($1d5/2$) oder dem $^{32}_{16}\text{S}_{16}$ ($2s1/2$) verglichen werden. Tatsächlich zeigt sich, daß die auf die Einteilchenwerte normierten $B(E2)$ -Werte für derartige Kerne alle im Bereich von $\simeq 10$ liegen, d.h. ein ähnliches Verhalten wie ^{56}Ni haben. Tab.6.2 gibt eine Zusammenstellung solcher Kerne im mittleren Massenbereich [Ram87]. Für Nebenschalen oberhalb $1f7/2$ wird die Interpretation der Verhältnisse schwieriger durch die dichtere Niveaufolge und die Verschiebung von Proton - Niveaus durch das Coulomb - Potential.

Tabelle 6.2: Anregungsenergien, $B(E2)$ -Werte und Enhancement Faktoren für die niedrigsten 2^+ - Zustände einiger Kerne mit Nebenschalenabschlüssen. Die experimentellen Daten in der dritten und vierten Spalte sind mit Ausnahme des in der vorliegenden Messung bestimmten $B(E2)$ -Werts für ^{56}Ni Ref. [Ram89] entnommen und mit ihren totalen Fehlern angegeben. Die Einteilchenwerte (fünfte Spalte) wurden gemäß $B(E2)_{\uparrow^{s.p.}} = 0.297 A^{4/3} e^2 \text{fm}^4$ bestimmt. Die zweite Spalte der Tabelle gibt die Proton-Neutron Konfiguration des Kerns nach dem Schalenmodell an.

Isotop	Konfiguration	E_x [keV]	$B(E2)$ [$e^2 \text{fm}^4$]	$B(E2)^{s.p.}$ [$e^2 \text{fm}^4$]	$B(E2)/B(E2)^{s.p.}$
$^{28}_{14}\text{Si}_{14}$	$1d5/2 - 1d5/2$	1778.9(1)	326(12)	25	12.9(5)
$^{30}_{14}\text{Si}_{16}$	$1d5/2 - 2s1/2$	2235.3(5)	215(10)	28	7.8(4)
$^{30}_{16}\text{S}_{14}$	$2s1/2 - 1d5/2$	2210.7(5)	320(40)	28	11.6(1.5)
$^{32}_{16}\text{S}_{16}$	$2s1/2 - 2s1/2$	2230.2(2)	300(13)	30	9.9(4)
$^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$	$1f7/2 - 1f7/2$	2701.(3)	595(117)	64	9.4(1.8)
$^{60}_{28}\text{Ni}_{32}$	$1f7/2 - 2p3/2$	1332.52(3)	933(15)	70	13.4(2)
$^{88}_{38}\text{Sr}_{50}$	$1f5/2 - 1g9/2$	1836.04(4)	920(50)	116	7.9(4)
$^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$	$2p1/2 - 1g9/2$	2186.2(4)	630(50)	120	5.3(4)

Ob die dargestellten Beobachtungen im Rahmen von Schalenmodellrechnungen verstanden werden können, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

6.1.4 Vergleich mit Schalenmodellvorhersagen

Die Struktur der Nickelisotope und anderer Kerne in der pf -Gegend war bereits Gegenstand eingehender Untersuchungen, sowohl von theoretischer [Kuo68, Won68, Obe72, Jaf70, Dod73], als von experimenteller Seite [Shi76]. Die auf der Basis des Schalenmodells bestimmte Niveaufolge bis zur $1g9/2$ -Schale zeigt Abb. 6.7. Eine Schlüsselrolle im Verständnis der Strukturen in dieser Massenregion kommt dabei dem

Kern ^{56}Ni zu. Wegen seiner instabilen Natur sind die bisher verfügbaren experimentellen Daten begrenzt, insbesondere was Übergangswahrscheinlichkeiten betrifft. Dies erlaubt sehr unterschiedliche theoretische Ansätze mit – je nach Wahl unbekannter Parameter wie z.B. der Zweikörper - Wechselwirkung oder der Einteilchenenergien – stark von einander abweichenden Ergebnissen.

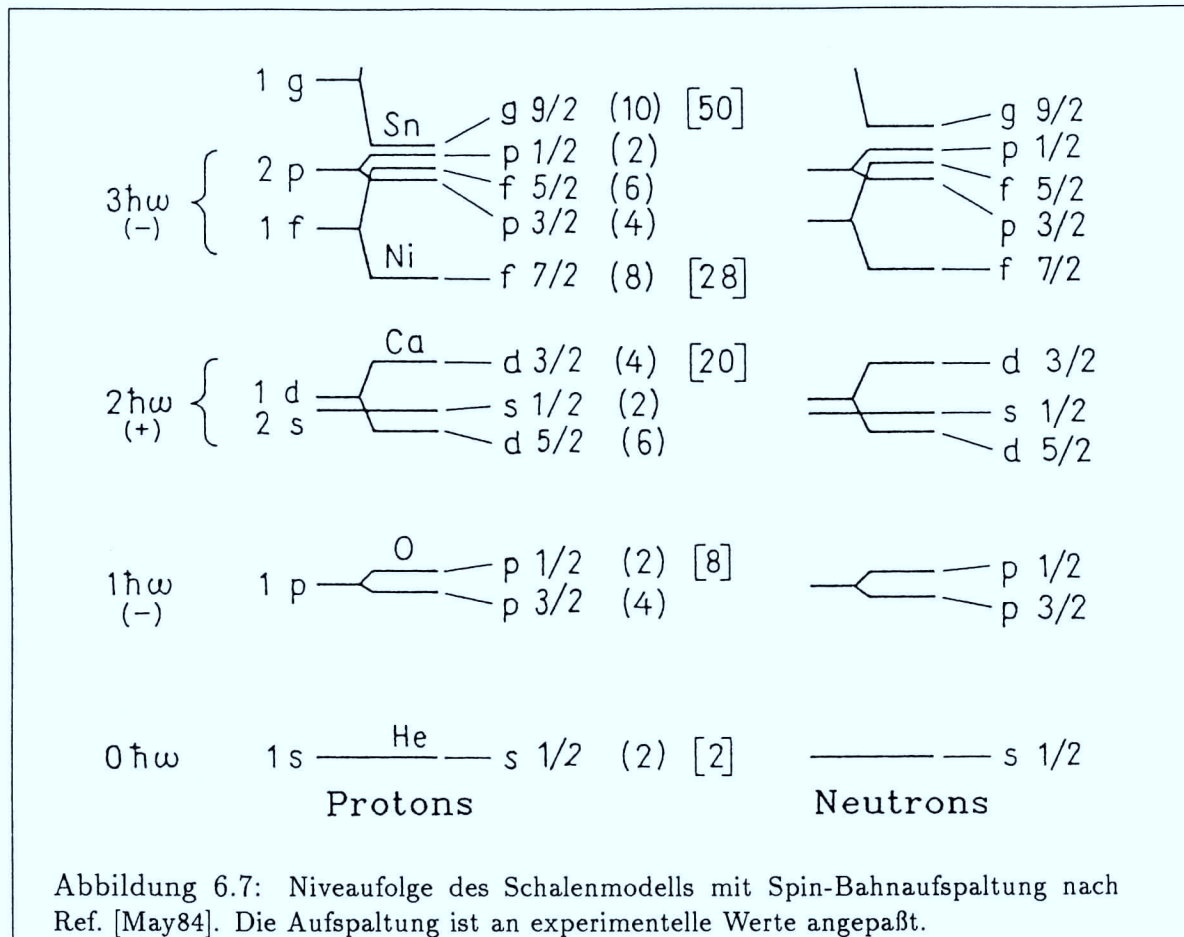


Abbildung 6.7: Niveaufolge des Schalenmodells mit Spin-Bahnaufspaltung nach Ref. [May84]. Die Aufspaltung ist an experimentelle Werte angepaßt.

In der einfachsten Form wird der Grundzustand von ^{56}Ni als der doppelte Abschluß der $1f7/2$ - Schale beschrieben. Angeregte Zustände resultieren aus dem Anheben eines oder mehrerer Teilchen in $2p3/2$ -, $1f5/2$ - oder $2p1/2$ - Niveaus (vgl. Abb. 6.8). G. Do Dang und J.A. Rabat [Dod73] gelang die Beschreibung der niedrigliegenden ($E_x \leq 4$ MeV) Anregungsstruktur von ^{56}Ni mit $1p1h$ (1-Teilchen-Loch)- und $2p2h$ - Anregungen von der abgeschlossenen, inerten $1f7/2$ - Schale aus. Die Nukleon-Nukleon - Wechselwirkung wird von Matrixelementen in der von T. Kuo und G. Brown [Kuo68] definierten Form (basierend auf dem Hamada-Johnston Potential) repräsentiert. Die Einteilchenenergien werden hier aus dem niedrigliegenden Spektrum von ^{57}Ni gewonnen. Der ^{56}Ni - Grundzustand ergibt sich als eine $0p0h$ - Konfiguration mit einer Beimischung von etwa 15% $2p2h$. Der erste 2^+ - Zustand wird in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert (2.701(3) MeV) bei $E_x = 2.64$ MeV gefunden

und korrespondiert zur Anregung eines Protons in eine $1p(2p3/2)1h(1f7/2)$ - Konfiguration. In Übereinstimmung damit zeigte A. Jaffrin [Jaf70], daß die niedrigsten ^{56}Ni - Zustände fast reine $0p0h$ - und $1p1h$ - Zustände sind und erst oberhalb von $E_x = 5$ MeV deformierte $2p2h$ - und $4p4h$ - Niveaus auftreten. Übergangsmatrixelemente werden in diesen Arbeiten nicht bestimmt.

Im Widerspruch dazu befinden sich G. Oberlechner und J. Richert [Obe72], die eine Beschreibung fanden, in der sogar der Grundzustand von ^{56}Ni $2p2h$ - und $4p4h$ - Natur besitzt. Für die effektive Zweikörper - Wechselwirkung verwenden die Autoren ein nichtlokales Potential, mit dem eine gute Beschreibung von Nukleon-Nukleon Streudaten möglich ist. Als inerter Core wird hier ^{40}Ca angenommen, und die Einteilchenenergien werden aus dem ^{41}Ca - Spektrum bestimmt. Die Polarisation des Cores durch die Valenznukleonen in der pf - Schale wird durch eine Renormierung von Zweikörper - Wechselwirkung und elektromagnetischem Übergangsoperator berücksichtigt. Die Bedeutung dieses Effekts basiert auf der Vorstellung, daß die sich auf der Oberfläche des Cores bewegend Valenznukleonen wegen der kurzen Reichweite der Nukleon-Nukleon - Kraft nur mit geringer Wahrscheinlichkeit direkt wechselwirken. Dagegen ist die indirekte Wechselwirkung durch den Mechanismus kollektiver Core - Anregung immer möglich und für die meisten Kerne sollten sich beide Prozesse in der gleichen Größenordnung bewegen. Die extrahierten effektiven Ladungen von Proton und Neutron, e_p und e_n , liegen typisch im Bereich von $e_p = 1.2 e$, $e_n = 0.5 e$ (für den $E2$ - Übergang zwischen den Valenzzuständen $2p3/2 \rightarrow 1f7/2$ z.B. bei $e_p = 1.19$, $e_n = 0.47$). Die berechneten ^{56}Ni - Spektren zeigen erst nach einer Reduzierung des $1f7/2 - 1f5/2$ - Abstands um 2.5 MeV (gegenüber dem bspw. aus der Analyse von Bindungsenergien resultierenden Wert von $\simeq 5$ MeV) Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Der ^{56}Ni - Grundzustand enthält neben 20% $0p0h$ - Anteilen 40% $2p2h$ - und 40% $4p4h$ - Beimischungen. Der niedrigste 2^+ - Zustand bei 2.37 MeV besteht aus 40% $2p2h$ - und 60% $4p4h$ - Komponenten. Die mit den extrahierten effektiven Ladungen bestimmten $B(E2)$ - Werte für ^{58}Ni und $^{54,56}\text{Fe}$ (jeweils für den Übergang zwischen Grundzustand und erstem angeregten 2^+ - Zustand) sind alle etwa einen Faktor 3 kleiner als die experimentell bestimmten. Für ^{56}Ni geben die Autoren $B(E2) = 210 e^2\text{fm}^4$ an, was ebenfalls etwa ein Drittel des im vorliegenden Experiment bestimmten Werts ist. Eine ähnliche Beschreibung lieferten S.S.M. Wong und W.G. Davies [Won68], die allerdings den Abstand $1f7/2 - 2p3/2$ auf 1.5 MeV gegenüber dem experimentellen Wert von $\simeq 4.8$ MeV reduzieren müssen, um in Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Spektrum zu kommen. Wegen dieser sehr künstlichen Anpassungen werden die Ergebnisse von nachfolgenden Arbeiten (z.B. Ref. [Dod73]) eher kritisch bewertet.

Pasquini und Zuker (vgl. Ref. [Shu73]) finden auf der Basis von Kuo-Brown Matrixelementen und Einteilchenenergien aus dem ^{41}Ca - Spektrum eine befriedigende Beschreibung des niedrigliegenden ^{56}Ni - Spektrums ohne die Notwendigkeit von $4p4h$ - Anregungen. Die integrierten $3p3h$ - Komponenten bewirken eine Absenkung der $2p2h$ - Energien (für den ersten 2^+ - Zustand wird $E_x = 3.21$ MeV bestimmt), so daß eine zusätzliche Anpassung von Schalenabständen wie bei Oberlechner et al. und Wong et al. nicht notwendig ist. Der berechnete $B(E2)$ - Wert ist mit $B(E2) = 565 e^2\text{fm}^4$ in

sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Weil die pf - Schale beim ^{56}Ni nicht vollständig gefüllt ist, wurden auch Versuche unternommen, den Kern durch deformierte Hartree-Fock Zustände zu beschreiben [Dod73]. Die resultierenden Rotationsbanden zeigen jedoch kaum Übereinstimmung mit den gemessenen Anregungsenergien. Bemerkenswert ist dagegen, daß bei diesen Rechnungen ein sphärischer 0^+ - Grundzustand gefunden wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit können durch den Kontakt zu K. Ogawa, Chiba University, Japan, und B.A. Brown, NSCL at Michigan State University, USA, aktuelle Ergebnisse von Rechnungen für ^{56}Ni angegeben werden.

K. Ogawa berechnet auf der Basis einer modifizierten Kuo-Brown Wechselwirkung das $E2$ - Matrixelement für den Übergang vom 0^+ - in den 2^+ - Zustand von ^{56}Ni . Berücksichtigt werden dabei Anregungen von bis zu 2 Nukleonen aus dem $1f7/2$ - Orbit in $2p3/2$ -, $1f5/2$ - und $2p1/2$ - Niveaus. Der resultierende $B(E2)$ - Wert ist

$$B(E2) = ((e_p + e_n) \cdot 10.7 \text{ fm}^2)^2 \quad (6.16)$$

Verwendet man für die effektiven Ladungen die von A. Bohr und B.R. Mottelson [Mot88] abgeleiteten Beziehungen

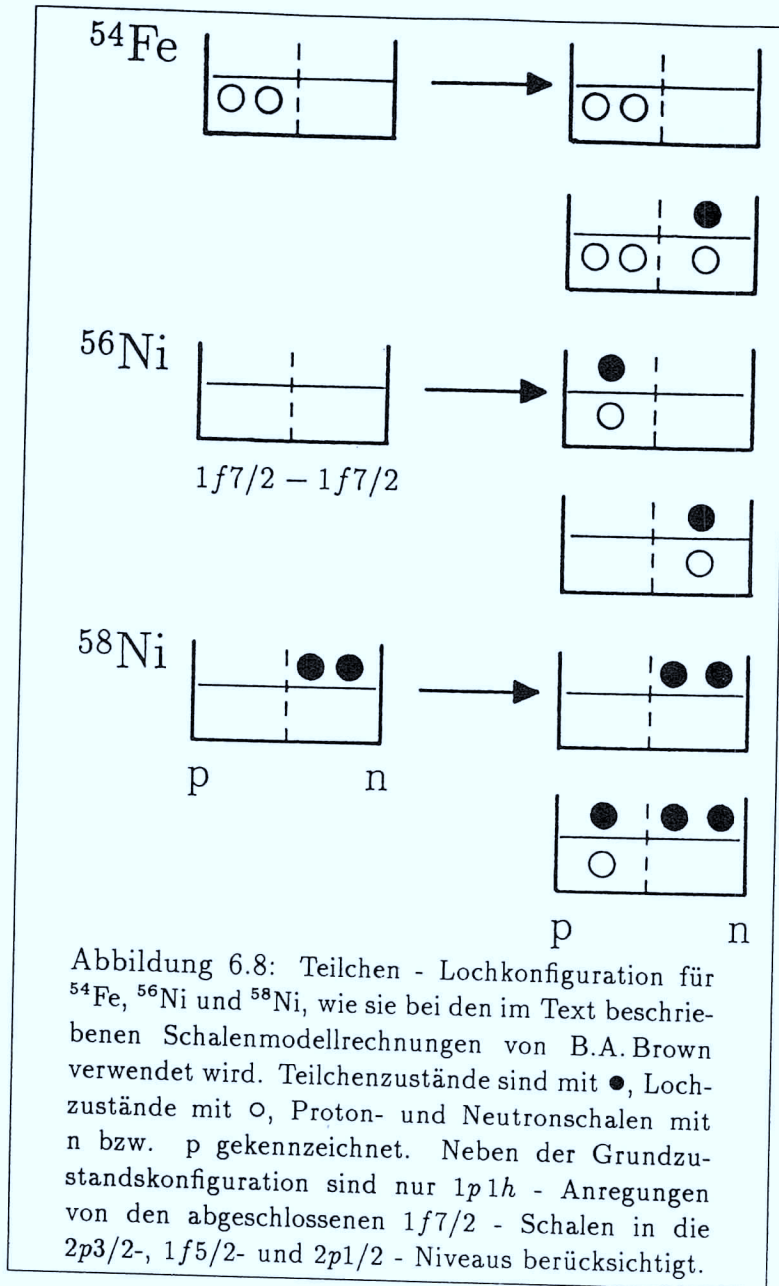
$$e_p = \frac{A+Z}{A} e \quad (6.17)$$

$$e_n = \frac{Z}{A} e \quad (6.18)$$

d.h. $e_p = 1.5 e$ und $e_n = 0.5 e$ für ^{56}Ni , so bestimmt sich der $B(E2)$ - Wert zu $458 e^2 \text{ fm}^4$. Das Ergebnis liegt nur wenig außerhalb des Fehlerbereichs für den experimentellen Wert, $B(E2) = 595(117) e^2 \text{ fm}^4$.

B.A. Brown führt eine neue, empirische Nukleon-Nukleon - Wechselwirkung für den Bereich der pf - Schale ein („TBLC8“), indem er Zweikörper - Matrixelemente und Einteilchenenergien an experimentell bestimmte Energieniveaus von 494 Kernen mit $41 \leq A \leq 66$ fittet. Die Schalenmodellzustände werden auf der Basis eines inerten ^{40}Ca - Cores mit dem Code OXBASH [Bro93] berechnet, wobei der pf - Konfigurationsraum auf die Anregung eines Lochs in der $1f7/2$ - Schale und beliebig vieler Teilchen in den $(2p3/2, 1f5/2, 2p1/2)$ - Unterschalen eingeschränkt wird. Unter Berücksichtigung einer Massenabhängigkeit für Matrixelemente und Einteilchenenergien sowie Korrekturen für die Coulombenergien der Valenzprotonen wird eine rms - Abweichung von 193 keV zwischen berechneten und experimentellen Energien erreicht.

Die mit der neuen Wechselwirkung bestimmten Wellenfunktionen können zur Berechnung spektroskopischer Größen (z.B. magnetischer Dipolmomente und elektrischer Quadrupolmomente) für die Kerne im betrachteten Massenbereich verwendet werden. Sowohl mit den durch einen Fit auf die Daten bestimmten effektiven Ladungen, $e_n = 0.840 e$ und $e_p = 1.486 e$, als auch mit den oben zitierten Werten von Bohr und Mottelson wird eine sehr gute Reproduktion der existierenden Daten erreicht. Die Ausdehnung der Rechnungen auf Bereiche außerhalb des Stabilitätstals erscheint deshalb vielversprechend.



Für den uns interessierenden Kern ^{56}Ni bestimmen sich die effektiven Ladungen aus einem Fit auf den niedrigstliegenden $0^+ \rightarrow 2^+$ - Übergang im ^{54}Fe zu $e_n = \frac{1}{2}e_p \approx e$. Mit diesen Parametern werden dann Anregungsenergie und $B(E2)$ - Wert für den ersten 2^+ - Zustand im ^{56}Ni und für mehrere 2^+ - Zustände im ^{58}Ni berechnet. Dabei werden jeweils nur $1p1h$ - Anregungen von den abgeschlossenen $1f7/2$ - Schalen⁶ in die $2p3/2$ -, $1f5/2$ - und $2p1/2$ - Orbits berücksichtigt. Diese Situation ist in Abb. 6.8 skizziert. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt und mit den expe-

⁶n - Schale für ^{54}Fe , p - Schale für ^{58}Ni , n- und p - Schale für ^{56}Ni .

rimentellen Werten verglichen. Trotz der Beschränkung auf $1p1h$ - Anregungen zeigen die berechneten Anregungsenergien und $B(E2)$ - Werte gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den niedrigsten 2^+ - und den Grundzuständen der betrachteten Kerne variieren kaum, was auf deren ähnlichen Charakter hinweist. Der im vorliegenden Experiment gemessene Wert für ^{56}Ni wird im Rahmen seines Fehlers reproduziert.

Tabelle 6.3: Anregungsenergien E_x und $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ - Werte für ^{54}Fe , ^{56}Ni und ^{58}Ni . Die Ergebnisse einer Schalenmodellrechnung [Bro93] sind in der zweiten und dritten Spalte angegeben. In der vierten und fünften Spalte sind die experimentellen Werte gegenübergestellt, wobei die totalen Fehler, soweit bekannt, in Klammern angegeben sind ([Ram89],[Led78] und vorliegende Messung).

Isotop	E_x^{SM} [MeV]	$B(E2)^{SM}$ [$e^2\text{fm}^4$]	E_x^{exp} [MeV]	$B(E2)^{exp}$ [$e^2\text{fm}^4$]
$^{54}_{26}\text{Fe}_{28}$	1.32	489	1.4077(4)	620 (50)
	3.33	325	2.9590	225 (25)
			3.1661	44 (10)
$^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$	1.95	681	2.701(3)	595 (117)
$^{58}_{30}\text{Ni}_{28}$	1.08	707	1.4544(5)	695 (20)
	2.22	45	2.7757	1.8 (6)
	2.86	76	3.0383	115 (20)
	3.28	128	3.265	190 (37)

Die Analyse der theoretischen Arbeiten für ^{56}Ni bestätigt die im letzten Abschnitt vorgenommene Interpretation der experimentellen Ergebnisse. Der $1f7/2$ - Abschluß verhält sich trotz des großen Abstands zwischen den $1f7/2$ - und $2p3/2$ - Niveaus ($\simeq 4.8$ MeV) nicht wie die Hauptschalenabschlüsse $1p1/2$, $1d3/2$, $1g9/2$ und $3s1/2$, sondern eher wie eine der dazwischen liegenden Nebenschalen. Die niedrigliegende Anregungsstruktur des Kerns ^{56}Ni mit einem doppelten Abschluß des $1f7/2$ - Niveaus weist deshalb trotz eines sphärischen Grundzustands kaum Einteilchencharakter, sondern durchaus kollektive Züge auf.

Die Resultate einer aktuellen Schalenmodellrechnung [Bro93] auf der Basis von $1p1h$ - Anregungen in einem $(1f7/2)^h - (2p3/2, 1f5/2, 2p1/2)^p$ Konfigurationsraum zeigen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

In Kapitel 7 werden einige Überlegungen für weiterführende Untersuchungen der diskutierten Phänomene dargestellt.

Kapitel 7

Ausblick

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment hat gezeigt, daß es mit einem im SIS auf relativistische Energien beschleunigten Strahl, der Methode der Projektilfragmentation und der anschließenden „In-Flight“ - Separation durch den FRS möglich ist, exotische Schwerionenstrahlen hinreichender Qualität und Intensität herzustellen und damit Kernstrukturuntersuchungen – bspw. durch direkte Reaktionen in inverser Kinematik – an instabilen Isotopen durchzuführen.

Die Grenzen dieser Art Messung mit den aktuellen experimentellen Bedingungen – d.h. insbesondere mit der begrenzten Qualität des direkten FRS - Strahls – und mögliche Verbesserungen werden im folgenden kurz diskutiert. Am FRS werden exotische Schwerionenstrahlen mit Energien typisch $E_{lab} \geq 100$ MeV/Nukleon erzeugt. Transferreaktionen wie (d,p), die Strahlenergien im Bereich $\simeq 10$ MeV/Nukleon erfordern, können deshalb ohne das im Kapitel 1 diskutierte Instrumentarium des ESR nicht untersucht werden. Die vorliegende (p,p') - Messung war durch folgende Randbedingungen limitiert:

- Untergrundverhältnisse bei der direkten Reaktion
- geringe Zählrate
- FRS - Strahlqualität

Der in Kapitel 5 und Ref. [Kra89] diskutierte Untergrund bei der Verwendung von Festkörpertargets wie $(CH_2)_n$ - Folien als Wasserstoffträger für direkte Reaktionen in inverser Kinematik begrenzt die meßbaren Wirkungsquerschnitte auf $d\sigma/d\Omega \geq 5$ mb/sr. Ein Teil dieses Untergrunds ist nicht diskriminierbar, weil er aus dem gleichen Teilchentyp besteht wie die interessierenden Rückstreuteilchen und im selben Energiebereich auftritt. Wegen der kleinen Streuwinkel der schweren Projektile (typisch einige mrad) ist die Messung kinematischer Koinzidenzen praktisch nicht durchführbar. Die Messung von Wirkungsquerschnitten wird sich deshalb auf typische Winkelbereiche $\theta_{CM} \leq 30^\circ$ und niedrigliegende, starke (z.B. kollektive) Zustände beschränken.

Dies ist auch aus Zählratengründen notwendig. Die Dicke des Reaktionstargets ist wegen der in Kapitel 3 diskutierten Effekte auf $\simeq 1$ mg/cm², d.h. $\simeq 9 \cdot 10^{19}$

H - Atome/cm² beschränkt. Produktionstargetdicke, Degradier und FRS - Transmission waren im vorliegenden Experiment bereits optimiert (vgl. Kapitel 3). Die Fragmentstrahlrate ist daher im wesentlichen durch die erreichbaren Primärstrahlintensitäten limitiert. Wie in Kapitel 1 bereits diskutiert, ist dies eine prinzipielle Einschränkung der Methode der Projekttilfragmentation und der wesentliche Nachteil gegenüber ISOL - Systemen. Aktuelle Werte am SIS sind (bei langsamer Extraktion) bspw. $\simeq 2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ²⁰Ne, $\simeq 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ⁵⁸Ni und $\simeq 4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ¹³²Xe. Um eine für die Messung von Reaktionswirkungsquerschnitten typischerweise notwendige Fragmentausbeute von $\simeq 10^4 \text{ s}^{-1}$ zu erreichen, dürfen die Produktionsquerschnitte nicht kleiner als 70 μb (für Neon - Massenbereich) bzw. 3 mb (für Xenon - Massenbereich) sein. Dies beschränkt den momentan zugänglichen Bereich auf der Nuklidkarte auf ein etwa 3 - 4 Massen breites Band auf beiden Seiten des Stabilitätstals. Dieser Streifen verbreitert sich etwas, wenn lediglich die Niveaustuktur des interessierenden Kerns bestimmt werden soll.

Der nutzbare Detektorraumwinkel war im vorliegenden Experiment für einen definierten Laborstreuwinkel durch die Konstruktion eines azimuthal 2π überdeckenden Systems optimiert. Durch den Aufbau weiterer Detektoren ist die simultane Messung mehrerer Streuwinkel möglich, dadurch die Untersuchung von Winkelverteilungen. Den gleichen Effekt hat die Verwendung von ortsauffösenden Detektoren (z.B. Microstrip), wobei hier gleichzeitig eine höhere CM - Energieauflösung durch die bessere Winkeldefinition erreicht wird. Die hierfür ebenfalls notwendige Definition von Strahlfleck und -divergenz kann durch das Tracken der Strahlteilchen mit der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Methode erreicht werden. Mit typischen kinematischen Werten wie $dE/d\vartheta = 2.5 \text{ MeV}/^\circ$ und $dE/dQ = 3.1$ ergibt sich für 100 μm Ortsauflösung (Entfernung Detektor - Target 100 mm) eine Energieauflösung von $\Delta Q \simeq 50 \text{ keV}$ (CM - System). Dies entspricht etwa der Verbreiterung, die durch die Energieunschärfe des FRS-Strahls ($\simeq 1.5\%$) verursacht wird. Damit ist die Trennung von Zuständen mit Abständen von etwa 75 keV möglich, was sich besonders bei der Untersuchung von Kernen mit unbekannter Niveaustuktur oder für die Auflösung bisher nicht beobachteter Zustände in bekannten Niveaus als notwendig erweisen kann.

Im Rahmen der aufgezeigten Einschränkungen gibt es eine ganze Reihe interessanter Kerne, die mit der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Methode der elastischen und inelastischen Protonstreuung in inverser Kinematik untersucht werden können. Dabei sei die Motivation auf bereits in Kapitel 6 aufgeworfene Fragestellungen beschränkt. Neben der Messung an mittelschweren Kernen wie ⁶⁴Ge₃₂ (2p3/2-2p3/2) und ⁸²Ge₅₀ (2p3/2-1g9/2) kann die Untersuchung der $N = 20, 28$ Isotone und der $Z = 20, 28$ Isotope eine genauere Bewertung der im letzten Kapitel diskutierten Schalenmodellrechnungen ermöglichen.

Insbesondere die Bestimmung der bisher unbekanntenen Niveaustuktur und der entsprechenden Übergangsstärken für die Kalziumisotope ³⁶Ca₁₆ (1d3/2-2s1/2) und ⁵²Ca₃₂ (1d3/2-2p3/2) ist wegen der abgeschlossenen $Z = 20$ Hauptschale und dem sich anbietenden Vergleich mit ⁴⁸Ca₂₈ (1d3/2-1f7/2) von Interesse. Weiter vervollständigen läßt

sich diese Isotopenreihe durch die Messung an den Kernen $^{38,50}_{20}\text{Ca}_{18,30}$.

In der $Z = 28$ Reihe ist die Untersuchung der Isotope $^{66}_{28}\text{Ni}_{38}$ ($1f7/2-1f5/2$) und $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$ ($1f7/2-2p1/2$) sehr vielversprechend, wobei für den erstgenannten Kern die Lage einiger Niveaus bereits bekannt ist [Led78]. Auf der neutronenarmen Seite können die Isotope $^{50,52,54}_{28}\text{Ni}_{22,24,26}$ erreicht werden. Das Auffüllen der $1f7/2$ - Neutronenschale könnte dadurch für $Z = 28$ systematisch studiert und mit der Situation für $Z = 20$ ($^{42-48}\text{Ca}$) verglichen werden.

Die $N = 20, 28$ Reihen sind auf die Kerne $^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$, $^{34}_{14}\text{Si}_{20}$, $^{44}_{24}\text{Cr}_{20}$, $^{46}_{18}\text{Ar}_{28}$ und $^{58}_{30}\text{Zn}_{28}$ erweiterbar. Besonders interessant ist hier das doppelt abgeschlossene Isotop $^{34}_{14}\text{Si}_{20}$ ($1d5/2-1d3/2$). Von B.A. Brown wird weiterhin die Untersuchung von $N = 30, 31, 32$ Isotonen außerhalb der Stabilität vorgeschlagen [Bro93].

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß mit einem Fragment - Identifikationssystem der in dieser Arbeit beschriebenen Art und dem Betreiben des FRS ohne Degrader im Prinzip eine ganze A/Z - Reihe gleichzeitig untersucht werden kann. Ob es möglich ist, ohne Degrader einen Strahl hinreichender Emittanz am Endfokus zu erzeugen, muß im Einzelfall geprüft werden.

Eine wesentliche Erweiterung des Experimentierprogramms bietet der Speicherring ESR. Wie in Kapitel 1 beschrieben, können im ESR hohe Luminositäten durch Akkumulieren und Stacken bei gleichzeitig bester Strahlqualität durch stochastische- und Elektronenkühlung erreicht werden. Ferner gibt es die Möglichkeit, den Strahl auf einige MeV/Nukleon abzubremesen, was Voraussetzung für die in Kapitel 1 diskutierten Transferreaktionen ist. Nach Fertigstellung stellt das interne Gasjet - Target des ESR Dichten von $\simeq 10^{14}$ Atomen/cm² mit einem Durchmesser von $\simeq 5$ mm zur Verfügung. Diese vergleichsweise niedrige Targetdicke wird durch die Repetitionsrate des kreisenden Schwerionenstrahls – etwa 1 MHz – kompensiert. Bei kontinuierlichem Füllen und Stacken des Strahls kann daher nicht nur die bessere Strahlqualität, sondern auch die im Vergleich zu externen Targets höhere Luminosität ein Argument für das Experimentieren am Ring sein. Die Dicke externer Targets, bspw. einer $(\text{CH}_2)_n$ - Folie, ist auf etwa 1 mg/cm² begrenzt, damit Energieverlust und Vielfachstreuung der leichten Targetrückstreuteilchen (vgl. die Ergebnisse in Kapitel 5) auf einem erträglichen Niveau bleiben. Dies entspricht $\simeq 9 \cdot 10^{19}$ H - Atomen/cm², was bei einer Fragmentstrahlintensität von $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ eine Luminosität von $4.5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bedeutet. Im Speicherring ist die Situation etwas komplizierter. Neben Targetdicke und Strahlintensität \times Repetitionsrate müssen die Verlusten durch nukleare Wechselwirkungen der Strahlteilchen im Target sowie durch atomare Wechselwirkungen¹ der vollkommen gestrippten Ionen berücksichtigt werden. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, kann auch die nukleare Lebensdauer des Fragments limitierender Faktor sein oder die Speicherung im ESR überhaupt unmöglich machen. Im Detail diskutiert ist die Problematik internes/externes Target in Ref. [Ege92], das Ergebnis der dort gemachten Abschätzungen ist in Abb. 7.1 zu sehen. Dargestellt ist das Verhältnis der unter den oben genannten

¹ e^- - Einfang an den Atomen des Targets oder des Restgases im Ring, d.h. Umladung des Ions und Verlust durch Verlassen der Sollbahn.

Bedingungen erreichbaren Zählraten mit internem bzw. externem Target bei einem typischen Experiment mit nutzbarem nuklearen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{nucl} = 3 \text{ mb}$ als Funktion der Kernladungszahl Z_p . Bei hohen Energien, z.B. $\geq 100 \text{ MeV/Nukleon}$, liefert das interne Target eine deutlich höhere Rate, selbst bei einer begrenzten nuklearen Lebensdauer τ_{nucl} . Im abgebremsten Fall sinken bei schwereren Elementen aufgrund der großen e^- - Einfangquerschnitte die Halbwertszeiten des Strahls im Ring auf wenige Sekunden. Dementsprechend wird etwa bei $Z_p \simeq 62$ ein „Break Even“ zwischen internem und externem Target erreicht.

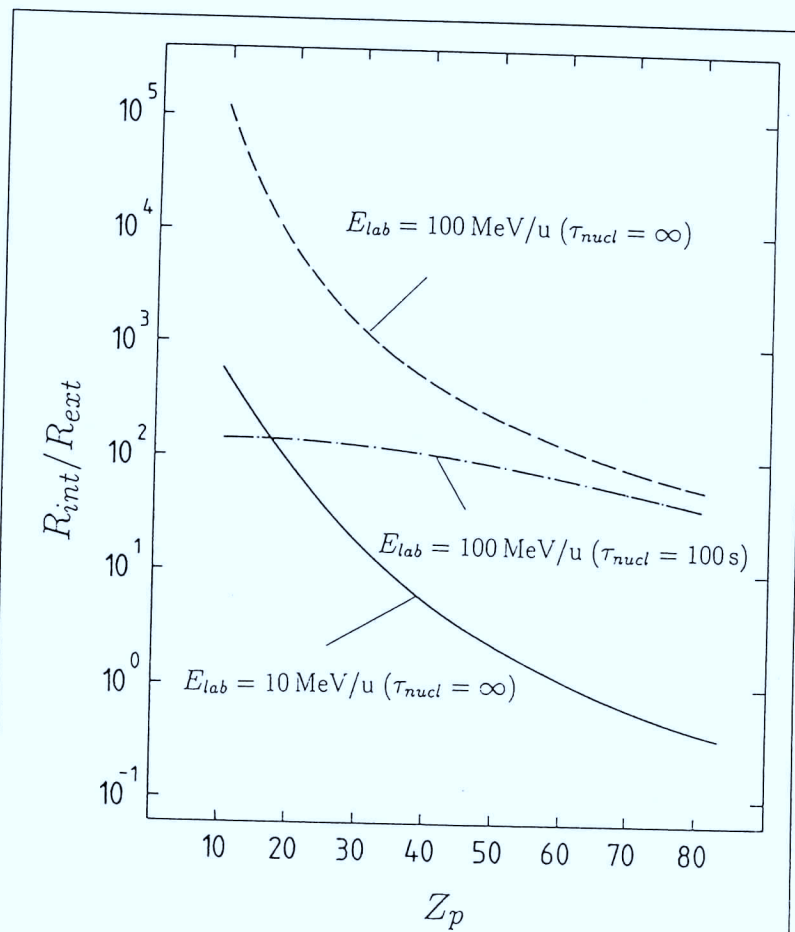


Abbildung 7.1: Verhältnis der zu erwartenden Zählraten bei einer direkten Reaktion in inverser Kinematik mit internem Gasjet- oder externem $(\text{CH}_2)_n$ - Target, R_{int}/R_{ext} , als Funktion der Kernladung Z_p des Projektils. Die Situation ist dargestellt für Strahlenergien von 10 MeV/Nukleon und 100 MeV/Nukleon und Kerne mit unterschiedlichen nuklearen Lebensdauern. Die Details der Abschätzung sind im Text erläutert (vgl. Ref. [Ege92]).

Die meisten der geplanten Messungen am internen Gasjet - Target, darunter auch die in Kapitel 1 beschriebenen Kernstrukturuntersuchungen an exotischen Isotopen, setzen großraumwinklige Detektoren und/oder den Nachweis kinematischer Koinzidenzen voraus. Zu diesem Zweck wurde in den beiden letzten Jahren ein neues Design für den die Wechselwirkungszone umgebenden Bereich entworfen und den Experiment - Anforderungen angepaßte Vakuumkammern konstruiert und gebaut. Abb. 7.2 gibt ein Gefühl für die Komplexität und die Dimensionen dieser komplett im UHV (bis $\approx 10^{-11}$ torr) operierenden Anlage. Sie ermöglicht Messungen im Laborwinkelbereich zwischen $\vartheta_{lab} = 20^\circ$ und 160° und erlaubt bspw. das Betreiben von bei einer Targetentfernung von 80 cm über den gesamten Winkelbereich fahrbaren Detektoren mit $20 \times 20 \text{ cm}^2$ Fläche. Für die Messung kinematischer Koinzidenzen ist der Winkelbereich von $\vartheta_{lab} = 0 - 20^\circ$ verfügbar. Die neue Wechselwirkungskammer soll im Lauf des Jahres 1993 im ESR eingebaut werden, und eines der ersten Experimente wird die in Ref. [Boe92] beschriebene Untersuchung der (d, p) - Reaktion an ^{56}Ni und ^{55}Co sein. Die Messung wird neue Einteilchen - Lochzustände erschließen und zum ersten Mal direkte Information über die $1f_{7/2}$ -Loch - $1g_{9/2}$ -Teilchen Restwechselwirkung liefern (vgl. Abb. 6.7 auf Seite 113).

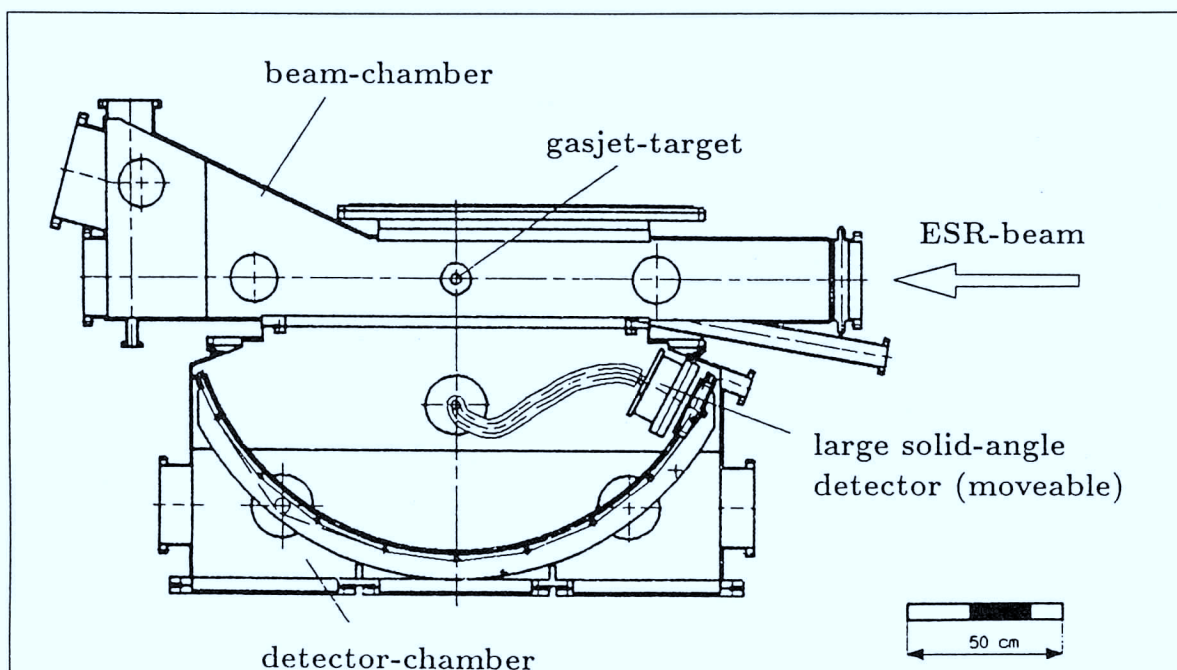


Abbildung 7.2: Neukonstruktion der Wechselwirkungskammer am Gastarget des ESR. Sie besteht aus einer fest im ESR installierten Strahlkammer und einer abnehmbaren Detektorkammer, die für die Aufnahme großraumwinkliger, bewegbarer Detektoren konzipiert ist. Die gesamte Anlage kann im UHV (bis $\approx 10^{-11}$ torr) betrieben werden. Der ESR - Strahl durchquert die Kammer von rechts nach links, die Richtung des Gasjets zeigt senkrecht in die Bildebene.

Ebenfalls auf dem Programm stehen die im selben Experimentvorschlag diskutierten Untersuchungen von Neutronresonanzen in den astrophysikalisch interessanten Kernen ^{46}K und ^{134}Te durch (d,p) - Reaktionen in inverser Kinematik. Die beiden vorgeschlagenen Kerne sind besonders relevant für die Interpretation der $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$ - Anomalie im EK-1-4-1 Einschluß des Allende Meteoriten und dem bei $A \simeq 130$ gefundenen r-Prozeß - Peak in solaren Elementhäufigkeitsverteilungen.

Literaturverzeichnis

- [Alk91] G.D. Alkhazov et al., "Study of nucleon density distributions in light neutron-rich radioactive nuclei by proton elastic scattering in inverse kinematics", SIS Proposal No. 105, GSI Darmstadt, 1991
- [Aub83] R.L. Auble et al., Phys. Rev. C, 28 4 (1983) 1552
- [Bas80] R. Bass, "Nuclear Reactions with Heavy Ions", Springer Verlag, Frankfurt, 1980
- [Bev69] P.R. Bevington, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", McGraw-Hill Book Company, New York, 1969
- [Bla91] B. Blank, „Isotopentrennung relativistischer Projektil - Fragmente sowie Wirkungsquerschnittsmessungen an $^8,9,11\text{Li}$ - Sekundärstrahlen“, Doktorarbeit, TH Darmstadt, 1991
- [Boe92] W. Böhmer et al., "Investigation of the (d, p) - reaction on ^{56}Ni , ^{55}Co , ^{46}K and ^{134}Te in inverse kinematics using cooled radioactive beams in the ESR", SIS-ESR Proposal No. E023, GSI Darmstadt, 1992
- [Boh53] A. Bohr et al., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 27 16 (1953)
- [Bro93] B.A. Brown, private Mitteilung
- [Bro80] K.L. Brown et al., CERN Report 80-4, Genf, 1980
- [Bru86] N. Brummund et al., Nucl. Phys., A453 (1986) 349
- [Buc81] H. Bucka, „Nukleonenphysik“, Verlag de Gruyter, Berlin, 1981
- [Che68] K. Chen et al., Phys. Rev., 166 (1968) 949
- [Chr73] P.R. Christensen et al., Nucl. Phys., A207 (1973) 433
- [Chu91] L. Chulkov, private Mitteilung
- [Chu92] L. Chulkov et al., "Study of the Proton - Rich Nucleus Structure", SIS Proposal No. S116, GSI Darmstadt, 1992

- [Com74] V. Comparat et al., Nucl. Phys., A221 (1974) 403
- [Chr73] C.R. Christensen et al., Nucl. Phys., A207 (1973) 433
- [Det86] C. Detraz, Proceedings of the International Nuclear Physics Conference, I.O.P. Conf. Ser., 2 (1986) 495
- [Dod73] G. Do Dang et al., Can. J. Phys., 51 (1973) 737
- [Duf86] J.P. Dufour et al., Nucl. Instr. Meth., A248 (1986) 267
- [Dug67] M.A. Duguay et al., Phys. Rev., 163 4 (1967) 1259
- [Ege92] P. Egelhof, "Nuclear Structure Studies on Exotic Nuclei by Direct Reactions in Inverse Kinematics", talk presented at: Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Beams, Dourdon, France, 1992
- [Fol92] H. Folger, private Mitteilung
- [Fra87] B. Franzke, Nucl. Instr. Meth., B24/25 (1987) 18
- [Fri92] J. Friese et al., "Excitation of the M1 resonance in ^{56}Ni by inelastic proton scattering", SIS-ESR Proposal zum EA 12.92, GSI Darmstadt, 1992
- [Gei87] H. Geissel et al., "Projectile Fragment Separator", Proposal for the SIS-ESR Experimental Program, GSI Darmstadt, 1987
- [Gei89] H. Geissel et al., "The Projectile Fragment Separator FRS at GSI", GSI-Report 89-30, Darmstadt, 1989
- [Gei92] H. Geissel, "Secondary Beams at the Projectile Fragment Separator FRS and the Storage-Cooler Ring ESR", Beitrag zur Konferenz NFFS 6/AMCO 9 1992, Bernkastel-Kues, Deutschland, 1992
- [Gei92a] H. Geissel et al., Nucl. Instr. Meth., B70 (1992) 286
- [Gel83] C.K. Gelbke, Nucl. Phys., A400 (1983) 473c
- [Gla59] R.J. Glauber, "Lectures in Theoretical Physics", ed. Brittin, New York, 1959
- [Gol74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett., 53B (1974) 306
- [Gos77] J. Gosset et al., Phys. Rev. C, 16 (1977) 629
- [Gre86] C. Gregoire et al., Ann. Phys. Fr., 11 (1986) 323
- [Ham65] L. Hamamoto, Nucl. Phys., 73 (1965) 225

- [Ham91] M. Hamm, „Vorversuche zur elastischen und inelastischen Protonenstreuung mit radioaktivem Strahl in inverser Kinematik“, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1992
- [Han91] E. Hanelt, „Untersuchung des Impulsverlust - Achromats und seine Anwendung auf die Messung der β - verzögerten Neutronenradioaktivität von ^{14}Be , ^{17}B und ^{19}C “, Doktorarbeit, TH Darmstadt, 1991
- [Hen88] W. Henning et al., „Nuclear Structure Studies Near Closed - Shell Nuclei far off Stability“, SIS-ESR Proposal No. 56, GSI Darmstadt, 1988
- [Hub90] F. Hubert et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 46 (1990) 1
- [Hue88] J. Hüfner et al., Phys. Rev. C, 12 (1975) 1888
- [Hue85] J. Hüfner, Phys. Rep., 125 (1985) 129
- [Hum92] F. Humbert, private Mitteilung
- [Ish91] M. Ishihara et al., Proc. of the 4th Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Kanazawa, Japan, 1991
- [Jaf70] A. Jaffrin, Phys. Letters, B 32 (1970) 448
- [Kie90] P. Kienle, G. Siegert, „Neue Beschleuniger und Experimentieranlagen für schwere Ionen bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung“, Sonderdruck aus: Physikalische Blätter, 46. Jahrgang, April 1990, Seite 109
- [Klu86] H.J. Kluge, „Isolde Users' Guide“, CERN RD/710-15, (1986)
- [Kra89] G. Kraus, „Untersuchung der (d,p)-Reaktion an mittelschweren Kernen in inverser Kinematik“, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1989
- [Kun77] P.D. Kunz et al., „CHUCK - A Coupled-Channel Code“, The Niels Bohr Institute Computer Program Library, 1977
- [Kuo68] T.T.S. Kuo et al., Nucl. Phys., A114 (1968) 241
- [Kwi78] K. Kwiatkowski et al., Nucl. Phys., A301 (1978) 349
- [Law66] R.D. Lawson et al., Phys. Letters, 22 2 (1966) 168
- [Led78] C.M. Lederer, V.S. Shirley, „Table of Isotopes 7th Ed.“, John Wiley & Sons Inc., New York, 1978
- [Leo87] W.R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer Verlag, Frankfurt, 1987
- [Mar67] J.B. Marion et al., Nucl. Instr. Meth., 51 (1967) 93

- [Mar68] J.B. Marion, F.C. Young, "Nuclear Reaction Analysis", North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968
- [Mar83] N. Marty et al., Nucl. Phys., A396 (1983) 145c
- [May84] T. Mayer-Kuckuk, „Kernphysik“, Teubner Verlag, Stuttgart, 1984
- [Mil91] U. Milkau, „Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwerionenstößen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien“, Doktorarbeit, Universität Frankfurt, 1991
- [Moh91] M. Mohar et al., Phys. Rev. Letters, 66 (1991) 1571
- [Mol75] E. Moll et al., Nucl. Instr. Meth., 123 (1975) 615
- [Mot88] B.R. Mottelson et al., Phys. Rev. C, 37 2 (1988) 816
- [Mue90] A.C. Mueller et al., Nucl. Instr. Meth., B56/57 (1990) 559
- [Mün92] G. Münzenberg, „Ein Separator für exotische Schwerionenstrahlen“, Sonderdruck aus: AGF-Jahresheft 1992, GSI Darmstadt, 1992
- [Nad81] A. Nadasen et al., Phys. Rev. C, 23 3 (1981) 1023
- [Nag84] S. Nagamiya et al., Adv. Nucl. Phys., 13 (1984) 201
- [Noj88] Y. Nojiri et al., Nucl. Instr. Meth., B33 (1988) 193
- [Obe72] G. Oberlechner et al., Nucl. Phys., A191 (1972) 577
- [Ols83] D.L. Olson et al., Phys. Rev. C, 28 (1983) 1602
- [Pat75] R. Patnaik et al., Phys. Rev. C, 12 6 (1975) 2038
- [Pra91] M.S. Pravikoff et al., Nucl. Phys., A528 (1991) 225
- [Ram88] S. Raman et al., Phys. Rev. C, 37 2 (1988) 805
- [Ram87] S. Raman et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36 1 (1987) 1
- [Ram89] S. Raman et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 42 1 (1989) 1
- [Reh78] K.E. Rehm et al., Phys. Rev. Letters, 40 23 (1978) 1479
- [RNB91] Proceedings of the 2nd International Conference on Radioactive Nuclear Beams, Louvain-La-Neuve, Belgium, (1991)
- [Röc88] E. Röckl, Nucl. Phys., A488 (1988) 95c
- [Ros72] C.K. Ross et al., Nucl. Phys., A196 (1972) 369

- [Row70] D.J. Rowe, "Nuclear Collective Motion", Methuen and Co. Ltd., London, 1970
- [Sat83] G.R. Satchler, "Direct Nuclear Reactions", Oxford University Press (Clarendon), London, 1983
- [Shi76] J.P. Schiffer et al., Rev. Mod. Phys., 48 2 (1976) 191
- [Shi90] J.P. Schiffer et al., "Investigation of (p, p)- and (p, p') - Reactions using Radioactive ^{56}Ni - Beams in Inverse Kinematics", SIS Proposal No. S090, GSI Darmstadt, 1990
- [Shu73] N. Schulz et al., Phys. Rev. C, 8 5 (1973) 1779
- [Shw90] Th. Schwab, „Transport von Schwerionen durch Materie innerhalb ionenoptischer Systeme“, Doktorarbeit, Universität Gießen, 1990
- [Spa75] G. Spahn et al., Nucl. Instr. Meth., 123 (1975) 425
- [Spi92] H. Spies, „Entwicklung eines Fragmentdetektorsystems zur Untersuchung peripherer Stöße bei hohen Strahlenergien“, Doktorarbeit, Universität Frankfurt, 1992
- [Ste62] P.H. Stelson et al., Nucl. Phys., 32 (1962) 652
- [Süm90] K. Sümmerer et al., Phys. Rev. C, 42 (1990) 2546
- [Sym79] T.J.M. Symons et al., Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 40
- [Tan85] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett., 55 (1985) 2676
- [Tan89a] I. Tanihata, in "Treatise on Heavy-Ion Science Vol.8", Plenum Press, New York, 1989
- [Tan89b] I. Tanihata, in "Reactions Using High Energy Beams of Radioactive Nuclei and Structure of Exotic Nuclei", RIKEN-AF-NP-78, Japan, 1989
- [Tee67] R.G. Tee et al., Nucl. Phys., A98 (1967) 417
- [Val91] E. Valtonen, private Mitteilung
- [Vid76] F. Videbæk et al., Nucl. Phys., A256 (1976) 301
- [Wap77] A.H. Wapstra et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 19 3 (1977) 179
- [Wec90] J. Weckenmann et al., „Aufbau und Wirkungsweise einer universellen Abbremsanlage für den Fragmentseparator der GSI Darmstadt“, GSI Report 90-13, GSI Darmstadt, 1990

- [Wei93] A. Weiß, „Experimente zur Kernfragmentation und zur Produktion radioaktiver Strahlen für direkte Reaktionen“, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1993
- [Wes79] G.D. Westfall et al., Phys. Rev. Lett., 43 (1979) 1895
- [Won68] S.S.M. Wong et al., Phys. Letters, B 28 (1968) 77
- [Wol71] H. Wollnik, Nucl. Instr. Meth., 95 (1971) 453
- [Woo84] L.W. Woo et al., Phys. Rev. C, 29 3 (1984) 794
- [Yar79] Y. Yariv et al., Phys. Rev. C, 20 (1979) 2227

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die auf die eine oder andere Weise zu dieser Arbeit beigetragen haben. Stellvertretend für alle:

- meinem Doktorvater Prof.Dr. Walter Henning für die Stellung des Themas und die ständige Diskussionsbereitschaft, auch über 7600 km Luftlinie. Immer eine Handvoll guter Ideen im Ärmel !
- Dr. Peter Egelhof für sein ausdauerndes Engagement in der Sache. Ohne ihn hätte vermutlich noch kein ^{56}Ni - Kern das Target gesehen ! Außerdem für das sorgfältige Redigieren der Arbeit.
- Prof.Dr. John P. Schiffer für die kritische (und dadurch sehr konstruktive!) Begleitung des gesamten Experiments. Von ihm stammt die Idee für die Messung !
- meinen russischen Freunden Dr. Leonid Chulkov und Dr. Michael Golovkov, von denen ich in allen Beziehungen sehr viel gelernt habe. Ein besonderes **большое спасибо** an Misha für seinen 4-wöchigen Einführungskurs „Weißes Meer mit Eisenbahn und Faltboot“.
- der FRS - Crew – insbesondere Dr. Hans Geissel – für die rund-um-die-Uhr Betreuung am Separator. Für das geduldige Ertragen aller dilettantischen Versuche seitens der Experimentatoren, irgendetwas am FRS selbst einstellen zu wollen. Und diverse Nachteinsätze, wenn die Hauptkonsole nach solchen Versuchen wieder einmal jegliche Kooperation verweigerte .
- meinen MitstreiterInnen Christine Fischer und Arnold Weiß. Da bedarf es keiner weiteren Worte ...
- allen MünchnerInnen für die gute Zusammenarbeit und die Produktion der PIN-Dioden Teleskope, besonders Monika Peter, Dr. Jürgen Friese und Dr. Albrecht Gillitzer .
- allen netten Leuten aus sämtlichen Werkstätten, sei das GSI, Uni Mainz - Physik oder Kernchemie !
- Prof.Dr. B.A. Brown und Prof.Dr. K.Ogawa für die aktuellen Ergebnisse ihrer Schalenmodellrechnungen.

- Jim Morrison (†) für die Inspiration beim Schreiben. Waiting for the sun !
- Angelika Himmler für die tatkräftige Unterstützung in der heißen Phase des Experiments. Für Sonnenschein in dunkler Zeit !
- meiner liebsten Freundin Anke für die große Geduld, die zahlreichen alleine verbrachten Wochenenden, die Bereitschaft, sich den Physik - bedingten Frust anzuhören, die juristische Überprüfung der Arbeit und und und

Lebenslauf

Name: Gerald Kraus
Anschrift: Erzbergerstr. 79
6500 Mainz-Mombach
Tel.: 06131/687306

Geburtsdatum: 17. Februar 1961
Geburtsort: Gemünden/Main
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulischer Werdegang

09.67–08.71 Gemünden/Main Grundschule
09.71–07.80 Gemünden/Main Wirtschaftswissenschaftliches Gymnasium
27.06.80 Abitur (2.0)

Wehrdienst

07.80.–07.82 München Wehrdienst beim PzGrenBtl. 561.
Tätigkeit als Gruppen- und Zugführer. Vertrauensmann. (Letzter Dienstgrad Lt.d.Res.).

Hochschule

10.82–09.83 Erlangen Studium Elektrotechnik (Diplom) an der Universität Erlangen-Nürnberg
10.83–01.90 Mainz Studium Physik (Diplom) an der Johannes Gutenberg Universität Mainz
17.01.90 Diplomprüfung (Sehr gut)
Diplomarbeit: *Untersuchung der (d,p)-Reaktion an mittelschweren Kernen in inverser Kinematik* (Sehr gut)
03.90–07.93 Darmstadt Wissenschaftliche Hilfskraft bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt. In dieser Zeit Doktorarbeit auf dem Gebiet experimentelle Kernphysik. Thema: *Inelastische Protonstreuung am doppeltmagischen ^{56}Ni mit radioaktivem Schwerionenstrahl in inverser Kinematik*
16.07.93 Mündliche Prüfung

