

Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik Department E 12

Ein ringabbildender Cherenkovdetektor zur Untersuchung schwerer Projektilfragmente

Roman Gernhäuser

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der
Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. Dr. h. c. K. Dietrich

Prüfer der Dissertation :

1. Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner
2. Univ.-Prof. Dr. S. Paul

Die Dissertation wurde am 22.01.1998 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 19.02.1998 angenommen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ringabbildender Cherenkovdetektor mit C_6F_{14} -Flüssigradiator und zweidimensional ortsauflösendem Photonenzähler mit fester Photokathode aufgebaut und erstmalig zur Geschwindigkeitsmessung relativistischer Schwerionen (HIRICH) eingesetzt. Die speziell für diesen Detektor entwickelte Photokathode aus Cäsiumjodid zeigte in zahlreichen Meßreihen, die in Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt durchgeführt wurden, eine hohe Quantenausbeute und lange Haltbarkeit und ermöglichte die hohe Zählratenbelastbarkeit von $10^5 s^{-1}$ des Detektors. Der Photonenzähler des HIRICH stellt gleichzeitig den Prototyp für eine entsprechende Komponente des neuen, bei der GSI in Darmstadt gerade im Aufbau befindlichen Dileptonenspektrometers HADES dar. Die vorliegenden Ergebnisse belegen die Durchführbarkeit des bei HADES vorgeschlagenen Konzeptes eines ringabbildenden Cherenkovdetektors.

In einem Experiment am Fragmentseparator der GSI konnte mit dem HIRICH-Detektor eine Geschwindigkeitsauflösung von $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 8 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) für $\beta = 0.845$ ^{96}Ru Teilchen erreicht werden. Diese ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus einer Monte-Carlo-Simulation für das Gesamtsystem und erlaubt eine sehr gute Isotopentrennung von $\Delta A = 0.42$ (FWHM) über den gesamten Massenbereich. Zusammen mit einer Energieverlustmessung in Silizium-Detektoren, die eine Ladungstrennung von $\Delta Z = 0.46$ (FWHM) lieferte, wurde eine vollständige Teilchenidentifikation in Bereichen realisiert, die konventionellen Flugzeitsystemen nur schwer zugänglich sind. Darüberhinaus erlaubt die kompakte Bauform und Ratenbelastbarkeit des ringabbildenden Cherenkovdetektors eine neue Betriebsart des Fragmentseparators, mit der eine Reihe von Messungen mit instabilen Sekundärstrahlen durchgeführt wurden.

Es war möglich, Wirkungsquerschnitte für die Projekttilfragmentation schwerer kurzlebiger Sekundärstrahlen massen- und ladungsselektiv zu ermitteln. Am Beispiel der $1p$ - und $1p1n$ -Abstreifreaktionen konnte der Einfluß des Neutronenüberschusses im Projektilkern über einen weiten Isospinbereich für Zirconium und Yttrium untersucht werden.

Zusätzlich wurden totale Reaktionsquerschnitte der Isotope $^{84}\text{Zr} \dots ^{96}\text{Zr}$ experimentell ermittelt. Es wurden erste Hinweise auf eine Überhöhung bei neutronenarmen Isotopen gefunden.

Weiterhin wurden zahlreiche Produktionsquerschnitte für neutronenarme Sekundärstrahlen untersucht. Hier konnte eine systematische Abweichung von den prognostizierten Ausbeuten in Abhängigkeit vom Neutronenüberschuß des Projektils („Memory-Effekt“) beobachtet werden.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	5
1 Einleitung	7
2 Ein neues Detektorkonzept	11
2.1 Historischer Kontext	11
2.2 Identifikation von Projektilfragmenten	13
2.3 Anforderung an die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung . .	14
2.4 Messung der Teilchengeschwindigkeit mit einem RICH-Detektor .	14
2.4.1 Der Cherenkoeffekt	15
2.4.2 Meßprinzip eines RICH-Detektors für schwere Ionen	17
2.4.3 Mechanismen zur Ringverbreiterung	19
2.4.4 Erreichbare Geschwindigkeitsauflösung	20
2.4.5 Monte Carlo Simulation zur Geschwindigkeits- auflösung	23
3 Der HIRICH Detektor	27
3.1 Aufbau und apparative Randbedingungen	27
3.1.1 Der Radiator	28
3.1.2 Der VUV-Spiegel	30
3.1.3 Der Photonendetektor	31
3.2 Phänomenologische Studien an dünnen CsI-Photonenkonvertern .	34
3.2.1 Grundlagen	36
3.2.2 Herstellungsverfahren homogener CsI-Schichten	36
3.2.3 Substratmaterialien und Oberflächen	39
3.2.4 Alterungsverhalten und „ReGIE“	43
3.2.5 Reproduzierbarkeit und Homogenität auf großen Flächen .	45
3.2.6 Zusammenfassung	46
3.3 Charakterisierende Messungen im Labor	48
3.3.1 Nachweis einzelner Photonen	48
3.3.2 Effizienzmessungen am Gesamtsystem mit kosmischen Myo- nen	51
3.4 Messungen mit Schwerionenstrahl	55
3.4.1 Geschwindigkeitsmessung	55
3.4.2 Ortsmessung	59
3.4.3 Messung der Kernladungszahl	60
3.4.4 Zählratenfestigkeit	61
3.4.5 Zusammenfassung	63

4	Fragmentation instabiler Kerne im Massenbereich $A \approx 100$	65
4.1	Einleitung	65
4.2	Meßanordnung und Durchführung	66
4.2.1	Strahlparameter und Targets	67
4.2.2	Der Fragmentseparator	68
4.2.3	Detektoren	69
4.2.4	Trigger und Datenaufnahme	73
4.3	Identifikation der Primär- und Sekundärfragmente	74
4.4	Wirkungsquerschnitte	76
4.4.1	Ermittlung aus den Meßwerten	76
4.4.2	Fehlerdiskussion	79
4.5	Diskussion der Meßergebnisse	80
4.5.1	Zweistufenmodell der Projektilfragmentation	80
4.5.2	Intranukleares Kaskaden- und Verdampfungsmodell ISAPACE	81
4.5.3	EPAX – eine semiempirische Parametrisierung	82
4.5.4	Fragmentationsquerschnitte von ^{96}Zr und ^{96}Ru	83
4.5.5	Totale Reaktionsquerschnitte	85
4.5.6	1p-Abstreifreaktion für Zirconium-Isotope ^{84}Zr - ^{96}Zr	86
4.5.7	1p1n-Abstreifreaktion für Yttrium-Isotope ^{82}Y - ^{94}Y	88
5	Zusammenfassung und Ausblick	89
5.1	Reaktionen mit instabilen Kernen	89
5.2	Der RICH-Detektor als universelles Werkzeug am FRS	91
5.3	Der HADES-RICH	91
A	Anhang	93
A.1	Empirische Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte: EPAX	94
A.2	Mechanische Details des Photonendetektors	95
A.3	Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung kleiner CsI-Proben	97
A.4	Die Einphotonen Xe-Lampe	99
A.5	Massenbelegung der Detektoren	102
B	Tabellierte Meßergebnisse	105
B.1	Wirkungsquerschnitte für Primärfragmentation von ^{96}Zr	105
B.2	Wirkungsquerschnitte für Fragmentation von ^{96}Ru	108
B.3	Totale Reaktionsquerschnitte für verschiedene Zirconium-Isotope	109
B.4	Reaktionsquerschnitte für die 1p-Abstreifreaktion an ^{84}Zr - ^{96}Zr	110
B.5	Reaktionsquerschnitte für die 1p1n-Reaktion an ^{82}Y - ^{94}Y	110
	Literaturverzeichnis	111

Kapitel 1

Einleitung

Das von schnellen Teilchen im Medium emittierte Cherenkovlicht kann verwendet werden, um Teilchengeschwindigkeiten zu bestimmen. Eine ganz wesentliche Anwendung erfährt diese Methode bei der Teilchenidentifikation in Experimenten der Elementarteilchenphysik. Hier werden bei hohen und höchsten Energien Cherenkovdetektoren zur Unterscheidung von Leptonen (e^\pm, μ^\pm), leichten Hadronen (k^\pm, π^\pm) und Protonen verwendet [Yps 94]. Da diese Teilchen genau eine Elementarladung ($Z = 1$) tragen, ist dies nur über den Impuls und eine zusätzliche Geschwindigkeits- oder Energieverlustmessung möglich. Die Geschwindigkeitsinformation kann z.B. durch eine Flugzeitmessung (TOF) über ausreichend lange Flugwege gewonnen werden. Der Einsatz von Cherenkovdetektoren bietet hier die Möglichkeit, deutlich kompaktere Detektorsysteme zu bauen.

Grundsätzlich gibt es drei unterschiedliche Arten von Cherenkovdetektoren.

1. **Schwellen-Cherenkovzähler:** Sie werden eingesetzt, um Teilchen zu unterscheiden, die gerade die Geschwindigkeitsschwelle unter- oder überschreiten, ab der Cherenkovlicht emittiert oder totalreflektiert wird. Diese Schwelle kann sehr scharf definiert werden, aber es können keine Geschwindigkeiten im eigentlichen Sinn gemessen werden.
2. **Totalreflektierende Cherenkovzähler:** Diese nutzen die optische Dispersion des Radiatormaterials aus und messen an der Grenze zur Totalreflexion die Menge des reflektierten Lichtes [Duf 85]. Sie bieten eine sehr gute Geschwindigkeitsauflösung, haben aber nur einen sehr kleinen dynamischen Bereich und sind auf gut fokussierte Strahlen beschränkt.
3. **Ringabbildende Cherenkovzähler:** Sogenannte RICH-Detektoren nutzen die im Cherenkovlichtkegel enthaltene Gesamtinformation [Eke 84] und erlauben es, drei herausragende Eigenschaften in einem Instrument zu vereinen. Höchste Geschwindigkeitsauflösung, großer dynamischer Bereich und breite Impulsakzeptanz bieten dem Experimentator die Möglichkeit, bisher für undurchführbar gehaltene Messungen zu realisieren.

Die experimentelle Herausforderung bei RICH-Detektoren besteht in der meist geringen Ausbeute an Cherenkovlicht (typischerweise ca. 1 Photon/cm² Detek-

torfläche), in den Wellenlängenbereichen, die mit ortsauflösenden Photonendetektoren zugänglich sind. Die Zahl der primär erzeugten Photonen steigt jedoch quadratisch mit der Kernladung des Projektils. Daher ist es naheliegend, solche Zähler gerade für Experimente mit Teilchen $Z \gg 1$ zu entwickeln, was im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich demonstriert wurde.

Bisher sind erst zweimal Cherenkovdetektoren zur Identifikation von schweren Ionen benutzt worden. J. P. Dufour gelang es 1985 in Berkeley, leichtere Ionen mit einem Detektor vom Typ 2 an einem Magnetspektrometer zu identifizieren [Duf 85]. Die Idee, einen RICH-Detektor zur Geschwindigkeitsmessung schwerer Ionen einzusetzen, wurde 1987 u.a. von J. Friese [Fri 87][San 84] vorgeschlagen und 1991 von K. Zeitelhack realisiert [Zei 92]. Die erreichte Geschwindigkeitsauflösung von $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 1.8 \cdot 10^{-3}$ für ^{129}Xe -Ionen zeigte, daß der Einsatz eines RICH-Detektors zur Identifikation relativistischer Projektilfragmente ($\beta \sim 0.8$) in einem Magnetspektrometer nicht nur mit anderen Verfahren wie Flugzeitmessung konkurrieren kann, sondern für eine ganze Reihe von Experimenten völlig neue Horizonte eröffnet.

Am Schwerionenbeschleunigerlabor der GSI in Darmstadt werden seit einiger Zeit Experimente mit radioaktiven Sekundärstrahlen insbesondere mit schweren Projektilen geplant und durchgeführt. Die Fragmentation schwerer relativistischer Projektilen an leichten Targets erlaubt es, kurzlebige Isotope ($\tau > 1 \mu\text{s}$) zu produzieren, wobei ein wesentlicher Punkt darin besteht, daß die instabilen Reaktionsprodukte zunächst als breiter „Cocktail“ unterhalb des Projektils erzeugt werden. Die hohe Geschwindigkeit der Teilchen und ein kleiner transversaler Impulsübertrag in der Reaktion [Rei 95][Mor 89] führen zu einer „kinematischen Fokussierung“ der erzeugten Fragmente, die so in geeigneten Spektrometern wie z.B. dem Fragmentseparator (FRS) [Gei 92] mit Ausbeuten von nahezu 100% selektiert werden können. Die Identifikation von Fragmentstrahlen wird dabei in konventioneller Weise (ΔE -TOF- $B\rho$ -Messung) praktiziert, um die hochenergetische Sekundärstrahlen zu analysieren. Das Detektorsystem muß dabei als wesentliche Voraussetzungen eine hohe Zählratenfestigkeit im Bereich $10^5 - 10^6$ Ionen/s besitzen und eine kleine Wechselwirkungsrate von Projektilen im Zählmaterial garantieren. Ziel dieser Arbeit war es, eine alternative Methode auf der Basis eines schnellen ringabbildenden Cherenkovdetektors zu entwickeln und in einem Experiment am Fragmentseparator der GSI zu erproben. Diese sollte beide Voraussetzungen erfüllen und zukunftsweisend die Möglichkeit schaffen, die relativistischen Projektilfragmente in nur einer einzigen Detektorebene vollständig zu identifizieren.

Angestrebt wurde die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von Projektilfragmenten aus radioaktiven Sekundärstrahlen, wobei das besondere Augenmerk dem Einfluß des „Memory-Effektes“, bei Verwendung unterschiedlicher Projektilstrahlisotope $^{84}\text{Zr} \dots ^{96}\text{Zr}$ galt. Die quantitative Untersuchung dieses Effektes ist bedeutsam für die Vorhersagen der Produktionsra-

ten sehr exotischer Kerne am Rande der Stabilität zur Protonenradioaktivität [Sch 95].

Die Ergebnisse dieser Messungen sind im zweiten Teil der Arbeit dargestellt. In den folgenden Kapiteln werden zunächst die Grundlagen und wesentlichen Eigenschaften eines RICH-Detektors beschrieben. Dabei wird speziell auf die Entwicklung der CsI-Photokathode und die Gesamteffizienz des Systems anhand einer umfassenden Reihe von Messungen eingegangen.

Kapitel 2

Ein neues Detektorkonzept

2.1 Historischer Kontext

Besichtigt man das Innere eines Kernreaktors, so bleibt als beeindruckende Beobachtung die himmelblaue Leuchterscheinung um die abgebrannten Brennelemente im Abklingbecken in Erinnerung. Es handelt sich dabei um Cherenkovstrahlung, die von schnellen Elektronen im Wasser mit so hoher Intensität erzeugt wird, daß die Beleuchtungsstärke ausreicht, sie mit bloßem Auge wahrnehmen zu können. Im Jahre 1910, noch lange bevor von einem Cherenkoeffekt die Rede war, beobachtete Marie Curie bereits solch eine „bläuliche Leuchterscheinung“ in hochkonzentrierten Radium-Lösungen. Erste quantitative Messungen von Mallet 1928 [Mal 28] zeigten, daß dieses Licht, im Gegensatz zur Fluoreszenz, ein kontinuierliches Spektrum besitzt. Erst in den umfassenden Experimenten, die Cherenkov in den Jahren zwischen 1934 und 1944 durchführte [Cer 37], gelang es diese Strahlung vollständig zu charakterisieren. Zusammen mit Frank und Tamm wurde ihm für diese Arbeit 1958 der Nobelpreis verliehen. Mit relativ einfachen Apparaturen und Quellen (Compton-Elektronen aus γ -Quellen und β -Quellen) war es ihm gelungen, die Winkelabhängigkeit der Strahlung (vgl. Gleichung 2.1, die Abhängigkeit vom Brechungsindex $n(\lambda)$ des Mediums und der Teilchengeschwindigkeit β

$$\cos \Theta_C = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)} \quad (2.1)$$

sowie die spektrale Verteilung und die gesamte Intensität des emittierten Lichtes zu messen. Er konnte damals bereits zeigen, daß die Strahlung prompt ($\tau < 10$ ns) und polarisiert emittiert wird. Die auf klassischer Elektrodynamik basierenden Rechnungen von Frank und Tamm, die 1937 veröffentlicht wurden [Fra 37], brachten die theoretische Untermauerung. Vollständige QED-Rechnungen von Ginsburg [Gin 40] führten nur noch zu kleineren Modifikationen.

Damit war der Weg frei, dieses erstaunliche Phänomen in einer ganzen Reihe von Experimenten zu nutzen. Bereits 1947 baute Dicke [Dic 47] den ersten fokussierenden Cherenkovzähler, der allerdings noch eine sehr kleine Akzeptanz im Phasenraum der Teilchen besaß. In der Folgezeit wurde eine Vielzahl von Detektortypen für ganz unterschiedliche Anwendungen entwickelt. Alle Detektortypen

verwendeten jedoch die gleiche Methode, das Licht durch Photovervielfacher-Röhren (Photomultiplier), die zur damaligen Zeit gerade entwickelt waren, nachzuweisen. 1960 wurde dann der erste ringabbildende Cherenkovdetektor (RICH) von Roberts [Rob 60] vorgeschlagen, der erstmals große Phasenraumakzeptanz und gute Geschwindigkeitsauflösung in einem Konzept verband. Bei diesem Detektor sollte der Cherenkovlichtkegel durch eine abbildende Optik auf einen Ring fokussiert werden, dessen Abmessung ein Maß für den Öffnungswinkel des Lichtkegels und damit für die Geschwindigkeit der Teilchen darstellt. In seiner ursprünglichen Form wurde das Cherenkovlicht mit Linsen auf die Oberfläche eines Bildverstärkers abgebildet. Im Prinzip wird damit die Winkelakzeptanz des Detektors nur durch die Größe der Linse begrenzt und kann durch Wahl einer geeigneten Spiegeloptik auf einen großen Teil des gesamten Raumwinkels ausgedehnt werden. Trotzdem hat es bis 1977 gedauert, bis das erste anwendungsorientierte Design eines RICH von Ypsilantis und Seguinot vorgeschlagen und realisiert war [Seg 77]. Der konzeptionelle Durchbruch gelang mit Einführung von Vieldrahtproportionalkammern (MWPC), deren Detektorgas organische photoempfindliche Substanzen (Benzene, TMAE, TAE, ...) zum Nachweis der Photonen beigegeben wurde. Damit war es erstmals mit hoher Effizienz möglich, einzelne Photonen auf großflächigen Fokalebene ausladender optischer Systeme orts aufgelöst nachzuweisen. Schon mit sehr kleinen Lichtmengen gelang es, präzise Abbilder der Cherenkovringe aufzuzeichnen. Heute gibt es verschiedene sehr große (bis 30m^2) Detektoren, die nach diesem Prinzip arbeiten (Ω -RICH [Aps 85], Delphi [Del 82], SLD [Ash 86], Ceres [Cer 92]), und erfolgreich zur Teilchenidentifikation ($p^\pm, K^\pm, \pi^\pm, \mu^\pm, e^\pm$) in der Teilchenphysik eingesetzt werden.

Die Idee, einen RICH-Detektor zur Geschwindigkeitsmessung schwerer Ionen einzusetzen, ist dagegen noch relativ neu. Sie wurde 1987 erstmals vorgeschlagen [Fri 87] und 1991 im Rahmen der Dissertation von K. Zeitelhack realisiert [Zei 92]. Bei diesem Detektor wurde das Cherenkovlicht in flüssigem C_6F_{14} erzeugt und mit einem Zylinderspiegel auf einen, mit TMAE angereicherten, gasgefüllten Driftraum im Photonendetektor abgebildet. Die eindimensionale Projektion der produzierten Ladungsverteilung wurde in einer MWPC verstärkt und der Ringradius aus dem typischen Muster der Intensitätsverteilung rekonstruiert. Es wurden Geschwindigkeitsauflösungen von $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 1.8 \cdot 10^{-3}$ für $\beta = 0.82$ ^{129}Xe -Ionen erreicht.

Zur Verbesserung der Geschwindigkeitsauflösung und zur Erhöhung der Zählratenfestigkeit auf Teilchenintensitäten bis zu 10^5s^{-1} , wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiger Photonendetektor entwickelt und erprobt. Er ist durch drei fundamentale Eigenschaften charakterisiert:

- Einsatz einer mit festem Cäsiumjodid (CsI) beschichteten Photokathode.
- Signalverstärkung in einer MWPC.
- 2-dimensionale Ortsauflösung durch Auslese einer Pad-Kathodenstruktur.

Die konstruktiven Details des Detektors sind in Abschnitt 3.1 beschrieben, umfassende Messungen seiner Eigenschaften werden in Abschnitt 3.3 und 3.4 analysiert.

2.2 Identifikation von Projekttilfragmenten

Bei der Projekttilfragmentation im Bereich relativistischer Energien ($E_{kin} \geq 500$ A·MeV) werden aufgrund der kinematischen Gegebenheiten nur geringe transversale Impulse übertragen. Bei einer Kombination von schwerem Projekttil und leichtem Target fliegen die Fragmente in einem engen Vorwärtskegel „kinematisch fokussiert“ mit annähernd Projekttilgeschwindigkeit aus dem Produktions-target. Bei Verwendung dünner Targets ($d < 0.5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$) wird die Breite der Energieverteilung im wesentlichen durch die Energieverluststreuung im Target und den Impulsübertrag in der Reaktion verursacht. Bei Verwendung dicker Targets ($0.5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} < d < 10 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$) dominiert der sogenannte „Targetdickeneffekt“, also der unterschiedliche relative Energieverlust von Projekttil und Fragment bei unterschiedlichen Entstehungstiefen im Target. Typischerweise ist die longitudinale und transversale Impulsverbreiterung für projekttilähnliche schwere ($A \sim 100$) Fragmente kleiner 1%. Dies ermöglicht es, nahezu 100% eines bestimmten Isotops in einem 0° -Spektrometer vom Strahl zu trennen und nach der magnetischen Steifigkeit zu separieren.

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\beta\gamma m_0 c}{q} \quad (2.2)$$

Im Magnetfeld B des Spektrometers kann die Masse des Fragments dann aus dem Radius ρ der Flugbahn und seiner Geschwindigkeit v berechnet werden.

$$M_0 = \frac{B\rho \cdot Ze}{\gamma v} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.3)$$

Bei den hier diskutierten Energien ($E_{kin} \geq 500$ A·MeV) sind nahezu alle Ionen nach Passieren des Targets vollständig ionisiert [Sto 91]. Ihre Ladung kann also $q = Ze$ genähert werden. Dabei erlaubt die einheitliche Geschwindigkeit der Fragmente die Bestimmung der Kernladungszahl Z allein durch eine Messung des Energieverlustes ΔE in geeigneten Detektoren.

$$Z \propto v \sqrt{\Delta E} \quad (2.4)$$

Eine eindeutige Identifikation der Projekttilfragmente ist nur dann gegeben, wenn alle drei Meßgrößen ΔE , $B\rho$ und v gleichzeitig und mit ausreichender Genauigkeit angegeben werden können.

2.3 Anforderung an die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung

Für eine eindeutige Teilchenidentifikation sei im folgenden gefordert, daß die absoluten Meßunsicherheiten $\Delta Z \leq 0.5$ (FWHM) bzw. $\Delta A \leq 0.5$ (FWHM) sind. Für schwere Ionen bedeutet dies, daß die absolut verlangte Auflösung zwar konstant ist, die Anforderungen an die relative Meßgenauigkeit aber mit Z bzw. A wachsen. Für die Bestimmung von Kernladungszahlen gibt es vielfältige Möglichkeiten. Die bei einer Kernladung von $Z = 50$ (also $\frac{\Delta Z}{Z} < 1\%$ (FWHM)) erforderliche Auflösung von $\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} < 2\%$ (FWHM) der Energieverlustdetektoren ist mit erprobten Systemen aus Silizium-Detektoren [Sch 95][Rei 90] ebenso erreichbar wie mit den an der GSI standardmäßig eingesetzten (Multi sampling ionisation chamber MUSIC) Ionisationskammern [Sch 95].

Bei schweren Ionen, für die im allgemeinen $A \geq 2 \cdot Z$ gilt, ist es auch wegen der relativistischen Kontraktion ungleich schwieriger, eine ausreichende Genauigkeit bei der Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit v zu erreichen, um ebenso die Massenzahl eindeutig auflösen zu können. Diese ist in Anlehnung an Gleichung 2.2 gegeben durch

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\gamma^2} \cdot \frac{\Delta A}{A} \quad (2.5)$$

So ist für mittelschwere Kerne ($A \approx 100$) schon bei mittleren Energien von etwa 1 AGeV ein $\frac{\Delta\beta}{\beta} < 1.2 \cdot 10^{-3}$ (FWHM) erforderlich. Eine Flugzeitmessung über eine Strecke von 30 m müßte hier bereits mit einer Genauigkeit von $\Delta t < 140$ ps (FWHM) erfolgen, was durchaus noch Stand der Experimenttechnik ist. Steht nur der halbe Flugweg zur Verfügung würde mit bestehenden Apparaturen eine ausreichende Auflösung nicht mehr zu erhalten sein. Eine Geschwindigkeitsmessung schwerer Ionen mit einem RICH-Detektor stellt daher eine attraktive Alternative dar. Bisher wurden mit diesen [Zei 92] Geschwindigkeitsauflösungen von $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 1.8 \cdot 10^{-3}$ (FWHM) für $^{129}_{54}\text{Xe}$ Ionen mit $\beta = 0.83$ erreicht.

2.4 Messung der Teilchengeschwindigkeit mit einem RICH-Detektor

In diesem Abschnitt werden zunächst die physikalischen Grundlagen und experimentellen Randbedingungen, auf denen das hier vorgestellte Detektorkonzept basiert, diskutiert. Dabei wird auch gezeigt, welche Effekte den Einsatzbereich und die Qualität der Ergebnisse prinzipiell und real begrenzen.

2.4.1 Der Cherenkoeffekt

Ein Teilchen mit der Ladung Ze , das sich durch ein Medium mit Brechungsindex $n(\lambda)$ bewegt, erzeugt in unmittelbarer Nähe seiner Trajektorie ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld und induziert damit eine zeitlich veränderliche Polarisation. Dabei verhalten sich die Atome des Mediums wie elementare Dipole. Solange die Teilchengeschwindigkeit v_p kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit) des Lichts $c' = c/n$ im Medium ist, ist die Polarisation vollständig symmetrisch um das Teilchen, so daß in größerer Entfernung von der Trajektorie kein resultierendes Feld existiert. Die gemäß dem Huygens'schen Prinzip von jedem Punkt der Trajektorie ausgesandten elementaren Kugelwellen interferieren destruktiv (siehe Abbildung 2.1 links).

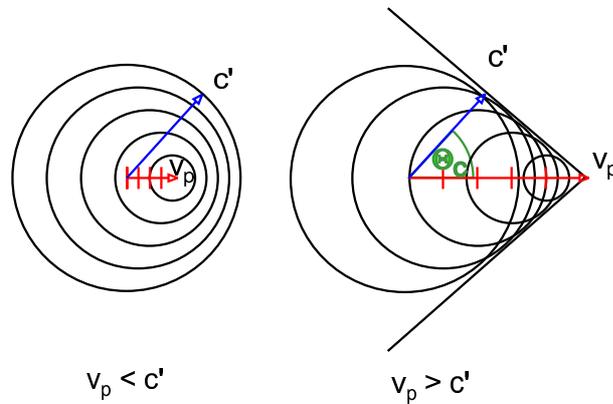


Abbildung 2.1: Huygens'sche Konstruktion der Kugelwellen für Teilchengeschwindigkeit $v_p < \frac{c}{n}$ (links) und $v_p > \frac{c}{n}$ (rechts).

Ist jedoch die Teilchengeschwindigkeit v_p größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, so existiert genau eine Richtung Θ_C bezüglich der Teilchenspur für die alle emittierten Kugelwellen konstruktiv interferieren (siehe Abbildung 2.1 rechts) und der Poynting Vektor nicht verschwindet. Aufgrund der Rotationsymmetrie um die Trajektorie erfolgt die Emission der Cherenkovstrahlung von jedem Punkt der Teilchenspur in einen Kegelmantel, dessen halber Öffnungswinkel Θ_C gemäß Gleichung (2.6) von der Teilchengeschwindigkeit v_p und dem Brechungsindex $n(\lambda)$ des Mediums abhängt [Jel 58].

$$\cos \Theta_C = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v_p}{c}. \quad (2.6)$$

In dispersiven Medien ist die Ausstrahlungsrichtung des Lichts abhängig von der Wellenlänge des emittierten Photons. Die Intensitätsverteilung im Emissionswinkel Θ der von jedem Punkt der Trajektorie emittierten Strahlung wird dann

durch eine δ -Funktion um Θ_C beschrieben. Für ein absorbierendes Medium ist zu beachten, daß nur Cherenkovlicht in einem bestimmten Spektralbereich emittiert wird, in dem gilt: $n(\omega) \geq 1/\beta$. ω bezeichnet die Frequenz der emittierten Strahlung und $\text{Re}[\epsilon(\omega)] = n(\omega)$ den Brechungsindex.

Eine genauere theoretische Behandlung [Jel 58] liefert zusätzlich zwei weitere Bedingungen für die Kohärenz der Strahlung, die jedoch in praktisch allen Anwendungen erfüllt sind.

- Die Länge Δx der Teilchenspur im Medium muß groß gegen die Wellenlänge λ der emittierten Strahlung sein.
- Das Teilchen darf im Medium nicht zu stark gebremst werden, oder genauer:

$$\frac{d\beta_p}{dt} \ll \frac{c}{n^2\lambda}$$

Der durch Cherenkovstrahlung verursachte differentielle Energieverlust dE/dx eines Teilchens der Kernladungszahl Z beim Durchgang durch Materie beträgt für relativistische Schwerionen nur einige Prozent des elektronischen Energieverlustes [Sto 91]. Er ist nach der Theorie von Frank und Tamm [Jel 58] für ein ideales, absorptionsfreies Medium gegeben durch

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z_{eff}^2 \cdot e^2}{c^2} \cdot \int_{\beta \cdot n(\omega) \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2}\right) \cdot \omega \cdot d\omega \quad (2.7)$$

Die effektive Ladungszahl des Ions kann für relativistische Ionen $Z_{eff} \simeq Z$ angenommen werden. Die Zahl N^{Ph} der pro Photonenenergieintervall $dE_{Ph} = \hbar \cdot d\omega$ und Längenintervall dx erzeugten Photonen beträgt demnach

$$\frac{d^2 N^{Ph}}{dE_{Ph} \cdot dx} = \frac{Z_{eff}^2 \cdot \alpha}{\hbar \cdot c} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2}\right), \quad (2.8)$$

wobei die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{1}{137}$ zur Vereinfachung eingeführt wird. Demnach ergibt sich für eine dünne Radiatorschicht der Dicke Δd unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz ϵ des gesamten Detektorsystems die Zahl N_{det}^{Ph} der detektierten Photonen mit Energien zwischen E_1 und E_2 zu

$$N_{det}^{Ph} \approx N_0 \cdot Z_{eff}^2 \cdot \Delta d \cdot \overline{\sin^2 \Theta_C} \quad (2.9)$$

Der Faktor $\overline{\sin^2 \Theta_C}$ berücksichtigt den über das Energieintervall $[E_1, E_2]$ gemittelten Cherenkovwinkel. Die Kennzahl N_0 beinhaltet im wesentlichen die Nachweiseffizienz $\epsilon(E) = \epsilon_T \cdot \epsilon_R \cdot \epsilon_Q$ des gesamten Detektorsystems (Transmission des

Radiators und der Fenster ϵ_T , Reflektivität der optischen Elemente ϵ_R , Effizienz des Photonennachweises ϵ_Q), integriert über die Photonenenergieakzeptanz des Detektorsystems.

$$N_0 = \frac{370}{(\text{eV} \cdot \text{cm})} \cdot \int_{E_1}^{E_2} \epsilon(E_{Ph}) \cdot dE_{Ph} \quad (2.10)$$

N_0 kann als Gütefaktor betrachtet werden und zum Vergleich unterschiedlicher Cherenkovdetektoren dienen.

2.4.2 Meßprinzip eines RICH-Detektors für schwere Ionen

Die gesamte Information über die Teilchengeschwindigkeit steckt im Öffnungswinkel des Cherenkovlichtkegels. In RICH-Detektoren wird dieser Lichtkegel entweder direkt oder mit Hilfe unterschiedlicher optischer Elemente in einen möglichst scharfen Ring auf photoempfindliche Detektoren abgebildet. Damit erreicht man eine klare Ereignissignatur und hat die Möglichkeit, aus dem Ringradius in eindeutiger Weise auf die Teilchengeschwindigkeit zu schließen.

In den großen Vertexdetektoren der Hochenergiephysik werden oft Gasradiatoren ($n-1 < 10^{-3}$) von einigen Metern Länge eingesetzt, um ultrarelativistische ($\beta \approx 1, \gamma > 20$), einfach geladene Reaktionsprodukte zu separieren. Effekte wie Energieverlust, Kleinwinkelstreuung oder Lichtbrechung spielen hier meist eine untergeordnete Rolle. Dafür sind aber häufig komplizierte fokussierende Optiken und gigantische Detektorflächen erforderlich, um das entlang langer Teilchenspuren erzeugte Licht in Ringe abzubilden und dabei große Teile des gesamten Raumwinkels zu erfassen.

Zum Nachweis von Teilchen mittlerer Energien ($1.5 < \gamma < 3$) werden feste oder flüssige Radiatormaterialien eingesetzt, deren Brechungsindizes einen Bereich von $1.2 < n < 2.2$ abdecken. Wegen der hohen Dichten müssen solche Radiatoren gerade im Fall schwerer Ionen sehr dünn gewählt werden, damit Energieverlust und Energieverluststreuung den Teilchenstrahl und die Messung möglichst wenig beeinträchtigen. Andererseits lassen sich damit sehr einfache Abbildungsgeometrien ohne den Einsatz von fokussierenden Optiken realisieren (siehe Abbildung 2.2). Durch Kegelschnitte unter 90° oder $2 \times 45^\circ$ wird das Bild gerade zum Kreis. Diese Technik wird in der Literatur als „Proximity Focusing“ bezeichnet, obwohl keinerlei fokussierende Elemente verwendet werden. Man erhält aber nur dann scharfe Ringe, wenn die Dicke d des Radiators klein gegen den Abstand L zwischen Radiator und Detektor ist. Da das Licht beim

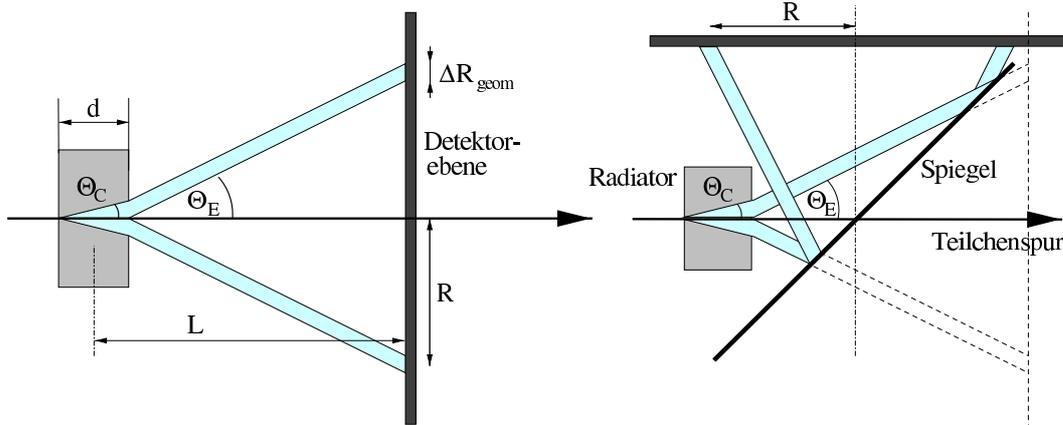


Abbildung 2.2: Bestimmung des Cherenkovwinkels durch Projektion des Lichtes aus einem dünnen Flüssigradiator auf eine Detektorebene. Dabei ist Form und Durchmesser des Bildes für die 0° Geometrie (links) und die 90° Geometrie (rechts) identisch.

Austritt aus dem Radiator gebrochen wird,

$$\text{(Snellius)} \quad \frac{\sin \Theta_E}{\sin \Theta_C} = n(\lambda) \quad (2.11)$$

ergibt sich ein mittlerer Ringradius von $R = L \cdot \tan \Theta_E$. Das Verfahren der Geschwindigkeitsmessung reduziert sich damit auf eine Ortsmessung der Photonen. Aus einer radialen Photonverteilung über die Detektorfläche wird ein Ring rekonstruiert aus dessen Radius auf den Winkel Θ_C und damit auf die Teilchengeschwindigkeit geschlossen werden kann. Die erreichbare Auflösung der Messung ist daher streng mit der Qualität der Ringbilder also vor allem mit der Ringbreite korreliert.

Definition der Detektorgeometrie

Da die weiteren Betrachtungen von der geometrischen Anordnung und den grundsätzlichen Eigenschaften der Komponenten des RICH-Detektors beeinflusst werden, sei in Anlehnung an Abbildung 2.2 (rechts) ein Modelldetektor definiert, der die wesentlichen Merkmale des später benutzten Detektors (siehe Kapitel 3) bereits vorwegnimmt. Dieser bestehe aus einem C_6F_{14} -Flüssigradiator mit einer Dicke $d = 8 \text{ mm}$, einem unter 45° angeordneten Spiegel und einem Photonendetektor, dessen Bildebene parallel zum Strahl ausgerichtet ist. Die Flüssigkeit sei strahlabwärts durch ein 3 mm dickes Quarzfenster begrenzt. Der Photonendetektor soll ein 5 mm dickes Quarzfenster im Abstand von 12 mm vor der mit Cäsiumiodid beschichteten Padkathode besitzen. Der Abstand zwischen der Mitte des Radiators und dieser Padebene sei entlang der Symmetrielinie des Lichtkegels 218 mm , der bis zum Spiegel 70 mm . Die Eigenschaften der Einzelkomponen-

ten werden ebenfalls in Kapitel 3 diskutiert. Insgesamt wird für den gesamten Detektor ein $N_0 = 25 \frac{1}{\text{cm}}$ (vgl. Gleichung 2.10) zugrundegelegt.

2.4.3 Mechanismen zur Ringverbreiterung

Bei dieser Art der Detektorgeometrie nimmt man in Kauf, daß der Ring durch eine Reihe von Mechanismen sowohl absolut als auch relativ verbreitert wird.

1. Es kommt zu einer geometrischen Verbreiterung durch die endliche Dicke d des Radiators. Unterschiedliche Quellpunkte der Cherenkovstrahlung entlang der Teilchenspur bewirken eine Rechteckverteilung der Photonen in radialer Richtung mit einer Breite $\Delta R = \tan \Theta_C \cdot d$. Ein Ringbild, das durch $\frac{\Delta R}{R} \ll 1$ definiert wird, setzt also genau obige Bedingung $d \ll L$ voraus. Für $\beta = 0.85$ Teilchen in einem C_6F_{14} -Radiator ($d = 8 \text{ mm}$) erwartet man $\Delta R \approx 3 \text{ mm}$.
2. Die Abnahme der Geschwindigkeit des Teilchens im Radiator aufgrund des großen elektronischen Energieverlustes [Ahl 78] bewirkt gemäß Gleichung (2.6) eine starke Verschmierung des Emissionswinkels und somit des gemessenen Rings. Ein $^{96}_{44}\text{Ru}$ -Ion mit einer Geschwindigkeit $\beta = 0.85$ erleidet in einem $d = 8 \text{ mm}$ dicken C_6F_{14} -Radiator einen Energieverlust von $\Delta E \approx 55 \text{ A} \cdot \text{MeV}$, was zu einer relativen Ringbreite $\Delta R/R \simeq 10\%$ führt.
3. Da die emittierte Strahlung ein kontinuierliches Spektrum besitzt, führt die Dispersion des Radiatormaterials gemäß Gleichung (2.6) ebenfalls zu unterschiedlichen Emissionswinkeln und damit zu einer relativen Verbreiterung des Ringes. Bei einem Energieakzeptanzbereich des Detektors von $6.2 \text{ eV} \leq E_\gamma \leq 7.5 \text{ eV}$ und einer Teilchengeschwindigkeit $\beta = 0.85$ verursacht die Dispersion in einem Radiator aus flüssigem C_6F_{14} (Perfluorohexan) eine Ringbreite $\Delta R/R \simeq 4\%$.
4. Die Ungenauigkeit in der Bestimmung des Auftreffortes der Photonen auf der Detektorfläche und die Signalverarbeitung bewirken einen ganz wesentlichen Beitrag zur absoluten Verbreiterung. Dieser hängt stark von der Granularität des Photonendetektors ab und wird im Abschnitt 2.4.4 detailliert diskutiert.
5. Einen systematischen Fehler erzeugt die Winkeldivergenz der einfallenden Ionen. Teilchen die den Radiator nicht senkrecht passieren, erzeugen elliptische Bilder im Detektor. Deren Fläche und damit auch der mittlere Radius wachsen mit zunehmendem Winkel. Erwartet man Ringbilder, so wird bei größerem Einfallswinkel eine höhere Geschwindigkeit vorgetäuscht. In der 0° Geometrie erzeugt eine Winkeldivergenz von 10 mrad bei einem Emissionswinkel Θ_E von 30° bereits eine Radiusverbreiterung von $\frac{\Delta R}{R} = 2 \cdot 10^{-4}$,

während bei Verwendung eines ebenen 45° Spiegels dieser systematische Fehler doppelt so groß ist.

6. Die Kleinwinkelstreuung der Teilchen im Radiator sowie ein räumlich unterschiedliches Ansprechverhalten des Photonendetektors spielen dagegen nur eine untergeordnete Rolle [Zei 87].
7. Die Dispersion in den Trennscheiben zwischen Radiator und Gasraum bzw. Gasraum und Photokonverter erzeugt nach Gleichung 2.11 ebenfalls eine Verbreiterung. Da diese aber meist weniger als 1% der Scheibendicke ausmacht, ist sie in beiden Fällen vernachlässigbar.

Die Verbreiterung des Ringes läßt sich aus einem absoluten Anteil ΔR_{abs} und einem relativen Anteil ΔR_{rel} zusammensetzen und beträgt insgesamt $\Delta R = \sqrt{\Delta R_{abs}^2 + (\Delta R_{rel} \cdot R)^2}$. Dabei wird der relative Anteil durch Energieverlust und Dispersion des Radiators dominiert (siehe 2. und 3.). Der absolute Fehler wird vor allem durch die Granularität des Zählers bestimmt (siehe 5.). Die geometrische Verbreiterung aufgrund der Radiatordicke spielt erst bei großen Cherenkovwinkeln eine Rolle (siehe 1.). Aufgrund der großen Zahl von Beiträgen zur Verbreiterung und der Tatsache, daß die dispersiven Verbreiterungsmechanismen noch durch die Effizienzbeiträge ϵ_i der optischen Komponenten geformt werden, kann die radiale Verteilung der Photonen sehr gut durch eine Normalverteilung der Breite $\sigma_R = \frac{\Delta R}{2.35}$ genähert werden.

$$N_{det}^{Ph}(r) = \frac{N_{det}^{Ph}}{\sqrt{2\pi} \sigma_R} e^{-\frac{(r-R)^2}{2(\sigma_R)^2}} \quad (2.12)$$

Letztlich gilt es, aus einer gemessenen Intensitätsverteilung den mittleren Ringradius R mit höchster Präzision zu bestimmen.

2.4.4 Erreichbare Geschwindigkeitsauflösung

Nach Gleichung 2.6 kann die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung in der Form

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \sqrt{\tan^2 \Theta_C \cdot (\Delta\Theta_C)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2} \quad (2.13)$$

angegeben werden. Da sich die Faktoren der Detektorgeometrie und der Brechungsindex des Radiators durch eine Messung mit Primärstrahlteilchen sehr präzise eichen lassen, wird die erreichbare Geschwindigkeitsauflösung nur durch die exakte Rekonstruktion des Cherenkovwinkels bestimmt. Geometrische Überlegungen nach Abbildung 2.2 ergeben zusammen mit Gleichung 2.11 den Zusammenhang zwischen der geometrischen Auflösung für den Ringradius und der Geschwindigkeitsauflösung.

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{\tan^2 \Theta_C}{1 + \tan^2 \Theta_E} \quad (2.14)$$

Die geometrische Radiusauflösung für den gesamten Ring ist im Idealfall statistisch unabhängiger einzelner Photonen über den statistischen Faktor $\sqrt{(N_{Ph})^{-1}}$ mit den oben (Abschnitt 2.4.2) diskutierten Abweichungen ΔR_i für jedes einzelne Photon verknüpft. Die Voraussetzung unabhängiger Einzelereignisse ist aber schon bei geringer Photonenzahl nicht mehr gegeben. Die Detektorsignale der einzelnen Photonen können sich bei Mehrfachtreffern auf einem Pad (Kathodenzelle) überlagern und einen geschlossenen Ring ergeben, wobei sich die Information auf eine Pulshöhenverteilung über die einzelnen Pads reduziert. Da die Photonen ein nahezu exponentielles Pulshöhenspektrum erzeugen [Gen 73], ergibt sich im Grenzfall großer Photonenzahlen ein weiterer Faktor, der die Granularität des Photonendetektors berücksichtigt. Ist d_{PAD} der mittlere Durchmesser eines Pixels im Photonendetektor so wird aus Gleichung 2.14:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \simeq \sqrt{\frac{3}{N_{Ph}} \cdot \left[\sum_i \left(\frac{\Delta R_i(\Theta_C)}{R(\Theta_C, L)} \right)^2 + \left(\frac{d_{PAD}}{R(\Theta_C, L)} \right)^2 \right]} \frac{\tan^2 \Theta_C}{1 + \tan^2 \Theta_E} \quad (2.15)$$

Der Abstand L zwischen Radiator und Detektor spielt eine ganz wesentliche Rolle bei der Beurteilung von absoluten bzw. relativen Fehlern, während der Faktor 3 die statistischen Abhängigkeiten bei der Ermittlung des Radius aus dem Photonort berücksichtigt. Legt man einen entsprechend dünnen Radiator zugrunde, so führt dies außerdem zusammen mit Gleichung 2.5 und 2.9 näherungsweise auf den bemerkenswerten Zusammenhang für die erreichbare Massenauflösung in einem Magnetspektrometer:

$$\Delta A \propto \gamma^2 \frac{A}{Z} \quad (2.16)$$

Im Gegensatz zu einer Flugzeitmessung bedeutet das, daß praktisch alle Kerne unabhängig von ihrer Masse mit nahezu der gleichen absoluten Auflösung identifiziert werden können.

Führt man einige Vereinfachungen durch, so lassen sich die Beiträge ΔR_i relativ gut parametrisieren, und Gleichung 2.15 läßt sich graphisch darstellen. In Abbildung 2.3 ist die Geschwindigkeitsauflösung für ^{96}Ru Ionen bei Verwendung unterschiedlicher Radiatoren und Photonendetektoren miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß der Detektor einen breiten dynamischen Bereich $10^\circ < \Theta_C < 38^\circ$ besitzt, in dem die Kurve sehr flach bei guter Auflösung verläuft. Außerdem wird die zunächst naheliegende Vermutung, daß man für sehr kleine Cherenkovwinkel ($\tan \Theta_C \rightarrow 0$) oder Emissionswinkel nahe der Totalreflexion ($\tan \Theta_E \rightarrow \infty$) die beste Geschwindigkeitsauflösung erhält nicht bestätigt. Im Bereich kleiner oder sehr großer Öffnungswinkel dominieren die Beiträge, die vom Energieverlust der Teilchen im Radiator und dessen Dispersion erzeugt werden. Diese lassen den Faktor $\frac{\Delta R}{R}$ solange divergieren, wie die Teilchen beim Verlassen des Radiators Geschwindigkeiten unterhalb der Cherenkovschwelle $\beta < \frac{1}{n(\lambda)}$ haben oder ein

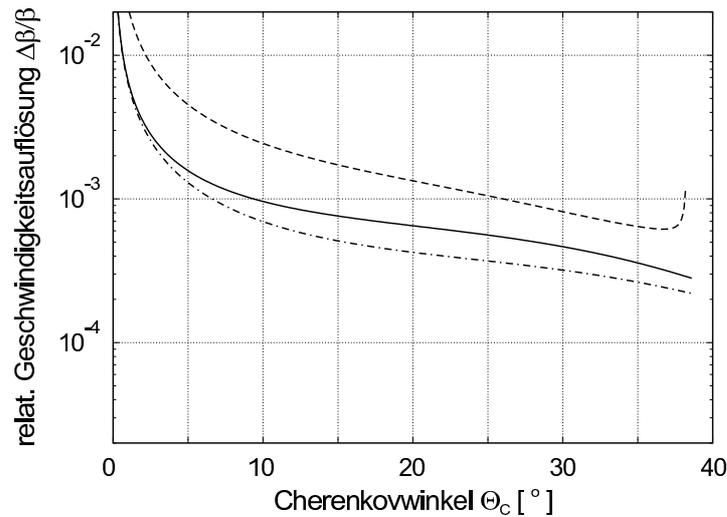


Abbildung 2.3: Erreichbare Geschwindigkeitsauflösung eines RICH-Detektors in der Modellgeometrie (siehe Abschnitt 2.4.2) und quadratischen $6 \times 6 \text{ mm}^2$ großen Pads (durchgezogene Linie) als Funktion des mittleren Cherenkovwinkels für $Z = 44$ Teilchen. Zum Vergleich ist ein identischer RICH-Detektor, der aber mit einem Photodetektor mit unendlich hoher Granularität ausgestattet ist (Strichpunkte) gezeigt. Verwendet man dagegen einen Quarz Radiator gleicher Dicke (gestrichelte Linie), so bewirkt vor allem die erhöhte Dispersion aber auch der erhöhte Energieverlust eine deutliche Verschlechterung.

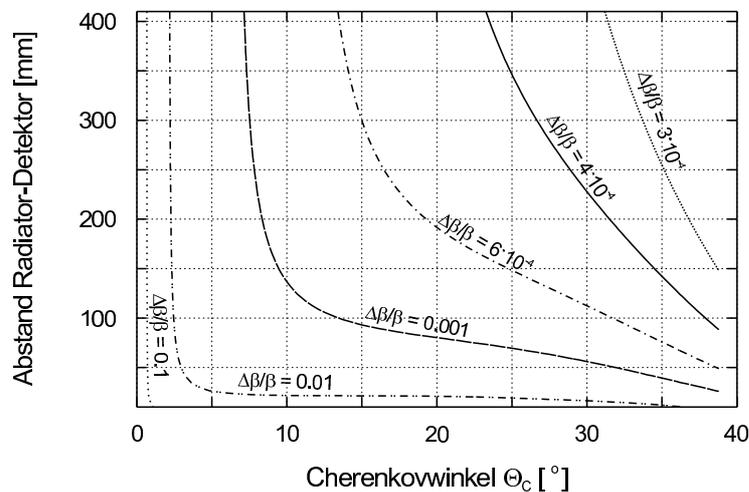


Abbildung 2.4: Arbeitsbereich des RICH-Detektors wie in Abbildung 2.3 beschrieben für verschiedene Geometrien. Die Kurven stellen die Arbeitspunkte gleicher Auflösung dar.

Teil des Lichtes totalreflektiert wird. Die Ringe degenerieren zu Kreisscheiben oder werden vom Rand her beschritten. Außerdem wirkt nach Gleichung 2.9 die mangelnde Photonenzahlstatistik ($N_{det}^{Ph} \propto \sin^2 \theta_C$) bei kleinen Cherenkovwinkeln einer präzisen Messung entgegen. Aufgrund der deutlich geringeren Dispersion ist die erreichbare Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung mit einem 8 mm dicken C_6F_{14} -Flüssigradiator deutlich besser als bei Verwendung eines Quarzradiators gleicher Dicke ($d = 8$ mm). Erhöht man dagegen die Ortsauflösung des Photonendetektors, so bewirkt dies nur eine moderate Verbesserung im mittleren Geschwindigkeitsbereich, die aber mit einem erheblichen mechanischen und elektronischen Mehraufwand bezahlt werden müßte. Abbildung 2.4 ist eine Erweiterung von Abbildung 2.3 und zeigt, wie sich geometrische Faktoren auf die Qualität der Messung auswirken. Diese Darstellung ist sehr hilfreich bei der Konzeption und Abstimmung des Detektors und gibt einen Überblick über die zur Verfügung stehenden Arbeitsbereiche.

2.4.5 Monte Carlo Simulation zur Geschwindigkeitsauflösung

In die Geschwindigkeitsauflösung fließen zusätzlich eine ganze Reihe anderer Effekte ein, die ein analytisches Vorgehen für eine präzise Vorhersage nur näherungsweise zulassen. So sind bisher die Beiträge durch elektronisches Rauschen oder Untergrund-Ereignisse noch nicht berücksichtigt. Vor allem aber ist in der Diskussion bisher noch nicht die Rolle des Algorithmus zur Radiusbestimmung berücksichtigt. Daher wurde in einer Monte-Carlo-Simulation unter Annahme realistischer Randbedingungen die real erreichbare Geschwindigkeitsauflösung untersucht. Unter Annahme des in Abschnitt 3.1 skizzierten Detektors ($N_0 = 25 \frac{1}{\text{cm}}$) wurden N^{Ph} Cherenkovphotonen in polarer Richtung gleichmäßig, in radialer Richtung gaußförmig mit $\Delta R = 12$ mm (FWHM) verbreitert über einen Kreisring mit Radius $R = 120$ mm verteilt. Dazu wurde der Modelldetektor (siehe Abschnitt 2.4.2) und Teilchen mit $\beta = 0.85$ zugrundegelegt. Jedes Photon erzeugt das aus den unabhängigen Messungen mit einzelnen Photonen bekannte Ansprechmuster im Detektor (3.3.1) mit einer exponentiell abfallenden Pulshöhenverteilung (Polyia-Verteilung). Fügt man noch einen statistisch verteilten Untergrund auf 1% aller Pads hinzu, der durch elektronisches Rauschen bedingt ist, so ergeben sich Intensitätsverteilungen wie sie in Abbildung 2.5 dargestellt sind. Um die Simulation möglichst realistisch zu gestalten, wurden außerdem noch $\frac{N^{Ph}}{200}$ zufällig über die Zählerfläche verteilte Photonen hinzugefügt, die die Anteile von Streu- und Szintillationslicht in der Detektoranordnung berücksichtigen. All diesen Annahmen liegen die unterschiedlichen in Abschnitt 3.3 beschriebenen Ergebnisse aus den Labormessungen zugrunde. Schon eine einfache Berechnung von erstem und zweitem Moment der räumlichen Pulshöhenverteilung führt zu einer absoluten Auflösung von $\Delta R = 800 \mu\text{m}$ (FWHM) ($\Rightarrow \frac{\Delta\beta}{\beta} \approx 8 \cdot 10^{-4}$ (FWHM)).

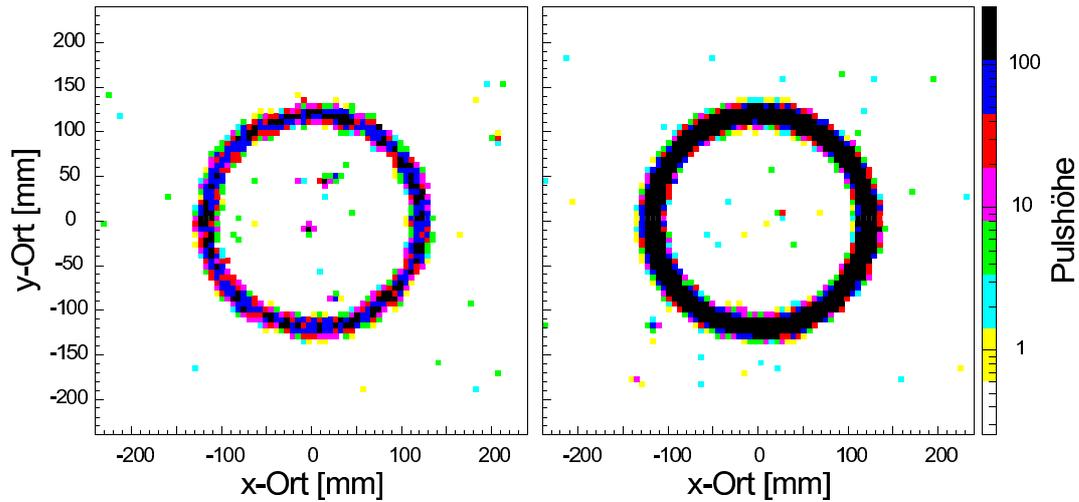


Abbildung 2.5: Simulierte Cherenkovringe für ${}^{94}_{44}\text{Ru}$ -Ionen mit $\beta = 0.85$ bei der hier verwendeten Detektorgeometrie (siehe: Kapitel 3). Die mittels eines Ringfits extrahierete Geschwindigkeitsauflösung beträgt $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 5 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) für 1600 nachgewiesene Photonen (links). Trotz der Sättigung zahlreicher Pads (Pulshöheninformation maximal 8 Bit) steigt diese auf $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 2 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) für 12 000 nachgewiesene Photonen (rechts).

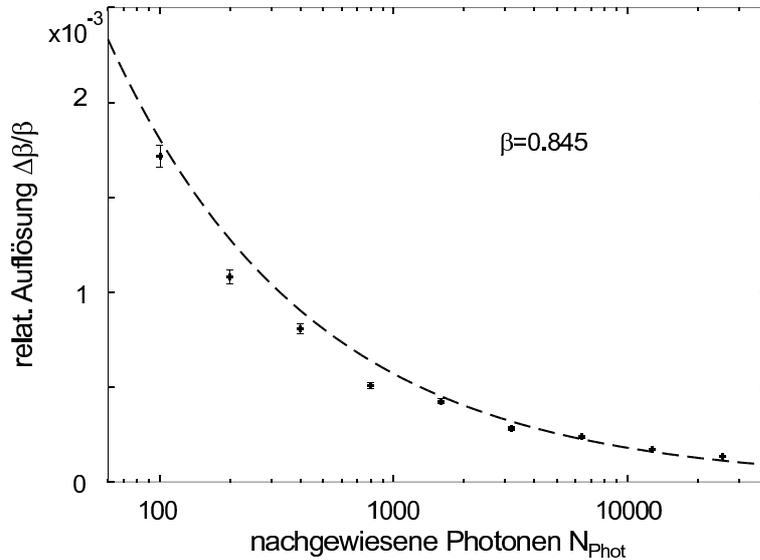


Abbildung 2.6: Erreichbare Geschwindigkeitsauflösung für unterschiedliche Detektoreffizienz bzw. Kernladung Z . Die Datenpunkte wurden aus einer Analyse der Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation gewonnen, während die durchgezogene Linie die theoretisch erwarteten Werte nach Formel 2.15 beschreibt.

Eine deutlich bessere Auflösung erhält man, wenn man eine Funktion der Form

$$f(x, y) = H_{fit} \cdot e^{\frac{(r(x,y)-r_{fit})^2}{\sigma^2}} \quad (2.17)$$

mit

$$r(x, y) = \sqrt{(x - xm_{fit})^2 + (y - ym_{fit})^2} \quad (2.18)$$

an die simulierten Daten mit der Methode größter Plausibilität (maximum likelihood) anpaßt. Bei Variation der Mittelpunktkoordinaten xm_{fit} , ym_{fit} , des Radius r_{fit} , der Ringverbreiterung σ und der Intensität H_{fit} , ergibt sich eine verbesserte Auflösung von $\Delta R = 500 \mu\text{m}$ (FWHM). Sie muß allerdings mit einem erheblichen Aufwand an Rechenleistung (ca. 10^8 cpu-Takte/Ring) erkaufte werden. Dies entspricht einer Geschwindigkeitsauflösung von $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 5 \cdot 10^{-4}$ (FWHM), was weit oberhalb der in Abschnitt 2.3 geforderten Spezifikation liegt und sehr gut mit den Erwartungen aus Abbildung 2.3 übereinstimmt. Es zeigt sich, daß die für eine schnelle „online“ Radiusvermessung geeignete Methode der Momentenbestimmung noch durchaus brauchbare Resultate liefert und eine eindeutige Teilchenidentifikation zulassen sollte.

Kapitel 3

Der HIRICH Detektor

Großflächige Photonendetektoren arbeiten aufgrund der zur Verfügung stehenden Photokathoden (TMAE, TEA, CsI, ...) nur im ultravioletten (UV) und vakuumultravioletten (VUV) Wellenlängenbereich. Die erstmalige Realisierung eines schnellen RICH-Detektors für schwere Ionen (HIRICH: Heavy Ion Ring Imaging Cherenkov) erforderte neben dem Bau und Test des Photonendetektors noch eine Reihe von Analysen an den optischen Komponenten im Bereich $120\text{ nm} < \lambda < 250\text{ nm}$. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Weiterentwicklung und Verbesserung des festen CsI-Photokonverters gelegt, da dieser über seine Quanteneffizienz entscheidenden Einfluß auf die erreichbare Geschwindigkeitsauflösung und Zählratenfestigkeit des Detektors hat. Im folgenden Abschnitt wird zunächst das gesamte Detektorsystem beschrieben, die Ergebnisse der CsI-Studien dokumentiert und anschließend über Eichmessungen im Labor in München und an der GSI berichtet.

3.1 Aufbau und apparative Randbedingungen

Das allgemeine Funktionsprinzip des HIRICH-Detektors besteht darin, den von einer Materieschicht („Radiator“) beim Durchflug eines geladenen relativistischen Teilchens emittierten Cherenkovlichtkegel auf einen 2-dimensional ortsauflösenden Photonendetektor abzulenken und aus dem gemessenen Abbild den Öffnungswinkel des Kegels und somit gemäß Gleichung 2.6 die Geschwindigkeit des Teilchens zu bestimmen. Abbildung 3.1 zeigt analog zu dem Konzept in Abschnitt 2.4.2 schematisch den Aufbau des HIRICH-Detektors für Schwerionen mit einfacher Planarspiegelgeometrie. Durch die Lichtablenkung wird verhindert, daß die Schwerionen den für einzelne Photonen empfindlichen Detektor durchqueren und durch ihre Energiedeposition die Messung beeinträchtigen. Als mechanische Randbedingung war außerdem gefordert, daß der Detektor die gesamte 20 cm breite Fokalebene des Magnetspektrometers (FRS) abdeckt. Das Detektorsystem besteht aus den drei wesentlichen Komponenten: Radiator, Spiegel und Photonendetektor. Ihre Eigenschaften mußten sowohl untereinander als auch auf die zu untersuchenden Teilchen hin abgestimmt und optimiert werden. Schon eine einzelne Komponente kann dabei (vgl. Gleichung 2.10) die Eigen-

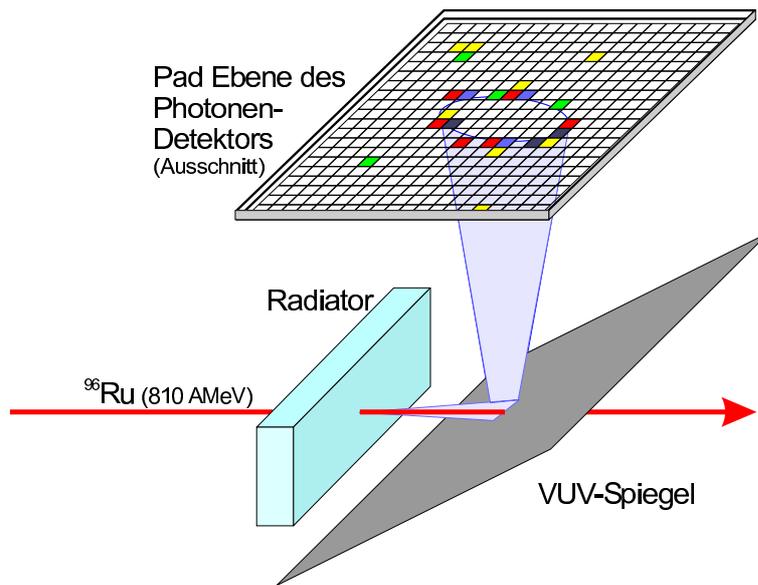


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des HIRICH-Detektors am Fragmentseparator der GSI. Das im Radiator erzeugte Cherenkovlicht wird durch einen Planarspiegel aus der Strahlrichtung auf den zweidimensional ortsauflösenden Photonendetektor gelenkt.

schaften des Gesamtsystems beeinträchtigen. Das bedeutet, daß alle Bauteile eine möglichst hohe Transmission im Bereich kurzer Wellenlängen (VUV) besitzen müssen, da hier durch die charakteristische Effizienzkurve der Photokathode (siehe Abbildung 3.12) der größte Effizienzgewinn des Gesamtsystems zu erzielen ist.

3.1.1 Der Radiator

Der Radiator eines Schwerionen-RICH-Detektors ist eine dünne, optisch transparente Materieschicht mit Brechungsindex $n(\lambda)$, in der Ionen mit $\beta > \frac{1}{n}$ Cherenkovlicht erzeugen. Grundsätzlich gilt für den Cherenkovradiator ebenso wie für alle anderen Detektoren im Strahl, daß er möglichst masselos sein soll, um den Teilchenstrahl und die nachfolgende Diagnostik minimal zu beeinträchtigen. Um den, über die gesamte Fokalebene verteilten Fragmentstrahl weiter nutzen zu können ist aber vor allem wichtig, daß alle Teilchen einen gleichmäßigen Energieverlust erleiden. Wie in Abschnitt 2.4.2 diskutiert, haben die Eigenschaften des Radiators wesentlichen Einfluß auf die Breite der im Photonendetektor gemessenen Abbilder des Cherenkovkegels. Um die Ringbreite möglichst klein zu halten, versucht man möglichst dünne Radiatoren mit kleiner optischer Dispersion zu verwenden, da man dann eine optimale Geschwindigkeitsinformation erwartet. Die Wahl fällt dabei automatisch auf die verschiedenen Fluor-

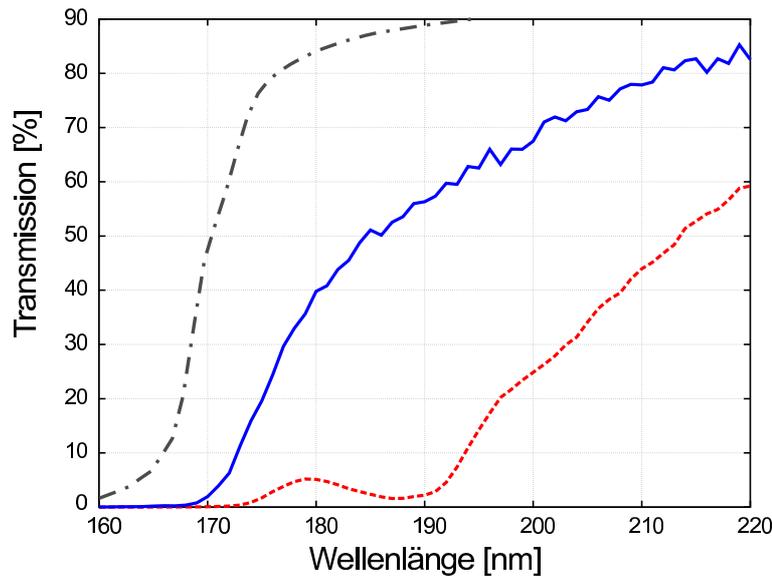


Abbildung 3.2: Gemessene VUV-Transmission eines 8 mm dicken Perfluorhexan Flüssigradiators vor (gestrichelt) und nach (durchgezogen) Reinigung mit Oxisorb² und Hydrosorb². Zum Vergleich ist die Transmission durch 5 mm Quarzglas (Suprasil³ 3) gezeigt (strichpunktiert).

inert¹ Verbindungen. Diese besitzen in flüssiger Form geeignete Brechungsindizes ($1.24 < n < 1.33$) und haben eine deutlich kleinere Dispersion ($\frac{\Delta n}{n} < 1 \frac{\%}{\text{eV}}$) als vergleichbare Festkörper. Sie sind als inerte Materialien relativ einfach zu handhaben und auch zu reinigen. In Abbildung 3.2 ist dargestellt, daß man eine gute VUV-Transmission von Perfluorhexan nur dann erhält, wenn man Verunreinigungen von Wasser und Sauerstoff auf wenige ppm vermindert. Für das Experiment wurde das vorgereinigte C₆F₁₄ aus einem Vorratsgefäß durch ein Gasnachreinigungssystem (Oxisorb² + Hydrosorb²) in das Radiatorvolumen destilliert. Das Radiatorgehäuse besteht aus einem 8 mm tiefen Edelstahlgefäß mit einer Fläche von $22 \times 220 \text{ mm}^2$, das am Strahleintritt mit einer 2 mm dicken, am Strahlaustritt mit einer 3 mm dicken Quarzglasscheibe (Suprasil³ 3) begrenzt ist. Das Fenster am Strahleintritt erlaubt eine VUV-Transmissionsmessung nach Befüllung (siehe Abbildung 3.2), die an einem VUV-Monochromator Meßplatz in München durchgeführt wurde [Bau 95][Ger 94]. Quarzglas ist optisch sehr gut an die Transmission von C₆F₁₄ angepaßt und garantiert außerdem sehr planparallele Oberflächen. Die fertigungsbedingten Toleranzen erlaubten insgesamt eine sehr gute Dickenhomogenität von $\Delta d < 50 \mu\text{m}$ und damit eine Variation des Energieverlustes $\Delta(\Delta E) < 1\%$ für ein Isotop über die gesamte Fokalebene zu

¹Markenname Fa. 3M GmbH, 4040 Neuss 1

²Markenname Fa. Messer-Griessheim GmbH, 47805 Krefeld

³Markenname Fa. Heraeus Quarzglas GmbH, 63405 Hanau

erreichen. Es sei hier angemerkt, daß die Fenster aber ihrerseits Cherenkovradiatoren darstellen, in denen Licht produziert wird. Da der Brechungsindex von Quarz ($n_Q(\lambda = 200 \text{ nm}) = 1.55$) sich aber deutlich von dem in C_6F_{14} unterscheidet, können die Teilchengeschwindigkeiten β so gewählt werden, daß dieses Licht in den Scheiben totalreflektiert wird und damit nicht mehr zur Messung beiträgt.

3.1.2 Der VUV-Spiegel

Die einzige Funktion des Spiegels ist die, das Cherenkovlicht aus dem Bereich des Teilchenstrahls heraus auf den Photonendetektor zu reflektieren. Gewünscht ist, daß dadurch keine Information verloren geht und der Teilchenstrahl nur eine minimale Störung erfährt. Ein ebener Spiegel unter 45° relativ zur Strahlachse

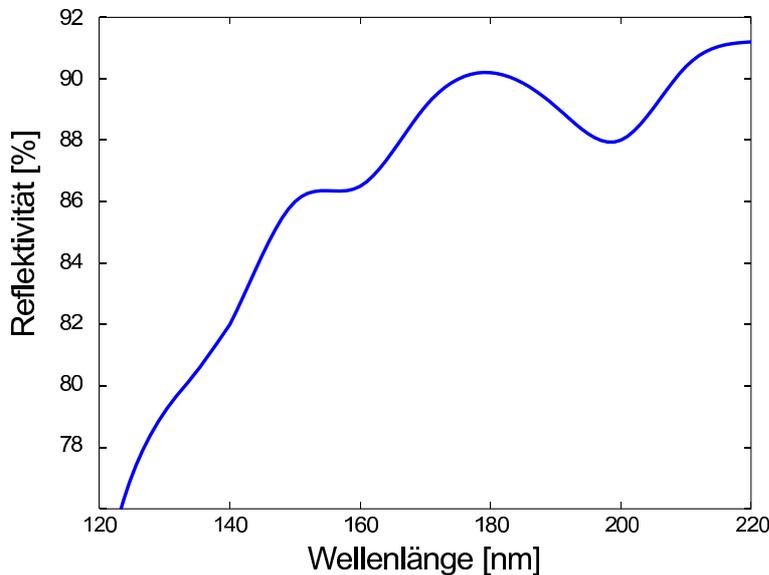


Abbildung 3.3: Reflektivität des hier verwendeten VUV-Spiegels. Die Optimierung auf maximale Reflektivität bei $\lambda = 180 \text{ nm}$ ist deutlich zu sehen.

bildet den Cherenkovkegel direkt in einen Ring auf der Detektorebene ab (siehe Bild 3.1). Der hier verwendete Spiegel hatte eine aktive Fläche von $250 \times 300 \text{ mm}^2$ und deckte die gesamte Radiatorfläche bis zu Cherenkovwinkeln von $\Theta_E < 32^\circ$ ab. Als Substratmaterial diente eine $400 \mu\text{m}$ dünne Floatglasplatte (D263⁴) mit sehr geringer Mikrorauigkeit und Welligkeit. Auf diese wurde zunächst eine 80 nm dünne Aluminiumschicht aufgedampft, die dann durch eine $\frac{\lambda}{4}$ -Schicht aus MgF_2 vor Oxydation geschützt wird [Bra 95]. Der Spiegel wurde speziell für den HIRICH von A. Braem am CERN hergestellt. Mit dem institutseigenen VUV-Monochromator-Meßplatz wurde die Reflektivität mit einer absoluten Genauigkeit von 2% ermittelt (siehe Abbildung 3.3). Die Interferenz der Reflexionen an

⁴Markenname Fa. DESAG, Deutsche Spezialglas AG, 31074 Grünenplan

den Grenzschichten äußern sich in einer 4%-igen Oszillation der Reflektivitätskurve. Sehr schön ist zu sehen, daß in diesem Fall die Reflektivität auf einen Wellenlängenbereich um 180 nm optimiert wurde.

3.1.3 Der Photonendetektor

Als zentrales Modul wurde speziell für den HIRICH ein großflächiger, schneller, ratenfester, zweidimensional ortsauflösender und hocheffizienter Photonendetektor neu entwickelt. Als Basis wurde eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC, multi wire proportional chamber) mit einer hochsegmentierten Pad-Kathode gewählt. Zum Vergleich: Eine äquivalente Ausrüstung mit Photovervielfachern (Photomultiplier) hätte 6000 einzelne Kanäle erfordert. Die Verwendung von festem Cäsiumjodid (CsI) als Photokonverter bietet dabei ganz wesentliche Vorteile. Die Photoelektronen werden von einer wohldefinierten Fläche aus emittiert und durchlaufen nur kurze, nahezu konstante Driftstrecken bis zu den Anodendrähten. Damit kann nicht nur ein parallaxenfreies Abbild des einfallenden Lichtes erzeugt werden, sondern es bleibt auch die scharfe Zeitbeziehung zwischen Photon und Signal im Detektor erhalten. So erscheint es möglich, Detektoren zu bauen, mit denen selbst bei höchsten Raten bis etwa $10^6 \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ die Einzelergebnisse sauber getrennt werden können. CsI war bis dato allerdings noch nicht in größeren Experimenten stabil als Photonenkonverter eingesetzt und hat die Eigenschaft, daß es nur für sehr kurze Wellenlängen $\lambda < 210 \text{ nm}$ eine signifikante Effizienz besitzt. Dieser Punkt wird noch ausführlich in Abschnitt 3.2 diskutiert.

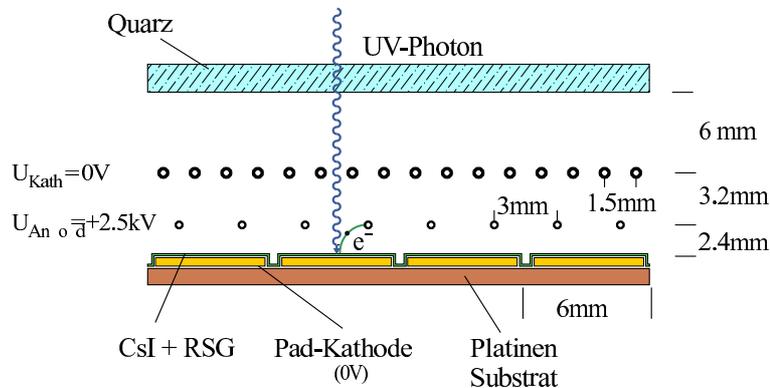


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Photonendetektors. Die großflächige Vieldrahtproportionalkammer besteht aus zwei Drahtebenen, einer photosensitiven CsI-Padkathode und einem Eintrittsfenster aus Quarzglas (Suprasil³ 3).

Der in Abbildung 3.4 schematisch dargestellte Photonendetektor ist eine $A = 50 \times 50 \text{ cm}^2$ große MWPC mit einem 5 mm dicken Eintrittsfenster aus Quarzglas (Suprasil³ 3). Er wurde basierend auf einer Vorlage von F. Piuz (CERN) [RD 95] mit erheblichen Änderungen vor allem im Padkathodenbereich konstruiert. Der

Detektor ist mit einer vierfach unterteilten Padkathode ausgestattet, die mit einer $220 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ dicken photosensitiven Schicht aus CsI bedeckt ist (siehe Abschnitt 3.2). Jede der vier quadratischen Teilkathoden ist in 1600 Pads segmentiert, die einzeln ausgelesen eine zweidimensionale Ortsinformation liefern. Während die Anodendrahtebene aus $20 \mu\text{m}$ dünnen, vergoldeten Wolfram-Drähten mit einem Abstand von 3 mm besteht, wurden für die Kathodendrahtebene $50 \mu\text{m}$ Drähte mit halbem Abstand verwendet. Pads und Kathoden liegen auf Erdpotential, wohingegen die Anoden in Gruppen von je zwei Drähten (Kapazität $C_D \simeq 10 \text{ pF}$) über $500 \text{ M}\Omega$ -Widerstände mit der Hochspannung ($U_A \simeq 2500 \text{ V}$) verbunden sind. Die Widerstände dienen zum Schutz des Detektors und begrenzen die bei einem Durchbruch lokal zur Verfügung stehende Energie auf maximal $30 \mu\text{J}$, die den dünnen Anodendrähten keinen Schaden zufügen kann. Eine Besonderheit ist die asymmetrische Anordnung der Potentialebenen ($2.4 \text{ mm} : 3.2 \text{ mm}$). Sie bewirkt eine erhöhte Signalankopplung von etwa 75% an die Pads im Gegensatz zu 50% bei symmetrischer Feldgeometrie. Detaillierte Konstruktionszeichnungen sind im Anhang A.2 nachzusehen.

Die Funktionsweise des Detektors ist anschaulich leicht zu verstehen. Ein Photon tritt durch die Quarzscheibe in den Detektor ein, passiert die beiden Drahtebenen und trifft auf die Padebene. Dort wird mit der Wahrscheinlichkeit $QE(\lambda)$ ein Elektron aus der CsI-Schicht ausgelöst, das im elektrischen Feld zur Anodenebene driftet. Im stark überhöhten Nahfeld um die Anodendrähte kommt es zu einer Lawinenbildung, der sogenannten Gasverstärkung. Die so entstehende Elektronenlawine bewegt sich auf den Anodendraht zu und wird dort absorbiert, während die Ionenrümpfe aus dem Bereich hoher Feldstärken driften. Auf den gegenüberliegenden Pads wird dabei aufgrund kapazitiver Kopplung ein Signal induziert das schließlich die ursprüngliche Photonenverteilung über die Padebene widerspiegelt.

Für eine hohe Effizienz bzw. Nachweiswahrscheinlichkeit für Cherenkovphotonen und einen stabilen Betrieb des Detektors sind fünf wesentliche Punkte maßgebend:

- Der entscheidende Punkt ist die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ des Photokonvertermaterials Cäsiumjodid. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein ankommendes Photon ein Elektron aus der Konverteroberfläche freisetzt. Diese Thematik ist in Abschnitt 3.2 detailliert geschildert.
- Da Cäsiumjodid vor allem im vakuumultravioletten Wellenlängenbereich (VUV) sensitiv ist, müssen alle Schichten, die das Cherenkovlicht durchqueren muß, eine möglichst geringe optische Absorption im VUV haben.
- Da jedes Cherenkovphoton nur ein primäres Elektron auslöst, sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{se} für einzelne Elektronen nahe 100% sein. Um also die durch Photonen induzierten Signale von elektronischem Rauschen

(σ_{en}) unterscheiden zu können, muß die im Mittel von einem einzelnen Elektron in der Gasverstärkung erzeugte Ladungsmenge $g_{mean} \gg \sigma_{en}$ sein.

- Es darf nur ein Detektorgas verwendet werden, das im aktiven Bereich des Detektors keine nennenswerte Szintillation zeigt. Andernfalls kommt es zu unkontrollierter Rückkopplung und ein stabiler Betrieb des Detektors wäre nicht möglich. Eine Beimischung von Quenchgasen zum Detektorgas zur kontrollierten Begrenzung der Gasverstärkung muß andererseits vermieden werden, da diese meist die VUV-Transmission für das Cherenkovlicht beeinträchtigen. Methan als Detektorgas ist an beide Voraussetzungen gut angepaßt und es läßt sich eine hohe Gasverstärkung von ($g_{mean} \approx 10^5$) ohne Beimischung von Quenchern erreichen.

Optische Transmission

Um dem Detektor ein möglichst großes aktives Wellenlängenfenster zu eröffnen, wurde er mit einem Quarzglas Eintrittsfenster (Suprasil³ 3) ausgestattet. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt, erhält man eine sehr gute Transmission bis zu Wellenlängen $\lambda > 165$ nm. Der Detektor wird bei Atmosphärendruck mit gereinigtem Methan als Detektorgas betrieben. Schon Verunreinigungen von einigen ppm mit Wasser oder Sauerstoff haben einen Effizienzverlust im Prozentbereich zur Folge [Huf 69] [Wat 53]. Ein Vergleich mit Abbildung 3.2 zeigt, daß die Materialien sehr gut auf den benutzten C₆F₁₄-Radiator abgestimmt sind.

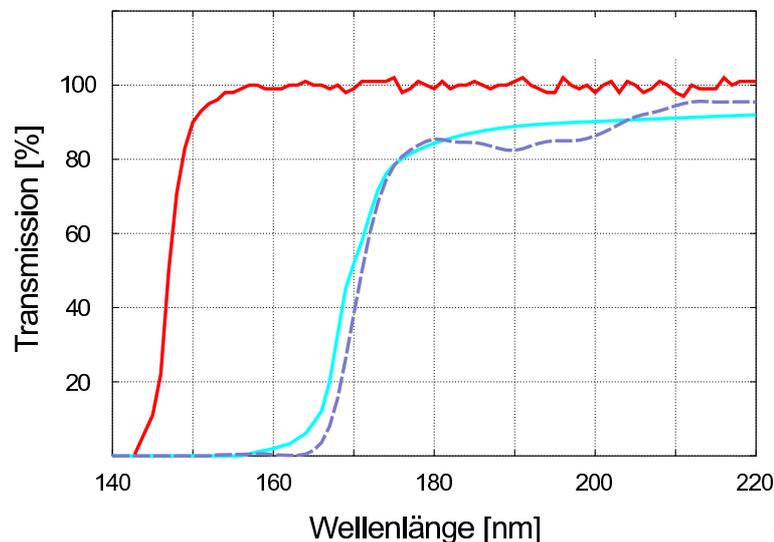


Abbildung 3.5: Gemessene VUV-Transmissionen durch gereinigtes (schwarze Linie) und ungereinigtes (gestrichelte Linie) Methan auf einer 40 cm langen Absorbtiionsstrecke bei 1 bar. Zum Vergleich ist die vom Hersteller spezifizierte Transmission durch das Quarzeintrittsfenster dargestellt (graue Linie).

Die Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik wurde für die speziellen Anforderungen des HIRICH neu entworfen und gebaut. Die Pad Signale werden einzeln mit einer rauscharmen, hochintegrierten Frontend-Elektronik vorverarbeitet. Diese basiert auf dem am CERN entwickelten AMPLEX-Chip [Beu 90] mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern und „Shapern“ für jeden Kanal. Diese sind zu jeweils 4 Stück auf einem Modul zusammengefaßt und können 64 Kanäle parallel verarbeiten und dann die Information seriell ausgeben. Jeweils 8 dieser Frontend-Module werden verkettet, um die Daten über ein ebenfalls für diese Anwendung neu entworfenes Interface zu speziellen CAMAC⁵-Modulen (DRAMS, Digital Readout for Analog Multiplexed Signals) weiterzureichen. Diese ebenfalls am CERN entwickelten Einschübe leisten die Ablaufsteuerung des Auslesezyklus, digitalisieren die Daten, führen anschließend einen Schwellenvergleich durch und reichen sie anschließend nullunterdrückt an den Datenaufnahmerechner weiter. Damit war es möglich, Ereignisraten bis zu 400 Hz bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit von ca. 500 Pads/Ereignis aufzuzeichnen. Diese Zahl war für das durchgeführte Experiment (siehe Kapitel 4) ausreichend und ist nicht mit der notwendigen Ratenfestigkeit des Detektors ($10^5 \frac{1}{s}$) zu verwechseln. Aufgrund der kleinen Kapazitäten der einzelnen Pads $3 \text{ pF} \leq C_P \leq 10 \text{ pF}$ konnte in jedem Fall ein elektronisches Rauschladungsäquivalent von $\sigma_{en} < 1000 e^-$ erreicht werden.

3.2 Phänomenologische Studien an dünnen CsI-Photonenkonvertern

Als Photonenkonverter oder Photokathoden (PK) werden in diesem Zusammenhang Materialien (fest, flüssig oder gasförmig) bezeichnet, aus denen mit einzelnen Lichtquanten Photoelektronen ins Vakuum bzw. in den Gasraum freigesetzt werden. Der entscheidende Parameter für die Qualität der Photokathoden ist dabei die sogenannte Quanteneffizienz $QE(\lambda)$, also die Wahrscheinlichkeit, mit der ein auftreffendes Photon mit $E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}$ ein Elektron freisetzt. Das verwendete Konvertermaterial bestimmt aber nicht nur die Effizienz, sondern durch seine chemischen und physikalischen Eigenschaften auch das gesamte Konzept eines Photonendetektors.

In Gasdetektoren weit verbreitet ist die Benutzung von organischen Dämpfen wie TMAE (Tetrakis[dimethylamino]ethylen) oder TEA (Triethylamin). Diese haben ihre großen Stärken in einem breiten sensitiven Wellenlängenbereich und einer hohen mittleren Quanteneffizienz [Hal 94]. Da sie außerdem die Eigenschaften des Detektorgases, dem sie nur in geringer Konzentration beigemischt werden, nicht wesentlich beeinträchtigen, eignen sie sich hervorragend zum Nachweis von

⁵CAMAC=„Computer Application to Measurement and Control“ ist ein genormtes Einschubsystem für Nuklearelektronik

sehr kleinen Lichtmengen. Allerdings sind diese organischen Verbindungen aufgrund ihrer kleinen Ionisierungsenergie sehr reaktiv und dürfen nur unter Sauerstoffabschluß gehandhabt werden. Sie besitzen bei Zimmertemperatur sehr kleine Dampfdrücke und damit große Absorptionslängen für das nachzuweisende Licht. Die optischen Eigenschaften von TMAE wurden erst kürzlich von A. Fräbel mit hoher Präzision untersucht [Fra 97]. Die Handhabung dieser Photonenkonverter ist problematisch und erfordert in der Regel, daß die ganze Detektoranlage auf bis zu 60 °C aufgeheizt werden muß, um eine ausreichend kurze Absorptionslänge zu erreichen. Aus Mangel an Alternativen wird TMAE in den RICH-Detektoren vieler großer Hochenergieexperimente wie z.B. am Omega-, Delphi- oder CERES-Spektrometer am CERN erfolgreich eingesetzt [Vav 96].

In jüngerer Zeit wurde alternativ dazu die Idee diskutiert, Cäsiumjodid (CsI) als Photonenkonverter für solche Detektoren einzusetzen [Seg 90] [Bra 93] [Bre 95] [Kri 95] [Lu 94] [Sur 95]. Dieses Material wird schon seit längerem auf Photokathoden in konventionellen Vakuumröhren für VUV-Anwendungen verwendet. Die Alkalihalogenide sind allesamt Isolatoren, die zwar mehr oder weniger hygroskopisch sind, sich aber unter dem Einfluß der üblichen Detektorgase nicht wesentlich verändern [Bre 96]. Von ihnen ist CsI der Stoff mit der niedrigsten Energieschwelle ($E_g \simeq 6 \text{ eV}$), der höchsten Effizienz und einer sehr kleinen Austrittsarbeit ($E_A \simeq 0.1 - 0.2 \text{ eV}$).

In den letzten Jahren wurden von verschiedenen Gruppen umfangreiche Untersuchungen angestellt, um die physikalischen Eigenschaften und eine mögliche Anwendung von CsI-Schichten in großflächigen VUV-Zählern speziell im Hinblick auf RICH-Detektoren zu erforschen [Bau 95] [Bre 95] [Bre 96] [Dan 90] [Mai 95] [Pet 97] [RD 95] [Seg 90]. Im Zuge dieser Arbeiten wurde eine Vielzahl von widersprüchlichen Ergebnissen vor allem zur Quanteneffizienz veröffentlicht [Bre 96]. Da es bisher nur wenige Prototyp-Detektoren auf der Basis von CsI gibt [Ger 96][RD 95][Esu 95] und auch aus der Literatur deutliche Unsicherheiten bezüglich Reproduzierbarkeit, Langzeitstabilität und Herstellungsverfahren solcher Kathoden existieren [Bre 95, Mai 95], wurden zu all diesen Punkten eingehende Untersuchungen durchgeführt. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit eine große Anzahl von Proben auf unterschiedlichsten Substraten mit verschiedenen Verfahren hergestellt und die erreichbaren QE-Werte, deren zeitliche Entwicklung sowie die Reproduzierbarkeit auf großen Flächen gemessen. Es wurde großes Augenmerk auf ein absolutes und reproduzierbar präzises Meßverfahren gelegt [Bau 95]. Dieses in Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Berlin erarbeitete Verfahren benutzt eine GaAsP-Diode als absoluten Standard. Diese Dioden wurden mehrfach am BESSY (Berliner supraleitendes Synchrotron) im Wellenlängenbereich $120 \text{ nm} < \lambda < 250 \text{ nm}$ mit einer Genauigkeit von $\pm 2\%$ kalibriert. Im Zeitraum von fast einem Jahr konnte keine Veränderung der Detektoren beobachtet werden. Mit diesem Standard wurden CsI-Proben sowohl an einem VUV-Spektrometer in München als auch am BESSY in Berlin verglichen [Bau 95] [Pet 97].

3.2.1 Grundlagen

Um aus einem Festkörper Photoelektronen extrahieren zu können, muß im Prinzip ein dreistufiger Prozeß ablaufen: Im ersten Schritt wird ein Elektron im Festkörper durch Absorption eines Photons angeregt, im zweiten diffundiert es zur Oberfläche und im dritten verläßt es den Festkörper durch Überwindung der Oberflächenbarriere [Som 68].

Metalle zeigen i.a. eine hohe Lichtreflexion, so daß die Photonen nur schwer in das Material gelangen können. Gelingt es dennoch, im Material ein Photoelektron zu erzeugen, so geht es meist durch inelastische Stöße mit anderen Elektronen des Leitungsbandes verloren. Die erreichbare Quanteneffizienz von Metallen liegt deshalb typischerweise bei Werten um $QE = 0.01 - 0.1\%$ und ist damit für RICH Anwendungen zu niedrig.

Anders verhält es sich bei Isolatoren und Halbleitern. Nur wenige Photonen werden an der Oberfläche reflektiert. Die meisten gelangen in den Festkörper und können bei ausreichender Energie $h\nu$ ein Elektron aus dem Valenzband über die Bandlücke E_G ins Leitungsband anregen. Falls dieses kaum mit Ladungsträgern besetzt ist, kann das Photoelektron im wesentlichen nur quasi-elastisch an Phononen streuen, so daß es mit höherer Wahrscheinlichkeit die Oberfläche erreicht. Dort muß noch die Oberflächenbarriere, die sog. Elektronenaffinität E_A , überwunden werden. Die Schwellenenergie E_{pe} für die Photoelektronenemission ist also gegeben durch $E_{pe} = E_A + E_G$.

Die Quanteneffizienzen von Isolatoren und Halbleitern können wegen der geringen Verlustwahrscheinlichkeit beim Diffusionsprozeß der Photoelektronen im Material Werte im Bereich einiger bis einiger zehn Prozent erreichen. Voraussetzung ist allerdings eine hohe Reinheit des Materials, da sonst Photoelektronen durch inelastische Prozesse an Gitterfehlern verlorengehen können.

Als exzellente Photoelektronenemitter gelten die Iodide und Antimonide der Alkalimetalle. Sie haben eine kleine Oberflächenbarriere $E_A < 1.5$ eV bei einer Bandlücke $E_G \approx 6$ eV [Som 68]. Besonders günstig sind die Eigenschaften von CsI. In der Literatur werden die relevanten Energien mit $E_G = 6.0-6.3$ eV und $E_A = 0.1-0.2$ eV [Som 68] und Reichweiten von etwa 16 nm [Lu 94] für Photoelektronen mit $E_{kin} = 1$ eV angegeben.

3.2.2 Herstellungsverfahren homogener CsI-Schichten

Die aus der Optik und vielen anderen Dünnschicht-Anwendungen bekannte Methode der Bedampfung ist bisher die einzige erfolgreiche Methode, um auf großen Flächen reproduzierbar und homogen CsI-Schichten hoher Reinheit aufzubringen. Obwohl es einen großen Erfahrungsschatz bei den unterschiedlichen Aufdampfverfahren gibt, schien es notwendig, eine ganze Reihe von Parametern dieser Prozesse zu variieren und ihren Einfluß auf die Effizienz der erzeugten CsI-Schichten zu studieren. Um einen möglichst vollständigen Bereich des Para-

meterraumes zu untersuchen, wurden neben den im Detektor eingesetzten großen Kathodenflächen etwa 300 weitere $2 \times 2 \text{ cm}^2$ große Proben hergestellt, vermessen und verglichen. Die Ergebnisse werden in [Pet 97] ausführlich dokumentiert und sollen hier zusammenfassend dargestellt werden.

Verdampfungstechnik

Um sehr reine CsI-Schichten zu erhalten, wurde extrem reines Basismaterial der Firma Anderson⁶ verwendet, das von der Herstellung bis zur Verdampfung ausschließlich unter Schutzgas gehandhabt wurde. Es wurden beide gängigen Methoden, Verdampfung durch gewöhnliche Widerstandsheizung und Verdampfung mittels eines Elektronenstrahls, erprobt. Die zweite Methode wurde aufgrund dreier wesentlicher Vorteile bevorzugt:

- Mit der „Elektronenkanone“ kann CsI gleichmäßig von einer flachen Oberfläche abgetragen werden. Damit erzeugt man kaum Abschattungseffekte, wie sie bei indirekter Heizung eines schlecht wärmeleitenden Materials wie CsI auftreten können.
- Die Methode der direkten Heizung verhindert außerdem, daß es zu einer katalytischen Dissoziation an überhitzten Kontaktstellen zwischen Proben und Heizung kommen kann.
- Bei gleichem Saugvermögen lassen sich deutlich bessere Vakuumbedingungen in der Beschichtungsanlage erreichen, was bei kleinen Aufdampfpaten die Reinheit der CsI-Schichten und damit die Reproduzierbarkeit des Vorganges nicht unerheblich beeinflusst.

Diese Thematik wird in [Mai 95] sehr ausführlich diskutiert. Zusammenfassend kann man jedoch nicht sagen, daß die gewählte Elektronenstrahlverdampfung einen prinzipiellen Einfluß auf die Effizienz der erzeugten Schichten hat. Es ist aber unbestreitbar, daß auf diese Art einfacher homogene, gleichmäßige und reproduzierbare Schichten erzeugt werden können.

Schichtdicken und Beschichtungsraten

Es wurden CsI-Schichten im Bereich $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \leq \rho \cdot d \leq 400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ untersucht. Die beobachtete Quanteneffizienz steigt dabei bis zu Schichtdicken von $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ nahezu linear an und bleibt für Schichten dicker als $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ konstant. Dies hat im wesentlichen zwei Ursachen. Erstens wächst der CsI-Kristall nicht homogen auf, sondern es bilden sich kleine Kristallite, die erst mit wachsender Schichtdicke ab etwa $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ eine geschlossene Fläche bilden [Bau 95]. Zweitens ist auch die Eindringtiefe für VUV-Photonen etwa in dieser Größenordnung [Mai 95]. Daraus kann man ableiten, daß nur eine dünne Oberflächenschicht

⁶Fa. APL Engineered Materials INC., 2401 N. Willow Road, Urbana, IL 61801-7332, USA

von $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ für die Konversion verantwortlich ist. Im RICH-Detektor wurden $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Konverterschichten eingesetzt. Damit erreicht man auf dem nicht vollständig glatten Kathoden überall eine ausreichende Belegung und der gesamte Beschichtungsprozess läßt sich einfacher regeln.

Unterschiedliche Beschichtungsraten von $0.05 \mu\text{g}/(\text{cm}^2\text{s})$ bis $5 \mu\text{g}/(\text{cm}^2\text{s})$ zeigten keinen wesentlichen Einfluß auf die Qualität der Schichten. Dies gilt allerdings nicht für die obersten Lagen der Kathode. Es zeigte sich, daß man optimale Effizienz erreicht, wenn die letzten $\rho \cdot d \approx 5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ mit Raten unter $0.10 \mu\text{g}/(\text{cm}^2\text{s})$ aufgebracht werden. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß Restgaseffekte bei der Herstellung eine ganz wesentliche Rolle spielen und möglicherweise die erwähnten Widersprüche in der Literatur mitverursacht haben.

Wärmebehandlung der Proben

Zur Untersuchung von Temperatureinflüssen auf die Effizienz der CsI-Schichten wurden Proben auf Substrate unterschiedlicher Temperaturen im Bereich von 20°C bis 250°C aufgebracht oder diese einer nachträgliche Wärmebehandlung unterzogen. Letztere Methode wurde erfolgreich von der RD26 Kollaboration verwendet [RD 95]. Wie in Abbildung 3.6 an drei exemplarischen Proben ge-

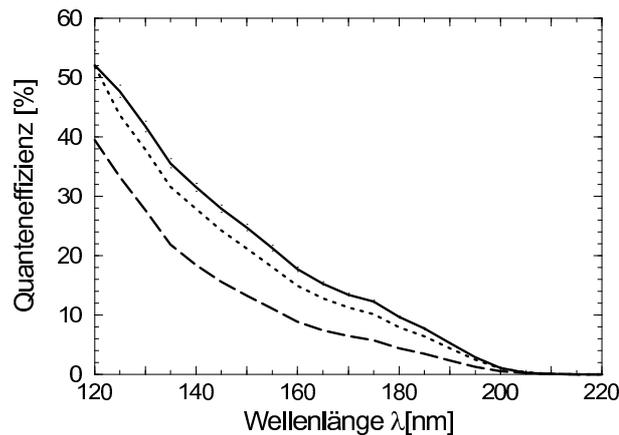


Abbildung 3.6: Quanteneffizienz von CsI-Proben, die auf Edelstahlsubstrate mit einer Temperatur von $T = 20^\circ\text{C}$ (gestrichelt), 100°C (durchgezogen) und 250°C (gepunktet) aufgebracht wurden.

zeigt ist, hat die Substrattemperatur während des Bedampfungs Vorgangs einen nicht unerheblichen Einfluß auf die erzeugten Schichten. Beste Werte erhält man in einem Bereich $60^\circ\text{C} < T < 120^\circ\text{C}$, ohne daß eine makroskopische Veränderung in der Struktur der Schicht (vgl. Abbildung 3.9) erkennbar ist. Als mögliche Ursache für dieses Verhalten könnte ein Reinigungseffekt der Oberfläche ähnlich dem, was beim Betrieb von Ultra-Hochvakuum Anlagen erreicht wird, angesehen werden. Allerdings zeigt sich, daß sich eine weitere Temperaturerhöhung wieder

negativ auswirkt. Im Gegensatz zu den von A. Breskin [RD 95] [Bre 95a] berichteten Erfahrungen konnte jedoch keine signifikante Verbesserung der Effizienz durch Wärmebehandlung nach der Herstellung beobachtet werden.

Das Standard-Verfahren

Auf Basis der bisher gewonnenen Erkenntnisse wurden alle Proben für die weiteren Untersuchungen mit dem im folgenden als „Standard-Verfahren“ bezeichneten Prozeß hergestellt:

1. Die Substrate werden zuerst mit Aceton und anschließend mit Reinstwasser gereinigt. Damit werden sowohl unpolare als auch polare Verunreinigungen von den Oberflächen entfernt.
2. Verarbeitet wird nur hochreines CsI nach obigen Spezifikationen.
3. Die Proben werden vor dem Beschichten im Vakuum mindestens drei Stunden lang auf $60^\circ\text{C} < T < 100^\circ\text{C}$ geheizt, um die Oberflächen von Wasserfilmen zu befreien. Während des Beschichtungsvorganges ist das Substrat noch warm, die Heizung aber abgeschaltet.
4. Der Beschichtungsprozeß wird erst gestartet, wenn der Restgasdruck in der Beschichtungsanlage $2 \cdot 10^{-7}$ mbar unterschritten hat.
5. Das CsI wird mit Elektronenstrahl-Heizung gleichmäßig von einer ca. 2 cm^2 großen Fläche abgedampft und schlägt sich auf dem Substrat in 40 cm Entfernung nieder.
6. Es wird zunächst eine Schicht von $195\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ mit einer Beschichtungsrate von $0.2\ \mu\text{g}/\text{cm}^2\text{s}$ aufgebracht. Anschließend wird eine weitere Oberflächenschicht von $5\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ mit deutlich geringerer Rate $0.02\ \mu\text{g}/\text{cm}^2\text{s}$ aufgebracht.
7. Nach dem Beschichten läßt man die Probe im Vakuum auf eine Temperatur von ca. 40°C abkühlen.
8. Die Entnahme der fertigen Proben aus der Beschichtungsanlage, zwischenzeitliche Lagerung und der Einbau in die Meßzelle erfolgen in einer trockenen Stickstoffatmosphäre ($\text{H}_2\text{O} < 1\text{ ppm}$).

3.2.3 Substratmaterialien und Oberflächen

Nach bisherigen Erfahrungen verschiedener Gruppen wird der Wahl des Substratmaterials, d.h. des Trägermaterials, auf das die CsI-Schicht aufgebracht wird, eine große Bedeutung zugemessen [Alm 95a] [Alm 95] [Bes 95]. Dabei kommt es

nicht nur auf deren chemische Eigenschaften, sondern auch auf die Herstellungsverfahren und Oberflächenstruktur der Substrate an. Selbst Reinigungsverfahren scheinen einen Einfluß zu haben. Wir haben daher eine ganze Reihe von Substraten untersucht, die in Tabelle 3.1 aufgelistet sind. Die Aufmerksamkeit soll hier bereits auf die sogenannten RSG-Substrate (Resin Stabilized Graphite) gelenkt werden, da diese letztlich die entscheidende Verbesserung sowohl in der Lebensdauer als auch in der Effizienz der erzeugten Photonenkonverterschichten brachten. Bei RSG handelt es sich um einen Überzug aus 80% Graphitstaub in einer Kunstharzmatrix, der praktisch auf jeden glatten Untergrund aufgebracht werden kann.

Auswahl der Substrate

Das einzige zwingende Auswahlkriterium für Substratmaterialien ist eine minimale Leitfähigkeit von $\sigma \approx 10^{-5} \frac{1}{\Omega m}$, um die von einer Photokathode abfließenden Ladungsträger wieder nachliefern zu können. Als weiteres technisches Auswahlkriterium wünscht man sich Materialien, die auf konventionellem Platinenmaterial aufgebracht werden können. Trotzdem bleibt eine sehr breite Palette von Stoffen. Neben Kohlenstoff und Graphitschichten wurden von den Metallen repräsentativ nur edle und solche mit passivierender Oberfläche ausgewählt. Außerdem wurden die Oberflächen der einzelnen Materialien zum Teil noch nachbehandelt, um Materialeigenschaften von Oberflächeneffekten trennen zu können (siehe Tabelle 3.1). Grundsätzlich zeigte sich in unseren Untersuchungen, daß

SS	Edelstahl optisch poliert
SS+C _{vap}	100 $\frac{\mu g}{cm^2}$ Kohlenstoff aufgedampft auf SS
SS _{sandgestrahlt}	Edelstahl sandgestrahlt (rauh)
G10+Cu	herkömmliches Platinenmaterial mit 18 μm Kupferauflage
G10+Cu _{geätzt}	G10+Cu mit blankgeätzter Oberfläche
G10+Sn	G10+Cu heiß verzinkt
G10+Cu/Sn	G10+Cu chemisch verzinkt
G10+Ni/Au	G10+Cu chemisch vernickelt und oberflächlich vergoldet
Glas+Au	Floatglas mit einer dünnen Goldauflage (aufgedampft)
Al	hochreines Aluminium, unpoliert
Ni	hochreines Nickel, unpoliert
Keramic+Cu	Keramik Substrat mit 9 μm Siebdruck Kupfer Auflage
SS+RSG	SS mit 50 μm Kunstharz stabilisierter Graphit Auflage

Tabelle 3.1: Liste der unterschiedlichen untersuchten Substrate mit Beschreibung der Abkürzungen.

die Quanteneffizienzwerte von CsI auf glatten, metallischen Substraten direkt nach dem Bedampfen nahezu materialunabhängig sind. Auf rauhen oder verun-

reinigten Oberflächen liegen die Werte dagegen 10%–30% niedriger. Es zeigte sich aber z.B., daß CsI direkt auf Cu aufgebracht schon wenige Tage später nur sehr schlechte Quanteneffizienz-Werte liefert. Wird das Cu elektrochemisch vergoldet, so erreicht man zwar eine verlangsamte Alterung, die Werte nach einigen Wochen liegen aber immer noch einen Faktor zwei unter denen für ein blankes Edelstahlsubstrat. Bringt man nun noch eine Zwischenschicht Nickel zwischen Kupfer und Gold, so ist diese Veränderung, wie bei Verwendung von blankem oder vergoldetem Edelstahlsubstrat, nicht mehr beobachtbar.

Polierte Edelstahlsubstrate haben in den meisten Untersuchungen reproduzierbar gute Ergebnisse geliefert und werden im folgenden als vergleichender Standard QE_{ss} für die Quanteneffizienzmessung eingesetzt. Bild 3.7 zeigt QE_{ss} für drei verschiedene CsI-Schichten gleicher Schichtdicke, die mit unterschiedlichen Herstellungsverfahren in verschiedenen Instituten produziert, und bei uns im identischen Meßaufbau (siehe Anhang A.3) charakterisiert wurden. Die au-

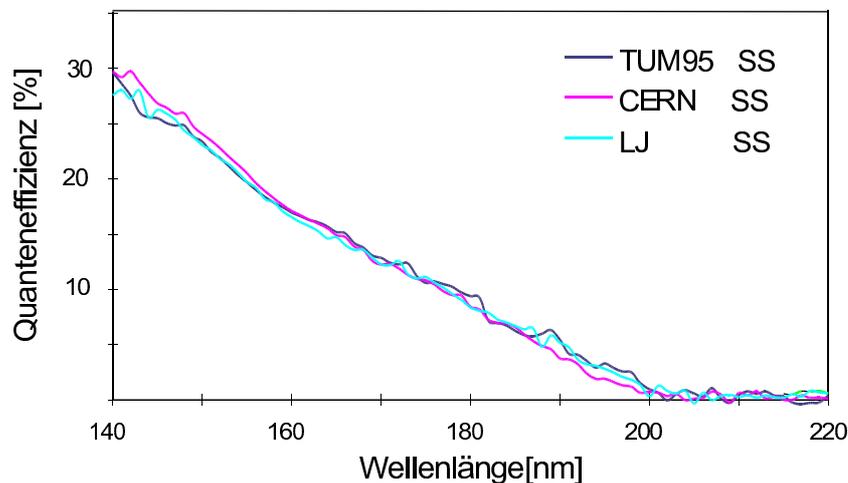


Abbildung 3.7: Quanteneffizienz von CsI-Proben, die mit unterschiedlichen Herstellungsverfahren in verschiedenen Instituten auf Edelstahlsubstrat hergestellt wurden. Die Proben wurden in München gemeinsam am VUV-Monochromator-Meßplatz charakterisiert (siehe Anhang A.3).

ßerordentlich gute Übereinstimmung war zwar nicht für alle Proben gegeben, zeigt aber, daß die Parameter der Herstellung eher für die Reproduzierbarkeit der Proben verantwortlich sind bzw. erst im Zusammenspiel mit anderen Parametern wie Substrat und Lagerung wirksam werden.

Oberflächenstruktur

In einigen Veröffentlichungen wird der Einfluß des Substratmaterials vor allem auf die Rauigkeit der Oberfläche zurückgeführt. Dabei lassen sich zwei physikalische Thesen vertreten:

- Eine sehr glatte Oberfläche führt zu einem homogenen Aufwachsen der CsI-Kristalle, wodurch weniger Störstellen im Kristall und damit eine größere Reichweite der Photoelektronen erreicht werden sollte. Außerdem bedeuten glatte Oberflächen meist auch sauberere Substrate.
- Substrate mit großer Mikrorauigkeit vergrößern die aktive Oberfläche. Zusätzlich werden im Mittel die Wege der erzeugten Photoelektronen bis zur Materialoberfläche verkleinert, da ein Teil des Lichtes praktisch parallel zur Oberfläche eingestrahlt wird.



Abbildung 3.8: Mikrostruktur der sehr unterschiedlichen Substratoberflächen. Die Aufnahmen wurden mit einem Sekundärelektronenmikroskop (SEM) gemacht und zeigen einen Ausschnitt der Breite $20\ \mu\text{m}$. Hier lassen sich die Oberflächen von poliertem Edelstahl (links), Edelstahl sandgestrahlt (mitte) und einer RSG-Schicht (rechts) gut vergleichen.

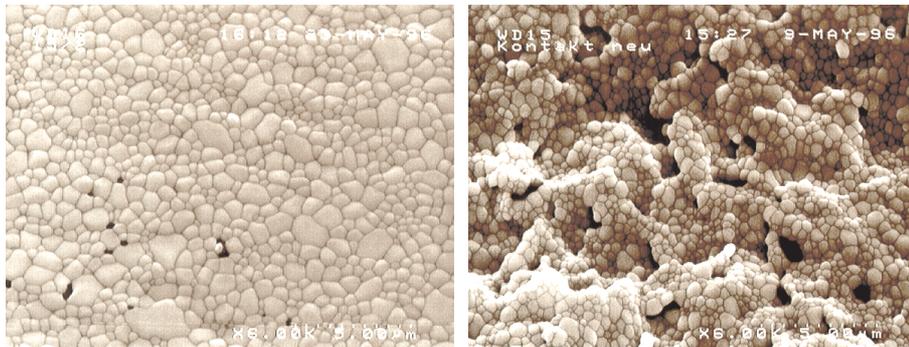


Abbildung 3.9: Mikrostruktur der CsI-Schichten die auf Edelstahl (links) und RSG-Substrat (rechts) aufgebracht wurden. Die Aufnahmen wurden mit einem Sekundärelektronenmikroskop (SEM) gemacht und zeigen einen Ausschnitt der Breite $20\ \mu\text{m}$.

Bild 3.10 zeigt einen Effizienzvergleich von $200\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ dicken CsI-Schichten, die mit dem „Standard-Verfahren“ auf unterschiedliche Substrate (vgl. Tabelle 3.1 und

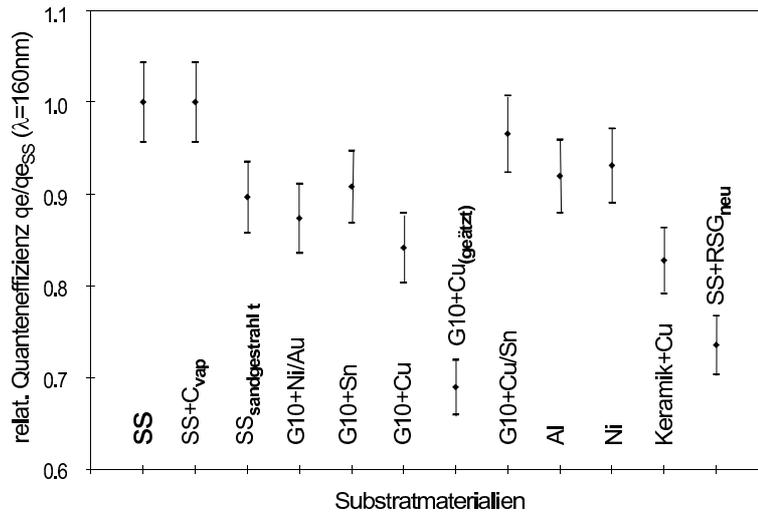


Abbildung 3.10: Relative Quanteneffizienz von CsI-Proben bei $\lambda = 160 \text{ nm}$ auf unterschiedlichen Substratmaterialien und Oberflächen. Die Werte wurden innerhalb einiger Stunden nach dem Bedampfungsvorgang ermittelt und auf die Proben mit blanken Edelstahlsubstraten normiert.

Abbildung 3.9) aufgebracht wurden. Glatte Oberflächen führen in einem kurzen Zeitfenster nach der Herstellung konstant zu guten Quanteneffizienzwerten, die mit zunehmender Oberflächenrauigkeit bis auf 60% absinkt. Die chemischen Materialeigenschaften spielen zunächst noch keine wesentliche Rolle. Die Fehlerbalken beinhalten die statistischen und systematischen Fehleranteile der Messung. Das für den Einsatz in Detektoren optimale Substrat G10+Ni/Au erreicht etwa 90% des Referenzwertes.

3.2.4 Alterungsverhalten und „ReGIE“

Bei nahezu allen hocheffizienten Photonenkonvertern für sichtbares- bis hin zu VUV-Licht handelt es sich um reaktive Substanzen (z.B.: Alkaliantimonide, Multialkaliantimonide, CsTe, GaAs, ...), die nur im Vakuum stabil einzusetzen sind. CsI ist im Moment die einzige bekannte Ausnahme. Festes CsI zeigt unter dem Einfluß der gängigsten Zählergase, Inertgase, Stickstoff oder Sauerstoff keine Veränderungen. Auch an Luft reagiert CsI nur mäßig aufgrund seines schwach hygroskopischen Verhaltens. Bei ca. 50% relativer Luftfeuchte wird eine normalerweise transparente $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke CsI-Schicht innerhalb einer Stunde schwach getrübt, die Quanteneffizienz reduziert sich langfristig bis auf die Hälfte des ursprünglichem Wertes. Ein ähnliches Verhalten wurde auch in anderen Messungen gefunden [Bre 96]. Nachdem die produzierten CsI-Kathoden über lange Zeit in großen Detektoren eingesetzt werden sollen, muß ein besonderes Augenmerk auf das Alterungsverhalten der unterschiedlichen Proben gerichtet werden.

Dazu wurde ein Ensemble von Proben über Monate hinweg vermessen und beobachtet. Die meisten Proben verhielten sich erwartungsgemäß, d.h. ihre spektrale Quanteneffizienzkurve blieb entweder konstant oder zeigte einen Abfall im Laufe der Zeit. Während auf Edelstahl- und G10-Ni/Au-Substraten praktisch keine Veränderungen beobachtet wurden, nahm die Effizienz bei Verwendung unedlerer Materialien z.T. deutlich ab. Im Gegensatz dazu zeigten Proben auf RSG-Substrat eine sehr deutliche zeitliche Veränderung, die zu einer Erhöhung der Quanteneffizienz führte. Alle RSG-Proben wiesen bei der ersten Messung in der Vakuumapparatur des VUV-Monochromators durchweg etwa um 30% niedrigere Werte als die Vergleichsproben auf poliertem Edelstahl auf. Erstaunlicherweise verbesserte sich die Effizienz der Proben auf RSG-Substrat jedoch innerhalb einiger Wochen um fast einen Faktor drei. Der in Abbildung 3.11 dargestellte

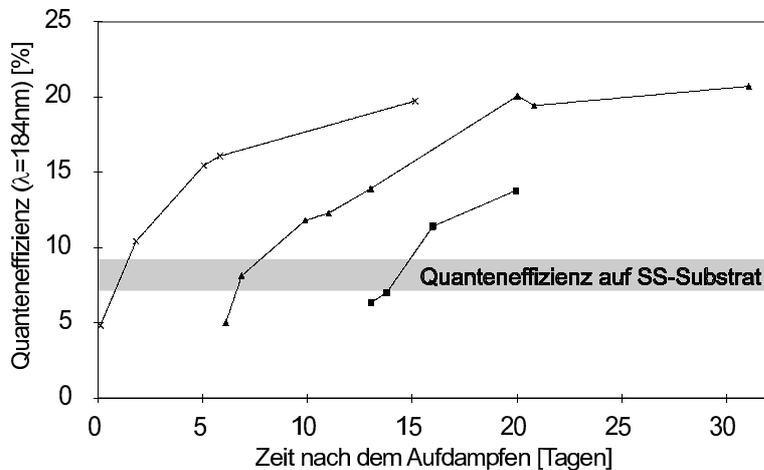


Abbildung 3.11: Zeitlicher Verlauf der Quanteneffizienz von CsI-Proben auf RSG-Substrat bei $\lambda = 184$ nm. Alle drei Proben wurden gleichzeitig hergestellt und zeigen repräsentativ ein Verhalten, das bei allen diesen Proben beobachtet wurde. Die Verbesserung setzt erst nach der ersten Messung ein, ist dann aber unabhängig von der Anzahl weiterer Messungen. Das schraffierte Band zeigt den Bereich der Werte für Edelstahlsubstrate.

zeitliche Verlauf der Quanteneffizienz war unabhängig von der Anzahl und der Dauer weiterer Meßvorgänge und sättigte nach etwa einem Monat bei Werten, die auf keinem der anderen Substrate erreichbar waren. Derselbe Effekt läßt sich auch erzielen, indem man die Proben zunächst nicht vermißt, sondern erst nach auch längerer Lagerung in gereinigter Stickstoffatmosphäre erneut für etwa eine Stunde in ein Vakuumgefäß ($p \approx 10^{-5}$ mbar) bringt. Es handelt sich folglich nicht um einen speziellen Einfluß des Meßaufbaus oder des bei der Messung eingestrahlteten VUV-Lichtes. Wahrscheinlich wird dieses Verhalten durch Bestandteile des Restgases verursacht. Dieser Effekt der Restgasnachbehandlung wird im folgenden als „ReGIE“ (Residual Gas Induced Enhancement) bezeichnet.

Abbildung 3.12 zeigt den typischen spektralen Verlauf einer bis zur Sättigung verbesserten Probe im Vergleich zu solchen auf Edelstahlsubstraten. Auffällig ist, daß der spektrale Verlauf der Quanteneffizienz von CsI auf allen anderen, glatten und passiven Oberflächen nahezu gleich war. Im Fall des RSG-Substrates ist die Kurve jedoch nicht nur nach oben verschoben, sondern es zeigt sich auch eine veränderte Kurvenform. Die relative Erhöhung der Quanteneffizienz im Bereich längerer Wellenlängen scheint deutlich größer und die Kurve wechselt von einer negativen zu einer positiven Krümmung. Beides legt die Vermutung nahe, daß es sich um einen Oberflächeneffekt handelt, der sich auf die Austrittsarbeit E_A für Elektronen auswirkt. In ausführlichen Meßreihen wurde versucht, einen Hinweis auf Art und Konzentration der Restgase und ihre Adsorption zu erhalten. Mit den zur Verfügung stehenden Möglichkeiten konnten jedoch keine weitergehenden Erkenntnisse gewonnen werden. Die notwendigen Untersuchungen in UHV-Anlagen stehen noch aus.

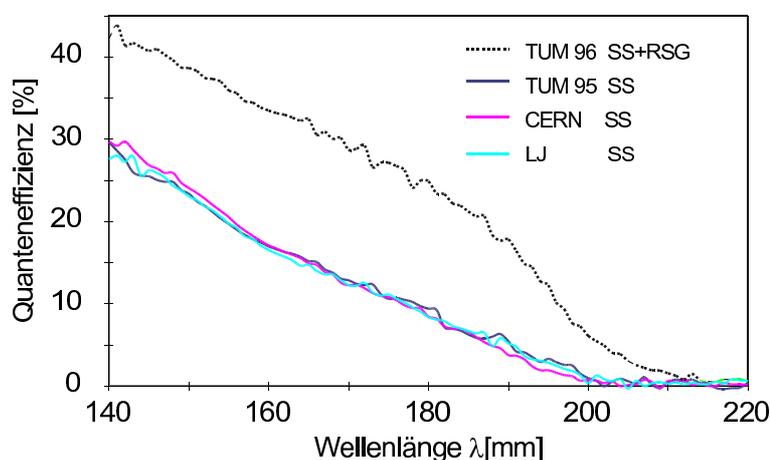


Abbildung 3.12: Spektrale Quanteneffizienz von CsI auf verschiedenen Substraten. Gut erkennbar zeigt CsI auf dem RSG-Substrat nach „ReGIE“ von etwa drei Wochen eine deutlich verbesserte Effizienz gegenüber den Werten auf poliertem Edelstahl.

3.2.5 Reproduzierbarkeit und Homogenität auf großen Flächen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde über einen längeren Zeitraum eine Zahl von etwa 300 CsI-Proben in etwa 25 verschiedenen Herstellungszyklen (sog. „Chargen“) produziert. Im Interesse der Übersichtlichkeit sind die folgenden Betrachtungen aber auf die letztlich interessanten Konverterschichten auf RSG-Substrat, die mit dem „Standard-Verfahren“ hergestellt wurden, begrenzt.

Der Vergleich von vielen Proben aus verschiedenen Chargen ergibt ein gutes Bild der Reproduzierbarkeit. Abbildung 3.13 zeigt, daß bei einem Querschnitt

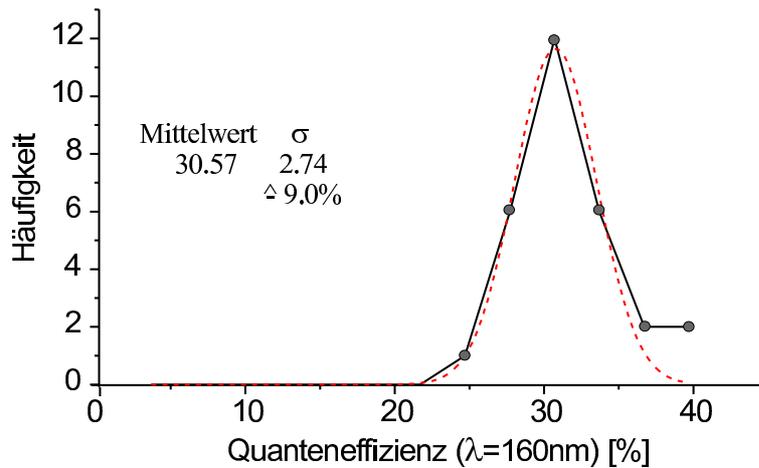


Abbildung 3.13: Vergleich der Quanteneffizienz von 30 Proben aus 10 verschiedenen Chargen hier repräsentativ für $\lambda = 160 \text{ nm}$ dargestellt .

von 30 Proben aus 10 verschiedenen Chargen die relative Schwankungsbreite der Effizienz nur etwa $\sigma \sim 9\%$ (bei einer apparativen Meßgenauigkeit von 5%) beträgt. Die Homogenität der erzeugten Schichten konnte mit gleicher Präzision auf zwei verschiedenen Größenskalen gezeigt werden. Zum einen wurden immer wieder verschiedene Proben innerhalb einzelner Chargen verglichen, wobei hier jeweils über eine Fläche von etwa $A \approx 1 \text{ cm}^2$ gemittelt wird. Bei der Herstellung haben Proben einer Charge aber räumliche Abstände von bis zu $d \leq 20 \text{ cm}$. Ihre vergleichende Untersuchung entspricht daher der Untersuchung einer großen Fläche. Zum anderen wurden Effizienzmessungen mit einem auf einen Durchmesser von $d \leq 50 \mu\text{m}$ kollimierten Lichtstrahl durchgeführt. Die Ergebnisse der mikroskopischen Homogenität sind in [Bau 95] beschrieben und zeigen ebenfalls keine Variation außerhalb der oben erwähnten Schwankungsbreite.

3.2.6 Zusammenfassung

Sieht man von kleineren Schwankungen zwischen den einzelnen Chargen der Herstellung ab, so kommt man zu folgendem Schluß:

Die Quanteneffizienz der CsI-Proben direkt nach der Herstellung hängt weder von den Details des Herstellungsprozesses noch von speziellen physikalischen Vor- oder Nachbehandlungen der Proben in entscheidender Weise ab. Als einziger Punkt sollte allerdings erwähnt werden, daß eine sehr langsame Aufdampfrate beim Aufbringen der obersten Lagen der CsI-Schicht zu einer signifikanten Verbesserung von ca. 20% führt. Insgesamt hat sich gezeigt, daß ein bestimmter Satz von Parametern („Standard-Verfahren“) zu reproduzierbar guten, auf großen Flächen homogenen Schichten führt.

Gerade für das Langzeitverhalten sind zunächst unwichtige Parameter wie

saubere Substrate, Ausheizen der Substrate, gereinigtes Basismaterial und auch die gesamte Handhabung unter Luftabschluß nach der Herstellung von entscheidender Bedeutung. Bei der Untersuchung des Einflusses von Materialeigenschaften der Substrate wurden sehr langsame, aber dramatische Einflüsse auf das Langzeitverhalten beobachtet. Während bei allen anderen Substraten eine Verschlechterung der Quanteneffizienz im Laufe der Zeit beobachtet wurde, kommt es bei Verwendung von RSG-Substrat und einer anschließenden „ReGIE“-Behandlung zu einer einzigartigen Veränderung der CsI-Schicht. Das Material scheint nicht mehr in stabiler kristalliner Form vorzuliegen, sondern zeigt eine kontinuierliche Veränderung mit einer Zeitkonstante von Wochen. Dies führt zu einem Anwachsen der Quanteneffizienz bis zu einem Sättigungswert, der für alle Wellenlängen um mehr als einen Faktor zwei über den Werten liegt, die man auf anderen Substraten erreichen kann. Wir vermuten, daß es sich um Modifikationen der Oberflächen handelt, die zu einer Absenkung der Austrittsarbeit E_A führen. Andere Gruppen innerhalb der RD26 Kollaboration, die ihre Proben auf etwas andere Weise herstellen, haben ähnliche Effekte bei einer speziellen Wärme- und Vakuumbehandlung auch auf anderen Substraten beobachtet. Dieses als „heat enhancement“ [Bre 96] bezeichnete Verfahren konnte nicht reproduziert werden. Da das gefundene Verhalten immer noch nicht zwingend begründet werden kann, sollen noch weitergehende Untersuchungen durchgeführt werden.

3.3 Charakterisierende Messungen im Labor

Der RICH-Detektor besteht aus einer Vielzahl von einzelnen Komponenten, deren konstruktive Merkmale und Materialeigenschaften nach Gleichung 2.10 wesentlichen Einfluß auf die Effizienz des gesamten Detektorsystems haben. Obwohl die meisten der kritischen Einzelkomponenten im Vorfeld bezüglich der optischen Eigenschaften im vakuumultravioletten Wellenlängenbereich vermessen und erprobt worden waren, wurden drei spezielle Tests durchgeführt, mit deren Hilfe der HIRICH-Detektor vollständig charakterisiert werden konnte. Zunächst wurde der Photonendetektor und sein Verhalten beim Nachweis einzelner Photonen aus einer VUV-Lampe untersucht. Anschließend konnten bereits im Labor die ersten Cherenkovringe mit kosmischen Myonen im Radiator erzeugt, und im Photonendetektor nachgewiesen werden. Daraus konnte dann eine quantitative Aussage zur Gesamteffizienz des HIRICH abgeleitet werden. In Abschnitt 3.4 werden die Ergebnisse aus dem letztlich entscheidenden Experiment zur Geschwindigkeitsmessung schwerer Ionen beschrieben.

3.3.1 Nachweis einzelner Photonen

Zunächst wurde das Ansprechverhalten des Photonendetektors auf einzelne Photonen untersucht. Dazu wurde eine „Xe-Einphotonenlampe“ entwickelt und vor dem Eintrittsfenster des Detektors positioniert. Die Lampe, die im Anhang A.4 genauer beschrieben ist, erzeugt zeitlich statistisch verteilte, einzelne Photonen im Wellenlängenbereich $\lambda = 170 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$ und liefert außerdem zu jedem emittierten Photon ein Triggersignal. Da die Photonen mit einer Rate von etwa 1 kHz emittiert werden, ist es möglich, die Photonenergebnisse sicher von elektronischem und zufälligem Untergrund zu trennen. Der Luftraum zwischen Lampe und Detektor wurde mit sauberem Stickstoff (Reinheit 99.999%) gespült, um eine ausreichende VUV-Transmission zu gewährleisten. Der Detektor konnte mit einer Anodenspannung $2500 \text{ V} \leq U_A \leq 2700 \text{ V}$ stabil betrieben werden.

In Abbildung 3.14 sind exemplarisch sechs Einzelereignisse gezeigt. Obwohl nur ein einzelnes Photon nachgewiesen wird und damit auch nur ein einzelnes primäres Photoelektron ausgelöst wird, verteilt sich das erzeugte Signal auf eine ganze Reihe benachbarter Pads. In Abbildung 3.15 ist eine Häufigkeitsverteilung der Padzahl aufgetragen, deren Signal größer als die elektronische Schwelle ($3\sigma_{en} \simeq 2500 e^-$) war. Während pro nachgewiesenem Photon im Mittel etwa vier benachbarte Pads ein Signal oberhalb dieser Schwelle liefern, gibt es kaum Ereignisse, mit nur einem einzelnen ansprechenden Pad. Die beobachteten Ereignisse mit extrem hoher Pad-Multiplizität sind auf Rückkopplung durch Photonen aus der Gasverstärkungslawine zurückzuführen. Diese Art der Signalankopplung ist allein durch die Geometrie des Zählers verursacht und kann durch eine elektrostatische Rechnung nachvollzogen werden [Had 94]. Nachdem sich jeweils zwei Drähte asymmetrisch über einem Pad befinden (siehe Abbildung 3.4), kommt es

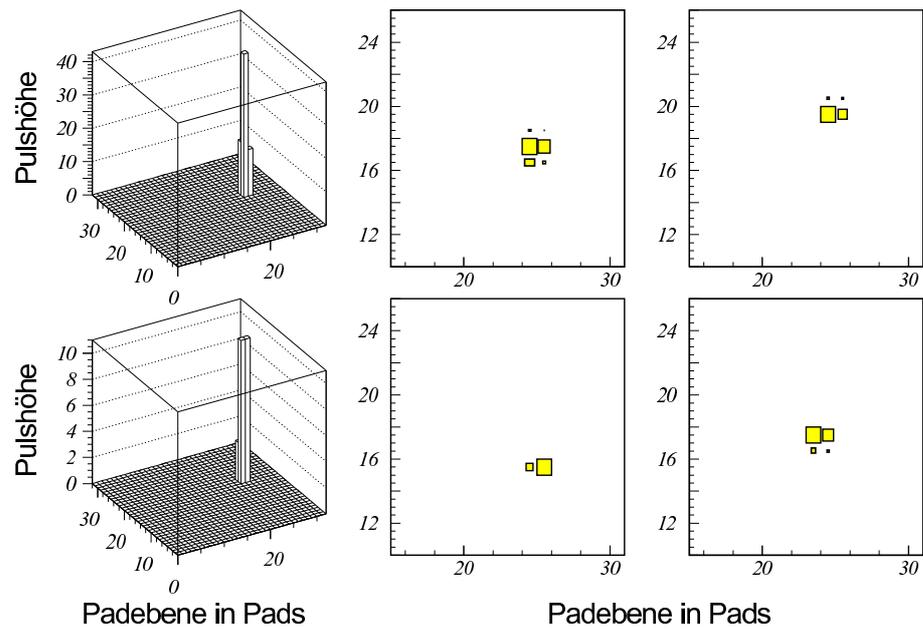


Abbildung 3.14: Pulshöhenverteilung (Balkenhöhe bzw. Kästchengröße) der auf den Pads induzierten Signale für einzeln nachgewiesene Photonen. In den „dreidimensionalen“ Darstellungen links ist jeweils ein Viertel der Detektorfläche dargestellt, während rechts der interessante Ausschnitt vergrößert wurde.

zu einer charakteristischen Signalverteilung abhängig vom Auftreffort des Photons. Während eine Variation des Ortes entlang der Drähte eine lineare Verlagerung des Signalschwerpunktes von einer Padreihe zur nächsten bewirkt, führt eine Variation des Auftreffpunktes senkrecht zum Draht zu einer Diskretisierung.

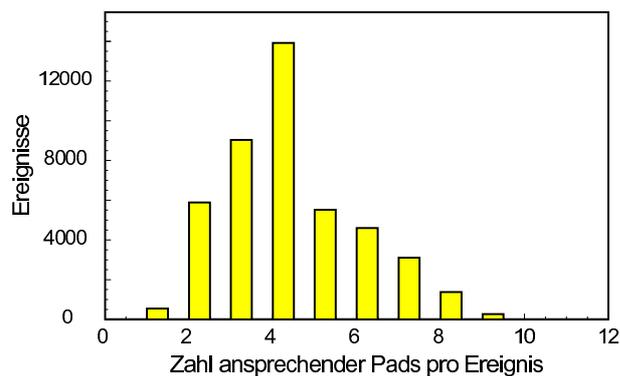


Abbildung 3.15: Bei einer elektronischen Schwelle von 2500 e^- und einer Gasverstärkung von $q_{mean} \sim 1 \cdot 10^5$ sprechen im Mittel etwa 4 Pads bei jedem einzelnen Photon an.

Abhängig davon, um welchen der beiden Drähte sich die Ladungslawine ausbildet, wird bevorzugt ein Übersprechen auf die Nachbarn zur linken bzw. rechten Seite beobachtet. Findet beispielsweise die Verstärkung um den linken Draht statt, so werden ca. 20% des Signals auf die links benachbarte Spalte, aber nur etwa 2% auf die rechts benachbarte Spalte gekoppelt. Durch dieses Verhalten kann man bei einer Padgröße von $6 \times 6 \text{ mm}^2$ durch Schwerpunktsbildung den Ort des Photons auf etwa $\Delta x \approx \Delta y \approx 2 \text{ mm}$ genau bestimmen.

Das gemessene Pulshöhenspektrum der Signale einzelner Photonen auf den Pads (siehe Abbildung 3.16) entspricht sehr gut den Erwartungen aus statistischen Überlegungen. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit $P(q)$ für eine resultierende Pulshöhe q durch eine sogenannte Polya-Verteilung [Gen 73] beschrieben.

$$P(q) \propto \left[(1 + \Theta) \cdot \frac{q}{q_{mean}} \right]^{-\Theta} \cdot e^{-\frac{q}{q_{mean}} \cdot (1 + \Theta)} \quad (3.1)$$

Aus einer Chi-Quadrat-Anpassung (Fit) dieser Funktion an die Daten kann eine mittlere meßbare Gasverstärkung q_{mean} abgeleitet werden.

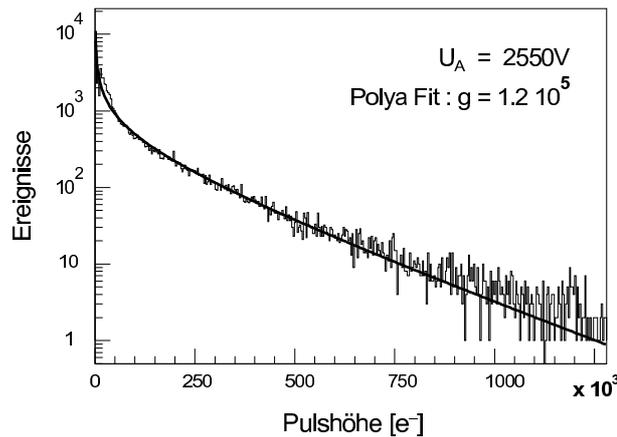


Abbildung 3.16: Pulshöhenspektrum von Signalen, die von einzelnen Photonen induziert werden. Zur Bestimmung der Gasverstärkung wird diese Funktion mit einer Polya-Verteilung verglichen (siehe Text).

Bei einer Detektorspannung von 2550V mit der die meisten der folgenden Untersuchungen durchgeführt wurden, liegt die mittlere Gasverstärkung bei $q_{mean} \sim 1 \cdot 10^5$. Ein stabiler Betrieb des Detektors konnte je nach Luftdruck und Temperatur bei Spannungen bis zu 2700V und Verstärkungen bis $q_{mean} \sim 2.5 \cdot 10^5$ erreicht werden. Durch einen Vergleich der insgesamt auf den Pads induzierten Pulshöhe mit dem an der Kathodendrahtebene gemessenen Signal konnte die, aufgrund der asymmetrischen Geometrie verstärkte Signalankopplung auf die Padebene von 75% bestätigt werden. Damit war gezeigt, daß der Detektor geeignet ist, auf

einer großen Fläche einzelne VUV-Photonen nahezu untergrundfrei mit guter Ortsauflösung nachzuweisen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{se} für einzelne Photoelektronen ist damit einzig durch die Unterscheidung von „echten“ Signalen und elektronischem Rauschen gegeben. Nimmt man ein normalverteiltes Rauschen mit einer Breite von σ_{en} an und fordert durch Setzen einer $3\sigma_{en}$ -Schwelle eine Rauschunterdrückung größer 99%, so gilt:

$$\epsilon_{se} = \int_{3\sigma_{en}}^{\infty} P(q) dq \quad (3.2)$$

Mit der in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Frontend-Elektronik konnte aufgrund der kleinen Kapazitäten der einzelnen Pads ($3 \text{ pF} \leq C_P \leq 10 \text{ pF}$) in jedem Fall ein $\sigma_{en} < 1000e^-$ erreicht werden. Damit war es möglich, insgesamt ein $\epsilon_{se} > 95\%$ bei praktisch vollständiger Unterdrückung des elektronischen Untergrundes zu erreichen.

Für den zweiten Parameter in Gleichung 3.1 ergaben sich bei unterschiedlichen Detektorspannungen bzw. Gasverstärkungen Werte von $-0.6 < \Theta < -0.2$. Das negative Vorzeichen ist allgemein bei Gaszählern ein Indiz dafür, daß es zu Rückkopplung bei der Lawinenbildung kommt. Die Rückkopplung erfolgt bevorzugt durch in der Lawine erzeugte VUV-Photonen. Da der Detektor ohne Beimischung von Quenchgas betrieben wurde, ist das Auftreten dieses Effektes nicht weiter verwunderlich [Zei 98].

3.3.2 Effizienzmessungen am Gesamtsystem mit kosmischen Myonen

Der Fluß der kosmischen Myonen auf der Erdoberfläche ist gut bekannt und zeigt aufgrund des Entstehungsmechanismus in der Atmosphäre ein Maximum bei senkrechtem Einfall, d.h. bei einem Polarwinkel $\Theta = 0^\circ$. Die räumliche Verteilung wird durch $N'(\Theta) \propto \cos^2\Theta$ beschrieben. Insgesamt beträgt der vertikale Fluß kosmischer Myonen an der Erdoberfläche etwa $90 \text{ m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$ und die meisten Myonen haben Impulse im Bereich $10 \text{ GeV}/c < p_\mu < 100 \text{ GeV}/c$ [NucDat]. Diese hochrelativistischen Teilchen mit Geschwindigkeiten $\beta \simeq 1$ erzeugen in dem C_6F_{14} Radiator Cherenkovlicht mit einem Öffnungswinkel von $\Theta_C \approx 38^\circ$, das nach Gleichung 2.11 mit einem Emissionswinkel von $\Theta_E = 51^\circ$ emittiert wird. Nach Gleichung 2.9 hat man damit eine wohldefinierte Lichtquelle, mit der der Parameter N_0 und damit die Nachweiseffizienz des gesamten Detektorsystems (ohne Spiegel) bereits im Labor bestimmt werden kann.

Aufbau

Die Anordnung für diese Messung ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Der 8 mm dicke C_6F_{14} Radiator (siehe Abschnitt 3.1.1) wurde 62 mm über dem Eintrittsfen-

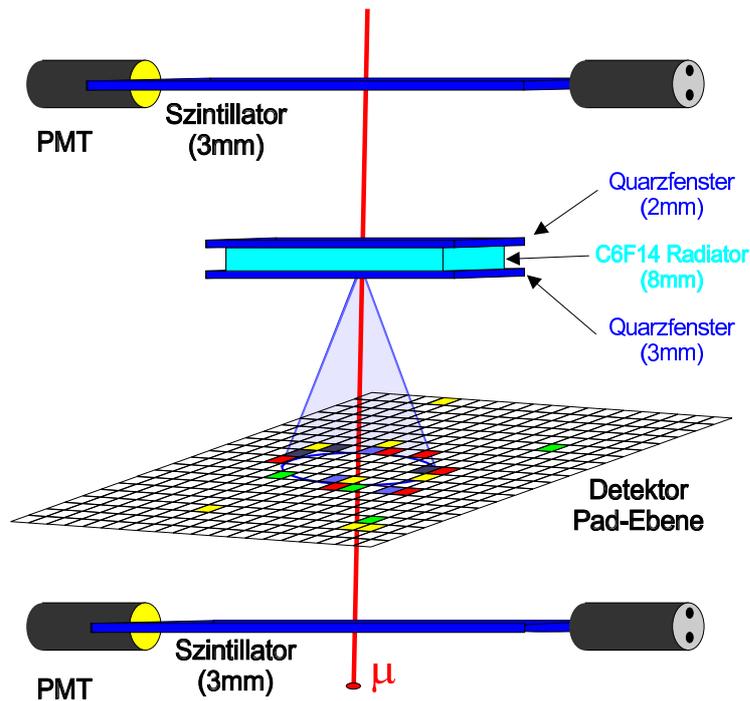


Abbildung 3.17: Experimentaufbau zur Effizienzmessung mit Hilfe von Cherenkovlicht, das von kosmischen Myonen in einem 8mm dicken C_6F_{14} Radiator erzeugt wird. Die zwei Ebenen von Szintillatoren dienen zur Bestimmung der Myonen- Einfallsrichtung.

sters des waagrecht montierten Photonendetektors fixiert. Die beiden $270\text{ mm} \times 90\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ großen, zu beiden Seiten mit Photomultipliern ausgelesenen Szintillatoren haben einen Abstand von 640 mm und liefern nicht nur einen Ereignistrigger, sondern auch eine Orts- und Winkelinformation der einfallenden Myonen. Die Teilchen erzeugen aufgrund des Energieverlustes im Detektorgas auch ein Signal in der MWPC, also ein Teilchensignal im Photonendetektor, aus dem die Trajektorie durch die Detektorebene mit $\Delta x \approx \Delta y \leq 1\text{ mm}$ (FWHM) rekonstruiert werden konnte.

Definition gültiger Ereignisse

Abbildung 3.18 zeigt Ereignisse wie sie durch einzelne Myonen verursacht wurden. Hier sieht man deutlich die Ringstruktur, die in diesem Fall auch ohne abbildende Elemente nur durch den Abstand zwischen Radiator und Detektor, dem sogenannten „proximity gap“, entsteht. Die den einzelnen Photonen zugeordneten „Pad Cluster“ sind gut zu erkennen. Obwohl die elektronische Schwelle bei nur etwa 2500 Elektronen lag, ist nahezu kein Untergrund zu beobachten. In der Mitte der Ringe ist deutlich der Durchstoßpunkt D_P des Teilchens durch die Detektorebene zu sehen. Da die Myonen im aktiven Gasraum der MWPC

einen Energieverlust von ca. 900 eV (~ 40 primär erzeugte Ladungsträgerpaare) erleiden, ist deren Signal deutlich ausgeprägter als die Signale der einzelnen Photoelektronen. Durch einen Vergleich von Ringmittelpunkt und Teilchenort

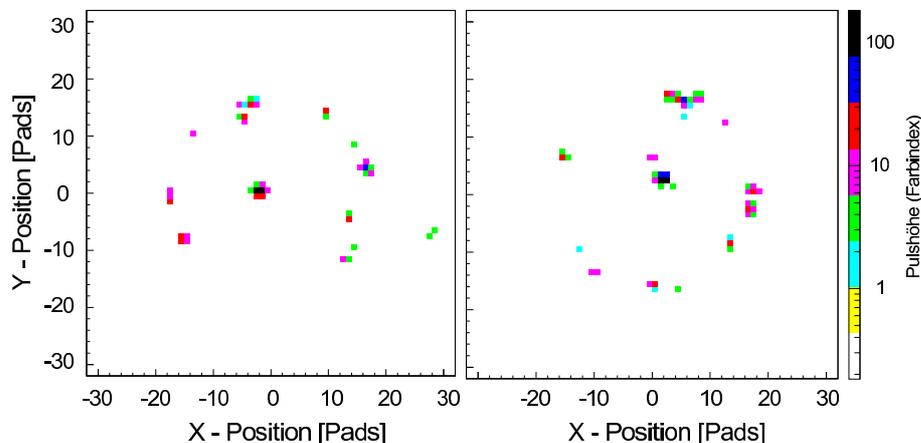


Abbildung 3.18: Typische Ereignisse von einzelnen Myonen mit Einfallswinkeln kleiner 5° . Deutlich sichtbar ist die Ringstruktur und der Durchstoßpunkt des Teilchens durch die Detektorebene.

im Zähler konnte nun zusätzlich der Winkel der einfallenden Teilchen genauer bestimmt werden. Als gültige Ereignisse wurden nur solche definiert, in denen die Myonen mit Winkeln kleiner 5° den aktiven Bereich des Radiators durchflogen haben. Aufgrund des großen Cherenkovwinkels ist dessen effektive Fläche, von der aus der gesamte Lichtkegel ungestreut zum Photonendetektor gelangt, auf $11 \times 180 \text{ mm}^2$ reduziert. Winkel und Orte werden zunächst mit den Signalen der Szintillationsdetektoren vorselektiert und können dann mit der Information aus dem Photonendetektor genauer eingegrenzt werden. Damit wird ausgeschlossen, daß Teile des Lichtes an den Radiatorwänden gestreut oder am Austrittsfenster reflektiert worden sind. Für solche im folgenden als gültig bezeichnete Ereignisse verbleibt aufgrund der starken geometrischen Einschränkung nur eine Zählrate von ca. 2 h^{-1} .

Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Photonen

Betrachtet man Abbildung 3.18 zusammen mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.1, so führt dies zwangsläufig auf eine einfache Definition einzelner nachgewiesener Cherenkovphotonen. Als nachgewiesene Photonen werden im folgenden solche Padsignale definiert, für die die Pulshöhe größer als die ihrer vier nächsten Nachbarpads ist und die auf einem 30 mm breiten Kreisring um D_P liegen. Im Mittel erhält man pro Ereignis 7.2 solcher lokaler Maxima, die statistisch auf einem Kreisring um den Durchstoßpunkt D_P des Teilchens verteilt sind. Man kann

den Anteil an Untergrundereignissen ermitteln, indem man den gleichen Photonsuchalgorithmus auf Ereignisse anwendet, in denen das Myon den Radiator sicher verfehlt hat. Es ergeben sich im Mittel 0.8 lokale Maxima pro Ereignis. In Abbildung 3.18 ist sehr schön zu sehen, wie klein die Dichte der Photoncluster entlang des Ringes ist. Daher beträgt die statistische Doppeltrefferkorrektur, also die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Photonen dicht nebeneinander auftreffen und nicht mehr unterschieden werden können, nur etwa 15%. Damit ergibt sich eine Zahl von $N_{det} = 7.6$ nachgewiesenen Photonen pro Ring. Außerdem wurden keinerlei Anzeichen für eine Inhomogenität über die ganze Detektorfläche gefunden.

Gesamteffizienz und Fehlerbetrachtung

Zusammen mit Gleichung 2.10 ergibt sich ein $N_0 = 25 \text{ cm}^{-1}$ für den gesamten RICH-Detektor. Dies entspricht auf 10% genau dem Wert, den man bei einer Berechnung des N_0 (nach Gleichung 2.10) aus den zuvor ermittelten Daten für die Einzelkomponenten des Detektor erwartet. Durch bessere Reinigung des C_6F_{14} Radiators (siehe Abbildung 3.2) kann hier ein Wert von bis zu $N_0 = 36 \text{ cm}^{-1}$ erreicht werden.

Fehler in der Berechnung der Gesamteffizienz können einzig durch die Zuordnung von Detektorsignalen und Photonen entstehen. Hier können einerseits sekundäre Prozesse zu Rückkopplungsphotonen führen und damit eine zu hohe Effizienz vortäuschen, andererseits können aber Cherenkovphotonen, die sehr dicht nebeneinander auftreffen, nicht getrennt werden. Der Fehler durch Rückkopplung läßt sich durch einfache Berechnung des zur Verfügung stehenden Raumwinkels auf weniger als 6% abschätzen. Dies ist unter der Annahme möglich, daß es zu jedem Cherenkovphoton im Mittel maximal ein Rückkopplungsphoton geben kann, da sonst die Pulshöhe der Einzelereignisse unkontrolliert eskalieren würde. Da die statistische Doppeltrefferkorrektur relativ klein (s.o.) und ihrerseits nur mit einem Fehler kleiner 20% behaftet ist, führt sie nur zu einer 3 % Unsicherheit in der Effizienzbestimmung.

Schwieriger ist es, davon ausgehend Rückschlüsse auf die Einzelkomponenten des Systems zu ziehen. Zur Bestimmung von N_0 wirken eine Vielzahl von kleinen Beiträgen zusammen, deren Fehler sich gegenseitig egalisieren können. Insgesamt belegen diese Ergebnisse aber die Glaubwürdigkeit der Resultate aus den Messungen der Einzelkomponenten. Als wesentliches Ergebnis dieser Untersuchung konnte durch den Vergleich von erwarteter und beobachteter Photonenzahl bestätigt werden, daß der Photonendetektor und damit auch dessen CsI-RSG-Photokathode ebenso die hohe Quanteneffizienz zeigt wie die zuvor untersuchten kleinen Proben. Große systematische Fehler in den Messungen der Einzelkomponenten sind damit ausgeschlossen.

3.4 Messungen mit Schwerionenstrahl

Die mit dem RICH-Detektor erreichbaren Auflösungen in Geschwindigkeit, Ort und Kernladungszahl schwerer Ionen wurden am Fragmentseparator der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) ermittelt. Dabei war es vor allem interessant zu sehen, ob sich unter realen Bedingungen das simulierte Auflösungsvermögen erreichen läßt, ob die Signatur der Ringe so stark wie erwartet auftritt, und ob Störungen durch Szintillationslicht oder Teilchen das Auflösungsvermögen stärker als erwartet beeinträchtigen. Vor diesem Detektortest war keineswegs klar, ob der Photonendetektor beim Beschuß mit den zum Teil auch hochgeladenen, gestreuten Teilchen, die typischerweise bei jeder Art von Fragmentationsexperiment auftreten, stabil mit hoher Gasverstärkung betrieben werden kann. Außerdem wurde untersucht, ob sich das gute Verhältnis von Signal und elektronischem Rauschen reproduzieren läßt. Der RICH-Detektor wurde dazu in der in Abbildung 3.1 dargestellten Geometrie in der mittleren, dispersiven Fokalebene des Fragment separators aufgestellt. Die in Abschnitt 4.2.3 genauer beschriebenen weiteren Detektoren lieferten redundante Informationen zu Ort, Geschwindigkeit und Kernladungszahl mit denen die Ergebnisse aus dem HIRICH-Detektor verglichen werden konnten.

3.4.1 Geschwindigkeitsmessung

Primärstrahl

Zur Eichung der Geschwindigkeitsmessung wurde ^{96}Ru -Primärstrahl ($Z = 44$, $E_{kin} = 1050 \text{ A} \cdot \text{MeV}$) verwendet, der aus dem SIS mit einer Schärfe von etwa $\frac{\Delta\beta}{\beta} < 5 \cdot 10^{-5}$ (FWHM) zur Verfügung steht. Die Energievariation erfolgte durch Einführung verschieden dicker Materieschichten an der Targetposition des Fragment separators. Die Geschwindigkeitsverschmierung, die ein $4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ Be-Target durch Energieverluststreuung verursacht, beträgt etwa $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ (FWHM). Durch eine Analysierbedingung auf den Ort in der dispersiven Fokalebene F2 von $\Delta x < 2 \text{ mm}$ (FWHM) kann dieser Effekt aber halbiert werden [Gei 92]. Da der Radiator eine Materieschicht mit $2.4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ Massenbelegung darstellt, kommt es hier aber wieder zu einem Energieverlust und einer Geschwindigkeitsverschmierung gleicher Größenordnung wie im Target. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Primärstrahles liegt damit aber deutlich unterhalb der erwarteten Auflösungsgrenze des Detektors. In den folgenden Betrachtungen werden Energien und Geschwindigkeiten immer im Zentrum des Radiators angegeben.

Abbildung 3.19 zeigt einen typischen Ring, wie er durch ein einzelnes Ruthenium-Ion mit Geschwindigkeit $\beta \sim 0.845$ erzeugt wurde. In allen Ereignissen war diese klare Ringstruktur zu erkennen. Der sehr kleine Untergrund wird vor allem durch Streulicht oder Sekundärteilchen verursacht und wirkt sich kaum störend auf die Messung aus. Die Tatsache, daß dieser Untergrund vor allem in der Mitte

der Ringe auftritt, deutet darauf hin, daß es sich z.T. auch um Cherenkovlicht aus den Quarzfenstern des Radiators (siehe Abschnitt 3.1.1) handelt, das nach der Totalreflexion auf den Spiegel zurückgestreut wurde. Als weitere Ursachen sind aber auch Verschmutzungen auf Spiegel und Scheiben und Szintillation im Gasraum vor dem Photonendetektor möglich.

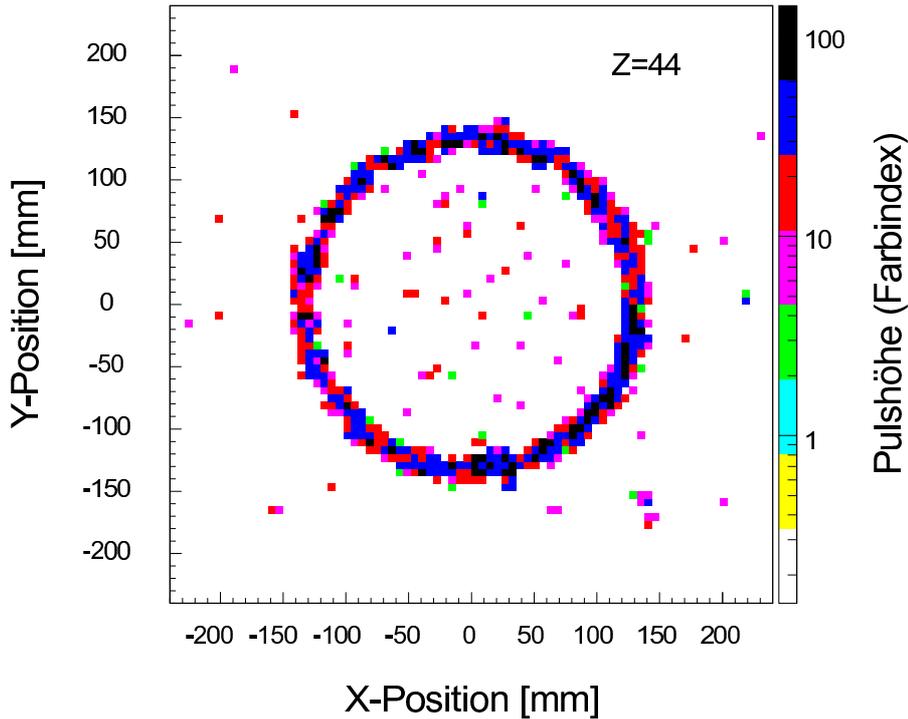


Abbildung 3.19: Durch ein einzelnes Ruthenium-Ion $\beta = 0.845$ erzeugter Cherenkovring. Die Schwärzung ist ein relatives Maß für die lokal gemessene Signalthöhe. Die klare Ereignissignatur liegt vor einem schwachen Hintergrund, der im wesentlichen durch Streulicht erzeugt wird.

Für $Z = 44$ Teilchen verteilen sich insgesamt ca. 1700 nachgewiesene Cherenkovphotonen im Mittel auf 700 Pads entlang eines Rings von ca. 12 cm Radius. Erwartet waren jedoch ca. 5000 nachgewiesene Photonen. Ein Defekt am Radiator während der Strahlzeit, der nicht behoben werden konnte, führte zu einer Verunreinigung. Die dadurch verminderte VUV-Transmission wurde in einer Messung nach dem Experiment bestätigt und führte zu der, um einen Faktor 3 verminderten Photonenzahl. Trotz dieses Problems lieferte bereits eine

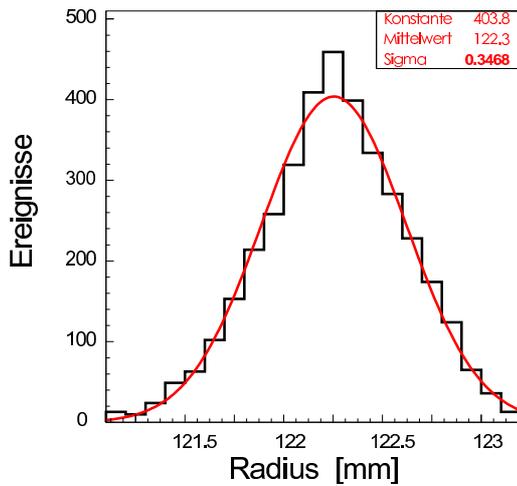


Abbildung 3.20: Hier sind die, mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen FIT-Methode ermittelten Ringradien für Primärstrahlteilchen ($Z = 44, \beta = 0.845$) aufgetragen. Das Auflösungsvermögen des Detektors beträgt $\Delta R = 800\mu m$.

einfache Berechnung von erstem und zweitem Moment der einzelnen Ringe ein Auflösungsvermögen von $\Delta R = 1150\mu m$ (FWHM). Abbildung 3.20 zeigt dagegen die, mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Fit-Methode ermittelten Radien für Primärstrahlteilchen mit $\beta = 0.845$, aus deren Verteilung sich ein Auflösungsvermögen von $\Delta R = 800\mu m$ ergibt. Dies korrespondiert nach Gleichung 2.5 mit einer relativen Auflösung der Geschwindigkeitsmessung von $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim 8 \cdot 10^{-4}$. Sie erlaubt eine Isotopentrennung im Massenbereich $A \approx 100$ von $\frac{\Delta A}{A} = 0.34$ (FWHM) (siehe Abbildung 4.8), die eine zuverlässige Teilchenidentifikation ermöglicht.

Projektilfragmente

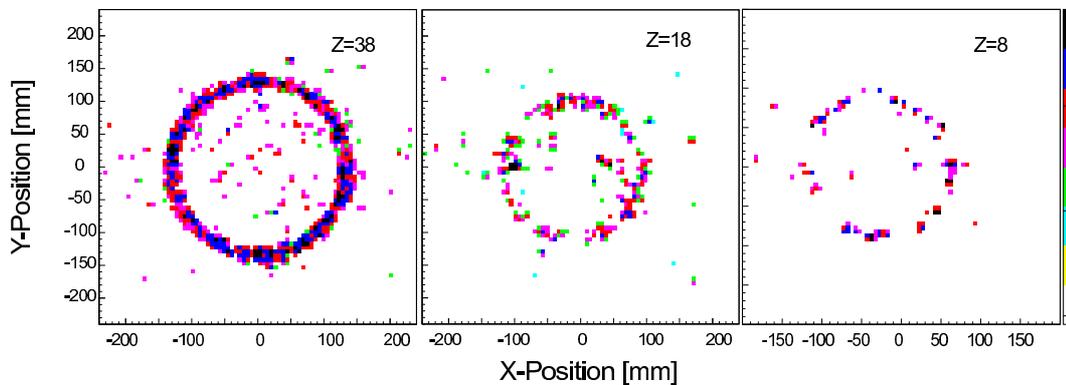


Abbildung 3.21: Durch einzelne Fragmente unterschiedlicher Kernladung Z und ähnlicher Geschwindigkeit ($\beta \approx 0.84$) erzeugte Cherenkovringe. Deutlich zu sehen ist der Unterschied in der nachgewiesenen Lichtintensität (vgl. Gleichung 2.9). Die Schwärzung ist ein relatives Maß für die lokal gemessene Signalthöhe.

Darüberhinaus wurden auch Projektilfragmente untersucht, die aus dem ^{96}Ru -Strahl in einem $4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ dicken Be-Target erzeugt wurden (vgl. Kapitel 4). Abbildung 3.21 zeigt exemplarisch die Ansprechmuster im Photonendetektor wie sie von einzelnen Fragmenten sehr unterschiedlicher Kernladung, aber ähnlicher Geschwindigkeit produziert werden. Qualitativ ist hier der Zusammenhang nach

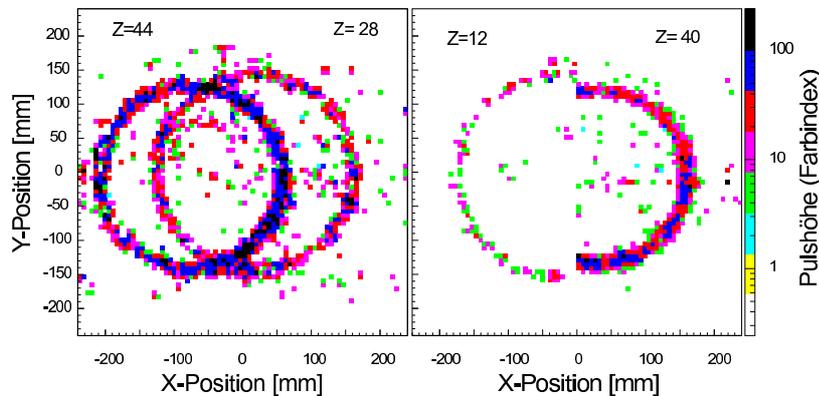


Abbildung 3.22: Links ist ein Ereignis gezeigt, in dem zwei unterschiedliche Ionen mit sehr ähnlichen Geschwindigkeiten den Detektor passieren. Die Ringradien erscheinen kaum unterschiedlich, doch der Detektor kann noch 10-mal kleinere Differenzen auflösen. Im rechten Bild wurden zwei Ereignisse extrem unterschiedlicher Ausprägung kombiniert, um den großen dynamischen Bereich des HIRICH zu illustrieren. Die Schwärzung ist jeweils ein relatives Maß für die lokal gemessene Signalhöhe.

Gleichung 2.9 zwischen Projektilladung Z und der nachgewiesenen Lichtintensität zu beobachten. Zum weiteren Vergleich ist in Abbildung 3.22 links ein Ereignis gezeigt, in dem zwei unterschiedliche Ionen mit vergleichbarer Geschwindigkeit gleichzeitig den Detektor passieren. Man kann hier die unterschiedlichen Ringradien noch schwach erkennen. Der Detektor ist aber in der Lage etwa 10-mal kleinere Unterschiede aufzulösen. Im selben Bild rechts sind im Gegensatz dazu zwei Halbringe sehr unterschiedlicher Ausprägung zusammengefügt, um die Extreme zu veranschaulichen und den großen dynamischen Bereich des Detektors zu illustrieren. Da es in dieser Messung (in Kapitel 4 detailliert beschrieben) außerdem gelang, die einzelnen Fragmente vollständig zu identifizieren, konnte die erreichte Massenauflösung projektilabhängig ermittelt werden. Diese wurde dann, abhängig von der Kernladung mit den Vorhersagen aus Gleichung 2.15 unter Annahme vermindelter Radiatortransmission verglichen (siehe Abbildung 3.23). Abweichend von der Monte-Carlo-Simulation zeigt sich dabei für projektilnahe Fragmente eine Abweichung von etwa 30%. Diese vergrößert sich, je größer die Massendifferenz zum Projektil wird. Als Ursache für diesen Effekt wird eine Deformation der Ringe gesehen, die mit wachsender Winkeldivergenz der Projektilen verstärkt wird. Da der Verlauf der Kurve aber sehr gut wiedergegeben wird, kann insgesamt davon ausgegangen werden, daß bei optimaler Transmission

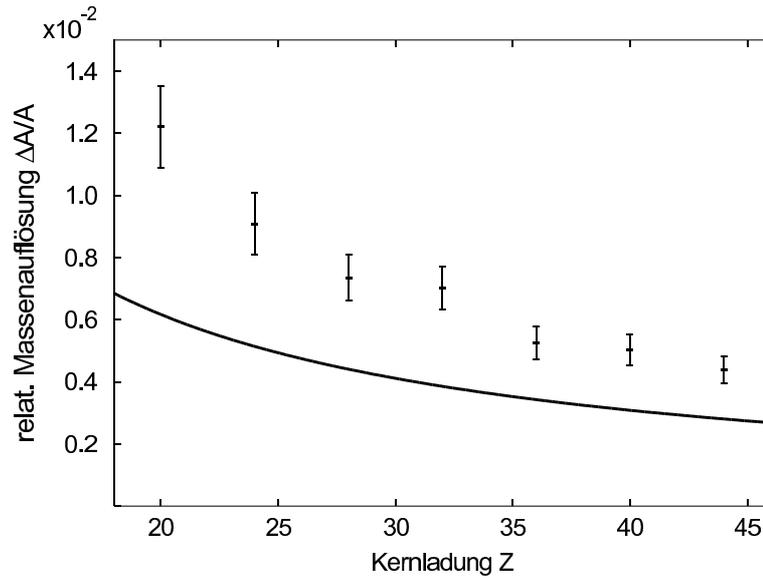


Abbildung 3.23: Vergleich der im Experiment erreichten Massenauflösung mit der nach Abschnitt 2.4.4 erwarteten (vgl. auch Abbildung 2.6).

des Radiators ein etwa $\sqrt{3}$ -fach besseres Auflösungsvermögen mit dem HIRICH realisiert werden kann. Dieses läge mit $\frac{\Delta A}{A} < 2 \cdot 10^{-3}$ (FWHM) weit über der Spezifikation.

3.4.2 Ortsmessung

Grundsätzlich können die Koordinaten des Ringmittelpunktes mit ähnlicher Präzision wie der Radius bestimmt werden. Diese sind aber nur über die optischen Abbildungseigenschaften des Detektorsystems mit dem wahren Teilchenort im Radiator verknüpft. Da es sich um einen ebenen Spiegel und Radiator handelt und eine Verkippung in erster Näherung nur zu einer Translation des Ursprungs führt, kann diese einfach korrigiert werden. Eine echte Begrenzung ist die Welligkeit des Spiegels. Mechanische Toleranzen der Spiegelhalterung übertragen sich nur schwach gedämpft direkt auf den dünnen Spiegel, dessen Güte auf mikroskopischer Skala aber erhalten bleibt. Eine Welligkeit von $\Delta d = 0.1$ mm auf einer Länge von 5 cm (slope error = 2 mrad) konnte bei der Anordnung als Obergrenze gemessen werden. Diese spielt für die Bestimmung des Ringradius keine entscheidende Rolle, führt aber zu einer Unschärfe des Schwerpunktes von $\Delta x = 0.4$ mm. Um das Ortsauflösungsvermögen des HIRICH-Detektors zu vermessen, wurden die direkt vor dem Radiator montierten Silizium PIN-Dioden (siehe Abschnitt 4.2.3) verwendet. Verlangt man, daß eine dieser Dioden die Strahlteilchen registriert hat, so sind die Teilchenorte auf eine Rechteckverteilung innerhalb der Dimensionen der Diode exakt begrenzt. Trägt man die mit dem HIRICH ge-

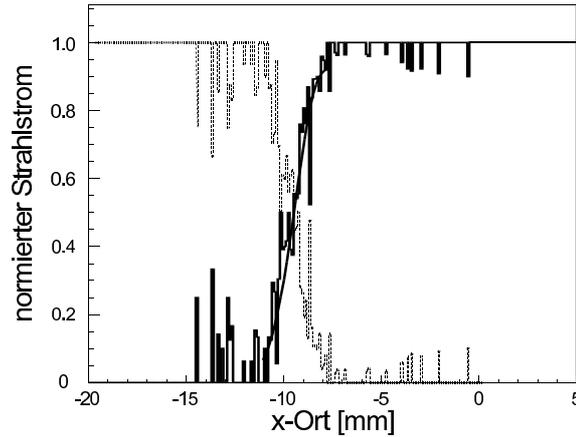


Abbildung 3.24: Direkt vor dem Radiator stehen dicht nebeneinander zwei quadratische PIN-Dioden (vgl. 4.2.3). Hier ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen in der rechten (durchgezogen) bzw. linken (gepunktet) Diode registriert wurde über dem, mit dem HIRICH gemessenen Ort aufgetragen. Aus der Verschmierung der Rechteckverteilungen läßt sich ein Auflösungsvermögen von $\Delta x \approx 3$ mm ableiten.

messenen Orte (siehe Abbildung 3.24) unter dieser Bedingung auf, so kann man aus der Verschmierung dieser Rechteckverteilung das Auflösungsvermögen ablesen. Für das intrinsische Auflösungsvermögen des Detektors kann damit eine Obergrenze von $\Delta x_{int} \leq 3$ mm (FWHM) angegeben werden.

Aufgrund der optischen Abbildungseigenschaften variiert die Position des Ringschwerpunktes bei festem Einfallsort (x) mit dem Einfallswinkel (ϕ) der Teilchen bezüglich der Strahlachse. So führt eine Winkeldivergenz des Ionenstrahls von ± 15 mrad (Akzeptanz des FRS) zu einer zusätzlichen Variation des scheinbaren Teilchenortes von $\Delta x \approx 3$ mm (FWHM). Mit den, im Experiment verwendeten FRS-Standard-Detektoren (MWPC) konnten die Teilchenorte auf $\Delta x \approx 2.5$ mm (FWHM) bestimmt werden.

3.4.3 Messung der Kernladungszahl

Nach Gleichung 2.9 ist die Zahl der nachgewiesenen Photonen N_{det} direkt proportional zu $\sin^2(\Theta_C)$, dem Quadrat der Kernladungszahl Z_{eff} und der Dicke des Radiatormaterials Δd . Dieser Effekt ist qualitativ in Abbildung 3.21 zu beobachten. Aus der Summe der Pulshöhen über den gesamten Ring kann so auch die Kernladungszahl des verursachenden Teilchens ermittelt werden. Dabei muß allerdings auf die unterschiedlichen Ringradien korrigiert werden. Abbildung 3.25 zeigt die, mit dem HIRICH ermittelte Ionenladung für eine ganze Reihe von Fragmenten gegenüber der, die mit einer unabhängigen Anordnung aus Siliziumdioden (siehe Abschnitt 4.2.3) ermittelt wurde. Die reale Auflösung liegt für $Z = 44$ Ionen bei Werten von $\frac{\Delta Z}{Z} \simeq 6\%$ (FWHM).

Nachdem bei $Z_{eff} = 40$ Teilchen nahezu 1500 nachgewiesene Photonen erwartet werden, sollten Photonen- und Gasverstärkungsstatistik nur zu einer Verbreiterung von $\frac{\Delta Z}{Z} \simeq 4.3\%$ (FWHM) führen. Hierbei ist die oben bereits erwähnte verminderte Transmission des Radiators bereits berücksichtigt. Es wurde eine räumliche Schwankung der Gasverstärkung von ca. 20% über die gesamte Zählerfläche beobachtet. Diese kann aber nicht für die Diskrepanzen verantwortlich gemacht werden, da die schlechte Z-Identifikation auch bei gut fokussiertem Primärstrahl beobachtet wurde. Auch die geometrische Dickenvariation des Radiators, auf die bei der Herstellung aus anderen Gründen großer Wert gelegt wurde (siehe Abschnitt 3.1.1), beträgt weniger als 0.05 mm und führt damit nur zu einem Fehler von $\frac{\Delta Z}{Z} < 0.6\%$ (FWHM). Die wesentliche Ursache für das hinter den Erwartungen zurückbleibende Auflösungsvermögen wird in einer Variation der Momentanspannung an den Anodendrähten als Folge einer variierenden Strombelastung des Detektors gesehen. Hier bewirken bereits kleine Änderungen eine deutliche Variation in der Gasverstärkung und damit in der gemessenen Pulshöhe.

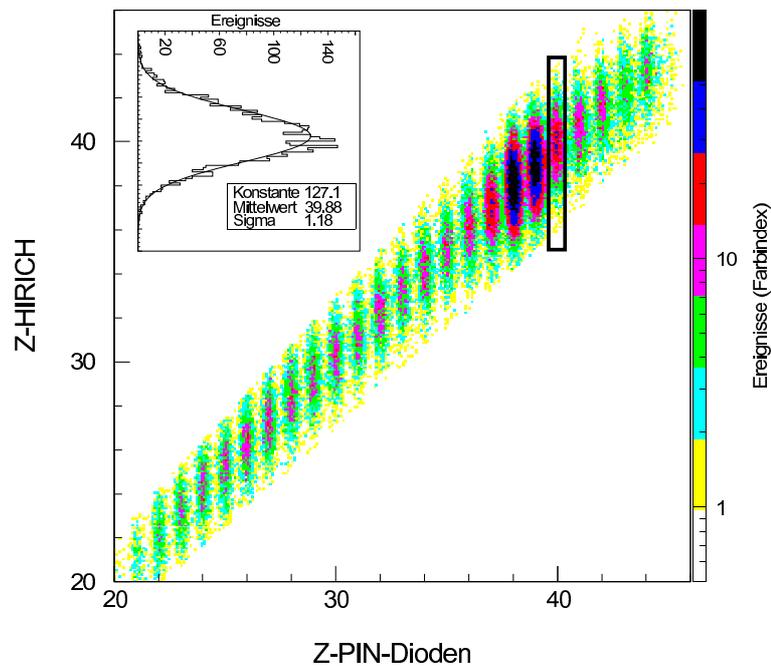


Abbildung 3.25: Mit dem RICH-Detektor gemessene Kernladungszahl aufgetragen gegen die mit Si-Detektoren ermittelten Werte.

3.4.4 Zählratenfestigkeit

Einer der Gründe, aus denen man sich beim Zählerkonzept für eine feste CsI-Photokathode entschieden hatte, bestand darin, einen schnellen Zähler zu bauen,

der trotz großer Lichtmengen noch bei hohen Teilchenraten stabil arbeitet. Ein Schwerionen-RICH hat anderen Anforderungen zu genügen, als z.B. Detektoren mit TMAE-Photokathode, die zur Identifikation minimal ionisierender Teilchen benutzt werden und bei denen pro Ereignis nur einige Photonen auftreten. Um einen Betrieb des Photonendetektors bei maximaler Verstärkung, also nahe der Durchbruchgrenze, zu ermöglichen, wurde er mit zwei elektronischen Besonderheiten ausgestattet. Erstens wurde jeder einzelne Vorverstärkerkanal der Padelektronik mit einer sehr schnellen Schutzdiode versehen. Diese verhindert, daß die ladungsempfindlichen AMPLEX-Vorverstärker bei lokalen Entladungen Schaden nehmen. Solch ein Durchbruch ist möglich, wenn es zu einer lokalen Rückkopplung z.B. durch verschmutztes Zählgas kommt. Als zweite, sehr wichtige Maßnahme wurde die für einen elektrischen Durchbruch zur Verfügung stehende Ladungsmenge begrenzt. Dazu sind jeweils zwei Anodendrähte zu einer Gruppe verbunden und über einen 500 M Ω Vorwiderstand mit der Spannungsversorgung verbunden. So wird bei einem Durchbruch im Gasraum nicht der gesamte Detektor über die entstandene Schwachstelle entladen, sondern nur die, nach dem Widerstand befindlichen Komponenten. Deren Kapazität beträgt etwa 10 pF pro Drahtgruppe. So ist die bei der Entladung zur Verfügung stehende Energie auf weniger als 0.5 mJ reduziert und eine nachhaltige Beschädigung des Detektors ausgeschlossen.

Im Experiment am Fragmentseparator wurde der Detektor mit Raten bis zu 10^5 s^{-1} Ionen (^{96}Ru) über eine Strahlpulslänge (Spill) von bis zu 7 Sekunden und einer Detektorspannung von 2500 V betrieben. Es wurden dabei kurzzeitig Anodenströme bis zu $I_A = 4 \mu\text{A}$ gemessen, ohne daß es zu Ausfällen oder Überschlägen kam. I_A ergibt sich direkt aus dem Produkt der Rate einfallender Teilchen, der Anzahl nachgewiesener Photonen pro Ereignis N_{det} und der Gasverstärkung g_{mean} . In dieser Betriebsart senkt der hohe Anodenstrom momentan und lokal die Gasverstärkung um ca. 50%. Diese Variation wirkt sich in der Geschwindigkeitsauflösung nicht störend aus, schützt aber den Photonendetektor dynamisch vor einer eskalierenden Rückkopplung. Durchbrüche wurden erst bei höheren Teilchenraten beobachtet. In seltenen Fällen kommt es bei der Extraktion des Schwerionenstrahles aus dem SIS in den FRS zu einer sehr unregelmäßigen Spillstruktur, wodurch in einem sehr kurzen Zeitfenster $t < 50 \text{ ms}$ die Intensität um mehr als einen Faktor 5 über den Mittelwert ansteigt (genauere Werte können hier nicht angegeben werden, da keiner der anderen verwendeten Detektoren für so hohe Raten ausgelegt war). In diesen Fällen kam es gelegentlich zu Durchbrüchen, die einen partiellen und temporären Ausfall einiger Drahtgruppen zur Folge hatten. Das äußerte sich so, daß der Anodenstrom langsam, innerhalb einiger Sekunden auf einen stabilen Endwert von etwa $10 \mu\text{A}$ anstieg und dort sättigte. In den Pulshöhenspektren der Pads ist in diesen Fällen der Ausfall von einer oder mehrerer Drahtgruppen erkennbar, wohingegen der Rest des Detektors unverändert weiterarbeitet. Der Stromverbrauch stieg dabei pro ausgefallener Drahtgruppe um ca. $4 \mu\text{A}$. Dieser Strom scheint kontinuierlich zu

fließen, da auf den Pads praktisch kein Signal mehr sichtbar ist (hier werden nur Signalfanken aufgezeichnet). Das bedeutet, daß die effektive Spannung aufgrund der Vorwiderstände auf Werte unter 1 kV abfällt und es wird vermutet, daß sich eine Art Glimmentladung ausbildet. Dieser Effekt wurde nicht beobachtet, wenn geladene Teilchen mit zum Teil deutlich größerer lokaler Energiedeposition das aktive Volumen des Detektors durchqueren. Es gibt also keinen direkten Zusammenhang zwischen erzeugter Primärladung und dieser Art von Durchbruch. Da der Effekt erst ab einer bestimmten Ereignisrate sichtbar wird und sich selbst lokalisiert, scheint er durch einen Verschmutzungseffekt des Gasraumes bedingt zu sein. Beispielsweise wäre denkbar, daß es zu einer elektronischen Stoßanregung der zurückdriftenden Gasionen kommt, sobald mehrere Ereignisse am selben Ort innerhalb weniger Nanosekunden aufeinander folgen. Diese Art der langsamen lokalen Durchbrüche trat erst bei Verwendung CsI-beschichteter Kathoden auf. Es liegt daher die Annahme nahe, daß sie durch Rückkopplung von in der Lawine gebildeten Photonen stabilisiert wird. Hat diese Rückkopplung einen Gütefaktor größer 1, so stabilisiert sie sich selbst und der mögliche Strom wird nur durch den Vorwiderstand begrenzt. Der beobachtete Strom bleibt aber auch nach dem Spill stabil und die Entladung verlöscht nicht selbständig, sondern muß durch ein kurzes Absenken der Detektorspannung unter 500V aktiv beendet werden. Danach ist der Detektor allerdings ohne Pause sofort wieder einsatzbereit.

3.4.5 Zusammenfassung

Die wichtigsten Ergebnisse der Detektortests sind noch einmal in einer Tabelle zusammengefaßt:

Gesamteffizienz	$N_0 = 25 \frac{1}{\text{cm}}$
Maximal erreichbare Gesamteffizienz	$N'_0 = 36 \frac{1}{\text{cm}}$
Zählratenfestigkeit	$10^5 \frac{1}{\text{s}}$
Geschwindigkeitsauflösung	$\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx 8 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{44}{Z}$ (FWHM)
Ortsauflösungsvermögen	$\Delta x \leq 3 \text{ mm}$ (FWHM)
Z-Auflösung	$\frac{\Delta Z}{Z} \approx 6\%$ (FWHM)
mittlere Gasverstärkung bei 2550 V	$g_{\text{mean}} = 1.2 \cdot 10^5$
Padsignalankopplung	75%
Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzelelektronen	$\epsilon_{SE} = 95\%$
Aktive Radiatorfläche	$18 \times 180 \text{ mm}^2$
Aktive Photonendetektor Fläche	$480 \times 480 \text{ mm}^2$
Zahl der Pads	6144

Tabelle 3.2: Eigenschaften des HIRICH Detektors.

Kapitel 4

Fragmentation instabiler Kerne im Massenbereich $A \approx 100$

4.1 Einleitung

Die Projekttilfragmentation ist eine geeignete Methode zur Herstellung von Nukliden am Rande des Stabilitätstales insbesondere auf der neutronenarmen Seite. Die im Fluge getrennten und identifizierten seltenen Kerne stehen für Studien des Reaktionsmechanismus direkt zur Verfügung. Sie können für spektroskopische Untersuchungen abgebremst und in Fallen oder großvolumigen Detektoren eingefangen werden. Derartige Experimente werden am Fragmentseparator (FRS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) seit vielen Jahren durchgeführt und mit zunehmender Häufigkeit für die Zukunft vorgeschlagen. Beide Hälften des FRS stellen jedes für sich ein vollständiges, hochauflösendes Magnetspektrometer dar. Wenn es gelingt, die Abtrennung und Teilchenidentifikation bereits nach der ersten Hälfte (an der impulsdispersiven Mittelebene F2) durchzuführen, so hat man hier bereits einen wohldefinierten Strahl instabiler Teilchen (Sekundärstrahl) zur Verfügung. Dieser kann dann in einem weiteren Target reagieren und die zweite Hälfte des Spektrometers kann zur unabhängigen Untersuchung sekundärer Reaktionsprodukte genutzt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Demonstration dieser zukunftsweisenden Möglichkeit ein Experiment zur Untersuchung der bisher experimentell nicht zugänglichen Projekttilfragmentation instabiler schwerer Kerne durchgeführt. Die zweite Hälfte des FRS wurde zur vollständigen Identifikation sekundärer Reaktionsprodukte benutzt, wie dies bislang nur für primäre Produkte möglich war. Die physikalische Fragestellung orientiert sich dabei an der bislang geringen Kenntnis von Details des zugrundeliegenden Reaktionsmechanismus bei sehr neutronenarmen bzw. neutronenreichen Projektilen. Interessante Fragen sind:

- Ist die bisher für Wirkungsquerschnitt-Vorhersagen benützte EPAX-Parametrisierung [Sue 90] auch für Projektil abseits des Stabilitätstales gültig?
- Beeinflusst die Neutronen- und Protonendichte im Bereich der Kernoberfläche die auf das Präfragment übertragene Anregungsenergie und damit letztlich die Ausbeute an Fragmenten?

Zur Untersuchung dieser Fragen wurden zwei verschiedene Projektilstrahlen ^{96}Zr und ^{96}Ru mit gleicher Massenzahl, aber unterschiedlichem A/Z Verhältnis (Isospin) gewählt und die primären Fragmentationsquerschnitte gemessen. Die aus beiden Strahlen erzeugten Zirkonium-Isotope wurden dann als Sekundärstrahlen ausgewählt. Damit stand eine sehr breite Isotopenkette ($84 \leq A \leq 96$) als Sekundärprojekteile zur Verfügung. Mit diesen wurde dann gezielt die Ausbeute der 1-Proton Abstreifreaktion untersucht. Dieser Reaktionstyp zeichnet sich durch einen sehr geringen Übertrag an Anregungsenergie aus, der eine nachfolgende Verdampfung von Neutronen nicht mehr zuläßt. Es sollte untersucht werden, inwieweit diese Eigenschaft zur Abtastung der Kernoberfläche auf Details der Nukleonverteilung geeignet ist.

In den folgenden Abschnitten ist zunächst der Experimentaufbau am Fragmentseparator beschrieben. Es folgt eine Vorstellung der Meßergebnisse und eine Diskussion im Rahmen der EPAX-Parametrisierung sowie von intranuklearen Kaskade-Rechnungen.

4.2 Meßanordnung und Durchführung

Die Messung wurde am Fragmentseparator (FRS) der GSI durchgeführt. Abbildung 4.1 gibt einen Überblick über Beschleunigeranlage und Experimentierplätze

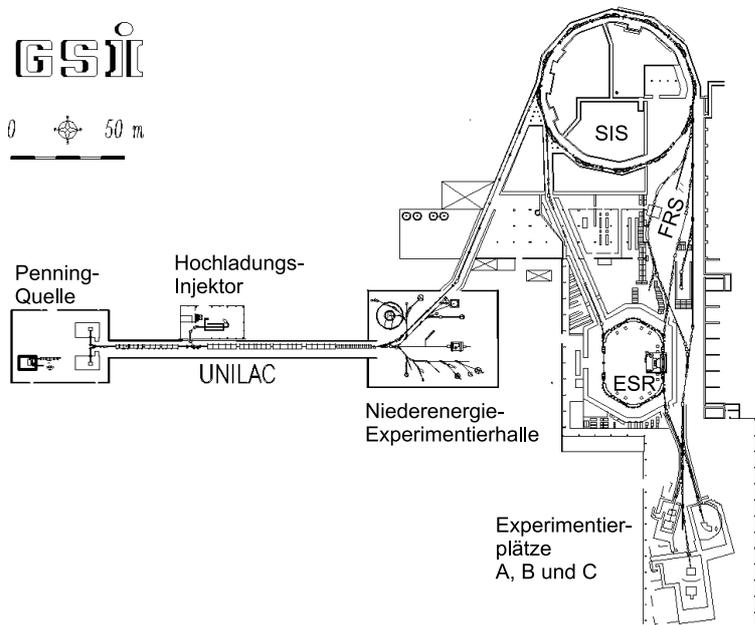


Abbildung 4.1: Beschleunigeranlagen und Experimentierplätze der GSI. Die Teilchen aus der Ionenquelle werden im UNILAC vorbeschleunigt, im SIS auf relativistische Energien gebracht und treffen dann auf das Primärtarget am Eingang des FRS.

dieser Forschungseinrichtung. Für dieses Experiment wurden ^{96}Ru - bzw. ^{96}Zr -Ionen aus einer Penningquelle im Linearbeschleuniger UNILAC auf $11.5 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ vorbeschleunigt und vor Eintritt in das Schwerionensynchrotron SIS auf den Ladungszustand $Z = 39^+$ ionisiert. Im SIS wurden sie auf Endenergien von etwa $1 \text{ A}\cdot\text{GeV}$ beschleunigt, bevor sie aus dem Ring in ca. fünf Sekunden langen Pulsen auf das Primärtarget ($4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ Be) gelenkt wurden. Die durch Fragmentation entstandene Vielfalt an Reaktionsprodukten wurde dann in der ersten 32m langen Stufe des Fragmentseparators (FRS) nach ihrer magnetischen Steifigkeit $B\rho$ separiert. Dabei gelangt ein breites Band von Isotopen innerhalb der Impulsakzeptanz des Fragmentseparators bis zur mittleren Fokalebene. Diese Kerne wurden mit Hilfe der hier montierten Detektoranordnung (siehe Abschnitt 4.2.3) nach Masse und Ladung vollständig identifiziert. Der so definierte Strahl instabiler Kerne wurde auf das sogenannte Sekundärtarget ($4 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ Be) gelenkt. Die entstandenen Sekundärfragmente wurden nun mit dem zweiten Teil des FRS ihrerseits nach $B\rho$ separiert und an dessen hinterer Fokalebene ebenso vollständig identifiziert.

4.2.1 Strahlparameter und Targets

Für das Experiment wurden die Isobare $^{96}_{40}\text{Zr}$ und $^{96}_{44}\text{Ru}$ als Primärstrahlen genutzt. Damit war es möglich, in einem sehr breiten Isospinbereich Sekundärstrahlen durch Fragmentation mit Wirkungsquerschnitten $\sigma > 1 \mu\text{barn}$ zu erzeugen. Als Randbedingung für beide Primärstrahlen wurde eine vergleichbare Geschwindigkeit der Fragmente an F2 gewählt. Dies führte zu Energien von $1002 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ für Zirconium-Strahl bzw. $1050 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ für Ruthenium-Strahl. Das entspricht typischen Teilchengeschwindigkeiten von $\beta \approx 0.84$ im Zentrum des Cherenkovradiators an der mittleren Fokalebene. Da diese Isotope nur mit 2.8% bzw. 5.5% Häufigkeit natürlich vorkommen und keine angereicherten Quellen verwendet werden konnten, lagen die mittleren Strahlintensitäten bei maximal 10^7 Teilchen pro Extraktionszyklus. Mit langsamer Extraktion wurden diese über eine mittlere Extraktionszeit von ca. 5 Sekunden nahezu gleichförmig auf das Target gelenkt. Für das Experiment stand insgesamt leider nur eine effektive Nutzungsdauer des SIS von nur 50 Stunden zur Verfügung, was eine Beschränkung auf projektilnahe Kanäle im Sekundärschritt erzwang. Insgesamt wurden ca. 10^{11} Primärstrahlionen genutzt.

Die höchsten Transmissionen durch den Separator und somit größten Fragmentausbeuten lassen sich mit leichten Targets (z.B. Be) erzielen, da diese bei fester Teilchenbelegung pro Flächeneinheit eine geringe Massenbelegung besitzen und so geringe Energieverluste und Energieverluststreuung von Strahl und Fragmenten bewirken.

Für die Erzeugung der Primärfragmente wurde ein $d1 = 4009 \text{ mg}/\text{cm}^2$ dickes Beryllium-Target verwendet. Das vor dem Target liegende SIS-Fenster und der im Strahl befindliche Monitordetektor erzeugen als zusätzliche Targets einen klei-

nen Beitrag, der die effektive Targetdicke $d_{1,eff}$ um etwa ein Promille erhöht. In diesem Target werden etwa 44% des Primärstrahles fragmentiert. Im Hinblick auf die Qualität des Sekundärstrahles und die Tatsache, daß die erzeugten Fragmente durch sekundäre Prozesse auch wieder zerstört werden, ist es nicht sinnvoll, deutlich dickere Targets zu verwenden. Zur Sekundärfragmentation an F2 wurde ein $d2 = 4009 \pm 20 \text{ mg/cm}^2$ dickes Beryllium-Target aufgestellt. Da hier ein dispersiver Fokus eingestellt ist, mußte dieses aber die gesamte Fokalebene von $200 \times 20 \text{ mm}$ abdecken. Zusätzlich wurde das gesamte Detektorensemble zur Identifikation der Primärfragmente, das ebenso an F2 montiert war (siehe Abbildung 4.3) bei der Bestimmung der effektiven Targetdicke $d_{2,eff}$ berücksichtigt. Da die Z-Identifikation der Primärfragmente erst direkt vor dem Be-Target erfolgte, trugen nur die dahinterliegenden Materieschichten zu einer Erhöhung um etwa 0.5% bei. Die größeren Massenbelegungen vor dem Sekundärtarget ergaben nur aufgrund der nicht-ladungsändernden Reaktionsquerschnitte eine systematische Abweichung von $\Delta d_{2,eff}/d2 \leq 5\%$.

4.2.2 Der Fragmentseparator

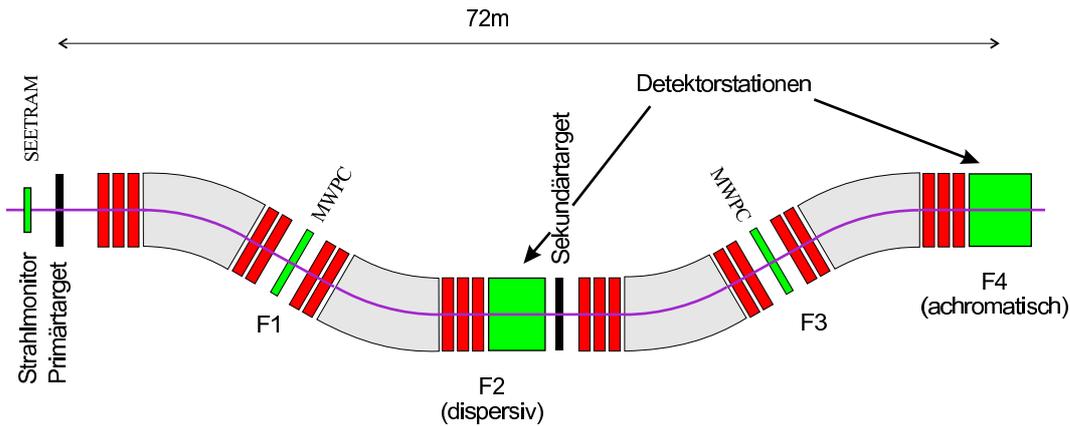


Abbildung 4.2: Schematische Anordnung von Dipol- und Quadrupolmagneten am Fragmentseparator. Die Target- und Detektorpositionen sind ebenfalls markiert.

Der Fragmentseparator ist ein hochauflösendes Magnetspektrometer und in [Gei 92] ausführlich beschrieben. Seine Eigenschaften sollen daher hier nur zusammengefaßt und die vorgenommenen Modifikationen der Ionenoptik erläutert werden. Der Fragmentseparator besteht aus vier 30° Dipol- und mehreren Quadrupol- sowie Hexapolmagneten als Fokussierungselemente. Das Gerät kann achromatisch betrieben werden, d.h. dispersionsfrei in der letzten Fokalebene (F4). In der achromatischen Standardeinstellung erhält man für Teilchen mit festem A/Z aber unterschiedlichem Impuls hinter jedem Dipol eine Abbildung der Targetposition in horizontaler Richtung (x), jedoch nur in der zentralen und der

letzten Fokalebene (F2 und F4) auch in vertikaler Richtung (y). Die Standardparameter sind in Tabelle 4.1 angegeben. Diese Standardeinstellung wurde wegen mechanischer Randbedingungen leicht modifiziert, indem der zentrale Fokus (F2) um 90cm strahlabwärts verlegt wurde. Die Impulsdispersion ist in dieser Einstellung in der zentralen Fokalebene am größten und beträgt etwa $\Delta x/(\Delta B\rho/B\rho) = -7.03 \text{ cm}/\%$, die Vergrößerung an F4 war nahezu 1.

x und y Fokus	$\pm 2.7 \text{ mm}$
Emittanzakzeptanz	$20\pi \text{ mm mrad}$
Impulsakzeptanz	$\pm 1\%$
Raumwinkel Ω	0.32 msr
Maximale magnetische Steifigkeit $B\rho$	18 Tm
Dispersion an F2	$-6.81 \text{ cm}/\%$
Dispersion an F4	$0 \text{ cm}/\%$

Tabelle 4.1: Parameter der achromatischen Standardeinstellung des FRS

Die in Abschnitt 4 beschriebene Betriebsart des FRS in Sekundärfragmentationsexperimenten mit zweifacher Identifikation und verlegtem Fokus unterscheidet sich deutlich von der Standardanwendung. Eine Änderung der Projektiligenschaften in der dispersiven Fokalebene hat unter Umständen einen nicht unwesentlichen Einfluß auf die Transmission zur hinteren Fokalebene. Daher mußte speziell für diesen Fall die Transmission durch das Spektrometer und die Abbildungseigenschaften untersucht werden. Hierzu wurde die FRS Simulation MOCADI [Stc 91] verwendet. Diese berücksichtigt Targetdickeneffekte, Energieverluste, Reaktionsimpulsüberträge und die gesamte Ionenoptik des Spektrometers. Es zeigte sich, daß die Abbildungseigenschaften durch die Targetdickeneffekte im Sekundärtarget zumindest für die hier untersuchten projektilnahen Sekundärfragmente ($\Delta A_{sek} < 4$) nicht wesentlich verschlechtert wurden. Bei der gewählten Anordnung konnte eine Transmission in der ersten Stufe von nahezu 100% der eingestellten Primärfragmente mit ($\Delta A_{prim} < 12$) erwartet werden. Auch in der zweiten Stufe lag die Transmission über 95% für die untersuchten Sekundärfragmente. Die aus den ionenoptischen Rechnungen bestimmten Magneteinstellungen wurden zunächst mit dem jeweiligen Primärstrahl geprüft und manuell geringfügig nachjustiert. Davon ausgehend wurden dann die beiden Hälften des FRS getrennt auf der Basis von Energieverlustrechnungen [Sch 94] für die zahlreichen Primärstrahl–Primärfragment–Sekundärfragment Kombinationen skaliert.

4.2.3 Detektoren

Neben einem Primärstrahlmonitor im Targetbereich F0 waren zur Identifikation von Primär- und Sekundärfragmenten zwei Detektorstationen an F2 und F4

(siehe Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4) in die Strahlführung eingebaut. In der zentralen Fokalebene standen zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC), mehrere Ebenen von Silizium-Detektoren, ein Szintillationsdetektor für den Start der Flugzeitmessung, der HIRICH-Detektor und das Sekundärtarget. Analog zu

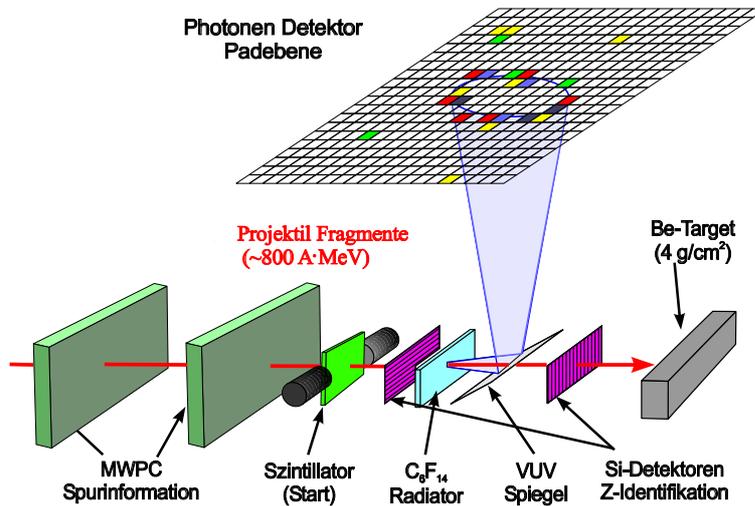


Abbildung 4.3: Detektoranordnung in der zentralen Fokalebene F2

dieser Konfiguration wurden an der hinteren Fokalebene F4 ein Szintillationsdetektor für den Stop der Flugzeitmessung und zwei weitere MWPC-Detektoren zur Spurrekonstruktion der Sekundärfragmente installiert. Der Energieverlust der Projektile wurde hier mit einer Ionisationskammer gemessen. Einige weitere Detektoren, die nur zu Testzwecken in das Experiment integriert waren, hatten auf die Durchführung keinen Einfluß und wurden nur als Materieschichten siehe Anhang A.5 berücksichtigt. Die einzelnen Detektoren werden im folgenden detailliert beschrieben.

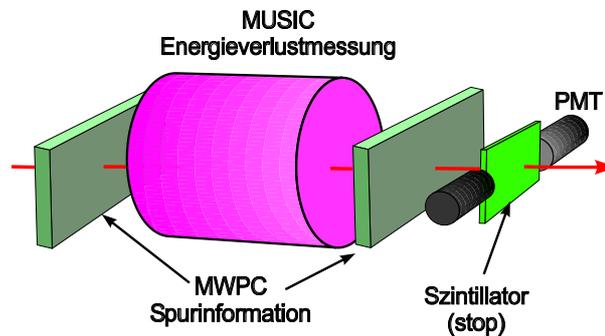


Abbildung 4.4: Detektoranordnung in der hinteren Fokalebene F4

Primärstrahlintensität

Die Intensität des auf das Primärtarget auftreffenden Teilchenstrahles wurde mit einem SEETRAM (Sekundärelektronen Transmissionsmonitor) [Zie 90] gemessen. Schwerionen erzeugen beim Durchqueren einer dünnen Aluminiumfolie sekundäre Elektronen, die mit dem Strahl die Materie verlassen. Der freigesetzte Sekundärelektronen-Strom ist über weite Bereiche streng proportional zum spezifischen Energieverlust des Strahls [Rot 90]. Die aktive Fläche mit einem Durchmesser von 110 mm hat eine effektive Dicke von 8.9 mg/cm^2 . Bei so kleinen Strömen (ca. $10^5 - 10^6 \frac{1}{s} {}^{96}\text{Ru}$ Ionen) wie sie im Experiment zur Verfügung standen, liefert der SEETRAM nur eine Rateninformation mit einer Ungenauigkeit von bis zu $\pm 40\%$.

Energieverlustmessung an F2

Für die Energieverlustmessung der Primärfragmente wurde ein zweilagiger Silizium-Detektor [Sch 95] aus je acht lückenlos aneinandergereihten $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen $400 \mu\text{m}$ dicken Si-PIN-Dioden (Siemens SFH872) verwendet. Diese wurden paarweise mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen. Durch Eichung mit Primärstrahl und nachfolgender Mittelwertbildung der Signale aus beiden Lagen konnte eine Auflösung von $\Delta(\Delta E)/(\Delta E) = 2.4\%$ (siehe Abbildung 4.5 (links)) für Zirconium erreicht werden. Damit war eine eindeutige Identifikation der Kernladung möglich.

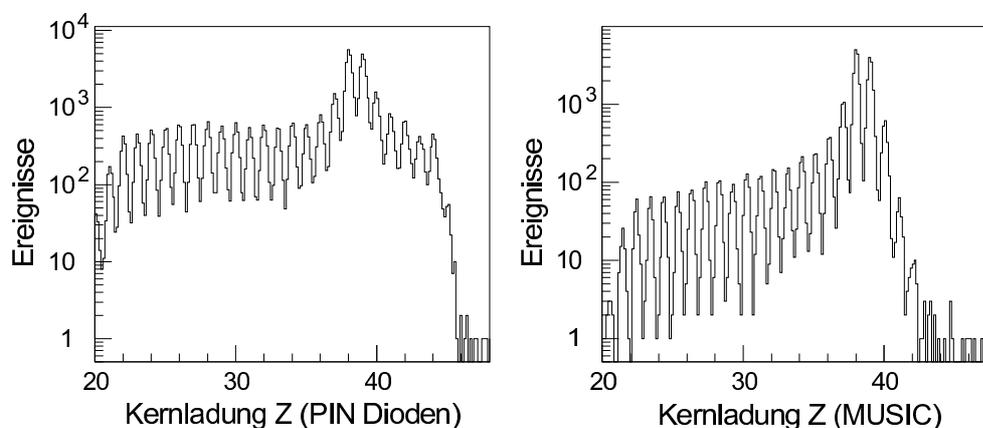


Abbildung 4.5: Identifikation der Kernladung durch die beiden Energieverlustmessungen mit PIN-Dioden an F2 (links) und einer MUSIC an F4 (rechts).

Energieverlustmessung an F4

Die Bestimmung der Kernladung erfolgte hier mit einer MUSIC (Multi Sampling Ionization Chamber), einem standardmäßig am FRS eingesetzten Detektor-

typ. Dieser Detektor hat eine aktive Fläche von $200 \times 200 \text{ mm}^2$ und eine aktive Länge von 400 mm. Das Detektorgas P10 (90%Ar + 10%CH₄) bei Atmosphärendruck wird zwischen zwei 25 μm dicken Polyimidfolien eingeschlossen, die mit je 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium bedeckt sind. Da der Energieverlust proportional zur Gasdichte ist, mußten die Meßwerte druck- und temperaturkorrigiert werden. Die deponierte Ladung wird senkrecht zur Strahlrichtung auf vier unabhängige Anoden gedriftet. Der eigentliche Meßwert wird aus dem Mittelwert dieser vier Signale gebildet. Hier konnten Auflösungen von $\Delta(\Delta E)/(\Delta E) = 1.6\%$ (siehe Abbildung 4.5 (rechts)) für Zirconium erreicht werden.

Spurverfolgung der Teilchen

Für die Orts- und Winkelmessungen wurden je zwei MWPCs (Multi Wire Proportional Chamber) in den Fokalebene F2 und F4 eingesetzt. Diese Vieldrahtproportionalkammern [Ste 91] arbeiten mit zweistufiger Verstärkung und einer Ar-CO₂-Heptan Mischung bei Atmosphärendruck. Während die 20 μm dicken vergoldeten Wolfram-Anodendrähte einen Abstand von 2mm haben, sind die Kathodendrähte 50 μm dick und nur 1mm voneinander entfernt. Sie sind in unterschiedlichen, von der Anodenebene 5mm entfernten Lagen als X- bzw. Y-Drähte senkrecht bzw. waagrecht gespannt, während die Anodendrähte diagonal dazu verlaufen. Die Kathodendrähte liefern die Signale für die Datenaufnahme und sind über eine Verzögerungsleitung miteinander verbunden. Die Zeitverzögerung zwischen rechter und linker Seite erlaubt den Teilchenort auf $\Delta X = \Delta Y \leq 1 \text{ mm}$ zu bestimmen [Ste 91]. In diesem Experiment wurden nur Werte von $\Delta X = \Delta Y \leq 2.5 \text{ mm}$ (FWHM) erreicht. Die Ursache dafür wird in einer Verschmutzung des Detektorgases vermutet. Während die Kammern am Fokus F4 an Luft standen und nur mit einer 25 μm dicken Polyimidfolie abgeschlossen waren, wurden die Kammern an F2 durch 100 μm dicke Titanfolien vom Vakuum getrennt.

Geschwindigkeitsmessung der Primärfragmente

Die Messung der Geschwindigkeit der Primärfragmente erfolgte mit dem HIRICH-Detektor, der in Kapitel 3.4 detailliert beschrieben ist und eine Auflösung von $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 8 \cdot 10^{-4}$ lieferte.

Flugzeitmessung von F2 nach F4

Für die Flugzeitmessung der Sekundärfragmente wurden speziell auf Schwerionen optimierte Szintillationsdetektoren mit geringer Massenbelegung und schnellem Signalanstieg verwendet (siehe Abbildung 4.6). Als Basismaterial dienen jeweils $300 \times 50 \text{ mm}^2$ große, 1.1 mm dicke Plastikszintillatoren (BC-420). Dieses Material hat eine kurze „Anstiegszeit“ von 0.5 ns und eine „Abklingzeit“ von 1.5 ns bei relativ hoher Effizienz von 64% (normiert auf Anthracene). Das Licht wird

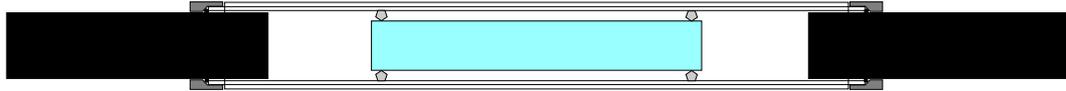


Abbildung 4.6: Aufbau der Szintillationsdetektoren für die Flugzeitmessung schwerer Ionen. Besonderheit ist die bewußt schwache Kopplung von Szintillator (grau) und Photomultiplier (schwarz).

auf beiden Schmalseiten mit schnellen Photomultipliern¹ (2 Zoll aktive Fläche) nachgewiesen. Speziell an diesem Design ist, daß die Photomultiplier optisch nicht direkt an den Szintillator gekoppelt sind, sondern daß das Licht einen Zwischenraum von 12.5 cm passieren muß. Damit erreicht man, daß nur ein kleines Raumwinkelement $\Delta\Omega/4\pi = 0.37\%$ des isotrop emittierten Szintillationslichtes beobachtet wird. Nahezu alles Licht innerhalb dieser Akzeptanz wurde mindestens einmal totalreflektiert und hat eine Winkeldivergenz von $\Delta\alpha \leq 7.1^\circ$ beim Auftreffen auf die Photomultiplier. Innerhalb des Öffnungswinkels ist der Laufzeitunterschied verschiedener Lichtstrahlen gering ($\Delta t \leq 14$ ps) und die Signalform wird unabhängig vom Y-Einfallsort auf dem Detektor, so daß komplizierte Korrekturen nicht notwendig sind. Andererseits fallen nur etwa 9000 Photonen pro einfallendem $Z=40$ Teilchen auf jeden Photomultiplier. Dies reicht für eine Zeitmessung bei weitem aus und bewirkt, daß keine Überlast für die Spannungsversorgung der Dynoden zu erwarten ist und die Multiplier bei Ihrer Sollspannung – nur dann ist deren schnelles Signalverhalten gewährleistet – betrieben werden können. Die Eichung der Flugzeitmeßwerte erfolgte mit Primärstrahl. Nach einer linearen Korrektur der unterschiedlichen Lichtlaufzeiten zur rechten bzw. linken Seite im Szintillatormaterial bei unterschiedlichen Teilchenorten, ließ sich die Flugzeit mit einer absoluten Genauigkeit von $\Delta t = 140$ ps (FWHM) ermitteln.

4.2.4 Trigger und Datenaufnahme

Prinzipiell liefert der HIRICH-Detektor bis zu Teilchenraten von $I \approx 100$ kHz zu jedem den Radiator passierenden Ion ein komplettes, ungestörtes Abbild des Cherenkovrings. Da in diesem Bild aber sehr viel Information enthalten ist (8 Bit Pulshöheninformation + 13 Bit Adressinformation, von je 700 Pads, die pro Ereignis ansprechen), werden hohe Ansprüche an die Signalverarbeitung und Datenaufnahme gestellt. Mit der in diesem ersten Experiment zur Verfügung stehenden CAMAC²-basierten Elektronik (siehe Abschnitt 3.1.3) war es möglich, Ereignisraten bis nahezu $I \approx 1$ kHz aufzuzeichnen. Den entscheidenden Engpaß stellten dabei die am CERN entwickelten DRAMS-Module (siehe Abschnitt 5.1)

¹Hamamatsu R2083 bzw. R1828, TTS = 370 ps bzw. 550 ps

²CAMAC=„Computer Application to Measurement and Control“ ist ein genormtes Einschubsystem für Nuklearelektronik

dar, welche in weiteren Experimenten mit dem Detektor nicht mehr eingesetzt werden müssen, da inzwischen ein deutlich schnelleres Elektronikkonzept für den Detektor einsatzbereit ist. Die eigentliche Datenaufnahme erfolgte auf Basis des an der GSI entwickelten MBS (Multi Branch System) und ist in [Mue 95] detailliert beschrieben.

Die maximale Datenaufnahmerate von ca. 1 kHz erlaubte es allerdings nicht, alle Teilchen die an F2 im Szintillationszähler registriert wurden auch zu identifizieren. Triggersignale wurden von beiden Szintillationszählern an F2 und an F4 erzeugt, wobei etwa 100-mal mehr Teilchen an F2 gezählt wurden, als schließlich die hintere Fokalebene erreichten. Die beiden Trigger wurden dann wahlweise zum Start der Datenaufnahme verwendet, wobei die von F2 kommende Signalarate untersetzt wurde. Dabei waren bei sehr projektlnahen Einstellungen des FRS z.T. Untersetzungen bis zu 1/128 erforderlich, um nicht nur Teilchen nachzuweisen, die zwar an der zentralen Fokalebene identifiziert wurden, aber aufgrund der $B\rho - \Delta E - B\rho$ Auswahl die hintere Fokalebene nicht erreichten.

4.3 Identifikation der Primär- und Sekundärfragmente

Mit dem zuvor geschilderten Meßaufbau ließen sich sowohl Primär- als auch Sekundärfragmente eindeutig identifizieren. Abbildung 4.7 zeigt die jeweils ermittelten Massen und Kernladungen für eine Einstellung, bei der die erste Stufe des FRS auf ^{84}Zr -„Primärfragmente“ optimiert war und die zweite Stufe das „Sekundärfragment“ ^{83}Y selektiert. Um die Vielfalt der erzeugten Nuklide zu illustrieren, wurde für die Kästchenfarbe, deren Tiefe die Zahl der registrierten Kerne einer Spezies anzeigt, eine logarithmische Skala gewählt. Trotzdem sind an beiden Foki sowohl Elemente als auch deren Isotope deutlich getrennt. Abbildung 4.8 zeigt eine Projektion der mit Hilfe des HIRICH ermittelten Massen von Primärfragmenten mit $Z=40$. Für das eingestellte Primärfragment wurde eine Trennung von $\Delta A = 0.42$ und $\Delta Z = 0.46$, für das Sekundärfragment $\Delta A = 0.45$ und $\Delta Z = 0.34$ erreicht. Dabei zeigt sich im direkten Vergleich, daß trotz einer guten Flugzeitauflösung der HIRICH-Detektor bereits bei $A \approx 80$ Kernen überlegen ist.

Aus Abbildung 4.7 wird außerdem deutlich, welche Fülle an Information mit einer einzigen FRS-Einstellung in einem derartigen Experiment gewonnen werden kann. Prinzipiell kann jedes an F2 identifizierte Isotop (links) als unabhängiger Sekundärstrahl betrachtet werden und man kann alle daraus entstehenden Reaktionsprodukte (mitte) im Bereich der Akzeptanz der zweiten Stufe beobachten. Leider war es in der kurzen zur Verfügung stehenden Experimentierzeit nur möglich, einige wenige starke Kanäle in jeder der zahlreichen Einstellungen mit ausreichender Statistik aufzuzeichnen. Abbildung 4.7 zeigt rechts exemplarisch die Häufigkeitsverteilung der Sekundärfragmente unter der Bedingung, daß

an F2 in obiger Einstellung ein ^{84}Zr -Kern identifiziert wurde. Aus diesem Bild wird deutlich, wie sich die Fragmentation eines bestimmten Kanals verzweigt. Will man aber sehr viele Kanäle beurteilen, wird für eine statistisch signifikante Aussage ausreichend Meßzeit benötigt. Bei einer durch die Detektoren begrenzt-

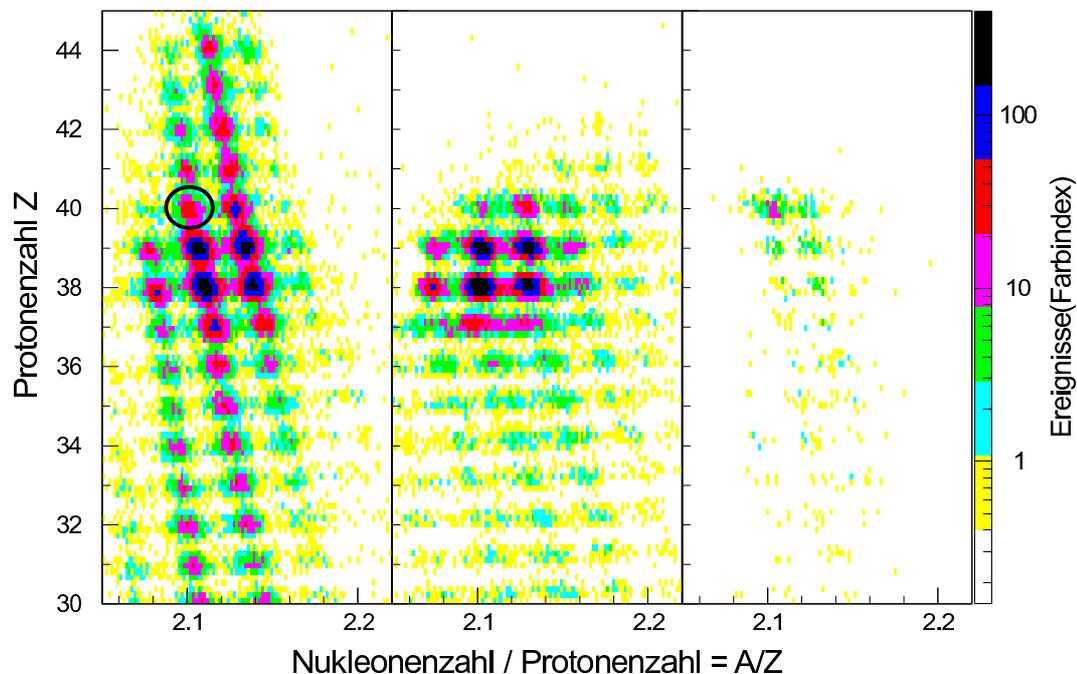


Abbildung 4.7: Häufigkeitsverteilung der ermittelten Massen und Ladungen von Primär- (links) und Sekundärfragmenten (mitte). Man beachte die logarithmische Intensitätsskala. Wird ein bestimmtes Primärfragment (^{84}Zr) herausgegriffen (Kreis links), so wird die Verteilung der Sekundärfragmente stark eingeschränkt.

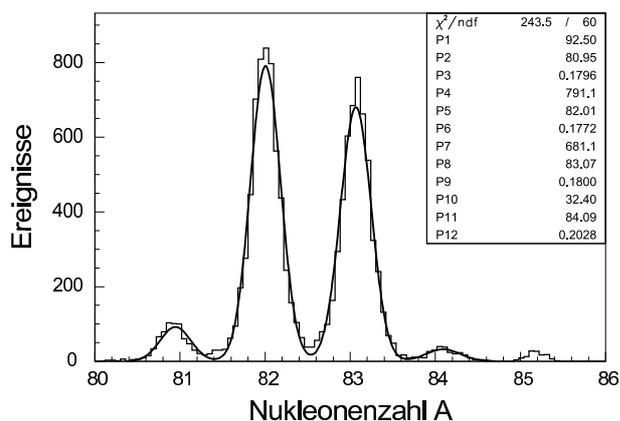


Abbildung 4.8: Massenauflösung für Primärfragmente mit $Z=40$.

ten, maximalen Gesamtrate von 10^5 s^{-1} an der zentralen Fokalebene entfällt nur etwa 1% auf ein spezielles Fragment, so daß mit sinnvoller Statistik nur Sekundärreaktionen bis zu Querschnitten von $\sigma \approx 100 \mu\text{b}$ in solch einem Aufbau gemessen werden können. Eine Verbesserung kann hier durch eine zusätzliche Materieschicht am Fokus F1 erreicht werden, welche die Raten unerwünschter und leichter Fragmente am F2 deutlich reduzieren kann.

4.4 Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt ist eine physikalische Größe mit der Dimension einer Fläche, die ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zwischen zwei Stoßpartnern darstellt und von der individuellen Gestalt des Experimentes unabhängig ist. Aus den beobachteten Zählraten wurden die interessierenden Reaktionswirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung aller Verlustmechanismen, der Nachweiseffizienz und den Ergebnissen der Transmissionsrechnungen ermittelt.

4.4.1 Ermittlung aus den Meßwerten

Nimmt man zunächst an, daß es sich um ein sehr dünnes Target handelt, so ergibt sich der Wirkungsquerschnitt $\sigma(A, Z)$, einen Kern mit der Massenzahl A und der Kernladung Z zu erzeugen, aus der Zahl $N(Z, A)$ der erzeugten Fragmente dieser Spezies bei N_0 eintreffenden Strahlteilchen.

$$\sigma(A, Z) = \frac{N(Z, A)}{N_0 \cdot (dN_{\text{Target}}/dF)}. \quad (4.1)$$

Die effektive Targetdicke $d_{\text{eff}} = dN_{\text{Target}}/dF$ setzt sich aus dem eigentlichen Beryllium-Target (4009 mg/cm^2) und einem Korrekturfaktor $(1 + \eta)$ zusammen. Dieser wird durch die verschiedenen anderen Materieschichten im Strahlengang, die nicht durch die Messung vom Target unterschieden werden können, verursacht und beträgt $\eta_1 = 0.001$ für das Primärtarget und $\eta_2 = 0.05$ für das Sekundärtarget.

$$d_{\text{eff}} = \frac{\rho d_{\text{Target}}}{M_{\text{Be}}} \cdot (1 + \eta) = \frac{4.009 \cdot \text{g/cm}^2}{9 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} \text{g}} \cdot (1 + \eta) \simeq 0.27 \frac{1}{\text{barn}} \quad (4.2)$$

In Analogie zum radioaktiven Zerfall muß bei endlich dicken Targets die Abnahme des Strahlstromes durch alle Reaktionen im Target berücksichtigt werden. Da die Projekttilfragmentation eine periphere Reaktion an der Kernoberfläche darstellt, kann in 1. Näherung der totale Reaktionsquerschnitt σ_{tot} mit dem integralen Fragmentationsquerschnitt gleichgesetzt werden. σ_{tot} beschreibt die Abnahme des Strahlstromes und läßt sich in guter Näherung aus einer geometrischen

Betrachtung nach Kox [Kox 85] berechnen. Für eine Abnahme des Strahlstromes von N_0 vor dem Target auf $N_{d_{eff}}$ nach dem Target der Dicke d_{eff} gilt:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{d_{eff}} \cdot \ln\left(\frac{N_0}{N_{d_{eff}}}\right) \quad (4.3)$$

Der partielle Wirkungsquerschnitt wird dann zu:

$$\sigma(A, Z) = \sigma_{tot} \cdot \frac{N(Z, A)}{N_0 \cdot (1 - e^{-\sigma_{tot} d_{eff}})}. \quad (4.4)$$

Da es sich hier um ein dickes Produktionstarget (44% Reaktionsrate für ^{96}Ru) handelt, müssen außerdem sekundäre Prozesse berücksichtigt werden. In erster Ordnung sind das nur solche, bei denen die erzeugten Fragmente zerstört werden. Mechanismen höherer Ordnung [Rei 95] sollen im weiteren vernachlässigt werden, da sie für die von uns beobachteten projektilähnlichen Fragmente nur eine untergeordnete Rolle spielen. Dies führt wieder in Analogie zum radioaktiven Zerfall von Mutter- und Tochterkernen [Rei 95] auf den Zusammenhang:

$$\sigma(A, Z) = \frac{N'(Z, A) \epsilon_i(0)}{N'_0 \cdot \epsilon_i(A, Z)} \cdot \frac{\sigma_{F_{tot}} - \sigma_{tot}}{[e^{-\sigma_{tot} \cdot d_{eff}} - e^{-\sigma_{F_{tot}} \cdot d_{eff}}]}. \quad (4.5)$$

$\sigma_{F_{tot}}$ ist hier der totale Reaktionsquerschnitt der mit $\sigma(Z, A)$ aus den Strahlteilchen erzeugten Fragmente der Masse A und Kernladung Z . Die Zahl der einfallenden Projektilen N'_0 und die Zahl der daraus erzeugten Fragmente $N'(Z, A)$ sind dabei die gemessenen Werte. $\epsilon_i(0)$ bzw. $\epsilon_i(A, Z)$ stellen die Korrekturfaktoren dar, die die Nachweiswahrscheinlichkeiten im Experiment berücksichtigen und sich für primäre bzw. sekundäre Fragmente folgendermaßen zusammensetzen:

Primärfragmentation:

$$\begin{aligned} \epsilon_1(0) &= \epsilon_{SEETRAM} \\ \epsilon_1(A, Z) &= \epsilon_{1_Trans.}(A, Z) \cdot \epsilon_{Tot.} \cdot \epsilon_{1_Det.} \cdot \epsilon_{1_Reak.} \cdot \epsilon_{Uml.} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Sekundärfragmentation:

$$\begin{aligned} \epsilon_2(0) &= 1 \\ \epsilon_2(A, Z) &= \epsilon_{2_Trans.}(A, Z) \cdot \epsilon_{2_Trigger} \cdot \epsilon_{2_Det.} \cdot \epsilon_{2_Reak.} \cdot \epsilon_{Uml.} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Die einzelnen Faktoren haben folgende Bedeutung:

$\epsilon_{i_Trans.}(A, Z)$:

Die Transmission eines Isotops durch das Spektrometer konnte mit einer „Monte-Carlo“-Simulation MOCADI [Stc 91] abgeschätzt werden. Diese ist nur auf die Standardexperimente des FRS ausgelegt und läßt kein weiteres Target an F2 zu. Daher konnte nur die Transmission bis zur zentralen Fokalebene berechnet werden, die in allen Fällen nahe 100% für das zentral eingestellte Isotop beträgt. Die Transmission durch die zweite Stufe wurde abgeschätzt, indem man den ersten Teil des FRS außer acht läßt und an F2 ein Primärtarget simuliert, das von unterschiedlichen Sekundärstrahlen unterschiedlicher Energien an verschiedenen Orten entlang der Fokalebene getroffen wird und so einen dispersiv aufgespaltenen Sekundärstrahl simuliert. In 10 Schritten wurde eine realistische Rechnung angenähert, die eine untere Abschätzung von $\epsilon_{2_Trans.}(A, Z) > 95\%$ für die 1p-Abstreifreaktionen ergab.

ϵ_{Tot} :

Zur Bestimmung der Totzeit der Datenaufnahme wurde die Anzahl der aufgenommenen Ereignisse mit Ereignissen verglichen, die mit einem unabhängigen Zähler ohne Totzeit mitgeschrieben wurden. Aufgrund der großen Zahl von Kanälen (ca. 5200) in diesem Experiment von denen im Mittel etwa 800 pro Ereignis ein Signal lieferten, verwundert es nicht, daß sich je nach Einstellung des Spektrometers Totzeiten zwischen 5% und 70% ergaben.

$\epsilon_{Trigger}$:

Die Triggerinformation wurde aus den beiden Szintillationsdetektoren generiert, die jeweils die ganze Fokalebene abgedeckt hatten. Es wurden nur Isotope mit $Z \geq 35$ ausgewertet. Die Detektorsignale dieser Teilchen liegen weit über den Schwellen der nachfolgenden Elektronik. Für die Ansprechwahrscheinlichkeit dieser Detektoren wurde daher $\epsilon_{Trigger} = 1$ angenommen.

$\epsilon_{i_Det}(Z, A)$:

Da die Detektoren durch ihre endliche Ausdehnung, Signalverarbeitung oder Inhomogenität nicht zu allen Ereignissen verwertbare Informationen liefern, muß ebenso auf die Nachweis-Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Komponenten korrigiert werden. Diese wurde ermittelt, indem unter Einbeziehung der Geometrie die Zahl von Ereignissen, in denen alle anderen Detektoren der jeweiligen Detektorstation ein „gültiges“ Ereignis anzeigen, mit der verglichen wird, in denen nur die jeweilige Komponente (Det) keinen brauchbaren Wert liefert. Problematisch ist allerdings, daß einzelne Effizienzwerte auch während der Messung erheblich variierten und daher nicht sehr präzise bestimmt werden konnten. Besonders die Siliziumdetektoren zeigten hier ein sehr untypisches Verhalten, das wahrscheinlich auf Alterung im Strahlbetrieb zurückzuführen ist. Diese Detektoren waren

in einem früheren Experiment bereits hohen Dosen ausgesetzt. Es ergaben sich Werte von $\epsilon_{1_Det}(Z, A) \simeq 0.8 \pm 0.05$ und $\epsilon_{2_Det}(Z, A) \simeq 0.95 \pm 0.01$.

$\epsilon_{i_Reak.}$:

Aufgrund der Reaktionen in den Materieschichten vor den Detektoren kann es zu einer Fehlidentifikation in den jeweils nachfolgenden Zählern kommen. Dies betrifft vor allem die Z-Identifikation, da Geschwindigkeit und Ort der Teilchen sich aufgrund des geringen Impulsübertrages nicht stark verändern. Während an F2 vor allem durch die Dicke des Radiators bedingt, dieser Beitrag $\epsilon_{1_Reak.} \simeq 0.85$ ist, beträgt er an F4 nur $\epsilon_{2_Reak.} \simeq 0.98$.

$\epsilon_{Uml.}$:

Vom Primärstrahl liegen nach Passieren des Targets weniger als 1% der Ionen im wasserstoffähnlichen Ladungszustand ${}^{96}_{44}Ru^{43+}$ vor [Sto 91]. Für Ionen mit geringerer Kernladung Z und daher auch niedrigeren Bindungsenergien der Elektronen sollte dieser Wert noch kleiner sein. Die Kernladung dieser Teilchen würde zwar an den Foki richtig gemessen, aber sie laufen auf anderen Bahnen durch das Spektrometer und liegen in den meisten Fällen außerhalb von dessen Akzeptanz. Folglich beträgt $\epsilon_{Uml.} \simeq 0.99$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesamte Detektoranordnung liegt damit bei über 60% und wird vor allem durch die Effizienzbeiträge der Standarddetektoren bestimmt.

4.4.2 Fehlerdiskussion

Der Gesamtfehler im Wirkungsquerschnitt wird bestimmt durch statistische Unsicherheiten in den Meßgrößen, aber auch durch systematische Fehler in der Ermittlung der Effizienzkorrekturen. Der relative Fehler zur Ermittlung der Wirkungsquerschnitte ergibt sich nach Gleichung 4.5 näherungsweise zu:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Fragment}^2 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Strahl}^2 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Target}^2 + \sum_i \left(\frac{\Delta\epsilon_i}{\epsilon_i}\right)^2} \quad (4.8)$$

Dabei ist $(\Delta N/N)_{Fragment}$ allgemein durch den statistischen Fehler $1/\sqrt{N}$ gegeben. Die anderen Beiträge sind stark unterschiedlich für die beiden Stufen der Identifikation. Vor allem die systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Effizienzparameter ϵ_i unterschied sich durch den Einsatz sehr unterschiedlicher Nachweismethoden.

Primärfragmentation:

Der Beitrag durch die Normierung des Primärstrahles beträgt je nach Strahlintensität $(\Delta N/N)_{Strahl} = 5 - 40\%$. Der Fehler der Targetdicke ist dagegen vernachlässigbar $(\Delta N/N)_{Target} < 0.5\%$. Fehlzuordnungen kommen hier durch ladungsändernde Reaktionen in der Materie der Detektorstation an F2 zustande.

Dabei werden etwa 15% der Primärfragmente anderen Elementen zugeordnet. Im Gegenzug werden bei den hier gewählten Einstellungen bis zu 2% benachbarter Kerne dem „Sollfragment“ zugeschrieben. Da die einzelnen Wirkungsquerschnitte nicht genau bekannt sind, kann dieser Effekt nur mit etwa 30% Genauigkeit korrigiert werden. Insgesamt wurde ein $\Delta\epsilon_{1_Reak}$ von 5% angenommen. Der systematische Fehler in der Bestimmung von ϵ_{Det} war ebenso nicht vernachlässigbar, da sowohl die MWPC-Detektoren als auch die Silizium-Zähler nicht unerhebliche Schwankungen in ihrer Effizienz zeigten, was sich in einem weiteren Beitrag $\Delta\epsilon_{1_Det} \approx 5\%$ äußert. Der gesamte systematische Fehler für die Ermittlung der Primärquerschnitte wird also durch die Eichungenauigkeiten der Detektoren bestimmt.

Sekundärfragmente:

Im Gegensatz dazu wird $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ für die Sekundärfragmentation vor allem durch die statistischen Beiträge bestimmt, mit denen jetzt sowohl Projektil als auch Fragment beaufschlagt sind. Da sich für Primär- und Sekundärfragmente die Effizienzkorrekturen bezüglich Umladung und Totzeit jeweils kompensieren, entstehen hier auch keine weiteren Fehlerbeiträge. Auch spielt die Effizienz der Detektorstation an F2 in diesem Fall keine Rolle, da nur vollständig identifizierte Primärfragmente weiterverfolgt werden. Systematische Unsicherheiten in $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Strahl}^2$ sind einzig durch Fehlzurechnungen aufgrund von Reaktionen $\Delta\epsilon_{1_Reak}$ gegeben. Die Fehlzurechnungen bei den Sekundärfragmenten sind dagegen wegen der deutlich dünneren Materieschichten an F4 zu vernachlässigen. Auch die Unsicherheit in der Bestimmung der Detektoreffizienz war an der hinteren Fokalebene mit 1% deutlich geringer als an F2.

4.5 Diskussion der Meßergebnisse

In diesem Experiment wurden vier verschiedene Gruppen von Wirkungsquerschnitten untersucht. Ein vollständiger Satz der Daten inklusive statistischer Signifikanz ist im Anhang B im Vergleich mit den Modellrechnungen tabelliert. Ein umfassender Überblick wird in der folgenden Diskussion gegeben. Zuvor soll jedoch der zugrundeliegende Reaktionsmechanismus beschrieben werden.

4.5.1 Zweistufenmodell der Projektilfragmentation

Auf Basis beobachteter Wirkungsquerschnitte wird die Projektilfragmentation allgemein als zweistufiger Prozeß in peripheren Kern-Kern Stößen verstanden. Aufgrund der kinematischen Verhältnisse kommt es dabei zu einer sehr kurzen $t \approx 10^{-23}$ s Stoßphase und anschließend zu einer $t \approx 10^{-20} \dots 10^{-16}$ s Abregungsphase, in der die im Stoß erzeugten Präfragmente ihre Anregungsenergie abgeben. Diese stark unterschiedlichen Zeitskalen rechtfertigen eine unabhängige Betrachtung beider Phasen.

In der Stoßphase berühren sich die Oberflächen von Projektil- und Targetkern und es kommt zu einem geometrischen Überlapp, einer Art räumlich begrenzter Reaktionszone. Da die De-Broglie-Wellenlänge der Nukleonen schon bei Energien von $E_{kin} \approx 11 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ kleiner als die Reichweite der Kernkräfte ($r_K \approx 1.4 \text{ fm}$) ist, geht ein realistischer Ansatz von individuellen, statistischen Nukleon-Nukleon Stößen aus. Legt man eine mittlere Nukleonendichte von $\rho_K \approx 0.15 \text{ fm}^{-3}$ und einen mittleren Nukleon-Nukleon Stoßquerschnitt von $\sigma_{NN} \approx 40 \text{ mb}$ zugrunde, so ist dieser Ansatz nur näherungsweise gültig. Die mittlere freie Weglänge $l_{frei} = (\rho_K \cdot \sigma_{NN})^{-1}$ zwischen zwei Stößen liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie r_K und die Annahme der Unabhängigkeit ist nicht mehr voll erfüllt. Einigen Nukleonen wird beim Stoß ein ausreichender Impuls übertragen, um den Kern zu verlassen, während die Kernteilchen außerhalb der Reaktionszone nahezu unbeeinflusst in ihrer ursprünglichen Richtung weiterfliegen. Letztere bilden das angeregte Präfragment, das zunächst noch näherungsweise dasselbe Verhältnis von Masse zu Ladung wie das Projektil besitzt. Durch Emission von γ -Quanten und leichten Teilchen regen sich die Präfragmente dann ab. Aufgrund der fehlenden Coulomb-Barriere werden dabei bevorzugt Neutronen abgedampft, was dazu führt, daß der Schwerpunkt der beobachteten Isotopenverteilung zu kleinerem Isospin I_z verschoben wird.

4.5.2 Intranukleares Kaskaden- und Verdampfungsmodell ISAPACE

Der in dieser Arbeit zum Vergleich mit den Meßdaten herangezogene Modell-Code ISAPACE [Fau 92] beschreibt in Analogie zur zweistufigen Betrachtungsweise die Fragmentation als eine Kombination aus einem intranuklearen Kaskadmodell (INC) ISABEL [Yar 79] mit einem statistischen Verdampfungsmodell PACE [Gav 80]. Eine detaillierte Beschreibung sowie eingehende Vergleiche mit Daten aus der Projektilfragmentation von ^{129}Xe Ionen sind u.a. in der Dissertation von J. Reinhold [Rei 95] zu finden. Im folgenden wird daher nur eine kurze Zusammenfassung gegeben.

ISABEL:

In INC-Modellen werden Schwerionenstöße durch unabhängige Nukleon-Nukleon Stöße zwischen den Konstituenten von Projektil und Target betrachtet. Diese Betrachtungsweise ist aber, wie oben angedeutet, nur in sehr peripheren Stößen richtig, wenn man einen transparenten, verschmierten Kernrand verminderter Dichte zugrunde legt. Gerade für die projektilähnlichen Kanäle der Fragmentation, die hier diskutiert werden sollen, scheint diese Annahme gerechtfertigt. Die Rechnungen basieren auf relativistischer Mechanik und berücksichtigen als einziges quantenmechanisches Konzept das Pauli-Prinzip. Pion-Produktion und -Absorption werden ebenso wie inelastische Reaktionen in die Rechnung mit einbezogen. Bei dem zugänglichen Energiebereich bevölkern diese hauptsächlich

den ersten angeregten Zustand der Nukleonen, die $\Delta(3,3)$ Resonanz. Da auch deren dominierender Zerfall in ein Pion und ein Nukleon mitverfolgt wird, sind in dem Modell auch Ladungsaustauschreaktionen erfaßt.

Die Rechnungen wurden mit der Annahme durchgeführt, daß die Kerne zunächst eine feste Nukleonen-Dichteverteilung [Kra 76] haben und die Nukleonen eine konstante Fermienergie über das gesamte Kernvolumen besitzen (uniformes Fermigas UFG-Modell). Begonnen wurde mit einem vorgewählten Stoßparameter und die beteiligten Nukleonen wurden solange verfolgt, bis sich die Kerne nicht mehr überlappen und alle Nukleonen entweder den Kern verlassen oder einen gebundenen Zustand eingenommen haben. Die Anregungsenergie ergab sich aus der Summe der Löcher in der Fermi Verteilung und der überschüssigen Energie eingefangener Nukleonen.

PACE:

PACE ist ein statistisches Verdampfungsmodell, das zunächst dafür entwickelt war, die Abregungsvorgänge nach Fusionsreaktionen zu beschreiben. Ausgehend von einer isotropen Verteilung der Anregungsenergie auf alle Freiheitsgrade des Systems erlaubt dieser Ansatz eine Betrachtung unabhängig von der Vorgeschichte des Kerns. Als Eingabeparameter sind einzig die Anregungsenergie und der Gesamtdrehimpuls des Systems erforderlich. Die Abregung geschieht durch sequentielle Emission von leichten Teilchen (n, p und α) und γ -Quanten. Die Kernspaltung liefert in dem hier besprochenen Massenbereich keine Beiträge. Um der Annahme einer Nukleonenverteilung im thermischen Gleichgewicht gerecht zu werden, wurde eine zusätzliche schnelle Kaskade eingeführt [Bla 92], die oberhalb einer einstellbaren Energie die Abregung beschreibt. Für den Vergleich mit den vorliegenden Daten wurde eine Anregungsenergie $E^* = 350 A \cdot \text{MeV}$ als Schwelle gewählt. Präfragmente mit $E^* > 1000 A \cdot \text{MeV}$ wurden nicht weiter verfolgt.

4.5.3 EPAX – eine semiempirische Parametrisierung

Zur Beurteilung ihrer Vorhersagekraft wurden die Primär- und Sekundärquerschnitte mit einer EPAX-Rechnung [Sue 90] verglichen. Diese Parametrisierung entstand durch Anpassung einer Vielzahl von Daten zur Target- und Projektilfragmentation. Obwohl in der Formel keine Schaleneffekte oder Bindungsenergien der Nukleonen enthalten sind, ist sie in der Lage, die meisten der bisher beobachteten Wirkungsquerschnitte auf einen Faktor zwei genau vorherzusagen. Erst bei ganz exotischen Kernen [Sch 95] weitab vom Stabilitätstal werden die Abweichungen signifikant. Für Fragmente, nur wenige Nukleonen zum Projektil entfernt, scheint die Formel zunächst aufgrund der zugrundeliegenden Datenbasis nicht geeignet, liefert aber doch gute Übereinstimmung. Der explizite Formalismus ist im Anhang A.1 aufgeführt.

4.5.4 Fragmentationsquerschnitte von ^{96}Zr und ^{96}Ru

Die gewonnenen Daten umfassen eine große Zahl von **primären Fragmentationsquerschnitten** für beide zur Verfügung stehenden Primärstrahlen (^{96}Ru und ^{96}Zr). Wie in Abschnitt 4.2 erläutert, gelangte auch ein breites Band anderer erzeugter Kerne innerhalb der Akzeptanz des FRS zur zentralen Fokalebene und wurde dort identifiziert. Der direkte Vergleich der beiden Strahlen kann Auskunft über den sogenannten „**Memory-Effekt**“ geben, wie er in der EPAX-Parametrisierung implementiert ist. Dieser Effekt beschreibt, inwieweit sich die erzeugten Fragmente noch an das ursprüngliche Projektil „erinnern“, also inwieweit sich das A/Z des Projektils auf die Fragmentverteilung auswirkt. In Abbildung 4.9 und 4.10 werden die Isotopenverteilungen für Fragmente mit $\Delta Z = 0, 2, 4, \dots$ der beiden Primärstrahlen mit der EPAX-Formel verglichen.

Drei wesentliche Punkte werden dabei augenscheinlich:

- Der qualitative Verlauf der Verteilungen wird durch die EPAX-Formel gut reproduziert.
- Für sehr projektilnahe aber auch für die exotischeren Kanäle nimmt die Übereinstimmung zum Teil deutlich ab.
- Es scheint einen systematischen Unterschied zwischen den Rechnungen mit Ruthenium- und Zirconium-Primärstrahl zu geben. Während die Produktionsquerschnitte für Zirconium unterschätzt werden, liegen die gerechneten Werte für Ruthenium oberhalb der Meßpunkte. Hier scheint ein Hinweis vorhanden zu sein, daß der „Memory-Effekt“ noch nicht korrekt in EPAX implementiert ist.

Der mit etwa 30% relativ große Fehler bei den projektilnahen Einstellungen des Spektrometers wird hauptsächlich durch den großen systematischen Fehler bei der Eichung des Primärstrahlmonitors bei niedrigen Strahlintensitäten gebildet. Bei den projektilfernen Magneteinstellungen des FRS wird der Fehler durch statistische Unsicherheiten dominiert. Die Transmission durch das Spektrometer wurde für jede einzelne Einstellung getrennt mit MOCADI berechnet und berücksichtigt.

Abbildung 4.11 stellt einen direkten Vergleich der Produktionsquerschnitte für sehr projektilnahe Zirconium-Isotope (rechts) mit denen für deutlich leichtere Zink Isotope (links) dar. Hier zeigt sich, wie der in Zirconium noch sehr ausgeprägte Memory-Effekt mit zunehmendem Massenverlust verloren geht. Während bei den Zinkkernen eine gute Übereinstimmung von Daten und EPAX-Rechnung beobachtet wird, macht der direkte Vergleich sichtbar, daß der Memory-Effekt gerade für die projektilnahen Fragmente (Zr) deutlich überschätzt wird.

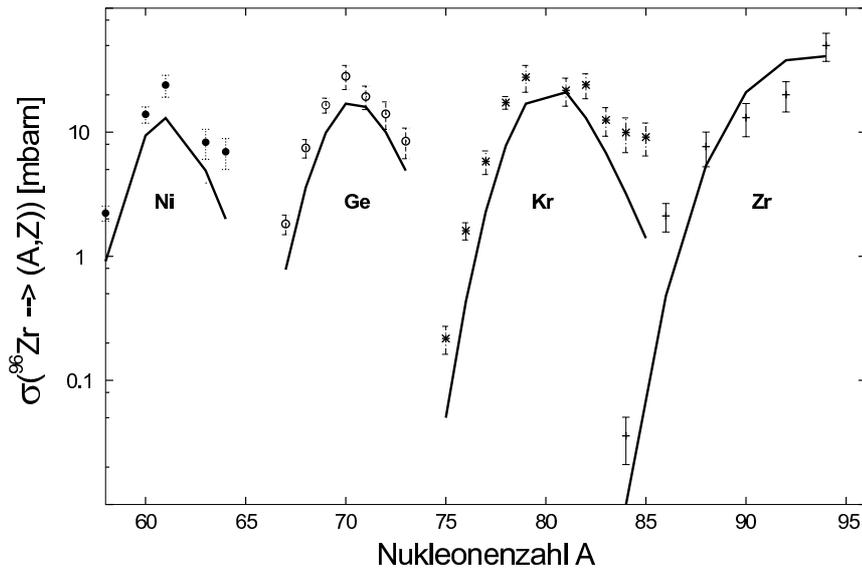


Abbildung 4.9: Reaktionsquerschnitte für die Erzeugung unterschiedlicher Fragmente aus $1002\text{ A}\cdot\text{MeV}$ ^{96}Zr -Strahl an einem Be Target. Die Fehlerbalken berücksichtigen ausschließlich statistische Unsicherheiten, die Kurven zeigen eine EPAX-Rechnung.

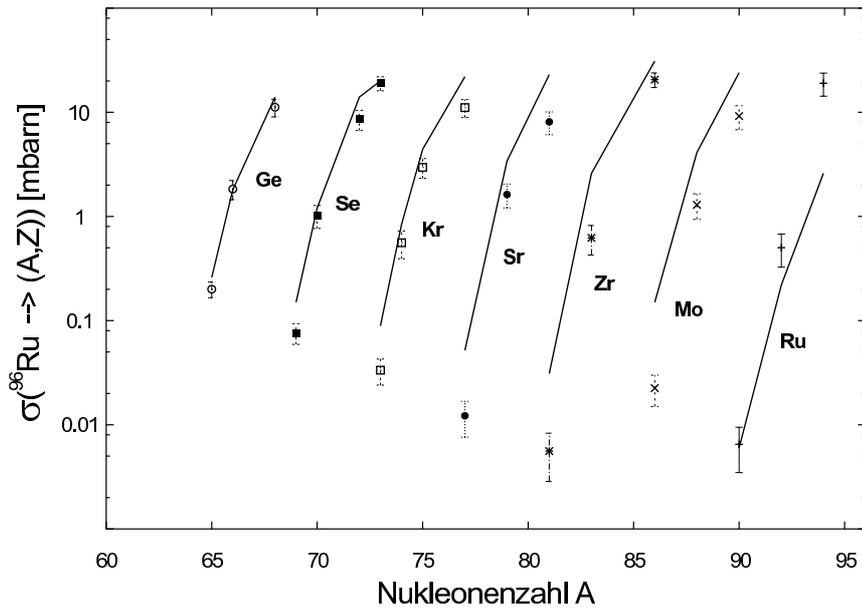


Abbildung 4.10: Reaktionsquerschnitte für die Erzeugung unterschiedlicher Fragmente aus $1050\text{ A}\cdot\text{MeV}$ ^{96}Ru -Strahl an einem Be-Target. Die Fehlerbalken berücksichtigen ausschließlich statistische Unsicherheiten, die Kurven zeigen eine EPAX-Rechnung.

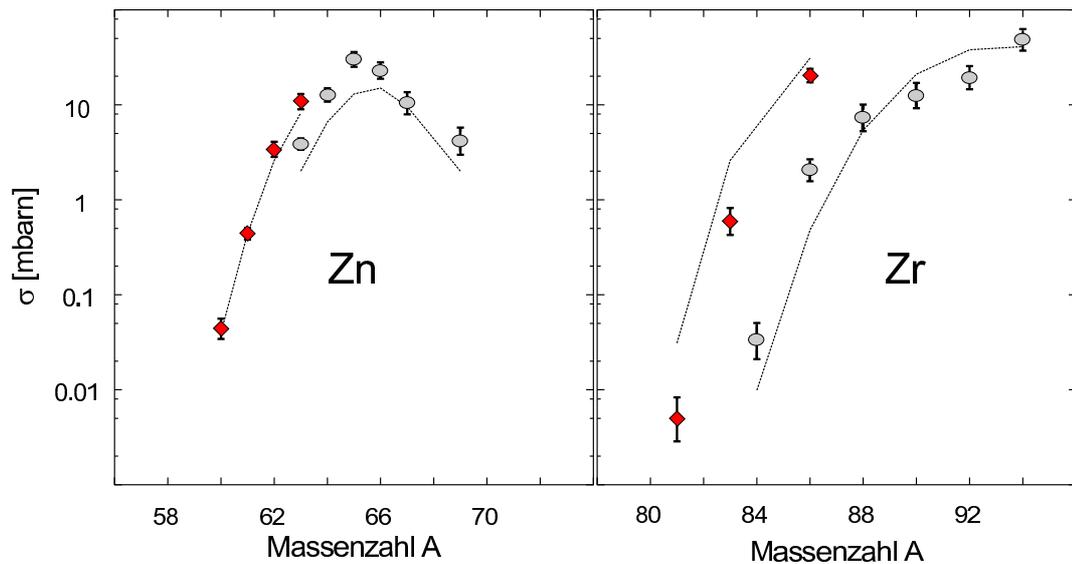


Abbildung 4.11: Es werden die Produktionsquerschnitte für sehr projektilnahe Zirkonium-Isotope (rechts) mit denen für deutlich leichtere Zink Isotope (links) verglichen. Ausgehend von einem ^{96}Ru -Strahl (Rauten) werden dabei neutronenarme Kerne deutlich effizienter erzeugt als dies für ^{96}Zr -Strahl (Kreise) der Fall ist. Die Kurven zeigen wieder die Ergebnisse einer EPAX-Rechnung.

4.5.5 Totale Reaktionsquerschnitte

Mit dem Experimentaufbau wie er in Abschnitt 3.1 beschrieben ist lassen sich auch totale Reaktionsquerschnitte für einzelne radioaktive Isotope messen. Bei Einstellungen des FRS, in denen das Spektrometer identische Primär- und Sekundärfragmente selektiert, gibt die Zerstörung von Teilchen im Sekundärtarget die Information über den totalen Reaktionsquerschnitt. Diese konnten für einige Zirkonium-Isotope (^{84}Zr - ^{96}Zr) bestimmt werden. Abbildung 4.12 zeigt einen Vergleich der totalen Reaktionsquerschnitte für Zirkonium-Isotope mit einer Parametrisierung nach Kox [Kox 85]. Diese häufig benutzte Formel legt ein geometrisches Modell zugrunde, berücksichtigt aber auch die Transparenz des Kernrandes. Es zeigt sich, daß die Daten durch die Rechnung beschrieben werden. Obwohl eine Tendenz zu einem Überschuß bei neutronenarmen Isotopen erkennbar ist, kann wegen der zu großen experimentellen Fehler keine eindeutige Aussage abgeleitet werden. Aus der Analyse der Fehlerbeiträge ergibt sich, daß im wesentlichen die statistischen Beiträge (zu wenig Ereignisse) zu groß sind. Es soll jedoch darauf hingewiesen werden, daß bei besserer Ausbeute totale Reaktionsquerschnitte auch für sehr schwere, instabile Kerne erhalten werden können. Aus diesen können dann Aussagen über die radiale Dichteverteilung abgeleitet und mit Daten zu den entsprechenden Kernladungsverteilungen verglichen werden. Sollten auch bei schweren Kernen Phänomene wie n-Halos oder p-Häute

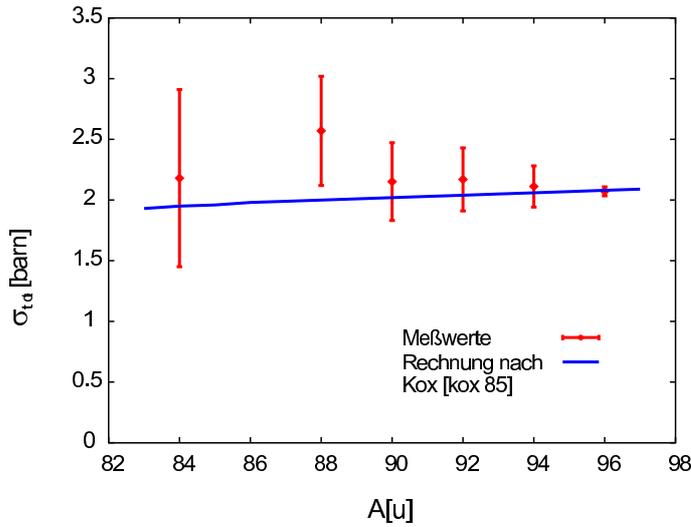


Abbildung 4.12: Totale Reaktionsquerschnitte für verschiedene Zirconium-Isotope im Vergleich mit einer Parametrisierung nach Kox [Kox 85].

existieren, wie sie bei leichten Kernen bereits nachgewiesen wurden [Suz 95], so könnten sie mit diesem Verfahren gefunden werden.

Obwohl bei dieser Betriebsart des FRS die Untersetzung durch den zweiten Fragmentationsprozeß nicht stattfindet und um 3 Größenordnungen höhere Querschnitte gemessen werden, ist die in den Daten zur Verfügung stehende Statistik nicht besonders umfangreich. Die Ursache dafür liegt aber in der Datenaufnahme und nicht in den Zählereigenschaften begründet. Eine maximale Datenaufnahmerate von ca. 1 kHz machte eine Untersetzung (bis 1/128) des Triggers von F2 erforderlich (siehe Abschnitt 4.2.4) um nicht nur Teilchen nachzuweisen, die zwar an der zentralen Fokalebene identifiziert wurden, aber aufgrund der $B\rho-\Delta E-B\rho$ Auswahl die hintere Fokalebene nicht erreichten. Das bewirkte aber andererseits, daß von den nicht fragmentierten Sekundärstrahlteilchen nur ein untersetzter Anteil mitgeschrieben wurde. Der wesentliche statistische Fehlerbeitrag steckt also im $\Delta N_2(0)$. Dies wird in zukünftigen Experimenten (siehe Abschnitt 5) nicht mehr der Fall sein.

4.5.6 1p-Abstreifreaktion für Zirconium-Isotope ^{84}Zr - ^{96}Zr

Reaktionen, bei denen dem Projektil nur ein einziges Proton entrissen wird, geben unmittelbar Aufschluß über die Stoßphase, d.h. über Details bei der Bildung des Präfragments. Da die Verdampfung von Protonen durch die Coulombbarriere unterdrückt ist und bei dieser Reaktion auch kein weiteres Neutron verdampft werden darf, betrachtet man so nur sehr periphere Stöße mit niedriger Anregungsenergie im Präfragment. Es war mit diesem Experiment erstmals möglich,

diesen Reaktionskanal exklusiv für eine ganze Isotopenkette zu vermessen. Aus Intensitätsgründen wurden die Zirkonium-Isotope $^{84,86,88,90,92,94,96}\text{Zr}$ gewählt und die entsprechenden Yttrium-Isotope $^{83,85,87,89,91,93,95}\text{Y}$ nachgewiesen. Abbildung

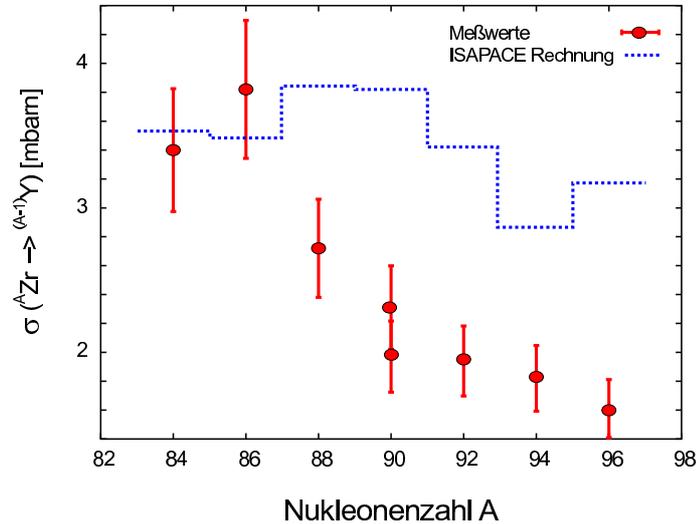


Abbildung 4.13: Wirkungsquerschnitte für die Abstreifreaktion eines einzelnen Protons aus Zirkonium-Isotopen mit $84 < A < 96$. Ein Vergleich mit einer ISAPACE-Modellrechnung zeigt deutliche Abweichungen sowohl im Verlauf, als auch im Maximum der Verteilung.

4.13 zeigt die erhaltenen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Massenzahl des Zr-Projektiles im Vergleich mit einer ISAPACE Rechnung. Deutlich sind Abweichungen im Verlauf und in der Berechnung des Maximums der Verteilung zu erkennen. Dies deutet darauf hin, daß die Nucleonenverteilung am Kernrand die für diesen Prozeß eine nicht unerhebliche Rolle spielt, möglicherweise nicht wie angenommen einer Gleichverteilung entspricht. Überraschend zeigt sich, daß gerade bei den neutronenarmen Isotopen die Übereinstimmung gut ist, während nahe des Stabilitätstales eine signifikante Differenz um etwa einen Faktor 2 auftritt. Laut ISAPACE Rechnung wird der 1p-Kanal im Zirkonium nahezu unabhängig vom Isotop zu mehr als 90% durch die direkte Abstreifreaktion bevölkert. Dabei werden zunächst etwa 4-mal mehr Yttrium-Kerne als Präfragment erzeugt als nach der Abdampfung stabil übrig bleiben. Die in die Rechnung einfließende Verdampfungsschwelle ist also ebenso wie die bei der Reaktion übertragene Anregungsenergie ganz wesentlich für den hier zugrundeliegenden Mechanismus. Die beobachtete Diskrepanz ist konsistent mit Ergebnissen von J. Reinhold [Rei 95] zur Fragmentation von ^{129}Xe . Bisher ist allerdings noch unklar, ob sich dadurch eine Variation der Isospinverteilung im Kern oder eine lokale Variation der Fermienergie am Kernrand äußert.

4.5.7 1p1n-Abstreifreaktion für Yttrium-Isotope ^{82}Y - ^{94}Y

Weiterhin wurde die 1p1n-Abstreifreaktion für zahlreiche Yttrium-Isotope untersucht. Abbildung 4.14 zeigt wieder den Vergleich mit dem Modell. Im Gegensatz zum 1p-Kanal wird hier eine gute Übereinstimmung mit den Daten erreicht. ^{88}Y wurde dabei in zwei unterschiedlichen FRS-Einstellungen einmal aus ^{96}Ru und einmal aus ^{96}Zr erzeugt. Die kleine Abweichung beider Meßpunkte ist mögli-

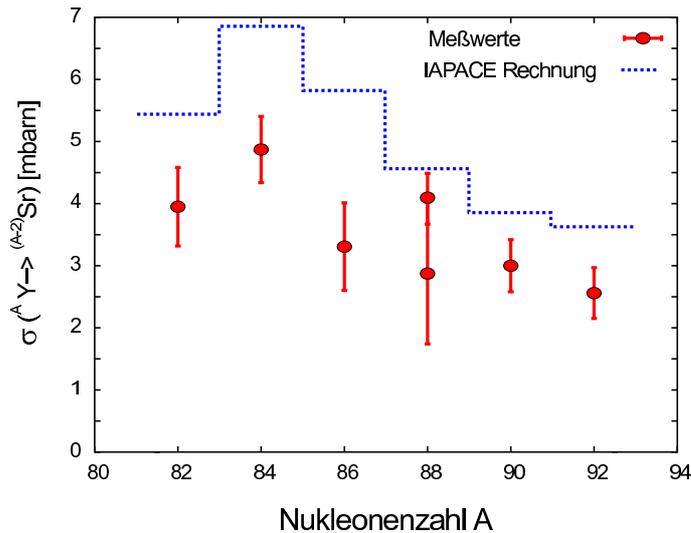


Abbildung 4.14: Wirkungsquerschnitte für $\Delta A = 2$, $\Delta Z = 1$ Fragmentation von Yttrium-Isotopen mit $83 < A < 93$. Hier zeigt ein Vergleich mit der ISAPACE-Modellrechnung eine gute Übereinstimmung sowohl im Verlauf als auch im Maximum der Verteilung.

cherweise ein Hinweis auf eine systematische Meßunsicherheit. Beim 1p1n-Kanal handelt es sich bereits um eine Reaktion, die sich im wesentlichen aus drei möglichen Reaktionswegen zusammensetzen kann. Laut ISAPACE Rechnung hängen in der 1p1n-Reaktion am Yttrium die dominierenden Kanäle ganz wesentlich vom Isospin des Projektils ab. Aus protonenreichem ^{84}Y wird ^{82}Sr zu 75% durch Abstreifen eines Neutrons und anschließender Verdampfung eines Protons und zu 10% durch die umgekehrte Reaktion gebildet. Bei neutronenreichem ^{94}Y wird ^{92}Sr dagegen zu 80% durch Abstreifen eines Protons und anschließender Verdampfung eines Neutrons und nur zu 5% durch die bei ^{84}Y dominierende Reaktion bevölkert. Die direkte Bildung bei niedrigen Anregungsenergien, in der es zu keiner Verdampfung kommt, trägt in beiden Fällen mit etwa 10% bei, obwohl zunächst 2-mal mehr der beobachteten Strontiumkerne als Präfragment gebildet werden als nach der Verdampfungsrechnung vorliegen. Es erscheint durchaus plausibel, daß sich die in Abschnitt 4.5.6 beobachteten Abweichungen in solch komplexen Reaktionen bereits kompensieren können.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ringabbildender Cherenkovdetektor entwickelt und zur Einsatzreife in einem Schwerionenexperiment gebracht. Die in dem HIRICH-Detektor verwendete feste Photokathode aus Cäsiumjodid zeigte eine hohe Quantenausbeute und Haltbarkeit und ermöglichte die hohe Zählratenbelastbarkeit des Detektors. Die Geschwindigkeitsauflösung von $\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx 8 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) (bei $Z \approx 44$) erlaubt eine sehr gute Isotopentrennung über den gesamten Massenbereich. Dies ermöglicht eine Teilchenidentifikation in Bereichen, die konventionellen Flugzeitsystemen nur schwer zugänglich sind. Darüberhinaus erlaubt die kompakte Bauform und Ratenbelastbarkeit des HIRICH-Detektors eine neue Betriebsart des Fragmentseparators und ermöglicht so eine Reihe von exklusiven Messungen mit instabilen Sekundärstrahlen.

5.1 Reaktionen mit instabilen Kernen

Mit dem Detektor wurden am Fragmentseparator der GSI Wirkungsquerschnitte für Projekttilfragmentation primärer und sekundärer Strahlen gemessen, wobei die Fragmente nach Masse und Ladung vollständig identifiziert wurden. Dabei war es möglich derartige Messungen auch für instabile Projektilkern im Massenbereich $A \approx 100$ durchzuführen. Die hervorragende Geschwindigkeitsauflösung des Detektors ermöglichte zusammen mit Energieverlust-Detektoren eine eindeutige Identifikation der Reaktionsprodukte in einer einzigen Detektorebene. Am Beispiel der 1p- und 1p1n-Abstreifreaktionen konnte erstmals der Einfluß des Neutronenüberschusses im Projektilkern über einen weiten Bereich untersucht werden. Für die 1p-Abstreifreaktion von Zirconium-Isotopen an einem Beryllium-Target ($E_{kin} \approx 780 \text{ A} \cdot \text{MeV}$) wurden Wirkungsquerschnitte gemessen, die z.T. stark von den Modellvorhersagen abweichen. Aus der Analyse läßt sich unter Verwendung der ISAPACE-Rechnung keine befriedigende Übereinstimmung erhalten. Eine Interpretation steht noch aus. Im Gegensatz dazu lassen die Ergebnisse der 1p1n-Reaktion zahlreicher Yttrium-Isotope eine relativ gute Übereinstimmung mit dem Modell erkennen.

Zusätzlich wurden totale Reaktionsquerschnitte der Isotope $^{84,88,90,92,94,96}\text{Zr}$

experimentell ermittelt. Die Ergebnisse stimmen relativ gut mit der Parameterisierung nach Kox [Kox 85] überein. Hinweise auf eine Überhöhung bei neutronenarmen Isotopen, die auf die Ausbildung einer Protonenhaut hindeuten würden, konnten durch die mangelnde Ereignisstatistik noch nicht erhärtet werden.

Weiterhin wurden zahlreiche Produktionsquerschnitte für neutronenarme Sekundärstrahlen untersucht und mit der EPAX-Parameterisierung verglichen. Es wurde eine systematische Abweichung in den Ausbeuten je nach A/Z-Verhältnis des Projektils gefunden. Diese Ergebnisse sind extrem wichtig für die Planung und Durchführung von Experimenten mit Kernen an der „p-Dripline“ wie z.B. ^{100}Sn , das durch Projektilfragmentation erzeugt werden soll. Um hier noch bessere Vorhersagen machen zu können, bieten sich z.B. ^{124}Xe oder ^{112}Sn als Primärstrahlen an. Mit einer Auswahl von $^{102,104,106}\text{Sn}$ Isotopen als Sekundärstrahl könnten mit einem Aufbau, wie er hier vorgestellt wurde, nicht nur die Produktionsquerschnitte bestimmt, sondern auch gezielt nach Eigenschaften wie einer Protonenhaut gesucht werden. Dazu sollte man aber einige Verbesserungen in Betracht ziehen:

- Da mit diesen Primärstrahlen um zwei Größenordnungen höhere Ströme zur Verfügung stehen, muß am Fokus F1 eine zusätzliche Materieschicht eingeführt werden, um Teilchenraten an F2 unter $10^5 \frac{1}{\text{s}}$ zu gewährleisten.
- Die Energieverlustmessung an der zentralen Fokalebene sollte auf hohe Raten durch den Einsatz schneller Ionisationskammern erweitert werden. Solche Kammern werden gerade an unserem Institut entwickelt und wurden bereits in einem Experiment an der GSI erfolgreich erprobt [Sto 97]. Außerdem läßt sich die Gesamtnachweiseeffizienz des Detektorsystems dadurch von etwa 60% auf 80% steigern.
- Für eine ausreichende Geschwindigkeitsauflösung ist bereits ein Radiator halber Dicke ausreichend, wenn dieser dafür optimale VUV-Transmissionseigenschaften besitzt. Durch die Verringerung der Materieschichten im Spektrometer und eine bessere Kernladungsbestimmung an der mittleren Fokalebene lassen sich die systematischen Meßunsicherheiten um etwa 50% reduzieren.
- Im Zusammenhang mit der Entwicklung einer schnellen Datenaufnahme für den HADES-RICH [Had 94], wurde der HIRICH bereits 1997 mit einer hochintegrierten Frontend-Elektronik ausgestattet und getestet [Teu 98]. Dadurch sollte die, durch die Datenaufnahme bedingte Totzeit drastisch reduziert werden, was etwa einen weiteren Faktor 2 in der Gesamteffizienz der Anordnung zur Folge hat.

Damit ließe sich insgesamt eine Verkleinerung von statistischen und systematischen Fehlern um nahezu eine Größenordnung erreichen.

5.2 Der RICH-Detektor als universelles Werkzeug am FRS

Im vorgestellten Experiment konnte gezeigt werden, welche Vorteile ein RICH-basiertes Detektorkonzept bei Experimenten am Fragmentseparator gegenüber einer herkömmlichen Flugzeitmessung bietet. Gerade im Hinblick auf die geplante Intensitätssteigerung des SIS um einen Faktor 100 bei schweren Projektilen entsteht für viele Experimente die Notwendigkeit, auch an der zentralen Fokalebene des FRS die Teilchenraten auf das 100-fache zu steigern. Für derart hohe Raten sind die bisher verwendeten Szintillationsdetektoren aber nicht mehr geeignet. Bei Raten $> 10^7 \text{ s}^{-1}$ an F2 wird eine TOF-Messung am FRS nicht mehr möglich sein. Eine echte Alternative stellt hier die Geschwindigkeitsmessung an der hinteren Fokalebene mit dem HIRICH dar. Dort können die Teilchenraten durch einen weiteren $\Delta E-B\rho$ -Schnitt mittels der zweiten Stufe des FRS deutlich niedriger gehalten werden, so daß die Geschwindigkeitsmessung keine weitere Begrenzung für das Experiment darstellt.

Der RICH-Detektor kann aber auch dazu eingesetzt werden, extrem kurzlebige Teilchen (z.B. Kaonen) aus Schwerionenreaktionen nachzuweisen. Dazu kann er bis an den Fokus F1 verschoben werden und Teilchen schon nach 15 m Flugweg identifizieren. Ein wesentlicher Vorteil ist, daß der RICH zusätzlich von hohen Teilchengeschwindigkeiten profitiert, während andererseits die Lebensdauern der Teilchen durch die relativistische Zeitdilatation scheinbar verlängert wird. Für eine saubere Trennung ist bei $Z = 1$ Teilchen allerdings ein etwa dreimal dickerer Radiator erforderlich.

Eine weitere sehr interessante Anwendung kann in der Untersuchung der Coulomb-induzierten Spaltung instabiler Projektile gesehen werden. In diesen Messungen, die bereits seit einigen Jahren an der GSI erfolgreich durchgeführt werden, ist es bisher nur möglich, die Kernladungen der produzierten Spaltfragmente zu messen [Ste 96]. Nachdem für die Identifikation der Mutterkerne der gesamte FRS benötigt wurde, stand das Reaktionstarget am hinteren Fokus F4 und die Reaktionsprodukte wurden mit einer Ionisationskammer (MUSIC) untersucht. Hier bietet der HIRICH-Detektor die Möglichkeit, ähnlich wie bei dem vorgestellten Fragmentationsexperiment die gesamte erste Stufe der Identifikation in die mittlere Fokalebene zu verlegen und die erzeugten Spaltprodukte zusätzlich in der zweiten Stufe des FRS nach ihrer Masse zu analysieren. Problematisch könnte allerdings die relativ breite Impulsverteilung sein. Grundsätzlich scheint damit aber der Schritt von inklusiven zu exklusiven Messungen möglich.

5.3 Der HADES-RICH

Das "High Acceptance Di-Elektron Spektrometer" HADES [Had 94] wird gegenwärtig an der GSI aufgebaut. Mit diesem, bisher größten Experiment in

Darmstadt sollen die invarianten Massen der leichten Vektormesonen in heißer ($T \approx 100 \text{ MeV}$) dichter ($\rho = 2 - 3 \rho_0$) Kernmaterie untersucht werden. Der Detektorkomplex wird als zentrale Komponente einen 1.5 m^2 großen RICH-Detektor als Leptonentrigger besitzen. Dieser besitzt einen ca. 40 cm langen C_4F_{10} -Gasradiator und einen sphärischen VUV-Spiegel. Da hier ausschließlich einfach geladene Teilchen nachgewiesen werden sollen, ist die Effizienz des Photonendetektors von entscheidender Bedeutung. Aufgrund der positiven Erfahrungen, die mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Schwerionen-RICH gemacht wurden, wird der HADES-RICH-Photonendetektor nahezu baugleich zu dem hier erprobten Modul sein. Er wird die gleiche CsI-Photokathode, eine ähnliche Padstruktur und Drahtgeometrie besitzen, wie sie in Kapitel 3 beschrieben sind. Durch die Ausstattung mit einem CaF_2 Eintrittsfenster wird ein noch größerer Wellenlängenbereich ($140 \text{ nm} < \lambda < 220 \text{ nm}$) zugänglich gemacht. Legt man die experimentellen Ergebnisse aus Abschnitt 3.3 zugrunde, erreicht dieser RICH ein N_0 von 110 cm^{-1} und wird den extremen Anforderungen dieses Großexperiments gerecht.

Anhang A

A.1 Empirische Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte: EPAX

Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des Fragments (A, Z) aus der Fragmentation des Projektils (A_P, Z_P) an einem Target der Massenzahl A_T (unabhängig von Z_T) berechnet sich nach [Sue 90] zu:

$$\sigma(A, Z) = Y(A) \cdot \sigma(\langle Z \rangle - Z) \quad (\text{A.1})$$

wobei:

$$Y(A) = \sigma_R P(A_P) e^{-P(A_P)(A_P - A)} \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_R = 450(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 2.38)mb \quad (\text{A.3})$$

$$\ln P(A_P) = -7.57 \cdot 10^{-3} \cdot A_P - 2.548 \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma(\langle Z \rangle - Z) = \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot e^{R|\langle Z \rangle - Z|^U} \text{ mit:} \quad (\text{A.5})$$

$$\ln R = -6.77 \cdot 10^{-3} \cdot A + 0.778 \quad (\text{A.6})$$

$$\langle Z \rangle = Z_\beta(A) + \Delta + \Delta_m \quad (\text{A.7})$$

$$Z_\beta(A) = \frac{A}{1.98 + 0.0155 \cdot A^{2/3}} \quad (\text{A.8})$$

$$\Delta = \begin{cases} 2.041 \cdot 10^{-4} A^2 & \text{falls } A < 66 \\ 2.703 \cdot 10^{-2} A - 0.895 & \text{falls } A \geq 66 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

$$U = \begin{cases} 2 & \text{falls } (\langle Z \rangle - Z) < 0 \\ 1.5 & \text{falls } (\langle Z \rangle - Z) \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta_m = (Z_P - Z_\beta(A_P)) \cdot \left[c_1 \cdot \left(\frac{A}{A_P} \right)^2 + 0.6 \cdot \left(\frac{A}{A_P} \right)^{47} \right] \quad (\text{A.11})$$

$$c_1 = \begin{cases} 0.4 & \text{für neutronenreiche Projektile} \\ 0.0 & \text{für neutronenarme Projektile} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

in Projektilnähe ($A/A_P >$) 0.86:

$$R = f_R \cdot R \quad \text{mit:} \quad f_R = 20 \left(\frac{A}{A_P} - 0.86 \right)^2 + 1 \quad (\text{A.13})$$

$$\Delta = f_\Delta \cdot \Delta \quad \text{mit:} \quad f_\Delta = -51 \left(\frac{A}{A_P} - 0.86 \right)^2 + 1 \quad (\text{A.14})$$

A.2 Mechanische Details des Photonendetektors

An dieser Stelle sollen kurz die wesentlichen Details der Konstruktion des Photonendetektors gezeigt und zusammengefaßt werden. Der Detektor ist als quadratische Sandwichkonstruktion aus 15 einzelnen Rahmen und einigen kleineren Baugruppen zusammengesetzt. Der prinzipielle Aufbau ist in Anlehnung an ein ähnliches Modul, das kurz zuvor von F. Piuze [Piu 96] am CERN entwickelt worden war entstanden. Es wurden allerdings wesentliche Modifikationen im Bereich der Padkathode und der Anodenplatinen durchgeführt. Ein senkrechter Schnitt parallel zu den Drähten durch eine der Seiten ist in Abbildung A.1 gezeigt. Die einzeln nummerierten Baugruppen haben folgende Funktionen.

1. Trägerrahmen für die vier Segmente der Kathodenebene.
2. Kathodensegment mit aufgeklebter Padplatine.
3. Zwischenrahmen für Kathodenebene. Hier sind an den Seiten parallel zu den Drähten (nicht gezeigt) die Gasverteilerleisten und Gaszuführungen montiert. (siehe Abbildung A.2)
4. Trägerrahmen für Anodenplatinen. Zu sehen ist die aufgeklebte Anodenplatine mit den angelöteten Anodendrähten. Diese steht nach außen über, da hier Schutzwiderstände und Spannungszuführung angebracht sind.
5. Stesalit¹-Rahmen zur Isolation.
6. Trägerrahmen für Kathodendrähte mit eingepaßten und angeschraubten Platinenstreifen. Dargestellt sind auch die angelöteten Kathodendrähte.
7. Quarzfenster.
8. Basisrahmen für Nr. 6.
9. Trägerrahmen (Material: Stesalit¹) für Quarzscheibe mit aufgeklebter Viton²-Zwischenschicht ($d = 1 \text{ mm}$) zur Entkoppelung mechanischer Spannungen.
10. Halterahmen für Scheibenträger.
12. Stesalitstreifen¹ zur vertikalen Positionierung der Kathodendrähte.
18. Distanzrahmen (austauschbar).
19. Befestigungsrahmen für Radiator und Spiegelhalterung.

¹Markenname der Fa. Stesalit AG, CH-4249 Zullwil-SO

²Hexafluorpropylenvinylidenfluorid-Copolymer

20. Gasdichtes Gehäuse für Radiator und Spiegel.

Alle nicht näher bezeichneten Komponenten sind aus Aluminium gefertigt, mit O-Ringen gegen die Umgebung abgedichtet und durch Messingschrauben miteinander verbunden. Für die Planheit der Padkathodenebene und die Drahtabstände wurden mechanische Toleranzen von $\pm 20 \mu\text{m}$ erreicht. Bei den Abständen der Potentialebenen sind aufgrund der Symmetrie des Aufbaus noch kleinere Werte zu erwarten, die aber mit den zur Verfügung stehenden Methoden nicht aufgelöst werden konnten. Trotz der hohen Anforderungen an die Präzision, wurde ein Gesamtgewicht von 50 kg nicht überschritten.

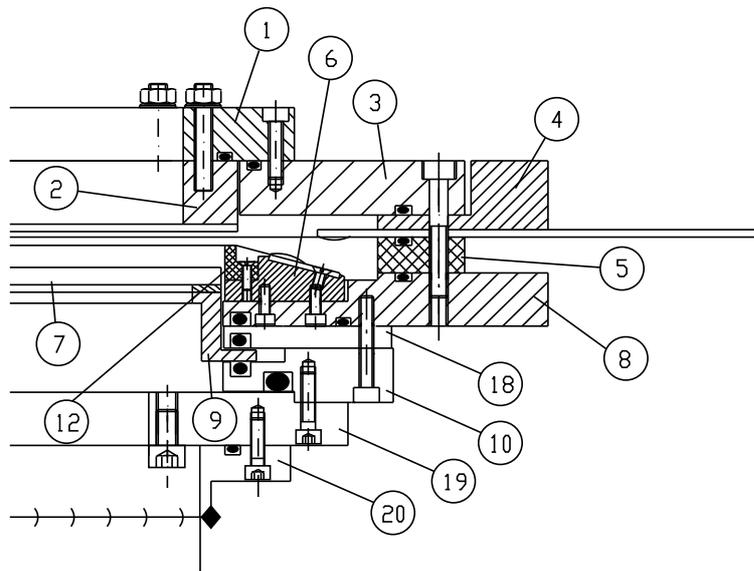


Abbildung A.1: Schnitt (parallel zu den Drähten) durch eine Seite der quadratischen Detektorkonstruktion. Die einzelnen Rahmen (im Text genauer beschrieben) werden mit O-Ringen gegeneinander gedichtet.

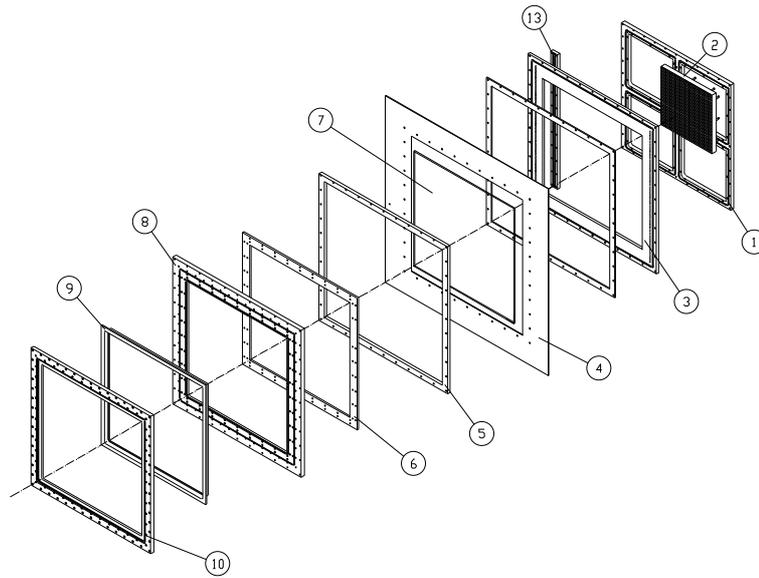


Abbildung A.2: In dieser „Explosionszeichnung“ wird die vielschichtige Rahmenkonstruktion des HIRICH nochmals anschaulich aufgeschlüsselt .

A.3 Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung kleiner CsI-Proben

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer, optischer Meßplatz zur wellenlängen aufgelösten Messung im VUV-Bereich aufgebaut (siehe Abbildung A.3). Obwohl dieser bereits in [Bau 95] ausführlich beschrieben ist, soll er an dieser Stelle der Vollständigkeit und Übersichtlichkeit halber kurz skizziert werden. Als Lichtquelle wird eine Deuteriumlampe³ mit MgF₂-Fenster benutzt. Das Licht wird mit einem VUV-Spiegel auf den Eintrittspalt eines Vakuummonochromators⁴ fokussiert, dort mit einer Dispersion von $4 \frac{\text{nm}}{\text{mm}}$ aufgespalten und kann dann an zwei verschiedenen Meßports genutzt werden. Der Meßplatz wurde in Zusammenarbeit mit B.Bauer betrieben und diente vor allem zur Effizienzmessung an zahlreichen CsI-Proben. Dabei konnten mit der, in Abbildung A.4 dargestellten Probenkammer jeweils 6 unterschiedliche Proben untereinander und mit einer absolut kalibrierten GaAsP-Diode verglichen werden.

³Fa. L.O.T.-Oriel, Typ V03

⁴Fa. Acton Research Company, Typ ARC VM-502

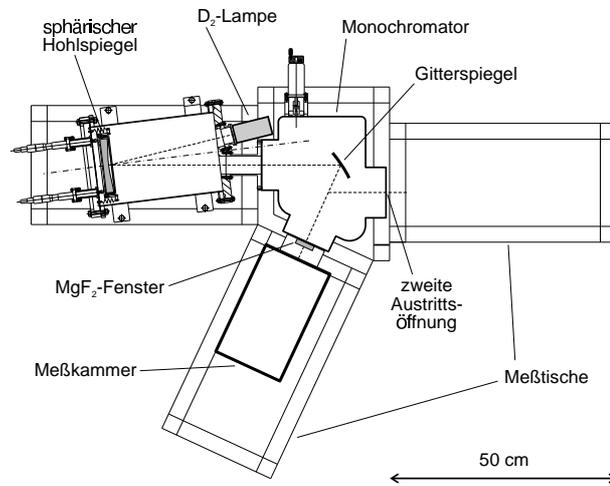


Abbildung A.3: Übersicht über den am Institut neu aufgebauten Monochromatormeßplatz.

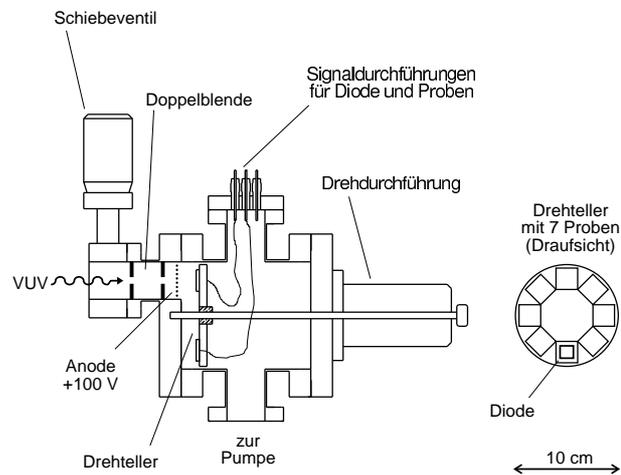
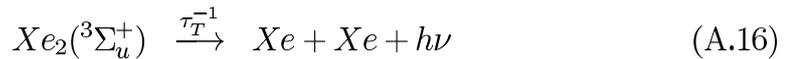
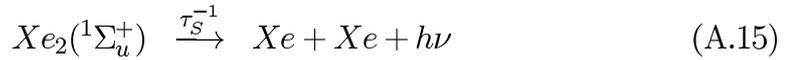


Abbildung A.4: Schematische Darstellung der Meßkammer für die Untersuchung von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen CsI-Probenplättchen.

A.4 Die Einphotonen Xe-Lampe

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine sogenannte „Einphotonen-Xenonlampe“ speziell entwickelt, um Photonendetektoren zu erproben, die einzelne Lichtquanten nachweisen sollen. Diese Lampe emittiert zeitlich statistisch verteilt einzelne Photonen im vakuumultravioletten Wellenlängenbereich (VUV) mit einer Rate von etwa 1 kHz. Eine wesentliche Besonderheit ist, daß zu jedem emittierten Photon zusätzlich ein schnelles Triggersignal geliefert wird. Ähnliche Konzepte wurden in der Excimerspektroskopie verwendet, um die Zeitstruktur der Excimeremission zu untersuchen [Kle 81] [Suz 82].

Bei der hier vorgestellten Einphotonenlampe wird die Lichtemission von Edelgasen beim sogenannten zweiten Excimerkontinuum ausgenutzt. Das zweite Kontinuum entsteht beim strahlenden Zerfall neutraler Edelgasmoleküle aus den ersten beiden angeregten Zuständen $^1\Sigma_u^+$ und $^3\Sigma_u^+$ zum repulsiven Grundzustand $^1\Sigma_g^+$.



Die Lebensdauern des Singulett- und $\tau_T \approx 100$ ns [Lor 76] für Xenon. Die Lebensdauer des Triplettzustandes ist deutlich größer, da für dessen Zerfall eine Spinänderung nötig ist. Die in Gleichung A.15 und A.16 beschriebenen Übergänge können analog bei allen Edelgasen beobachtet werden. Das emittierte Licht liegt im vakuumultravioletten Wellenlängenbereich. Der Schwerpunkt des Spektrums ist für Argon bei 127 nm und verschiebt sich mit zunehmendem Atomgewicht zu längeren Wellenlängen bis auf 171 nm für Xenon (siehe Abbildung A.5). Das repulsive Potential des Grundzustandes ist im Bereich des Überganges sehr steil, was zu einer typischen Breite der Emission von $\sigma = 5 - 10$ nm führt.

bzw. Triplettzustandes betragen $\tau_S \approx 5$ ns. Die Lebensdauer des Triplettzu-

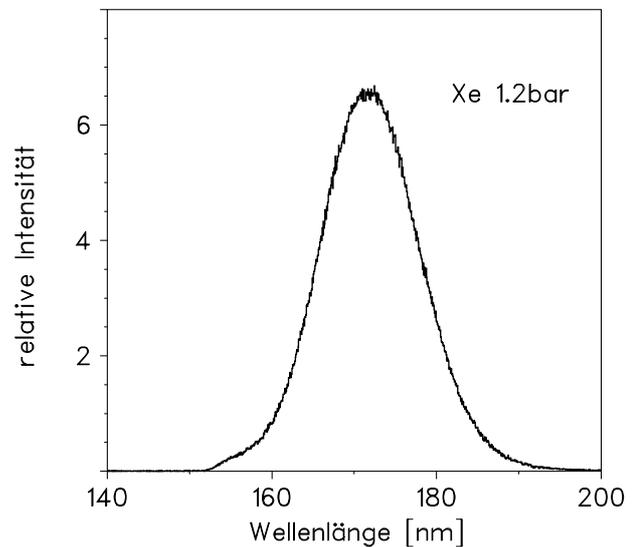
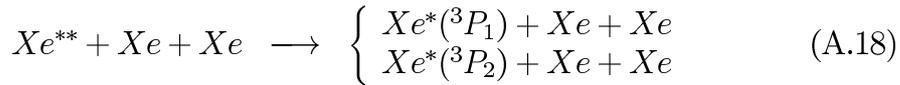
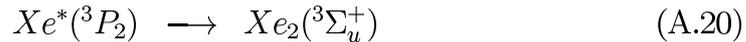
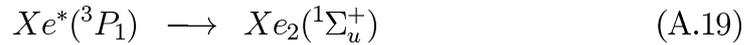


Abbildung A.5: Spektrale Verteilung der Lichtemission aus gasförmigem Xenon (1.2 bar) bei Anregung durch einen 20 keV Elektronenstrahl [Wie 97].

Die Bevölkering der angeregten Zustände ($^1\Sigma_u^+$ und $^3\Sigma_u^+$) kann über unterschiedliche Mechanismen erfolgen. Eine detaillierte Beschreibung dieser wird in [Rho 84] gegeben. Für den hier beschriebenen Fall wird der dominante Beitrag durch eine Kaskade geleistet, die von hochangeregten Edelgasatomen ausgeht. Diese werden durch den elektronischen Energieverlust von α -Teilchen aus einer ^{241}Am -Quelle im Gasraum erzeugt. Die folgenden Ratengleichungen beschreiben den Vorgang am Beispiel Xenon.



Aus den Xenonatomen im 3P_1 Zustand bilden sich die Excimere im Singulettzustand aus denen im 3P_2 die im Triplettzustand.



Da es sich bei den wesentlichen Schritten der Reaktion um 3-Körper Stöße handelt, muß mit möglichst hohem Gasdruck gearbeitet werden, um eine rasche Bevölkering der $\text{Xe}_2(^1\Sigma_u^+)$ Niveaus zu gewährleisten. Bei einem Xenongasdruck von 2 bar erwartet man eine mittlere Bevölkeringsdauer von $\tau < 100$ ns [Rib 92].

Der gesamte, oben geschilderte Reaktionsmechanismus konnte in einer Lampe realisiert werden, die nicht größer als eine Kindertaschenlampe ist und keinerlei Versorgung benötigt. Diese wird in Abbildung A.6 schematisch gezeigt. Sie besteht aus vier wesentlichen Komponenten:

- Einer 2×2 mm² großen ^{241}Am -Quelle mit einer α -Aktivität von ca. 10 kBq
- Einem sphärischen VUV-Spiegel.
- Einem 5 mm dicken MgF_2 -Fenster.
- Einer 1×1 cm² großen Silizium-PIN-Diode.

Die ganze Anordnung ist in einem O-Ring gedichteten Edelstahlgefäß untergebracht, das mit Xenongas (2 bar) gefüllt ist. α -Teilchen (ca. 5 MeV) aus der Quelle passieren etwa 3 mm Gasraum bevor sie auf die PIN-Diode treffen. Auf