

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die elastische und inelastische Protonenstreuung an mittelschweren instabilen Kernen untersucht. Das Ziel war insbesondere die Anregung der magnetischen Dipolriesenresonanz (M1) im doppelt-magischen Kern ^{56}Ni ($T_{1/2} = 6.1$ d, EC) um Aussagen über den Spin- und Spin-Isospin-Anteil der im Kernschalenmodell verwendeten Restwechselwirkung treffen zu können. Es wurde dazu ein erstes kernphysikalisches Streuexperiment mit Sekundärstrahl in inverser Kinematik am internen Gastarget des Experimentierspeicherrings (ESR) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt.

Zur quantitativen Auswertung der Meßgrößen mußte die Luminosität zuverlässig und unabhängig von Strahl- und Targetprofil bestimmt werden. Dazu wurden großflächige ($\Delta\Omega = 10$ msr) Detektoren für den Einsatz im Ultrahochvakuum entwickelt und direkt in den Speicherring ($P \leq 10^{-8}$ Pa) eingebaut. Mit diesen Si-PIN-Dioden-Arrays wurden niederenergetische ($E \leq 500$ A·keV) Rückstoßkerne aus dem Target nahe $\theta_{Lab} = 90^\circ$ ($\hat{=} \theta_{CM} = 0^\circ$) nachgewiesen und über die elastische Streuung die Luminosität für verschiedene Projektil-Target-Kombinationen bestimmt. Zudem konnten wertvolle Informationen über Strahlqualität und experimentelle Rahmenbedingungen am Gastarget gewonnen werden. Durch erstmaligen Einsatz eines CH_4 -Gasjets als Protonentarget konnte die H-Atom-Dichte auf $n_{target} = 1.9 \cdot 10^{13}$ H-Atome/cm³ und damit um ca. zwei Größenordnungen gegenüber einem reinen H_2 -Gastarget ($n_{target} = 2.9 \cdot 10^{11}$ H-Atome/cm³) gesteigert werden.

Für die Untersuchung der M1-Resonanz wurden kompakte, ortsempfindliche ($\Delta x = 0.5$ mm $\hat{=} \Delta\theta_{Lab} = 1.5$ mrad) Detektorteleskope aus Si-Detektoren und CsI-Szintillatoren mit Photodiodenauslese entwickelt, in denen Protonen mit Energien $E_p \leq 56$ MeV gestoppt werden können. Der gesamte Experimentaufbau wurde mit elastischer Protonenstreuung an stabilem ^{58}Ni getestet. Bei einer Luminosität von $L = 3 \cdot 10^{26}$ cm⁻²s⁻¹ für ^{58}Ni -Strahl und CH_4 -Target ergab sich eine Nachweisempfindlichkeit des gesamten Detektorsystems von 5 Ereignissen pro mb und Tag.

Erstmalig wurde versucht, einen durch Projektilfragmentation ($^{58}\text{Ni} + ^9\text{Be}$, $\sigma_{Prod} = 1.38$ mb) erzeugten ^{56}Ni -Sekundärstrahl mit hoher Intensität im ESR zu akkumulieren. Es konnten im Mittel $\langle N \rangle = 2 \cdot 10^4$ ^{56}Ni -Ionen gespeichert werden, was einer Luminosität von $L = 3 \cdot 10^{23}$ cm⁻²s⁻¹ entsprach. Aufgrund dieser geringen Luminosität gelang es noch nicht, die M1-Resonanz in ^{56}Ni nachzuweisen. Die Durchführbarkeit dieses und ähnlicher Experimente nach einer Erhöhung der Strahlintensität wurde gezeigt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Kernspektroskopie mit inelastischer Protonenstreuung	8
2.1	Methode der gestörten Wellen	10
2.2	Effektive Wechselwirkung bei Proton–Kern–Streuung	11
2.3	Inelastische Streuung und Kernstruktur	13
3	Produktion von Sekundärstrahlen und prinzipielle Experimentbedingungen	17
3.1	Produktion sekundärer Schwerionenstrahlen	17
3.2	Die Beschleunigeranlage der GSI	20
3.3	Experimentbedingungen	22
3.3.1	Bedingungen am FRS	22
3.3.2	Bedingungen am ESR	22
3.3.3	Vergleich der Bedingungen an FRS und ESR	26
4	Bestimmung des B(E2)–Wertes in ^{56}Ni am FRS	29
4.1	Kinematik und Experimentaufbau	30
4.2	Ergebnisse und Diskussion	35
5	Luminositätsmessungen am Gastarget des ESR	41
5.1	Meßprinzip	41
5.2	Entwicklung eines Detektors für den Einsatz im UHV	44
5.2.1	Aufbau	44
5.2.2	Labortests	47
5.3	Meßergebnisse	47
5.3.1	Luminositäten	50
5.3.2	Strahlausdehnung	52
5.3.3	Untergrund	58
6	Protonenstreuung an ^{56}Ni und ^{58}Ni im ESR	61
6.1	Kinematische Bedingungen und Meßprinzip für die Anregung der M1–Resonanz in ^{56}Ni	61
6.2	Vergleich der Meßplätze FRS und ESR	64
6.3	Das Detektorsystem	66
6.3.1	Anforderungen	66
6.3.2	Detektorkonzept und Experimentaufbau	68

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
6.3.3 Besondere technische Einzelheiten und Testmessungen . .	71
6.4 Ergebnisse der Protonenstreuung an ^{58}Ni	76
6.5 Ergebnisse der Protonenstreuung an ^{56}Ni	81
6.6 Vergleich und Diskussion der Strahlparameter für ^{58}Ni und ^{56}Ni .	85
7 Zusammenfassung und Ausblick	88
Literatur	93

Kapitel 1

Einleitung

Kernspektroskopie mit inelastischer Streuung ist eine klassische Methode, um die Vorhersagen von Kernstrukturmodellen zu testen bzw. Informationen für die Erweiterung dieser Modelle zu bekommen. Das wohl gebräuchlichste Modell ist das Schalenmodell in all seinen Varianten. In seiner einfachsten Form besagt es, daß sich die Nukleonen unabhängig voneinander in einem mittleren Potential bewegen, das von allen Nukleonen gebildet wird (*Independent Particle Model*, IPM). Um aber korrekte Werte für z.B. Anregungsenergien und Übergangstärken von höherliegenden Zuständen zu erhalten, muß zusätzlich die im mittleren Potential nicht enthaltene Restwechselwirkung zwischen den einzelnen Nukleonen berücksichtigt werden. Diese Restwechselwirkung wird meist durch phänomenologische Ansätze beschrieben, die aus mehreren Termen mit verschiedenen Spin- und Isospin-Abhängigkeiten bestehen. Gerade die Anteile der Restwechselwirkung, die allein vom Spin bzw. vom Skalarprodukt aus Spin und Isospin abhängen, sind bisher nur ungenau bekannt. Um hierüber genauere Informationen zu bekommen, ist es nötig, sehr starke und reine Spin-Flip-Übergänge ($\Delta S = 1$) ohne bzw. mit Änderung des Isospins ($\Delta T = 0$ bzw. $\Delta T = 1$) zu untersuchen. Den Idealfall solcher Anregungen findet man in Kernen, bei denen viele Protonen und Neutronen, die sich jeweils im selben Zustand mit dem Gesamtdrehimpuls $j = l + 1/2$ befinden, über eine große Energielücke in den Zustand $j = l - 1/2$ gehen können. Diese Bedingungen werden hervorragend erfüllt bei doppeltmagischen Kernen mit gleicher Anzahl von Protonen und Neutronen, deren Schalenabschluß durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht wird.

Wie man dem Niveauschema in Abbildung 1.1 entnehmen kann, handelt es sich bei diesen idealen Kernen um ^{56}Ni und ^{100}Sn . Beide Isotope sind allerdings instabil ($T_{1/2}(^{56}\text{Ni}) = 6.1 \text{ d}$, $T_{1/2}(^{100}\text{Sn}) = 0.94 \text{ s}$ [Sch 96]) und konnten deshalb bisher nicht mit inelastischer Streuung untersucht werden. Erst in den letzten Jahren gelang es, Sekundärstrahlen instabiler Isotope zu produzieren und für Experimente zur Verfügung zu stellen. ^{56}Ni ist durch seine Nähe zum Stabilitätstal und dem daraus resultierenden hohen Produktionsquerschnitt ein Isotop,

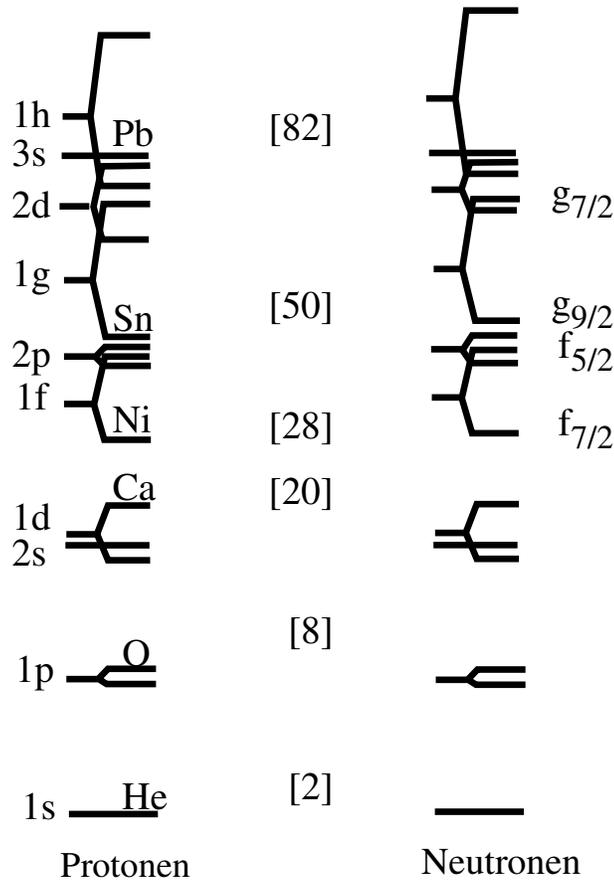


Abbildung 1.1: Niveaufolge des Schalenmodells.

von dem bereits Sekundärstrahlen mit erfolgversprechenden Intensitäten erzeugt werden können. Der besonders neutronenarme Kern ^{100}Sn hingegen konnte im April 1994 an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) erstmals produziert und identifiziert werden [Sch 94]. Bei einem Produktionsquerschnitt von $\sigma_{prod} = 11 \text{ pb}$ [Sch 96] ist mit einem ^{100}Sn -Strahl an der GSI in nächster Zeit allerdings nicht zu rechnen.

Die bisher aussagekräftigsten Untersuchungen im Bereich der Spin-Flip-Anregungen wurden an doppeltmagischen Kernen mit $N \neq Z$ wie ^{48}Ca und ^{208}Pb durchgeführt. Dabei handelte es sich sowohl um inelastische Streuexperimente zur Untersuchung der M1-Resonanz (isokalar: $\Delta S = 1$, $\Delta T = 0$ und isovektoriell: $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$, $\Delta T_Z = 0$) [Reh 82, Cra 83, Las 85, Ste 83] als auch Ladungsaustauschreaktionen wie $^A_Z X(p, n) ^A_{Z+1} X^*$ zur Untersuchung der Gamow-Teller-Resonanz ($\Delta S = 1$, $\Delta T_Z = 1$) [And 85, Las 85].

Zur Anregung der M1-Resonanz wird sowohl die inelastische Streuung mit

Elektronen wie auch mit hochenergetischen Hadronen (p, d, α mit $E_{proj} = (200 - 300)$ A·MeV) verwendet. Während bei der inelastischen Hadronenstreuung die Übergänge im wesentlichen durch die starke Wechselwirkung vermittelt werden, verursacht bei den Elektronenstreuexperimenten die gut bekannte elektromagnetische Wechselwirkung die Anregungen. Zudem zeichnen sich die Untersuchungen mit Elektronen durch ihre sehr gute Energieauflösung aus [Hei 83]. Jedoch werden mit inelastischer Elektronenstreuung nicht nur die hier interessierenden magnetischen Dipolübergänge, sondern auch viele weitere Resonanzen mit ähnlichen Wirkungsquerschnitten angeregt. Die Identifikation der gesuchten Resonanz kann mit einer zweiten, selektiveren Methode erfolgen. So werden z.B. bei der inelastischen Streuung von α -Teilchen ($S = 0, T = 0$) nur skalare Moden ($\Delta S = 0, \Delta T = 0$) angeregt, während man mit Deuteronen ($S = 1, T = 0$) zusätzlich isoskalare Spin-Flip-Anregungen ($\Delta S = 1, \Delta T = 0$) beobachten kann. Durch inelastische Protonenstreuung können zwar ebenfalls alle Typen von Resonanzen untersucht werden, die Stärke der jeweiligen Anregung ist aber charakteristisch von der Projektilenergie abhängig. Auf diese Weise können gezielt bestimmte Resonanztypen angeregt werden. Da zudem die Elektronenstreuung an instabilen Kernen zur Zeit experimentell nicht möglich ist, wurde für den ersten Nachweis der isovektoriellen (und evtl. isoskalaren) M1-Resonanz in ^{56}Ni die Methode der inelastischen Protonenstreuung in inverser Kinematik gewählt.

Durch inelastische Protonenstreuung an ^{56}Ni kann zudem eine weitere interessante Fragestellung geklärt werden. Bei allen bisher untersuchten doppelmagischen Kernen konnten die tiefliegenden Anregungszustände im Rahmen des Einteilchen-Schalenmodells (IPM) beschrieben werden. ^{56}Ni ist nun ein doppelmagischer Kern, der im Vergleich zu diesen Isotopen zwei Besonderheiten aufweist: Er ist instabil und der leichteste doppelmagische Kern, dessen Schalenabschluß durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht wird. Durch inelastische Protonenstreuung kann der Übergang in den ersten 2^+ -Zustand angeregt werden. Vergleicht man die gemessene Übergangsstärke mit dem im IPM berechneten $B(E2)$ -Wert, erhält man Informationen über die Kollektivität des Übergangs.

Nach einer kurzen Zusammenfassung der wesentlichen theoretischen Punkte für die Kernspektroskopie mit inelastischer Protonenstreuung (Kapitel 2) und einen Überblick über die Produktionsmöglichkeiten für Sekundärstrahlen im allgemeinen sowie über die Experimentbedingungen an der Beschleunigeranlage der GSI im besonderen (Kapitel 3), wird deshalb in Kapitel 4 zunächst ein Experiment zur Bestimmung des $B(E2)$ -Wertes von ^{56}Ni vorgestellt. Nach einer kurzen Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse dieser Untersuchung, werden in Kapitel 5 Messungen zur Luminositätsbestimmung im Experimentierspeicherring (ESR) der GSI ausführlich beschrieben. Da der ESR als geeignetster Meßplatz für die Anregung der M1-Resonanz mit inelastischer Protonenstreu-

ung ausgewählt worden war, erwies sich die Bestimmung der Luminosität sowie der experimentellen Rahmenbedingungen am dortigen internen Gastarget als wesentliche Aufgabe. Anschließend werden die Messungen mit ^{56}Ni -Strahl zur Untersuchung der M1-Anregung zusammen mit den vorangegangenen Testmessungen mit ^{58}Ni -Strahl in Kapitel 6 dargestellt. In Kapitel 7 folgt noch eine kurze Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit sowie ein Ausblick, worin im Speziellen auf die geplanten Verbesserungen in Bezug auf eine Erhöhung der Strahlintensität eingegangen wird.

Kapitel 2

Kernspektroskopie mit inelastischer Protonenstreuung

Aus der inelastischen Hadronenstreuung kann man sowohl Informationen über die Kernreaktion, die zur Anregung führt, als auch über die Struktur des Targetkerns erhalten. Ziel dieses Kapitels ist es, die grundlegende Meßgröße, den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$, zunächst mit Hilfe einiger Näherungen in Kernreaktions- und Kernstrukturanteile zu separieren, und diese anschließend im Einzelnen näher zu betrachten. Dabei wird sich zeigen, daß für die inelastische Protonenstreuung die Reaktionsanteile gut bekannt sind und deshalb diese Methode für die Bestimmung von Kernstrukturgrößen geeignet ist.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Übergangsamplitude T_{fi} :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |T_{fi}|^2 \quad (2.1)$$

Die Übergangsamplitude beschreibt den Übergang von Projektil und Target aus dem Eingangs(i)- in den Ausgangs(f)-Reaktionskanal. Bezeichnet man die Spin-Quantenzahlen des Protons mit $|\frac{1}{2}m\rangle$ und die des Targets mit $|I M\rangle$ lautet das Matrixelement des Übergangsoперators \hat{T} :

$$T_{fi} = \langle \vec{k}_f, I_f M_f, \frac{1}{2} m_f | \hat{T} | \vec{k}_i, I_i M_i, \frac{1}{2} m_i \rangle \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnen \vec{k}_i und \vec{k}_f die Impulse des Projektils vor und nach dem Stoß.

Im allgemeinen stellt der Übergangsoперator \hat{T} einen komplizierten Vielteilchenoperator dar. Aber bei inelastischer Protonenstreuung mit Projektilenergien ab etwa 100 A·MeV vereinfacht sich dieser Operator aus folgenden Gründen erheblich:

- Die Wechselwirkung, die die jeweilige Anregung verursacht, ist klein gegenüber dem mittleren Kernpotential. Die Streuung des Projektils kann also in guter Näherung durch *elastische* Prozesse mit diesem Kernpotential

beschrieben werden. Für die Wellenfunktionen des Projektils im Ein- und Ausgangskanal können deshalb die Lösungen der Schrödinger-Gleichung für elastische Streuung am optischen Potential, $\chi_i^{(+)}$ und $\chi_f^{(-)}$, verwendet werden.

- Bei höheren Projektilenergien kann man von einem direkten “Ein-Schritt-Reaktionsmechanismus” ausgehen. Dabei wird das Proton an einem *einzelnen* Nukleon j des Kerns gestreut, ohne mit den übrigen $(A-1)$ Nukleonen in Wechselwirkung zu treten. Die effektive Wechselwirkung zwischen Projektil und Target V_{PT} läßt sich dann in eine Summe von Wechselwirkungen V_{pj} zwischen dem Proton und den einzelnen Targetnukleonen umschreiben:

$$V_{PT} \rightarrow \sum_{j=1}^A V_{pj} \quad (2.3)$$

Um die Austauscheffekte zu berücksichtigen, müßte V_{pj} durch $\overline{V}_{pj} = V_{pj}(1 - \hat{P}_{pj})$ ersetzt werden. Der Austauschoperator \hat{P}_{pj} vertauscht dabei die Orts-, Spin- und Isospinkoordinaten der Nukleonen p und j . Dies würde zu einer nichtlokalen effektiven Wechselwirkung führen. Bei Projektilenergien > 100 A·MeV wird dieser nichtlokale Operator allerdings gut durch eine lokale Näherung beschrieben [Pet 69, Lov 78].

Die Übergangsamplitude T_{fi} wird unter obigen Näherungen folgendermaßen definiert:

$$T_{fi} = \int d^3r_p \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_p) U_{fi}(\vec{r}_p) \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_p) \quad (2.4)$$

Dabei handelt es sich bei $\chi_i^{(+)}$ und $\chi_f^{(-)}$ um die gestörten Wellenfunktionen des Projektils am Ort \vec{r}_p mit dem Impuls \vec{k}_i vor und \vec{k}_f nach dem Stoß. Das in Gleichung 2.4 enthaltene Übergangspotential U_{fi} ist definiert durch:

$$U_{fi}(\vec{r}_p) = \langle I_f M_f, \frac{1}{2} m_f | \sum_{j=1}^A V_{pj} | I_i M_i, \frac{1}{2} m_i \rangle \quad (2.5)$$

$$= \int d^3r' V(\vec{r}' - \vec{r}_p) \rho_{fi}(\vec{r}') \quad (2.6)$$

Das Potential $V(\vec{r}' - \vec{r}_p)$ beschreibt die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetnukleonen. Die Übergangsdichte $\rho_{fi}(\vec{r}')$ enthält alle Strukturinformationen über den Targetkern in Bezug auf den jeweiligen Übergang.

Den Gleichungen 2.4 und 2.6 kann man entnehmen, daß die Übergangsamplitude T_{fi} und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ im wesentlichen auf drei Komponenten zurückzuführen sind:

- Die gestörten Wellenfunktionen $\chi_i^{(+)}$, $\chi_f^{(-)}$ beschreiben die Zustände des *Projektils* im Ein- und Ausgangskanal bei elastischer Streuung am mittleren Kernpotential. Diese Zustände sind eine gute Näherung für die Zustände des Projektils bei der inelastischen Streuung (Methode der gestörten Wellen; siehe Abschnitt 2.1).
- Das Potential $V(\vec{r}' - \vec{r}_p)$ gibt die Wechselwirkung zwischen *Projektil* und *Targetnukleonen* wieder (siehe Abschnitt 2.2).
- Die Übergangsdichte $\rho_{fi}(\vec{r}')$ hängt von den Wellenfunktionen des *Targetkerns* ab und beinhaltet Informationen über seine Struktur (siehe Abschnitt 2.3).

Kennt man nun zwei der drei Komponenten, kann man aus dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt Informationen über den dritten Anteil ableiten. Wie in den beiden folgenden Abschnitten gezeigt wird, existieren gerade bei der inelastischen Protonenstreuung für die beiden ersten, von der Kernreaktion abhängigen Anteile zuverlässige Daten und Modelle. Deshalb wird für die Bestimmung von Kernstrukturgrößen häufig diese Meßmethode angewandt.

2.1 Methode der gestörten Wellen

Wie bereits erwähnt, können die Wellenfunktionen des Projektils in guter Näherung durch die Lösungen der Schrödinger-Gleichung für elastische Streuung am optischen Potential bestimmt werden. Der Ansatz für das optische Potential lautet hierbei wie üblich:

$$U_{opt}(r) = -V f_R(r) - iW f_I(r) + (V_{SO} + iW_{SO}) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c^2} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_{SO}(r)}{dr} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \quad (2.7)$$

mit dem Woods-Saxon-Potential

$$f_j(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r_j - R)/a_j]}, \quad j = R, I, SO, \quad (2.8)$$

wobei $R = r_0 A^{1/3}$ den mittleren Kernradius beschreibt. Die Parameter des optischen Potentials werden für bestimmte Projektil-Target-Kombinationen und Projektilenergien durch Anpassung an experimentelle Daten (differentieller Wirkungsquerschnitt) aus der elastischen Streuung gewonnen. Gerade für die Protonenstreuung wurden bisher eine Vielzahl von Streuexperimenten mit verschiedensten Targets und Einschußenergien durchgeführt. So konnten nicht nur speziell für diese Experimente die Potentialparameter bestimmt werden, sondern es gelang auch, Systematiken für ihre Berechnung in Abhängigkeit von Nukleonenzahl und Projektilenergie aufzustellen [Sch 82].

2.2 Effektive Wechselwirkung bei Proton-Kern-Streuung

Für die effektive Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen gibt es verschiedene Ansätze. Einer der gebräuchlichsten wurde von M.A. Franey und W.G. Love [Lov 81, Fra 85] aufgestellt. Dieses Potential beschreibt die Wechselwirkung bei der Streuung von *freien* Nukleonen und basiert auf Nukleon-Nukleon-Streudaten mit $100 \text{ A}\cdot\text{MeV} \leq E_{proj} \leq 800 \text{ A}\cdot\text{MeV}$. Bei Projektilenergien $\geq 100 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ ist diese Beschreibung eine gute Näherung für Proton-Kern-Streuung (*Impulse Approximation*). Dabei handelt es sich um eine Erweiterung der Näherung, die durch Gleichung 2.3 eingeführt wurde und besagte, daß die Streuung zwischen zwei *einzelnen* Nukleonen stattfindet. Deshalb kann das im folgenden abgeleitete Potential für die Wechselwirkung zwischen freien Nukleonen $V_{12}(\vec{r})$ für das Wechselwirkungspotential V_{pj} in Gleichung 2.5 eingesetzt werden.

Die Übergangsamplituden für die Streuung von zwei *freien* Nukleonen (1 und 2 $\hat{=} p$ und j) werden bei Franey und Love mit t_F bezeichnet ($\hat{=} T_{fi}$) und in Abhängigkeit von Impulsübertrag $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ und Schwerpunktenenergie E_{CM} folgendermaßen dargestellt:

$$t_F(\vec{q}, E_{CM}) = \int d^3r \exp[-i\vec{k}' \cdot \vec{r}] V_{12}(\vec{r}) (1 - \hat{P}_{12}) \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}] \quad (2.9)$$

Dabei bezeichnet \hat{P}_{12} den zur Antisymmetrisierung notwendigen Austauschoperator. Die Form der effektiven Wechselwirkung $V_{12}(\vec{r})$ ergibt sich aus den allgemeinen Symmetrien der starken Wechselwirkung zu einem zentralen Anteil, einem Spin-Bahn- und einem Tensor-Term mit folgenden Spin-Isospin-Abhängigkeiten:

$$\begin{aligned} V_{12}(\vec{r}) &= V^C(r) + V^{LS}(r) \vec{L}_{12} \cdot \vec{S} + V^T(r) S_{12}(\hat{r}) \quad (2.10) \\ &= V_0^C(r) + V_\sigma^C(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_\tau^C(r) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\ &\quad + V_{\sigma\tau}^C(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \\ &\quad + [V^{LS}(r) + V_\tau^{LS}(r) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2] \vec{L}_{12} \cdot \vec{S} \\ &\quad + [V^T(r) + V_\tau^T(r) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2] S_{12}(\hat{r}) \quad (2.11) \end{aligned}$$

mit dem relativen Drehimpulsoperator $\vec{L}_{12} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)/2$, dem gesamten Zwei-Nukleonen-Spin $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ und dem Tensor-Operator $S_{12}(\hat{r}) = 3 \vec{\sigma}_1 \hat{r} \vec{\sigma}_2 \hat{r} - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$.

Love und Franey stellten die radialen Anteile der einzelnen Terme jeweils als Summe von Yukawa-Funktionen dar:

$$V^j(r) = \sum_{i=1}^{N_j} V_i \frac{\exp(-r/R_i)}{r/R_i}, \quad j = C, LS, T \quad (2.12)$$

Die komplexen Potentialstärken V_i , die Reichweiten R_i sowie die Anzahl N_j der verwendeten Summanden wurden durch eine Anpassung an experimentell bestimmte Übergangsamplituden t_F ermittelt und sind abhängig von der Projektilenergie. Diese Abhängigkeit der zentralen Anteile von t_F ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Hierbei bezeichnen t_0^C , t_σ^C u.s.w. diejenigen Anteile der Übergangsamplitude, die durch V_0^C , V_σ^C u.s.w. vermittelt werden. Für die isoskalare M1-Resonanz ($\Delta S = 1$, $\Delta T = 0$) ist der Anteil t_σ^C maßgebend, während der Anteil $t_{\sigma\tau}^C$ für die isovektorielle M1-Resonanz ($\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$, $\Delta T_z = 0$) verantwortlich ist.

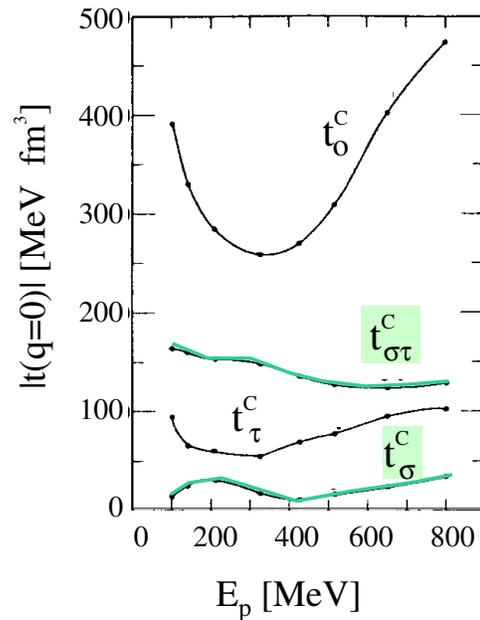


Abbildung 2.1: Zentrale Anteile der Übergangsamplitude t_F als Funktion der Projektilenergie.

Wie man Abbildung 2.1 entnehmen kann, weist der stärkste Anteil t_0^C , der Übergänge ohne Spin- und Isospinänderung beschreibt, bei Projektilenergien von $200 \text{ A}\cdot\text{MeV} \leq E_{proj} \leq 400 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ ein Minimum auf. D.h. diese Reaktionen, die bei einer Messung der M1-Resonanz als Untergrund auftreten, werden bei solchen Projektilenergien unterdrückt. Zudem erreicht der Anteil t_σ^C bei $E_{proj} \approx 200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ sein Maximum. Die Komponente $t_{\sigma\tau}^C$ wird kaum von der Projektilenergie beeinflusst. Deshalb liegt die optimale Projektilenergie für die Anregung der M1-Resonanz durch inelastische Protonenstreuung bei $E_{proj} \approx 200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$.

2.3 Inelastische Streuung und Kernstruktur

Die gesamte Information über die Struktur eines Kerns findet man in seiner Übergangsdichte:

$$\rho_{fi}(\vec{r}, \vec{s}, \vec{t}) = \langle I_f M_f | \hat{\rho}_{fi}(\vec{r}, \vec{s}, \vec{t}) | I_i M_i \rangle \quad (2.13)$$

mit dem Übergangsoperator

$$\hat{\rho}_{fi}(\vec{r}, \vec{s}, \vec{t}) = \frac{1}{4} \rho_{00}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \sum_{i=x,y,z} \sigma_i \rho_{10,i}(\vec{r}) + \frac{1}{2} \sum_{j=x,y,z} \tau_j \rho_{01,j}(\vec{r}) + \sum_{i,j=x,y,z} \sigma_i \tau_j \rho_{11,ij}(\vec{r}), \quad (2.14)$$

wobei $\rho_{00}(\vec{r})$ ein Skalar im Spin- und Isospinraum, $\rho_{10}(\vec{r})$ ein Vektor im Spin-Raum und ein Skalar im Isospin-Raum ist, und so weiter [Boh 69].

Diese Übergangsdichte kann man einerseits, bei bekannten Kernreaktionsanteilen, der Meßgröße $d\sigma/d\Omega$ entnehmen und andererseits mit verschiedensten Methoden aus Kernmodellen berechnen. Im wesentlichen benötigt man für die Berechnung der Übergangsdichte die Wellenfunktionen der Kernzustände $|I M\rangle$. Die übliche Methode, diese Wellenfunktionen im Bereich der Resonanzen zu bestimmen, ist die *Random-Phase-Approximation* (RPA) in ihren unterschiedlichen Varianten. Einen guten Überblick über diesen gesamten Bereich gibt z.B. [Spe 91]. An dieser Stelle soll nur kurz die einfachste Form der RPA sowie der Zusammenhang zwischen Meßgröße und Information über die Restwechselwirkung skizziert werden.

Im allgemeinen kann ein angeregter Zustand $|I_f M_f\rangle$ beschrieben werden durch die Anwendung eines Operators Q_f^\dagger auf den Grundzustand $|0\rangle$:

$$|I_f M_f\rangle = Q_f^\dagger |0\rangle \quad (2.15)$$

In der RPA ist der Erzeugungsoperator definiert durch eine Überlagerung von 1-Teilchen-1-Loch-Anregungen (*ph*-Anregungen):

$$Q_f^\dagger = \sum_{m,i} (X_{mi}^f a_m^\dagger a_i - Y_{mi}^f a_i^\dagger a_m) \quad (2.16)$$

Hierbei sind a_m^\dagger und a_i die 1-Teilchen-Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren, die ein Teilchen im Zustand ϕ_m oberhalb der Fermi-Energie erzeugen, bzw. im Zustand ϕ_i unterhalb der Fermi-Energie vernichten.

Die *ph*-Amplituden X_{mi}^f und Y_{mi}^f werden folgendermaßen bestimmt: Aus der Schrödinger-Gleichung

$$H |I_f M_f\rangle = E_f |I_f M_f\rangle \quad (2.17)$$

und der Bewegungsgleichung

$$[H, Q_j^\dagger] |0\rangle = (E_f - E_0) Q_j^\dagger |0\rangle = \omega_{f0} Q_j^\dagger |0\rangle \quad (2.18)$$

mit der Grundzustandsenergie E_0 und dem Hamiltonoperator

$$H = H_{MeanField} + H_{Rest} \quad (2.19)$$

$$= \sum_k \epsilon_k a_k^\dagger a_k + \frac{1}{4} \sum_{kk',ll'} \bar{v}_{kk',ll'} a_{k'}^\dagger a_k^\dagger a_{l'} a_l \quad (2.20)$$

ergeben sich die gekoppelten RPA-Gleichungen

$$\begin{pmatrix} A_{minj} & B_{minj} \\ B_{minj}^* & A_{minj}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{nj}^f \\ Y_{nj}^f \end{pmatrix} = \omega_{f0} \begin{pmatrix} X_{mi}^f \\ -Y_{mi}^f \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Hierbei gilt die Definition

$$A_{minj} = (\epsilon_m - \epsilon_i) \delta_{mn} \delta_{ij} + \bar{v}_{mj in} \quad (2.22)$$

$$B_{minj} = \bar{v}_{m nij} \quad (2.23)$$

und die Normierung

$$\sum_{mi} |X_{mi}^f|^2 - \sum_{mi} |Y_{mi}^f|^2 = 1. \quad (2.24)$$

Mit den RPA-Gleichungen bestimmt man also die Anregungsenergie ω_{f0} sowie die ph -Amplituden X_{mi}^f und Y_{mi}^f und damit den Zustand $|I_f M_f\rangle$. Als Eingabeparameter werden dabei die 1-Teilchen-Energien ϵ_k , die 1-Teilchen-Wellenfunktionen ϕ_k und die Restwechselwirkung $\bar{v}_{kk',ll'}$ benötigt.

Für den 1-Teilchen-Anteil des Hamiltonoperators $H_{MeanField}$ wird häufig ein Ansatz mit Woods-Saxon-Potential verwendet. Die Restwechselwirkung, bei der es sich im Rahmen der RPA um die Teilchen-Loch-Wechselwirkung F^{ph} handelt, kann auf verschiedene Weisen dargestellt werden. Am gebräuchlichsten ist das Landau-Migdal-Potential:

$$F^{ph}(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = C_0(f_0 + f'_0 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + g_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + g'_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (2.25)$$

Die in Gleichung 2.25 enthaltenen Parameter g_0 und g'_0 der spin- und spin-isospin-abhängigen Terme sind bisher nur ungenau bekannt. Die Bestimmung dieser Parameter erfolgt am besten mit einem starken M1-Übergang in einem guten Schalenmodellkern. Hier ist $H_{MeanField}$ gut bekannt und die Anregung läßt sich durch reine ph -Übergänge beschreiben. Wie in der Einleitung dargelegt wurde, ist ^{56}Ni ein idealer Kern für derartige Untersuchungen.

Deshalb war ^{56}Ni bereits häufig Gegenstand theoretischer Vorhersagen für die M1-Resonanz (z.B. [Mig 91, Kam 93]). Ein Beispiel für eine berechnete Stärkeverteilung [Mig 91] ist im linken Teil von Abbildung 2.2 gezeigt. Dabei wurde die gestrichelte Kurve ohne Restwechselwirkung berechnet, während die

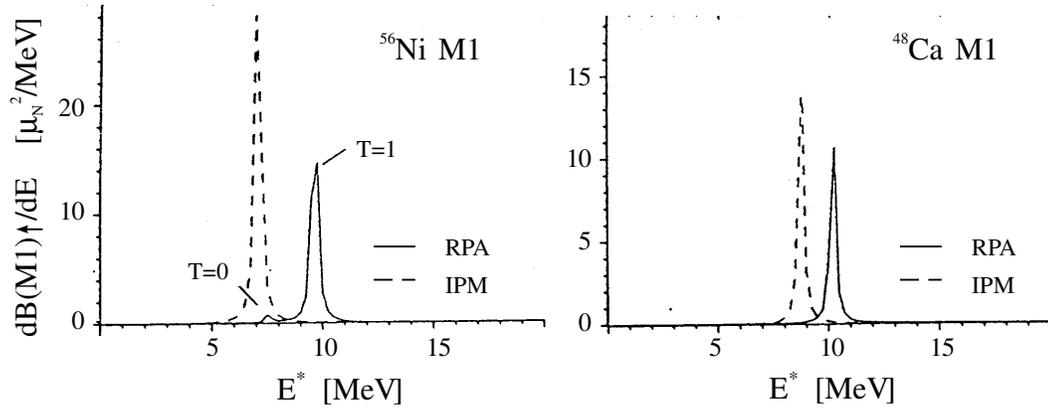


Abbildung 2.2: Berechnete Stärkeverteilung der M1-Resonanz in ^{56}Ni (linkes Bild) und ^{48}Ca (rechtes Bild), entnommen aus [Mig 91]. Die gestrichelte Kurve wurde ohne Restwechselwirkung, d.h. im *Independent Particle Model* (IPM), berechnet, während die durchgezogene Kurve das Ergebnis einer RPA-Rechnung mit Landau-Migdal-Wechselwirkung wiedergibt.

durchgezogene Linie das Ergebnis einer RPA-Rechnung mit Landau-Migdal-Wechselwirkung wiedergibt. Aus der RPA-Rechnung ergibt sich für die isoskalare M1-Resonanz eine Anregungsenergie $E^* = 7.5$ MeV mit $B(M1 \uparrow) = 0.4 \mu_N^2$ und für den isovektoriellen Anteil $E^* = 9.6$ MeV mit $B(M1 \uparrow) = 9.5 \mu_N^2$. Dieselben Rechnungen wurden mit guter Übereinstimmung auch für bereits experimentell nachgewiesene M1-Resonanzen durchgeführt. Auf der rechten Seite von Abbildung 2.2 sind die Ergebnisse für die Anregung in ^{48}Ca dargestellt. Die in [Mig 91] berechneten Werte von $E^* = 10.2$ MeV mit $B(M1 \uparrow) = 4.77 \mu_N^2$ stimmen gut mit den experimentellen Ergebnisse ($E^* = 10.23$ MeV, $B(M1 \uparrow) = (4.0 \pm 0.3) \mu_N^2$) überein. U.a. wurde die M1-Resonanz dieses Kerns auch mit hochenergetischer, inelastischer Protonenstreuung untersucht [Reh 82, Cra 83]. Spektren der dabei nachgewiesenen Rückstoßprotonen bei verschiedenen Streuwinkeln sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Man kann deutlich die für eine Anregung mit $\Delta L = 0$ charakteristische Zentrierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei $\theta_{Lab} = 0^\circ$ erkennen.

Für ^{56}Ni mit $N = Z$ und gleichen besetzten Drehimpulsorbitalen für Protonen und Neutronen erwartet man einen wesentlich größeren und eindeutigeren Einfluß der Restwechselwirkung auf die Anregungsenergie und Stärke der Resonanz. Dadurch sollte eine genauere Bestimmung der Parameter für den spin- und spin-isospin-abhängigen Anteil der Restwechselwirkung möglich sein.

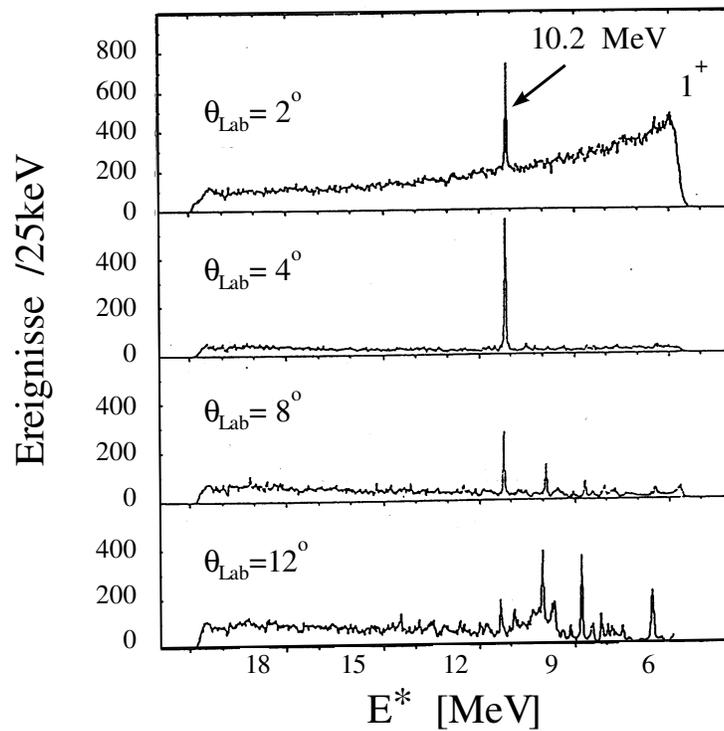


Abbildung 2.3: Spektren der Rückstoßprotonen aus der Reaktion $^{48}\text{Ca}(p, p')$ bei $E_p = 201$ MeV [Cra 83].

Kapitel 3

Produktion von Sekundärstrahlen und prinzipielle Experimentbedingungen

Experimente mit Sekundärstrahlen instabiler Isotope gewinnen in der Kernphysik zunehmend an Bedeutung. Infolge dieser Entwicklung werden in den nächsten Jahren nicht nur die bereits bestehenden Anlagen zur Produktion radioaktiver Strahlen ausgebaut, sondern auch einige neue Projekte gestartet. Ein Überblick über die momentane Situation auf diesem Gebiet, sowie über die geplanten Aktivitäten findet sich in [NuP 93]. An dieser Stelle soll nur ein kurzer Abriss der verschiedenen Produktionsmöglichkeiten von Sekundärstrahlen gegeben werden. Anschließend wird die Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) vorgestellt, an der die im folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt wurden. Dabei wird speziell auf die Experimentbedingungen für Untersuchungen mit Sekundärstrahl an den verschiedenen Meßplätzen eingegangen.

3.1 Produktion sekundärer Schwerionenstrahlen

Exotische Kerne lassen sich durch unterschiedlichste Reaktionsmechanismen erzeugen. Dabei handelt es sich um die Spallation mit Hilfe hochenergetischer Protonen, die induzierte Spaltung durch thermische Neutronen, Transferreaktionen, Fusions-Evaporations-Reaktionen und die Projektilfragmentation mit Schwerionen. Bereits durch die Auswahl des Reaktionstyps wird der Bereich der produzierten Isotope festgelegt. Während z.B. bei der Spaltung hauptsächlich neutronenreiche Isotope erzeugt werden, erhält man durch Fusionsreaktionen neutronenarme Kerne bis hin zu den schwersten Elementen.

Für die anschließende Präparation sekundärer Ionenstrahlen aus diesen exotischen Isotopen gibt es zur Zeit zwei grundsätzlich unterschiedliche Methoden, die im Folgenden genauer vorgestellt werden sollen.

Bei der ISOL (Isotope Separator OnLine)–Methode werden die Reaktionsprodukte zunächst im Target gestoppt. Durch Heizen des Targets diffundieren diese Reaktionsprodukte an die Targetoberfläche, werden von dort desorbiert und anschließend in einer Ionenquelle ionisiert. Nach Vorbeschleunigung auf Energien von einigen keV werden die Ionen in einem Massenspektrometer separiert und gegebenenfalls nachbeschleunigt.

Die konkurrierende Methode der Projektilfragmentation basiert auf der Reaktion hochenergetischer ($E \geq 50 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) Schwerionen mit leichten Targetkernen. Die dabei erzeugten Fragmente behalten im wesentlichen die kinematischen Eigenschaften, d.h. Betrag und Richtung der Geschwindigkeit des Projektils bei. Wegen dieser Fokussierung der Fragmente in Vorwärtsrichtung ist eine anschließende Trennung durch ein Magnetspektrometer möglich.

Die Hauptunterschiede der beiden Methoden liegen in den Separationszeiten, der Strahlqualität und – energie der Sekundärstrahlen und nicht zuletzt in deren Intensitäten:

- Separationszeiten:

Die ISOL–Methode weist bedingt durch Diffusionszeiten im Target bzw. der Transferzeit vom Target zur Ionenquelle Separationszeiten von $t_s \geq 50 \text{ ms}$ auf [NuP 93]. Deshalb ist es auf diese Weise nicht möglich, sehr kurzlebige Isotope zu untersuchen.

Bei der Projektilfragmentation ist die Separationszeit durch die Flugzeit der Fragmente durch das Magnetspektrometer gegeben und beträgt nur einige 100 ns.

- Energie und Strahlqualität:

Die Qualität und Energie der Sekundärstrahlen hängt bei der ISOL–Methode von den Nachbeschleunigern ab. Während bei Zyklotrons Energien von einigen 10 A·MeV erreicht werden, erhält man bei den Linac–Projekten Strahlen mit Energien an der Coulombschwelle ($\approx 5 \text{ A}\cdot\text{MeV}$). Die höheren Energien sind allerdings mit schlechteren Strahlemittanzen¹ von typisch $10 \pi \text{ mm mrad}$ verbunden, während z.B. bei REX–ISOLDE bei CERN mit einem Linearbeschleuniger eine Emittanz von $(0.5 - 1.5) \pi \text{ mm mrad}$ erwartet werden darf [NuP 93].

Die Projektilfragmente hingegen besitzen fast die volle Energie ihrer hochenergetischen Primärstrahlen, z.B. 50 A·MeV (GANIL) oder 1 A·GeV (GSI). Ihre Strahlemittanz ist allerdings mit $20 \pi \text{ mm mrad}$ für hochauflösende Messungen nicht geeignet. Eine deutliche Verbesserung wird nur durch die

¹Die Emittanz ε ist die Fläche der Phasenraumellipse: $\varepsilon = \pi x x'$, mit x : Ort (FWHM) und x' : Winkel (FWHM).

anschließende Strahlkühlung in einem Speicherring möglich. Damit können sehr geringe Emittanzen ($\varepsilon = 0.1 \pi \text{ mm mrad}$) und Impulsunschärfen ($\Delta p/p = 10^{-6}$) erreicht werden.

- Intensität:

Gerade für kernphysikalische Streu- und Reaktionsexperimente, die durch kleine Wirkungsquerschnitte von höchstens einigen 10 mb/sr gekennzeichnet sind, ist eine hohe Sekundärstrahlintensität wesentlich.

Bei den ISOL-Projekten werden z.B. bei Spallationsreaktionen mit hochenergetischen Protonen (CERN) Sekundärintensitäten von bis zu 10^{12} Teilchen/s erwartet ².

Die primären Intensitäten hochenergetischer Schwerionenstrahlen sind hingegen auf einige 10^{10} Teilchen/s beschränkt. Deshalb erreicht man selbst bei hohen Produktionsquerschnitten von einigen mb bei der Projektilfragmentation nur Sekundärintensitäten der Größenordnung von 10^7 Teilchen/s. Die niedrigen Strahlintensitäten bei der Projektilfragmentation mit hochenergetischen Schwerionenstrahlen lassen sich durch Kombination mit einem Speicherring, wie z.B. dem Experimentierspeicherring (ESR) an der GSI, erhöhen. Hier besteht die Möglichkeit, den Sekundärstrahl über längere Zeit zu akkumulieren, anschließend über mehrere Stunden ohne drastische Verluste zu speichern und mit einer Frequenz von einigen MHz umlaufen zu lassen. Auf diese Weise erhält man Intensitäten von einigen 10^{14} Teilchen/s. Allerdings muß man bei späteren Zählratenabschätzungen für Streuexperimente in Speicherringen die um ca. 6 bis 7 Größenordnungen kleinere Targetdichte von den internen Faden- oder Gastargets gegenüber externen Festkörpertargets in Betracht ziehen.

Ausgehend von den prinzipiellen Methoden und den zur Zeit geplanten bzw. bereits durchgeführten Projekten läßt sich folgendes Fazit ziehen: Während durch die ISOL-Methode v.a. intensive Strahlen nicht zu kurzlebiger Isotope mit Energien nahe der Coulombbarriere erzeugt werden können, erhält man durch Projektilfragmentation bevorzugt Sekundärstrahlen mit Energien $E > 100 \text{ A} \cdot \text{MeV}$.

Um Anregungen in ^{56}Ni mit Hilfe inelastischer Protonenstreuung durchführen zu können, bedarf es folgender Voraussetzungen:

- ^{56}Ni muß in ausreichender Intensität als Strahl produziert werden.
- Als Target sollte entweder ein reines H_2 -Gastarget oder ein $(\text{CH}_2)_n$ -Festkörper-Target zur Verfügung stehen.

²Bisher erreicht wurden z.B. 10^9 Teilchen/s bei AREANAS³ (Louvain-la-Neuve).

- Wie in Abschnitt 2.2 bereits ausführlich dargelegt wurde, sollte die Strahlenergie $E \approx 200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ betragen, um Anregungen mit Spin-Flip möglichst sensitiv durchführen zu können.

Insbesondere die Anforderung an die Strahlenergie wird zur Zeit nur bei der GSI erfüllt, wo zudem ^{56}Ni mit hohen Produktionsquerschnitten durch die Fragmentation eines ^{58}Ni -Strahls erzeugt werden kann. Deshalb wurden die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente an dieser Beschleunigeranlage, die im nächsten Abschnitt kurz vorgestellt wird, durchgeführt.

3.2 Die Beschleunigeranlage der GSI

An der Beschleunigeranlage der GSI können Schwerionen einschließlich Uran auf Energien bis zu $E = 2 \text{ A}\cdot\text{GeV}$ (U: $1.2 \text{ A}\cdot\text{GeV}$) gebracht werden. Dafür werden die Ionen im Linearbeschleuniger UNILAC auf $11.4 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ vorbeschleunigt. Diese Strahlen können entweder direkt für Niederenergie-Experimente benutzt werden oder werden nach Erhöhung ihres Ladungszustandes durch einen Gas- oder Folienstripper in das Schwerionensynchrotron SIS eingeschossen. Die Maximalenergien nach Durchlaufen des SIS betragen aufgrund der maximalen Steifigkeit $B\rho = 18 \text{ Tm}$ $(1\text{--}2) \text{ A}\cdot\text{GeV}$. Nach Extraktion aus dem SIS gibt es drei Möglichkeiten, die Schwerionenstrahlen weiter zu transportieren:

- Sie können direkt für Hochenergie-Experimente (KAOS, 4π , LAND, usw.) in der Targethalle zur Verfügung gestellt werden.
- Sie werden in den Experimentierspeicherring ESR [Fra 87] eingespeist. Auf der Transferlinie SIS – ESR besteht die Möglichkeit, durch einen Folienstripper den Ladungszustand weiter zu erhöhen, d.h. wasserstoffähnliche oder sogar nackte Ionen zu erzeugen. Die Schwerionenstrahlen werden im ESR akkumuliert, gekühlt, gespeichert und eventuell abgebremst. Die so modifizierten Strahlen können für Experimente im Ring genutzt oder extrahiert und wieder in die Targethalle geleitet werden.
- Die dritte Möglichkeit ist der Weg über den Fragmentseparator (FRS), einem hochauflösenden 0° -Spektrometer [Gei 92a]. Die Schwerionen aus dem SIS werden zunächst auf ein Target gelenkt. Aus den erzeugten Projekttilfragmenten werden im ersten Teil des FRS durch magnetische Ablenkung diejenigen mit einem bestimmten A/Z -Verhältnis ausgesucht. In der Mitte des FRS ist es möglich, in einer speziell geformten Materieschicht (Degrader) die Isotope elementspezifisch abzubremsen ($\Delta E \propto Z^2$). So kann man durch eine zweite magnetische Selektionsstufe genau ein Isotop

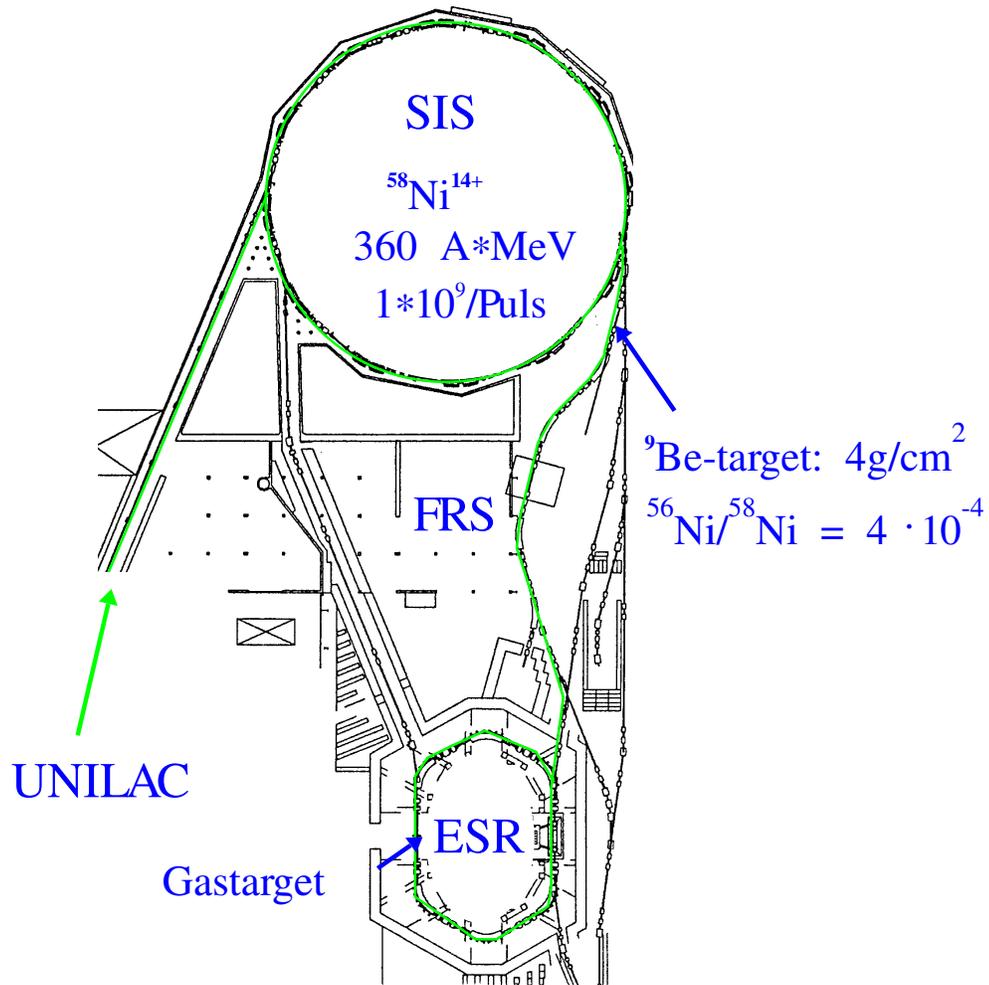


Abbildung 3.1: Beschleunigeranlage der GSI. Eingetragen sind die Parameter für die Erzeugung eines ⁵⁶Ni-Strahls mit der Energie $E = 200 \text{ A} \cdot \text{MeV}$.

auswählen. Dieses Selektionsverfahren und andere Betriebsmoden des FRS sind ausführlich in der Literatur (z.B. [Sch 90, Gei 92a]) dargestellt.

Der isotonenreine Strahl kann bereits direkt für Experimente genutzt werden oder durch Speichern und Kühlen im ESR sowohl in Intensität als auch Qualität verbessert werden.

3.3 Experimentbedingungen

Für die geplanten Experimente mit einem ^{56}Ni -Sekundärstrahl standen zwei Meßplätze zur Auswahl: direkt am Endfokus des FRS oder am internen Gastarget des Speicherrings. Im folgenden sollen kurz die experimentellen Rahmenbedingungen an den beiden Strahlplätzen vorgestellt und verglichen werden.

3.3.1 Bedingungen am FRS

Die Experimentbedingungen am Endfokus des FRS sind vor allem geprägt durch die hohe Emittanz des Sekundärstrahles von $\varepsilon = 20 \pi \text{ mm mrad}$ und der Energieunschärfe $\Delta E/E \approx 2.5\%$. Darum ist es hier nur möglich, Experimente mit moderaten Anforderungen an die Energie- und Winkelauflösung durchzuführen. Die gegebene Emittanz entspricht einem Strahlfleck mit einem Durchmesser von $\varnothing \approx 10 \text{ mm}$ (FWHM) und einer Strahldivergenz von $x' \approx 2 \text{ mrad}$ (FWHM). Die hieraus resultierende Winkelunschärfe von $\Delta\theta_{\text{Lab}} = 11 \text{ mrad}$ in 20 cm Entfernung vom Wechselwirkungspunkt ist für viele Experimente nicht ausreichend. Deshalb müssen Detektoren zur Spurverfolgung (*Tracking*) eingesetzt werden, d.h. ortsauflösende Detektoren, die sowohl vor als auch hinter dem Streutarget in genau bekannten Entfernungen positioniert sind. Mit ihnen ist es möglich, die Bahn jedes einzelnen Strahlteilchens genau zu verfolgen und so seinen Durchstoßpunkt und Winkel im Target im Rahmen ihrer eigenen Ortsauflösung festzulegen. Durch die begrenzte Zählratenfestigkeit herkömmlicher Detektoren (meist Plastiksintillatoren) ist man allerdings auf eine Strahlintensität von einigen 10^5 Teilchen/s limitiert. Als Streutargets können jedoch Festkörpertargets mit Teilchendichten von $\rho d \approx 10^{20}$ Teilchen/cm² (\approx einige mg/cm²) verwendet werden. Die Dicke dieser Targets muß in Bezug auf folgende zwei Punkte für jedes Experiment optimiert werden: einerseits sollen möglichst viele Targetatome pro Fläche vorhanden sein, um das jeweilige Experiment innerhalb eines akzeptablen Zeitraums (einige Tage bis wenige Wochen) mit vernünftiger Statistik durchführen zu können. Zum anderen wächst mit steigender Targetdicke die durch Streuung bedingte Energie- und Winkelunschärfe der Rückstoßteilchen.

3.3.2 Bedingungen am ESR

Einen Überblick über den Experimentierspeicherring ESR zeigt Abbildung 3.2. Mit 108 m ist sein Umfang genau halb so groß wie der des SIS. Die maximale Steifigkeit beträgt $B\rho = 10 \text{ Tm}$ und reicht aus, um schwere, nackte Ionen mit Energien von einigen 100 A·MeV ($E_{\text{max}}(\text{Ne}^{10+}) = 834 \text{ A}\cdot\text{MeV}$, $E_{\text{max}}(\text{U}^{92+}) = 556 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) zu speichern. Die für unser Experiment wichtigen Hauptkomponenten — Elektronenkühler, Gastarget und Umladedetektoren — sollen hier kurz vor-

gestellt und die Experimentbedingungen aufgezeigt werden. Genauere Informationen zum Experimentierspeicherring und seinen Einrichtungen finden sich in [Fra 87].

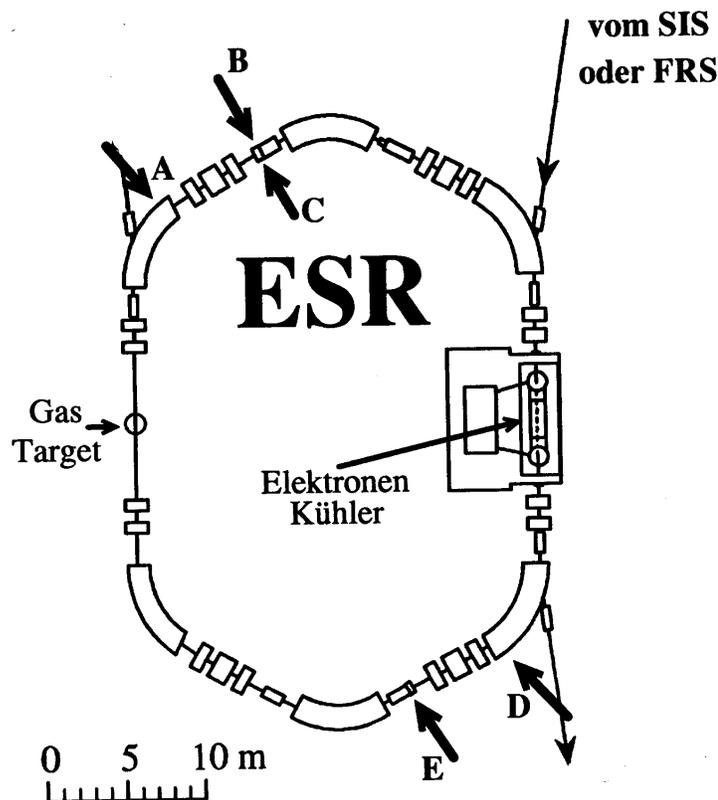


Abbildung 3.2: Der Experimentierspeicherring ESR. An den mit (A) bis (E) gekennzeichneten Stellen befinden sich fahrbare Detektortaschen.

Elektronenkühler

Die vom SIS oder FRS ankommenden Ionen werden auf ihrer Einschubbahn durch ein synchrones Hochfrequenzfeld geringfügig abgebremst und so auf ihre Sollbahn gebracht. Durch dieses "HF-stacking" genannte Verfahren ist es möglich, viele Teilchenpakete "aufeinanderzustapeln" und damit die Strahlintensität zu erhöhen, ohne bei jedem neuen Einschub den bereits gespeicherten Strahl zu stören oder gar zu verlieren.

Um möglichst viele Teilchen im Ring zu speichern, ist es nötig, ihr Phasenraumvolumen zu reduzieren. Dies geschieht durch Kühlung des Ionenstrahls

durch Überlagerung mit einem “kalten” Elektronenstrahl gleicher mittlerer Geschwindigkeit. Durch wiederholte elastische Stöße geben die “heißen” Ionen einen Teil ihres Impulses an die Elektronen ab und kühlen sich somit ab. Bei wiederholtem Durchlaufen der Kühlstrecke (Länge 2.5 m, Umlauffrequenz ≈ 1 MHz) und jeweiliger Wechselwirkung mit neuen kalten Elektronen aus der Kathode stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein. So werden Impulsunschärfen $\Delta p/p \approx 10^{-6}$ und Strahlemittanzen von $\varepsilon \approx 0.1 \pi$ mm mrad erreicht. Die Kühlrate und damit die Kühlzeit sind allerdings in komplexer Weise mit der mittleren Relativgeschwindigkeit Δv zwischen Ionen und Elektronen und deren Richtung verknüpft [Pot 90]. Bei großen Werten für Δv fällt die Kühlkraft näherungsweise mit $\Delta v / |\Delta v|^3$ ab. Für Fragmentstrahlen, die mit Impulsunschärfen $\Delta p/p \approx 7 \cdot 10^{-3}$ und Emittanzen $\varepsilon \approx 20 \pi$ mm mrad injiziert werden, ergeben sich deshalb Kühlzeiten von einigen 10 s, während stabile Strahlen aus dem SIS ($\Delta p/p \leq 10^{-3}$, $\varepsilon \approx 1 \pi$ mm mrad) innerhalb weniger Sekunden gekühlt werden.

Allerdings kann es im Elektronenkühler auch zu anderen Wechselwirkungen kommen: Durch Einfang eines Elektrons oder durch Verlust eines Elektrons bei vorher nicht nackten Ionen wird ein Teil des Strahls umgeladen, verläßt die Sollbahn und geht schließlich durch Kontakt mit dem Strahlrohr verloren. Dieser Effekt liefert bei hohen Elektronenstrahlströmen $I > 100$ mA einen maßgeblichen Beitrag zur Begrenzung der Strahllebensdauer im Ring. Diese Umladeprozesse finden nicht nur im Elektronenkühler, sondern auch durch Stöße mit Restgasatomen im Speicherringvakuum oder mit Atomen des Gastargets statt. In verschiedenen Arbeiten [Bey 94, Sto 95] wurden systematisch die Reaktionsquerschnitte von freien bzw. gebundenen Elektronen mit den umlaufenden Ionen bestimmt. Deshalb ist eine Vorhersage für die Lebensdauer des Strahls im ESR in Abhängigkeit von Kühlerstrom und Targetdichte relativ zuverlässig. Für das Experiment mit ^{56}Ni -Strahl wurde beispielsweise eine Lebensdauer $\tau = 3.8$ h abgeschätzt, die gut mit dem im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmten Wert $\tau = 3.3$ h übereinstimmt.

Gastarget

Um die Verluste aus Umladungen am Restgas möglichst klein zu halten, herrschen im gesamten Speicherring UHV-Bedingungen, d.h. ein Restgasdruck von $< 10^{-10}$ mbar. Um diese hohen Vakuumanforderungen zu erfüllen und um die hohe Akzeptanz des Ringes ($\Delta p/p \approx 2\%$) nicht zu beschneiden, wurde für das interne Gastarget ein Design nach Abbildung 3.3 ausgewählt. Das Gas wird mit Überschallgeschwindigkeit über eine Laval-Düse und vier Blenden, sogenannte Skimmer, senkrecht zum Ionenstrahl von oben in den ESR eingelassen und nach etwa 10 cm von einer differentiellen Pumpstufe mit vier Turbomolekularpumpen (“Jet-Sumpf”) wieder aufgefangen. Auf diese Weise sind keinerlei Einbauten im Ring nötig und der Restgasdruck wird außerhalb der direkten Targetumgebung

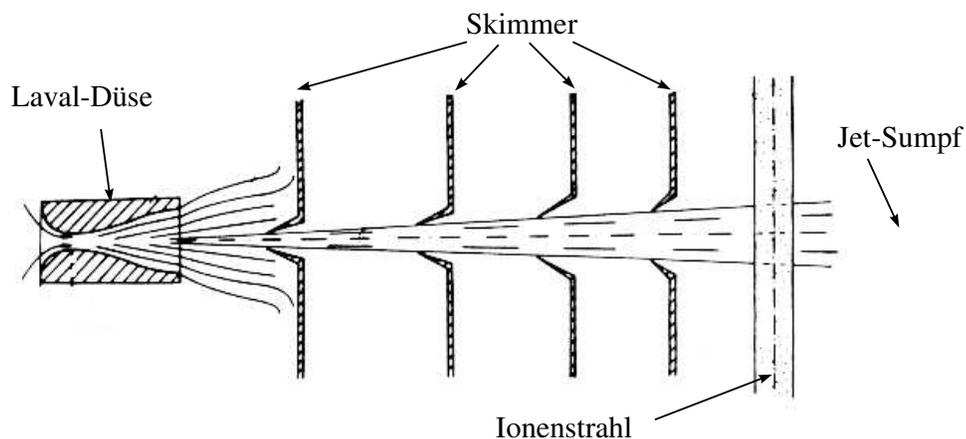


Abbildung 3.3: Einlaßstufe des Gastargets im ESR.

kaum beeinflusst. Bei der geringen Dichte des Gastargets, die im Bezug auf die Luminosität durch die Umlauffrequenz von ca. 1 MHz wieder ausgeglichen wird, spielen Effekte wie Kleinwinkelstreuung keine Rolle mehr. Allerdings ergibt sich durch den vergleichsweise großen Durchmesser des Targets von einigen mm ein nicht unerheblicher Beitrag zur Winkelunschärfe.

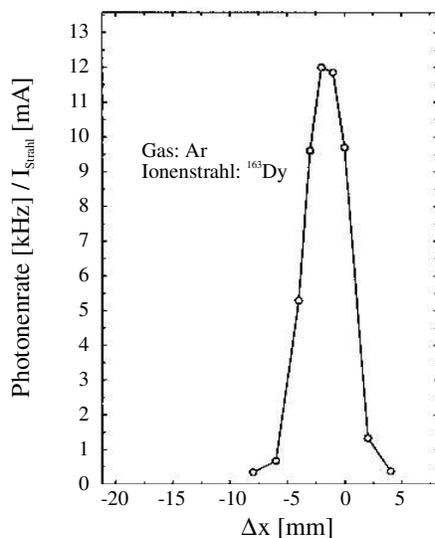


Abbildung 3.4: Zählrate des Szintillationslichts im Photomultiplier (normiert auf den Strahlstrom) bei horizontaler Verschiebung des Ionenstrahls relativ zum Gasjet [Jun 94].

Um die Strahl- bzw. Targetausdehnung abzuschätzen, wurde bisher folgendes Verfahren angewandt: Aufgrund von Anregungen der Targetgasatome durch Stöße mit den Projektilen wird in der Wechselwirkungszone Szintillationslicht ausgesandt. Dieses Licht wird über einen Photomultiplier für verschiedene Strahlbahnen aufgenommen. Die Änderung der Lichtausbeute bei einer Parallelverschiebung des Strahls über das Target ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Form des Spektrums läßt sich durch einen Strahl mit einem Durchmesser $D_s \approx (1 - 2)$ mm und einen Gasjet mit einem Durchmesser von $D_{jet} \geq 5$ mm erklären, wobei zumindest eine der beiden Dichteverteilungen gaußförmig ist.

Umladedetektoren

Die bereits beschriebenen Umladeprozesse in Elektronenkühler und Gastarget werden mittlerweile zur Strahl-diagnose herangezogen. Für den Nachweis von umgeladenen Ionen wurden an einigen Positionen im Ring (in bzw. hinter den Dipolen nach Elektronenkühler und Gastarget; s. Abbildung 3.2) fahrbare Detektortaschen eingebaut. In diesen Taschen können Detektoren beliebig nahe an den Ionenstrahl herangebracht werden. Sie sind darin durch ein $50 \mu\text{m}$ dickes Edelstahlfenster vom ESR-Vakuum getrennt. Eine genaue Beschreibung der Detektortaschen sowie der standardmäßig darin eingebauten Vieldraht-Proportional-Zähler findet sich z.B. in [Jun 94]. Die Intensität und das Profil des umgeladenen Strahls werden an einer Position im Ring gemessen, woraus bei genauer Kenntnis der Ionenoptik die Intensität und Ausdehnung des umlaufenden Strahls an jeder beliebigen Stelle im ESR berechnet werden kann.

3.3.3 Vergleich der Bedingungen an FRS und ESR

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die wesentlichen Parameter von FRS und ESR, während Tabelle 3.2 eine Abschätzung der zu erwartenden Luminosität für einen ^{56}Ni -Strahl an den beiden Meßplätzen enthält. Die Luminositätsabschätzung beruht dabei allein auf Designwerten. Der Pulsabstand, der vom SIS vorgegeben wird, beträgt ca. 3 s.

Als *Transmission* ist hier die Intensitätstransmission T^{int} angegeben. Diesen Wert erhält man, wenn man den im ESR pro Injektionszyklus zusätzlich gespeicherten Ionenstrom mit dem aus dem SIS extrahierten Strom vergleicht. Dabei muß man allerdings sowohl die unterschiedlichen Umlauffrequenzen ($f_{ESR} = 2 \cdot f_{SIS}$) als auch die eventuell unterschiedlichen Ladungszustände der Ionen in SIS und ESR berücksichtigen. Die Intensitätstransmission kann — in Abhängigkeit von dem verwendeten Injektionsmodus — um einen Faktor 2 unter der ionenoptischen Transmission T^{opt} liegen. Während der Beschleunigung im SIS sind die Teilchen zu vier Paketen gebündelt. Da der ESR den halben Umfang des SIS besitzt, können pro Injektionspuls nur zwei der Pakete in den ESR übernommen

Tabelle 3.1: Charakteristische Parameter von FRS und ESR.

	FRS	ESR
Emittanz	$20 \pi \text{ mm mrad}$	$0.1 \pi \text{ mm mrad}$
Strahldurchmesser	10 mm	1 mm
Divergenz	2 mrad	0.1 mrad
Impulsunschärfe	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Targetdichte	$10^{20} \text{ Atome/cm}^2$	$10^{13} \text{ Atome/cm}^2$
Umlauffrequenz	-	10^6 s^{-1}

Tabelle 3.2: Vergleich der Luminositäten für ein ^{56}Ni -Steuexperiment. Die einzelnen Parameter werden im Text näher erläutert.

Primärintensität:	$5 \cdot 10^9 \text{ }^{58}\text{Ni/Puls}$
Fragmentationsquerschnitt :	$\sigma_{Frag} = 1.38 \text{ mbarn}$
Produktionstarget:	$\rho d = 4 \text{ g/cm}^2 \text{ Be}$

Sekundärintensität:	$1.85 \cdot 10^6 \text{ }^{56}\text{Ni/Puls}$
---------------------	---

FRS**ESR**

Transmission	80%	Transmission	20%
		Stacking-Faktor	500
		ESR-Frequenz	$1.5 \cdot 10^6 \text{ /s}$
		Verlustfaktor	0.75

Strahlstrom	$5 \cdot 10^5 \text{ /s}$	Strahlstrom	$2.2 \cdot 10^{14} \text{ /s}$
Target	$9 \cdot 10^{19} \text{ Teilchen/cm}^2$	Target	$1 \cdot 10^{13} \text{ Teilchen/cm}^2$

Luminosität	$4.5 \cdot 10^{25} \text{ /(s} \cdot \text{cm}^2)$	Luminosität	$2.2 \cdot 10^{27} \text{ /(s} \cdot \text{cm}^2)$
-------------	--	-------------	--

werden. Die gesamte im SIS gespeicherte Intensität kann dann genutzt werden, wenn im Abstand von ca. 1 s je zwei Teilchenpakete aus dem SIS übernommen

werden (*Doppelschuß*). Im Fall dieses Doppelschußbetriebs entspricht die Intensitätstransmission der ionenoptischen Transmission. Bei bestimmten Strahlvorgaben (z.B. große Emittanzen beim Einschub durch den FRS) kann es effektiver sein, nach der Injektion von zwei Teilchenpaketen ($\hat{=} 1/2 \cdot \text{SIS-Intensität}$) den Strahl vor dem nächsten Injektionspuls erst einige Zeit (einige 10 s) zu kühlen und deshalb auf die beiden anderen Pakete zu verzichten. In diesem *Einzel-schußbetrieb* ist die ionenoptische Transmission doppelt so groß wie die Intensitätstransmission. Der *Stacking-Faktor* in Tabelle 3.2 gibt die Anzahl der Injektionszyklen pro Akkumulationszeitraum an. Der Injektionszyklus kann dabei, je nach Betriebsmodus, einen oder zwei Injektionspulse enthalten. Der *Verlustfaktor* beschreibt den Strahlverlust durch Rekombination während der Meßdauer. Durch die Berücksichtigung dieses Faktors wird der gespeicherte Strahlstrom und damit auch die Luminosität über die Meßzeit gemittelt. Einen Verlustfaktor von 0.75 erhält man z.B. für eine Messung, an deren Ende der Strahlstrom auf die Hälfte reduziert ist und die Strahlverluste nahezu linear sind. Nicht berücksichtigt wurde in dieser Abschätzung das Verhältnis von Akkumulationszeit zu Meßzeit. Auch im weiteren geht dieser Faktor nicht direkt in die Luminosität ein, sondern wird separat als *effektive Meßzeit* aufgeführt.

Zusammenfassend stellt sich der ESR als sehr gutes Instrument für hochauflösende Messungen dar, sowohl die Energie- als auch die Winkelauflösung betreffend. Allerdings kann man bei Experimenten, die diese hohe Auflösung und die möglicherweise höheren Luminositäten im Speicherring nicht unbedingt benötigen, durchaus den Meßplatz FRS vorziehen. Am FRS ist es im Gegensatz zum ESR nicht nötig, unter UHV-Bedingungen zu arbeiten, was den Experimentaufbau technisch erheblich vereinfacht. Ein Experiment, das am FRS erfolgreich durchgeführt werden konnte, ist die Bestimmung des $B(E2)$ -Wertes von ^{56}Ni . Diese Messung wird im nächsten Kapitel vorgestellt. Für das Experiment zur M1-Anregung hingegen sind, wie in Kapitel 6.2 noch genauer ausgeführt wird, die hochauflösenden Bedingungen am ESR unabdingbar.

Kapitel 4

Bestimmung des $B(E2)$ –Wertes in ^{56}Ni am FRS

Ziel des ersten Experiments mit einem ^{56}Ni –Sekundärstrahl war die Bestimmung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2 \uparrow)$ für den Übergang vom 0^+ –Grundzustand zum ersten angeregten 2^+ –Zustand in ^{56}Ni mit $E_{E2}^* = 2.70$ MeV. Es stellte sich die Frage, ob sich ^{56}Ni in diesem Zusammenhang wie ein stabiler doppeltmagischer Kern verhalten und eine Deformierbarkeit bzw. einen $B(E2)$ –Wert in der Größenordnung wie der vom Einteilchen–Schalenmodell vorhergesagte besitzen würde, oder ob die Anregung mehr kollektiven Charakter aufweisen würde und dadurch der $B(E2)$ –Wert stark erhöht wäre.

In der Literatur fand sich bisher nur eine untere Grenze von $B(E2 \uparrow) \geq 230 \text{ e}^2\text{fm}^4$ [Ram 87]. Dieser Wert wurde von Schulz et al. [Sch 73] durch die Messung der Lebensdauer des Zustandes über die Abschwächung der Dopplerverschiebung der emittierten γ –Linie bestimmt (“Doppler Shift Attenuation Method” [May 84]). Da die gefundene Lebensdauer von 0.08 ps an die Grenze des Meßverfahrens stößt, konnte für den $B(E2)$ –Wert kein Absolutwert angegeben werden.

In dem hier vorgestellten Experiment sollte der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Protonenstreuung in den 2^+ –Zustand im Bereich des ersten Maximums der Winkelverteilung gemessen und daraus der $B(E2 \uparrow)$ –Wert extrahiert werden. Die Messung fand im Rahmen einer Zusammenarbeit der TU München mit der Universität Mainz und der GSI statt. Die Auswertung der Daten war Teil der Dissertation von G. Kraus [Kra 93], deren Ergebnisse bereits mehrfach veröffentlicht wurden [Kra 94, Kra 95]. Auch im Hinblick auf die mögliche Durchführung des Experiments zur M1–Anregung am FRS soll in dieser Arbeit daher ein kurzer Abriss der Messung und eine Zusammenfassung der Resultate gegeben werden.

4.1 Kinematik und Experimentaufbau

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die 2^+ -Anregung durch inelastische Protonenstreuung, müssen die Rückstoßprotonen der Reaktion $p(^{56}\text{Ni},p')^{56}\text{Ni}^*$ nachgewiesen, identifiziert und einem Streuwinkel zugeordnet werden. Um die detektierten Teilchen als Protonen zu identifizieren und vom Untergrund zu trennen, werden ihre Energien und ihre Flugzeit vom Target zum Detektor gemessen. Wie weiter unten ausführlich dargelegt wird, erfolgt die anschließende Zuordnung dieser Rückstoßprotonen zu einer Reaktion mit einem bestimmten Q -Wert und letztendlich zu einem Streuwinkel allein über die gemessene Gesamtenergie.

Die Wahl des geeigneten Meßplatzes und des optimalen Experimentaufbaus hängt stark von den kinematischen Bedingungen für die jeweilige Reaktion ab.

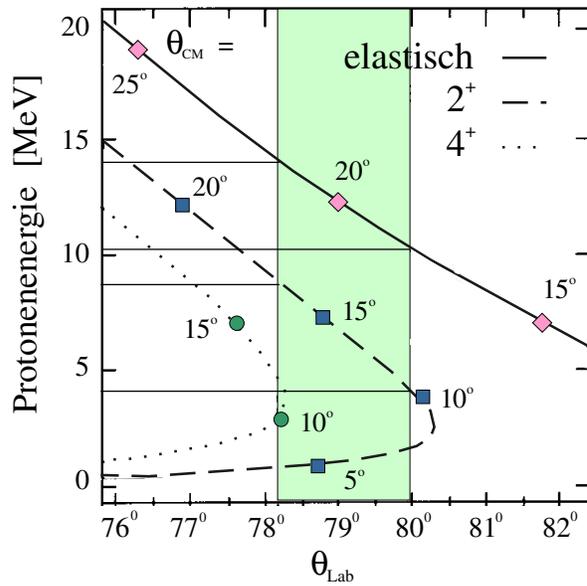


Abbildung 4.1: Energie-Winkel-Korrelation der Rückstoßprotonen aus der Reaktion $p(^{56}\text{Ni},p')^{56}\text{Ni}$ mit $E_{\text{proj}} = 101 \text{ A}\cdot\text{MeV}$. Dargestellt ist die Situation für elastisch (durchgezogene Linie) und inelastisch ($E^*(2^+) = 2.7 \text{ MeV}$, gestrichelte Linie und $E^*(4^+) = 3.9 \text{ MeV}$, gepunktete Linie) gestreute Protonen.

Abbildung 4.1 zeigt die Energie der Rückstoßprotonen als Funktion ihres Streuwinkels im Laborsystem für die Projektilenergie $E_{\text{proj}} = 101 \text{ A}\cdot\text{MeV}$. Dargestellt ist diese Korrelation sowohl für Protonen aus der elastischen Streuung (durchgezogene Linie) als auch aus den ersten beiden inelastischen Anregungen mit $E^* = 2.7 \text{ MeV}$ (2^+ ; gestrichelte Linie) und $E^* = 3.9 \text{ MeV}$ (4^+ ; gepunktete Linie).

Der schattierte Bereich von $\theta_{Lab} \approx 78.2^\circ - 80.0^\circ$ markiert den im Experiment überdeckten Winkelbereich. Er wurde nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- Für die 2^+ -Anregung entspricht diese Region einem Winkelbereich im Schwerpunktsystem von $\theta_{CM} \approx 11^\circ - 17^\circ$. Dies ist der Bereich, in dem man aufgrund vergleichbarer Messungen für andere Ni-Isotope das erste Diffraktionsmaximum in der Winkelverteilung der 2^+ -Anregung erwartet.
- Die elastische Winkelverteilung hat im selben Laborwinkelbereich ihr erstes Diffraktionsminimum ($\theta_{CM} \approx 18^\circ - 22^\circ$), wobei der elastische Wirkungsquerschnitt auf die Größenordnung des inelastischen Wirkungsquerschnittes reduziert wird.
- Rückstoßprotonen aus der 4^+ -Anregung gelangen nicht in diesen Laborwinkelbereich.

Wie bei allen doppeltmagischen Kernen ist auch bei ^{56}Ni der Niveauabstand zwischen dem Grundzustand und den ersten angeregten Zuständen sehr groß (einige MeV). Dadurch ist es möglich, selbst mit ausgedehnten ($\Delta\theta_{Lab} \approx 1.8^\circ$), nicht ortsauflösenden Detektoren die Protonen aus den verschiedenen Reaktionen allein aufgrund ihrer deutlich unterschiedlichen Energien zu identifizieren¹. Wie man anhand der in Abbildung 4.1 eingezeichneten Projektionen der kinematischen Kurven auf die Energieachse feststellen kann, bilden im überdeckten Winkelbereich die elastisch gestreuten Protonen und die Protonen aus der 2^+ -Anregung unter idealen Bedingungen ($\Delta E/E = 0\%$, $\varepsilon = 0 \pi \text{ mm mrad}$) im Energiespektrum zwei eindeutig getrennte Gruppen. Der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist dann innerhalb jeder Gruppe durch die gemessene Protonenenergie gegeben.

Für eine realistische Abschätzung muß man allerdings die verschiedenen Einflüsse, die zu einer Energieverschmierung führen können, berücksichtigen. Diese Parameter sind in Tabelle 4.1 für eine Messung am FRS zusammengestellt. Dabei wurden die Winkelunschärfen über die Steigung der kinematischen Kurve ($dE/d\theta_{Lab} = 143 \text{ keV/mrad}$) in Energieunschärfen umgerechnet. Wie man aus Tabelle 4.1 ablesen kann, folgt allein aus der erwarteten Strahlfleckgröße von $\emptyset = 10 \text{ mm}$ (FWHM) eine so große Winkel- und damit Energieunschärfe, daß eine Unterscheidung zwischen elastisch und inelastisch gestreuten Protonen allein durch die Messung ihrer Energie nicht mehr möglich wäre. Wenn man diese Ortsunschärfe auf 2 mm begrenzen kann, beträgt die Energieverschmierung unter Berücksichtigung aller Parameter nur noch $\Delta E_p \approx 475 \text{ keV}$ und die Trennung

¹Bei höherliegenden Anregungen wie der M1-Resonanz ($E_{M1}^* \approx 10 \text{ MeV}$), ist die Niveaufolge wesentlich dichter und eine Zuordnung der Protonen zu den einzelnen Anregungen ohne gleichzeitige Ortsmessung deshalb nicht mehr möglich.

Tabelle 4.1: Beiträge zur Energieauflösung für die Rückstoßprotonen aus der Anregung des ersten 2^+ -Zustandes von ^{56}Ni mit $E_{proj} = 101 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ und unter $\theta_{Lab} = 79.1^\circ$ im Abstand $d = 200 \text{ mm}$.

	$\Delta E_p (FWHM)$	
Energieunschärfe des ^{56}Ni -Strahls	$\Delta E/E \approx 2.5\%$	250 keV
Detektorauflösung		150 keV
Strahlfleckgröße	$\varnothing = 10 \text{ mm} \hat{=} 9.1 \text{ mrad}$	1300 keV
	$\varnothing = 2 \text{ mm} \hat{=} 1.7 \text{ mrad}$	250 keV
	$\varnothing = 0.5 \text{ mm} \hat{=} 0.5 \text{ mrad}$	66 keV
Strahldivergenz	$\Delta\Psi = 2 \text{ mrad}$	280 keV
ΔE_p (gesamt, $\varnothing = 10\text{mm}$)		1361 keV
ΔE_p (gesamt, $\varnothing = 2\text{mm}$)		475 keV
ΔE_p (gesamt, $\varnothing = 0.5\text{mm}$)		410 keV

der beiden Protonengruppen bleibt erhalten. Das Experiment konnte in diesem Fall also aufgrund des großen Niveauabstandes zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand und der daraus folgenden günstigen kinematischen Situation trotz der relativ schlechten Strahlqualität ($\Delta E/E \approx 2.5\%$, $\varepsilon = 20\pi$ mm mrad) direkt am FRS durchgeführt werden.

Aus den bisherigen Abschätzungen kann man folgern, daß der Experimentaufbau im wesentlichen aus zwei Detektorsystemen bestehen muß:

- Das erste System, bestehend aus Orts-, Energieverlust- und Flugzeitdetektoren, dient der Identifizierung der Fragmente am Endfokus des FRS und ihrer individuellen Spurverfolgung ("Tracking"), um die Ortsunsicherheit des Strahls am Target auf höchstens 2 mm zu begrenzen.
- Das zweite Detektorsystem muß die Gesamtenergie und die Flugzeit der inelastisch und elastisch gestreuten Protonen im Laborwinkelbereich $79.1^\circ \pm 0.8^\circ$ nachweisen. Bei der erwarteten kleinen Zählrate eines Streuexperimentes mit Sekundärstrahl (s. Abschnitt 3.1) muß außerdem ein möglichst großer Azimuthwinkelbereich überdeckt werden.

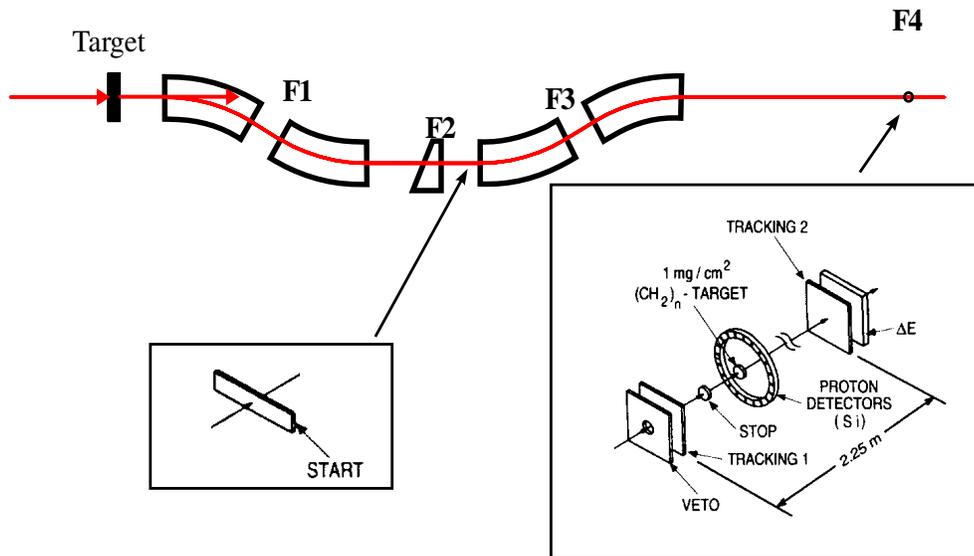


Abbildung 4.2: Schematische Ansicht des FRS mit Experimentaufbau.

Der gesamte Experimentaufbau ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Fragmentidentifikation, die Überwachung der Strahlqualität sowie das Tracking der ^{56}Ni -Projektile erfolgte durch Orts-, Zeit- sowie einer zusätzlichen Energieverlustmessung in einem System aus verschiedenen (0.5 mm – 2 mm dicken)

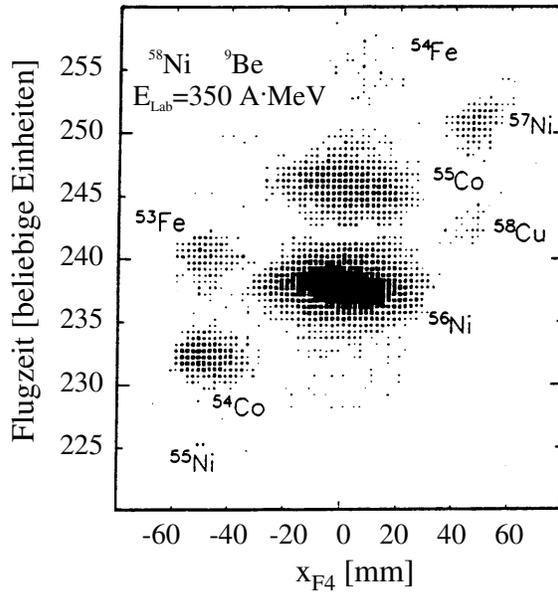


Abbildung 4.3: Identifizierung der Fragmente durch Messung der Flugzeit zwischen F2 und F4 sowie Positionsbestimmung an F4.

Plastikszintillatoren in der Mittelebene F2 und dem Endfokus F4 des FRS. Die erreichte eindeutige Isotopentrennung für die nach F4 transportierten Fragmente ist aus Abbildung 4.3 ersichtlich. Der ^{56}Ni -Strahl traf am Endfokus mit einer durchschnittlichen Intensität von $2 \cdot 10^4$ /s, einer Divergenz $x' = 7$ mrad (FWHM) und einem Strahlfleck mit dem Durchmesser $\varnothing = 15$ mm (FWHM) auf das Protonentarget ($\rho d = 1$ mg/cm 2 $(\text{CH}_2)_n$). Die Intensität war im wesentlichen bedingt durch die begrenzte Zählratenfestigkeit der großflächigen Szintillatoren. Eine ausführliche Beschreibung dieser Strahlzeit in Bezug auf die Wahl der optimalen FRS-Einstellung sowie auf die Fragmentidentifikation findet sich in der Dissertation von A. Weiss [Wei 93].

Die gestreuten Protonen aus dem Target wurden in 20 cm Abstand in einem Ring aus 19 Si(Li)-Detektoren nachgewiesen. Diese Detektoren mit einer effektiven Fläche von je 50×10 mm 2 und einer Dicke von 2.5 mm waren unter einem mittleren Laborwinkel $\theta_{Lab} = 79.1^\circ$ über den gesamten Azimuthalwinkbereich angeordnet. Die Rückstoßprotonen wurden durch eine Flugzeitmessung identifiziert. Der Untergrund aus der Reaktion von ^{56}Ni mit ^{12}C aus dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target wurde durch Messungen mit reinen ^{12}C -Targets bestimmt und die Ergebnisse mit dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target daraufhin korrigiert. Außerdem konnte durch die beiden ortsauflösenden Detektoren vor und hinter dem Target der Einfallswinkel Ψ des Projektils mit einer Unsicherheit $\Delta\Psi = 4.4$ mrad und der Reaktionsort x

im Target mit einer Unschärfe $\Delta x = 1.2$ mm festgelegt werden. Damit konnte der Streuwinkel θ_{Lab} des Protons mit der Genauigkeit $\Delta\theta_{Lab} = \begin{pmatrix} +4.5 \\ -6.1 \end{pmatrix}$ mrad rekonstruiert werden.

4.2 Ergebnisse und Diskussion

Trägt man wie in Abbildung 4.4 den Streuwinkel des Protons gegenüber seiner Energie auf, sieht man deutlich getrennt die zwei Gruppen der elastisch und inelastisch gestreuten Protonen. Zum Vergleich sind die kinematischen Kurven eingezeichnet.

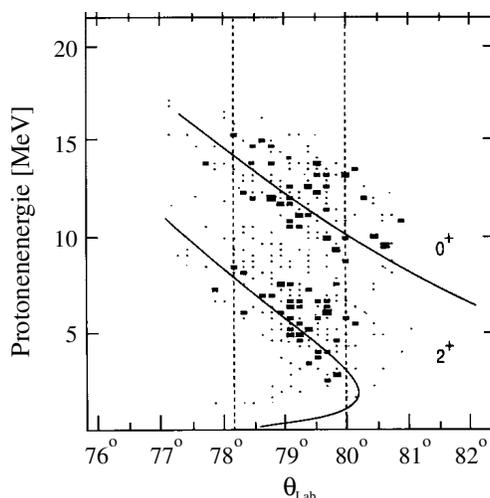


Abbildung 4.4: Gemessene Energie-Winkel-Korrelation für rückgestreute Protonen aus dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target. Ebenfalls eingezeichnet sind die entsprechenden kinematischen Kurven.

Abbildung 4.5 zeigt im oberen Teil eine Projektion dieses Spektrums auf die Energieachse und im unteren Teil das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation des Experiments, die sehr gut mit dem gemessenen Spektrum übereinstimmt. Die Simulation basiert auf einer Winkelverteilung, die mit einem Programm für gekoppelte Kanalrechnungen (CCBA) CHUCK [Kun 77] berechnet wurde. Die optischen Modell-Parameter wurden aus der Protonenstreuung an ^{58}Ni mit $E_p = 100$ MeV [Kwi 78] übernommen. Außerdem wurden die Geometrie und Ansprechwahrscheinlichkeit des gesamten Aufbaus, die Strahlparameter, sowie der Energieverlust und die Kleinwinkelstreuung der Rückstoßprotonen im Target berücksichtigt.

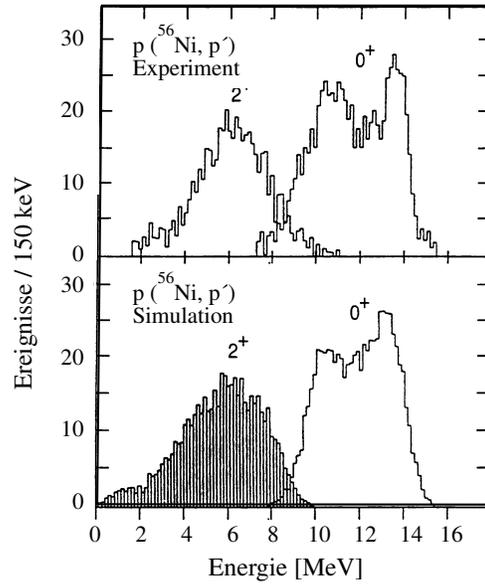


Abbildung 4.5: Oberer Teil: Energiespektrum der Protonen aus Abbildung 4.4; unterer Teil: Energiespektrum aus der im Text näher beschriebenen Monte-Carlo-Simulation.

Die berechneten Winkelverteilungen für die elastische Streuung und die 2^+ -Anregung sind zusammen mit den hier gemessenen Wirkungsquerschnitten im oberen Teil der Abbildung 4.6 dargestellt. Die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte erfolgte aus der bekannten Targetdicke und der Anzahl der ^{56}Ni -Projekte, die im ersten ortsauflösenden Detektor gemessen wurde (vgl. Abbildung 4.2). Als Test für die Methode und den Experimentaufbau erfolgten am Beginn der Strahlzeit Messungen mit stabilem ^{58}Ni -Strahl. Die dabei bestimmten Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit der berechneten Winkelverteilung im unteren Teil der Abbildung 4.6 aufgetragen. Die Meßwerte stimmen innerhalb 1% mit den aus CCBA-Rechnungen bestimmten Werten überein.

Doppeltmagische Kerne besitzen im Grundzustand eine sphärische Form. Im hydrodynamischen Modell können sie als kugelförmige Flüssigkeitstropfen beschrieben werden. In diesem Modell entsprechen angeregte Zustände Schwingungen der Oberfläche dieses Tropfens, wobei die Oberfläche durch eine Entwicklung des Radiusvektors $R(\vartheta, \varphi)$ nach Kugelfunktionen $Y_\lambda^\mu(\vartheta, \varphi)$ beschrieben wird:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_\lambda^\mu(\vartheta, \varphi) \right) \quad (4.1)$$

$$= R_0 + \delta R(\vartheta, \varphi) \quad (4.2)$$

$$\text{mit } R_0 = r_0 A^{1/3}; \quad r_0 = 1.2 \text{ fm}$$

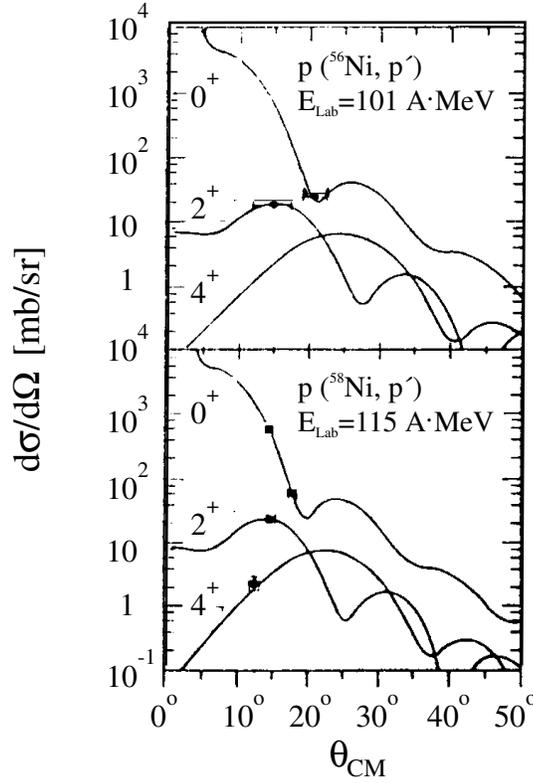


Abbildung 4.6: In diesem Experiment bestimmte Wirkungsquerschnitte für die inelastische Protonenstreuung an ^{56}Ni (oben) und ^{58}Ni (unten). Die durchgezogenen Linien beschreiben die im Rahmen der CCBA berechneten Winkelverteilungen.

Bei $\alpha_{\lambda\mu}$ handelt es sich um die Amplituden der Schwingung der Ordnung λ . In dieser Beschreibung hängt auch das optische Potential U vom Abstand des betrachteten Punktes von der Oberfläche ab und $U(r)$ geht über in $U(r-R(\vartheta, \varphi))$. Für kleine Auslenkungen kann man dieses verallgemeinerte optische Potential nach Potenzen von $\delta R(\vartheta, \varphi)$ entwickeln:

$$\begin{aligned}
 U(r - R(\vartheta, \varphi)) &= U(r - R_0) - \frac{dU(r - R_0)}{dr} \delta R(\vartheta, \varphi) + O(\delta R^2(\vartheta, \varphi)) \\
 &= U(r - R_0) - R_0 \frac{dU(r - R_0)}{dr} \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\vartheta, \varphi) + O(\alpha_{\lambda\mu}^2) \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich für Quadrupolschwingungen mit $\lambda = 2$ ein Kopplungsterm der Gestalt:

$$R_0 \beta_2 \frac{d}{dr} (V(r - R_0) + iW(r - R_0)) \quad (4.4)$$

mit

$$\beta_2 = \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_2^{\mu}(\vartheta, \varphi) \quad (4.5)$$

$V(r - R_0)$ bzw. $W(r - R_0)$ stellen dabei den Real- bzw. den Imaginärteil des optischen Potentials dar und besitzen die Woods-Saxon-Form $(1 + \exp(\frac{r-R_0}{a}))^{-1}$ mit der Randunschärfe a . Die Kopplung enthält keine Spin-Bahn-Terme. Der mit dieser Methode berechnete Wirkungsquerschnitt hängt quadratisch von der Deformationslänge $R_0\beta_2$ ab:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (R_0\beta_2)^2 \quad (4.6)$$

Die bisher durchgeführten Überlegungen gelten nicht nur für Formänderungen aufgrund von Schwingungen sondern auch für permanente Deformationen. Deshalb werden $\alpha_{\lambda\mu}$ bzw. β_2 üblicherweise als Deformationsparameter bezeichnet. Bei inelastischer Hadronenstreuung und deren Auswertung im Rahmen des optischen Modells in der beschriebenen Weise erhält man den Deformationsparameter β_2 des optischen Potentials, d.h. der Kernmassenverteilung. Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2)$ ist aber über folgende Beziehung mit dem Deformationsparameter β' der Kernladungsverteilung verknüpft [Ram 87]:

$$\beta' = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \cdot [B(E2)/e^2]^{1/2} \quad (4.7)$$

Deshalb wurde für die Bestimmung des $B(E2)$ -Wertes aus der inelastischen Protonenstreuung folgende Vorgehensweise gewählt [Kra 93]:

Durch eine Anpassung der experimentellen Wirkungsquerschnitte $(d\sigma/d\Omega)^{exp}$ an die für ein vorgegebenes β_2^{CCBA} berechnete Winkelverteilung $(d\sigma/d\Omega)^{CCBA}$ über die Relation 4.6 erhält man β_2^{exp} für ^{58}Ni und ^{56}Ni . Für ^{58}Ni gibt es eine ganze Reihe von $B(E2)$ -Wert-Messungen ([Ram 87] und darin aufgeführte Quellen), die auf der elektromagnetischen Anregung des ersten 2^+ -Zustandes basieren (z.B. Coulombanregung, Elektronstreuung u.s.w.). Durch Vergleich des hieraus abgeleiteten Deformationsparameters $\beta'(^{58}\text{Ni}) = 0.1828(26)$ mit dem im vorliegenden Experiment erhaltenen Wert $\beta_2(^{58}\text{Ni}) = 0.222(15)$ ergibt sich der Faktor $\beta_2/\beta'(^{58}\text{Ni}) = 1.214(84)$. Die physikalisch relevanten Größen sind allerdings nicht die Deformationsparameter β sondern die Deformationslängen $R \cdot \beta$. Deshalb kann im Prinzip der Faktor β_2/β' nicht direkt für ^{56}Ni übernommen werden. Da aber für die auftretenden Radien die übliche $A^{1/3}$ -Abhängigkeit angenommen wird, ergibt sich für β_2/β' von ^{56}Ni der selbe Wert wie für ^{58}Ni . Aus $\beta_2^{exp}(^{56}\text{Ni}) = 0.210(15)$ erhält man mit dieser Skalierung $\beta'(^{56}\text{Ni}) = 0.173(17)$. Über Gleichung 4.7 wurde anschließend die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit für ^{56}Ni zu

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) = (595 \pm 117)e^2\text{fm}^4$$

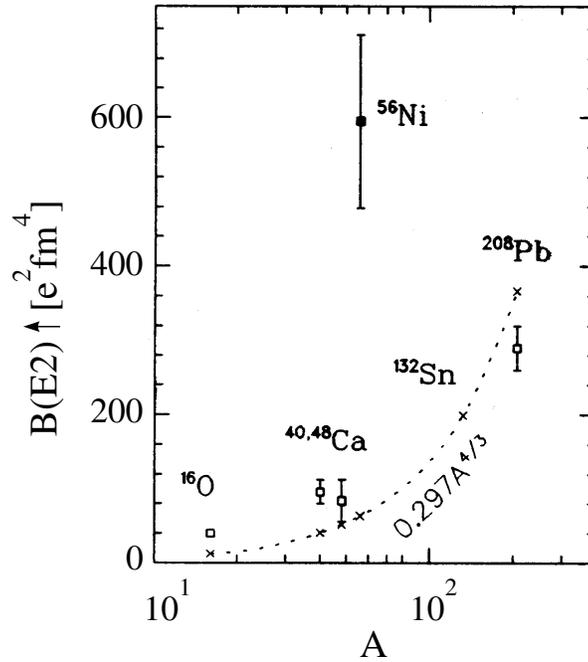


Abbildung 4.7: $B(E2)$ -Werte verschiedener doppeltmagischer Kerne. Die gestrichelte Linie beschreibt die Systematik der $B(E2)$ -Werte im Einteilchen-Schalenmodell (IPM).

bestimmt [Kra 93].

Abbildung 4.7 zeigt den aus dieser Messung extrahierten $B(E2)$ -Wert für ⁵⁶Ni im Vergleich mit weiteren doppeltmagischen Kernen. Während bei ¹⁶O, ^{40,48}Ca und ²⁰⁸Pb eine gute Übereinstimmung mit den im Einteilchen-Schalenmodell (IPM) berechneten Werten $B(E2)^{IPM} = 0.297 \cdot A^{4/3} \text{ e}^2\text{fm}^4$ erreicht wird, ist der Wert für ⁵⁶Ni um den Faktor 10 überhöht.

Im Einteilchen-Schalenmodell geht man davon aus, daß nur ein einzelnes Proton seinen Quantenzustand ändert. Bei ⁵⁶Ni mit seinem stark erhöhten $B(E2)$ -Wert scheinen zunächst auch kollektive Effekte eine Rolle zu spielen. Die Besonderheit bei dem hier vorliegenden Schalenabschluß ($1f_{7/2}$) ist jedoch, daß er durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht wird. Die im Schalenmodell darüberliegenden und untereinander energetisch sehr dicht liegenden Niveaus ($2p_{3/2}, 1f_{5/2}$ und $2p_{1/2}$) haben die gleiche Oszillatorquantenzahl und erlauben Übergänge ohne Paritätsänderung, wie sie bei der E2-Anregung stattfinden. Demzufolge werden bei neueren Schalenmodellrechnungen für Ni-Isotope [Kra 95] nur 1 Teilchen-1 Loch-Anregungen der Art $(1f_{7/2})^h(2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2})^p$ berücksichtigt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind zusammen mit experi-

Tabelle 4.2: Gemessene und in [Kra 95] berechnete Anregungsenergien $E^*(2^+)$ und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$.

Isotop	$E_{exp}^*(2^+)$ [MeV]	$E_{calc}^*(2^+)$ [MeV]	$B(E2)_{exp}$ [e ² fm ⁴]	$B(E2)_{calc}$ [e ² fm ⁴]
^{56}Ni	2.70	3.33	595(117)	595
^{58}Ni	1.45	1.14	657(11)	468
^{60}Ni	1.33	1.16	933(15)	714
^{62}Ni	1.17	1.10	890(25)	800

mentellen Werten in Tabelle 4.2 dargestellt. Die gute Übereinstimmung von experimentellen und berechneten Werten erfordert daher keine Annahme zusätzlicher kollektiver Effekte. Eine detaillierte Diskussion der Modellrechnungen findet sich bei [Kra 95].

Kapitel 5

Luminositätsmessungen am Gastarget des ESR

Aufgrund der relativ schlechten Strahlqualität ($\Delta E/E \approx 2.5\%$, $\varepsilon = 20 \pi$ mm mrad) und der niedrigen erreichbaren Luminosität ($L = 4.5 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, siehe Tabelle 3.2) erwies sich der FRS als Meßplatz zur Untersuchung der M1-Resonanz in ^{56}Ni als weniger gut geeignet. Dieses Experiment sollte deshalb am internen Gastarget des ESR stattfinden. Die Abschätzungen, die zu dieser Entscheidung führten, werden ausführlich in Abschnitt 6.2 erläutert. Da bis zu dem Zeitpunkt unserer Messungen noch kein kernphysikalisches Streuexperiment im ESR durchgeführt worden war, mußten bei der Planung und Durchführung des Experiments neue Wege beschritten werden. Als wesentliche Aufgabe stellte sich dabei die Entwicklung einer zuverlässigen Methode zur Luminositätsbestimmung heraus. Diese Größe ist für die Normierung der Meßdaten und zur Extraktion von Wirkungsquerschnitten unabdingbar und muß deshalb möglichst genau gemessen werden.

5.1 Meßprinzip

Wie eingangs bereits erwähnt, ist für die Ableitung von absoluten Wirkungsquerschnitten σ aus gemessenen Zählraten N die Kenntnis der Luminosität L notwendig:

$$\sigma = \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega = N \cdot L^{-1} \quad (5.1)$$

Diese wichtige Größe wird bei Experimenten mit Festkörpertargets durch

$$L = I_{proj} [\text{Teilchen/s}] \cdot \rho d [\text{Atome/cm}^2] \quad (5.2)$$

beschrieben, wobei der Teilchenstrom I_{proj} meist durch Messung mit Faraday-Cups und die Targetflächendichte ρd bereits bei der Targetherstellung bestimmt wird.

In Anlehnung an Gleichung 5.2 wurde bisher bei Experimenten am Gastarget des ESR die Luminosität aus dem gespeicherten Teilchenstrom $\langle I \rangle$, der Targetatomdichte $n_{target}(\vec{r})$ und dem Durchmesser des Gasjets D_{jet} berechnet [Gru 89]:

$$L = \langle I \rangle \cdot n_{target} \cdot D_{jet} \quad (5.3)$$

Die Werte der einzelnen Parameter wurden folgendermaßen bestimmt:

- Die Messung des Strahlstroms muß mit einer Methode erfolgen, die den Strahl nicht vernichtet. Am ESR wird hierfür ein Stromtransformator benutzt, dessen Ausgangssignal von einem Spannung–Frequenz–Wandler umgesetzt und auf einen Zähler gegeben wird [Ree 91]. Bei gleichzeitiger Auslese eines Zählerkanals, der mit einem Signal bekannter und konstanter Frequenz (“Clock”–Signal) belegt ist, erhält man einen über den Strahlquerschnitt gemittelten Wert für den gespeicherten Ionenstrom.
- Die Dichte des internen Gastargets wird durch Messung des Druckanstiegs im ”Jet–Sumpf” (siehe Seite 24) bestimmt. Diese Meßgröße ist allerdings proportional zur Gasdichte, gemittelt über das gesamte Volumen des Targets.
- Der Durchmesser des Gastargets wird aus der Geometrie der Einlaßdüse und der Skimmer berechnet und beträgt etwa 5 mm.

Wie im Rahmen der Diskussion der Strahlqualität (Abschnitt 5.3.2) noch ausführlich erläutert wird, liefert die Luminositätsbestimmung nach Gleichung 5.3 nur dann einen zuverlässigen Wert, wenn die horizontale Strahlausdehnung wesentlich kleiner als der Targetdurchmesser ist. Wie Messungen der Szintillationslichtausbeute bei verschiedenen Strahlbahnen belegen (siehe Abschnitt 3.3.2), erschien diese Annahme durchaus gerechtfertigt.

Um die Zuverlässigkeit dieser zwar vergleichsweise einfachen, aber sehr indirekten Methode der Luminositätsberechnung zu überprüfen und diese für Streuexperimente fundamentale Größe unabhängig und möglichst genau zu bestimmen, wurde in vorliegender Arbeit ein wesentlich direkterer Weg beschritten: Mißt man die Zählrate einer Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt, läßt sich die Luminosität mit Hilfe von Gleichung 5.1 ermitteln. Hierfür ist insbesondere die Streuung am Coulombpotential geeignet, da der Wirkungsquerschnitt (Rutherford–Streuquerschnitt)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM}^{Ruth} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \mu v^2} \right)^2 \sin^{-4} \left(\frac{\theta_{CM}}{2} \right) \quad (5.4)$$

für jede Projektil–Target–Kombination analytisch berechnet werden kann. Hierbei bezeichnet μ die reduzierte Masse und v die Relativgeschwindigkeit von Projektil und Target. Bei Z_1 bzw. Z_2 handelt es sich um die Kernladungen von Projektil bzw. Target, und θ_{CM} gibt den Streuwinkel im Schwerpunktsystem (CM) an. Bei elastischer Streuung gibt es zudem einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem Streuwinkel und der Energie der gestreuten Teilchen. Aus dem Energiespektrum läßt sich somit die Winkelverteilung gewinnen.

Bei hohen Projektilenergien wird die elastische Streuung allerdings nur bei sehr kleinen Streuwinkeln (im Schwerpunktsystem) bzw. bei großen Stoßparametern gut durch die Streuung am Coulombpotential beschrieben. Bei kleineren Stoßparametern wirken bereits Kernkräfte und weitere Reaktionen, wie z.B. Streuung am mittleren Kernpotential, tragen zur elastischen Streuung bei. In guter Näherung tritt reine Coulombstreuung bei Stoßparametern auf, die größer sind als die Summe der beiden Kernradien. Der Winkel, der diesem Stoßparameter entspricht, wird, vor allem im Bereich der Schwerionenphysik, Grazing–Winkel θ^{graz} genannt.

In Tabelle 5.1 sind θ_{CM}^{graz} ¹ und die Energie der gestreuten Targetionen $E_{recoil}(\theta^{graz})$ für einige Projektil–Target–Kombinationen bei verschiedenen Projektilenergien aufgelistet. Ebenfalls angegeben ist der in das Laborsystem transformierte Streuwinkel θ_{Lab}^{graz} . Da bei elastischer Streuung in inverser Kinematik θ_{Lab}^{recoil} mit wachsendem θ_{CM}^{recoil} monoton fällt, ist θ_{Lab}^{graz} der *minimale* Streuwinkel im Laborsystem, bis zu dem der Wirkungsquerschnitt für elastische Prozesse gut durch den Rutherford–Streuquerschnitt beschrieben wird.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß selbst für Reaktionen mit exotischen Projektilstrahlen aus dem FRS die Luminosität bestimmt werden kann, wenn der elastische Streuquerschnitt nahe $\theta_{Lab}^{recoil} = 90^\circ$ gemessen wird.

Wie man allerdings Tabelle 5.1 entnehmen kann, liegen die Energien $E_{recoil}(\theta^{graz})$ bei maximal 500 A·keV. Da selbst in dünnen Vakuumfenstern aus 50 μm Edelstahl z.B. Protonen bis 3.5 MeV vollständig absorbiert werden, ist es nicht möglich, Wechselwirkungsbereich und Detektorumgebung vakuumtechnisch zu trennen. Der Detektor muß also direkt in das Ultrahochvakuum (UHV) des Speicherrings eingebaut werden. Die sich hieraus ergebenden Anforderungen an Detektormaterial und –konstruktion sowie die Realisierung eines UHV–fähigen Detektors werden im nächsten Abschnitt dargestellt.

¹Um unsere Ergebnisse aus Messungen in inverser Kinematik direkt mit Resultaten aus Experimenten in “normaler” Kinematik vergleichen zu können, wird im Rahmen dieser Arbeit der Streuwinkel für das Targetatom als θ_{CM} bezeichnet, was einer Transformation $\theta_{CM} \rightarrow 180^\circ - \theta_{CM}$ entspricht.

Tabelle 5.1: Grazing-Winkel θ_{CM}^{graz} und θ_{Lab}^{graz} sowie Rückstoßenergie $E_{recoil}(\theta^{graz})$ für verschiedene Projektil-Target-Kombinationen und bei verschiedenen Projektilenergien E_{proj} .

Projektil	Target	E_{proj} [A·MeV]	θ_{CM}^{graz}	θ_{Lab}^{graz}	$E_{recoil}(\theta^{graz})$ [keV]
^{56}Ni	H	200	1.6°	89.0°	175
^{58}Ni	H	200	1.6°	89.0°	175
	N	200	0.8°	89.6°	281
^{86}Kr	H	250	1.5°	89.0°	210
	N	250	0.7°	89.6°	390
^{124}Xe	H	200	2.7°	88.4°	470
	D	200	1.3°	89.2°	230
	N	200	1.2°	89.3°	1050

5.2 Entwicklung eines Detektors für den Einsatz im UHV

5.2.1 Aufbau

Zur Vermeidung von Strahlverlusten durch Rekombination mit dem Restgas (siehe Abschnitt 3.3.2) muß im ESR ein Druck von $P \leq 10^{-8}$ Pa ($= 10^{-10}$ mbar) gehalten werden. Um dieses Ultrahochvakuum (UHV) zu erreichen, dürfen im gesamten Ring nur Materialien eingesetzt werden, die sehr niedrige Ausgasraten aufweisen. Zudem muß der gesamte Speicherring mit allen festen Einbauten nach jeder Belüftung zwei Tage lang mit bis zu 250°C ausgeheizt werden. Durch diese Ausheizprozedur wird vor allem Wasserdampf, der an der Strahlrohrwand adsorbiert ist, effektiv entfernt. Damit stehen bereits grundlegende Anforderungen an einen Detektor, der in einer UHV-Umgebung eingesetzt wird, fest:

- Der Detektor darf ausschließlich aus Materialien mit sehr niedrigen Ausgasraten aufgebaut sein.
- Der Detektor muß bis 250°C ausheizbar sein. Dies bedeutet aber nicht nur, daß die einzelnen Komponenten diese Temperatur aushalten müssen, auch der Detektor als Ganzes darf nur geringen Verspannungen aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten ausgesetzt sein.

Als ideale Grundlage eines Detektors, der diesen Anforderungen entspricht, bieten sich PIN-Dioden an. Dieser Detektortyp wurde in der Vergangenheit sehr

5.2. ENTWICKLUNG EINES DETEKTORS FÜR DEN EINSATZ IM UHV45

erfolgreich bei kernphysikalischen Experimenten eingesetzt und wurde bereits mehrfach ausführlich beschrieben [Koe 90, Rei 90, Hei 92]. In Tabelle 5.2 sind die wichtigsten Eigenschaften bzw. die Spezifikationen des für den UHV-fähigen Detektor verwendeten PIN-Diodentyps zusammengestellt.

Die geforderte UHV-Tauglichkeit des Detektors schließt konventionelle Techniken bei der Halterung und Kontaktierung der Dioden sowie bei der Weiterleitung elektrischer Signale aus. Wie in [Koe 90] und [Rei 90] ausführlich dargestellt ist, werden PIN-Dioden herkömmlicherweise mit Silberleitkleber auf Platinmaterial (Epoxyharz) oder aluminisierte Mylarfolie geklebt, womit gleichzeitig die Diodenrückseite kontaktiert wird. Die elektrischen Signale werden mit den verschiedensten Steckern und Kabeln weitergeleitet. Diese konventionellen Techniken sind jedoch unter UHV-Bedingungen nicht anwendbar, da sie entweder auf stark ausgasende Materialien, wie z.B. Klebstoffe mit organischen Lösungsmitteln, oder nicht temperaturbeständige Werkstoffe zurückgreifen.

Eine Skizze und einen Schnitt durch den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und aufgebauten UHV-tauglichen Detektor zeigt Abbildung 5.1. Um einen möglichst großen Raumwinkel mit hinreichender Winkelauflösung zu überdecken, wurde ein Array aus 4×4 PIN-Dioden mit Einzelauslese aufgebaut². Als Trägermaterial wurde die bearbeitbare Keramik MACOR [MAC] verwendet. Da der Einsatz unter UHV-Bedingungen Klebeverbindungen ausschließt, wurden die Dioden zwischen zwei Keramikplatten eingeklemmt, also rein mechanisch befestigt. Die dem Strahl zugewandte Frontplatte weist eine Gitterstruktur auf. Da sie die Randzonen der Dioden abdeckt, wirkt sie gleichzeitig als Blende. Die strahlabgewandte Basisplatte besitzt eine Waffelstruktur, in deren Vertiefungen

²Im Abstand $d = 325$ mm von der Wechselwirkungszone überdeckt das Detektor-Array einen Raumwinkel von $\Omega = 10$ msr bei einer Winkelauflösung von $\Delta\theta = 25$ mrad.

Typ	F171B (SIEMENS)	
Substrat	Silizium (hochrein)	
Chipdicke	$400 \mu\text{m}$	
aktive Fläche	$10 \times 10 \text{ mm}^2$	
Totschicht	$0.3 \mu\text{m}$	
	$0.1 \mu\text{m}$ Aluminium	
	(Passivierung)	
	$0.2 \mu\text{m}$ p ⁺ -Schicht	
Rückkontakt	$0.4 \mu\text{m}$ Gold	
Leitfähigkeit	$3200\text{--}6000 \Omega\text{cm}$	
Betriebsspannung	100 V	
Sperrstrom	$10\text{--}50 \text{ nA}$	

Passivierung ($0.1 \mu\text{m Al}$)

P ($0.2 \mu\text{m}$) I N

Au ($0.4 \mu\text{m}$)

10 mm 11 mm

10 mm 11 mm

400 μm

Tabelle 5.2: Spezifikationen und Skizze der verwendeten PIN-Dioden [SIE A].

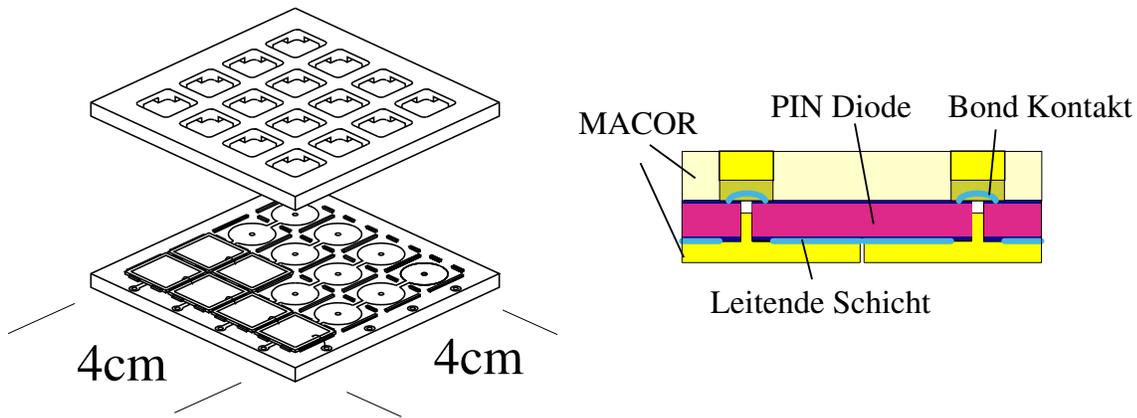


Abbildung 5.1: links: Skizze des Luminositätsmonitors; rechts: Schnittzeichnung.

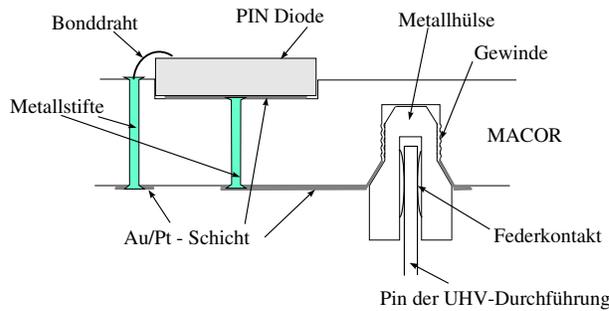


Abbildung 5.2: Skizze der elektrischen Verbindung Diode – Vakuumdurchführung.

die Dioden an definierten Plätzen gehalten werden. In diese Vertiefungen wurden, wie auch auf der Rückseite der Platte, durch Ionenstrahl-Sputtern in Verbindung mit Photolithographie Leiterbahnen aus einer $1 \mu\text{m}$ dicken Goldschicht aufgebracht, wobei eine $0.6 \mu\text{m}$ dicke Platinschicht als Haftvermittler benötigt wurde [Kel 93]. Auf diese Weise erfolgte sowohl die Kontaktierung der Rückseiten der Dioden als auch die Signalweiterleitung. Die Vorderseiten der Dioden wurden durch Bonden auf einen Metallstift kontaktiert. Dieser Metallstift durchdringt vollständig die Basisplatte und dient daher gleichzeitig als Durchkontaktierung zur Plattenrückseite. Die Rückseitensignale der Dioden werden über ebensolche Durchkontaktierungen ebenfalls auf die Rückseite der Basisplatte geleitet. Von dort werden alle Signale direkt über eine Art “Druckknopf”-Verbindung mit einer UHV-Durchführung aus der Vakuumumgebung geführt und wie üblich weiterverarbeitet [Koe 90, Rei 90]. Die gesamte Signalleitung im UHV sowie die Anbindung an die Vakuumdurchführung ist in Abbildung 5.2 skizziert.

5.2.2 Labortests

Abbildung 5.3 zeigt ein Restgas–Massenspektrum, aufgenommen nach einem Ausheiztest, bei dem der Detektor ca. 20 h auf $T \approx 200^\circ\text{C}$ gehalten und ein Druck von $P = 4.3 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht wurde. Es zeigt die für diesen Druck üblichen Linien von Wasserstoff und Kohlenmonoxid, sowie Spuren von Wasserdampf und Kohlendioxid, aber keine außergewöhnlichen Verunreinigungen, welche den Einsatz des Detektors im UHV in Frage stellen würden. Nach dem Abkühlen des Detektors fanden sich in den Sperrströmen und der Energieauflösung der Dioden keine Änderungen gegenüber den Werten vor dem Ausheizen. Abbildung 5.4 zeigt das Pulshöhenspektrum einer 3–Linien– α –Quelle, aufgenommen nach dem Ausheizen, mit einer Energieauflösung $\Delta E \approx 20$ keV.

5.3 Meßergebnisse

Um sowohl den Detektor als auch die in Abschnitt 5.1 beschriebene Methode der direkten Luminositätsbestimmung zu testen, wurden mehrere Strahlzeiten am ESR durchgeführt. Ziel dieser Strahlzeiten war es zudem, Targetdichten, v.a. die des für die M1–Anregung in ^{56}Ni benötigten H_2 –Targets, zu bestimmen und den zu erwartenden Untergrund abzuschätzen. Die gemessenen Projektil–Target–Kombinationen sind zusammen mit den jeweiligen Projektilenergien und

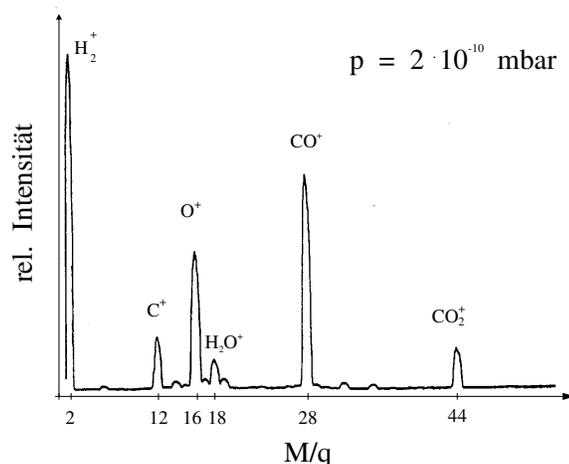


Abbildung 5.3: Massenspektrum des Restgases nach dem Ausheizen des Luminositätsdetektors.

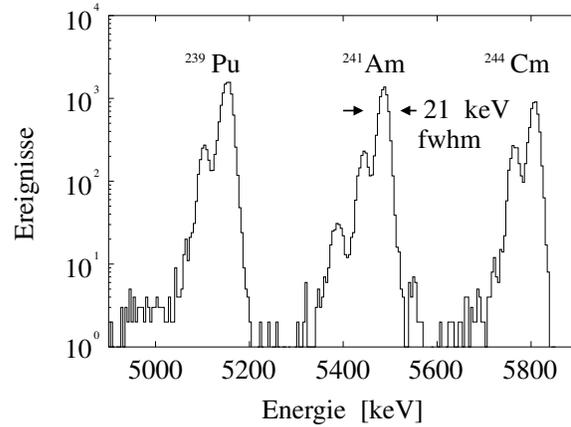


Abbildung 5.4: Energiespektrum der 3-Linien- α -Quelle, aufgenommen mit dem Luminositätsdetektor nach dem Ausheizen.

dem Abstand Target – Detektor in Tabelle 5.3 aufgelistet. Der Detektor war stets entweder direkt in der Wechselwirkungskammer eingebaut, wo er auch während der Ni-Strahlzeit positioniert werden sollte (Abstand vom Target $D_1 = 325$ mm) oder in einem unter 90° angeflanschten Verlängerungsrohr angebracht (Abstand vom Target $D_2 = 900$ mm). Nur bei der Xe-Strahlzeit wurde an beiden Plätzen jeweils ein PIN-Dioden-Array eingesetzt.

Tabelle 5.3: Projektil-Target-Kombinationen, für welche die Luminosität am internen Gastarget bestimmt wurde.

Projektil	Target	E_{proj} [A·MeV]	Abstand Target – Detektor [mm]
⁵⁶ Ni	CH ₄	200	325
⁵⁸ Ni	CH ₄	200	325
	N ₂	200	325
⁸⁶ Kr	H ₂	250	900
	N ₂	250	900
¹²⁴ Xe	H ₂	200	325, 900
	D ₂	200	325, 900
	N ₂	200	325, 900

Um die Rückstoßteilchen identifizieren zu können, wurde nicht nur die Energie, sondern auch die Flugzeit der gestreuten Teilchen bestimmt. Dazu wurde

der üblicherweise kontinuierliche Ionenstrahl im ESR (“DC-Mode”) durch Hochfrequenzeinstrahlung zu ein oder zwei umlaufenden Paketen gebündelt (“Bunch-Mode”). Bei einer Umlaufzeit von $t \approx 600$ ns lag die “Bunchlänge” zwischen 40 ns und 60 ns, je nach Strahlsorte und -intensität. Zwischen dem Pulsungssignal der ESR-Hochfrequenz und den umlaufenden Strahlpaketen besteht dabei eine feste Zeitdifferenz. Verwendet man das Triggersignal eines “guten Ereignisses”, d.h. eines Ereignisses oberhalb einer minimalen Energieschwelle als START und das darauffolgende ESR-Pulsungssignal als STOP für einen Zeit-Digital-Wandler (TDC), läßt sich somit die Flugzeit des nachgewiesenen Teilchens bis auf eine additive Konstante bestimmen. Diese additive Konstante, welche die oben erwähnte feste Zeitdifferenz zwischen Pulsungssignal und umlaufenden Strahlpaketen widerspiegelt, läßt sich z.B. über die Messung des “prompten Untergrundes” (siehe Abschnitt 5.3.3) festlegen. Die Flugzeit konnte auf diese Weise in einem Zeitfenster von $t = 600$ ns bei Einzelbunchen bzw. $t = 300$ ns bei Doppelbunchen mit einer Auflösung von $\Delta t = (40 - 60)$ ns gemessen werden.

Ein typisches Energie-Flugzeit-Spektrum zeigt Abbildung 5.5. Es stammt aus der Messung mit ^{86}Kr -Strahl und N_2 -Target. Die elastisch gestreuten N-Ionen können aufgrund ihrer Energie-Flugzeit-Korrelation eindeutig identifiziert und

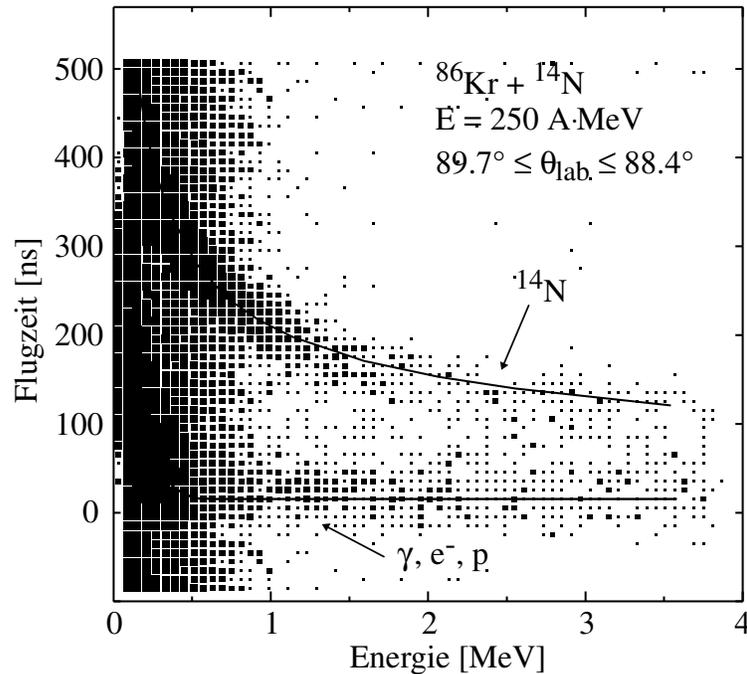


Abbildung 5.5: Flugzeit-Energie-Spektrum von $^{86}\text{Kr} + \text{N}_2$.

deutlich vom Untergrund getrennt werden. Der Untergrund setzt sich aus einem zeitlich konstanten Anteil von Ereignissen mit Energien < 800 keV und einem strahlkorrelierten Anteil, der prompt nachgewiesen wird, zusammen.

Im weiteren werden zunächst die Ergebnisse der Luminositätsbestimmung über die elastische Streuung dargestellt. Anschließend werden diese Resultate mit den Abschätzungen verglichen, die mit Hilfe der im ESR standardmäßig gemessenen Parameter Ionenstrom und Gasdruck im Target gemacht wurden. Aus diesem Vergleich lassen sich zusammen mit weiteren Beobachtungen aus den verschiedenen Strahlzeiten Schlüsse über die Strahlausdehnung ziehen. Im letzten Abschnitt folgt eine nähere Betrachtung des Untergrundes.

5.3.1 Luminositäten

Um aus den elastisch gestreuten Ionen (wie z.B. Stickstoffionen in Abbildung 5.5) nun die Luminosität zu bestimmen, wurde folgendermaßen vorgegangen:

Für die im Energie–Flugzeit–Spektrum eindeutig identifizierten Rückstoßionen wird durch Projektion auf die Energieachse das Energiespektrum gewonnen. Analog erhält man aus Vergleichsmessungen ohne Target den zeitlich konstanten Anteil des Untergrundes. Das daraufhin untergrundkorrigierte Energiespektrum für ^{86}Kr – Strahl und N_2 –Target ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Durch den Vergleich des experimentellen Energiespektrums mit Simulationen läßt sich nun die

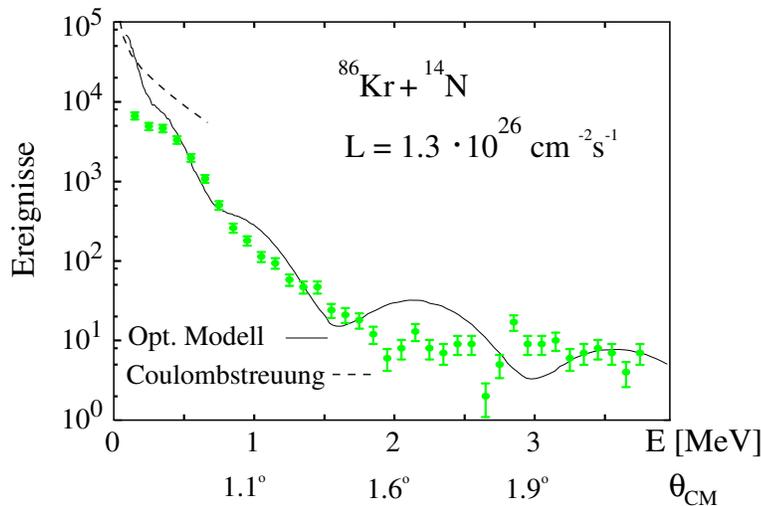


Abbildung 5.6: Energiespektrum der elastisch gestreuten Stickstoffionen aus Abbildung 5.5. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Simulation, die auf dem optischen Modell basiert, während die gestrichelte Linie unter der Annahme reiner Coulombstreuung berechnet wurde.

Tabelle 5.4: Durch elastische Streuung experimentell bestimmte Luminositäten L^{exp} für die untersuchten Projektil-Target-Kombinationen und Informationen über die in der jeweiligen Simulation verwendeten Potentialparameter.

Projektil	Target- atom	L^{exp} [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Potentialparameter		
			Referenz	Reaktion	E_{proj}
^{58}Ni	H	$3 \cdot 10^{26}$	[Ing 81]	$^{58}\text{Ni} + \text{p}$	178 A·MeV
	N	$3 \cdot 10^{25}$	[Jar 90]	$^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$	29 A·MeV
^{86}Kr	H	$< 3 \cdot 10^{24}$	[Hag 71]	$^{90}\text{Zr} + \text{p}$	180 A·MeV
	N	$1 \cdot 10^{26}$	[Jar 90]	$^{90}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$	29 A·MeV
^{124}Xe	H	$7 \cdot 10^{24}$	[Dja 82]	$^{120}\text{Sn} + \text{p}$	200 A·MeV
	D	$8 \cdot 10^{24}$	[Dja 82]	$^{120}\text{Sn} + \text{p}$	200 A·MeV
	N	$3 \cdot 10^{24}$	[Jar 90]	$^{90}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$	29 A·MeV

Luminosität ermitteln und eine Aussage über die Targetausdehnung machen. Die durchgezogene Kurve in Abbildung 5.6 ist das Ergebnis einer Simulation, die auf Wirkungsquerschnitten aus einer optischen Modell-Rechnung [Ray 90] beruht und die Detektoreffizienz sowie die geometrischen Verhältnisse berücksichtigt. Hierbei wurde die Strahlausdehnung vernachlässigt, da ausgehend von einem angenommenen Strahldurchmesser von $D_s = 2$ mm (siehe S. 26) und einen Beobachtungswinkel $\theta_{Lab} \approx 90^\circ$ allein Profil und Durchmesser des wesentlich ausgedehnteren Targets maßgebend sind. Die experimentellen Werte für ^{86}Kr -Strahl und N_2 -Target werden am besten mit einer gaußförmigen Targetdichte mit $D_{jet} = 5.25$ mm (FWHM) und einer Luminosität von $L = 1.3 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ wiedergegeben. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis einer ähnlichen Simulation, diesmal basierend auf dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt. Da der Grazing-Winkel für die elastische Streuung von ^{86}Kr an N_2 bei $\theta_{CM} = 0.7^\circ$ ($\hat{=} E_{recoil} = 390$ keV) liegt, ist reine Coulombstreuung nur für sehr kleine θ_{CM} eine sinnvolle Näherung (siehe auch Abschnitt 5.1). Für diese kleinen Rückstoßenergien ist die Nachweiseffizienz des Detektors für Stickstoffionen allerdings sehr niedrig.

Nach dem oben beschriebenen Verfahren wurden die Luminositäten für alle Projektil-Target-Kombinationen bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Ebenfalls eingetragen sind die Referenzen, denen die optischen Modellparameter für die einzelnen Reaktionen entnommen wurden. Bei Protonenstreuung war es nötig, die in den Referenzen [Ing 81, Hag 71] angegebenen Potentialparameter auf unsere etwas höhere Projektilenergie umzurechnen. Hierfür wurde auf die in [Sch 82] beschriebenen Relationen für die *Änderung* der Potentialparameter bei variierender Projektilenergie zurückgegriffen. In Tabel-

Tabelle 5.5: Optische Modellparameter für Protonenstreuung an ^{58}Ni . Die Parameter für $E_{proj} = 178 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ stammen aus [Ing 81]. Für $E_{proj} = 200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ wurden sie nach den in [Sch 82] beschriebenen Relationen angepaßt.

E_{proj} [MeV]	V [MeV]	r_R [fm]	a_R [fm]	W [MeV]	r_I [fm]	a_I [fm]
178	11.3	1.33	0.60	17.2	1.11	0.71
200	10.0	1.33	0.61	22.1	1.06	0.76

E_{proj} [MeV]	V_{RSO} [MeV]	r_{RSO} [fm]	a_{RSO} [fm]	W_{ISO} [MeV]	r_{ISO} [fm]	a_{ISO} [fm]
178	2.40	1.01	0.61	-2.33	1.01	0.61
200	2.05	1.01	0.61	-2.56	1.01	0.61

le 5.5 sind z.B. die Potentialparameter für Protonenstreuung an ^{58}Ni bei $E_{proj} = 178 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ aus [Ing 81] und die an unsere Projektilenergie von $200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ angepaßten Parameter angegeben.

Erste Ergebnisse mit einem reinen H_2 -Target ergaben, daß die erreichten Luminositäten nahezu um drei Größenordnungen kleiner waren als erwartet und damit unsere Anforderungen bei weitem nicht erfüllten. Um wesentlich höhere Protonendichten im Gasjet zu realisieren, wurde das H_2 -Target durch die schwereren CH_4 -Moleküle ersetzt ³. Der durch Reaktionen der Ni-Projektile an C-Atomen auftretende zusätzliche Untergrund läßt sich durch die Flugzeitinformation und, wie in Abschnitt 6.3 beschrieben wird, im Detektorteleskop unter $\theta_{Lab} = 77^\circ$ durch Energieverlustmessungen gut abtrennen. Abbildung 5.7 zeigt das Energie-Flugzeit-Spektrum für ^{58}Ni -Strahl und CH_4 -Target. Die elastisch gestreuten C-Atome können deutlich identifiziert werden. Das aus Abbildung 5.7 extrahierte Energiespektrum der Protonen ist in Abbildung 5.8 zusammen mit dem Ergebnis der Simulation dargestellt. Im Vergleich zum reinen H_2 -Target konnte die Luminosität durch das CH_4 -Target um zwei Größenordnungen gesteigert werden.

5.3.2 Strahlausdehnung

Bei Speicherringexperimenten mit Gastargets lautet die allgemeine Definition der Luminosität bei beliebigen Strahl- und Targetausdehnungen sowie -profilen im Unterschied zu Gleichung 5.2:

³Schwere Moleküle erreichen bei ihrer adiabatischen Expansion nach der Laval-Düse niedrigere Temperaturen und daher höhere Dichten bis hin zur Clusterbildung.

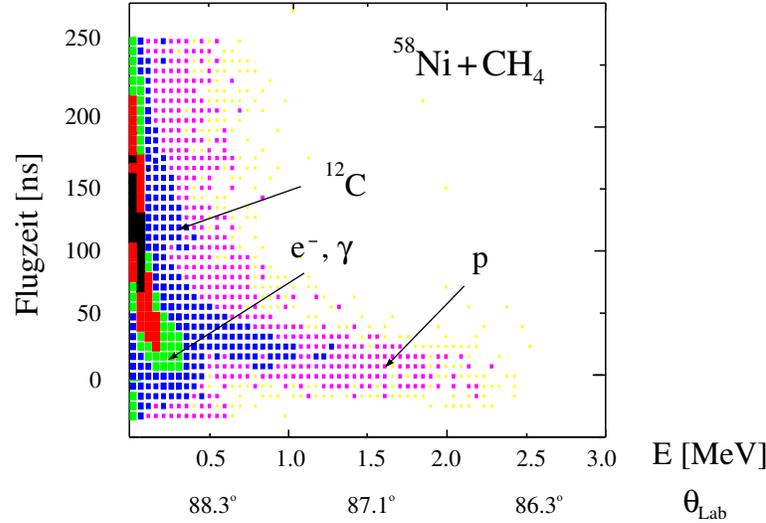


Abbildung 5.7: Flugzeit-Energie-Spektrum von $^{58}\text{Ni} + \text{CH}_4$. Der im Vergleich zum reinen H_2 -Target zusätzliche Untergrund infolge der Streuung von ^{58}Ni an C-Atomen läßt sich deutlich von den Protonen trennen.

$$L = \int_{V_{WW}} j_{proj}(\vec{r}) \cdot n_{target}(\vec{r}) d^3r. \quad (5.5)$$

wobei $j_{proj}(\vec{r})$ die Teilchenstromdichte, $n_{target}(\vec{r})$ die Targetatomdichte und V_{WW} das Volumen der Wechselwirkungszone beschreibt.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt, wurde bisher davon ausgegangen, daß der Ionenstrahl im ESR in horizontaler und vertikaler Richtung eine gaußförmige Dichteverteilung von jeweils 2 mm FWHM aufweist und das Target bei annähernd homogener Dichte einen Durchmesser $D_{jet} = 5$ mm besitzt. Die horizontale Strahlausdehnung ist somit wesentlich kleiner als der Targetdurchmesser. In diesem Fall ist die Dicke des Targets im Überlappbereich mit dem Strahlquerschnitt in guter Näherung konstant. Da weiterhin auch die Teilchenstromdichte im Wechselwirkungsvolumen konstant ist, läßt sich Gleichung 5.5 folgendermaßen schreiben:

$$L = \left(\int_A j_{proj}(\vec{r}) dA \right) \cdot \left(\int_{D_{jet}} n_{target}(\vec{r}) dl \right) \quad (5.6)$$

Hierbei wird die Teilchenstromdichte über den Strahlquerschnitt A und die Targetdichte in Strahlrichtung über den Gasjetdurchmesser D_{jet} integriert. Die Faktorisierung in rein strahl- und rein targetabhängige Anteile gestattete es, die Luminosität bisher aus dem gespeicherten Teilchenstrom $\langle I \rangle = \int_A j_{proj}(\vec{r}) dA$

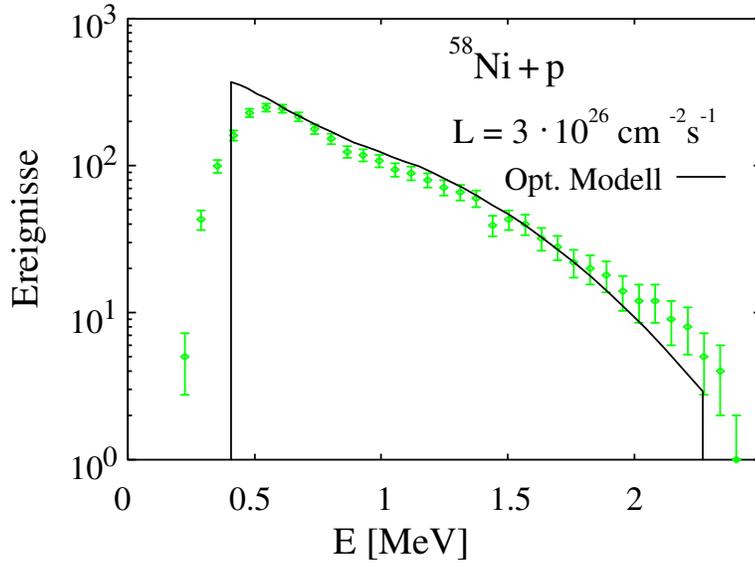


Abbildung 5.8: Energiespektrum der elastisch gestreuten Protonen aus Abbildung 5.7. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der Simulation basierend auf der optischen Modellrechnung.

und der Targetflächendichte in Strahlrichtung $\int_{D_{jet}} n_{target}(\vec{r}) dl = n_{target} \cdot D_{jet}$ zu berechnen (vgl. Abschnitt 5.1):

$$L = \langle I \rangle \cdot n_{target} \cdot D_{jet} \quad (5.7)$$

Der Teilchenstrom $\langle I \rangle$ hängt dabei mit der Anzahl der gespeicherten Teilchen $\langle N \rangle$ und der Umlauffrequenz f über die Beziehung $\langle I \rangle = \langle N \rangle \cdot f$ zusammen.

In Tabelle 5.6 sind die mittleren gespeicherten Teilchenzahlen, die Umlauffrequenzen und die aus der Druckmessung ermittelten Targetdichten für die untersuchten Projektil-Target-Kombinationen aufgelistet. Weiterhin sind die aus diesen Werten nach Gleichung 5.7 berechneten Luminositäten L^{calc} sowie das Verhältnis der direkt gemessenen und der berechneten Luminosität L^{exp}/L^{calc} angegeben. Die deutlich geringeren experimentell ermittelten Luminositäten L^{exp} lassen darauf schließen, daß die oben gemachten Annahmen über Strahl- und Targetausdehnung nicht zutreffen, zumal auch weitere Beobachtungen während der Ni-Strahlzeiten für eine deutlich größere Strahlausdehnung sprechen:

- Vergleicht man die zeitliche Entwicklung des gespeicherten Ionenstroms und der Zählrate der elastisch gestreuten Teilchen, stellt man fest, daß der Strom im ESR deutlich schneller abnimmt. Dieses Verhalten läßt sich durch eine Strahlbreite erklären, die wesentlich größer als der Targetdurchmesser

Tabelle 5.6: Mittlere gespeicherte Teilchenzahl $\langle N \rangle$, ESR-Frequenz f und Targetdichte n_{target} für die untersuchten Projektil-Target-Kombinationen. Die Targetdichte n_{target} wurde aus der Druckmessung am Gastarget bestimmt. Zusätzlich ist die nach Gleichung 5.7 aus diesen Werten und einem angenommenen Targetdurchmesser von 5 mm berechnete Luminosität L^{calc} sowie das Verhältnis L^{exp}/L^{calc} eingetragen. Die Werte für L^{exp} sind Tabelle 5.4 entnommen.

Projektil	Target- atom	$\langle N \rangle$ [Teilchen]	f [10^6 s^{-1}]	n_{target} [Atome/cm ³]	L^{calc} [cm ⁻² s ⁻¹]	L^{exp}/L^{calc}
⁵⁸ Ni	H	$8.8 \cdot 10^7$	1.57	$1.9 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{27}$	0.24
	N	$1.0 \cdot 10^8$		$1.7 \cdot 10^{12}$	$1.4 \cdot 10^{26}$	0.22
⁸⁶ Kr	H	$8.7 \cdot 10^7$	1.68	$1.6 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{25}$	< 0.25
	N	$1.4 \cdot 10^8$		$4.6 \cdot 10^{12}$	$5.4 \cdot 10^{26}$	0.24
¹²⁴ Xe	H	$7.9 \cdot 10^7$	1.56	$2.9 \cdot 10^{11}$	$1.7 \cdot 10^{25}$	0.38
	D	$9.5 \cdot 10^7$		$2.5 \cdot 10^{11}$	$1.8 \cdot 10^{25}$	0.45
	N	$8.2 \cdot 10^7$		$1.5 \cdot 10^{11}$	$9.5 \cdot 10^{24}$	0.26

ist. Bei Strahlverlusten verringert sich die Strahlausdehnung und ein Teil des Intensitätsverlusts wird durch besseren Strahl-Target-Überlapp ausgeglichen.

- Wie bereits im Abschnitt 3.3.2 erläutert wurde, gibt es an einigen Positionen im ESR die Möglichkeit, in beweglichen Taschen Detektoren nahe an den gespeicherten Ionenstrahl heranzubringen. Üblicherweise werden dort in ortsauflösenden Detektoren Ionen nachgewiesen, die im Elektronenkühler oder im Gastarget umgeladen wurden und aufgrund der Dispersion im Ring von der Sollbahn abgelenkt werden.

Während der Ni-Strahlzeiten hatten wir in die Detektortaschen nach dem Gastarget Detektorteleskope aus einer PIN-Dioden-Zeile und zwei ortsempfindlichen Halbleiterzählern (PSD) eingebaut. Die PIN-Dioden-Zeile bestand aus vier Dioden mit einer aktiven Fläche von jeweils $A_{PIN} = 20 \times 20 \text{ mm}^2$ und einer Dicke $d_{PIN} = 400 \text{ }\mu\text{m}$. Bei den beiden PSD's handelte es sich um $300 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Si-Detektoren mit einer aktiven Fläche von jeweils $A_{PSD} = 90 \times 10 \text{ mm}^2$. Eine Skizze des Aufbaus zeigt Abbildung 5.9. Mit diesen Teleskopen wurde nicht nur der Ort, d.h. die Ablenkung von der Sollbahn, sondern auch der Energieverlust der nachgewiesenen Teilchen bestimmt. Auf diese Weise konnte aus der Ortsinformation bei bekannter Dispersion das Verhältnis von Masse und Ladung A/Q des jeweiligen Teilchens und aus der Energieinformation seine Kernladungszahl Z ermittelt werden. Wie im folgenden näher erläutert wird, belegen unsere Meßergebnisse, daß neben den erwarteten umgeladenen Teilchen auch solche aus dem gespeicherten Strahl auf den Detektor treffen.

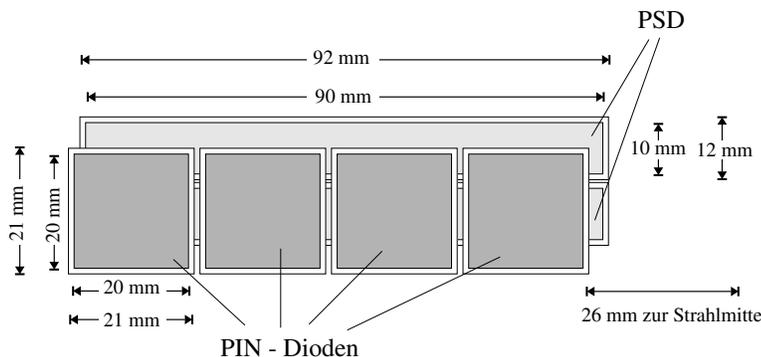


Abbildung 5.9: Skizze des Detektor-Teleskops, bestehend aus einer Reihe PIN-Dioden und zwei ortsempfindlichen Si-Detektoren (PSD's). Dieses Teleskop wurde in einer Edelstahltasche bis auf $\Delta x = 26 \text{ mm}$ an den gespeicherten Ionenstrahl herangefahren.

Bei Injektion von Fragmenten aus dem FRS ist es möglich, mehrere Isotope

mit dem gleichen A/Q -Verhältnis zu speichern. Abbildung 5.10 zeigt den Energieverlust von Fragmenten, die mit $A/Q=2$ ($^{56}_{28}\text{Ni}$, $^{52}_{26}\text{Fe}$, $^{48}_{24}\text{Cr}$, $^{44}_{22}\text{Ti}$) aus dem FRS injiziert wurden, aufgetragen gegen ihren Ort, gemessen im Dipol nach dem Gastarget. Die Dispersion an dieser Position im ESR beträgt $12 \text{ mm}/\%$. Der Detektor wurde hierbei bis auf 26 mm an die Strahlachse herangefahren.

Werden diese Isotope im Gastarget umgeladen, ist die Änderung ihres A/Q -Wertes je nach Isotopenmasse unterschiedlich ausgeprägt. Wenn also in den Detektortaschen nur umgeladene Teilchen auftreffen würden, müßten sie sich sowohl in Z als auch in A/Q unterscheiden. Teilchen aus dem umlaufenden Strahl hingegen würden aufgrund ihrer unterschiedlichen Kernladung verschiedene Energieverluste erleiden, hätten aber das gleiche Verhältnis A/Q und würden somit am selben Ort auftreffen.

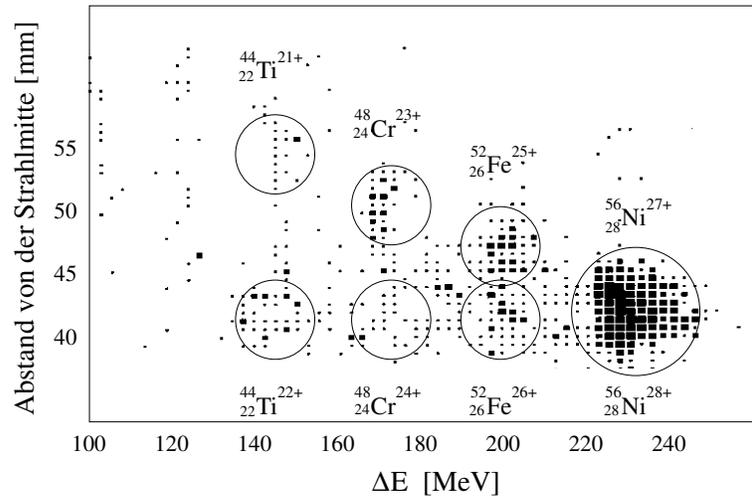


Abbildung 5.10: Energieverlust ($\hat{= Z}$) – Orts ($\hat{= A/Q}$) – Korrelation von Teilchen, die im Dipol nach dem Gastarget im Taschendetektor nachgewiesen wurden. Sie stammen von einem Fragmentstrahl, der mit $A/Q=2.0$ injiziert wurde.

In Abbildung 5.10 kann man deutlich zwei verschiedene Gruppen von Teilchen unterscheiden. In der Diagonalen befinden sich die erwarteten umgeladenen Ionen. Ein Teil der nachgewiesenen Teilchen trifft allerdings trotz unterschiedlichen Energieverlustes am selben Ort auf. Dabei sollte es sich nach obiger Erklärung um Teilchen aus dem umlaufenden Strahl handeln.

Aufgrund der geschilderten Beobachtungen konnte davon ausgegangen werden, daß— im Gegensatz zu der bisher gemachten Annahme — ein gespeicherter

intensiver Ionenstrahl ($N > 10^7$ Teilchen) eine größere horizontale Ausdehnung als das Gastarget besitzt. Dies würde auch die Unterschiede zwischen den berechneten und gemessenen Luminositäten zwanglos erklären.

Um diese Vermutung zu überprüfen, wurde kürzlich nach der auf Seite 26 beschriebenen Methode das Profil eines ^{58}Ni -Strahls speziell bei *hoher* Intensität vermessen [Ste 95]. Dabei ergab sich für einen gespeicherten Strahlstrom von $I = 1$ mA (ca. $1.4 \cdot 10^8$ Teilchen bei einer Umlauffrequenz von $f_{ESR} = 1.57$ MHz) am Target eine horizontale Breite Δx des gaußförmigen Strahls von 4.8 mm FWHM und eine vertikale Ausdehnung Δy von 1.1 mm FWHM. Durch das Bündeln des Strahls zu zwei umlaufenden Paketen erhöhen sich diese Werte jeweils um den Faktor 1.7, d.h. die horizontale Halbwertsbreite Δx steigt auf etwa 8 mm an. Mit dieser Strahlausdehnung, einem Targetdurchmesser von $D_{jet} = 5$ mm und bei annähernd homogener Dichteverteilung des Targets reduziert sich die Luminosität auf etwa 35% des Wertes, der sich bei gut fokussiertem Strahl ergeben würde.

Deshalb kann für hohe Teilchenströme eine Bestimmung der Luminosität allein aus dem gemessenen Teilchenstrom und der Targetdichte nur eine obere Grenze mit großem Fehler liefern. Für geringere Strahlintensitäten von einigen 10^5 Teilchen ($\hat{=} I = 1 \mu\text{A}$ für Ni) wurde die horizontale Strahlausdehnung wiederum zu $\Delta x \leq 2$ mm bestimmt, d.h. erst ab dieser geringen Intensität darf ein vollständiger Strahl-Target-Überlapp angenommen werden. Bei weniger als 10^5 gespeicherten Teilchen ist der Stromtransformator, mit dem der Ionenstrom gemessen wird, allerdings nicht mehr sensitiv und es kann auf diese Weise die Luminosität nicht bestimmt werden.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß zuverlässige Aussagen über die Luminositäten am Gastarget nur über die hier vorgestellte Messung der elastischen Streuung nahe $\theta_{lab} = 90^\circ$ ($\theta_{CM} = 0^\circ$) möglich sind.

5.3.3 Untergrund

Wie Abbildungen 5.5 und 5.7 zeigen und im einleitenden Teil von Abschnitt 5.3 bereits kurz dargelegt wurde, besteht der beobachtete Untergrund aus zwei Anteilen:

- Es gibt einen nicht zeitkorrelierten Untergrund, der in den Energie-Flugzeit-Spektren als breites Energieband von 0 keV bis 800 keV über den gesamten Zeitbereich auftritt. Diese Ereignisse findet man auch bei Messungen ohne Target und ohne Strahl. Ihre Zählrate blieb über den gesamten Meßzeitraum zeitlich konstant. Daraus kann man schließen, daß es sich um Untergrund aus der Streukammerwand handelt. Eine etwaige Aktivierung des Materials könnte bei früheren Strahlzeiten stattgefunden haben.

- Der zweite, wesentlich intensivere Anteil des Untergrunds zeigt das Verhalten prompter, minimal ionisierender Teilchen, wie z.B. Elektronen oder γ -Quanten. Die Verzerrung des Identifikationsbandes bei sehr kleinen Energien ($E < 200$ keV) beruht allein auf einem elektronischen Effekt. Dieser sogenannte "Walk" tritt bei der Zeitmessung sehr niederenergetischer Signale bei Verwendung von Leading-Edge-Diskriminatoren auf. Die Diskriminierung zwischen Elektronen und γ -Quanten aufgrund ihrer Energie – Flugzeit – Korrelation ist bei unserer Zeitauflösung von etwa 50 ns (siehe Seite 49) nicht möglich.

Wegen der unzureichenden Zeitauflösung kann dieser zweite Anteil, der Untergrund infolge der prompten, minimal ionisierenden Teilchen, nur sehr allgemein diskutiert werden. An dieser Stelle sollen deshalb die gefundenen Abhängigkeiten aufgezeigt und einige grundsätzliche Überlegungen zu diesem Untergrund angestellt werden.

- Die Wirkungsquerschnitte lassen sich für Elektronen zu einigen kb/sr und für Photonen zu einigen 100 kb/sr⁴ abschätzen. Bei kontinuierlicher Energieverteilung fällt der differentielle Wirkungsquerschnitt annähernd exponentiell ab. Eine Reaktion, bei der bevorzugt Elektronen oder Photonen mit diskreten Energien emittiert werden, scheidet daher als Ursache aus. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts ist es ebenso ausgeschlossen, daß es sich hier um nukleare Prozesse handelt.
- Während der Messung für eine Projektil-Target-Kombination ist die Abnahme dieser Untergrundzählrate mit der Meßzeit etwas schwächer als die des gespeicherten Ionenstroms. Nach den Überlegungen in Abschnitt 5.3.2 (Seite 56) ist dieses Verhalten typisch für Reaktionsprodukte, die aus der Überlappzone von Strahl und Target stammen.
- Bei Variation der Gastargetdichte ist keine signifikante Änderung des Wirkungsquerschnitts feststellbar.
- Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Kernladung Z_T des Targetmaterials liegt im Rahmen der Statistik zwischen $\approx \sqrt{Z_T}$ und $\approx Z_T$.

Die Erzeugung von δ -Elektronen, primäre Bremsstrahlung (PB) und Sekundär-Elektronen-Bremsstrahlung (SEB) sind atomare Prozesse, die prinzipiell als Ursache dieses kontinuierlichen Untergrundes in Frage kommen.

⁴Bei Photonen ist der Wirkungsquerschnitt um zwei Größenordnungen höher, da die Nachweiseffizienz für Photonen mit $E = 100$ keV in einer Si-Diode der Dicke $d = 400$ μm nur 2% beträgt.

- δ -Elektronen sind Elektronen der Targetatome, die durch elastische Streuung mit Projektilen genug Energie erhalten, um vom gebundenen in den freien Zustand überzugehen. Nahe $\theta_{Lab} = 90^\circ$ werden sie mit Energien $E \geq 100$ keV allerdings nur mit Wirkungsquerschnitten erzeugt, die ca. 10 Größenordnungen zu klein sind, um den beobachteten prompten Untergrund durch diese Reaktion erklären zu können [Jak 95].
- Primäre Bremsstrahlung entsteht durch den Einfang von Targetelektronen in Kontinuumszustände des Projektils. Bei einer Projektilenergie von 200 A·MeV werden dabei nahe $\theta_{Lab} = 90^\circ$ Photonen mit einer Energie von 100 keV mit einem Wirkungsquerschnitt von einigen mb/sr erzeugt [Anh 86]. Aufgrund des viel zu kleinen Wirkungsquerschnitts kann der Untergrund auch von diesem Prozeß nicht herrühren.
- Targetelektronen, die durch Stöße mit dem Projektil zu freien Elektronen geworden sind, können von anderen Targetatomen in Kontinuumszustände eingefangen werden. Der Wirkungsquerschnitt der dabei auftretenden Bremsstrahlung (SEB) ist quadratisch von der Targetdichte und der Kernladung der Targetatome abhängig. Eine solche Abhängigkeit konnte bei unseren Messungen nicht beobachtet werden. Zudem liegt der Betrag des Wirkungsquerschnitts selbst bei Festkörpertargets (z.B. ${}^4\text{Be}$ mit $n_{target} \approx 10^{20}$ Atome/cm²) nahe 90° nur in der Größenordnung b/sr [Anh 86].

Keiner dieser drei Prozesse kommt also zunächst als Ursache für den prompten Untergrund, der mit hoher Intensität bei Streuexperimenten am Gastarget auftritt, in Betracht.

Eine mögliche Erklärung wäre SEB aus der Streukammerwand, ausgelöst durch δ -Elektronen, die unter Vorwärtswinkeln aus dem Target emittiert werden. Bei $E_{proj} = 200$ A·MeV und $\theta_{min} = 17.5^\circ$ ⁵ erreicht der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung dieser Elektronen sein Maximum von 1.7 kb/sr bei $E_{e^-} = 420$ keV [Jak 95]. Das Target für die Erzeugung der Bremsstrahlung wäre hauptsächlich Eisen, wofür sich, aufgrund der höheren Kernladung Z_T , auch ein größerer Wirkungsquerschnitt für SEB ergeben würde [Anh 86].

Um den genauen Ursprung dieses Untergrunds zu finden, sind speziell darauf ausgerichtete Experimente, z.B. mit Ge-Dioden unter verschiedenen Streuwinkeln, nötig.

⁵Bei einem Streukammerradius von 417 mm und dem Strahlrohrradius von 125 mm ist $\theta_{min} = 17.5^\circ$ der minimale Winkel unter dem ein Teilchen auf die Streukammerwand treffen kann.

Kapitel 6

Protonenstreuung an ^{56}Ni und ^{58}Ni im ESR

Wie in der Einleitung ausführlich dargelegt wurde, bietet ^{56}Ni die hervorragende Möglichkeit, gezielt den spin- und spin-isospin-abhängigen Anteil der Restwechselwirkung im Schalenmodell zu studieren.

Ziel des hier vorgestellten Experiments war die Anregung der isovektoriellen M1-Resonanz in ^{56}Ni durch inelastische Protonenstreuung. Über die Messung der Energie-Winkel-Korrelation der rückgestreuten Protonen sollte nicht nur erstmalig die Anregungsenergie dieses Spin-Flip-Übergangs experimentell bestimmt, sondern auch ein Ausschnitt der Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega$ vermessen werden. Da die M1-Resonanz mit der theoretisch vorhergesagten Anregungsenergie von $E_{M1}^* \approx 10$ MeV in einem Gebiet großer Niveaudichte liegt, ergeben sich wesentlich höhere Anforderungen an die Energie- und Winkelauflösung als beim Experiment zur Bestimmung des $B(E2)$ -Wertes. Da zudem der genaue Q -Wert der Reaktion noch unbekannt ist, mußte auch ein anderes Meßprinzip angewandt werden.

6.1 Kinematische Bedingungen und Meßprinzip für die Anregung der M1-Resonanz in ^{56}Ni

In Abschnitt 2.2 wurde bereits ausführlich die Bedeutung der Projektilenergie für die selektive Anregung bestimmter Reaktionskanäle durch inelastische Protonenstreuung dargestellt. Für die Anregung der isovektoriellen M1-Resonanz erwies sich eine Projektilenergie von $E_{proj} \approx 200$ A·MeV als optimal.

Abbildung 6.1 zeigt die Korrelation zwischen der Energie des Rückstoßprotons und seinem Streuwinkel im Laborsystem sowohl für die elastische Streuung als auch für inelastische Streuung mit einem Q -Wert im Bereich der zu erwartenden Anregungsenergie der M1-Resonanz ($E_{M1}^* = 9.6$ MeV [Mig 91]).

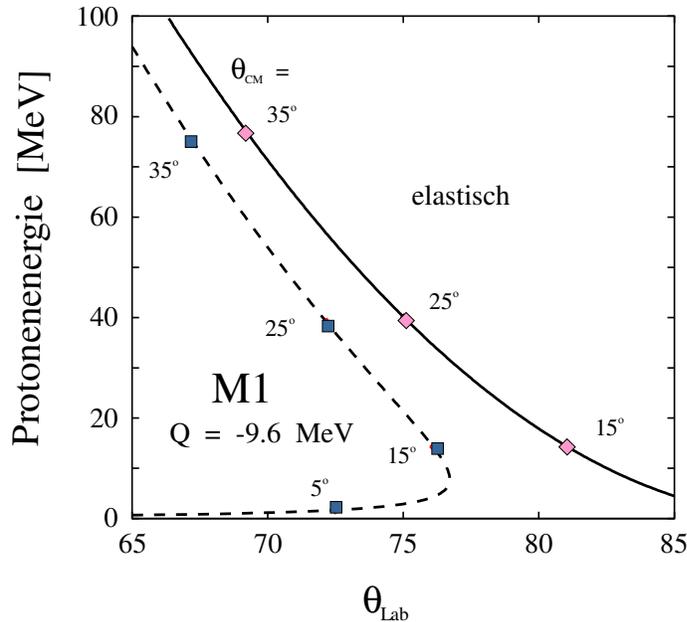


Abbildung 6.1: Kinematik für elastische Protonenstreuung (durchgezogene Linie) und Anregung der isovektoriellen M1-Resonanz (gestrichelte Linie) in ^{56}Ni mit $E_{\text{proj}} = 200 \text{ A} \cdot \text{MeV}$.

Experimente zur Anregung der M1-Resonanz durch inelastische Streuung von hochenergetischen Protonen an schweren Targetatomen werden üblicherweise unter extremen Vorwärtswinkeln durchgeführt (z.B. [Reh 82, Mar 83, Sak 95]). Dieser Winkelbereich entspricht auch im Schwerpunktsystem Winkeln nahe 0° . Wie für jede Anregung ohne Drehimpulsänderung ($\Delta L = 0$) findet man hier für die M1-Anregung den maximalen Wirkungsquerschnitt. Wie man am Beispiel ^{48}Ca (siehe Abbildung 2.3) sehen kann, ist in diesem Winkelbereich auch die Resonanz gegenüber dem Untergrund am deutlichsten ausgeprägt. Deshalb scheint zunächst eine Messung nahe $\theta_{\text{CM}} = 0^\circ$ die erfolgversprechendste Methode zu sein. Dieser Winkelbereich entspricht im hier vorliegenden Fall der inversen Kinematik, ebenso wie bei der Reaktion von schweren Targetkernen mit leichten Projektilen, dem Bereich extremer Vorwärtswinkel. Dennoch ist die experimentelle Situation wesentlich komplizierter. Um den Q -Wert der Reaktion bestimmen zu können, müßten, wie in Abbildung 6.1 zu erkennen ist, sehr niederenergetische Protonen ($\theta_{\text{CM}}^{\text{M1}} = 1^\circ \hat{=} \theta_{\text{Lab}}^{\text{M1}} = 37^\circ \hat{=} E_p \approx 170 \text{ keV}$) mit einer sehr guten Energieauflösung ($\Delta E = 4 \text{ keV} \hat{=} \Delta Q \approx 100 \text{ keV}$) in der Nähe des Schwerionenstrahls nachgewiesen werden.

Um in einem ersten Experiment zunächst die Anregungsenergie der M1-

Resonanz sowie einen Teil der Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega$ zu bestimmen, wurde deshalb ein anderer Weg gewählt, der eine Besonderheit der inversen Kinematik ausnutzt. Leichte Rückstoßteilchen aus Reaktionen mit negativem Q -Wert werden nur bis zu einem maximalen Winkel θ_Q im Laborsystem gestreut, der vom Q -Wert der Reaktion und der Projektilenergie abhängt. Da Projektilenergie, Q -Wert und Grenzwinkel miteinander in einer festen Beziehung stehen, kann bei bekannter Projektilenergie aus der Messung des Grenzwinkels die Anregungsenergie der M1-Resonanz E_{M1}^* bestimmt werden. Dabei entspricht eine Winkelauflösung von $\Delta\theta_{Lab} = 1.22$ mrad bei $E_{proj} = 200$ A·MeV einer Q -Wert-Auflösung von $\Delta Q = 100$ keV.

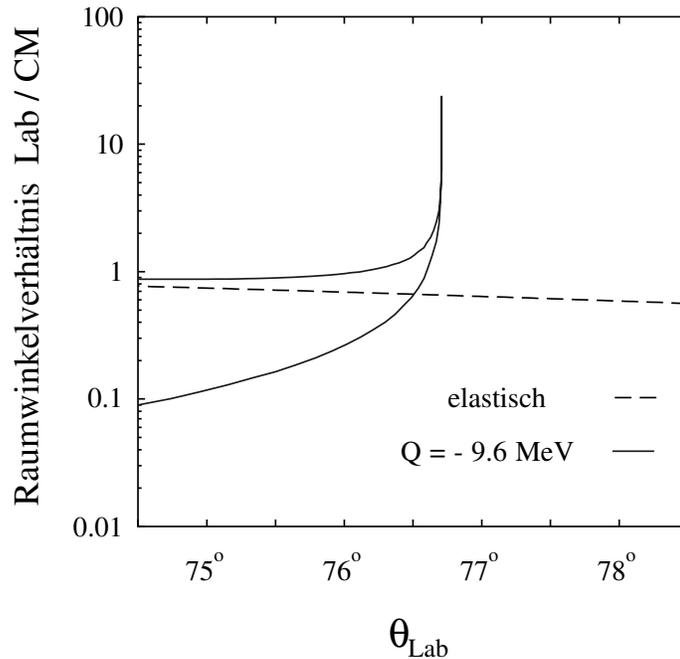


Abbildung 6.2: Verhältnis des Raumwinkels im Laborsystem zum Raumwinkel im Schwerpunktsystem für $p(^{56}\text{Ni}, p')$ mit $Q = -9.6$ MeV und $E_{proj} = 200$ A·MeV.

Da, wie Abbildung 6.2 zeigt, am Grenzwinkel gleichzeitig eine Raumwinkelfokussierung auftritt, überdeckt man in einem schmalen Laborwinkelbereich einen sehr großen Raumwinkel im Schwerpunktsystem und erhält somit im Ortspektrum ein ausgeprägtes Signal. Deshalb könnte die Anregungsenergie der M1-Resonanz allein durch eine Ortsmessung bestimmt werden. Mißt man aber zusätzlich Energieverlust, Gesamtenergie und Flugzeit der gestreuten Teilchen, ergeben sich folgende Vorteile:

- Um die Protonen eindeutig von allen anderen Teilchenarten abzutrennen

und so den Untergrund zu reduzieren, trägt man den Energieverlust der nachgewiesenen Teilchen gegen ihre Gesamtenergie auf. Eine weitere Möglichkeit der Teilchenidentifizierung besteht über die Korrelation von Flugzeit und Energie der Teilchen.

- Die eindeutige Zuordnung der Rückstoßprotonen zu einer Reaktion mit einem bestimmten Q -Wert, d.h. im vorliegenden Fall der M1-Anregung, geschieht durch Auftragung der Energie des Protons gegen seinen Streuwinkel. Wie bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, kann so die kinematische Kurve einer Reaktion reproduziert, die zugehörigen Protonen identifiziert und der Untergrund weiter reduziert werden.
- Über den eindeutigen Zusammenhang der Energie des rückgestreuten Protons mit seinem Streuwinkel im Schwerpunktsystem für eine Reaktion mit bestimmten Q -Wert (siehe Abbildung 6.1), läßt sich die Winkelverteilung der Anregung bestimmen.
- Mit Hilfe der elastischen Streuung kann man während des Experiments eine absolute Winkeleichung vornehmen. Wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt wurde, ist die Beziehung zwischen der Energie der *elastisch* gestreuten Protonen und ihrem Streuwinkel auch im Laborsystem eindeutig. Im Winkelbereich um den erwarteten Grenzwinkel von $\theta_{Lab} \approx 77^\circ$ ist diese Abhängigkeit mit $\Delta E/\Delta\theta_{Lab} = (4 - 5) \text{ MeV}/^\circ$ sehr stark.

Über die zusätzlichen Energie- und Flugzeitmessungen erhält man also nicht nur eine Reduzierung des Untergrundes und eine intrinsische Absolutwinkeleichung, sondern auch zusätzliche Informationen wie die Winkelverteilung. Die Anregungsenergie der M1-Resonanz wird aber weiterhin über die Messung des Grenzwinkels für diese Reaktion bestimmt. Die experimentell erreichbare Winkelauflösung ist deshalb von entscheidender Bedeutung für die Genauigkeit der Q -Wert-Bestimmung. Im folgenden werden die beiden möglichen Meßplätze FRS und ESR im Hinblick auf dieses Kriterium gegenübergestellt.

6.2 Vergleich der Meßplätze FRS und ESR

Die wesentlichen Beiträge zur Winkelunschärfe an den beiden zur Verfügung stehenden Meßplätzen sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Für den FRS wurden dabei die experimentell ermittelten Werte aus dem $B(E2)$ -Experiment eingesetzt. Im Hinblick auf die Messung der M1-Resonanz in ^{56}Ni wurden sämtliche Winkelunschärfen mit dem kinematischen Faktor $\Delta Q/\Delta\theta_{Lab} = 83 \text{ keV/mrad}$

in die entsprechenden Unsicherheiten bei der Bestimmung der Anregungsenergie umgerechnet. Diesem kinematischen Faktor für die inelastische Protonenstreuung an ^{56}Ni liegt eine Projektilenergie von $E_{proj} = 200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ sowie der erwartete Q -Wert im Bereich um $Q = -10 \text{ MeV}$ zugrunde.

Tabelle 6.1: Q -Wert-Auflösung FRS – ESR für die Reaktion $p(^{56}\text{Ni},p')$ bei $E_{proj} = 200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ und $Q \approx -10 \text{ MeV}$. Aufgelistet sind die Hauptbeiträge an den beiden Meßplätzen FRS und ESR.

	FRS		ESR	
Bedingungen:	$\Delta Q/\Delta\theta_{Lab} = 83 \text{ keV/mrad}$ $\theta_{Lab} = 1.34 \text{ rad } (76.7^\circ)$			
	Abstand (Target – Det.): 20 cm		Abstand (Target – Det.): 30 cm	
Verschiedene Beiträge:	$\Delta\theta_{Lab}$	$\Rightarrow \Delta Q$	$\Delta\theta_{Lab}$	\Rightarrow
Detektor: $\Delta x = 0.5 \text{ mm}$	2.5 mrad	<u>207 keV</u>	1.7 mrad	<u>138 keV</u>
Strahldivergenz:	7 mrad	581 keV	1 mrad	<u>83 keV</u>
	mit Tracking (2 mm/2.25 m)	0.9 mrad	<u>74 keV</u>	
Target:	Stragglung in $\rho d = 1 \text{ mg/cm}^2$	3.5 mrad	<u>290 keV</u>	Gasjet $\varnothing = 5 \text{ mm}$ mit 0.5 mm Blende in 10 cm Abstand
			17 mrad	138 keV
			2.5 mrad	<u>207 keV</u>
Gesamte Q-Wert-Unschärfe: (nur unterstrichene Beträge)		<u>364 keV</u>		<u>262 keV</u>

Für beide Strahlplätze wurde eine Ortsauflösung des Detektors von 0.5 mm angenommen. Die unterschiedlichen Abstände vom Target sind die am jeweiligen Meßplatz maximal möglichen. Die große Strahldivergenz am FRS bzw. der Durchmesser des Gastargets im ESR von $D_{jet} \approx 5 \text{ mm}$ würden jeweils zu unakzeptablen Winkel- und damit Q -Wert-Unschärfen führen. Um diese Beiträge deutlich zu reduzieren, wurden folgende Maßnahmen ergriffen bzw. vorgeschla-

gen:

- Die Winkelunsicherheit durch Strahldivergenz und Strahlfleckgröße am FRS kann, wie bereits in Abschnitt 4.1 gezeigt, durch Spurverfolgung der Projektile (*Tracking*) verkleinert werden. Damit konnten wir eine Ortsauflösung von $\Delta x = 2 \times 1 \text{ mm}$ auf 2.25 m Abstand erzielen, was einer Winkelauflösung von $\Delta\theta = 0.9 \text{ mrad}$ entspricht. Allerdings begrenzt der Einsatz ortsauflösender Detektoren im Strahl die Intensität auf einige $10^5 \text{ }^{56}\text{Ni/s}$.
- Um die Unsicherheit im Streuwinkel aufgrund der Targetausdehnung im ESR deutlich zu verringern, wird in 10 cm Abstand vom Gastarget eine Blende mit einem 0.5 mm breiten, vertikalen Schlitz angebracht. In dieser Geometrie reduziert sich die Targetausdehnung auf eine effektive Breite von 0.8 mm. Dadurch wird zwar die Winkelauflösung auf 2.5 mrad verbessert, aber gleichzeitig nur 20–40% der verfügbaren Luminosität genutzt.

Mit diesen Maßnahmen kann eine Q -Wert-Auflösung von insgesamt $\Delta Q = 364 \text{ keV}$ am FRS bzw. $\Delta Q = 262 \text{ keV}$ am ESR erzielt werden. Berücksichtigt man zusätzlich die in Tabelle 3.2 aufgeführten Abschätzungen für die erreichbaren Luminositäten, ist die Entscheidung zur Durchführung der Messung im Speicherring naheliegend. Allerdings ergeben sich durch diese Wahl beträchtliche technische Schwierigkeiten, deren Lösung zusammen mit der Detektorentwicklung im folgenden Abschnitt beschrieben werden soll.

6.3 Das Detektorsystem

6.3.1 Anforderungen

Aus den kinematischen und experimentellen Gegebenheiten, die in den vorangegangenen beiden Abschnitten dargelegt wurden, kann man folgende Anforderungen an das Detektorsystem ableiten:

- Für eine Q -Wert-Bestimmung mit Hilfe des Grenzwinkels für inelastische Streuung in inverser Kinematik ist eine sehr gute Winkelauflösung notwendig. In Abbildung 6.3 ist die Energie der Rückstoßprotonen gegenüber ihrem Streuwinkel im Laborsystem für verschiedene Q -Werte im Bereich der berechneten Anregungsenergie der M1-Resonanz [Mig 91, Kam 93] aufgetragen. Hieraus läßt sich die Abhängigkeit

$$\Delta\theta_{Lab} = 1.22 \text{ mrad} \stackrel{\Delta}{=} \Delta Q = 100 \text{ keV}$$

entnehmen.

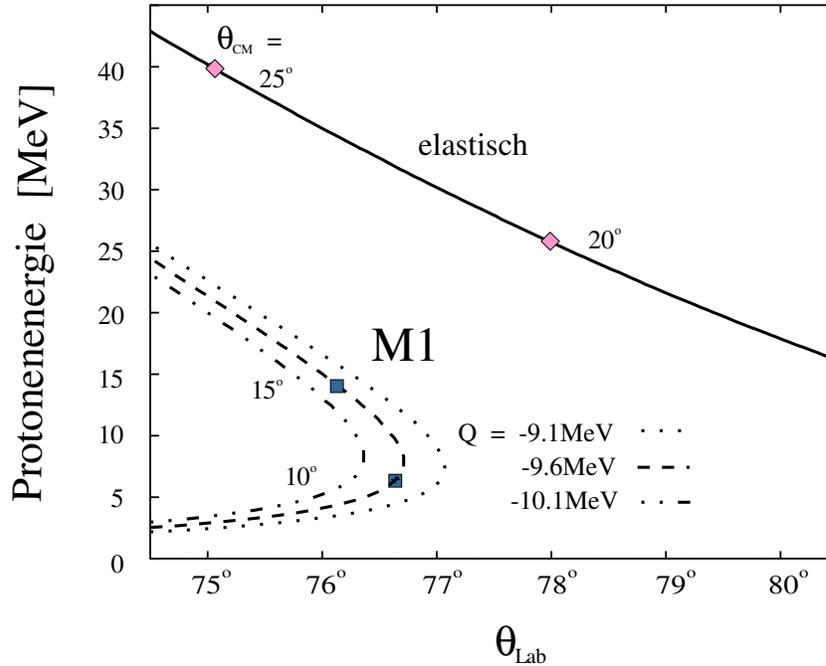


Abbildung 6.3: Kinematische Verhältnisse für Rückstoßprotonen aus der Reaktion $p(^{56}\text{Ni}, p')$ bei einer Projektilenergie von $E_{\text{proj}} = 200 \text{ A} \cdot \text{MeV}$. Eingezeichnet sind die elastische Streuung (durchgezogene Linie) sowie Reaktionen mit verschiedenen Q -Werten. Die Q -Werte liegen im Bereich der erwarteten Anregungsenergie der isovectoriellen M1-Resonanz in ^{56}Ni .

- Um, wie in Abschnitt 6.1 vorgeschlagen, für die M1-Resonanz eine Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega$ mit einer Winkelauflösung $\Delta\theta_{\text{CM}}^{M1} = 3.5 \text{ mrad}$ bzw. 0.2° bestimmen zu können, ist eine Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 2.5\%$ für die Rückstoßprotonen erforderlich.
- In Abschnitt 6.1 wurde bereits dargelegt, daß durch Messung der Energie- und damit der Winkelverteilung der elastisch gestreuten Protonen eine Absolutwinkeleichung des Experimentaufbaus durchgeführt werden kann. Wie in Abbildung 6.3 zu erkennen ist, besitzen diese Protonen im Bereich um den Grenzwinkel θ_Q Energien bis zu 40 MeV. Um ihre Energie möglichst genau zu bestimmen, müssen diese hochenergetischen Protonen im Detektorsystem gestoppt werden.
- Aus verschiedenen Untergrundreaktionen (z.B. $^{12}\text{C} (^{56}\text{Ni}, X)$) erwartet man sowohl γ -Quanten und Elektronen als auch hochenergetische Protonen, Deuteronen und schwerere Teilchen [Gni 91, Mil 91]. Das Detektorsystem

muß deshalb in der Lage sein, die verschiedenen Teilchen zu trennen und zu identifizieren.

- Eine der Hauptschwierigkeiten bei Streuexperimenten mit Sekundärstrahlen ist die bereits in Abschnitt 3.1 erwähnte, sehr geringe Zählrate an Rückstoßteilchen. Um dennoch in einem vernünftigen Zeitrahmen das Experiment mit möglichst hoher statistischer Signifikanz durchführen zu können, sollte der maximal mögliche Azimutwinkel mit Detektoren überdeckt werden.
- Die im Speicherring herrschenden UHV-Bedingungen lassen nur zwei Konstruktionsmethoden für das Detektorsystem zu:
 - Das eingesetzte Detektorsystem muß ebenso wie der Luminositätsdetektor (siehe Abschnitt 5.2) UHV-tauglich sein *oder*
 - das Detektorsystem wird mit Hilfe einer Edelstahlfolie ($d = 50 \mu\text{m}$) vom Vakuum des Speicherrings getrennt und erst nach dem Ausheizen des Speicherrings installiert.

Wie im nächsten Abschnitt im einzelnen dargelegt wird, erfüllt ein Detektor-teleskop, das sowohl Ort als auch Energieverlust und Gesamtenergie der einfallenden Teilchen mißt, alle aufgestellten Anforderungen. Ein solches Teleskop aus nicht ausgasenden und thermisch stabilen Materialien aufzubauen, hätte einen unverhältnismäßig großen technischen Aufwand bedeutet. Deshalb wurde das Detektorsystem vom Speicherringvakuum getrennt.

6.3.2 Detektorkonzept und Experimentaufbau

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten und aufgebauten Detektor-teleskope bestehen jeweils aus den folgenden Einzeldetektoren:

- (a) Ein $500 \mu\text{m}$ dicker Si-Streifendetektor mit einer aktiven Fläche von $20 \times 50 \text{ mm}^2$ und einem Streifenabstand von 0.5 mm [Mic] bestimmt den Ort und den Energieverlust der einfallenden Teilchen (bzw. die Gesamtenergie niederenergetischer Teilchen).
- (b) Eine 1 mm dicke PIN-Diode mit einer aktiven Fläche von $30 \times 50 \text{ mm}^2$ [Mic] dient als zweiter Energieverlustdetektor mit guter Energieauflösung.
- (c) Ein CsI-Kristall mit einem aktiven Volumen von $22 \times 50 \times 10 \text{ mm}^3$ [BIC], der mit Photodioden [SIE O] ausgelesen wird, dient beim Nachweis niederenergetischer Teilchen als Veto-Detektor bzw. liefert bei hochenergetischen Teilchen eine weitere Energieinformation.

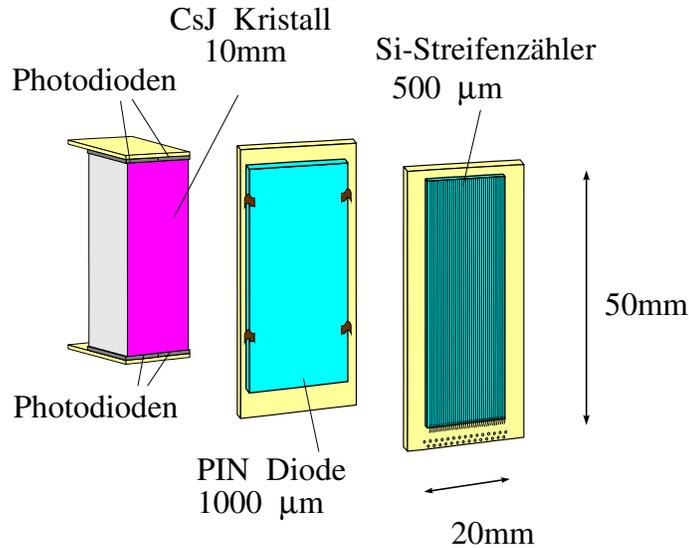


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau eines Detektorteleskops.

Abbildung 6.4 zeigt den schematischen Aufbau eines Teleskops. Wie dieses Detektorkonzept die in Abschnitt 6.3.1 aufgestellten Anforderungen im einzelnen erfüllt, wird im folgenden dargelegt:

- Durch den Einsatz des Si-Streifendetektors wird der Ort des einfallenden Teilchens mit einer Genauigkeit bestimmt, die durch seinen Streifenabstand $P = 0.5 \text{ mm}$ gegeben ist. Der maximale Abstand des Detektorsystems vom Wechselwirkungspunkt wird durch die Geometrie der am Gastarget existierenden Streukammer (siehe Abbildung 6.5) vorgegeben und beträgt $D = 338 \text{ mm}$. Eine Ortsauflösung von $\Delta x = 0.5 \text{ mm}$ entspricht somit einer Winkelauflösung $\Delta\theta_{Lab} = 1.5 \text{ mrad}$. An dieser Position überdeckt der Detektor mit seiner Breite von 20 mm einen Polarwinkelbereich von $\Delta\theta_{Lab} \approx 60 \text{ mrad}$ ($\hat{=} 3.4^\circ$).
- Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden Testmessungen mit einer 3-Linien- α -Quelle (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm ; $E_\alpha = 5.157, 5.486, 5.806 \text{ MeV}$) durchgeführt. Dabei ergab sich die Auflösung des Streifenzählers zu $\Delta E_{ST}/E \leq 1\%$ und der PIN-Diode zu $\Delta E_{PIN}/E \leq 0.6\%$. In den 1.5 mm Silizium beider Detektoren werden Protonen mit Energien bis zu 15 MeV gestoppt. Rückstoßprotonen aus der Anregung der M1-Resonanz, die Energien $\leq 15 \text{ MeV}$ besitzen, stammen aus dem Winkelbereich $0^\circ \leq \theta_{CM}^{M1} \leq 15^\circ$. In diesem Energie- bzw. Winkelbereich ist es also möglich, die Winkelverteilung der M1-Resonanz mit einer Auflösung von $\Delta\theta_{CM} \leq 2.2 \text{ mrad}$ bzw. 0.13° zu vermessen.

- Das gesamte Detektorteleskop enthält genügend aktives Material, um Protonen bis 56 MeV vollständig stoppen und damit selbst die Energie der elastisch gestreuten Protonen ($E \leq 40$ MeV) bestimmen zu können.
- Die Identifizierung der verschiedenen Teilchenarten (p, d, t) erfolgt über zwei, teilweise redundante Methoden:
Für Teilchen mit Energien $E \geq 9$ MeV ist eine Trennung durch eine $\Delta E - E_{Ges}$ -Messung gut möglich. Teilchen mit Energien $E < 9$ MeV werden bereits im Streifenzähler gestoppt und liefern somit nur *ein* Energiesignal. In diesem Energiebereich kann aber eine Diskriminierung aufgrund der unterschiedlichen Flugzeiten stattfinden (vgl. Abschnitt 5.3).
- Der maximal mögliche Azimuthwinkel ϕ , der in der existierenden Streukammer überdeckt werden kann, beträgt $\phi = 2 \times 36^\circ$ (siehe Abbildung 6.5). Dieser Winkel entspricht in einem Abstand $D = 338$ mm einer Höhe $H = 2 \times 21.4$ cm. Durch extrem platzsparende Montage der einzelnen Zähler konnten auf den beiden zugänglichen Seiten des Targets (Ringinnen- und Ringaußenseite) jeweils drei Teleskope als Detektor-Turm mit einer aktiven Höhe von 15 cm ($\hat{=} \phi = 2 \times 25^\circ$) untergebracht werden. Einen dieser Türme zeigt Abbildung 6.6.
- Der Aufbau dieses komplexen Detektorsystems ohne ausgasende Materialien wie z.B. Epoxymaterial (Platinen), Teflon, Kleber mit organischen Lösungsmitteln u.ä. wäre sehr schwierig und nur unter großem technischen Aufwand möglich gewesen. Deshalb wurde der Detektor nicht UHV-tauglich gebaut, sondern vakuumtechnisch von der Streukammer getrennt. Hierzu wurde eine in die Streukammer ragende Tasche konstruiert und gebaut, in die die Detektor-Türme nach dem Ausheizen des Speicherrings auf ihren Sollpositionen eingebracht werden konnten. Die zum Target gewandte

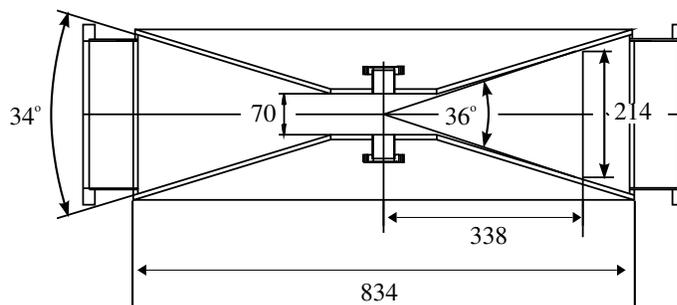


Abbildung 6.5: Schnitt durch die Streukammer am Gastarget des ESR.

Fläche des Turms von $3 \times 20 \text{ cm}^2$ war nur durch eine $50 \mu\text{m}$ dicke Edelstahlfolie vom Ultrahochvakuum der Streukammer getrennt. Durch Verwendung einer Fensterfolie ist es zwar nicht mehr möglich, niederenergetische Protonen mit $E_p \leq 3.7 \text{ MeV}$ ($\hat{=} \theta_{CM}^{M1} \sim 7.6^\circ$) nachzuweisen, gleichzeitig wird aber der Untergrund durch niederenergetische Teilchen stark reduziert.

Eine Skizze der Streukammer am ESR mit allen Einbauten zeigt Abbildung 6.7.

6.3.3 Besondere technische Einzelheiten und Testmessungen

Si–Streifenzähler

Die Energie– und Zeitsignale des Detektors werden über den Rückkontakt ausgelesen. Die Ortsinformation erhält man durch die Identifikation des Streifens, durch oder in den das Teilchen geflogen ist. Dazu werden die jeweils 40 Streifen eines Detektors an der Vorderseite kontaktiert. Die Signale werden zunächst einzeln verstärkt und über eine Diskriminatorschaltung in ein digitales Signal umgewandelt. Durch eine Auslese dieser Signale über eine Widerstandskette und deren Weiterverarbeitung in einem Ladung–Digital–Wandler (QDC) erhält

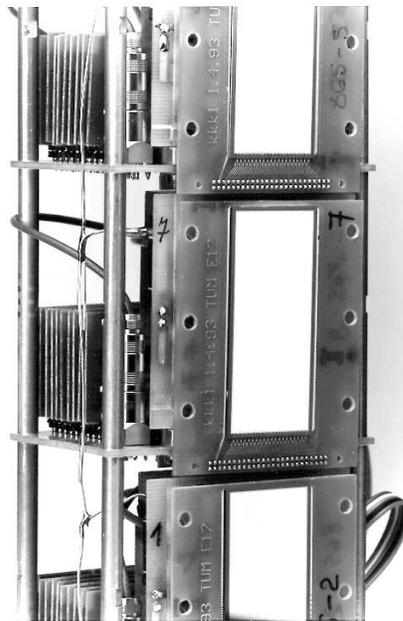


Abbildung 6.6: Photo eines Detektor–Turms bestehend aus drei Teleskopen.

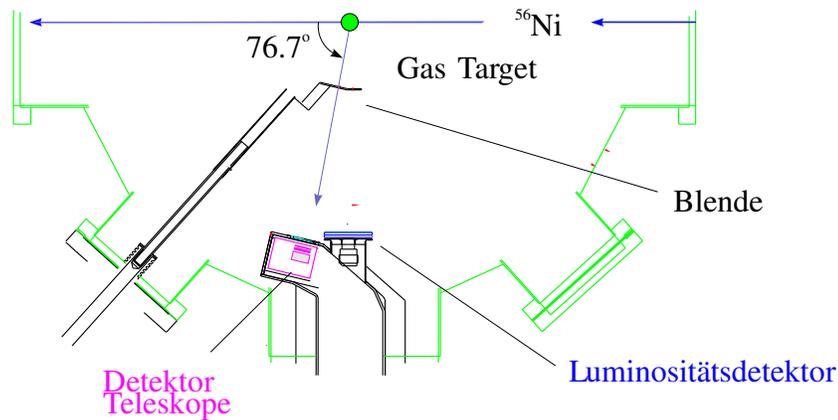


Abbildung 6.7: Skizze der Streukammer am Gastarget des ESR mit Experimentaufbau.

man eine eindeutige Ortsinformation. Dieses Prinzip der Ortsbestimmung mit Si-Streifenzählern ist ausführlich in [Hom 91] beschrieben. Abbildung 6.8 zeigt ein Ortsspektrum für α -Teilchen der 3-Linien- α -Quelle. Abbildung 6.9 gibt das entsprechende Pulshöhenspektrum des Rückkontakts des Detektors wieder. Die erzielte Energieauflösung beträgt $\Delta E = 50$ keV FWHM.

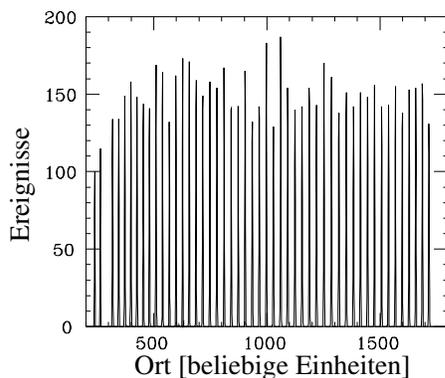


Abbildung 6.8: Ortsspektrum eines Si-Streifenzähler für die 3-Linien- α -Quelle.

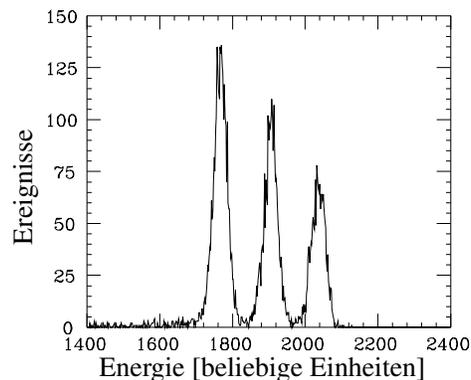


Abbildung 6.9: Energiespektrum des Si-Streifenzähler für α -Teilchen mit $E_\alpha = 5.157, 5.486, 5.806$ MeV.

CsI-Detektor

Szintillationsdetektoren mit Photodiodenauslese sind bereits seit einigen Jahren Gegenstand systematischer Untersuchungen (siehe z.B. [Hol 87, Kre 88, Col 92]). Das starke Interesse an solchen Detektoren erklärt sich aufgrund der vielfältigen

Einsatzmöglichkeiten in Hochenergie- und Kernphysik, die sich durch ihre kompakte Bauweise, der Möglichkeit ihres Betriebs in magnetischen Streufeldern und ihrer Langzeitstabilität ergeben. Das Szintillatormaterial CsI(Tl) eignet sich wegen seiner hohen Lichtausbeute von $4.5 \cdot 10^4$ Photonen/MeV [Kre 88] und seines Emissionsmaximums bei $\lambda \approx 550$ nm besonders gut für die Auslese mit Si-Photodioden, die im sichtbaren Bereich eine Quanteneffizienz von etwa 70% aufweisen (siehe Abbildung 6.10).

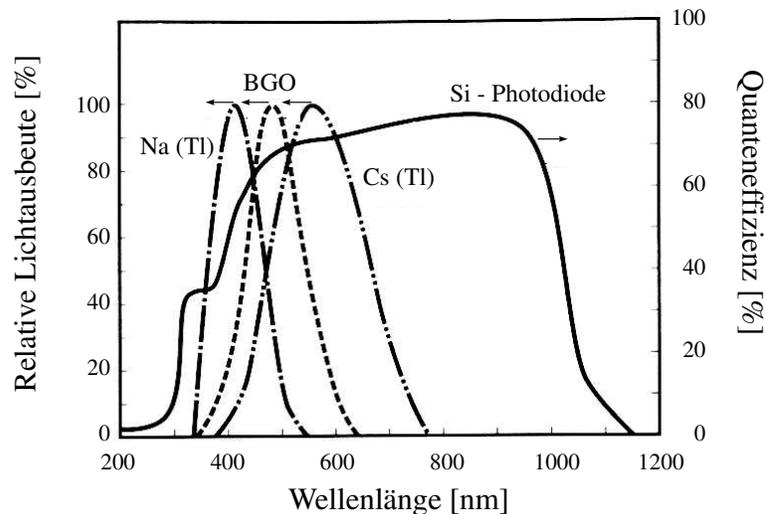


Abbildung 6.10: Relative Lichtausbeuten verschiedener Szintillatormaterialien im Vergleich zur Quanteneffizienz von Si-Photodioden als Funktion der Wellenlänge des einfallenden Lichts.

Die Hauptaufgabe beim Bau solcher Detektoren ist die Maximierung der Lichtsammlung und die Optimierung der Lichtauskopplung. Idealerweise sollten alle Photonen, die im Szintillator erzeugt werden, auf die aktive Fläche der Photodiode treffen. Um ausreichende Nachweissensitivität selbst bei niedrigen Teilchenenergien zu gewährleisten und eine möglichst gute Energieauflösung zu erhalten, müssen die Verluste möglichst klein gehalten werden. Die möglichen Verlustmechanismen werden im folgenden kurz erklärt und Wege zu ihrer Minimierung aufgezeigt.

Lichtauskopplung. An den Flächen, an denen Szintillationslicht in die Photodioden ausgekoppelt wird, sollte möglichst wenig Licht in den Kristall zurückreflektiert werden. Im Idealfall würden Szintillatorkristall und Photodiode die selben Brechungsindizes $n_A = n_B$ aufweisen und damit die vollständige Transmission von Licht aus dem gesamten kristallseitigen Halbraum in die Diode gewährleisten.

Bei den für diesen Detektor verwendeten Materialien (Szintillatorkristall CsI:

$n_A = 1.8$; Photodiode mit SiO_2 als Passivierungsschicht: $n_B = 1.5$) beträgt die Transmission bei senkrechten Einfall 99.2%. Liegen die beiden Komponenten allerdings nicht exakt plan aufeinander und entsteht ein Luftspalt von auch nur $1\ \mu\text{m}$ Dicke, verringert sich die Transmission auf 88.2%. Um zu gewährleisten, daß dieser Fall einer extremen optischen Fehlanpassung nicht eintreten kann, wurde zwischen CsI-Kristall und Photodiode eine elastische, anschmiegsame Schicht eingebracht. Als günstige Lösung erwies sich der Zweikomponenten-Silikonkautschuk RTV615 [RTV], ein nach dem Aushärten gummiartiges Material, das durch seine Adhäsionseigenschaft einen direkten Kontakt sowohl mit dem Kristall als auch mit den Photodioden herstellt. Der Brechungsindex von RTV615 $n_Z = 1.41$ liegt so nahe an $n_{\text{SiO}_2} = 1.5$, daß die Transmission gegenüber dem direkten Übergang $\text{CsI} \rightarrow \text{SiO}_2$ nur geringfügig reduziert wird. Für den Übergang $\text{CsI} \rightarrow \text{RTV615} \rightarrow \text{SiO}_2$ ergibt sich bei senkrechten Einfall theoretisch eine Transmission von 98.5%. Die Transmission ließe sich durch eine solche Zwischenschicht gegenüber dem direkten Kontakt sogar verbessern, wenn für deren Brechungsindex n_Z gilt: $n_{\text{CsI}} < n_Z < n_{\text{SiO}_2}$. Für den vorliegenden Fall konnte allerdings kein geeignetes Material gefunden werden, das diese Bedingung erfüllt.

Die Lichtauskopplung erfolgte an den beiden $10 \times 22\ \text{mm}^2$ Stirnflächen des Kristalls (vgl. Abbildung 6.4), die mit jeweils zwei PIN-Photodioden mit einer Dicke von $380\ \mu\text{m}$ [SIE O] bedeckt waren.

Lichtsammlung. An allen Flächen, die nicht mit Photodioden bedeckt sind, sollte das Szintillationslicht den Kristall nicht verlassen können. Das erreicht man durch einen hohen Reflexionsgrad und/oder einen kleinen Totalreflexionswinkel. In der Praxis gibt es zwei Methoden, dieses Ziel zu erreichen:

Diffuse Reflexion. Man umgibt den Kristall mit einem diffusen Reflektormaterial. Am gebräuchlichsten und effektivsten ist hierfür Teflon, das in seiner Form als herkömmliches Dichtungsband verwendet wird. Mit Materialdicken von ca. 1 cm erreicht man damit einen Reflexionsgrad von 99% [Wei 81], aber selbst bei wesentlich geringeren Dicken von ca. 1.5 mm ($\hat{=}$ 15 Lagen Dichtungsband) ist der Reflexionsgrad bereits größer als 96% [Kre 88]. Der Nachteil dieses Verfahrens ist die Inhomogenität der so erzeugten Reflexionsschicht. Würde man auch die Eintrittsfläche des Kristalls mit Teflonband umwickeln, würden die nachzuweisenden Teilchen je nach Eintrittsort in dieser inhomogenen Totschicht unterschiedliche Energieverluste erleiden und die gemessenen Energien wären mit einem großen Fehler behaftet. Deshalb nutzt man an diesen Flächen die Totalreflexion an spiegelnden Oberflächen, die allerdings einen etwas kleineren Reflexionsgrad liefert.

Spiegelnde Reflexion. Man verspiegelt die Oberfläche des Kristalls, indem man metallisches Material aufdampft. Aufgrund ihrer Leitfähigkeit besitzen Metalle einen komplexen Brechungsindex $n_B + ik$ und man erhält für den Anteil η_R der

Tabelle 6.2: Brechungsindizes $n_B + ik$ und Reflexionsvermögen η_R^{CsI} verschiedener Metalle für $\lambda = 546.1$ nm bei der Reflexion von Szintillationslicht aus dem CsI-Kristall. Dabei wurden die aus [Lan 62] entnommenen Werte für den reellen Anteil des Brechungsindex n_B und für das Reflexionsvermögen gegenüber Luft η_R^{Luft} über Gleichung 6.1 für unseren Fall der Spiegelung im CsI-Kristall umgerechnet.

Material	n_B	η_R^{Luft}	\Rightarrow	k	η_R^{CsI}
Ag	0.11	96.30%		3.25	94.43%
Al	0.78	91.00%		5.48	84.69%
Au	0.61	68.68%		2.28	60.10%

reflektierten Intensität folgenden Ausdruck:

$$\eta_R = \frac{(n_B - n_A)^2 + k^2}{(n_B + n_A)^2 + k^2} \quad (6.1)$$

Die erreichbaren Reflexionsgrade verschiedener Metalle bei der Reflexion von Szintillationslicht aus dem CsI-Kristall sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

Bei unseren CsI(Tl)-Kristallen wurde die Eintrittsfläche mit Aluminium (Flächenbelegung $\rho d = 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) bedampft. Silber hat zwar theoretisch den größeren Reflexionsgrad, ist aber chemisch nicht inert (z.B. große Affinität zu Jod) und deshalb technisch weniger gut geeignet. Alle weiteren Flächen des Kristalls, ausgenommen die Auskoppelflächen, wurden mit ca. 20 Lagen Teflonband umwickelt.

Ein weiterer Effekt, der bei Kristallen der verwendeten Größe ($5 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$) bereits Einfluß auf die Lichtsammlung nehmen kann, ist die Absorption des Lichts an Gitterdefekten im Kristall. Die Größe dieses Effektes hängt aber extrem vom Herstellungsverfahren und der Reinheit des Kristalls ab und kann nicht einfach abgeschätzt werden.

Testmessungen

Die kompletten Teleskope wurden am Münchner Tandem-Beschleuniger mit Protonen ($E_{proj} = 26 \text{ MeV}$), die elastisch an einem Gold-Target gestreut wurden, getestet. Für den CsI-Detektor konnten wir hierbei die Energieauflösung für Protonen mit $E_p = 19.9 \text{ MeV}$ (nach 1.5 mm Si) zu 2.5 MeV ($\Delta E/E \approx 12.5\%$) und seine Effizienz (Lichtsammlung und -auskopplung) im Durchschnitt zu 45% bestimmen. Die Signale der Photodioden (jeweils zwei Signale pro Szintillator) wurden dabei, wie auch im folgenden Experiment an der GSI, mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (Micro CSA), einem Hauptverstärker (Tennelec TC243, $\tau_S = 2\mu\text{s}$) und einem ADC (Silena V4418) weiterverarbeitet.

Während der Ni–Stahlzeit wurden sechs Detektormodule eingesetzt, die jeweils sechs Signale lieferten. Zusammen mit den PIN–Dioden–Signalen des Luminositätsmonitors (siehe Abschnitt 5.2.1), den Signalen der Umladedetektoren (siehe Abschnitt 5.3.2) sowie den ESR–Standardmeßgrößen wie Trafostrom und Pulsung mußten pro Ereignis 113 Signale verarbeitet werden, was einen nicht unerheblichen Elektronikaufwand bedeutete.

6.4 Ergebnisse der Protonenstreuung an ^{58}Ni

Der gesamte Experimentaufbau mit allen Detektoren wurde zunächst am ESR bei einer Messung mit stabilem ^{58}Ni –Strahl eingesetzt. Während dieser 5 Tage waren durchschnittlich $1 \cdot 10^8$ ^{58}Ni –Ionen im ESR gespeichert und die reine Meßzeit betrug 52 h ¹. Hierbei konnte nicht nur überprüft werden, ob das gesamte Detektorsystem unter Bedingungen, die denen des Hauptexperiments entsprechen (Untergrundreaktionen durch Streuung, elektronische Störungen in der Signalweiterleitung o.ä.), unsere Anforderungen erfüllt (siehe Abschnitt 6.3.1). Zusätzlich konnte durch die elastische Streuung im Winkelbereich um $\theta_{Lab} \approx 77^\circ$ der Absolutwinkel sowie die Empfindlichkeit des Detektorsystems bestimmt werden.

Anhand der Auswertung dieser Daten kann bereits die prinzipielle Vorgehensweise, die auch bei der Auswertung der ^{56}Ni –Daten angewendet werden sollte, aufgezeigt werden: Zunächst werden die Rückstoßteilchen eindeutig als Protonen identifiziert und einer Reaktion mit bestimmtem Q –Wert zugeordnet. An das untergrundkorrigierte Energie– bzw. Winkelspektrum dieser Rückstoßprotonen wird eine Simulation angepaßt, die sowohl von der Winkelverteilung der Reaktion als auch von den geometrischen Verhältnissen abhängt. Die absolute Höhe des simulierten Spektrums wird durch Multiplikation mit der Luminosität der untersuchten Projektil–Target–Kombination bestimmt. Handelt es sich wie bei der elastischen Streuung um eine Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt, erhält man durch Vergleich der experimentellen Spektren mit der Simulation die genaue Experimentgeometrie sowie zusätzlich die Luminosität (vgl. Abschnitt 5.3). Diese Informationen können nun umgekehrt in Simulationen für Reaktionen mit unbekanntem Wirkungsquerschnitt, wie die Anregung der M1–Resonanz in ^{56}Ni , als bekannte Parameter eingebracht werden. So wird bei Anpassung der simulierten Daten an die experimentell bestimmten als einziger freier Parameter die Winkelverteilung der Reaktion variiert und auf diese Weise bestimmt. Idealerweise werden Reaktionen mit bekannten und unbekanntem Wirkungsquerschnitt parallel gemessen. So kann man sicher sein, daß die Experimentbedingun-

¹Eine ausführliche Diskussion der Strahlparameter findet sich in Abschnitt 6.6.

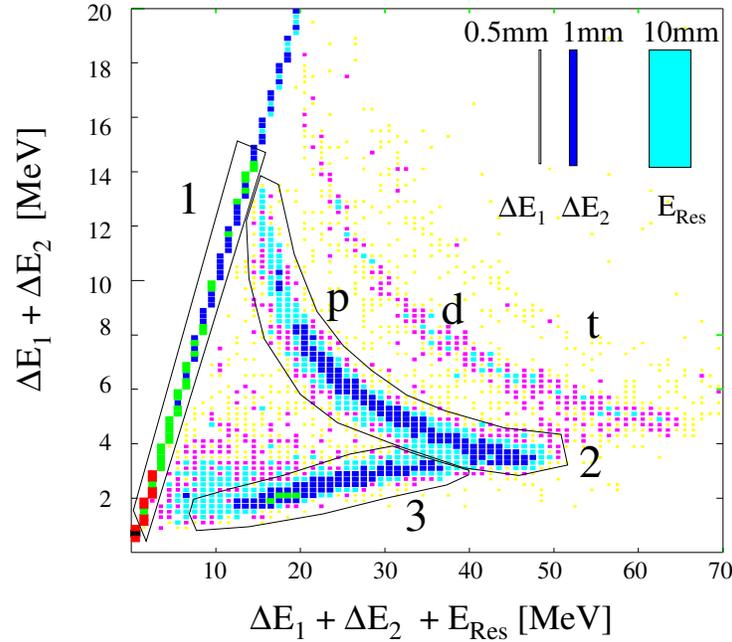


Abbildung 6.11: ΔE - E_{ges} -Spektrum von $^{58}\text{Ni} + \text{CH}_4$. Die eingezeichneten Polygone (1,2,3) enthalten Protonen aus verschiedenen Energiebereichen. Rechts oben ist der Aufbau des Detektorteleskops skizziert.

gen exakt übereinstimmen und selbst die Luminosität kann übernommen werden.

Die Identifizierung der Teilchenarten erfolgte durch Messung des Energieverlustes in den verschiedenen Einzeldetektoren des Teleskops. Wenn man den Energieverlust in den beiden Si-Detektoren gegen die gemessene Gesamtenergie aus allen drei Detektorkomponenten aufträgt, erhält man für ^{58}Ni -Strahl und CH_4 -Target das in Abbildung 6.11 gezeigte Spektrum. Hierin kann man deutlich unterschiedliche Bereiche erkennen, die durch die Reichweite der Teilchen im Teleskop charakterisiert sind:

- Teilchen, die in den ersten beiden Detektoren, d.h. in 1.5 mm Si, gestoppt werden, liegen auf einer Geraden mit der Steigung 1 (Polygon 1), da bei diesen Ereignissen der Energieverlust in den beiden Si-Detektoren genauso groß wie die gemessene Gesamtenergie ist. Dabei handelt es sich z.B. um Protonen mit Energien $E_p \leq 15$ MeV und Deuteronen mit $E_d \leq 20$ MeV.
- Teilchen, deren Energie zwar ausreicht, um den CsI-Detektor zu erreichen, dort aber gestoppt werden, findet man in den angrenzenden Ästen. Aufgrund des für jede Teilchenart unterschiedlichen Energieverlustes in 1.5

mm Si sind diese Äste und damit die Teilchensorten deutlich voneinander getrennt. In Abbildung 6.11 sind außer den Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung und den verschiedenen inelastischen Kanälen auch Protonen, Deuteronen und Tritonen aus allen möglichen Untergrundreaktionen (z.B. $^{12}\text{C} (^{58}\text{Ni}, X)$) sichtbar. Teilchen in diesem Energiebereich können also eindeutig identifiziert werden. Für Protonen handelt es sich dabei z.B. um den Bereich mit $15 \text{ MeV} \leq E_p \leq 53 \text{ MeV}$ (Polygon 2).

- Teilchen, deren Energie so hoch ist, daß sie auch den CsI-Detektor wieder verlassen, findet man im letzten Bereich (Polygon 3). Hier nimmt sowohl der Energieverlust in den ersten Detektoren als auch die gemessene Gesamtenergie ab. Die Identifizierung dieser Teilchen ist nicht mehr möglich.

Die elastisch gestreuten Protonen, die in den mit unseren Detektorteleskopen überdeckten Winkelbereich ($\theta_{Lab} = 75^\circ - 80^\circ$) mit Energien zwischen 17 MeV und 40 MeV emittiert werden, müssen sich also zusammen mit Protonen aus Untergrundreaktionen in dem klar erkennbaren Protonenast (Polygon 2) in Spektrum 6.11 befinden.

Wenn man für diese Protonenereignisse den Energie-Orts-Zusammenhang untersucht (siehe Abbildung 6.12), erkennt man ein Band von deutlich korrelierten Ereignissen auf einem energetisch und räumlich isotropen Protonenuntergrund. Nach Projektion dieser Ereignisse auf die Energieachse und Untergrundkorrektur erhält man das Energiespektrum der elastisch gestreuten Protonen, das in Abbildung 6.13 gezeigt ist. Da, wie bereits mehrfach erwähnt, bei der elastischen Streuung ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Energie und Laborstreuwinkel der Rückstoßprotonen besteht, entspricht das Spektrum in Abbildung 6.13 gleichzeitig einem Winkelspektrum.

Die Form dieses Spektrums läßt sich sehr gut durch eine Simulation wiedergeben, die auf einer berechneten Winkelverteilung basiert und die geometrischen Bedingungen unseres Experiments (Targetausdehnung, Blende, Detektorraumwinkel) berücksichtigt. Die eingezeichnete durchgezogene Linie ist das Ergebnis dieser Simulation, wobei die in Abbildung 6.14 dargestellte Winkelverteilung für elastische Protonenstreuung an ^{58}Ni verwendet wurde. Diese Winkelverteilung ist das Ergebnis einer relativistischen Optischen-Modell-Rechnung, durchgeführt mit dem Programm ECIS90 [Ray 90]. Die Potentialparameter wurden bereits bei der Bestimmung der Luminosität in Abschnitt 5.3.1 verwendet (siehe Tabelle 5.5). Die Höhe und damit der absolute Kanalinhalt des Spektrums läßt sich mit der in Abschnitt 5.3.1 bestimmten Luminosität von $3 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mit einer Genauigkeit von 25% reproduzieren.

Die Spektren 6.11, 6.12 und 6.13 zeigen jeweils die Teilchen, die eines der sechs Detektorteleskope treffen. Um aber die Empfindlichkeit des gesamten Detektorsystems abzuschätzen, muß man alle sechs Detektorteleskope zusammen

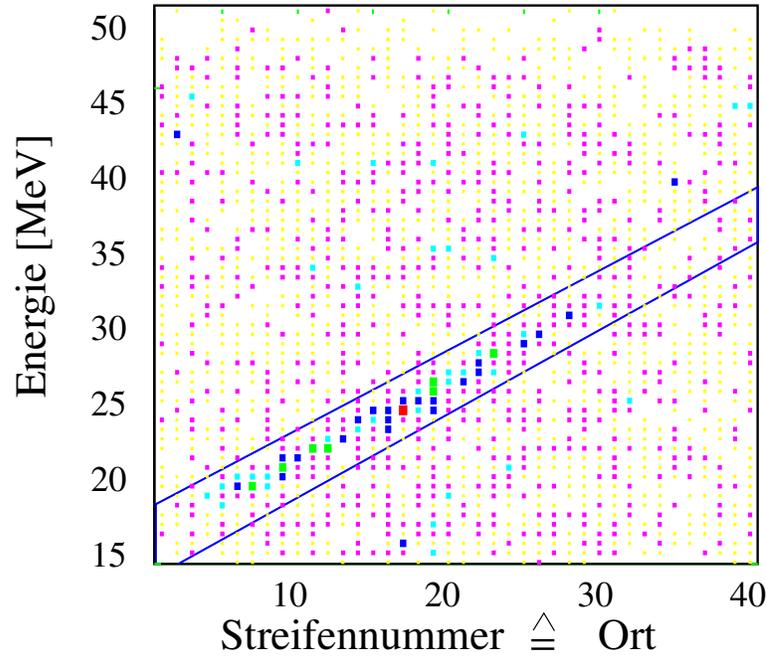


Abbildung 6.12: E_{ges} -Positions-Spektrum eines Detektorteleskops für Protonen, die im CsI-Kristall gestoppt wurden (vgl. Polygon 2 in Abbildung 6.11). Deutlich erkennbar an ihrer kinematisch festgelegten Energie-Orts-Korrelation sind die an ^{58}Ni elastisch gestreuten Protonen (vgl. Abbildung 6.3).

betrachten. Abbildung 6.15 zeigt die Energie- und damit Winkelspektren der elastisch gestreuten Protonen aufaddiert für jeweils drei Teleskope auf beiden Seiten des Strahls. Die deutlich unterschiedlichen Winkelbereiche, die von den beiden Detektortürmen überdeckt werden, sind darauf zurückzuführen, daß die beiden Türme nicht symmetrisch zum Strahl standen. Aus kinematischen Gründen wurde der Strahl im Targetbereich in der Ringebene um 4 mrad gedreht.

Wie man aus Abbildung 6.14 ablesen kann, beträgt der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung bei $\theta_{Lab} \approx 78^\circ$ ca. 25 mb/sr. Unter diesem Winkel wurden in allen sechs Detektorteleskopen ca. 160 elastisch gestreute Protonen nachgewiesen (siehe Abbildung 6.15), wobei innerhalb von ca. 39 h die reine Meßzeit 31.4 h betrug und die Luminosität zu $3 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bestimmt wurde. Hieraus kann eine Empfindlichkeit unseres Detektorsystems von 5 Ereignissen pro mb und Tag bei einer Luminosität von $3 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ abgeschätzt werden.

In Abbildung 6.14 ist weiterhin der erwartete Wirkungsquerschnitt der isovectoriellen M1-Resonanz in ^{56}Ni skizziert. Am Grenzwinkel sollte der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ etwa den Wert 2 mb/sr annehmen. Mit einer ähnlichen Luminosität für ^{56}Ni wie für ^{58}Ni sollte also der Nachweis der M1-Resonanz und

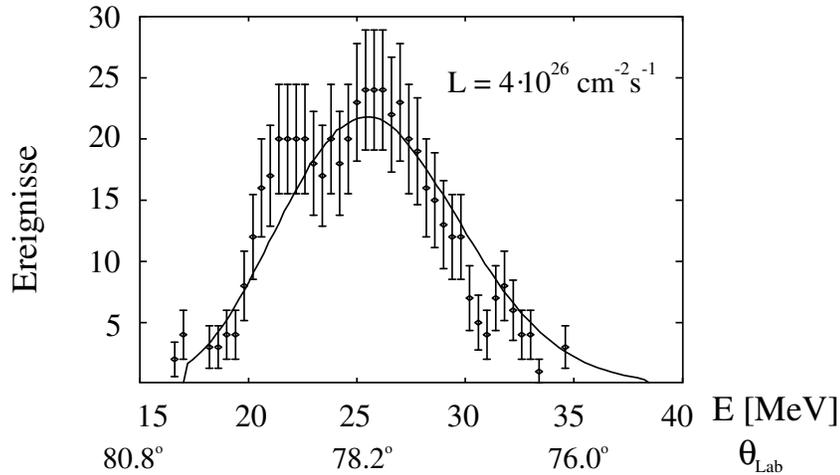


Abbildung 6.13: Energiespektrum der elastisch gestreuten Protonen aus Abbildung 6.12. Die durchgezogene Linie ist das Resultat einer Simulationsrechnung. Genauere Einzelheiten dazu sind im Text zu finden.

die Bestimmung ihrer Anregungsenergie über den Grenzwinkel der Reaktion innerhalb eines Tages möglich sein.

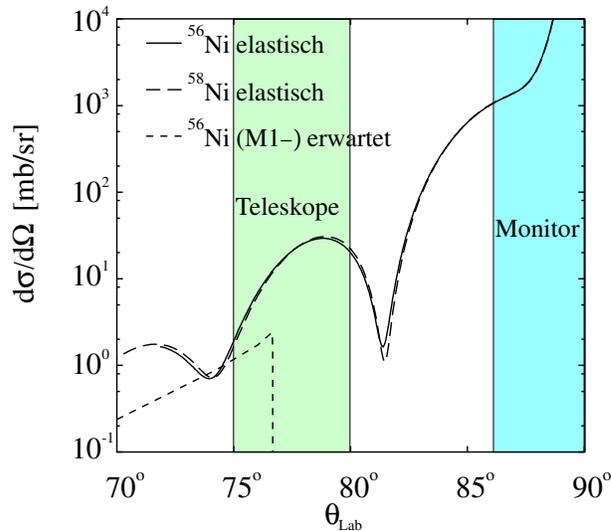


Abbildung 6.14: Berechnete Winkelverteilungen für Protonen, die elastisch an ^{58}Ni und ^{56}Ni gestreut werden, bzw. inelastisch an ^{56}Ni unter Anregung der M1-Resonanz. Unterlegt sind hierin die Winkelbereiche, die von den Detektorteleskopen bzw. dem Luminositätsdetektor überdeckt wurden.

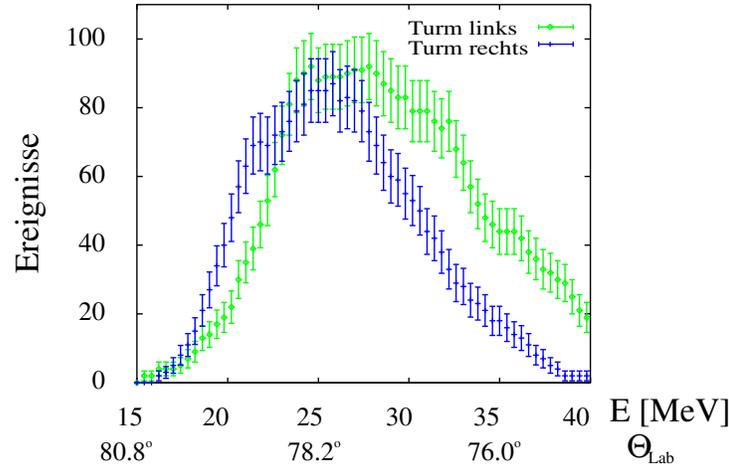


Abbildung 6.15: Energiespektrum der elastisch gestreuten Protonen, ausgewählt aus Spektren wie Abbildung 6.12 und aufsummiert über jeweils drei Detektorteleskope.

6.5 Ergebnisse der Protonenstreuung an ^{56}Ni

Die Energien der elastisch gestreuten Protonen aus der M1-Anregung betragen im beobachteten Winkelbereich bis zu 15 MeV. Da Protonen bis zu dieser Maximalenergie bereits in den beiden Si-Detektoren gestoppt werden, wird zur Untergrundreduktion der CsI-Detektor in Antikoinzidenz als Veto-Zähler benutzt. Für die Diskriminierung der verschiedenen Teilchensorten wurden je nach Energiebereich unterschiedliche Methoden angewandt.

Protonen mit Energien zwischen 9 MeV und 15 MeV werden in der PIN-Diode gestoppt. Um diese Protonen eindeutig zu identifizieren, trägt man den Energieverlust im Si-Streifendetektor gegen die in beiden Si-Detektoren gemessene Gesamtenergie des Teilchens auf. In Abbildung 6.16 ist dieses Spektrum sowohl für die Messung mit ^{58}Ni -Strahl (linkes Spektrum) als auch für das ^{56}Ni -Experiment (rechtes Spektrum) mit der gesamten Statistik von drei Teleskopen gezeigt. Protonen, die in der PIN-Diode gestoppt wurden, findet man innerhalb des Polygons. Unter diesen Protonen sollten sich M1-Protonen aus dem Winkelbereich $11.9^\circ \leq \theta_{CM}^{M1} \leq 15.7^\circ$ befinden. In einem Energie-Orts-Spektrum müßten sie, entsprechend der kinematischen Kurve in Abbildung 6.3, eine deutliche Korrelation erkennen lassen. Aber wie Abbildung 6.17 zeigt, ist die Statistik viel zu gering, um eine solche Korrelation feststellen zu können.

Protonen, die mit Energien unter 9 MeV aus dem Target gestreut werden, verlieren ihre gesamte Energie bereits im Edelmetallfenster ($E_p \leq 3.7$ MeV) oder im Si-Streifenzähler. Die Protonen, die den Streifenzähler erreichen, werden mit Hilfe ihrer Energie-Flugzeit-Korrelation identifiziert. Die M1-Protonen in die-

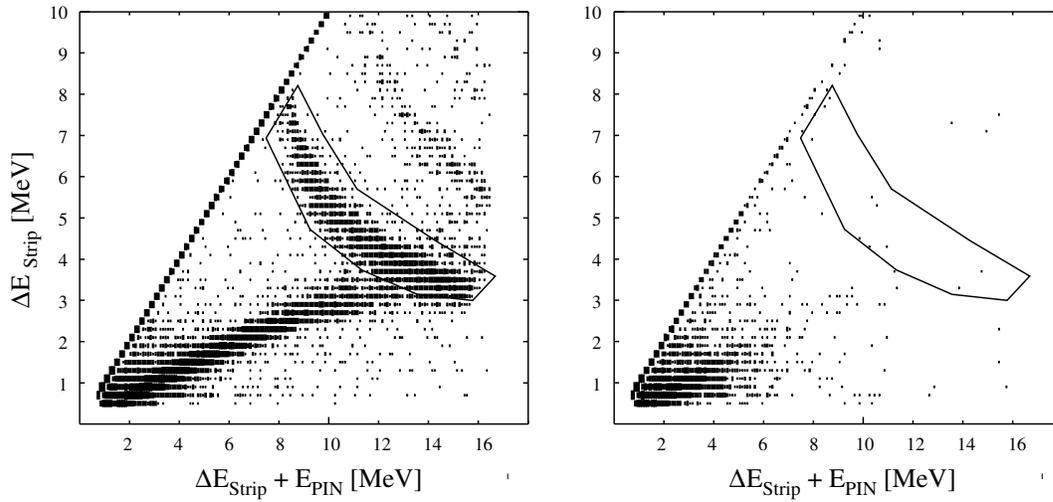


Abbildung 6.16: $\Delta E-E_{ges}$ -Spektrum dreier Detektorteleskope, wobei der Energieverlust im Si-Streifenzähler gemessen wurde. Das linke Spektrum wurde mit ^{58}Ni -Strahl aufgenommen, während das rechte Spektrum die gesamte Statistik aus der Strahlzeit mit ^{56}Ni enthält. Das Polygon kennzeichnet jeweils die Protonen, die in der PIN-Diode gestoppt wurden.

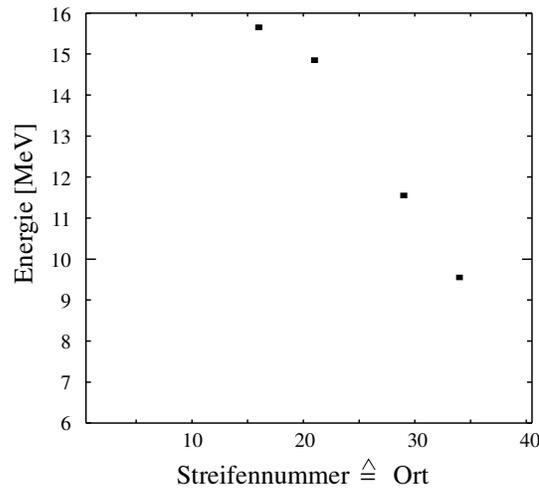


Abbildung 6.17: E_{ges} -Positions-Spektrum dreier Detektorteleskope für Protonen, die in der PIN-Diode gestoppt wurden ($\hat{=}$ Polygon in Abbildung 6.16).

ser Gruppe stammen aus dem Winkelbereich $7.3^\circ \leq \theta_{CM}^{M1} \leq 11.9^\circ$ und müßten aufgrund ihres kleineren Streuwinkels im Vergleich zu den zuvor betrachteten M1-Protonen mit Energien $E_p > 9$ MeV einen größeren Wirkungsquerschnitt

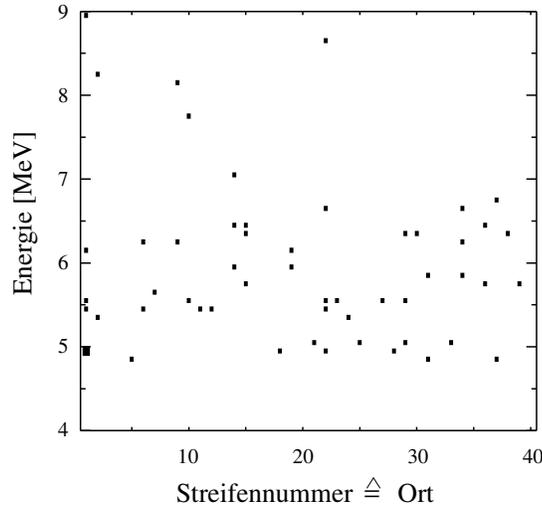


Abbildung 6.18: E_{ges} -Positions-Spektrum dreier Detektorteleskope für Protonen, die im Si-Streifenzähler gestoppt wurden.

besitzen. Aber auch im Energie-Orts-Spektrum der niederenergetischen Protonen (Abbildung 6.18) kann man keinerlei Hinweise auf Protonen aus der M1-Anregung entdecken.

Auch elastisch gestreute Protonen sind für ^{56}Ni nicht nachzuweisen. Abbildung 6.19 zeigt — analog zu Abbildung 6.12 im vorhergehenden Abschnitt — das E_{ges} -Positions-Spektrum eines Detektorteleskopes für Protonen.

Die bisher gezeigten Spektren aus der ^{56}Ni -Strahlzeit enthalten so wenige Ereignisse, daß man sogar daran zweifeln kann, ob überhaupt ein Strahl im ESR gespeichert war. Diesen Zweifel kann man durch die Ergebnisse des Luminositätsdetektors nahe $\theta_{Lab} = 90^\circ$ eindeutig ausräumen. Wie man Abbildung 6.14 entnehmen kann, liegt in diesem Winkelbereich der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung um drei Größenordnungen höher als bei $\theta_{Lab} = 78^\circ$. Deshalb werden im Luminositätsdetektor einige, wenn auch wenige, klar identifizierbare Ereignisse aus der elastischen Streuung nachgewiesen. Das Energiespektrum dieser Protonen ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Ebenfalls eingetragen ist das Spektrum der elastisch gestreuten Protonen aus der Messung mit ^{58}Ni -Strahl, normiert auf die Meßzeit mit ^{56}Ni . Aus dem Vergleich der beiden Spektren kann man ablesen, daß die Luminosität für ^{56}Ni -Strahl und CH_4 -Target um ca. drei Größenordnungen kleiner war als für ^{58}Ni -Strahl und CH_4 -Target. Da für eine ähnliche Luminosität wie bei ^{58}Ni eine Meßzeit von etwa einem Tag abgeschätzt wurde, ist ein Nachweis der M1-Resonanz in dem hier vorgestellten Experiment mit einer Meßzeit von 47 h nicht zu erwarten.

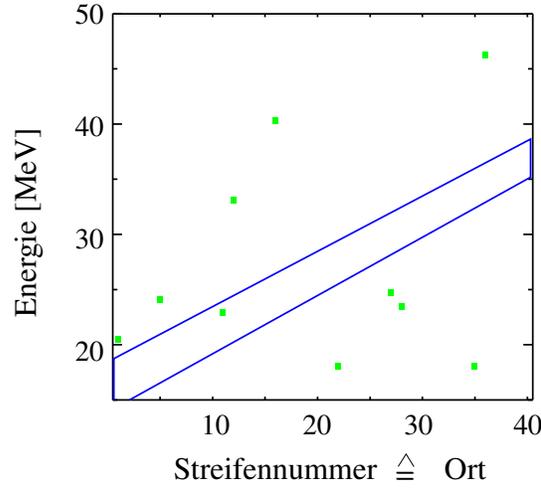


Abbildung 6.19: E_{ges} -Positions-Spektrum eines Detektorteleskopes für Protonen, die im CsI-Kristall gestoppt wurden ($\hat{=}$ Abbildung 6.12).

Eine Erklärung für diese starke Diskrepanz zwischen erwarteter ($\geq 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) und beobachteter ($\approx 3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) Luminosität soll im folgenden Abschnitt durch einen Vergleich der Strahlparameter für stabilen Strahl (^{58}Ni) und Sekundärstrahl (^{58}Ni , ^{56}Ni) gegeben werden.

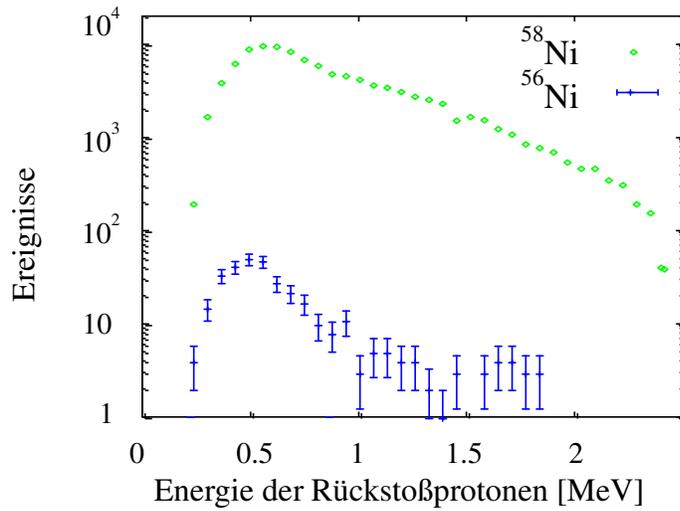


Abbildung 6.20: Energiespektrum elastisch gestreuter Protonen an ^{58}Ni und ^{56}Ni bei $\theta_{Lab} \approx 90^\circ$.

6.6 Vergleich und Diskussion der Strahlparameter für ^{58}Ni und ^{56}Ni

Während der Messung mit stabilem ^{58}Ni -Strahl betrug die Teilchenzahl im SIS im Durchschnitt $1.5 \cdot 10^8$ ^{58}Ni -Ionen. Der Strahl wurde über die direkte Transferstrecke vom SIS in den ESR geführt. Da im Doppelschußbetrieb injiziert wurde, betrug bei einer Intensitätstransmission von $T_{\text{SIS-ESR}}^{\text{int}} = 5\%$ auch die ionenoptische Transmission $T_{\text{SIS-ESR}}^{\text{opt}} = 5\%$. Das Streuexperiment am Gastarget erfolgte mit Strahlströmen zwischen $I_i = 1$ mA und $I_f = 0.5$ mA, was bei einer Umlauffrequenz von 1.57 MHz $1.4 \cdot 10^8$ bis $0.7 \cdot 10^8$ gespeicherten Teilchen entspricht. Typische Zeitspannen lagen bei 15 min Akkumulationszeit und 1 h Meßzeit. Daraus ergab sich eine Strahllebensdauer von $\tau = 1.4$ h bei einem Kühlerstrom von $I_{e^-} = 250$ mA und ein maximal mögliches Verhältnis Meßzeit zu Gesamtstrahlzeit von 80%.

Die Umstellung auf den Sekundärstrahl ^{56}Ni erwies sich als sehr schwierig und wurde über einige Zwischenschritte (^{58}Ni bzw. ^{57}Ni) durchgeführt. Es wurden zwar vor unserem Experiment bereits Sekundärstrahlen aus dem FRS in den ESR injiziert, gespeichert und gekühlt (z.B. ^{19}Ne , ^{18}F [Gei 92b]), aber jeweils nur einzelne Teilchenpakete. Da für unser Experiment, wie bereits in Abschnitt 3.1 erklärt, eine möglichst hohe Strahlintensität unabdingbar ist, mußte der Fragmentstrahl erstmals auch akkumuliert werden.

Zunächst wurde ^{58}Ni durch das spätere Produktionstarget über den FRS in den Speicherring gebracht. Dabei wurden 2.1% der Teilchen aus dem SIS im ESR gespeichert. Da beim Transfer durch den FRS im Einzelschußbetrieb injiziert wurde, betrug die ionenoptische Transmission $T_{\text{SIS-FRS-ESR}}^{\text{opt}} = 4.2\%$. Wenn man diesen Wert mit der Transmission für den direkten Transfer SIS-ESR von 5% vergleicht, erhält man für die Transmission durch den FRS mit Produktionstarget einen Wert von $T_{\text{FRS-ESR}}^{\text{opt}} = 84\%$.

Während der Experimentphase mit ^{56}Ni -Strahl wurden vom SIS im Durchschnitt $1 \cdot 10^9$ ^{58}Ni -Ionen mit einer Energie von $E_{\text{SIS}} = 360$ A·MeV bereitgestellt. Der ^{58}Ni -Strahl wurde an einem ^9Be -Target ($\rho d = 4$ g/cm²) fragmentiert. Mit einem Produktionsquerschnitt für ^{56}Ni von 1.38 mb ergab sich eine Ausbeute $^{56}\text{Ni}/^{58}\text{Ni}$ von $4 \cdot 10^{-4}$. Im Vergleich zu ^{58}Ni wurde pro Akkumulationszeitraum die 10-fache Anzahl an Injektionszyklen durchlaufen. Die Akkumulation wurde jeweils zu dem Zeitpunkt beendet, an dem die Strahlverluste durch Rekombination und der Intensitätsgewinn bei der Injektion die gleiche Größenordnung erreichten. Aufgrund der großen Emittanz ($\varepsilon = 20$ π mm mrad) des Fragmentstrahls wurde im Einzelschußbetrieb mit jeweils 70 s Kühlzeit injiziert. Berücksichtigt man zusätzlich die mit ^{58}Ni bestimmte Transmission durch den FRS von $T_{\text{FRS-ESR}}^{\text{opt}} = 84\%$, ergibt sich für das Verhältnis der mittleren gespeicherten Strahlintensitäten

$\langle I(^{56}\text{Ni})_{\text{SIS-FRS-ESR}} \rangle / \langle I(^{58}\text{Ni})_{\text{SIS-ESR}} \rangle = 1.2\%$. Mit der Anzahl der zuvor gespeicherten ^{58}Ni -Ionen von $\langle N(^{58}\text{Ni})_{\text{SIS-ESR}} \rangle \approx 1 \cdot 10^8$ folgt daraus eine mittlere gespeicherte Ionenzahl für ^{56}Ni von $\langle N(^{56}\text{Ni})_{\text{SIS-FRS-ESR}} \rangle = 1.2 \cdot 10^6$ Teilchen. Dieser Wert schien sich zunächst im Laufe der Strahlzeit zu bestätigen. Wegen der geringen Strahlintensität lieferte der Stromtransformator zwar keine zuverlässigen Werte, mit der BTF-Diagnose² stand jedoch eine alternative Meßmethode zur Verfügung. Aufgrund der geringen Intensität und der damit verbundenen kleineren Strahlausdehnung ($\Delta x \approx 2 - 3$ mm) erhält man mit Gleichung 5.7 eine vernünftige Abschätzung der Luminosität. Mit der Targetdichte $n_{\text{target}} = 1.9 \cdot 10^{13}$ H-Atome/cm³ und der ESR-Frequenz 1.61 MHz würde sich eine Luminosität von $L = 1.8 \cdot 10^{25}$ cm⁻²s⁻¹ ergeben. Experimentell bestimmt wurde allerdings ein Wert von $L = 3 \cdot 10^{23}$ cm⁻²s⁻¹.

Da Targetdichte und Umlauffrequenz unabhängig bestimmt wurden und zudem gegenüber der Messung mit ^{58}Ni nahezu unverändert waren, ist die Abweichung auf eine Überschätzung der gespeicherten Strahlintensität um den Faktor 60 zurückzuführen. Die tatsächlich gespeicherte Intensität kann daher nur $2 \cdot 10^4$ ^{56}Ni -Atome betragen haben. Der während der Strahlzeit angenommene Wert von einigen 10^6 Teilchen läßt sich durch die BTF-Messung erklären, deren Kalibrierung sich im nachhinein als falsch erwies. Die um zwei Größenordnungen überschätzte Strahlintensität hatte allerdings zur Folge, daß keine weitere Transmissionsoptimierung zwischen FRS und ESR vorgenommen wurde. Deshalb lag die Transmission für diese Strecke nur bei $T_{\text{FRS-ESR}}^{\text{opt}} = 1.4\%$, was einer gesamten Transmission zwischen SIS und ESR von $T_{\text{SIS-FRS-ESR}}^{\text{opt}} = 0.07\%$ entspricht.

Doch wie sich inzwischen herausstellte, wäre es selbst mit einer optimalen ionenoptischen Einstellung nicht möglich gewesen, die Transmission von ^{58}Ni durch den FRS von $T_{\text{FRS-ESR}}^{\text{opt}} = 84\%$ für den ^{56}Ni -Fragmentstrahl zu reproduzieren. Während für den ^{58}Ni -Strahl die Impulsunschärfe $\Delta p/p \approx 0.2\%$ betrug, lag für den ^{56}Ni -Sekundärstrahl $\Delta p/p$ bei ca. 1.8%. Da mittlerweile die Impulsakzeptanz am Einschuß des ESR zu $\Delta p/p \approx (0.2 - 0.3)\%$ bestimmt wurde, ist dadurch eine Reduzierung der Transmission für ^{56}Ni gegenüber ^{58}Ni um den Faktor 5–10 (je nach Strahlage) erklärbar. Die restliche Reduktion läßt sich auf eine nicht optimale Einstellung von FRS und/oder ESR aufgrund der falschen Intensitätsinformation zurückführen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit diesem ersten Versuch, einen intensiven Sekundärstrahl im ESR zu akkumulieren, die erwarteten Intensitäten und damit Luminositäten nicht erreicht werden konnten. Die Konsistenz aller gemessenen Daten sowie die Ergebnisse aus der Protonenstreuung an ^{58}Ni belegen

²Dieses Diagnosesystem basiert auf der Analyse der Antwort des Strahls auf eine frequenzselektive longitudinale oder transversale Anregung, die als Strahl-Transferfunktion (BTF = Beam Transfer Function) bezeichnet wird [Sch 91].

6.6. VERGLEICH UND DISKUSSION DER STRAHLPARAMETER FÜR ^{58}Ni UND ^{56}Ni

jedoch die prinzipielle Beherrschbarkeit und Durchführbarkeit des Experimentes nach einer deutlichen Erhöhung der Strahlintensität.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, daß kernspektroskopische Untersuchungen mit inelastischer Hadronenstreuung an instabilen Kernen an der GSI bereits erfolgreich durchgeführt werden können. Günstige Voraussetzungen bieten Isotope mit nicht zu hoher Massenzahl, die sich nahe dem Stabilitätstal befinden. Hierfür stehen Primärstrahlen mit ausreichend hoher Intensität ($10^9 - 10^{10}$ Teilchen/s) zur Verfügung und die Produktionsausbeute ist mit $10^{-4} - 10^{-3}$ relativ hoch. Desweiteren sollte es sich um Experimente handeln, die sich durch hohe Wirkungsquerschnitte und moderate Anforderungen an die Strahlqualität auszeichnen. Diese günstigen Randbedingungen waren z.B. bei der Bestimmung des $B(E2)$ -Werts von ^{56}Ni erfüllt. Dieses Experiment konnte deshalb erfolgreich durchgeführt werden und lieferte einen experimentellen Wert, der mittlerweile auch von neuesten Schalenmodellrechnungen für ^{56}Ni reproduziert wurde.

Für Messungen, bei denen eine sehr gute Energie- bzw. Winkelauflösung unverzichtbar ist, bot sich der Speicherring ESR als geeigneter Meßplatz an. Diese Wahl brachte allerdings nicht zuletzt wegen der im ESR herrschenden UHV-Bedingungen hohe technische Anforderungen mit sich. Unter anderem erwies es sich als unerlässlich, einen Detektor für den Nachweis niederenergetischer Rückstoßionen direkt in das Speicherringvakuum einzubringen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde hierfür ein UHV-fähiger Detektor konstruiert und aufgebaut. Mit dieser Neuentwicklung konnten während mehrerer Strahlzeiten aufschlußreiche Ergebnisse über die Luminositäten bei verschiedenen Projektil-Target-Kombinationen sowie die Meßbedingungen am internen Gastarget bei höheren Strahlintensitäten gewonnen werden. Es konnte gezeigt werden, daß bei Intensitäten von mehr als 10^6 Teilchen im Ring die Strahlausdehnung größer als der Targetdurchmesser wird, und deshalb die Luminosität nicht mehr einfach aus den Standardmeßgrößen Targetdichte und Ionenstrom berechnet werden kann. Der oben erwähnte UHV-fähige Detektor erlaubt es jedoch, durch die Messung elastisch gestreuter Targetteilchen nahe $\theta_{Lab} = 90^\circ$ die Luminosität direkt und zuverlässig zu bestimmen.

Als erstes kernphysikalisches Streuexperiment mit Sekundärstrahl im ESR

war der Nachweis und die Bestimmung der Anregungsenergie der isovektoriellen M1-Resonanz in ^{56}Ni vorgesehen. Für dieses Experiment wurden kompakte, ortsempfindliche Detektorteleskope aus Si-Detektoren und CsI-Szintillatoren mit Photodiodenauslese entwickelt. Der gesamte Experimentaufbau wurde mit elastischer Protonenstreuung an stabilem ^{58}Ni getestet. Wie vorangegangene Luminositätsmessungen ergaben, ließen sich mit einem reinen H_2 -Gastarget nur Dichten von einigen 10^{11} H-Atomen/ cm^3 erzielen, während für das geplante Experiment Dichten von mindestens 10^{13} H-Atomen/ cm^3 erforderlich waren. Mit einem CH_4 -Target gelang es jedoch, eine Targetdichte von $1.9 \cdot 10^{13}$ H-Atome/ cm^3 zu erreichen. Trotz des daraus resultierenden höheren Untergrundes aus den Reaktionen $^{12}\text{C}(^{58}\text{Ni},\text{X})$, entsprach die Empfindlichkeit des Detektorsystems vollauf den Anforderungen des ^{56}Ni -Experiments. Daß dennoch der Nachweis der M1-Resonanz nicht gelang, lag an der niedrigen Luminosität von $3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für ^{56}Ni -Strahl und CH_4 -Target. Wie im letzten Abschnitt dargelegt wurde, war dies allein auf die zu geringe Strahlintensität von $2 \cdot 10^4$ gespeicherten ^{56}Ni -Ionen zurückzuführen.

Dieser erste Versuch eines kernphysikalischen Streuexperimentes mit Sekundärstrahl im ESR hat deutlich gezeigt, daß für eine erfolgreiche Durchführung dieses und ähnlicher Experimente eine Erhöhung der Strahlintensität um zwei bis drei Größenordnungen notwendig ist. Dieses Ziel sollte nach verschiedenen Verbesserungen bis Anfang 1998 erreicht sein. Im folgenden werden die geplanten Verbesserungsmaßnahmen und die dadurch zu erzielenden Intensitätssteigerungen ausführlich erörtert.

Sofortige Verbesserungen

Die Optimierung der Strahltransmission, -kühlung und -speicherung wurde während der Strahlzeit im Aug./Sept. 1994 zu früh beendet, da man aufgrund der falschen Intensitätsmessung glaubte, bereits die optimale Einstellung gefunden zu haben. Bei einem erneuten Versuch könnte man allein durch eine bessere Einstellung die Strahlintensität wohl um etwa eine Größenordnung erhöhen.

Durch die Optimierung des Elektronenkühlers würden sich zudem kürzere Kühlzeiten bei der Injektion ergeben. Wenn beim Einschub in den ESR statt der im hier beschriebenen Experiment benötigten 70 s die Kühlzeit auf 30 s gesenkt werden kann, was durchaus realistisch ist, läßt sich in der selben Akkumulationszeit die doppelte Intensität speichern.

Insgesamt ließe sich mit Hilfe der oben erwähnten sofortigen Verbesserungen die gespeicherte Teilchenzahl kurzfristig von $2 \cdot 10^4$ auf $4 \cdot 10^5$ ^{56}Ni -Ionen, also etwa um den Faktor 20, erhöhen.

Verbesserungen bis Ende 1996

Während einer größeren Umbauperiode am ESR, die im Sommer 1996 beendet

sein soll, wird u.a. ein System für stochastische Kühlung eingebaut. Das Prinzip dieser Kühlung, die besonders effektiv bei sehr "heißen" Ionenstrahlen mit großen Emittanzen, wie etwa Fragmentstrahlen, wirkt, ist ausführlich in [Moe 80] beschrieben. Damit sollte es möglich sein, die gesamte Kühlzeit bei der Injektion auf $t_{cool} \leq 5$ s zu reduzieren. Diese Kühlmethode kann zwar im ESR erst ab Strahlenergien von 400 A·MeV eingesetzt werden, die effiziente Akkumulation eines ^{56}Ni -Strahls mit Energien von $E_{proj} \approx 200$ A·MeV für Experimente zu Spin-Flip-Anregungen ließe sich jedoch folgendermaßen realisieren:

Die ^{56}Ni -Ionen werden aus dem FRS mit $E_{proj} = 400$ A·MeV in den ESR injiziert. Auf der Injektionsbahn wird der Strahl mit der stochastischen Kühlung auf eine Emittanz von ca. 2.5π mm mrad und eine Impulsunschärfe $\Delta p/p \leq 10^{-3}$ gebracht. Um diese immer noch relativ große Emittanz weiter zu verbessern, wird auf der Speicherbahn wie bisher die Elektronenkühlung eingesetzt. Der erreichbare Intensitätsgewinn hängt bei gleicher Akkumulationszeit von den Rekombinationsverlusten ab und sollte bei einem Faktor 2 bis 6 liegen. Nach Abschluß der Akkumulation wird der gespeicherte Strahl innerhalb von ca. 10 s auf seine Sollenergie von $E_{proj} = 200$ A·MeV abgebremst. Dies ist allerdings bei höheren Strahlintensitäten mit Verlusten von bis zu 50% (bei 10^8 Teilchen) verbunden. Ausgehend von der weiter oben abgeschätzten erreichbaren Intensität von $4 \cdot 10^5$ ^{56}Ni -Ionen, kann man nach Einbau der stochastischen Kühlung zunächst mit $(0.8 - 2.4) \cdot 10^6$ Teilchen im ESR rechnen.

Vor Umbaubeginn wurde der Injektionsbereich nochmals ionenoptisch vermessen. Aufgrund der daraus gewonnenen Erkenntnisse und mit Hilfe einiger kleinerer Umbauten, scheint eine Verbesserung der Transmission und damit eine Erhöhung der Intensität um einen weiteren Faktor 2 möglich.

Verbesserungen bis Ende 1997/Anfang 1998

Für das zweite Halbjahr 1997 ist der Einbau eines Elektronenkühlers in das SIS geplant. Durch Kühlung bei der Injektion sollte für den ^{58}Ni -Primärstrahl eine 2- bis 5-fach höhere Intensität erreichbar sein. Gleichzeitig kann durch die kleinere Strahlemittanz die Transmission vom SIS in den FRS, die zur Zeit für Strahlen mit Energien von $E_{SIS} \approx 350$ A·MeV bei 50% liegt, auf 100% gesteigert werden.

Zu diesem Zeitpunkt sollte die MEEVA-Quelle bereits eine 5-fach höhere Intensität an ^{58}Ni liefern. Erste Ergebnisse der zur Zeit stattfindenden Entwicklungsarbeiten lassen eine solche Annahme durchaus als gerechtfertigt erscheinen [Spa 95].

Eine weitere Steigerung der Intensität um etwa eine Größenordnung ist bis Anfang 1998 also durchaus realistisch.

Die vorgeschlagenen Verbesserungsmöglichkeiten sind in Tabelle 7.1 im Überblick zusammengestellt. Insgesamt ließe sich die mittlere gespeicherte Intensität um

etwa drei Größenordnungen auf $I \approx 5 \cdot 10^7$ ^{56}Ni -Ionen erhöhen. Mit einer Targetdichte von $n_{\text{target}} = 1.9 \cdot 10^{13}$ H-Atomen/cm³ und der Umlauffrequenz von 1.61 MHz ließe sich die Luminosität dementsprechend auf $3 \cdot 10^{26}$ cm⁻²s⁻¹ steigern. Hierbei wurde bereits der in Abschnitt 5.3.2 erklärte Einfluß der größeren Strahlausdehnung bei höheren Intensitäten mit einem Faktor 0.33 berücksichtigt. Demnach kann man Anfang 1998 für den ^{56}Ni -Sekundärstrahl die gleiche Luminosität erwarten, die in der vorliegenden Arbeit für Protonenstreuung an ^{58}Ni bereits beobachtet wurde. Zu diesem Zeitpunkt sollte also der Nachweis und die Bestimmung der Anregungsenergie der isovektoriellen M1-Resonanz in ^{56}Ni selbst mit unverändertem Experimentaufbau möglich sein.

Tabelle 7.1: Überblick über geplante Maßnahmen zur Erhöhung der Strahlintensität bei einem zukünftigen ESR-Experiment mit ^{56}Ni -Sekundärstrahl.

Maßnahme	resultierender Intensitätsgewinn
Sofortige Verbesserungen	
Optimierung der Transmission FRS-ESR ⇒ Erhöhung der Transmission von 0.07% auf 0.7%	10
Optimierung des Elektronenkühlers ⇒ Reduzierung der Kühlzeit von etwa 70 s auf etwa 30 s	2
Mittelfristige Verbesserungen (Ende 1996)	
Stochastische Kühlung bei Energien $E_{\text{proj}} \approx 400$ A·MeV ⇒ Kühlzeit reduziert sich von 30 s auf 5 s (Intensitätsgewinn hängt bei gleicher Akkumulationszeit von Rekombinationsverlusten ab)	2–6
Abbremsen auf gewünschte Energie $E_{\text{proj}} \approx 200$ A·MeV: Abbremszeit etwa 10 s, Effizienz für 10^8 Teilchen $\geq 50\%$	0.5
Umbauten im Injektionsbereich ESR	2
Langfristige Verbesserungen	
Elektronenkühlung bei Injektion ins SIS ⇒ für ^{58}Ni -Primärstrahl	2–5
Verbesserung der SIS-Emittanz ⇒ Erhöhung der Transmission SIS-FRS von 50% auf 100%	2
Weiterentwicklung der MEVVA-Quelle ⇒ $5 \cdot 10^9$ ^{58}Ni /Puls längerfristig möglich	5

Aufgrund zweier weiterer Punkte darf man sogar hoffen, in gleicher Weise den

schwächeren isoskalaren Anteil der Resonanz zu beobachten und damit nähere Informationen über den rein spinabhängigen Anteil der Restwechselwirkung zu erhalten:

- Zur Zeit werden am Gastarget Testmessungen mit gekühlter Einlaßdüse durchgeführt. Nach ersten Ergebnissen scheint eine Erhöhung der Targetdichte für H_2 bis in die Größenordnung des CH_4 -Targets durchaus möglich [Rei 96]. Bei Verwendung eines reinen H_2 -Targets ließe sich der Untergrund drastisch reduzieren. So würde z.B. in Spektrum 6.12 der isotrope Protonenuntergrund, der v.a. aus den Reaktionen $^{12}C(^{56}Ni, X)$ stammt, wesentlich verringert und damit die Empfindlichkeit des Detektorsystems zu kleineren Wirkungsquerschnitten hin deutlich erhöht.
- Es wird im Moment die Möglichkeit diskutiert, am Gastarget eine Streukammer einzubauen, die es ermöglicht, die Rückstoßteilchen — auch unter Vorwärtswinkeln, d.h. bei θ_{CM} nahe 0° und dadurch mit höheren Wirkungsquerschnitten — in einem sehr großen Azimuthwinkelbereich nachzuweisen. Allein durch die Vergrößerung des überdeckten Raumwinkels bei $\theta_Q \approx 77^\circ$ ergäbe sich ebenfalls eine höhere Nachweisempfindlichkeit des Detektorsystems. Mit zusätzlichen Detektoren, die sehr niederenergetische Protonen ($E_p \approx 170$ keV bei $\theta_{Lab} = 37^\circ$) mit hoher Energieauflösung ($\Delta E = 4$ keV für $\Delta Q \approx 100$ keV) unter Vorwärtswinkeln nachweisen, kann dann die Winkelverteilung der Anregung auch im Bereich $\theta_{CM} \leq 10^\circ$ bestimmt werden.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnisse nicht nur die prinzipielle Durchführbarkeit des geplanten Experiments zur isovektoriellen M1-Resonanz in ^{56}Ni belegen, sondern auch wertvolle Informationen über die experimentellen Rahmenbedingungen am Gastarget des ESR lieferten. Mit den vorgesehenen Verbesserungen eröffnen sich vielversprechende Möglichkeiten für hochauflösende kernphysikalische Streuexperimente mit Sekundärstrahlen im ESR.

Literaturverzeichnis

- [And 85] B.D. Anderson et al.,
Particle-hole strength excited in the $^{48}\text{Ca} (p, n) ^{48}\text{Sc}$ reaction at 134 and 160 MeV: Gamow-Teller strength,
Phys. Rev. **C 31** (1985) 1161
- [Anh 86] R. Anholt et al.,
Atomic collisions with relativistic heavy ions. VI. Radiative processes,
Phys. Rev. **A 33** (1986) 2270
- [Bey 94] H.F. Beyer,
X-Ray Spectroscopy of highly-charged ions in a storage ring,
Report GSI-94-12
- [BIC] *Bezugsquelle: BICRON Corporation, Bodegraven (NL)*
- [Boh 69] A. Bohr und B. Mottelson,
Nuclear Structure Vol. I,
Benjamin, New York (1969)
- [Col 92] N. Colonna,
Calibration of the response function of CsI(Tl) scintillators to intermediate-energy heavy ions,
Nucl. Instr. Meth. **A 321** (1992) 529
- [Cra 83] G.M. Crawley et al. ,
Observation of $l = 0$, spin-flip transitions in ^{48}Ca ,
Phys. Lett. **B 127** (1983) 322
- [Dja 82] C. Djalali et al. ,
Systematics of the excitation of M1 resonances in medium heavy nuclei by 200 MeV proton inelastic scattering,
Nucl. Phys. **A 388** (1982) 1
- [Fra 85] M.A. Franey und W.G. Love,
Nucleon-nucleon t -matrix interaction for scattering at intermediate energies,
Phys. Rev. **C 31** (1985) 488

- [Fra 87] B. Franzke,
The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI,
Nucl. Instr. Meth. **B 24/25** (1987) 18
- [Gei 92a] H. Geissel et al. ,
The GSI projectile fragment separator (FRS): a versatile magnetic system for relativistic heavy ions,
Nucl. Instr. Meth. **B 70** (1992) 286
- [Gei 92b] H. Geissel et al. ,
First storage and cooling of secondary heavy-ion beams at relativistic energies,
Phys. Rev. Let. **23** (1992) 3412
- [Gni 91] M. Gnirs,
Emission leichter Teilchen in tiefinelastischen Schwerionenreaktionen,
Dissertation, Universität Heidelberg 1991, Report GSI-91-23
- [Gru 89] A. Gruber et al. ,
Internal gas-jet target for the ESR at GSI,
Nucl. Instr. Meth. **A 282** (1989) 87
- [Hag 71] E. Hagberg et al. ,
Scattering of 185 MeV protons from ^{90}Zr ,
Phys. Scr. **3** (1971) 245
- [Hei 83] J. Heisenberg und H.P. Blok,
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 359
- [Hei 92] F. Heine,
Untersuchung von Protonen- und Alpha-Radioaktivität sehr neutronenarmer Nuklide in der Nähe von ^{100}Sn mit einem elektrostatischen Separator und einem großflächigen PIN-Dioden Detektor,
Dissertation, TU München 1992
- [Hol 87] I. Holl et al. ,
A measurement of the light yield of common inorganic scintillators,
Max Planck Institut für Physik und Astrophysik 1987, Report MPI-PAE/Exp. El. 185

- [Hom 91] J. Homolka, R. Schneider und A. Gillitzer,
Readout electronic for the silicon detector array of the Indiana experiment,
Jahresbericht 1991, Beschleunigerlaboratorium der Universität
und der Technischen Universität München, S. 160
- [Ing 81] A. Ingemarsson et al. ,
*Elastic and inelastic scattering of 178 MeV protons from ^{58}Ni
and ^{60}Ni ,*
Nucl. Phys. **A 365** (1981) 426
- [Jak 95] D. Jakubassa,
persönliche Mitteilung
- [Jar 90] L. Jarczyk et al. ,
*Scattering of 344.5 MeV ^{12}C ions on ^{11}B , ^{12}C , ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr
and ^{197}Au nuclei,*
Nucl. Phys. **A 518** (1990) 583
- [Jun 94] M. Jung,
*Erste Messung des Betazerfalls in gebundene Zustände des Elek-
trons: $^{163}_{66}\text{Dy}^{66+} \rightarrow ^{163}_{67}\text{Ho}^{66+} + \bar{\nu}_e$,*
Dissertation, TU München 1993, Report GSI-94-06
- [Kam 93] S. Kamerdzhiev et al. ,
M1 Resonances in unstable magic nuclei,
Z. Phys. **A 346** (1993) 253
- [Kel 93] E. Kellner,
persönliche Mitteilung
- [Koe 90] M. Köpf,
*Entwicklung eines PIN-Dioden-Arrays zur Suche nach Proto-
nenradioaktivität,*
Diplomarbeit, TU München 1990
- [Kra 93] G. Kraus,
*Inelastische Protonenstreuung am doppelmagischen ^{56}Ni mit ra-
dioaktiven Schwerionenstrahl in inverser Kinematik,*
Dissertation, Universität Mainz 1993, Report GSI-93-30
- [Kra 94] G. Kraus et al. ,
Proton inelastic scattering on ^{56}Ni in inverse kinematics,
Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 1773

- [Kra 95] G. Kraus et al. ,
The ^{56}Ni $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ value – a good test for the shell–model off stability?,
Phys. Scr. **T56** (1995) 114
- [Kre 88] P. Kreutz,
Photodiodenauslese von CsI(Tl)–Szintillatoren,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1988, Report GSI–88–06
bzw.
P. Kreutz et al. ,
Photodiode readout and pulse shape analysis of CsI(Tl) scintillator signals,
Nucl. Instr. Meth. **A 260** (1987) 120
- [Kun 77] P.D. Kunz et al.,
CHUCK – A coupled–channel code,
The Niels Bohr Institute Computer Program Library, 1977
- [Kwi 78] K. Kwiatkowski et al.,
Elastic scattering of 100 MeV protons and systematic optical model analysis,
Nucl. Phys. **A 301** (1978) 349
- [Lan 62] *Landolt–Börnstein, 6th edition, Vol. II 8, Optische Konstanten*,
Springer Verlag (1962)
- [Las 85] R.M. Laszewski und J. Wambach,
A new look at magnetic dipole excitations in lead,
Comments Nucl. Part. Phys. **14** (1985) 321
- [Lov 78] W.G. Love,
A study of the local Slater–exchange approximation for nucleon and heavy–ion scattering,
Nucl. Phys. **A 312** (1978) 160
- [Lov 81] W.G. Love und M.A. Franey,
Effective nucleon–nucleon interaction for scattering at intermediate energies,
Phys. Rev. **C 24** (1981) 1073
- [MAC] MACOR Code 9658, Corning Glaskeramik,
Bezugsquelle: Schröder Spezialglastechnik, Ellerau bei Hamburg

- [Mar 83] N. Marty et al. ,
Proton excitation of the M1 resonances in the Ni isotopes,
Nucl. Phys. **A 396** (1983) 145c
- [May 84] T. Mayer–Kuckuk, *Kernphysik*,
Teubner–Studienbücher (1984)
- [Mic] *Bezugsquelle: MICRON SEMICONDUCTORS Ltd., Sussex
(GB)*
- [Mig 91] E. Migli et al. ,
E0 and M1 excitations in ^{56}Ni ,
Z. Phys. **A 340** (1991) 111
- [Mil 91] U. Milkau,
*Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwe-
rionenstößen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien*,
Dissertation, Universität Frankfurt 1991, Report GSI–91–34
- [Moe 80] D. Möhl et al.,
Physics and technique of stochastic cooling,
Phys. Rep. **58** (1980) 73
- [NuP 93] NuPECC Report,
European Radioactive Beam Facilities,
(1993)
- [Pet 69] F. Petrovich et al. ,
*Finite nucleus G matrix in the microscopic description of inela-
stic proton scattering*,
Phys. Rev. Let. **22** (1969) 895
- [Pot 90] H. Poth,
Electron cooling: theory, experiment, application,
Phys. Rep. **196** (1990) 135
- [Ram 87] S. Raman et al.,
*Transition probability, $B(E2)\uparrow$, from the ground to the first-
excited 2^+ state of even–even nuclides*,
At. Dat. Nucl. Tab. **36** (1987) 1
- [Ray 90] J. Raynal,
*Recurrence relations for distorted wave Born approximation Cou-
lomb excitation integrals and their use in coupled channel calcu-
lations*,

- Phys. Rev. **C 23** (1981) 2571;
ECIS Version 1990
- [Ree 91] H. Reeg, N. Schneider und S. Steinhäuser,
The beam current transformers at SIS and ESR,
GSI-Jahresbericht 1990, Report GSI-91-1, S. 392
- [Reh 82] K.E. Rehm et al. ,
*Possible mesonic effects on inelastic proton scattering to the
10.24 MeV 1^+ state in ^{48}Ca ,*
Phys. Lett. **114 B** (1982) 15
- [Rei 90] J. Reinhold,
*Kernladungsmessungen relativistischer Schwerionen mit Photo-
dioden,*
Diplomarbeit, TU München 1990
- [Rei 96] H. Reich,
persönliche Mitteilung
- [RTV] General Electrics RTV 615
Bezugsquelle: INDEG GmbH, Pirmasens
- [Sch 73] N. Schulz et al.,
Electromagnetic transition rates in ^{56}Ni ,
Phys. Rev. **C 8** (1973) 1779
- [Sch 82] P. Schwandt et al.,
*Analyzing power of proton-nucleus elastic scattering between 80
and 180 MeV,*
Phys. Rev. **C 26** (1982) 55
- [Sch 90] T. Schwab,
*Transport von Schwerionen durch Materie innerhalb ionenopti-
scher Systeme,*
Dissertation, Universität Giessen 1990, Report GSI-91-10
- [Sch 91] U. Schaaf,
*Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen
im Schwerionenspeicherring ESR,*
Dissertation, Universität Frankfurt 1991, Report GSI-91-22
- [Sch 94] R. Schneider et al. ,
Production and identification of ^{100}Sn ,
Z. Phys. **A 348** (1994) 241

- [Sch 96] R. Schneider,
Nachweis und Untersuchung des Zerfalls von ^{100}Sn und benachbarter Kerne,
Dissertation, TU München 1996
- [Sak 95] Y. Sakemi et al. ,
Zero-degree proton inelastic scattering to the 1^+ , $T = 0$ and $T = 1$ states in ^{12}C ,
Phys. Rev. **C 51** (1995) 3162
- [SIE A] *Bezugsquelle: SIEMENS Typ F171B*
- [SIE O] *Bezugsquelle: SIEMENS Typ F109D*
- [Spa 95] P. Spädtke et al. ,
Mevva operation in strong magnetic field,
GSI-Jahresbericht 1994, Report GSI-95-1, S. 227
- [Spe 91] J. Speth und J. Wambach,
Theory of giant resonances in
Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei, Int. Rev. Nucl. Phys. **Vol. 7** (1991) 1
- [Ste 83] W. Steffen et al. ,
Form factor of the $M1$ transition to the 10.23 MeV State in ^{48}Ca and the role of the $\Delta(1232)$,
Nucl. Phys. **A 404** (1983) 413
- [Ste 95] M. Steck,
persönliche Mitteilung
- [Sto 95] T. Stöhlker,
Radiative electron capture studied in relativistic heavy-ion—atom collisions,
Phys. Rev. **A 51** (1995) 2098
- [Wei 81] V.R. Weidner und J.J. Hsia,
Reflection properties of pressed polytetrafluoroethylene powder,
J. Opt. Soc. Am. **71** (1981) 856
- [Wei 93] A. Weiss,
Experimente zur Kernfragmentation und zur Produktion radioaktiver Strahlen für direkte Reaktionen,
Dissertation, Universität Mainz 1993, Report GSI-93-24