

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt



Bernd Voss

**Untersuchung der Projekttilfragmentation
und der
Isotopentrennung relativistischer Schwerionen
am Fragmentseparator der GSI**

Doktorarbeit

März 1995

**Untersuchung der Projekttilfragmentation
und der
Isotopentrennung relativistischer Schwerionen
am Fragmentseparator der GSI**

Dem Fachbereich Physik
der Technischen Hochschule Darmstadt

Zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegte Dissertation von

Dipl. Ing. Bernd Voss

aus Heidelberg

Referent: Prof. Dr. H.-G. Clerc

Koreferent: Prof. Dr. Dr.h.c. P. Armbruster

Tag der Einreichung: 25. April 1995

Tag der Prüfung: (22). Mai 1995

Darmstadt 1995

D 17

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3	
2. Reaktionsmodelle	5	
2.1 Die Fragmentation – ein Zwei-Stufen-Prozeß	5	
2.2 Die elektromagnetische Dissoziation	6	
2.3 Trends in der Isotopenproduktion	7	
2.4 Semiempirische Parametrisierung EPAX	7	
2.5 Abrasion-Ablations Modelle	10	
2.5.1 Der Abrasions-Schritt	10	
2.5.2 Der Ablations-Schritt	13	
2.6 Die Reaktionskinematik – Parallelimpulse	16	
I	Die Isotopentrennung	19
3. Die Produktion und Separation	21	
4. Die Experimente	25	
4.1 Der experimentelle Aufbau	25	
4.2 Die Eichung ionenoptischer Größen	27	
4.3 Die Szintillatordetektoren am Fragmentseparator	31	
4.3.1 Die Bestimmung der Orte	33	
4.3.2 Die Bestimmung der Flugzeit	38	
4.4 Die Bestimmung der Kernladung	44	
4.4.1 Die Korrektur der Ortsabhängigkeit der Energieverlust-Signale	46	
4.4.2 Die Korrektur der Energieabhängigkeit des Energieverlust-Signales	50	
4.5 Die Bestimmung der Winkel	53	
4.6 Steuerung, Datenaufnahme und Auswertung	53	

5. Die Identifizierung	55
5.1 Die ionenoptische Separation – $B_{\varrho}-\Delta E-B_{\varrho}$ -Methode	55
5.2 Die kinematische Rekonstruktion	59
5.2.1 Die ΔE^*-B_{ϱ} -TOF-Methode	59
5.2.2 Die $B_{\varrho}-\Delta E-B_{\varrho}+TOF$ -Methode	64
II	Die Projekttilfragmentation
Experimentelle Ergebnisse	69
6. Die Produktionswirkungsquerschnitte	71
6.1 Das Prinzip der Messung	71
6.2 Messung und Korrekturen	72
6.2.1 Die Messung	72
6.2.2 Die Bestimmung des Strahlstromes	74
6.2.3 Die Normierung	79
6.2.4 Die Korrekturen	79
6.3 Fehlerbetrachtung	86
6.4 Die Diskussion der Ergebnisse	87
6.4.1 Der reine Abrasions-Prozeß	87
6.4.2 Die Anregungsenergieverteilung	93
6.4.3 Das N/Z-Verhältnis.	97
6.4.4 Die Ladungsaustauschreaktion	102
7. Die Parallelimpulse	103
7.1 Das Prinzip der Messung	103
7.2 Die Korrekturen	105
7.3 Die Probleme bei der Identifikation	107
7.4 Die Diskussion der Ergebnisse	107
8. Zusammenfassung	112
III	Anhang
A. Entwicklung und Anwendung eines vakuumtauglichen Szintillationsdetektors	117

B. Ein Flugzeitdetektor zur Untersuchung der Spaltung exotischer Kerne	126
B.1 Die physikalische Zielsetzung des Spaltexperimentes	126
B.2 Experimenteller Aufbau	129
B.3 Anforderungen an den Flugzeitdetektor	136
B.4 Voruntersuchungen – bisher erreichte Auflösungen	141
B.5 Auswahl der Bauteile	144
B.6 Der Einsatz im Experiment	145
Literaturverzeichnis	155
Abbildungsverzeichnis	171
Tabellenverzeichnis	176
A. Tabellen	178
B. Technische Aufbauten	190
C. Betriebsbedingungen der Photomultiplier	195
D. Der Leuchtdioden-Monitor	201
D.1 Aufbau und Funktionsweise des LED-Monitors	202
D.2 Die Voruntersuchungen	202
E. Der Einfluß verschiedener Kabelqualitäten	208
F. Technische Zeichnungen zu den Detektoren	210
F.1 Der Eichszintillator am Produktionstarget	210
F.2 Die Szintillationsdetektoren in der Mittelebene und am Endfokus des FRS	211
F.3 Ein vakuumtauglicher Szintillationsdetektor	213
F.4 Die Flugzeitwand am FRS	225
Danksagung	238
Eidesstattliche Erklärung	239

1. Einleitung

Die Untersuchung exotischer Kerne und die dadurch mögliche Weiterentwicklung von Kernmodellen ist ein wichtiges Aufgabengebiet der Kernphysik. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse haben teilweise starken Einfluß auf angrenzende Gebiete, wie etwa auf die Astrophysik, Biophysik, Medizin und Materialwissenschaft:

Aus astrophysikalischer Sicht ist die Kenntnis der vielfältigen Wechselwirkungen schwerer Kerne mit interstellarer Materie und der Verlauf des r- und rp-Prozesses bei der Elementsynthese in Sternen Voraussetzung für die Aussagekraft von Modellen, die die Entstehung einzelner Sterne, Galaxien sowie des gesamten Universums beschreiben.

In der Biophysik haben kernphysikalische Techniken Anwendungen in der Therapie von Krebsformen gefunden, die anderweitig nur schwer oder garnicht zu behandeln sind. Als Grundlage dieser Behandlungen dienten Untersuchungen von Reparaturmechanismen der Zellen nach Bestrahlung mit leichten Ionen. Auch eine differenziertere Bewertung des Strahlenrisikos bei beruflich strahlenexponierten Personen erscheint so möglich.

In der Materialwissenschaft hat die Lithografie mit schweren Ionen neue Wege eröffnet. In der Halbleitertechnik können damit immer feinere Strukturen erzeugt werden.

Speziell die Untersuchung der peripheren nuklearen Kollision, die bei relativistischen Energien die häufigste Wechselwirkungsart darstellt, ist hinsichtlich technischer Anwendung besonders interessant. Als Fragestellungen erscheinen etwa die „Produktion von radioaktiven Sekundärstrahlen“, die Entwicklung neuer Methoden zur Energiegewinnung, wie z.B. das „Zünden der Kernfusion“ mit Schwerionenstrahlen oder auch – in neuerer Zeit – die „Verbrennung nuklearen Abfalls“.

Auch die Untersuchung der Eigenschaften der (kalten) Kernmaterie an sich, insbesondere dabei zutage tretende Strukturen, die Suche nach neuen Schalenabschlüssen – neue, schwere Elemente, doppelmagische Kerne wie ^{100}Sn – oder die Entdeckung seltener Kernzerfälle stehen im Mittelpunkt des Forschungsinteresses.

Mit dem **Fragment-Separator** (FRS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt steht seit kurzer Zeit ein *neuer, einzigartiger Apparat* zur Produktion von radioaktiven Sekundärstrahlen relativistischer Projektilfragmente zur Verfügung. Mit ihm sind vielfältige präzise Untersuchungen der Charakteristika exotischer, radioaktiver Sekundärstrahlen möglich. Sie betreffen das Verständnis des Produktionsmechanismus an sich als auch die daraus resultierenden Eigenschaften der produzierten Kerne. Der Stand des theoretischen Verständnisses der Fragmentationsreaktion wird in einem einleitenden Abschnitt dieser Arbeit dargestellt.

Alle am FRS durchzuführenden Experimente erfordern die genaue Kenntnis der Zusammensetzung und der Eigenschaften des Sekundärstrahles, d.h. der Kernladungs- und -massenzahl, des Ionisationsgrades, der räumlichen sowie der Winkel- und Impulsverteilung und der Intensität der produzierten Isotope.

Ein Teil der *apparativen Voraussetzungen* und der *Nachweisteknik für Sekundärstrahlen* wurde im Rahmen dieser Arbeit geschaffen. Der Einsatz in einer ionenoptischen Apparatur stellt dabei besonders hohe Anforderungen und verlangt ein speziell angepaßtes Detektorsystem. Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit werden deshalb die technischen und methodischen Entwicklungen aus vielen, in den vergangenen Jahren am FRS durchgeführten Experimenten zusammengefaßt. Die Anwendbarkeit verschiedener *Methoden zur Selektion und Identifizierung* der am FRS erzeugten schweren relativistischen Projektilfragmente bei den unterschiedlichen Anforderungen verschiedenster Experimente werden untersucht. Dazu wird auf die Trennung der produzierten Isotope mittels dreier Verfahren eingegangen.

Experimente mit Sekundärstrahlen können nur dann durchgeführt werden, wenn realistische Abschätzungen über die zu erwartenden Strahl-Intensitäten verfügbar sind. Man benötigt zu diesem Zweck ein Modell, das in der Lage ist, selbst seltene Prozesse – mit Wirkungsquerschnitten im Bereich von einigen Picobarn – mit

vertretbarem Aufwand an Zeit vorherzusagen. Hier bieten sich empirische Formeln und analytische Modelle an. Systematiken, wie sie bisher nur aus Fragmentationsdaten für leichtere Systeme gewonnen werden können, sind allerdings nur in begrenztem Umfang und in der Nähe der Stützstellen gut verwendbar. Zur Beschreibung der Fragmentation schwerer Kerne, insbesondere wenn auch Spaltung als Zerfallskanal wahrscheinlich wird, sind sie nur sehr bedingt sinnvoll anzuwenden. Generalisierende und weitergehende Aussagen zur Planung und Durchführung von Experimenten sind also nur durch den Einsatz entsprechender physikalischer Modellvorstellungen und einen Vergleich mit gemessenen Daten zu gewinnen. In der Nieder-, Mittel- und Hochenergiephysik gibt es hierzu verschiedene Konzepte zur Beschreibung der Reaktionen zwischen schweren Kernen, die jeweils dem speziellen Charakter der Wechselwirkung Rechnung tragen. Im allgemeinen parametrisieren die verschiedenen Modelle nach dem Stoßparameter, trennen also Bereiche unterschiedlichen Grades der Annäherung der beiden Reaktionsparameter aneinander. Eine analoge Unterteilung ergibt sich bei Betrachtung der in den Fragmentationsprodukten deponierten Anregungsenergie E^* infolge der Wechselwirkung.

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit ist deshalb – neben der Untersuchung der Isotopentrennung – die *systematische Untersuchung des Fragmentationsprozesses* und der zu seiner Beschreibung angewandten Modelle. Durch den Vergleich der gewonnenen Daten mit den theoretischen Vorstellungen wird einerseits der physikalische Vorgang genauer untersucht, das Verständnis und die Vorstellung von der Fragmentation vertieft und andererseits die Planbarkeit zukünftiger Experimente mit exotischen Strahlen erleichtert. Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich deshalb mit der Messung zweier für die Projektilfragmentation wesentlicher physikalischer Größen: der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte und der Breiten der Parallelimpulsverteilungen. Eine Diskussion der Ergebnisse im Rahmen verschiedener Modelle schließt sich jeweils daran an.

Die Untersuchung der Eigenschaften einzelner Isotope erfordert grundsätzlich eine Trennung nach deren Massenzahl und nuklearer Ladung und baut insofern auf den Ergebnissen des ersten Abschnittes auf. Die Fragmentations-Wirkungsquerschnitte bilden einen indirekten Zugang zu der Anregungsenergie, die in der nuklearen Kollision zwischen Projektil- und Targetkern im Produktionstarget auf die Reaktionspartner übertragen wird. Die bislang experimentell verfügbaren Informationen über ihre Größe sind noch recht unvollständig, weshalb eine genauere Bestimmung notwendig erscheint. Dazu sind Experimente notwendig, die dem speziellen Charakter der Fragmentation relativistischer Schwerionen Rechnung tragen. Der FRS bietet hier die zur Zeit einmalige Möglichkeit, gerade durch die Untersuchung der sehr peripheren Reaktionen einen besonders genauen Einblick in die Kinematik der Reaktion zu gewinnen. Mit ihm ist es möglich, durch die Auswahl unterschiedlicher Klassen von Reaktionsprodukten gezielt Bereiche verschiedener Anregungsenergie zu untersuchen. So werden die Fragmente mit Kernladungs- und -massenzahlen in der Nähe des jeweiligen Projektils mit niedrigeren Anregungsenergien gebildet als entsprechende Kerne mit größerem Massenverlust in der Reaktion. Aussagen über die während der nuklearen Kollision deponierte Anregungsenergie sind dort aufgrund des dominierenden Einflusses der Teilchenabdampfung kaum noch möglich. Durch die Wahl geeigneter transparenter Modelle und den Vergleich mit den experimentellen Daten können dann Rückschlüsse auf die Anregungsenergie gezogen werden.

Im Gegensatz zur Anregungsenergie, über die nur indirekt durch einen Vergleich mit Modellrechnungen Aussagen extrahiert werden können, sind die Impulse der Projektilfragmente direkten Messungen im Experiment zugänglich: Die Parallelimpuls-Verteilungen lassen sich aus den Ortsverteilungen in der dispersiven Mittelebene des Fragmenteseparators bestimmen. Dabei wird die konventionelle Vorstellung einer universellen Beschreibung der Impulsbreiten allein als Funktion des Massenverlustes in der Reaktion, wie sie beispielsweise von Goldhaber [Gol74] und von Morrissey [Mor89] vorgeschlagen wird, kritisch überprüft. Es wird sich zeigen, daß die Teilchenverdampfung als Abregungsmechanismus – abhängig von der Anregungsenergie der Fragmente – einen wichtigen Einfluß auf diese Größe hat. Die Untersuchung der Breiten der Parallelimpulsverteilungen und die daraus gewonnenen Schlußfolgerungen gehen direkt in die technische Entwicklung bzw. den Betrieb des FRS ein, da auch die Funktionsweise des Apparates davon abhängig ist.

Im letzten Teil der Arbeit werden die aus den vorangegangenen Kapiteln gewonnenen Informationen und Erfahrungen unter anderem zur *instrumentellen Weiterentwicklung* und Verfeinerung der Diagnosemöglichkeiten am FRS genutzt. Die *Anwendung* auf weitere geplante bzw. bereits durchgeführte Experimente zur *Niederenergiespaltung relativistischer Sekundärstrahlen* bildet den Schluß.

2. Reaktionsmodelle

Die Planung von Experimenten mit Sekundärstrahlen kann nur dann sinnvoll vorgenommen werden, wenn realistische Abschätzungen über die zu erwartenden Intensitäten verfügbar sind. Man benötigt zu diesem Zweck ein Modell, das in der Lage ist, selbst seltene Prozesse – mit Wirkungsquerschnitten im Bereich von Picobarn – mit vertretbarem Aufwand an Zeit vorherzusagen. Hier bieten sich empirische Formeln und analytische Modelle an. Systematiken, wie sie aus Fragmentationsdaten für leichtere Systeme gewonnen werden können, z.B. die empirische Formulierung EPAX [SüB90], sind allerdings nur in begrenztem Umfang und in der Nähe der Stützstellen gut verwendbar. Zur Beschreibung schwerer Kerne, insbesondere wenn auch Spaltung als Zerfallskanal wahrscheinlich wird, sind sie nur sehr bedingt sinnvoll anzuwenden, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt werden wird.

In der Nieder-, Mittel- und Hochenergiephysik gibt es verschiedene Konzepte zur Beschreibung der Reaktionen zwischen schweren Kernen. Einheitlich kann man verschiedene Bereiche bei unterschiedlichen Modellen unterscheiden und sie nach dem Grade der Annäherung der beiden Reaktionsparameter aneinander – also dem Stoßparameter – parametrisieren [Hüf85]. Eine analoge Unterteilung ergibt sich bei Betrachtung der in den Fragmentationsprodukten deponierten Anregungsenergie E^* infolge der Wechselwirkung. Man kann im groben drei Bereiche unterscheiden:

Bei zentralen Stößen ist die in die Reaktionspartner eingebrachte Energie E^* wesentlich größer als die mittlere Bindungsenergie E_{bind} der Nukleonen im Kern von ca. 8 MeV/u. Durch die Kompression der Kernmaterie werden hohe nukleare Temperaturen erreicht [Cam86, NeB88, ZhG87, BaB87, KoR87] und es kommt deshalb zur völligen Zerlegung der Kerne in kleinste Teilchen.

Streifende Stöße führen zu Anregungen in der Größenordnung der Bindungsenergie $E^* > E_{bind}$. Dies ist der Bereich dissipativer Streuung und des Aufbruchs der Kerne in mehrere Präfragmente mittlerer Masse, was i.a. als „Multifragmentation“ [Ogi91, HuK91] bzw. zumindest zum Teil durch sequentielle Spaltung von Fragmentationsprodukten [FrL83, Fri88, MoW88] beschrieben wird.

Der dritte Bereich ist der der peripheren Stöße mit Anregungsenergien $E^* < 1$ MeV/u. Modelle zu seiner Beschreibung werden in diesem Kapitel vorgestellt und hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf Schwerionenreaktionen in den folgenden Abschnitten untersucht. Generell kann gesagt werden, daß die experimentell verfügbaren Informationen über die Anregungsenergieverteilung schwerer Projektilfragmente, die die Grundlage zur Unterscheidung der verschiedenen Reaktionsklassen bildet, immer noch unvollständig sind.

2.1 Die Fragmentation – ein Zwei-Stufen-Prozeß

Es ist allgemein anerkannt, daß die Fragmentation bei relativistischen Energien als Zwei-Stufen-Prozeß mit unterschiedlichen Zeitskalen der einzelnen Schritte im Rahmen des Abrasion-Ablation Modelles beschrieben werden kann [Ser47] (vergl. Abb. 2.1):

Ihm liegt ein klassisches Trajektorienbild zugrunde [BoS73], nach dem die Dichteverteilungen der Reaktionspartner beim Stoß überlappen, wenn nur der Stoßparameter kleiner ist als die Summe der Kernradien von Projektil und Target. In der ersten Stufe, der sog. Abrasion, hinterläßt die Abscherung von Nukleonen vom Projektilkern beim Vorbeiflug des Projektils am Targetkern mit einer charakteristischen Zeitskala von ca. 10^{-23} s einen „Feuerball“ und angeregte sogenannte „Spektatoren“ [GoG77].

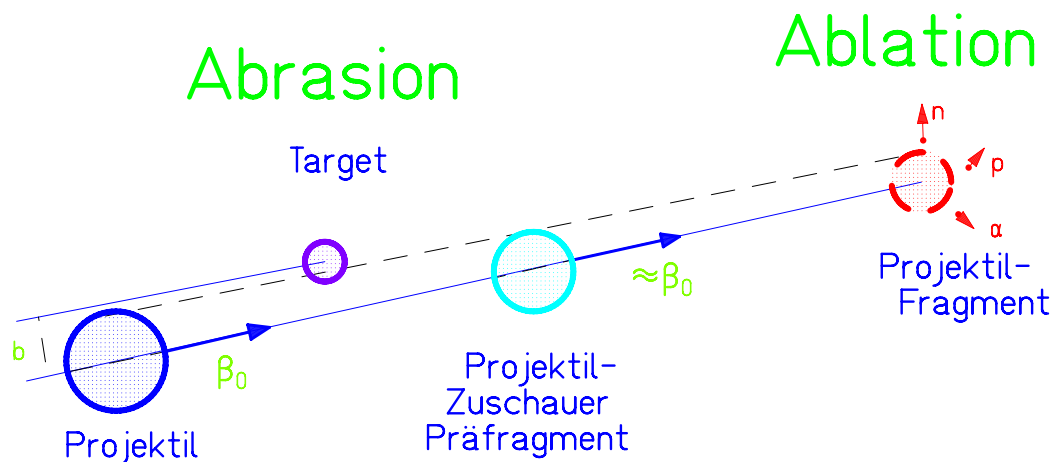


Abb. 2.1 Die Projekttilfragmentation als Zwei-Stufen-Prozess aus nuklearer Kollision – Abrasion – und anschließender Teilchenabkühlung – Ablation –. Das sich mit der Geschwindigkeit β bewegende Projekttil trifft mit einem Stoßparameter b auf den Targetkern. Danach bewegt sich das durch die nukleare Reaktion gebildete angeregte Präfragment noch etwa mit der gleichen Geschwindigkeit weiter und regt sich durch Teilchenabkühlung ab.

In der zweiten Stufe, der sog. Ablation, äquilibrieren die Spektatoren bzw. Präfragmente ihre in der nuklearen Kollision aufgenommenen Anregungsenergie und regen sich auf einer Zeitskala von 10^{-16} bis 10^{-21} s hauptsächlich durch Emission von Nukleonen ab. Die Abdampfung geschieht um so schneller, je höher die deponierte Energie ist. Die Verdampfungskaskade kann unter Umständen den Zustand nach der ersten Stufe der Reaktion entscheidend verändern, weshalb die physikalischen Observablen im Experiment oft mehr den Evaporations-Prozess als die nukleare Kollision widerspiegeln.

Ein Teilziel dieser Arbeit ist die systematische Untersuchung des Fragmentationsprozesses und der zu seiner Beschreibung angewandten Modelle. Im Rahmen dieser Modellvorstellungen hängen die Fragmentations-Wirkungsquerschnitte von der Größe der wechselwirkenden Kerne und – über einen großen Bereich – kaum von ihrer kinetischen Energie ab [KoG84] und die Isotopenverteilung der Fragmente ist unabhängig vom verwendeten Targetmaterial.

Bei den in dieser Arbeit behandelten Reaktionen wird das „Schicksal“ des Projektils, d.h. des in der ersten Stufe der Reaktion erzeugten Präfragmentes bzw. des Endproduktes der Verdampfung, das Projekttilfragment, behandelt. Nicht betrachtet werden dagegen die Prozesse, die den Targetrestkern bzw. den hier nicht dargestellten sogenannten „Feuerball“ betreffen. Physikalisch gesehen besteht allerdings kein Unterschied zwischen Projekttil und Target.

2.2 Die elektromagnetische Dissoziation

Wie bereits eingangs erwähnt, kann es auch bei Stoßparametern, die keinen geometrischen Überlapp der Kerne erwarten lassen, zu Anregungen der Projektile kommen. Die Anregung eines Projektils beim Vorbeiflug am Target bei diesen Stoßparametern, für die keine nuklearen Reaktionen mehr stattfinden, geschieht über die Wechselwirkung der Lorentz-kontrahierten Coulombfelder der Kerne. Die Wechselwirkung mit dem zeitabhängigen elektrischen Feld kann mittels der Weizsäcker-Williams-Methode durch einen Puls äquivalenter Photonen beschrieben werden. Zusätzlich zu der hier betrachteten E1-Strahlung behandeln Baur und Bertulani jedoch auch höhere Multipolaritäten [BaB86a]. Die Wahrscheinlichkeit für die Anregung hängt dabei vom Spektrum der Photonen und dem Absorptionsquerschnitt des Projektils für diese Photonen ab, der wiederum durch die Dipol- und Quadrupol-Riesenresonanz des Projektilkernes gegeben ist.

Aus Experimenten ist bekannt, daß für die Anregungsenergien der elektrischen Dipol- bzw. isoskalaren Quadrupolresonanz gilt:

$$\begin{aligned} E_{GDR} &= \frac{80}{A^{1/3}} \text{MeV} \\ E_{GQR} &= \frac{62}{A^{1/3}} \text{MeV} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Der Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Absorption und nachfolgende Dissoziation ergibt sich dann nach [BaB86b]

$$\sigma_{EMD} = \int_0^\infty \left(\frac{dN_\gamma(E1, E_\gamma)}{dE_\gamma} \sigma_{GDR}(E_\gamma) + \frac{dN_\gamma(E2, E_\gamma)}{dE_\gamma} \sigma_{GQR}(E_\gamma) \right) dE_\gamma \quad (2.2)$$

Hierin sind

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma(Ei, E_\gamma)}{dE_\gamma} & \text{ die Spektren der äquivalenten Photonen der Multipolaritäten } i, E1 \text{ und } E2 \\ \sigma(E_\gamma) & \text{ die Wirkungsquerschnitte für die Anregung der Dipol- (GDR) bzw. der Quadrupol-} \\ & \text{Riesenresonanz (GQR) bei einer Photonenenergie von } E_\gamma. \end{aligned}$$

In die Berechnung von σ_{EMD} gehen einige Vereinfachungen ein, die in diesem Zusammenhang nicht näher ausgeführt werden sollen; es sei auf [BaB86b] verwiesen.

2.3 Trends in der Isotopenproduktion

Anhand der Abb. 2.2 lassen sich sehr gut die Charakteristika des zweistufigen Prozesses der peripheren nuklearen Reaktion, der Abrasion und der Ablation erkennen. Auf einer Nuklidkarte ist die Verteilung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte aus der Reaktion $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al}$ nach einer Rechnung mit dem Abrasion-Ablation Modell (vergl. Abschnitt 2.5) von [GaS91] dargestellt. In nuklearen Kollisionen bleibt das Verhältnis von Neutronen- zu Protonenzahl des Projektils in den Präfragmenten im Mittel erhalten. Die sich anschließende Abdampfung verschiebt es in Richtung des Verdampfungsrestkernkorridors, der dadurch gekennzeichnet ist, daß in ihm die Wahrscheinlichkeiten für die Abdampfung von Protonen bzw. Neutronen in etwa gleich groß sind [Bar86, BlM91]. Dieser Korridor liegt für schwere Kerne mit Massen um $A \approx 200$ ca. auf halbem Wege zwischen dem Tal der β -Stabilität und der Linie verschwindender Protonenbindungsenergie. In der Nähe des Projektils ist die Verschiebung nicht so stark ausgeprägt, so, als hätten die entstehenden Fragmente noch eine „Erinnerung“ an das Neutron-zu-Proton Verhältnis des Mutterkerns, weshalb man in diesem Zusammenhang auch von „Memory-Effekt“ spricht.

2.4 Semiempirische Parametrisierung EPAX

Für hochenergetische Protonen- und Schwerionen-induzierte Reaktionen haben Sümmerer und Mitarbeiter [SüB90] eine Parametrisierung gemessener Fragmentations-Wirkungsquerschnitte (EPAX) als Funktion von ein paar nur schwach variierenden Parametern angegeben. Im Gegensatz zu bisherigen Formeln für induzierte Spallations-Reaktionen, wie zum Beispiel von Rudstam [Rud66] oder dem allgemeineren Zugang von Silberberg und Mitarbeitern [SiT85], erreichen die Maxima der vorhergesagten Isobaren-Fragmentverteilungen langsam die Kernladung und -masse des Projektils. Außerdem wird der Einfluß des Neutronenüberschusses des Projektils auf die Fragmentausbeuten berücksichtigt, dagegen werden Multifragmentation und Kernspaltung nicht betrachtet. Die

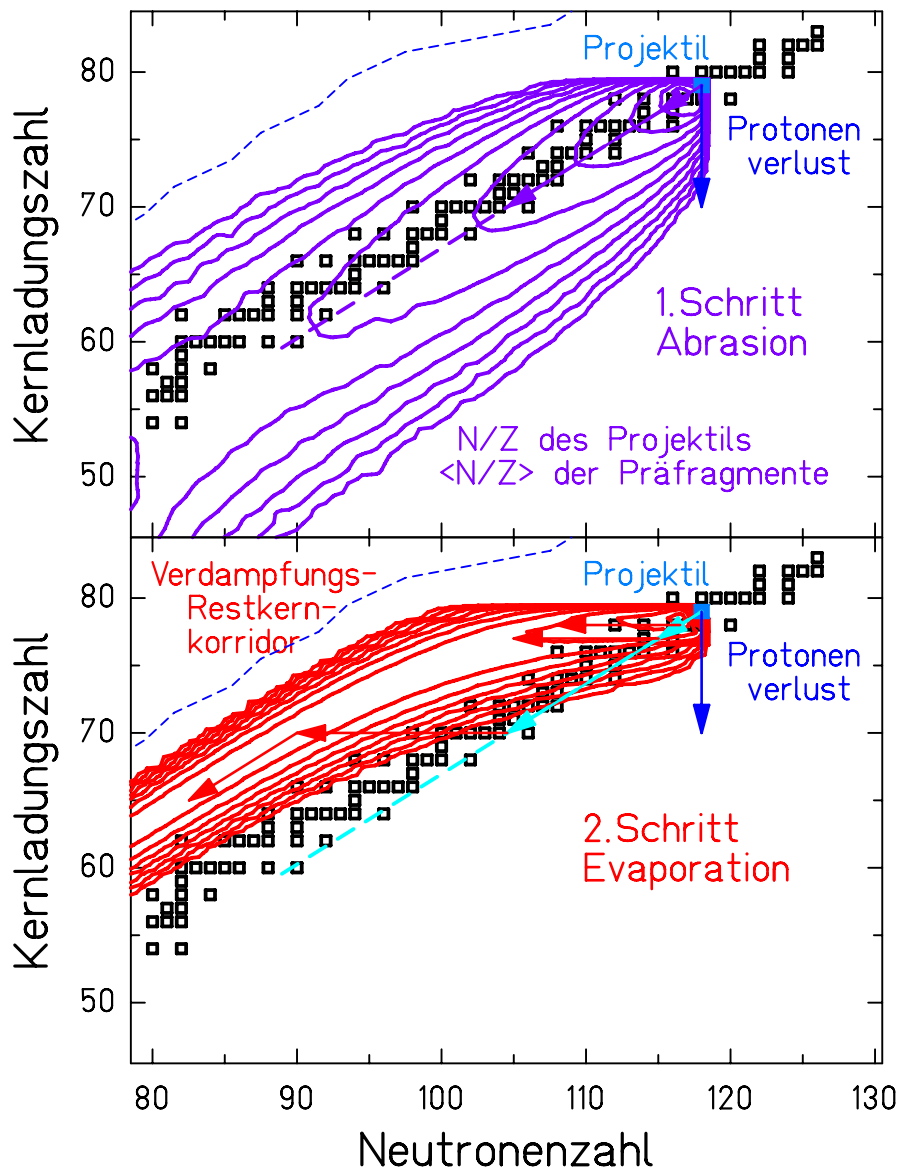


Abb. 2.2 Auf einer Nuklidkarte ist die Verteilung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte aus der Reaktion $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al}$ nach einer Rechnung mit dem Abrasion-Ablation Modell (vergl. Abschnitt 2.5) von [GaS91] dargestellt. Die Höhenlinien haben einen Abstand von jeweils einem Faktor zwei, wobei die äußerste einen Querschnitt von 0.125 mb angibt. Im oberen Bild ist die Verteilung der Produktionswirkungsquerschnitte nach dem ersten Schritt der Reaktion, der nuklearen Kollision oder „Abrasion“ gezeigt. Das N/Z -Verhältnis der sog. „Präfragmente“ entspricht im Mittel dem des Projektiles, es ist durch die dicke gestrichelte Linie angedeutet. Das untere Bild zeigt die Verschiebung dieser Größe in Richtung auf den „Verdampfungsrestkernkorridor“ durch den zweiten Schritt der Reaktion, der Abdampfung oder „Evaporation“ bzw. Ablation“ von Teilchen. Dieser liegt etwa auf halber Strecke zwischen dem Tal der β -Stabilität (\square) und der Linie verschwindender Protonenbindungsenergie (----, hier für Kerne mit ungerader Protonenzahl). In beiden Bildern ist der Weg, den die Protonenverlustkanäle nehmen, gesondert gekennzeichnet, da ihnen eine besondere Bedeutung bei der Untersuchung der Fragmentationsreaktion zukommt (vergl. Abschnitt 6.4.1).

Gültigkeit der Beschreibung ist auf Projektilenergien von einigen Hundert A·MeV beschränkt, da nur dann der Produktionswirkungsquerschnitt unabhängig von der Projektilenergie [CuH78] ist. Bisherige Untersuchungen zeigen, daß die vorhandenen Meßdaten zur Target- und Projektilfragmentation [CuH78, ViS79] zumindest in einem beschränkten Bereich von Fragmenten damit gut beschrieben werden können. Die Anwendbarkeit auf Reaktionen wie sie in dieser Arbeit betrachtet werden, soll hier überprüft werden.

EPAX wurde ursprünglich für die empirische Beschreibung der Targetfragmentation entwickelt, läßt sich aber durch Vertauschen der Kernladungs- und Massenzahl des Targets (Z_t, A_t) mit dem des Projektils (Z_p, A_p) auch auf die hier betrachteten Projektilfragmentationsreaktionen anwenden. Für den Produktionswirkungsquerschnitt eines Fragmentes gilt im Rahmen dieser Beschreibung:

$$\sigma(Z_f, A_f) = Y(A_f) \cdot N_0 \cdot e^{-R \cdot |Z_{f,prob} - Z_f|^U} \quad (2.3)$$

Darin sind:

- $Y(A_f)$ der totale Wirkungsquerschnitt für alle Isobare mit der Masse A_f ,
- N_0 ein Normierungsfaktor für die Kernladungsverteilung und
- R die Breite der Kernladungsverteilung,
- $Z_{f,prob}$ die wahrscheinlichste Kernladung bei fester Masse A_f sowie
- U eine Konstante, die die Form der Kernladungsverteilung bestimmt. Sie nimmt für neutronenreiche Fragmente einen Wert von 1,5 [Rud66] und für neutronenarme einen von 2 (Gaußform) an.

Die totale isobare Ausbeute $Y(A_f)$ errechnet sich nach [AbH76a] aus dem totalen (geometrischen) Reaktionsquerschnitt σ_N nach [KoG85] und einer Steigungskonstanten P , die in [AbH76a] aus physikalischen Überlegungen entwickelt wird. Sümmerer und Mitarbeiter [SüB90] haben diese Darstellung, die im Falle von Protoneninduzierten Fragmentationsreaktionen gute Ergebnisse liefert, für Schwerionenreaktionen [OlB81, Hil89] angepaßt: P wird lediglich durch eine Exponentialfunktion parametrisiert, die von der Projektilmasse abhängig ist, σ_N wird wie folgt beschrieben:

$$Y(A_f) = \sigma_N \cdot P \cdot e^{-P \cdot (A_p - A_f)} \quad \text{mit} \quad (2.4)$$

$$\sigma_N = 450 \cdot \left(\sqrt[3]{A_p} + \sqrt[3]{A_t} - 2.38 \right) \text{ mb} \quad (2.5)$$

$$P = e^{-7.57 \cdot 10^{-3} \cdot A_p - 2.584} \quad (2.6)$$

Das Maximum der Kernladungsverteilung $Z_{f,prob}$ ist allein eine Funktion der Fragmentmasse und liegt, wie Untersuchungen an Spallationsprodukten zeigen, auf der neutronenarmen Seite der Stabilität. Ausgehend von der Kernladung Z_β im stabilen Tal

$$Z_\beta = \frac{A}{1.98 + 0.0155 \cdot A^{2/3}} \quad (2.7)$$

verschiebt es sich in Richtung auf den Verdampfungsrestkernkorridor [DuD82], in dem zwei aufeinanderfolgende Verdampfungsstufen das Verhältnis Γ_P/Γ_N für die Abdampfung von Protonen und Neutronen im Mittel unverändert lassen. Für leichte Kerne ist dies identisch mit der Linie gleicher Neutronen- und Protonenzahl $N = Z$, bzw. gleicher Zerfallsbreiten $\Gamma_N = \Gamma_P$.

Berücksichtigt man die bevorzugte Abdampfung von Neutronen für protonenarme Kerne ($f_\Delta \Delta$) und das Neutronen-zu-Proton Verhältnis des Projektils (Δ_m), so gilt:

$$Z_{f,prob} = Z_\beta + f_\Delta \Delta + \Delta_m \quad \text{mit} \quad (2.8)$$

$$\Delta = \begin{cases} 2.041 \cdot 10^{-4} A_f^2 & \text{für } A_f < 66, \\ 2.703 \cdot 10^{-4} A_f^2 - 0.895 & \text{für } A_f \geq 66 \end{cases} \quad \text{mit der Korrektur :} \quad (2.9)$$

$$f_\Delta = -51 \cdot \left(\frac{A_f}{A_p} - 0.86 \right)^2 + 1 \quad \text{nahe der Projektilmasse } A_f > 0.86 A_p \quad (2.10)$$

Weit weg vom Projektil wird der Einfluß des Neutronen- oder Protonenüberschusses des Projektils durch den Verdampfungsvorgang ausgewaschen. Für diesen sogenannten „memory-Effekt“ Δ_m gilt nach Anpassung an ^{48}Ca -Fragmentationsdaten [WeS79]

$$\Delta_m = (Z_p - Z_\beta) \cdot \left(0.4 \left(\frac{A_f}{A_p} \right)^2 + 0.6 \left(\frac{A_f}{A_p} \right)^4 \right). \quad (2.11)$$

Die Breite R der Kernladungverteilung hängt ebenfalls von der Fragmentmasse und nahe dem Projektil zusätzlich vom relativen Abstand zur Projektilmasse ab:

$$R = 2.1779 \cdot f_R \cdot e^{-6.77 \cdot 10^{-3} \cdot A_f} \quad \text{mit} \quad (2.12)$$

$$f_R = 20 \left(\frac{A_f}{A_p} \right)^2 + 1 \quad \text{für } A > 0.86 A_p \quad (2.13)$$

2.5 Abrasion-Ablations Modelle

2.5.1 Der Abrasions-Schritt

Bereits vor einigen Jahren wurden theoretische Studien zum Fragmentationsprozeß im Rahmen makroskopischer [BoS73] und mikroskopischer [Met58] Modelle durchgeführt. Zur Beschreibung der nuklearen Kollision sind heutzutage einige mikroskopische Modelle etabliert, deren spezielle Charakteristika, Vor- und Nachteile etwa bei Bertsch und Das Gupta [BeG88] nachzulesen sind. Diese betrachten die Reaktion der beiden wechselwirkenden Teilchen anhand der Geometrie des Stoßes: Da die Relativgeschwindigkeit der Nukleonen wegen der großen kinetischen Energie der Projektile wesentlich größer ist als die Fermibewegung der Nukleonen im Kern, kann man mehrere getrennte Wechselwirkungsbereiche unterscheiden: den sog. „Teilnehmer“ und den „Zuschauer“ (vergl. Abb. 2.1). Man geht von quasifreien Nukleonen aus und betrachtet nur Nukleon-Nukleon-Stöße in der Überlappzone der beiden Kerne. Je nachdem, ob die betreffenden Nukleonen dem Target oder vom Projektil angehörten, werden sie beschleunigt bzw. abgebremst. Das resultierende Projektilfragment wird nach [Mor89] im Ruhesystem des Projektils im Mittel um den Impulsbetrag Δp abgebremst:

$$\Delta p = 8(A_p - A_f) \cdot \frac{1 + \gamma}{\beta\gamma} \frac{\text{MeV}}{c} \quad (2.14)$$

wobei A_p die Projektil- bzw. A_f die Fragmentmasse darstellt und die Konstante empirisch ermittelt wurde. Betrachtet man den Grenzfall $\beta=1$, so besagt dies, daß die kinetische Energie des Präfragmentes um etwa die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon für jedes vom Projektil abgescherte Nukleon abnimmt.

Die Massenverteilung

Aus geometrischer Sichtweise kann der Fragmentations-Wirkungsquerschnitt $\sigma_R(A_{pf})$ der Präfragmente in Abhängigkeit von ihrer Massenzahl A_{pf} für periphere Stöße aus Betrachtungen der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines bestimmten Stoßparameters $b(A_{pf})$ [GoG77] angegeben werden.

$$\sigma(A_{pf}) = 2\pi \cdot b(A_{pf}) \cdot \frac{db(A_{pf})}{dA_{pf}} \quad (2.15)$$

Der totale Reaktionsquerschnitt

Unter Zugrundelegung scharf begrenzter Dichteverteilungen der Kerne gilt nach Kox [KoG84] semiempirisch für den totalen nuklearen Reaktionsquerschnitt σ_R aus geometrischen Überlegungen:

$$\sigma_R = \pi \cdot b_{max}^2$$

$$\sigma_R = \pi r_0^2 \left(A_t^{1/3} + A_p e^{1/3} + a \frac{A_t^{1/3} A_p^{1/3}}{A_t^{1/3} + A_p^{1/3}} - c \right)^2 \left(1 - \frac{B_C}{E_{CM}} \right) \quad \text{mit} \quad (2.16)$$

$$B_C = \frac{Z_t Z_p e^2}{r_c (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})} \quad (2.17)$$

Dabei bedeuten:

- B_C die Coulomb-Barriere mit dem Nukleonenradius $r_c = 1.25$ fm,
- E_{CM} die Schwerpunktsenergie des Projektils,
- a der Asymetrieanteil $a=1.85$,
- r_0 der Nukleonenradius $r_0=1.1$ fm und
- $c(E_{CM})$ eine Funktion, die eine Verringerung des Wirkungsquerschnittes mit steigender Einschubenergie aufgrund der Energieabhängigkeit der Kernkräfte beschreibt

Die Kernladungsverteilung

Zur Berechnung der Ladungszahl der Präfragmente kommen verschiedene Vorstellungen zum Neutron-zu-Proton (N_f/Z_f) Verhältnis der Kerne nach/bei der Abrasion zum Einsatz, die zu ganz unterschiedlichen Breiten in der Verteilung der Kernladung führen:

- ▷ Dem geometrischen Abrasion-Ablation Modell von Gaimard und Schmidt [GaS91] liegt die Annahme zugrunde, daß dieses Verhältnis mit dem des fragmentierenden Projektils identisch und somit konstant ist [WeG76]. Dies entspricht maximaler Korrelation zwischen Protonen- und Neutronenzahl und verschwindender Breite der Kernladungsverteilung.

$$\left(\frac{Z_f}{A_f} \right) = \left(\frac{Z_p}{A_p} \right) \quad (2.18)$$

- ▷ Morrissey [MyS77, MoM78] benutzt die Dipolriesenresonanz (GDR), die veränderliche Phase der harmonische Entmischungsschwingung der Protonen gegen die Neutronen in ihrer Gesamtheit gegeneinander zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens verschiedener Kernladungen für eine gegebene Masse. Dies ist zulässig, da die Periode der Nullpunktsschwingung der GDR mit 10^{-22} s größer ist als die Zeit der Passage des Projektils am Targetkern vorbei, was ca. 10^{-23} s benötigt. Er erhält einen Ausdruck in Form einer Gaußverteilung, der von der Varianz σ_z der Verteilung der Neutronendichte gegenüber der Protonendichte und von der abradierten Masse abhängt:

$$\sigma(A_f, Z_f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2}} \cdot e^{-\frac{(Z_f - (A_p - A_f)\left(\frac{Z_p}{A_p}\right))^2}{2\sigma_z^2}} \cdot \sigma(A_f) \quad (2.19)$$

- ▷ Aus kombinatorischen Überlegungen, daß ein abgeschertes Nukleon entsprechend dem A/Z Verhältnis des Projektilkernes mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit entweder ein Neutron oder ein Proton ist, erhält Rasmussen [MoM78] das „hypergeometrische“ Modell:

$$\sigma(A_f, Z_f) = \binom{Z_f}{Z_p - Z_f} \binom{N_f}{N_p - N_f} / \binom{A_p}{A_p - A_f} \cdot \sigma(A_f) \quad (2.20)$$

Diese Vorstellung entspricht völlig unkorrelierten Protonen- und Neutronenzahlen und liefert die breitstmögliche aller Kernladungsverteilungen.

- ▷ Über diese Beschreibungen hinaus existieren weitere, wie etwa das hydrodynamische Modell von Bondorf et al., [BoN78].

Die Anregungsenergie

Das analytische, geometrische Abrasion-Ablation Modell von Bowman [BoS73] ermittelt die Anregungsenergie der Projektilfragmente („Zuschauer“) rein aus dem Zuwachs an Oberflächenenergie ($0.95 \text{ MeV}/\text{fm}^2$) nach der Bethe-Weizsäcker-Massenformel [GoG77] bzw. numerisch oder durch eine analytische Näherung [GoG77]. Man geht dabei von der Vorstellung „nichtdiffuser“ Kugeln aus, d.h. die Kerndichte wird innerhalb des Kernradius als konstant und außerhalb zu Null angenommen. Transparenzeffekte, wie sie bei relativistischen Energien auftreten, werden vernachlässigt. So führt jeder Überlapp von Projektil- und Targetkern zwangsläufig zu einer Reaktion. Erweiterungen dieser Betrachtungsweise sind möglich unter Berücksichtigung diffuser Kerne durch realistische Massenverteilungen [MeS83], die aus dem Tröpfchenmodell [MeS74] zu bestimmen sind.

Ein darüber hinaus verbesserter makroskopischer Ansatz wurde in [GaS91] entwickelt. Der Abrasionsteil dieser Darstellung bestimmt die Anzahl der abgescherten Nukleonen aus dem geometrischen Überlapp zwischen Target- und Projektilkern, der durch den Einschußparameter gegeben ist. Das Neutron-zu-Proton Verhältnis wird mittels des hypergeometrischen Modelles bestimmt. Die Anregungsenergie des Präfragmentes ist durch die Summe der so erzeugten Fehlstellen in der Fermiverteilung (Wood-Saxon Potential [RoM81, ScD82]) durch die statistisch abgescherten Nukleonen bestimmt. Dabei geht man davon aus, daß jede Entfernung eines Nukleons die Verteilung der restlichen Nukleonen – zumindest über die gesamte Stoßzeit hinweg – unbeeinflusst läßt. Bei Zugrundelegung gleicher Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten einer Fehlstelle in einem Niveau entspricht dies einer mittleren Anregungsenergie von 13.3 MeV pro erzeugtem „Loch“. Gegenüber dem rein geometrischen Bild ergeben sich so Anregungsenergien, die etwa um einen Faktor drei höher sind. Der mittlere Impuls $\langle p \rangle$ wird durch die Nukleonenbindung [AbH76], die mittlere Verschiebung durch die Reaktion $\langle (p - \langle p \rangle)^2 \rangle$ anhand der Fermibewegung der Nukleonen [Gol74] und der mittlere Drehimpuls durch die Drehimpulse der abgestreifen Nukleonen charakterisiert.

Der vor kurzem entwickelte statistische Ansatz von Brohm [Bro94] ist eine transparente Weiterentwicklung des Abrasion-Ablation Modelles von Gaimard und Schmidt [GaS91], das dem statistischen Charakter der Abrasion Rechnung trägt. Es beschreibt die Projektilfragmentation im Nukleon-Nukleon Bild, wobei diffuse Kerndichten und experimentelle, totale Nukleon-Nukleon Querschnitte verwendet werden.

Als mikroskopische Modelle sind zum einen verschiedene Intranucleare Kaskade-Modelle (INC) [Met58], wie etwa die von Yariv und Fraenkel (ISABEL) [YaF79], dessen konsequente Weiterentwicklung (ISAPACE) [Fau92] sowie die Toneev- [AmG90, AmS91, ToA91] und die Cugnon-Kaskade [CuM81, CuK82] zu nennen. Sie verwenden Einteilchen-Energien und betrachten die Wechselwirkung der Projektilfragmente mit Teilchen aus dem Überlappbereich. Auf diese Weise können höhere Anregungsenergien in der Größenordnung einiger 100 MeV erreicht werden.

Berechnungen vom Typus Boltzmann, Uehling, Uhlenbeck (BUU) bzw. Vlasov, Uehling, Uhlenbeck (VUU) [AiB85, KrJ85] beinhalten ein selbstkonsistentes Zentralfeld und berücksichtigen das „Pauli-Blocking“.

Als weitere Ansätze sind die optischen [HüS75, Tow86] und hydrodynamischen [Fel89, Fel90] Abrasions-Modelle zu nennen.

Der mikroskopische Ansatz, der in dieser Arbeit zur Beschreibung der Daten verwendet wird, behandelt die einzelnen Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen auf dem Hintergrund des intranucleare Kaskade (INC) Codes ISABEL. Es basiert auf der Annahme, daß sich das Präfragment durch eine Folge einzelner Nukleon-Nukleon Stößen zwischen quasifreien Nukleonen bildet. Dieses Bild ist in der Kernphysik bei Energien von ca. 1 A·GeV gut verifiziert. Unter den verfügbaren Versionen der INC Modelle scheint es zur Beschreibung der Protonenverlust Kanäle gut geeignet zu sein, da es die diffuse Kernoberfläche berücksichtigt, der Ort, an dem die meisten der hier betrachteten nuklearen Reaktionen stattfinden. Die Berechnungen beinhalten außerdem das Pauliblocking, die Fermigasverteilung und Anregungszustände der Nukleonen. Unzulänglichkeiten in der Beschreibung mehr zentraler Stöße, wie etwa die Vernachlässigung des Zentralfeldes oder Kompressionseffekte beim Stoß der Kerne wie sie etwa in den ausgefeilteren BUU und VUU Modellen Berücksichtigung finden, können in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden. Wie beim ebenfalls vorgestellten statistischen Abrasionsmodell auch, ist die Anwendbarkeit des INC Modells auf hochenergetische periphere Kern-Kern Stöße beschränkt.

2.5.2 Der Ablations-Schritt

Am Ende der hochenergetischen Schwerionenreaktion liegen „Präfragmente“ vor, die durch ihre Masse, Kernladungszahl und Anregungsenergie sowie ihren linearen Impuls und Drehimpuls charakterisiert werden können. Aufgrund ihrer teilweise sehr großen Anregungsenergie sind sie instabil und zerfallen durch Abdampfen von Neutronen, Protonen, Alphateilchen bzw. komplexeren Klustern von Nukleonen, aber auch durch die Emission von Gammaquanten oder durch Spaltung.

Die auftretenden Anregungsenergien liegen in derselben Größenordnung wie die von Verbundkernsystemen („Compoundkernen“) bei Fusionsreaktionen nahe der Coulombschwelle, weshalb der Ablations- oder auch Verdampfungs-Schritt im Rahmen des dort angewendeten statistischen Modells behandelt werden kann. Dessen Grundkonzept soll zunächst kurz erläutert werden, detailliertere Informationen sind aus [ScM91, Bri90], sowie den dort zitierten Arbeiten zu entnehmen.

Zur technischen Lösung dieser Aufgabe stehen einige, bereits früher entwickelte Monte-Carlo Programme zur Verfügung, z.B.: EVA [DoF59], PACE [Gav80], HIVAP [Rei81], CODEX [Gol86, GoS86] und LOTO [Tas91].

Das statistische Modell geht auf eine Idee von Bohr [Boh36] und Weisskopf [Wei37] zurück. Die Abregung eines angeregten Kerns wird darin durch die statistischen Gewichte (ϱ) der zur Verfügung stehenden Kanäle sowie deren Transmissionswahrscheinlichkeit (T) bestimmt. Eine wesentliche Voraussetzung ist, daß das System vor jedem Zerfall im thermischen Gleichgewicht ist, und daß mehrere Zerfälle immer „sequentiell“, also nacheinander ablaufen. Die Art und Weise, wie das System gebildet wurde, ist dabei unerheblich. Es wird charakterisiert durch die Anregungsenergie E_i und den Drehimpuls J_i

Die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalles über einen Kanal ν in einen Endzustand mit einer Anregungsenergie zwischen E_f und $E_f + dE_f$ und dem Drehimpuls J_f ist pro Zeit- und Energieintervall

$$\frac{d^2 P}{dt dE_f} = R_\nu. \quad (2.21)$$

Sie ist proportional zu dem Produkt aus dem Transmissionskoeffizienten T des Teilchens bzw. der Stärkekfunktion f bei der Emission von γ -Quanten der Multipolarität L und dem statistischen Gewicht ρ der erreichbaren Endzustände. Bei der Abdampfung eines Teilchens ν , muß über alle Werte und Orientierungen des Drehimpulses sowie über alle Orientierungen des Spins des verdampften Teilchens summiert werden.

$$R_\nu(E_i, J_i, E_f, J_f) = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{\rho(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)} \sum_{S=|J_f-s|}^{|J_f+s|} \sum_{l=|J_i-S|}^{|J_i+S|} T_l(\epsilon_\nu) \quad (2.22)$$

$$R_\gamma^L(E_i, J_i, E_f, J_f) = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{\rho(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)} \cdot \epsilon_\gamma^{2L+1} \cdot f_L(\epsilon_\gamma) \quad (2.23)$$

Hierbei ist $\epsilon_\nu = E_i - B_\nu - E_f$, wobei B_ν die Bindungsenergie des zerfallenden Kerns für das Teilchen ν ist, und es gilt $\epsilon_\gamma = E_i - E_f$.

Eine zentrale Rolle spielt die Niveaudichte ρ , die bei hohen Energien wegen der stark überlappenden Einzelniveaus experimentell schwer zugänglich ist. Man benutzt deshalb einfache Modelle, deren Parameter an die experimentellen Daten angepaßt werden. Nach einem mikroskopischen Ansatz von Bohr und Mottelson [BoM75] erhält man mit Hilfe der sogenannten Sattelpunktmethode aus einem einfachen Einteilchen-Niveau-Schema für einen sphärischen Kern und eine gegebene Parität:

$$\rho(E, J) = \frac{\sqrt{a}(2J+1)\hbar^3}{48\sqrt{2\theta^3}U^2} \cdot e^{2\sqrt{a}U} \quad (2.24)$$

Hierin ist U die effektive Anregungsenergie des Systems oberhalb der Yrast-Linie. Der Kern wird als starrer Rotator mit dem Trägheitsmoment $\theta \approx 0.14\hbar^2 A^{5/3}/MeV$ angenommen. Der Niveaudichteparameter a ergibt sich aus der Einteilchenniveaudichte g an der Fermi-Oberfläche $a = \pi^2 g/6$. Für ein Fermi-Gas-Modell mit der Fermi-Energie E_F erhält man

$$a_{Fermi} = \frac{\pi^2 A}{4E_F} \approx \frac{A}{15 \text{ MeV}} \quad (2.25)$$

Infolge von „finite size“ Effekten [ToS81] ergeben experimentelle Daten bei niedrigen Anregungsenergien einen größeren Wert:

$$a_{Exp.} = \frac{A}{8.5 \text{ MeV}} \quad (2.26)$$

Neuere experimentelle Untersuchungen [ChS91, GoC90] deuten darauf hin, daß der Niveaudichteparameter mit steigender Anregungsenergie kleinere Werte annimmt.

Ein im Zusammenhang mit Schwerionenreaktionen häufig verwendeter Begriff ist der der Kerntemperatur. Bei einer Anregungsenergie E^* und mit dem Niveaudichteparameter a gilt für ein Fermi-Gas-Modell näherungsweise:

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \quad (2.27)$$

Bei den uns im allgemeinen interessierenden hohen Anregungsenergien spielen mikroskopische Korrekturen der Niveaudichte [ScM91] keine entscheidende Rolle, so daß diese Effekte hier nicht diskutiert werden müssen.

Die Zerfallsbreiten der Präfragmente über die einzelnen Kanäle sind damit:

$$\begin{aligned}
\Gamma_\nu(E_i, J_i) &= \hbar \int_0^{E_i - S_\nu} \sum_{J_f} R_\nu(E_i, J_i, E_f, J_f) d\epsilon_\nu \\
\Gamma_\gamma^L(E_i, J_i) &= \hbar \sum_{J_f=|J_i-L|}^{|J_i+L|} \int_0^{E_i} R_\gamma^L(E_i, J_i, E_f, J_f) d\epsilon_\gamma \\
\Gamma_{fiss}(E_i, J_i) &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho(E_i, J_i)} \int_0^{E_i - B_{sad}} \rho_{sad}(E_i - B_{sad} - \epsilon, J_i) d\epsilon
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Die Höhe der Spaltbarriere B_{sad} beinhaltet dabei auch die Rotationsenergie. Im Gegensatz zu mehr zentralen Stößen, bei denen höhere Anregungsenergien erreicht werden und die Emission von Klustern wichtig wird [BIM91], kann im in dieser Arbeit zumeist vorliegenden Fall peripherer Stöße der Abregungsprozeß auf die Abdampfung von Neutronen, Protonen und α -Teilchen beschränkt werden. Der Einfluß der Spaltung wird als vernachlässigbar angesehen.

Nach der Heisenbergschen Unschärferelation folgt aus den partiellen Zerfallsbreiten eine mittlere Lebensdauer τ des jeweiligen Zustandes

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \tag{2.29}$$

Bei hohen Anregungsenergien ist die Niveaudichte entsprechend groß und dem Präfragment stehen sehr viele Zerfallskanäle offen, was zu großen Zerfallsbreiten der angeregten Zustände und damit zu sehr kleinen Lebensdauern führt. Für Anregungsenergien oberhalb von ca. 300 MeV sind sie vergleichbar mit der Zeit, die ein Nukleon zum Durchqueren des Kernes braucht. Unter diesen Umständen ist das Präfragment nicht in der Lage, einen Gleichgewichtszustand zwischen den Zerfällen zu erreichen und auch die Abdampfung von Teilchen erfolgt nicht mehr sequentiell. Die Forderung des statistischen Modells nach einer Thermalisierung der Einteilchenanregungen ist also nicht mehr erfüllt. Bei hohen Anregungsenergien ist außerdem die Niveaudichte und/oder der Verlauf der Yrast-Linie nicht experimentell bekannt, und auch Vorhersagen aus Parametrisierungen sind dann unsicher.

Der Abdampfung von Teilchen in diesem Stadium des Systems, die „Prä-Äquilibrium-Emission“ [KaK73, Fes80], wird in der PACE-Rechnung [Gav80, BIB92] in Form der „schnellen Kaskade“ Rechnung getragen. Die Wahl des dabei emittierten Teilchens (Proton oder Neutron) wird abhängig gemacht von der Anzahl von Protonen und Neutronen im Kern. Ihr Energiespektrum wird als Maxwell-Verteilung mit einem experimentell bestimmten „Slope-Parameter“ von 15 MeV angenommen [Che87]. Der mitgenommene Drehimpuls wird zu 2/3 des maximal möglichen Drehimpulses abgeschätzt, was einer Emission tangential zur Kernoberfläche entspricht. Außerdem wird angenommen, daß die Teilchen im Schwerpunktssystem des Präfragmentes isotrop emittiert werden.

An dieser Stelle sein angemerkt, daß sich der Einfluß der Prä-Equilibrium-Emission erst für Fragmente weit weg von Projektil bemerkbar macht [BIB92]. Zur Beschreibung von Reaktionen, bei denen nicht mehr als 10-15 Nukleonen abradiert wurden, sind sie vernachlässigbar.

Im INC-Code IsaPace werden die verschiedenen Abregungspfade nach der Anregungsenergie der Präfragmente unterschieden und im Programm verschieden behandelt, was hier noch einmal übersichtlich dargelegt werden soll:

	E^*	$>$	1000 MeV	Präfragmente werden nicht weiter berücksichtigt, da sie in mehr zentralen Stößen gebildet werden	
1000 MeV	\geq	E^*	$>$	300 MeV	Abregung der Präfragmente über eine „schnelle Kaskade“
	E^*	\geq	300 MeV	Abregung der Präfragmente über das statistische Verdampfungsprogramm (PACE)	
	E^*	\geq	150 MeV	Spaltung wird berücksichtigt	

Im Hinblick auf Abschnitt 6.4.1 kann man anmerken, daß das in dieser Arbeit verwendete INC-Programm auch Reaktionen mit einzelnen Nukleonen (wie z.B. das Abstreifen einzelner Protonen) und Ladungsaustauschreaktionen [WeS79] behandeln kann.

In der analytischen Version des geometrischen Abrasion-Ablation Modells [GaS91] wird die Teilchenabdampfung im Ablations-Schritt im Rahmen eines gegenüber [CaH81] verbesserten Transportmodelles abgehandelt, das die Endzustände in der Evaporation verschiedener Teilchen statistisch gewichtet und den quantenmechanischen Eigenschaften der Kerne, wie Paarungs- und Schaleneffekten, Rechnung trägt. Im statistischen Abrasion-Ablation Modell wurde dieser Schritt durch ein konventionelles Verdampfungsprogramm ersetzt.

Die Bestimmung der exakten Zerfallsbreiten für die große Anzahl der im relativistischen Schwerionestoß gebildeten Präfragmente ist wegen der rechenzeitaufwendigen Integration über die Niveaudichten und Transmissionskoeffizienten über die Energie, Endzustandsspins und Drehimpulse nicht praktikabel (Glg. 2.28). Deshalb werden im statistischen Abrasion-Ablation Modell einige Vereinfachungen gemacht, die dem speziellen, physikalischen Charakter der betrachteten Reaktionen Rechnung tragen oder die exakte Rechnung durch effektive Werte nähern.

- ▷ Die FWHM-Breite der gaußförmigen Drehimpulsverteilung beträgt für projektilnahe Präfragmente nur ca. 3-10 \hbar , weshalb der Drehimpuls im Abdampfungsschritt nicht explizit berücksichtigt wird.
- ▷ Die Emission von γ -Quanten bei Anregungen oberhalb der Teilchenseparationsenergie (und niedrigen Drehimpulsen) ist vernachlässigbar, Γ_γ wird deshalb nicht betrachtet.
- ▷ Die Kernspaltung als Zerfallskanal (Γ_{fiss}) kann bei den betrachteten Systemem unberücksichtigt bleiben.
- ▷ Das Verhältnis der partiellen Zerfallsbreiten wird durch das entsprechende Verhältnis der Niveaudichten der Tochterkerne bei einer mittleren Anregungsenergie genähert.
- ▷ Es wird eine effektive, die Tunnelwahrscheinlichkeit einschließende Barriere benutzt. Diese wird durch den Vergleich einer vereinfachten Rechnung mit den exakten Werten nach dem statistischen Modell gewonnen [Jun94].

2.6 Die Reaktionskinematik – Parallelimpulse

Ähnlich wie die Anregungsenergieverteilung, so ist auch die Verteilung der Impulse eine charakteristische Größe für den Fragmentationsprozeß: Werden in einer Reaktion Nukleonen aus dem Kernverbund entfernt, so muß wegen der Impulserhaltung – dissipative Kräfte einmal vernachlässigt – der Impuls des Fragmentkernes mit der Impulssumme der entfernten Nukleonen übereinstimmen. Die Messung der Breiten der (longitudinalen) Impulsverteilungen eines Fragmentstrahles bietet somit einen Zugang zu der Impulsverteilung der Nukleonen im Kern und erlaubt Rückschlüsse auf den Reaktionsmechanismus. Dies gilt allerdings nur dann streng, wenn das im Stoß erzeugte sog. Prä-Fragment nicht soviel Anregungsenergie erhält, daß es noch nachträglich Nukleonen abdampft, die die Information verfälschen. Eine weitere Frage ist, inwieweit die Kernreaktionen bei relativistischen Projektilenergien durch Kernstruktureffekte beeinflußt werden, deren Energieskala um etwa drei Größenordnungen niedriger liegt.

Eine geometrische Abschätzung des Überlappbereichs der Reaktionspartner im Abrasion-Ablation Modell [BoS73, GaS91] sowie Rechnungen [HuN81] nach dem Glaubermodell [GIM70] oder Rechnungen mit dem Intranuklearen - Kaskaden - Modell zeigen, daß nur Kernstöße mit großem Stoßparameter zum Abstreifen einzelner Nukleonen führen. Bei solchen extrem peripheren Reaktionen sind hauptsächlich Nukleonen beteiligt, die eine große

Aufenthaltswahrscheinlichkeit an der Kernoberfläche haben. Bei Reaktionen, in denen sehr neutronenreiche Kerne beobachtet werden, die durch Abstreifen von ausschließlich Protonen erzeugt wurden, kommt zusätzlich die Bedingung hinzu, daß die Präfragmente weniger angeregt sind, als es der Bindungsenergie der Neutronen entspricht. Daraus folgt, daß die Energieniveaus der abgestreiften Protonen nur nahe an der Fermikante liegen können ($E - E_{Fermi} < 8$ MeV). Weil die Neutronen in diesen Kernen wesentlich weniger stark gebunden sind als die Protonen, ist außerdem ausgeschlossen, daß diffraktive Streuung [Gla55] einen Beitrag zu diesen Reaktionen liefert. Bei einer Anregung der Projektile durch diffraktive Streuung würden mit großer Wahrscheinlichkeit zuerst Neutronen abgedampft werden, d.h. reiner Protonenverlust könnte nicht beobachtet werden.

Bereits seit einigen Jahren sind entsprechende Daten für verschiedene Projektile und Energiebereiche bekannt [Hec74, GrL75, ViS79, BrC88, StT91]. Aus diesen Verteilungen, die sowohl Target- als auch Projektilfragmentationen umfassen, extrahierte Morrissey [Mor89] eine semi-empirische Systematik für die mittlere Schwankung der Impulse in Strahlrichtung am Ende der Verdampfungskaskade als Funktion des Massenverlustes $A_p - A_f$

$$\sigma_p = \frac{150}{\sqrt{3}} \sqrt{(A_p - A_f)} \frac{MeV}{c} \quad (2.30)$$

Durch Anpassung an Daten für Massenverluste kleiner 50 erhielt er Glg. 2.14. Auch neuere und vollständigere Daten zur Projektilfragmentation von ^{84}Kr bei 200 A·MeV [StT91] sind in guter Übereinstimmung mit Morrissey's Systematik. Dabei wurde kein Einfluß der Präfragmentanregungsenergie auf die Breite der longitudinalen Impulsverteilung festgestellt. Im Gegensatz dazu fand Donzaud [Don93] eine Korrelation zwischen der Anregungsenergie (die über die Messung der Multiplizität von abgedampften Protonen ermittelt wurde) und dem Impuls der Fragmente.

Nach einer mehr physikalischen Deutung, zurückgehend auf Feshbach formulierte Goldhaber [Gol74] für die Breite der (longitudinalen) Verteilung der Impulse nach dem ersten Schritt der Reaktion eine einfache Vorstellung im Rahmen des Modells unabhängiger Teilchen :

$$\sigma_p = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_{pref} \cdot (A_p - A_{pref})}{A_p - 1}} \frac{MeV}{c} \quad (2.31)$$

wobei von einer statistischen Abrasion von Nukleonen mit einem mittleren Nukleonenimpuls $\langle p \rangle$ ausgegangen wird:

$$\sigma_0 = \frac{P_f}{\sqrt{5}} = \sqrt{\frac{\langle p^2 \rangle}{3}}$$

Hier ist P_f der Fermiimpuls. Diese mittleren Impulse können zum Beispiel aus Messungen der quasi-elastischen Elektronenstreuung [MoS71] entnommen werden. Es gelten dann Werte von 262 MeV/c für ^{136}Xe und 265 MeV/c für ^{197}Au .

Die mit Glg. 2.31 ermittelten Breiten liegen zum Teil bis zu 40% über den experimentell gemessenen Werten. Während der Verdampfungsphase erhalten die Fragmente zusätzliche Rückstoßimpulse durch die emittierten Teilchen. Die Verteilung für die Fragmente am Ende des Prozesses wird deshalb durch die semiempirische Beziehung von Morrissey, die dies a priori berücksichtigt, besser beschrieben.

In Abschnitt 7.4 werden einige Effekte vorgestellt, die eine Verringerung der mit dem Goldhaber-Modell vorausgesagten Impulsbreiten bewirken können. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen sollen hinsichtlich der festgestellten Diskrepanzen weitere Informationen zur Klärung der Frage bringen. So wurden etwa die longitudinalen Impulsverteilungen der Projektilfragmentation in den Reaktionen 0.8 A·GeV $^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be}$ und 1.0 A·GeV $^{197}\text{Au} + ^{26}\text{Al}$ am FRS im Februar und April 1991 untersucht und die oben beschriebenen Klassen von Reaktionen anhand ihrer Charakteristik unterschieden. Ein Überblick über die auf diese Weise untersuchten Projektilfragmente ist auf den Nuklidkarten in Abb. 2.3 dargestellt.

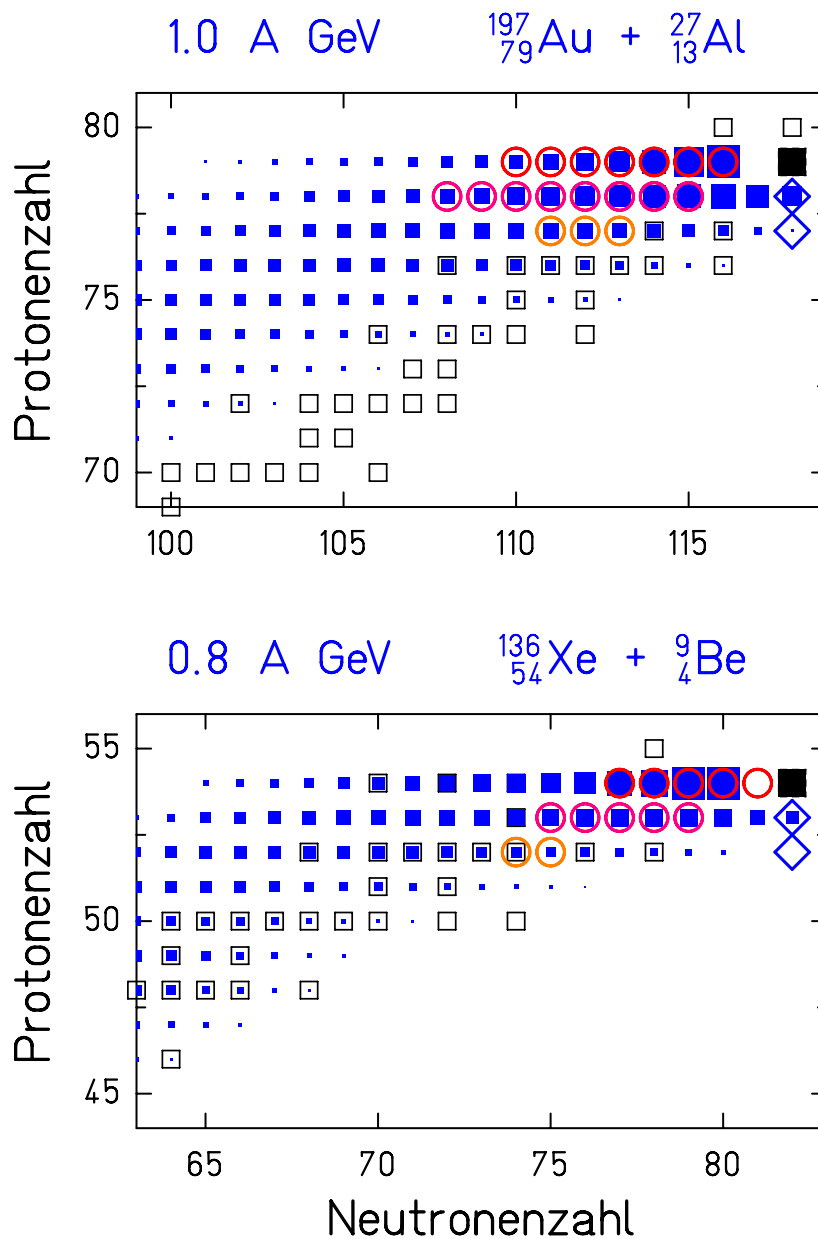


Abb. 2.3 Übersicht über die untersuchten Projekttilfragmente für die Primärstrahlen (volle Symbole) $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au}$ (oben) und $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe}$ (unten) auf einer Nuklidkarte. Die Protonen-Verlust-Kanäle (\diamond) können „kälter“, die anderen Reaktionskanäle (\circ) „heißer“ Fragmentation, zugeordnet werden. Die gefüllten Quadrate zeigen eine Rechnung der Bildungswahrscheinlichkeit der produzierten Fragmente nach dem statistischen Abrasion-Ablation Modell [GaS91]. Ihre Fläche ist proportional zum Logarithmus des Fragmentations-Wirkungsquerschnittes. Das kleinste Quadrat entspricht 1 mb . Stabile Isotope sind als offene Rechtecke (\square) gekennzeichnet.

Teil I

Die Isotopentrennung

3. Die Produktion und Separation

Eine wesentliche Voraussetzung für die Untersuchung kernphysikalisch relevanter Fragestellungen ist die Verfügbarkeit von Strahlen der verschiedensten Kerne. Mit den bislang angewandten Methoden beschränkten sich die Experimente (einen Überblick liefert etwa [Roe92]) auf ca. 2500 Nuklide [Ant92], überwiegend nahe der β -Stabilität einschließlich der 263 stabilen Isotope. Dies ist jedoch nur etwa die Hälfte der ca. 6000, nach theoretischen Vorhersagen erzeugbaren Kerne [ArM88].

Eine große Anzahl dieser Nuklide lassen sich mit verschiedenen Kernreaktionen produzieren [Bro89]. Die wichtigsten Reaktionstypen sind: Fusion, Transfer, Neutroneneinfang, Spallation durch hochenergetische Protonen und die Projektilfragmentation.

Hier soll die Produktion exotischer Kerne durch die Projektilfragmentation stabiler Isotope eingehender betrachtet werden. Mit ihr lassen sich – bis auf die Transurane und sehr neutronenreiche Kerne – viele der oben erwähnten ca. 2500 Nuklide erzeugen. Durch sie hat sich der Bereich der bekannten Kerne durch die Entdeckung bislang unbekannter Isotope bis zum heutigen Tage ständig erweitert [WeD92, WeD94, BeC94, ScF94].

Bei allen oben zitierten Methoden ist man auf eine weitgehende Trennung der Reaktionsprodukte durch geeignete Techniken angewiesen, die im allgemeinen auf die spezifische Kinematik der Reaktion zugeschnitten sind. Eine Ausnahme bildet hier lediglich die chemische Analyse und die Trennung in ISOL-Systemen [Rav87, RaA89], die obwohl generell anwendbar, allerdings den Nachteil haben, daß sie nur auf Nuklide mit Lebensdauern im Bereich von typischerweise 10 ms bis 1 s beschränkt sind. Die PFIS-Methode (**P**rojectile **F**ragment **I**sotopic **S**eparation) nutzt die günstige Reaktionskinematik bei der Projektilfragmentation schwerer relativistischer Ionen zur isotopenreinen, effizienten räumlichen Separation und Identifikation der Isotope im Fluge, unabhängig von ihren chemischen Eigenschaften. Mit ihr lassen sich auch noch sehr kurzlebige Isotope untersuchen, wenn deren Lebensdauern größer ist als die typischen Flugzeiten von einigen 100 ns im Spektrometer. Ihre Anfänge gehen zurück auf Experimente am BEVALAC [SyV79, WeS79]. Sie wurden in den darauf folgenden Jahren erfolgreich im Mittlerenergiebereich von bis zu 100 A·MeV an den Beschleunigeranlagen von GANIL [AnB87, MüA91], RIKEN [KuI91] und MSU [HaN81, CuH86, ShB90, ShM91, MoB91] etabliert und weiterentwickelt.

Ein Beispiel für den erfolgreichen Einsatz dieser Methode in neuerer Zeit ist der Fragmentseparator der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, der im Oktober 1990 in Betrieb genommen wurde [GeA92]. Wie in diesem Abschnitt gezeigt werden soll, ist es mit diesem neuen Instrument möglich, exotische Fragmentstrahlen fernab der β -Stabilität bis hin zum schwersten natürlich vorkommenden Element Uran zu produzieren, isotopenrein zu separieren und im Fluge ereignisweise während des Experimentes zu identifizieren. Die separierten exotischen Sekundärstrahlen können sowohl direkt am FRS an einem der 4 Strahlfoki, als auch am Experimentier-Speicherring (ESR) [Fra87] bzw. an den Einrichtungen in der Targethalle [Ala89, EmL89, FrL91, KrH93, Kra94, KrB94] untersucht werden (vergl. Abb. 3.1). In naher Zukunft wird es auch möglich werden, den im FRS produzierten und im ESR „gekühlten“, d.h. in Winkel- und Impulsbreite stark reduzierten Sekundärstrahl [KlB92, GeB92] wieder in das SIS [Bla89] zu injizieren und erneut zu beschleunigen, um ihn als neuen Primärstrahl weiteren Experimenten zur Verfügung zu stellen [Fra87].

Der Fragmentseparator ist ein hochauflösendes Vorwärtsspektrometer, das aus vier symmetrisch angeordneten Dipolsektionen mit einer dispersiven Mittelebene besteht. Seine Funktionsweise ist in ihrer Art vollkommen auf die ionenoptischen Eigenschaften der Fragmente aus der Projektilfragmentation abgestimmt. Die ionenoptische Separation wird nach der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode vorgenommen. Die Grundlagen hierfür wurden bereits

Abb. 3.1

(Seite 23)

Der Projektil-Fragmentseparator (FRS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) als Teil der Beschleuniger- und Experimentiereinrichtungen in der neuen Targethalle. Der Strahl vom Linearbeschleuniger UNILAC wird über den Transferkanal aus der alten Experimentierhalle in das Schwerionensynchrotron (SIS) injiziert. Die maximale Energie beträgt hier ca. 40 A·MeV. Nach mehreren Umläufen im Ringbeschleuniger wird der Strahl je nach Masse und Ionisationsgrad mit Energien bis maximal 1.2 A·GeV – entsprechende der maximalen magnetischen Steifigkeiten von ca. 18 Tm – extrahiert und kann alternativ an mehreren Stellen in der sich anschließenden Experimentierhalle genutzt werden: Am Eingang des Fragment separators trifft er auf ein Produktionstarget in dem durch Fragmentation relativistische Sekundärstrahlen produziert werden. Nach Separation in dem zweistufigen magnetischen Spektrometer können die selektierten „exotischen“ Isotope am Ausgang des FRS zu Experimenten genutzt werden. Zum Anderen können sie nach Einschub in den Experimentier-Speicherring (ESR) gekühlt werden und entweder dort untersucht oder nach Reinjektion in das SIS beschleunigt und zu weiteren experimentellen Zwecken abermals extrahiert werden. Über alternative Strahltransportstrecken kann der Strahl auf direktem Wege – unter Umgehung des FRS – entweder dem ESR oder anderen Experimentierstellen in der neuen Targethalle zugeleitet werden: Hier ist vor allem das Kaonen-Spektrometer „KAOS“ [Sen93], der 4π Detektorplatz mit dem Magnet-spektrometer „ALADIN“ [Ala89] und der Neutronen-Wand „LAND“ [LaF90] sowie der Bestrahlungsplatz für biologische Experimente [KrH93] zu nennen.

bei mittleren Energien erfolgreich angewandt [AnB87, KuI91, ShB90, BlM91]. Wird der FRS als Impulsverlustachromat [Sch87] betrieben, so sind die horizontalen Positionen der Teilchen in drei verschiedenen Ebenen besonders wichtig (vergl. auch Abb. 4.2, Seite 28):

Im Produktionstarget am Eingang des Spektrometers werden die durch das Schwerionensynchrotron SIS gelieferten Projektile fragmentiert. Eine gute ionenoptische Auflösung der Gesamtapparatur und eine gute Trennung der Fragmente erfordern es, den Strahl auf einen möglichst kleinen Strahlfleck zu fokussieren.

In der dispersiven Mittelebene (S2) werden die Fragmente mit der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A nach ihrer magnetischen Steifigkeit ($B\rho$), d.h. nach ihrem Verhältnis von Impuls p und Ladung q , sortiert.

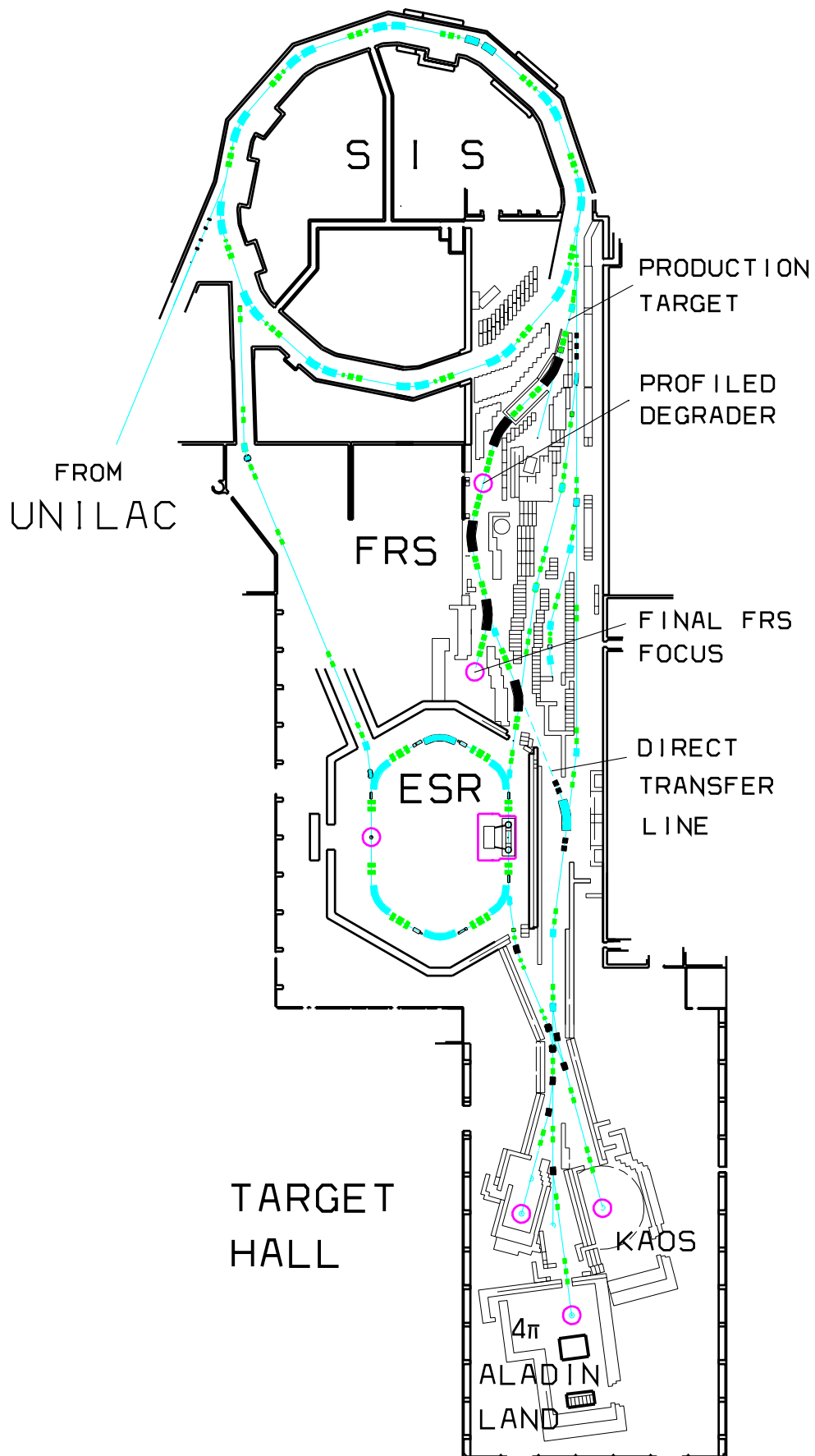
$$B \cdot \rho = \frac{p}{q} = \beta\gamma \cdot \frac{mc}{q} = \left(\frac{1u}{1c \cdot 1e} \right) \beta\gamma \cdot \frac{A}{Q} \quad [\text{Tm}] \quad (3.1)$$

Hierin wurde die Ionenmasse durch $A \cdot 1u$ genähert, wobei $1 \cdot u = 931.5012$ MeV die atomare Masseneinheit nach [CoW83] ist. Die Ionenladung Q wird in Einheiten der Elementarladung e angegeben und c steht für die (Vakuum-)Lichtgeschwindigkeit.

Da die Breite der Geschwindigkeitsverteilung für Fragmente in der Nähe des Projektils gering und der größte Teil der Fragmente bei den am FRS verwendeten Energien vollständig ionisiert ist, entspricht dies im wesentlichen einer Selektion nach dem Massen-Kernladungsverhältnis A/Z . Die Auflösung des Systems hängt in der ersten Stufe von der Impulsbreite der Ionen ab.

In dieser Ebene (S2) passieren die Fragmente eine speziell geformte Materieschicht, den intermediären Abbremsler. In ihm erfahren sie einen Energieverlust, der im wesentlichen proportional ist zum Quotienten aus dem Quadrat der Kernladung des Fragments und seiner Geschwindigkeit (bzw. Energie). Es gilt die Bethe-Bloch Beziehung für den spezifischen Energieverlust:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{Z}{\beta} \right)_P^2 \cdot 4\pi\rho N_A m_e c^2 r_e^2 \frac{Z_T}{A_T} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.2)$$



Hierin gehen ein: die Ladungszahl des Projektils Z_P , die Massen- und Ladungszahl A_T und Z_T der Materie, die Avogadrokonstante N_A , die Materiedichte ϱ , der klassische Elektronenradius r_e , die Elektronenmasse m_e und das Ionisationspotential I sowie die aus der relativistischen Beschreibung folgende Dichteeffektkorrektur δ . Die relativistischen Faktoren β und γ sind

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{v}{c} \\ \gamma &= \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}},\end{aligned}\tag{3.3}$$

wobei v die Geschwindigkeit der Fragmente und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

Verwendet man einen „achromatisch“ geformten Abbremsler, so verlieren alle Fragmente in dieser Materieschicht den gleichen Bruchteil η ihres Impulses [Sch87], d.h. es gilt

$$\eta = \frac{(B\varrho)_1}{(B\varrho)_2} = \frac{p_1}{p_2}\tag{3.4}$$

Dieses Verhältnis ist eine Funktion der Dicke d des Abbremsers, der Reichweite r_f des ausgewählten „Soll-Fragmentes“ und einer Konstanten λ , die sich aus einer Abschätzung der Reichweite relativistischer Teilchen ergibt ($\lambda=2.88$):

$$\eta = \left(1 - \frac{d}{r_f}\right)^{1/\lambda}\tag{3.5}$$

Glg. 3.4 kann auch für Fragmente mit anderem A/Z als dem des Sollfragmentes erfüllt werden. Im Falle relativistischer Schwerionen hängt der spezifische Energieverlust im Abbremsler kaum von der kinetischen Energie der Teilchen ab. Aus diesem Grunde ist die Separation in der zweiten Stufe des Spektrometers im wesentlichen selektiv auf die Kernladung Z der Fragmente, da diese nach dem Abbremsler verschiedene Impulse und folglich in der dispersiven Fokalebene am Ausgang des FRS unterschiedliche Positionen haben. Einzelne Isotope werden so auf jeweils einen Punkt in dieser Ebene abgebildet.

4. Die Experimente

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis systematischer Untersuchungen zur Projektilfragmentation relativistischer Strahlen am Fragmentseparator der GSI. Sie faßt Ergebnisse aus Strahlzeiten vom Beginn des Aufbaus des FRS, in denen die korrekte Funktionsweise aller seiner Komponenten erfolgreich getestet und optimiert wurde, bis hin zum Einsatz mit rein physikalischer Zielsetzung der mit ihm durchgeführten Experimente zusammen. Dabei wurde ein großer Bereich von Primärstrahlen von ^{18}O bis ^{238}U bei Energien zwischen 200 und 1500 A·MeV verwendet.

Aufgrund der Menge an verfügbaren Daten werden hier nur Resultate aus einigen ausgewählten Messungen dargestellt. In Abb. 4.1 sind diejenigen Einstellungen auf einer Nuklidkarte markiert, bei denen die hier vorgestellten Erkenntnisse zum physikalischen Charakter der Projektilfragmentation (Abschnitt 6 und folgende) gewonnen wurden.

Eine Übersicht über die wichtigsten Parameter dieser Experimente ist in Tab. 4.1 gegeben.

Strahl		^{18}O	^{40}Ar	^{86}Kr	^{136}Xe	^{197}Au	^{208}Pb	^{238}U
Energie (A·MeV)		340–702	164–1000	1000	800	1000	1000	950
Intensität (pps)		$3.0 \cdot 10^9$	$2.7 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^6$	$0.2 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^6$
Spill Länge (s)		4	1	1	1	2	1–2	2–3
Duty cycle	Hz	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{5} - \frac{1}{20}$	$\frac{1}{5} - \frac{1}{20}$	$\frac{1}{5} - \frac{1}{20}$	$\frac{1}{5} - \frac{1}{20}$	$\frac{1}{8} - \frac{1}{10}$	$\frac{1}{8} - \frac{1}{10}$
Target	Material	Beryllium	Beryllium	Beryllium	Beryllium	Aluminium	Kupfer	Kupfer
	(mg/cm ²)	1004–8000	4010±1	6019±9	2011±2	1450±9	205-772	205-1039
Degrader	Material	Blei	Aluminium	Aluminium	Aluminium	Aluminium	Aluminium	Aluminium
	(mg/cm ²)	8000	4880	3000	4561	5600	5600	5600
Experiment	Run Nr.	20	3-5,8	11	9	10	21	22,30
	Datum	4/5.92	3/4/7.90	4.91	2.91	3.91	8.92	10/11.92
			12.90					12.93

Tab. 4.1 Parameter der Primärstrahlen, der Targets [FoG91] und der intermediären Abbremsen [Wec92] die während der Experimente zum Einsatz kamen.

Die Werte für den achromatischen, intermediären Abbremsen enthalten teilweise entsprechende Beiträge der Dicken zusätzlicher Materieschichten (Fenster, Detektoren usw.) in der Mittelebene des Separators, ausgedrückt als Äquivalentdicke in Aluminium bezüglich des Energieverlustes der entsprechenden Fragmente.

4.1 Der experimentelle Aufbau

Im folgenden Abschnitt dieser Arbeit wird der mechanische und elektronische Aufbau der eingesetzten Detektoren, deren Eichung im Experiment, notwendige Korrekturen der Detektorsignale und die mit ihnen erzielten Auflösungen beschrieben.

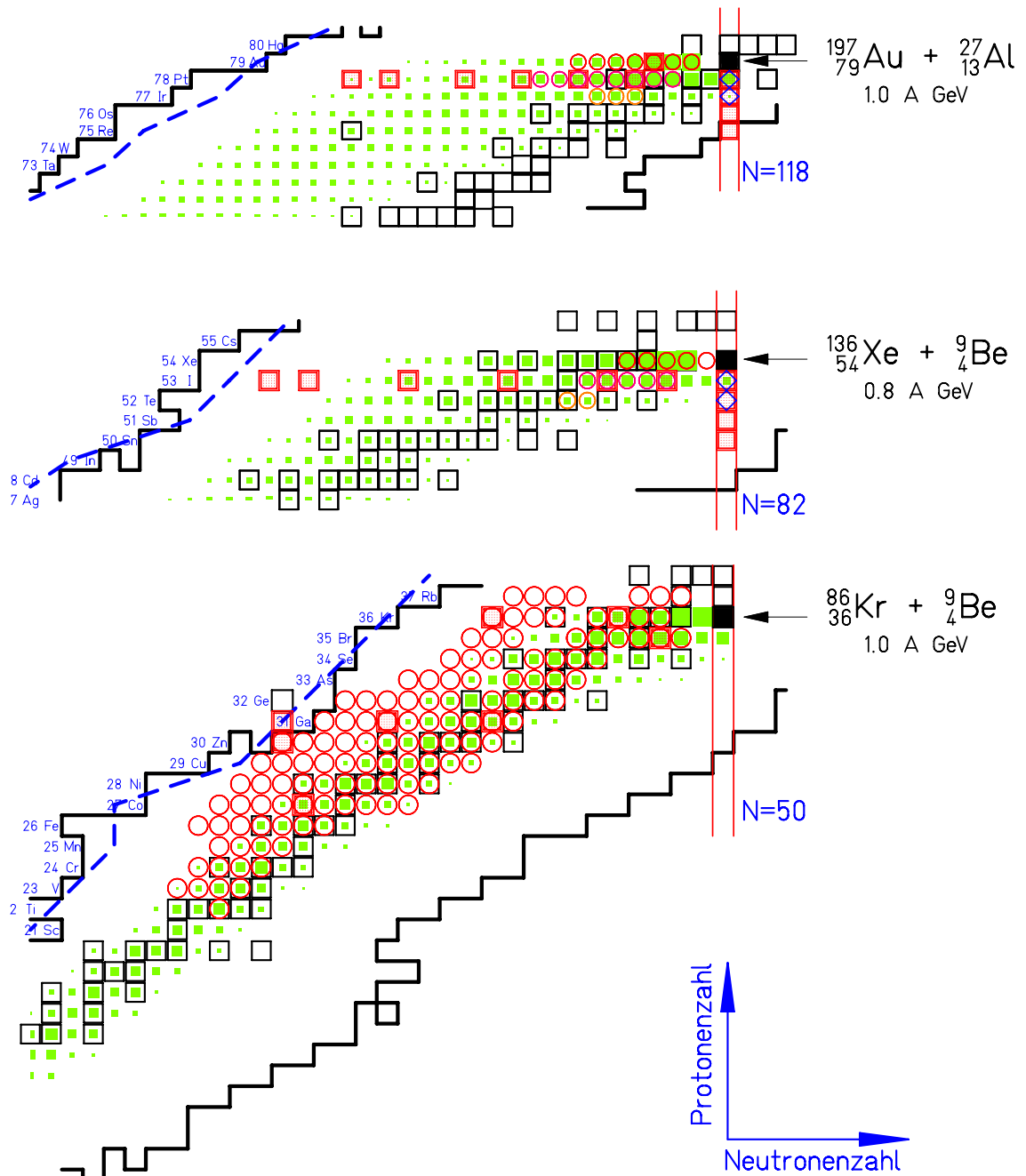


Abb. 4.1 Lage der untersuchten Kerne (○) auf einer Nuklidkarte. Die jeweiligen Primärstrahlen sind als voll gefüllte Quadrate markiert, die bei den Experimenten eingestellten Fragmente sind als dicke Quadrate gekennzeichnet. Die Parametern dieser Messungen entnehme man Tab. 4.1. Die Treppen-Linien geben die Grenzen der bekannten Kerne wieder, die gestrichelte Linie (----) die Grenze mit verschwindender Protonenbindungsenergie („p-Dripline“, nur ungerade Isotope). Stabile Kerne sind als offene Quadrate (□) dargestellt. Mit Rauten (◇) sind untersuchte Kerne mit der Neutronenzahl des jeweiligen Projektils $N=50, 82$ und 118 gekennzeichnet, im Falle von ^{86}Kr und ^{136}Xe entsprechen sie abgeschlossenen Neutronenschalen. Gezeigt sind außerdem berechnete Werte des Fragmentations-Wirkungsquerschnittes nach dem Abrasion-Ablation Modell [GaS91] als gefüllte Quadrate. Deren Größe ist proportional zum Wirkungsquerschnitt, aufeinanderfolgende unterscheiden sich um jeweils einen Faktor 2, die kleinste entspricht Querschnitten von 1 mb.

Abb. 4.2 *Schematische Anordnung der Detektoren am Fragmentseparator (FRS) der GSI. Um ein ausgewähltes Fragmentationsprodukt zu separieren, wird eine zweifache magnetische Analyse mit zusätzlichem Energieverlust in einer speziell geformten Materieschicht (DG2xx) in der zentralen dispersiven Fokalebene angewandt. Die Position des Primärstrahles und der Fragmente wird in drei Ebenen gemessen: Am Eingang des FRS bestimmen zwei gasverstärkende Stromgitter [Web93] (CG01/02) die Ortsverteilung des Primärstrahles vor dem Produktionstarget. In der zentralen Bildebene und am Ausgang des FRS werden die Positionen der durchgelassenen Fragmente ereignisweise durch zwei Szintillationsdetektoren aufgenommen (SC21/SC41). Mit diesen Detektoren wird außerdem ihre Geschwindigkeit durch eine Messung der Flugzeit über eine Strecke von ca. 35 Metern bestimmt. Die Ionisationskammer (MUSIC42) [PFG94, Pfv90, San87] mißt den spezifischen Energieverlust und den Winkel der Teilchen des Sekundärstrahles in Richtung der magnetischen Ablenkung am Ende des Separators. Die Vieldrahtkammern (MWxx) dienen während der Einstellphase der Experimente der Positionierung des Strahls und der Bestimmung der Eichparameter für die Ortsabhängigkeiten der Szintillator- bzw. MUSIC-Signale. Während der eigentlichen Messungen wurden sie wegen ihrer Inhomogenitäten nur am Ausgang des Separators (S4) eingesetzt. Der Strahlstrom wird im Targetbereich durch den SEETRAM bzw. einen Szintillationsdetektor (SC01) bestimmt. Letzterer wird zur Eichung der mit dem SEETRAM bestimmten Zählraten in den Strahl gefahren. Zur Unterdrückung unerwünschter Produkte können an den verschiedenen Foki Kollimatoren (CL0) und Blenden (SLxx) eingefahren werden. (Die Massenbelegung der einzelnen Detektoren kann aus Tab. B.6 im Anhang entnommen werden.)*

(Seite 28)

4.2 Die Eichung ionenoptischer Größen

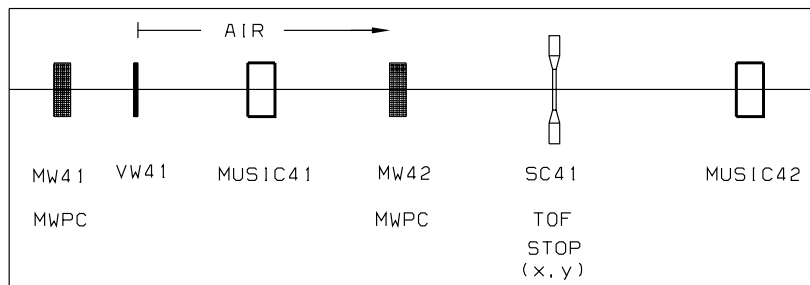
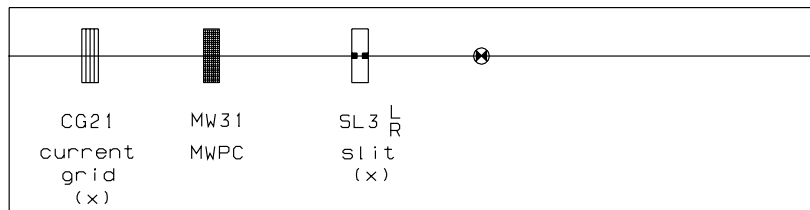
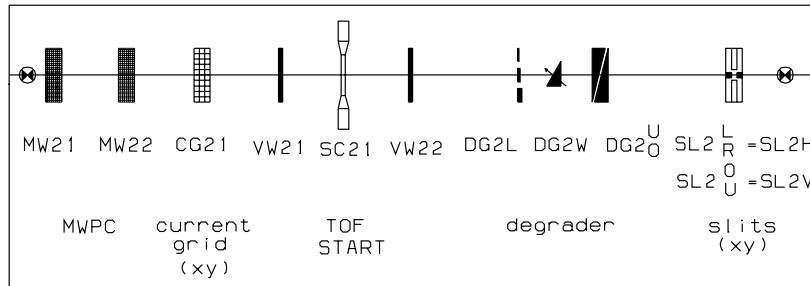
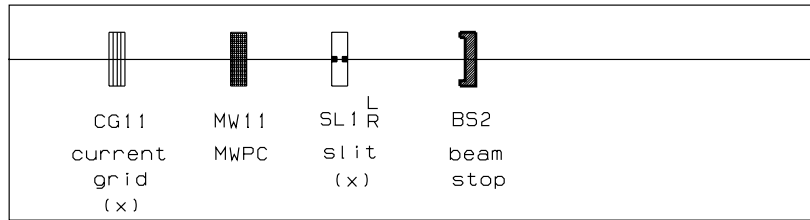
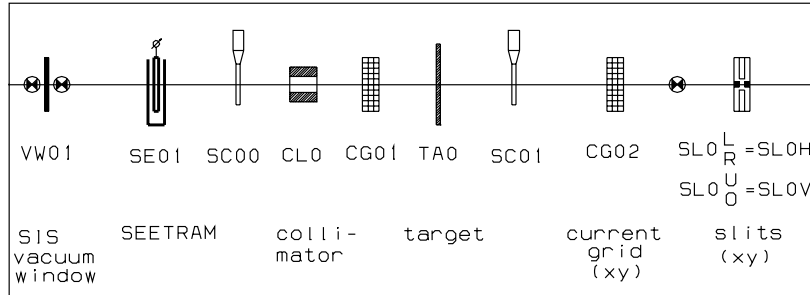
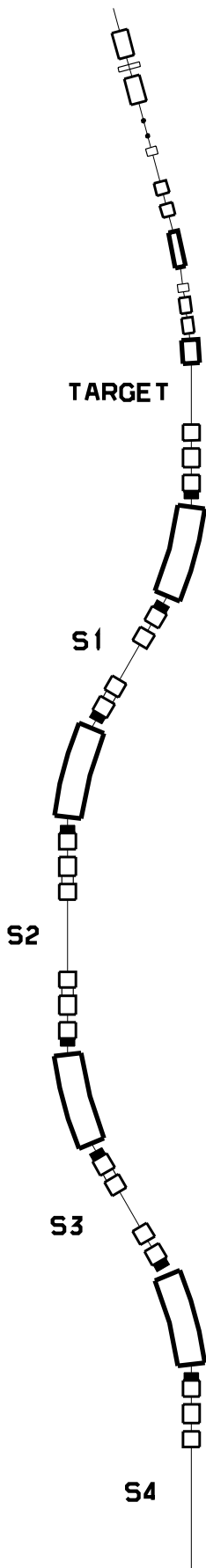
Die magnetische Steifigkeit

Die Bestimmung der magnetischen Steifigkeit ($B\rho$) setzt die Kenntnis der Stärke des ablenkenden Feldes B und der Biegeradien ρ voraus (Glg. 3.1). Die Messung des magnetischen Feldes wird am FRS mittels Hall-Sonden in den einzelnen Dipolmagneten realisiert. Diese erlauben eine Bestimmung der Felder mit einer Genauigkeit von 10^{-4} T. Die effektiven Biegeradien ρ_0 der vier Dipole wurden durch das Ausmessen der Felder der Magnete, als auch experimentell durch die Messung der Position von Primärstrahlen bekannter Energie bestimmt. Die Genauigkeit der im SIS bestimmten Energien beträgt ca. 10^{-4} .

Experiment	RUN-Nr.	Effektive Biegeradien			
		Erste Stufe		Zweite Stufe	
		$\rho_{1,0}$	$\rho_{2,0}$	$\rho_{3,0}$	$\rho_{4,0}$
Strahl		(m)			
0.34-0.7 A·GeV ^{18}O	20	11.43990	11.39940	11.4132	11.42330
0.5 und 1.0 A·GeV ^{40}Ar	8	11.37000	11.37000	11.37000	11.37000
1.0 A·GeV ^{86}Kr	11	11.44756	11.44425	11.46717	11.46278
0.8 A·GeV ^{136}Xe	9	11.44849	11.42815	11.43774	11.46088
1.0 A·GeV ^{197}Au	10	11.44760	11.44430	11.46720	11.46280

Tab. 4.2 *Effektive Biegeradien in den vier Abschnitten des Fragmentseparators die während der verschiedenen Experimente ermittelt wurden.*

Für alle folgenden Betrachtungen wurden die mittleren magnetischen Steifigkeiten in der ersten und zweiten Separatorstufe verwendet:



$$\overline{(B\varrho)}_1 = \frac{B_1\varrho_{1,0} + B_2\varrho_{2,0}}{2} \quad \text{bzw.} \quad \overline{(B\varrho)}_2 = \frac{B_3\varrho_{3,0} + B_4\varrho_{4,0}}{2} \quad (4.1)$$

Die Dispersion

In den dispersiven Fokalebene in der Mitte und am Ende des FRS gilt folgende Beziehung zwischen der relativen Abweichung der magnetischen Steifigkeit $\Delta(B\varrho)$ von ihrem Wert auf der Sollbahn $(B\varrho)^0$ und dem Ort x in Richtung der magnetischen Ablenkung:

$$\frac{(B\varrho)_x - (B\varrho)_0}{(B\varrho)_0} = \frac{\Delta(B\varrho)}{(B\varrho)_0} = \frac{x}{D}, \quad (4.2)$$

wobei D die Dispersion im entsprechenden Abschnitt der magnetischen Sektion am Ort der Messung von x ist.

Die Kenntnis der Dispersion $D_{S_0-S_2}$ im ersten Abschnitt des Fragmentseparators ist die Voraussetzung für die Bestimmung der Impulsbreiten der Fragmente (vergl. Abschnitt 7), die aus den Ortsverteilungen der Kerne in der dispersiven Mittelebene des FRS ermittelt werden. Ihr Wert wurde durch die Messung der Orte zweier bekannter Ladungszustände des Primärstrahles bestimmt. Abb. 4.3 zeigt ein Beispiel für 1.0 A·GeV ^{197}Au , bei dem der FRS auf den (imaginären) Ladungszustand 78.5^+ von ^{197}Au eingestellt war. Der Ladungszustand $^{197}\text{Au}^{78+}$ hat eine höhere magnetische Steifigkeit als es dem $(B\varrho)_0^1$ auf der Sollbahn entspricht und erscheint deshalb bei positiven Werten am Ort des Szintillationsdetektors. Aus dem Abstand der Linien ermittelt man die Impuls-Dispersion des FRS vom Target bis zur Mittelebene am Ort des Szintillationsdetektors von $D_{S_0-S_2} = (6.804 \pm 1\%) \frac{\text{cm}}{\%}$ für die ionenoptische Einstellung, die im Gold Experiment (1.0 A·GeV ^{197}Au) verwendet wurde. In analoger Weise gilt $D_{S_0-S_2} = (6.845 \pm 1\%) \frac{\text{cm}}{\%}$ für die Einstellung während des Xenons Experiments (0.8 A·GeV ^{136}Xe).

Auf entsprechende Art und Weise wurden die Dispersionen in der zweiten Stufe d.h. von der Mittelebene zum Endfokus des FRS bestimmt. Es ergaben sich: $D_{S_2-S_4} = (8.6201 \pm 1\%) \frac{\text{cm}}{\%}$ für das Gold- bzw. $D_{S_2-S_4} = (8.6015 \pm 1\%) \frac{\text{cm}}{\%}$ für das Xenon- sowie $D_{S_2-S_4} = (8.5144 \pm 1\%) \frac{\text{cm}}{\%}$ für das Krypton-Experiment (1.0 A·GeV ^{86}Kr).

Für die Bestimmung der Impulsbreiten ist es wichtig festzustellen, ob durch ionenoptische Elemente Abweichungen von der rein linearen Beziehung nach Glg. 4.2 auftreten. Diese Effekte höherer Ordnung sind jedoch äußerst gering, wie aus Abb. 4.3 zu entnehmen ist. Hier sind die Schwerpunkte der Ortsverteilungen von Gold- und Platin-Isotopen aus der Fragmentation von 1.0 A·GeV ^{197}Au , gemessen durch den Szintillationsdetektor in der Mittelebene des FRS (vergl. Abb. 5.1), aufgetragen über der Neutronenzahl der Fragmente. Der angepasste, sehr gut lineare Zusammenhang bestätigt die Erwartungen aus Glg. 4.2 und läßt auf eine in diesem Rahmen lineare Ortskennlinie des verwendeten Szintillationsdetektors schließen.

Die Target-/Degradier-/Detektor-Dicken

Der Abbremsler [Wec92, WeB91, WeH90] am Zwischenfokus des FRS besteht aus drei räumlich getrennten Komponenten (vergl. Abb. B.1): Einer Leiter zur Montage homogener Schichten, einem Paar Keilen zur Feinjustage der homogenen Belegung und einem Paar gegenläufiger keilförmiger Scheiben zur Einstellung einer bestimmten Steigung in der Dicke des Degradiers in Richtung der magnetischen Ablenkung. Die Dicke dieser Schichten und der funktionale Zusammenhang zwischen dem Steigungswinkel und der Achromasie der Einstellung des FRS kann aus [Wec92] entnommen werden. Die Überprüfung der Dicke der Targets und anderer Materie im Strahlengang, ist zur Ermittlung des Fragmentations-Wirkungsquerschnittes und der Parallelimpulse und ihrer Korrekturen notwendig. Sie wurde über die Bestimmung des Energieverlustes des Primärstrahles in den entsprechenden Materialien anhand einer Ortsmessung in den dispersiven Ebenen des FRS vorgenommen. Die Energie des Primärstrahles wurde zuvor ohne die entsprechenden Materieschichten im Strahl durch die Bestimmung der magnetischen Steifigkeit über die gemessenen Hallspannungen und Krümmungsradien der Dipole ermittelt. Auf diese Weise wurde die effektive Dicke des 2g/cm^2 Beryllium Targets (vergl. Tab. 4.1) zu $(2004 \pm 35)\text{mg/cm}^2$, und die des 1.5g/cm^2 Aluminium Targets zu $(1504 \pm 31)\text{mg/cm}^2$ bestimmt.

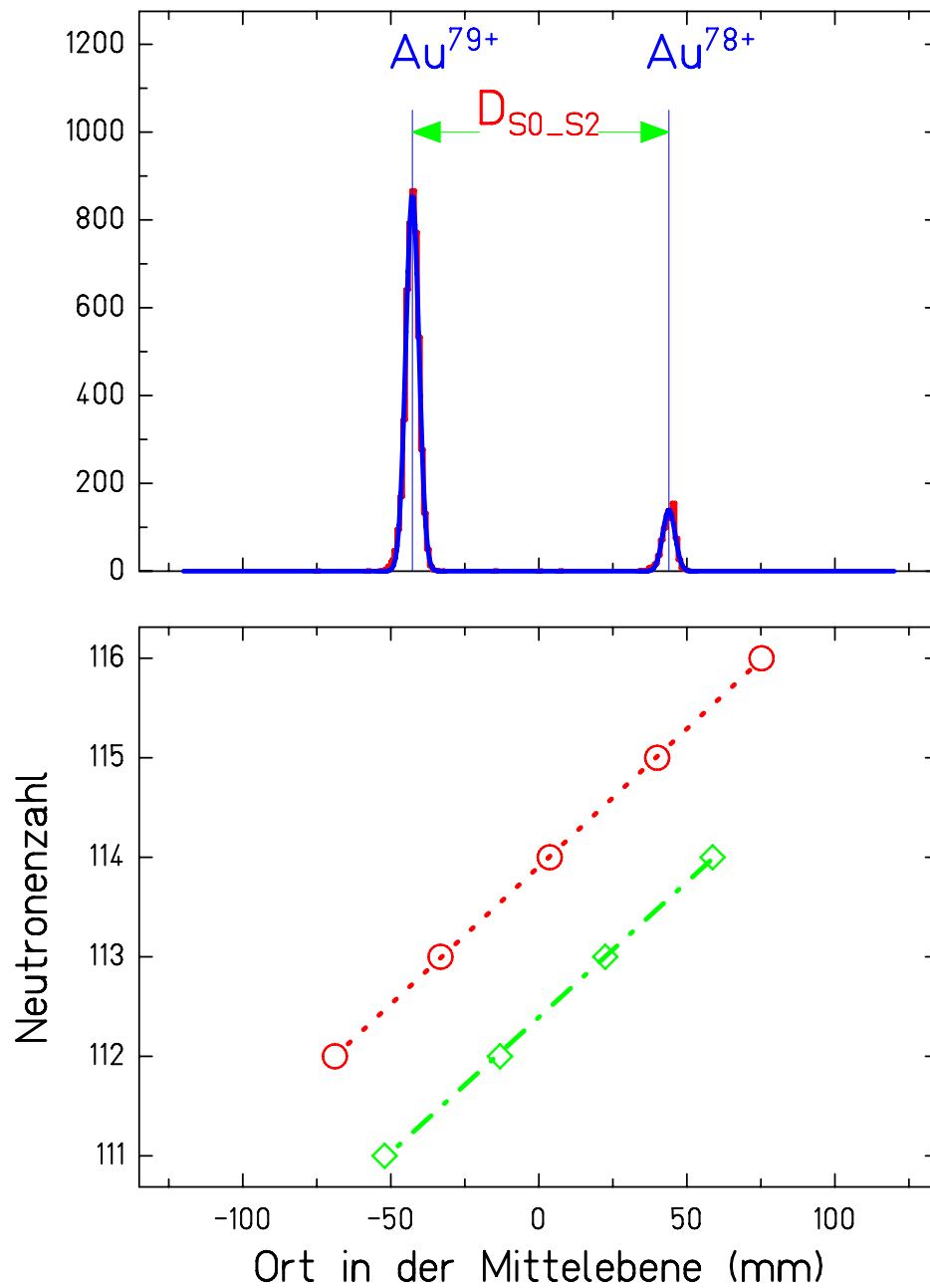


Abb. 4.3 (Oben:) Ortsverteilung zweier Ladungszustände des Primärstrahles $1.0 A \cdot GeV^{197}Au$ gemessen mit dem Szintillationsdetektor in der Mittelebene des FRS. Der aus dem SIS extrahierte Strahl passierte ein Aluminium-Target von 195 mg/cm^2 Dicke. Die ionenoptische Einstellung des FRS war auf die Steifigkeit des (imaginären) Ladungszustandes 78.5^+ optimiert, so daß links der Sollsteifigkeit der Zustand 79^+ und rechts davon 78^+ separiert wurde. Aus dem Abstand der angepaßten Gauß-Verteilungen ermittelt man die Dispersion des FRS vom Target bis zur Mittelebene von $D_{S_0-S_2} = (6.804 \pm 1\%) \frac{\text{cm}}{\%}$ am Ort des Szintillationsdetektors. (Unten:) Schwerpunkte der Ortsverteilungen von (O) Gold- und (\diamond) Platin-Isotopen aus der Fragmentation von $1.0 A \cdot GeV^{197}Au$, bei einer Einstellung auf ^{193}Au (vergl. Abb. 5.1), aufgetragen gegen die Neutronenzahl der Fragmente. Der angepasste, sehr gut lineare Zusammenhang bestätigt die Erwartungen aus Glg. 4.2 und läßt auch auf eine in diesem Rahmen lineare Ortskennlinie des verwendeten Szintillationsdetektors schließen.

4.3 Die Szintillatordetektoren am Fragmentseparator

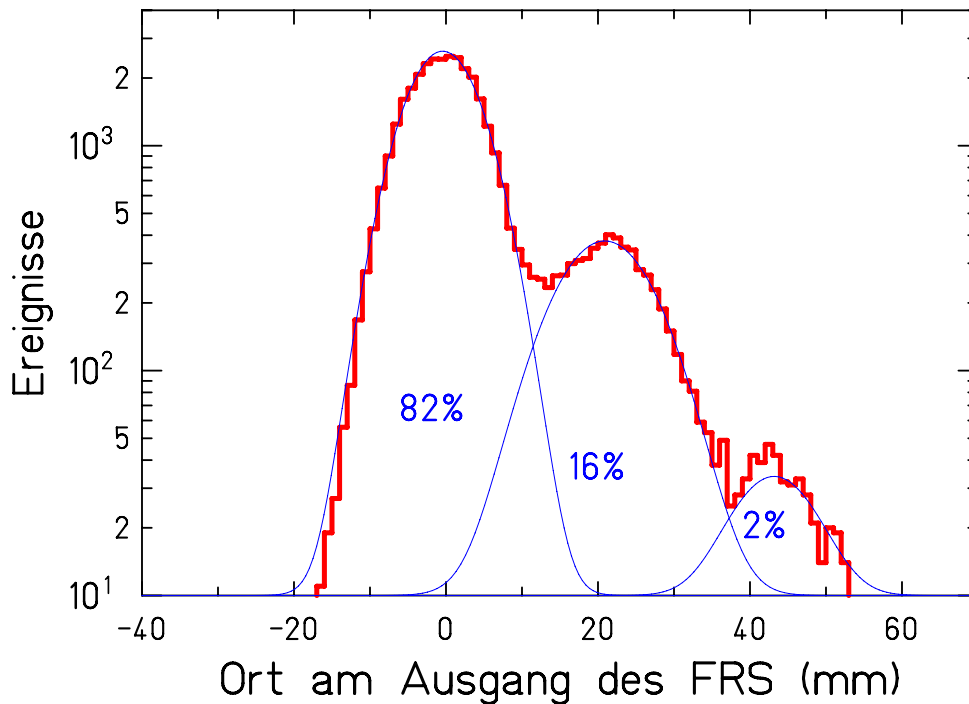


Abb. 4.4 *Einfluß einer Vieldrahtkammer des Standard-Detektor Aufbaus am Mittelfokus (vergl. Abb. 4.2) auf die Ortsverteilung eines 1 A·GeV ^{197}Au -Primärstrahles am Ausgang des FRS. Deutlich sind die durch den Energieverlust bei einem bzw. zwei Drahttreffern zusätzlich entstehenden (Gauß-) Verteilungen mit einem Anteil von 16% bzw. 2% an der Gesamtzählrate zu erkennen. Die Verteilungen haben einen Abstand von jeweils ca. 20mm.*

Das Separationsprinzip des Fragmentseparators erfordert eine Ortsmessung der Teilchen in der dispersiven Mittelebene (S2) und am Endfokus (S4) des FRS (vergl. Abb. 4.2). Die Anforderungen an die dazu eingesetzten Detektoren betreffen zum einen die Meßeigenschaften und zum anderen den Einfluß auf die Strahlqualität. Aufgrund der angestrebten ionenoptischen Auflösung von $B\rho/\Delta(B\rho) = 1500$ [GeA86] für den FRS ergibt sich nach Glg. 4.2 bei einer nominalen Dispersion in der ersten Stufe von 6,808 cm/% am Fokus in der Mittelebene eine zu fordernde Ortsauflösung von $\Delta x = 4,5$ mm (vergl. Abschnitt 5.1). Die Nachweiseffizienz sollte möglichst über die gesamte Detektorfläche 100% betragen. Die Flugzeitmessung zwischen S2 und S4 muß eine Zeitauflösung von $\Delta t \leq 100$ ps gewährleisten, um eine Geschwindigkeitsauflösung von 0,2% zu erreichen [Vos89]. Gute Homogenität und niedrige Massenbelegung sind die Voraussetzungen für eine geringe Strahlbeeinflussung durch den Detektor. Diesen Anforderungen werden in ausreichendem Maße Plastik-Szintillationsdetektoren gerecht.

Bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurde BC420 [Bic86] als Szintillatormaterial eingesetzt. Die Dicke der Szintillatorplatten richtete sich einerseits nach der Notwendigkeit einer ausreichenden Lichtausbeute und andererseits nach der Forderung, die Sekundärreaktionsrate und die Aufstreuung gering zu halten. Bei den Experimenten haben sich Platten von 3–5 mm Dicke bewährt.

Die Details des technischen Ausbaus der Detektoren und ihre prinzipielle Funktionsweise sind in [Vos89] genau beschrieben, an dieser Stelle sei nur kurz zusammengefaßt: Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird an beiden Seiten in x-Richtung und an S4 zusätzlich in y-Richtung über Lichtleiter-Querschnittswandler ausgelesen. An diese werden Photomultiplier des Typs H2431 [Ham80] angekoppelt. Sie haben ein sehr schnelles Ansprechverhalten und geringe Zeitstreuungen und erlauben somit die Orts- und Flugzeitmessung mit ausreichender

Auflösung.

Wie in den vorangegangenen Abschnitten dargestellt, muß sowohl in der Mittelebene und am Ausgang des FRS ein ortsempfindlicher Detektor aufgestellt werden. Dabei ist es besonders wichtig, die Qualität der ionenoptischen Trennung des magnetischen Systems dadurch nicht zu verschlechtern: Jede Inhomogenität in der Dicke der Detektoren führt zu einem Unterschied im Energieverlust der hindurchfliegenden Teilchen und verschlechtert in der Folge die ionenoptische Auflösung. Die größten Anforderungen stellen sehr schwere Strahlen wegen ihres hohen spezifischen Energieverlustes. Gasgefüllte Zähler, wie etwa Vieldraht-Proportionalzähler oder Funkenkammern sind hier nicht einsetzbar, wenn sie Drähte enthalten und dadurch starke Inhomogenitäten einbringen würden [BlG88] (vergl. Abb. 4.4). Darüberhinaus ist ihre Funktion durch die große Anzahl an hochenergetischen δ -Elektronen, die beim Durchtritt stark ionisierender Teilchen entstehen, stark beeinträchtigt [BaO73, Vos89]. Die Verwendung eines Plastikszintillator-Materials bietet hier Abhilfe.

Bauteil			Energie nach		Standardabweichung der Verteilungen			Ladungszustand		
			Target	Degrader	Reichweite	Position	Winkel	nackt	H-ähnlich	
a)	b)	c)	(A·MeV)		(mg/cm ²)	(mm)	(mrad)	(%)		
○	○	○	1000.0	1000.0	0.01	1.00	1.28	1.40	85.6	13.9
●	○	○	933.8	933.8	41.55	14.6	1.28	1.92	75.4	22.9
●	○	●	933.8	885.3	41.60	14.6	1.93	1.97	74.3	23.8
●	○	● ^{e)}	933.8	885.3	41.79	14.6	2.70	1.97	74.3	23.8
●	●	○	933.8	548.3	23.25	14.6	4.80	2.57	63.7	32.2
●	● ^{d)}	●	933.8	548.3	23.36	14.6	4.84	2.57	63.7	32.2
●	● ^{d)}	● ^{e)}	933.8	548.3	22.84	14.6	6.20	2.57	63.7	32.2

Tab. 4.3 Berechnete Zahlenwerte, die für die Auslegung eines Szintillationsdetektors am FRS wichtig sind. Sie zeigen den Einfluß der Detektormaterie auf die ionenoptische Qualität des Strahles in verschiedenen Kombinationen mit Target und Degrader für einen realistischen Fall am FRS. Aufgeführt sind die Energien nach dem Target und nach dem intermediären Abbremsler, die Breiten (Standardabweichung) der Verteilungen der Reichweite am Ausgang des Spektrometers, der Position in der zentralen Bildebene und am Ausgang und der Winkel am Ausgang sowie die atomaren Ladungszustände der Teilchen am Ausgang des FRS [DuD86a, Sch87, Bro94].

Die erste Zeile enthält die entsprechenden Werte für einen ²³⁸U-Strahl mit einer Primärenergie von 1.0 GeV/u und einer Emittanz von 20 π ·mm·mrad [StG91, StB92]. Die folgenden zeigen die entsprechenden Zahlen für das Sollfragment ²²⁰Th. Target und Degrader werden, wenn nicht anders angegeben ist, als absolut glatt angenommen. Einige Rechnungen tragen darüber hinaus den Inhomogenitäten des Szintillators bzw. des Abbremsers Rechnung.

(● steht für eine entsprechende Einheit im Strahl, ○ für das Fehlen derselben.)

- a) Target, 1039 mg/cm² Kupfer,
- b) Degrader, 5000 mg/cm² Aluminum auf der ionen-optischen Achse, achromatische Form,
- c) Szintillator, BC420 [Bic86], 5 mm dick, inklusive zusätzlicher Materialschichten durch Vakuumfenster und Luft, insgesamt 667 mg/cm² Aluminiumäquivalent,
- d) Degrader, wie b), jedoch mit zusätzlicher Berücksichtigung der Inhomogenitäten dieses Bauteils von 0.81mg/cm² (Standardabweichung),
- e) Szintillator, wie c), jedoch mit zusätzlichen Inhomogenitäten der Szintillatorplatte von $\pm 18 \mu\text{m}$ (Standardabweichung).

Die Auswirkung eines solchen Detektors auf die Leistungsfähigkeit eines ionenoptischen Systems ist in Tab. 4.3 für den realistischen Fall des Fragmentseparators der GSI dargestellt. Die Tabelle zeigt den Einfluß von Kombinationen von Target, intermediärem Abbremsler und Szintillationsdetektor auf die verschiedenen Verteilungen der Fragmente am Ausgang des Spektrometers. Eine quantitative Abschätzung der geforderten Homogenität der Detektoren kann aus den folgenden Überlegungen gewonnen werden:

Zuerst kann man die Variation in der Dicke ermitteln, die der ionenoptischen Auflösung $\Delta B_\rho/B_\rho$ des Spektrometers entspricht. Nimmt man $\Delta B_\rho/B_\rho=10^{-4}$ [MaG94] an, so erhält man 1.5 mg/cm^2 ($15 \text{ }\mu\text{m}$) für die zulässige Dickenvariation eines Detektors mit einer Dicke von 500 mg/cm^2 (ca. 5mm) aus BC420 [Bic86] – Hauptkomponente ist CH_2 mit einer Dichte von 1.032 g/cm^3 .

Zum zweiten bestimmt man die Dickenvariation, die dem Energieverluststraggling in einem solchen Detektor entspricht. Für ^{220}Th -Ionen mit einer Anfangsenergie von ca. $900 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ beträgt das Energieverluststraggling ca. 32 MeV (σ), was einer Dickenvariation von 2.0 mg/cm^2 (oder $19 \text{ }\mu\text{m}$) entspricht. Da das Energieverluststraggling unvermeidbar ist, ist dies die größte Forderung an die Homogenität eines 5 mm dicken Szintillations-Detektors.

Eine etwas geringere Einschränkung ergibt sich, wenn der Detektor nach einem intermediären Abbremsler aus Aluminium aufgestellt wird, der hier mit einer Dicke von ca. 50% der Reichweite von $900 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ ^{220}Th -Ionen, also ca. 5000 mg/cm^2 , angenommen wird. Das Energieverluststraggling in einer solchen Schicht beträgt ca. 95 MeV (σ) und entspricht dem Energieverlust in 5.2 mg/cm^2 ($50 \text{ }\mu\text{m}$) Szintillatormaterial. Zusätzlich müssen hier noch die Inhomogenitäten der Aluminium-Abbremserschichten betrachtet werden, die ca. 0.81 mg/cm^2 betragen, was $8.4 \text{ }\mu\text{m}$ Szintillatormaterial entspricht.

Wie mechanische Messungen an den eingesetzten Szintillatorplatten gezeigt haben, beträgt die Genauigkeit der Dicke ca. $\pm 18 \text{ }\mu\text{m}$, wobei die Rauigkeiten der unpolierten Oberfläche ca. $1 \text{ }\mu\text{m}$ mit Ausdehnungen in der Plattenebene von ca. $10 \text{ }\mu\text{m}$ betragen. Bei den an Luft installierten Szintillationsdetektoren müssen noch zwei Schichten schwarzer Plastikfolie zur Lichtabschirmung mit jeweils $(119\pm 9) \text{ }\mu\text{m}$ Dicke beachtet werden.

Insgesamt ergeben sich somit Werte, die den Einsatz dieses Detektors in den meisten Experimenten zulassen.

Der elektronische Aufbau

Da die Teilchenzählrate in der Mittelebene wegen der noch unvollständigen Trennung in der ersten Separatorstufe zum Teil erheblich größer ist als am Endfokus, wird die Messung der Flugzeit durch den am Ausgang des FRS installierten Szintillationsdetektor gestartet und durch das entsprechende Signal des Detektors in der Mittelebene gestoppt. Auf diese Weise wird die große Belastung des Zeit-Amplituden Wandlers mit Signalen durch Teilchen, die ohnehin nicht dem Separationskriterium des gesamten FRS unterliegen – wie etwa im Abbremsler erzeugte Sekundärfragmente – vermieden. Man mißt somit eine Flugzeit für die langsamere Teilchen kürzere Zeiten ergeben. Der elektronische Aufbau der Szintillationsdetektoren ist in Abb. 4.5 schematisch dargestellt, eine etwas detailliertere Darstellung findet sich im Anhang in Abb. F.1 (Seite 212), außerdem sei auf die ausführliche Darstellung in [Vos89] verwiesen.

4.3.1 Die Bestimmung der Orte

Die Orte an den Szintillatoren werden über die Differenzen der Lichtlaufzeiten vom Auftreffort des Teilchens bis zu den sich gegenüberliegenden Photomultipliern bestimmt (vergl. Abb. 4.6). Da die Lichtausbreitung innerhalb des Szintillators hauptsächlich durch mehrfache Totalreflexion an den Szintillatortoberflächen erfolgt, ist die Laufzeitdifferenz nicht allein von der Lichtgeschwindigkeit im Szintillatormaterial, sondern auch von der Geometrie der Detektoren abhängig. Deshalb müssen die Szintillatoren in einer Eichmessung, bei der sie voll ausgeleuchtet sind, gegenüber anderen Ortsdetektoren, die absolute Orte liefern, geeicht werden. Hierfür wurden in den Strahlengang einführbare Viendrahtproportionalzähler (MWPC) [Ste91a] in der Nähe der Szintillatoren verwendet. Diese haben gegenüber den Szintillatoren neben der absoluten Ortsbestimmung den Vorteil einer geringeren Massenbelegung, sind jedoch wegen der Drähte inhomogen und haben keine hundertprozentige Ansprechwahrscheinlichkeit. Genauere Hinweise zum Betrieb und der Funktionsweise dieser Detektoren sind

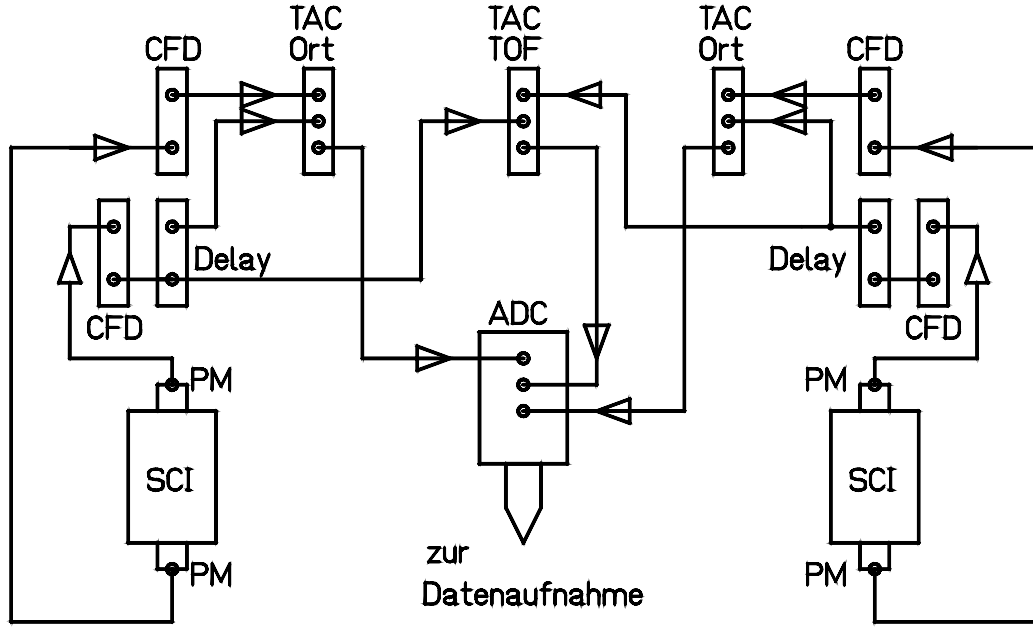


Abb. 4.5 Schema der Ausselelektronik der Szintillationsdetektoren am FRS.

in [Vos89] zu finden. Zur Überprüfung der Justage der Vieldrahtkammern dienen zweidimensional ortsauflösende Profilticker [AnB91] mit Gasverstärkung, die an den Zwischenfoki des FRS S1 und S3 einzeln bzw. S2 und S4 jeweils paarweise installiert sind. Sie sind auf Preßluftdurchführungen montiert, werden je nach Bedarf in den Strahl gefahren und liefern über eine Stromauslese der Drähte eine Information über das Strahlprofil und die -lage.

Die Ortsmessung mit den MWPCs erlaubt mit den sich daraus ergebenden Winkeln, den Ort an den Szintillatoren über den Strahlensatz auszurechnen. Trägt man die für die Szintillatoren errechneten Orte über die Lichtlaufzeitdifferenz auf, so ergibt sich ein im wesentlichen linearer Zusammenhang, der in Abb. 4.7 für die Fälle eines 1.0 A·GeV ^{197}Au bzw. 0.60-0.95 A·GeV ^{238}U Strahles dargestellt ist. Die eingesetzten Abbildungen zeigen die über die aktive Fläche des Detektor gemittelte Auflösung über die Lichtlaufzeitdifferenz von $\sigma_x = (2.8 \pm 0.1)\text{mm}$ im Falle von ^{193}Au bzw. $\sigma_x = (1.3 \pm 0.1)\text{mm}$ im Falle von ^{238}U (vergl. Tab. 4.4). In beiden Fällen muß von diesen Werten noch die Genauigkeit der Ortsbestimmung durch die Vieldrahtkammern von $\sigma_x = 1.2\text{mm}$ quadratisch abgezogen werden. Dieser setzt sich zusammen aus dem Fehler in der Ortsbestimmung eines einzelnen MWPC's (σ_x^{MWPC}) und dem Fehler in der Bestimmung des Ortes am Szintillationsdetektor durch die Winkelmessung:

$$\sigma_{track} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_x^{MWPC}}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_x^{MWPC}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{d_{MW41-MW42}}{d_{MW-SC21}}\right)^2} = 1.21\text{mm} \quad (4.3)$$

mit

$d_{MW41-MW42}$ Abstand der beiden MWPC's
 $d_{MW-SC21}$ mittlerer Abstand des Szintillators von den MWPC's

und dem Fehler eines einzelnen MWPC's [Ste91] aus deren intrinsischem (0.5 mm) bzw. über den gesamten Zähler gemitteltem statistischem (0.4 mm) Fehler der Delay-Line:

$$\sigma_x^{MWPC} = \sqrt{(\sigma_x^{intr.})^2 + (\sigma_x^{stat.})^2} = 0.64\text{mm} \quad (4.4)$$

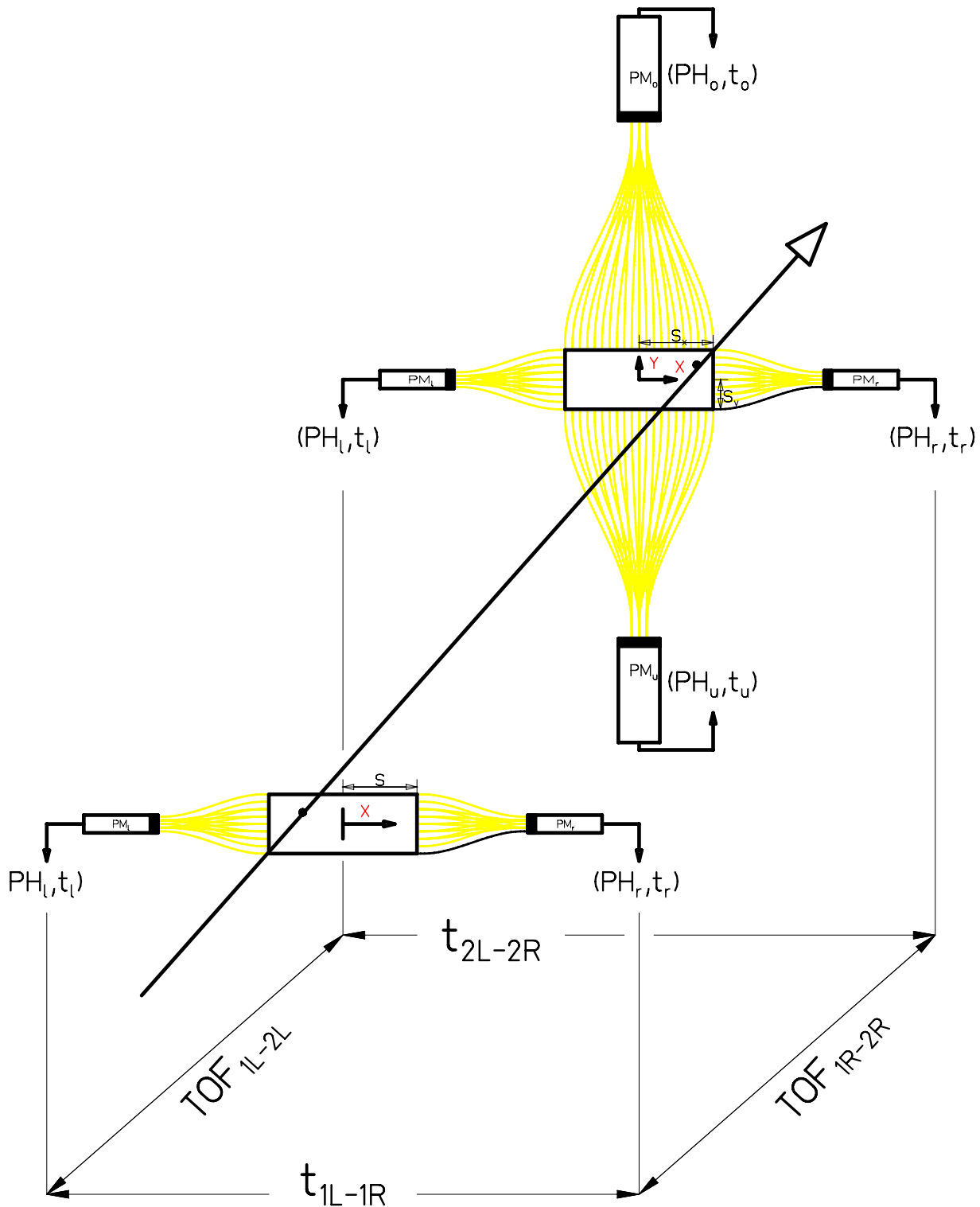


Abb. 4.6 Auslese der Detektoren zur Bestimmung des Ortes in der Mittelebene über einen ein-dimensional ausgelesenen bzw. am Ausgang des FRS über einen 2-dimensional ausgelesenen Szintillationsdetektor. Aus den Signalen der jeweils rechten bzw. linken Photomultiplier werden die Flugzeitinformationen gewonnen. Die Differenzen der Zeitinformationen eines jeden Szintillationsdetektors dient der Ermittlung der Position der Teilchen. Aus den Pulshöhen der Signale läßt sich der Energieverlust der Teilchen und daraus wiederum deren Kernladung bestimmen.

In den Randbereichen der Szintillationsdetektoren treten Abweichungen vom linearen Verlauf auf, da dort ein größerer Teil des Lichts direkt, ohne Mehrfachreflexionen an den Szintillatorbegrenzungsflächen, den Szintillator verlassen kann. Beim Blei- wie auch beim Uran-Experiment traten bei jeweils einem der Szintillationsdetektoren in der Mitte der Platte Abweichungen vom linearen Verlauf auf, die auf Strahlenschäden des Szintillatormaterials zurückzuführen sind [Röh94]. Außerdem konnte man eine Drift in den Zeitsignalen beobachten. Diese verhinderte, eine für alle Einstellungen konstante Eichung der Szintillatoren anzugeben. Sie ist höchstwahrscheinlich auf eine mangelhafte Kühlung der Photomultiplier-Base zurückzuführen, die infolge einer Temperaturabhängigkeit der Verstärkung eine Veränderung der Signalform verursacht.

Primärstrahl		Auflösungen (σ)	
Isotop	Energie	Position	Zeit
	A·MeV	(mm)	(ps)
^{40}Ar	1000	3.75 ± 0.14	85.8 ± 0.5
^{40}Ar	500	4.44 ± 0.07	118.2 ± 0.5
^{86}Kr	1000	—	109.3 ± 0.6
^{136}Xe	800	1.99 ± 0.01	146.4 ± 0.7
^{197}Au	1000	1.44 ± 0.01	94.6 ± 0.8
^{208}Pb	1000	1.06 ± 0.03	
$^{238}\text{U}^a)$	950	1.55 ± 0.01	59.6 ± 0.9
$^{238}\text{U}^b)$	950	1.12 ± 0.02	
$^{238}\text{U}^c)$	950	2.55 ± 0.03	

Tab. 4.4 Erreichte Zeit- und Ortsauflösungen des beschriebenen Szintillationsdetektor-Aufbaus am FRS. Im Falle von $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{86}Kr konnte der Wert der Ortsauflösung nicht ermittelt werden, da keine MWPC's zur Eichung in den Strahlengang eingefahren waren, bzw. nur zusammen mit einem dicken Degradier.

^{a)} mit Kupfer-Target 205 mg/cm^2

^{b)} ohne Target

^{c)} mit Kupfer-Target 205 mg/cm^2 , 3 mm dicke Szintillatorplatte

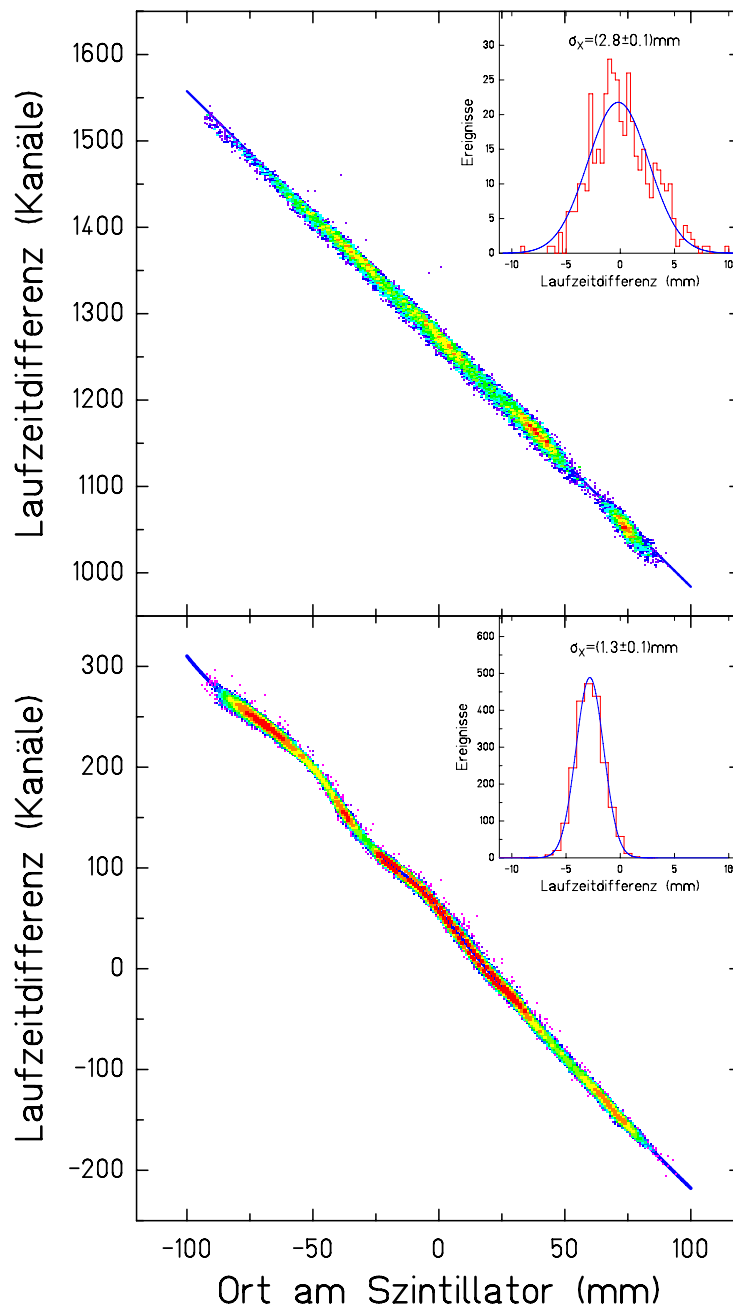


Abb. 4.7 Ortseichung des Szintillationsdetektors am Endfokus des Fragmentseparators für einen $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au}$ (oben) bzw. $0.60\text{-}0.95 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{238}\text{U}$ (unten) Strahl. Die eingesetzten Abbildungen zeigen die über die aktive Fläche des Detektors gemittelte Auflösung über die Lichtlaufzeitdifferenz von $\sigma_x = (2.8 \pm 0.1) \text{ mm}$ im Falle von ^{193}Au bzw. $\sigma_x = (1.3 \pm 0.1) \text{ mm}$ im Falle von ^{238}U -Ionen (vergl. Tab. 4.4). In beiden Fällen muß von diesen Werten noch die Genauigkeit der Ortsbestimmung durch die Vieldrahtkammern von $\sigma_x = 1.2 \text{ mm}$ quadratisch abgezogen werden. Die Nichtlinearität der Eichung ist auf Strahlenschäden im Szintillator-Material zurückzuführen.

4.3.2 Die Bestimmung der Flugzeit

Wie in Abschnitt 5.2 noch gezeigt werden wird, erfordert die Bestimmung der Massenzahl A der Fragmente nach den dort beschriebenen Methoden die genaue Kenntnis der Flugzeit der Kerne zur vollständigen Bestimmung der Kinematik. Die Durchführung dieser Messung soll im folgenden beschrieben werden.

Die ortskorrigierte Flugzeit zwischen dem Szintillator in der Mittelebene (Index 1) und dem am Endfokus (Index 2) beträgt auf der optischen Sollbahn (vergl. Abb. 4.6):

$$\begin{aligned}
 TOF &= T_0 \\
 &+ TOF_{1L-2L,1R-2R} \cdot C_{1L-2L,1R-2R} \\
 &- \frac{t_{1L-1R}}{2} \cdot C_{1L-1R} \\
 &+ \frac{t_{2L-2R}}{2} \cdot C_{2L-2R}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

wobei

T_0	Offset zur Flugzeit durch Kabel, Elektronik u.ä. in [ps]
TOF	gemessene, unkorrigierte Flugzeit gemessen zwischen den linken (Index L) bzw. rechten (Index R) Photomultipliern der Detektoren an S2 und S4 in [Kanäle]
t	gemessene, unkorrigierte Lichtlaufzeitdifferenzen gemessen zwischen den linken und rechten Photomultipliern der Detektoren an S2 und S4 in [Kanäle]
C	Eichung der Analog-Digital-Wandler in [ps/Kanal]

Die „absolute“ Kenntnis der Flugzeit macht eine Eichung derselben notwendig, wobei im Wesentlichen zwei Parameter zu bestimmen sind: Zum einen muß der in obiger Glg. 4.5 enthaltene Zeitoffset T_0 , der sich aufgrund unterschiedlich langer Signalkabel zwischen Photomultiplier sowie Streuungen und absichtlicher Verzögerungen in der Elektronik ergibt, ermittelt werden. Zum anderen ist die Flugstrecke auf der Sollbahn durch mechanische Messung am Detektoraufbau nur ungenügend erfaßbar. Zur Eichung beider Größen wird deshalb im Experiment der in der Intensität abgeschwächte Primärstrahl, dessen Masse und Kernladung bekannt ist, mit verschiedenen Energien auf der Sollbahn eingestellt. Nach Glg. 3.1 bestimmt man die Energie zu

$$E = \left(\sqrt{\left(\frac{(Bq) \cdot Q}{3.10715497 \cdot A} \right) + 1} \right) \cdot 931.501625 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{u}} \right] \tag{4.6}$$

Dabei muß darauf geachtet werden, daß die betrachteten Flugzeiten des Primärstrahls in etwa im gleichen Bereich liegen, der für die später eingestellten Fragmente zu erwarten ist. Die Variation in der Energie wird durch Abbremsen in verschiedenen Targets, bzw. durch Änderung der homogenen Degraderdicke in der Mittelebene erreicht und durch eine Messung der magnetischen Steifigkeit bestimmt. Für die Geschwindigkeit der Teilchen des Primärstrahles gilt:

$$v = \frac{s}{T_0 - TOF}$$

Bei einer Auftragung des Kehrwertes der Teilchengeschwindigkeit v über der gemessenen, unkorrigierten Flugzeit ergeben sich die beiden gesuchten Größen als Steigung a und Achsenabschnitt b einer Geraden (vergl. Abb. 4.9):

$$\frac{1}{v} = a \cdot TOF + b$$

woraus folgt

$$s = -\frac{1}{a} \quad \text{und} \quad T_0 = -\frac{b}{a}$$

Im allgemeinen reicht die Messung bei fünf verschiedenen Energien zur Bestimmung der freien Parameter aus. Die dann erzielbare Genauigkeit der Parameter liegt bei ca. 5%, die Abweichungen der gemessenen Werten von den damit errechneten beträgt ca. 0.5%.

Die bei den verschiedenen Experimenten erzielten apparativen Auflösungen in der Zeitbestimmung der Lichtlaufzeitdifferenzen in den einzelnen Detektoren (Ortsmessung) sind in Tab. 4.4 zusammengefasst bzw. in der Abb. 4.8 dargestellt.

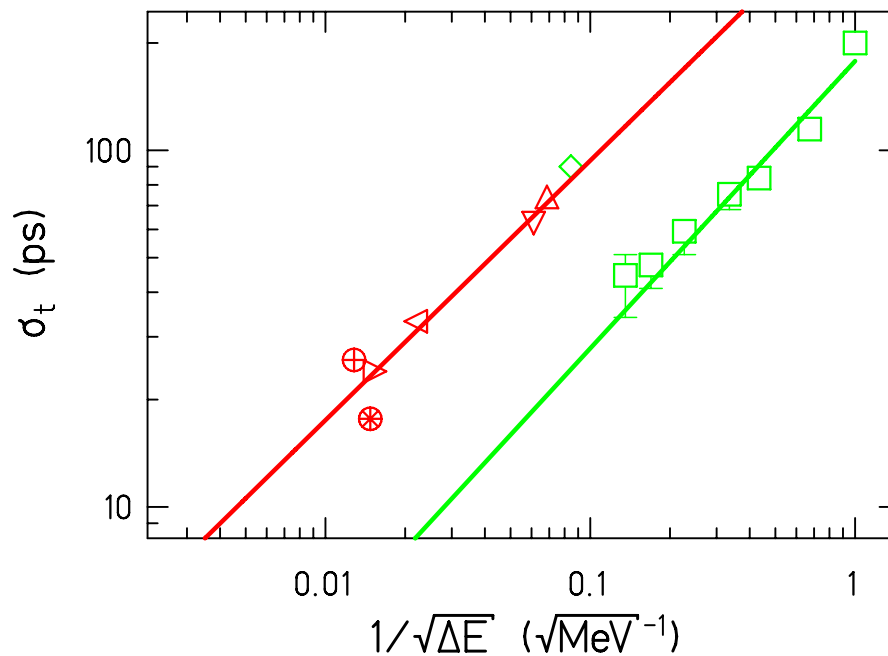


Abb. 4.8 Zeitaufösungen aus der Messung der Lichtlaufzeitdifferenz in den einzelnen Detektoren der Flugzeitanordnung am FRS, die in den vergangenen Jahren ermittelt wurden: (Δ) $0.5 A \cdot \text{GeV}^{40}\text{Ar}$, (∇) $1.0 A \cdot \text{GeV}^{40}\text{Ar}$, (\triangleleft) $0.8 A \cdot \text{GeV}^{136}\text{Xe}$, (\triangleright) $1.0 A \cdot \text{GeV}^{197}\text{Au}$, (\otimes) $1.0 A \cdot \text{GeV}^{208}\text{Pb}$ und (\oplus) $0.60\text{-}0.95 A \cdot \text{GeV}^{238}\text{U}$. Zum Vergleich sind einige Werte anderer Einrichtungen angegeben: (\square) leichte Teilchen ($Z=1\text{-}5$) am ALADIN [Sch91], (\diamond) am HISS, Berkeley [EnB93].

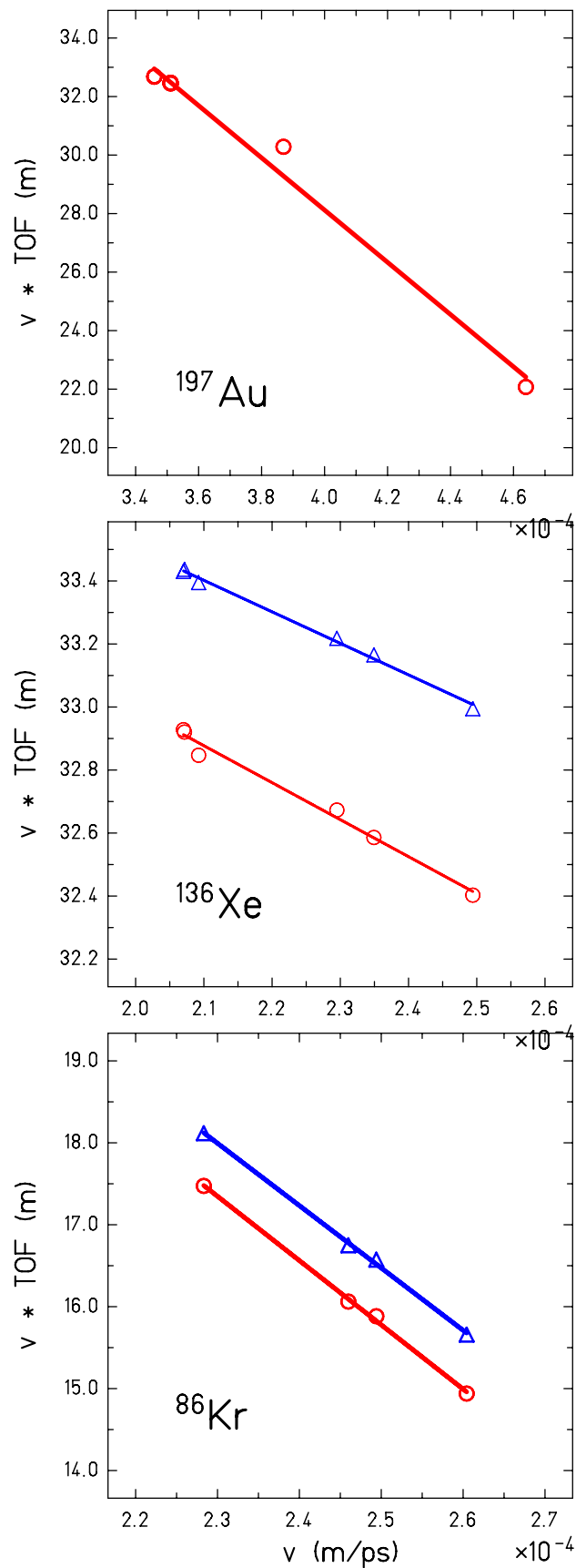


Abb. 4.9 Produkt aus der durch die Bq-Messung bestimmten Projektilgeschwindigkeit und der gemessenen Flugzeit als Funktion der Geschwindigkeit in der zweiten Stufe des FRS für die Primärstrahlen $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{197}Au (Oben), $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{136}Xe (Mitte) sowie $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{86}Kr (Unten). Die (O)-Symbole stehen für die zwischen den in Strahlrichtung jeweils linken Photomultipliern gemessenen Flugzeiten, (Δ) für die entsprechenden Werte der rechten Photomultiplier.

Die Korrektur auf die Ionoptik

Die Flugzeit in der zweiten Sektion des FRS hängt stark von dem durchlaufenen Weg der Fragmente in der ionenoptischen Apparatur ab. Dieser wiederum ist abhängig von der Position und dem Winkel der Fragmente in der dispersiven Mittelebene. Aus diesem Grunde ist eine Korrektur besonders in den Fällen notwendig, bei denen die volle Akzeptanz des FRS ausgenutzt wurde. Eine Abschätzung kann mittels der Größe der entsprechenden Matrixelemente, die in das ionenoptischen Transport Programm MOCADI [Sch87] eingehen, vorgenommen werden: Für die Länge der Flugstrecke eines Kernes vom Mittelfokus (S2) zum Endfokus (S4) des FRS gilt in erster Ordnung in Richtung der Dispersion:

$$\begin{aligned}
 l_{TOF,S2-S4} &= l_{TOF,0} [cm] + (l, x) [cm] + (l, \alpha_x) \left[\frac{cm}{mrad} \right] + (l, p) \left[\frac{cm}{\%} \right] \\
 &= 3638.3 [cm] + (-0.00001) \cdot x_{S2} [cm] + (0.68016) \cdot \alpha_{S2} \left[\frac{cm}{mrad} \right] + (0.32788) \cdot \delta p_{S2} \left[\frac{cm}{\%} \right] \\
 l_{TOF,S2-S4}^{max} &= 3638.3 + 0.0001 + 7.9644028 + 0.49182 [cm]
 \end{aligned}$$

Die in Abb. 4.10 gezeigten Abhängigkeiten in der dazu senkrechten Richtung ergeben erst bei Betrachtung in höherer Ordnung von Null verschiedene Werte. Der winkelabhängige Term in obiger Gleichung hat lediglich einen Einfluß auf die erzielbare Auflösung der Flugzeitmessung, der vom Ort (bzw. Impuls) abhängige Anteil geht direkt in die Eichung ein. Setzt man die Maximalwerte für die (σ) Breiten der Orts- (x), Winkel- (α) und Impulsverteilungen (p) im FRS ein, also $\sigma_{x,S2} = \pm 10$ cm, $\sigma_{\alpha,S4} = \sigma_{\alpha,S2}/V_{\alpha,S2-S4} = \pm 15/1.281$ mrad und $\sigma_{p,S2} = \pm 1.5$ %, so ergeben sich die Werte in Glg. 4.7 und man erkennt, daß die (berechnete) Abhängigkeit der Flugzeit von den Eintrittswinkeln in die zweite Stufe des FRS der dominante Faktor ist. Die relative Schwankung der Länge der Flugstrecke beträgt damit $\frac{\Delta l}{l} = 0.232$ %.

Für die ionenoptische Einstellung während der Messung mit 0.5 und 1.0 A·GeV ^{40}Ar (RUN8) ist die Variation der Länge der Flugstrecke nach ionenoptischen Berechnungen mittels GICO [Wol90] unter verschiedenen Bedingungen in Abb. 4.10 dargestellt. Man erkennt, daß die größten Abweichungen für Winkel in Richtung der Dispersion (x) auftreten. Dies ist im Wesentlichen auf die Dipolfelder zurückzuführen. In der Richtung senkrecht dazu (y) ist dagegen der Einfluß durch die Quadrupolfelder dominant.

Bei einer Strecke von ca. 35 Metern ergibt sich bei einer Winkeländerung von 0 auf 15 mrad – entsprechend der maximalen Akzeptanz des FRS (± 15 mrad) – eine Weglängenänderung von 0.6% bezüglich der Sollbahnlänge. Dies ist ein Wert, der für Teilchen mit großer Massenzahl nicht vernachlässigt werden kann. So beträgt beispielsweise die Flugzeit von ^{220}Th als Fragment aus der Reaktion $0.60\text{-}0.95 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{238}\text{U} + ^{nat}\text{Cu}$ ca. 160 ns, Experimentell wurde eine Zeitauflösung von $\Delta t = 59.6$ ps für den Primärstrahl ermittelt. Daraus ergibt sich eine Unsicherheit in der Bestimmung der Geschwindigkeit von $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 0.235$ %. Der relative Unterschied der Flugzeiten der benachbarten Isotope ^{220}Th und ^{221}Th bezogen auf ihre mittlere Flugzeit beträgt $\frac{\Delta t}{t} = 0.126$ %, die geforderte Massenauflösung zur Trennung von Thorium-Isotopen berechnet man dagegen zu $\frac{\Delta A}{A} = 0.453$ %. Man sieht also, daß die Korrektur der Winkelabhängigkeit (0.6%) in diesem Falle unentbehrlich ist. Die Abhängigkeit der Flugzeit von den Winkeln der Fragmente in der dispersiven Mittelebene konnte experimentell bestätigt werden. Da in den meisten Fällen der Winkel in der Zentralebene wegen des störenden Einflusses der Vieldrahtkammern auf die ionenoptische Auflösung (vergl. Abschnitt 4.3) nicht mitgemessen werden konnte, wurde hier die experimentell ermittelte Abhängigkeit der Flugzeit vom Winkel am Endfokus eingesetzt, um die Korrektur durchzuführen. Dies ist in erster Ordnung bei achromatischer Einstellung am Fokus zulässig, da dann lediglich die konstante Winkelvergrößerung $V_{\alpha,S2-S4}$ die Winkel in der Mittelebene mit denen am Ausgang des FRS verknüpft:

$$\alpha_{S2} = \alpha_{S4}/V_{\alpha,S2-S4},$$

wobei die Konstante sich aus der entsprechenden Orts-Dispersion errechnen läßt

$$V_{\alpha,S2-S4} = -1/D_{S2-S4}.$$

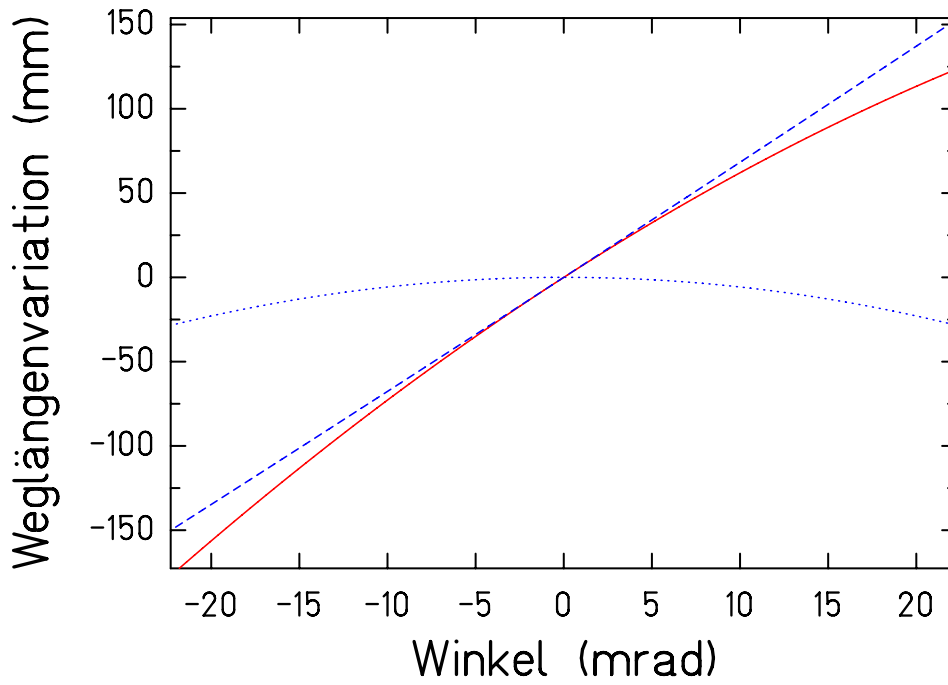


Abb. 4.10 *Variation der Länge der Flugstrecke in Abhängigkeit vom Winkel in der dispersiven Mittelebene des FRS für: (----) verschwindenden Winkel in vertikaler Richtung $\alpha_y=0$, (.....) verschwindenden Winkel in horizontaler Richtung $\alpha_x=0$ und (—) gleiche Winkel in beiden Richtungen $\alpha_x=\alpha_y$.*

Die Messung der entsprechenden Winkelverteilungen wurden mittels der Ortsmessungen in den einzelnen Abschnitten der Ionisationskammern realisiert. Trägt man die gemessenen Flugzeiten der Fragmente über den gleichzeitig bestimmten Winkeln bezüglich der Sollbahn auf, so ergibt sich eine Korrelation, deren Steigung die gesuchte Korrektur ist. Projiziert man die Flugzeitverteilungen entlang dieser Geraden und variiert die Steigung derselben, so bildet die Breite der Projektionen ein Maß für die Güte der Korrektur und die erreichte Trennung der Isotope. Es hat sich gezeigt, daß dieser Winkelparameter für die minimale Breite der Verteilungen (26 ± 0.1) ps/mrad beträgt.

Eine Bemerkung zur Zählratenabhängigkeit

Während des Experimentierbetriebes konnte ein starke Abhängigkeit der erreichbaren Flugzeitauflösung von der Zählrate der Fragmente, insbesondere in der Mittelebene des FRS festgestellt werden. Aufgrund der nach der ersten Sektion noch unvollkommenen Separation wird der dort installierte Detektor mit einer Vielzahl von leichten Produkten mit kleinerer Kernladungszahl aber gleicher magnetischer Steifigkeit wie das Sollfragment getroffen. Die unterschiedliche Belastung der einander zugeordneten Photomultiplier in der Mittelebene und am Ausgang des FRS führt zu einer unterschiedlich starken Veränderung der Signale, sowohl hinsichtlich ihrer Amplitude als auch ihrer Form. Dadurch ändert sich die gemessene Flugzeit zählratenabhängig, also auch während eines Extraktionszyklus, was zu einer Verbreiterung der entsprechenden Spektren führt. Die Größe dieses Effektes ist einesteiis abhängig von der Kernladung der Fragmente, andererseits aber auch vom zeitlichen Verlauf der Strahlintensität. Er ist dementsprechend weniger drastisch bei leichten Strahlen wie Argon oder Krypton. Zeitlich abrupte Schwankungen in der Intensität des Primärstrahles („Nadeln“), wie sie während einiger Experimente beobachtet wurden, setzen die Auflösung herab.

Wie bereits zuvor erwähnt, wurden bei Bestrahlung mit Projektilen mit hoher Kernladungszahl wie Blei und Uran erhebliche Strahlenschäden an den Szintillatoren festgestellt. Diese können die erreichbaren Flugzeit-

Auflösungen ebenfalls herabsetzen. So wurden beispielsweise mit 0.60-0.95 A·GeV ^{238}U Primärstrahlen in RUN22 Flugzeitauflösungen von 140 ps (FWHM) gefunden, wohingegen bei neueren Experimenten (RUN30) mit größerer Strahlenbelastung lediglich 180 ps erzielt wurden. In diesem Experiment wurde der Szintillationsdetektor in der Mittelebene des FRS mit etwa 10^4 Teilchen pro Sekunde belastet.

Zur Vermeidung unnötiger Bestrahlung des Szintillators und um die Massenbelegung in der Mittelebene des FRS (durch die Vakuumfenster) herabzusetzen, wurde ein im Vakuum verfahrbarer Szintillationsdetektor entwickelt. Sein Aufbau und erste erzielte Resultate werden in Anhang A dargestellt.

4.4 Die Bestimmung der Kernladung

Beim Durchgang durch Materie finden durch Elektroneneinfangprozesse und Ionisationen ständig Umladungen der Ionen statt. Ladungszustände erschweren jedoch wegen Mehrdeutigkeiten in der magnetischen Analyse die Trennung und Identifikation der Fragmente (vergl. Abschnitt 5). Deshalb setzt man am Endfokus Detektoren ein, die eine Energieverlustmessung erlauben über die die Kernladung der Teilchen zusätzlich bestimmt werden kann. Da der spezifische Energieverlust jedoch auch etwas von der Ionenladung abhängig ist, können auch bei dieser Messung Schwierigkeiten in der Zuordnung auftreten. Im allgemeinen machen sich solche Effekte bei den hier verwendeten Detektoren jedoch nur bei schweren Strahlen (Uran) mit niedriger Energie (unter $300 \text{ A} \cdot \text{MeV}$) störend bemerkbar. In diesen Fällen werden für die unterschiedlichen Ladungszustände eines Isotopes verschiedene Pulshöhen gemessen, was dann zu Mehrdeutigkeiten führt, wenn mehrere Nuklide unterschiedlicher Kernladung gleichzeitig durch den Separator gelassen werden.

In den hier vorgestellten Experimenten wurden zwei Vielfachionskammern (mit leicht unterschiedlichem mechanischem Aufbau) (**MU**lti **S**ampling **I**onisation **C**hamber, MUSIC) [PFV90, San87] eingesetzt. Der aktive Querschnitt der Detektoren beträgt $200 \cdot 200 \text{ mm}^2$, die Länge des aktiven Volumens 400 mm . Sie werden mit P10-Gas unter Atmosphärendruck im Durchfluß betrieben. In ihnen werden die von den Fragmenten verursachten Ionisationen über eine Strecke von 40 cm mit in Strahlrichtung viergeteilten Anoden gemessen (vergl. Abb. 4.11). Wegen der außerordentlichen Empfindlichkeit der Gasverstärkung auf Verunreinigungen des Zählgases durch Sauerstoff und Wasserdampf müssen die Detektoren mindestens einen Tag vor Beginn des Experimentes mit Zählgas gespült werden, um eine Drift der Signale aus diesem Grunde während der Messungen zu vermeiden. Wie sich aus späteren Messungen ergab, schwankt die Impulshöhe der Energieverlustsignale jedoch auch noch merklich mit den sich ändernden Druck- und Temperaturbedingungen infolge von Wetteränderungen. Aus diesem Grunde werden seit einiger Zeit auch noch diese beiden Parameter direkt in der Detektorkammer gemessen und während des Experimentes mit auf Band geschrieben.

Die Beweglichkeit der Ladungsträger im Zählgas ist eine Funktion der Gasart, des Gasdruckes und der elektrischen Feldstärke. Um maximale Driftgeschwindigkeiten der Elektronen zu erreichen, wurden die Ionisationskammern während der hier vorgestellten Experimente mit einer Anodenspannung von $+650 \text{ Volt}$ und einer Kathodenspannung zwischen -4000 und -4500 Volt betrieben. Es hat sich gezeigt, daß besondere Sorgfalt hinsichtlich der „Brumm“-Freiheit der Hochspannungsversorgung der Kathode zur Erzielung bester Auflösungen wesentlich ist, weshalb hier die Modelle „NU 352 A“ von Nucletron zum Einsatz kamen, die in unmittelbarer Nähe der Detektoren aufgebaut wurden. Die demgegenüber etwas unempfindlichere Anodenspannung wird aus der FRS-Meßhütte i.a. aus CAEN-Standardmodulen (Typ „SY-127/A 430“) bzw. aus „em 1013“ von Emmetron bezogen.

Die Auslese der vier Anodensektionen ist getrennt über jeweils einen ladungsempfindlichen Vorverstärker CFTA [Foh] in unmittelbarer Nähe der Kammern realisiert. Das (langsame) Energie-Ausgangssignal wurde mittels Hauptverstärker des Types em-1003 von Emmetron bzw. 2011 von Canberra verarbeitet. Systematische Untersuchungen der Abhängigkeit der Breite der Energieverlustsignale des Primärstrahles von der „Shaping/Peaking“-Zeit des eingesetzten Hauptverstärkers zwischen 0.5 und $16 \mu\text{s}$ ergaben, daß die besten Resultate für beide Kammern bei den kleinsten Werten erzielt werden.

Das (schnellere) Zeit-Ausgangssignal des Vorverstärkers wurde mittels Zeit-Filter Verstärker mit Integrations- und Differentiationskonstanten von jeweils 200 ns des Typs FL8000 von GSI und Constant-Fraction-Discriminatoren des Typs 1326-D von Canberra mit einer Verzögerung von 300 ns bzw. CF8200 von GSI in digitale Signale umgewandelt. Diese dienen als Stopp-Signale für die Messung der Driftzeiten an den einzelnen Anoden mittels Zeit-Amplituden Wandler des Typs TC-862 von Tennelec im Bereich von $10 \mu\text{s}$. Die zugehörigen Start-Signale wurden vom ortsempfindlichen Szintillatordetektor in unmittelbarer Nähe der Ionisationskammern geliefert. Die typische Driftzeit der im Gasvolumen erzeugten Elektronen zur Anode beträgt ca. $2 \mu\text{s}$. Dadurch und durch Raumladungseffekte ergibt sich eine obere Grenze der zu verarbeitenden Zählrate von ca. 5000 Ionen pro Sekunde.

Die Energieverlust- und die Flugzeitinformation zusammen erlauben eine weitere, von der Separationscharakteristik der zweiten Separatorstufe unabhängige Bestimmung der Kernladung. Die Informationen aus den Energieverlustsignalen in der Ionisationskammer lassen sich jedoch nicht ohne weiteres direkt verwerten: es sind Korrekturen der Signalhöhe auf den Eintritts-Ort (x, y) in den Detektor sowie auf die Impulsbreiten Δp der Isotope notwendig.

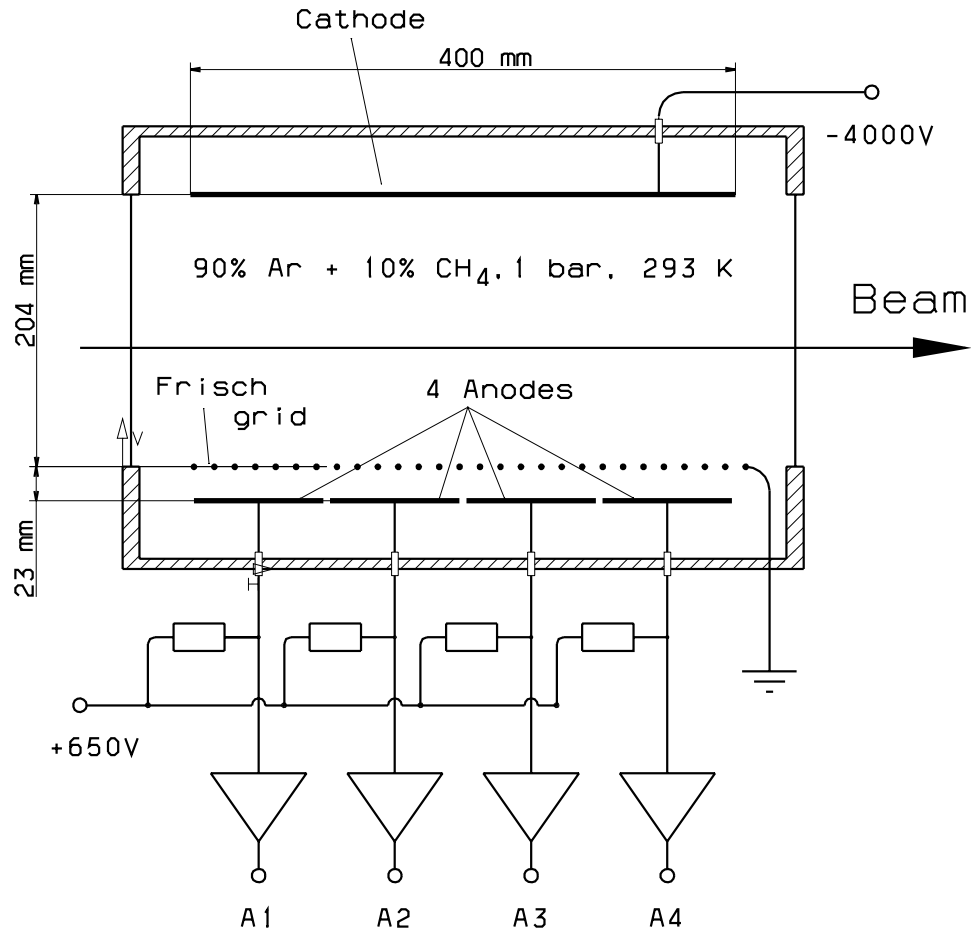


Abb. 4.11 Die Ionisationskammer (MUSIC) am FRS (alte Bauart). Deutlich zu erkennen die in Strahlrichtung viergeteilte Anode, was die Bestimmung des Eintrittswinkels der Fragmente in einer Ebene erlaubt. Der aktive Querschnitt der Detektoren beträgt $200 \cdot 200 \text{ mm}^2$, die aktive Länge 400 mm. Die Fenster bestehen aus $25 \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolien, die mit $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium bedampft sind. Die einzelnen Anoden-sektionen werden getrennt über ladungsempfindliche Vorverstärker [Foh] ausgelesen. Die Spannungsversorgung der Anoden ist über die darin integrierten Widerstandsnetzwerke realisiert. Die Hochspannung an der Kathode wird getrennt zugeführt. Nicht gezeigt ist der Gasein- (am Kammerboden) und -auslaß (an der Kammerdecke) des Zählgases P10, mit dem die Kammer unter Atmosphärendruck im Durchfluß betrieben wird. In der Abbildung nicht gezeigt sind nichtausgelesene Anodenplatten in Strahlrichtung vor und hinter den aktiven Anoden, die auf Anodenpotential liegen und ein Feldkäfig, der den inneren Aufbau des Detektors abschirmt und einen gleichmäßigen Feldverlauf zwischen Kathode und Anode gewährleisten soll. Er besteht aus $25 \mu\text{m}$ Kaptonfolie die beidseitig und überlappend mit einem Streifenmuster aus $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium bedampft ist über die mittels einer Widerstandskette die Potentiale zwischen Anode und Kathode angeglichen werden.

4.4.1 Die Korrektur der Ortsabhängigkeit der Energieverlust-Signale

In der Vielfachionisationskammer (MUSIC) wird das elektrische Feld senkrecht zur Strahlrichtung angelegt, um die durch Ionisation freigewordenen Elektronen zu der in vier gleich große Segmente aufgeteilten Anode abzusaugen.

Bei den Energieverlustsignalen tritt jedoch aufgrund von Feldinhomogenitäten eine Ortsabhängigkeit der Signalhöhe auf, die korrigiert werden muß. So erzeugen Ionen, die die Ionisationskammer in der Nähe der Anodenplatten durchqueren gegenüber dem Mittelwert erhöhte und solche, die in Kathodennähe auftreffen, erniedrigte Signale. Für die Signale der einzelnen (i -ten) Anoden gilt hier im allgemeinen die Beziehung:

$$\Delta E_{exp,i}(Z, v) = (\Delta E_{roh,i}(Z, v, \mathbf{x}) - \Delta E_{roh,i}^0) \cdot f_{kor,i}(\mathbf{x}_i) \quad (4.7)$$

wobei $\Delta E_{roh,i}$ das Original-Signal und $\Delta E_{roh,i}^0$ den ADC-Offset darstellen. Für das Summensignal aller 4 Anoden wird dann das geometrische Mittel gebildet. Dies hat den Vorteil, daß man dann nicht alle Signale auf gleiche Verstärkung einstellen muß.

$$\overline{\Delta E_{exp}}(Z, v) = \sqrt[4]{\prod_{i=1}^4 \Delta E_{exp,i}(Z, v)}. \quad (4.8)$$

Bei den hierzu durchgeführten Eichmessungen wurde mit dem Primärstrahl am Endfokus über die x-Richtung „gewedelt“ bzw. die Fokussierung durch das letzte Quadrupoltripllett am Ausgang des FRS verschlechtert, um eine möglichst vollständige Ausleuchtung des Detektors zu erreichen. Mittels der an den zwei Vieldrahtkammern (MWPC) am Ausgang des Fragmentseparators gemessenen Strahlpositionen wird die Position an den einzelnen MUSIC-Anoden ausgerechnet. Über den so gewonnenen Daten wird das Energieverlustsignal der einzelnen Anoden aufgetragen. Die Ortsabhängigkeit, d.h. die relative Abweichung $f_{kor}(\mathbf{x})$ des Energieverlustes für bekannte Kernladung und feste, gut definierte Energie der Projektile läßt sich im allgemeinen mit einem Polynom 3. Grades beschreiben und die gemessenen Signale entsprechend korrigieren. Da die Vieldrahtkammern keine 100%-ige Ansprechwahrscheinlichkeit besitzten, wurde im Experiment diese Korrektur anhand der geeichten Orte aus den gemessenen Driftzeiten der Ladungswolken in der Ionisationskammer (vergl. Abschnitt 4.5) durchgeführt. Abb. 4.12 zeigt als Beispiel den Verlauf der relativen Abweichung des Energieverlust-Summensignales von seinem Wert in der Mitte der Kammer für die erste MUSIC ohne eine Korrektur auf diese Abhängigkeiten. Man erkennt, daß für den steilen Abfall bei (negativen) Positionen, d.h. für Teilchen, die von den Anoden am weitesten entfernt sind, die Anpassung eines Polynomes 3. Grades nicht mehr ausreichend ist. Dies gilt generell für alle betrachteten Experimente, wurde jedoch zugunsten der Einfachheit der Korrektur in Kauf genommen.

In Abb. 4.13 ist die so ermittelte Ortsabhängigkeit des Energieverlustes in der ersten und zweiten MUSIC für 0.8 A·GeV ^{136}Xe - und 1.0 A·GeV ^{197}Au -Ionen dargestellt. Gezeigt sind die relativen Abweichungen des über die Driftzeiten ermittelten Ortes an den einzelnen Anoden von den durch Strahlverfolgung ermittelten Positionen – bezogen auf die Mitte der jeweiligen Anode. In der ersten MUSIC, deren elektrisches Feld parallel zur Strahlposition (x-Richtung) ausgerichtet war, werden für Ionen nahe der Anode größere, für solche nahe der Kathode kleinere Signale gemessen. Deutlich erkennbar ist der gespiegelte Verlauf durch die horizontale Drehung der Kammer um 180° in Strahlrichtung zwischen dem ^{136}Xe und ^{197}Au -Experiment. Die einzelnen Anoden zeigen in allen Experimenten – bei gleichen Betriebsbedingungen – ein untereinander konsistentes Verhalten, was darauf hinweist, daß die bestimmten Ortsabhängigkeiten durch die Geometrie des Detektoraufbaus bedingt sind. In der zweiten MUSIC, deren elektrisches Feld senkrecht zur Strahlposition (y-Richtung) ausgerichtet war, führen Feldinhomogenitäten in der Nähe der Feldkäfig-Abschirmung der Kammer zu Signalverlusten. Deutlich ist zu erkennen, daß der Verlauf der Kennlinie für die erste und letzte Anode stärker mit dem Ort variiert als der der zweiten und dritten. Dies ist auf den störenden Einfluß der Randfelder am Ein- und Austritt des Detektors zurückzuführen. Durch Mittelung über die vier Anoden ergibt sich der Verlauf, der in der Analyse der Daten verwendet wurde.

In Abb. 4.14 sind die Ergebnisse dieser Prozedur für die erste und zweite MUSIC für verschiedene Primärstrahlarten zusammengefasst. Man erkennt, daß die Ortsabhängigkeiten der Energieverlustsignale in der zweiten

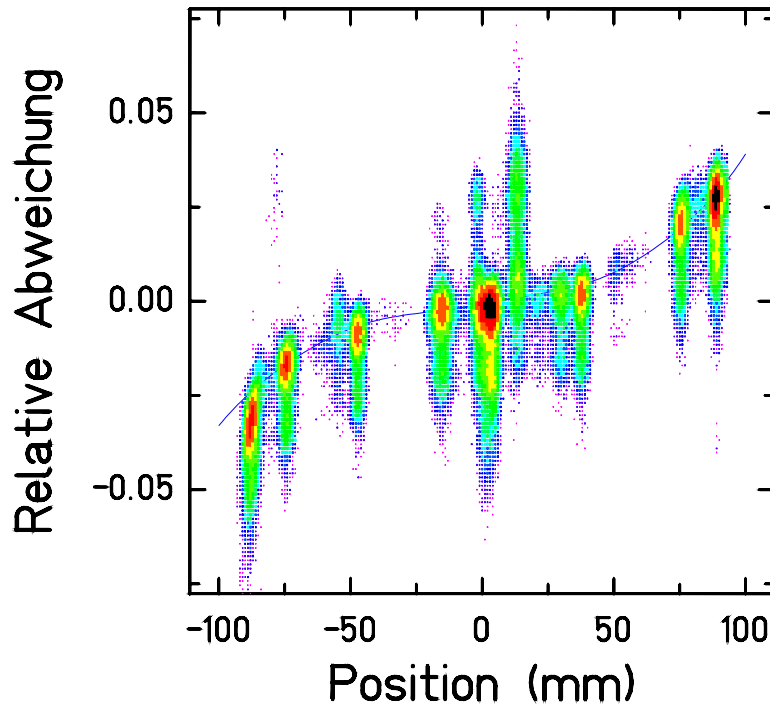


Abb. 4.12 Ortsabhängigkeit des über alle Anoden gemittelten Energieverlustsignales der Ionisationskammer MUSIC I für $0.60\text{-}0.95\text{ A}\cdot\text{GeV }^{238}\text{U}$ (RUN22) bei fester kinetischer Energie: Die Eichung wurde durch „Wedeln“ des fokussierten Primärstrahles in Richtung der dispersiven Ablenkung mittels des letzten Dipoles am Ausgang des FRS erzeugt. Die einzelnen Inseln entsprechen magnetischen Steifigkeiten von -1.0 bis $+1.0\%$ der Sollsteifigkeit $(B\rho)_0^2$. Gezeigt ist die relative Abweichung von der Position des Primärstrahles bei nominaler Einstellung. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung eines Polynomes 3.Ordnung an die Daten dar.

MUSIC generell etwas größer sind als in der ersten. Darüber hinaus sind die Variationen ihres Verlaufes in Abhängigkeit von der Strahlsorte etwas größer. Unter diesen Gesichtspunkten ist der Einsatz der MUSIC I im Experiment zu bevorzugen. In jedem der betrachteten Fälle konnten die Abweichungen in der Größenordnung von 5% bis auf weniger als 1% genau korrigiert werden. Allerdings war es in der Offline-Analyse darüber hinaus notwendig, die Konsistenz der Informationen der einzelnen Anoden untereinander zu überprüfen. Diejenigen Ereignisse – 1-5%, abhängig von der Strahlsorte – bei denen mindestens eine Anode ein signifikant vom Mittelwert abweichendes Signal lieferte, wurden gesondert behandelt, bzw. von der Analyse ausgeschlossen um eine Verschlechterung der Auflösung zu vermeiden. Die relative Energieauflösung der Ionisationskammern betrug in den Experimenten 1-2%.

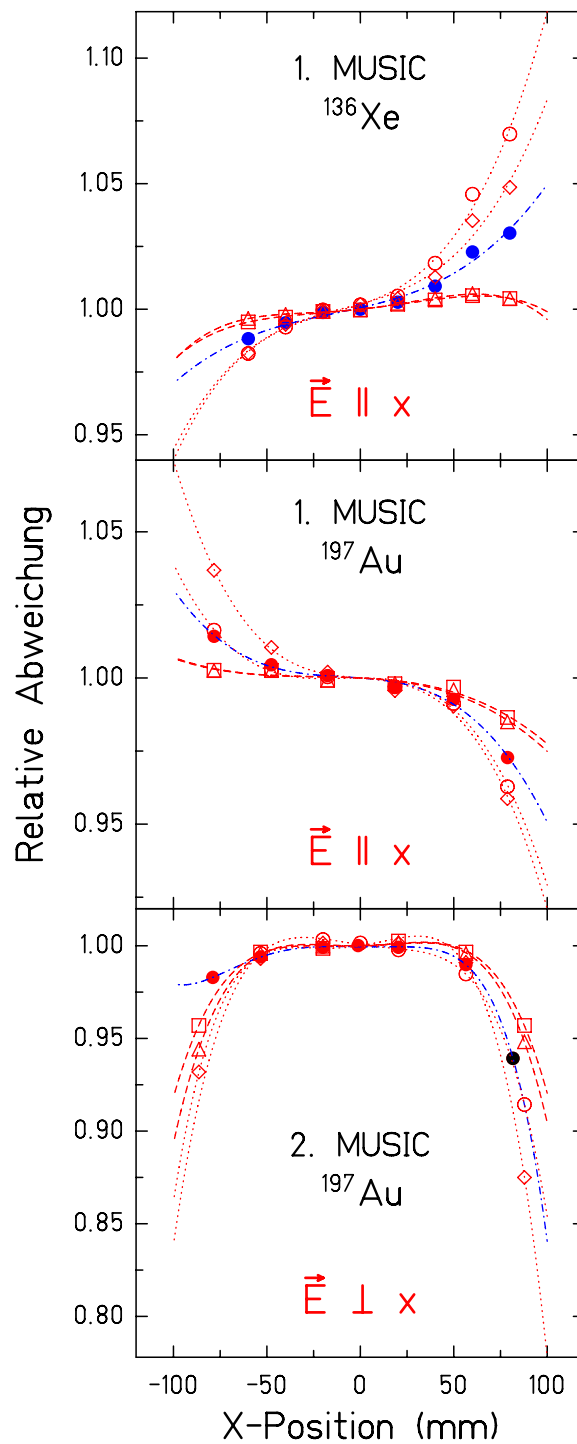


Abb. 4.13 Ortsabhängigkeit des Energieverlustes in der ersten MUSIC für $0.8 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{136}\text{Xe}$ (RUN9) (oben) und $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{197}\text{Au}$ (RUN10) (mitte) sowie die entsprechende Abhängigkeit in der zweiten MUSIC für $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{197}\text{Au}$ (RUN10) (unten). Die Richtung des elektrischen Feldes in der ersten MUSIC ist parallel zur Ablenkung in Dispersionsrichtung, das in der zweiten MUSIC senkrecht dazu. Die Kammer der ersten MUSIC wurde zwischen den Experimenten mit ^{136}Xe bzw. ^{197}Au in horizontaler Richtung um 180° gedreht. Gezeigt ist die relative Abweichung des Energieverlustsignals von dem über die Driftzeiten ermittelten Orten an den einzelnen Anoden – bezogen auf das Signal in der Mitte der jeweiligen Anode. Deutlich ist zu erkennen, daß der Verlauf der Kennlinie für die in Strahlrichtung erste (○) und letzte Anode (◇) stärker mit dem Ort variiert als der der zweiten (□) und dritten (△). Dies ist auf den störenden Einfluß der Randfelder am Ein- und Austritt des Detektors zurückzuführen. Der Verlauf, der sich durch geometrische Mittelung der Energieverlustsignale über alle Anoden ergibt, ist ebenfalls dargestellt (---●).

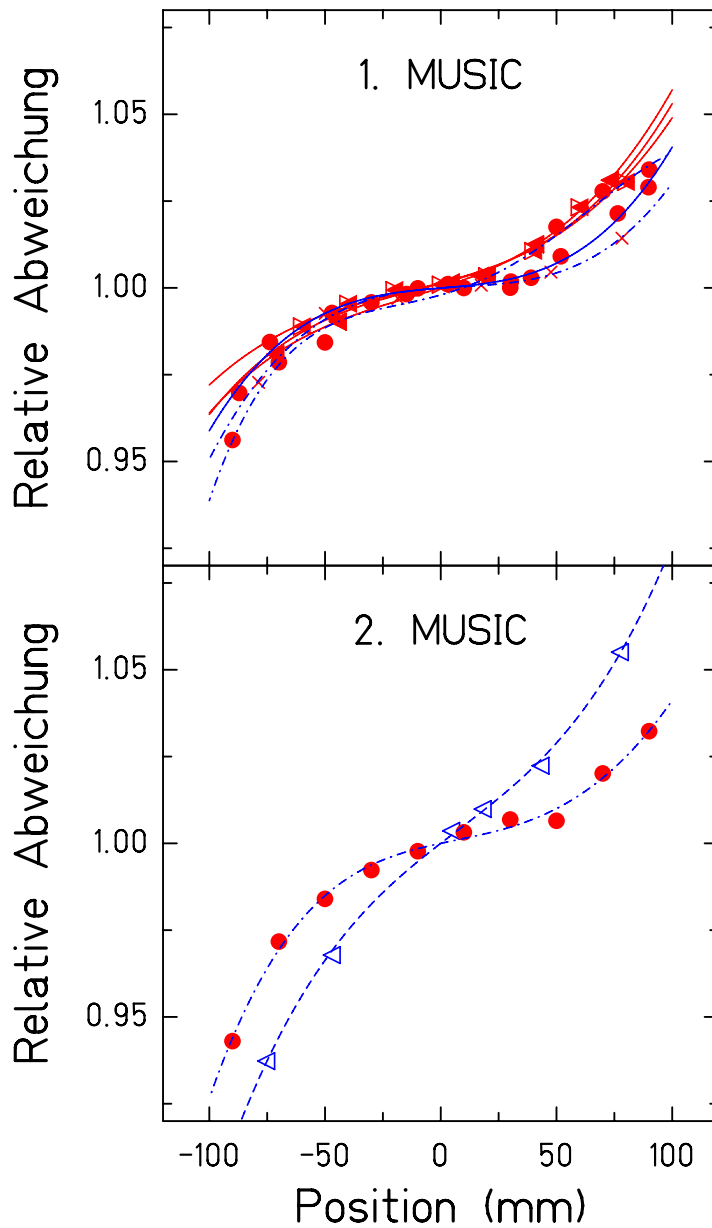


Abb. 4.14 Ortsabhängigkeit des Energieverlustes in der ersten (oben) bzw. in der zweiten MUSIC (unten) für verschiedenen Primärstrahlen: (\triangleleft) $0.5 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{40}\text{Ar}$ (RUN8), (\triangle) $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{40}\text{Ar}$ (RUN8), (\triangleright) $0.8 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{136}\text{Xe}$ (RUN9), (\times) $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{197}\text{Au}$ (RUN10) und (\bullet) $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV}^{86}\text{Kr}$ (RUN11). Gezeigt ist die relative Abweichung des über alle Anoden gemittelten Energieverlustsignals von dem über die Driftzeiten ermittelten Ort in der Mitte der Kammer – bezogen auf die Signalthöhe in der Mitte der Kammer.

4.4.2 Die Korrektur der Energieabhängigkeit des Energieverlust-Signales

Die beschriebene Ortskorrektur reicht noch nicht aus, um aus den Energieverlustsignalen die Kernladung der Fragmente extrahieren zu können. Zu beachten ist außerdem die Geschwindigkeitsabhängigkeit nach Glg. 3.2. Man kann mit guter Näherung annehmen, daß der Energieverlust quadratisch von der Kernladung der Ionen abhängt. In diesem Falle gilt

$$\overline{\Delta E_{exp}(Z)} = \overline{\Delta E_{exp}(Z, v)} \cdot f(v) \quad (4.9)$$

Die Korrekturfunktion $f(v)$ konnte anhand von Eichungen mit dem Primärstrahl ($Z=Z_p$) bei verschiedenen Energien E_p bestimmt werden. Die Energie des Primärstrahles bzw. seine Geschwindigkeit wurde aus seiner magnetischen Steifigkeit nach Glg. 3.1 ermittelt. Abb. 4.15 zeigt das Ergebnis für verschiedene Primärstrahlarten und Energien. Nach Anwendung aller beschriebenen Korrekturen können die Energieverlustsignale der Ionisationskammer zur Ermittlung der Kernladung der durchfliegenden Ionen verwendet werden. Mit den oben festgelegten Korrekturen und Bezeichnungen gilt damit:

$$Z_{f,exp} = Z_p \cdot \left(\frac{\overline{\Delta E_{exp}(Z, v)}}{\overline{\Delta E_{exp}(Z_p, v)}} \right)^{1/2} \quad (4.10)$$

Die hierbei erzielten Ergebnisse sind in Abb. 4.16 dargestellt. Hierzu wurde angenommen, daß die Ladung $Z=0$ in Kanal Null zu liegen kommt und die unterschiedliche Verstärkung der Signale in den einzelnen Experimenten berücksichtigt. Die ermittelten Abhängigkeiten der Signalhöhe in der Ionisationskammer von der Kernladung der Fragmente gehorchen sehr gut der theoretisch erwarteten Beziehung $\Delta E \propto Z^2$. Eine vergleichende Übersicht über die mit der MUSIC I nach diesen Korrekturen erzielten Auflösungen der Kernladung der Fragmente für Projektile von ^{18}O bis ^{238}U ist in Abb. 4.17 dargestellt. Die rechten Bildhälften demonstrieren die erreichbaren Trennungen zweier Ladungen unter Zugrundelegung gaußförmiger Energieverlustsignale. Die erzielten Ergebnisse für den ^{238}U -Strahl sind hier nicht dargestellt, da in diesem Fall das gleichzeitige Auftreten mehrerer Ladungszustände der Fragmente eine Trennung der einzelnen Isotope erschwert, bzw. für Fragmente in der Nähe des Primärstrahles sogar unmöglich macht. In Tab. 4.5 sind die ermittelten Auflösungen tabellarisch zusammengefaßt. Gezeigt

Strahl		MUSIC
Projektil	Strahl-Energie	Kernladungs-Auflösung
	($\frac{\text{MeV}}{\text{u}}$)	(e)
^{18}O	702	0.2
^{40}Ar	1000	0.3
^{86}Kr	1000	0.3
^{136}Xe	800	0.3
^{197}Au	1000	0.4
^{208}Pb	1000	0.4
^{238}U	950	0.5

Tab. 4.5 *Auflösung der Kernladung durch die Ionisationskammer (MUSIC) in Einheiten der Elementarladung e errechnet aus dem Verhältnis der Breite (FWHM) der Energieverlustverteilung für die einzelnen Kernladungen (Z) zum Abstand derselben für benachbarte Z .*

sind jeweils gemittelte Werte, die sich durch das Verhältnis der Halbwertsbreite b einer Linie zum Abstand der Schwerpunkte p benachbarter Linien in den linken Bildhälften ergeben:

$$\Delta Z = \frac{b_Z}{(p_{Z+1} - p_Z)} \cdot e \quad (4.11)$$

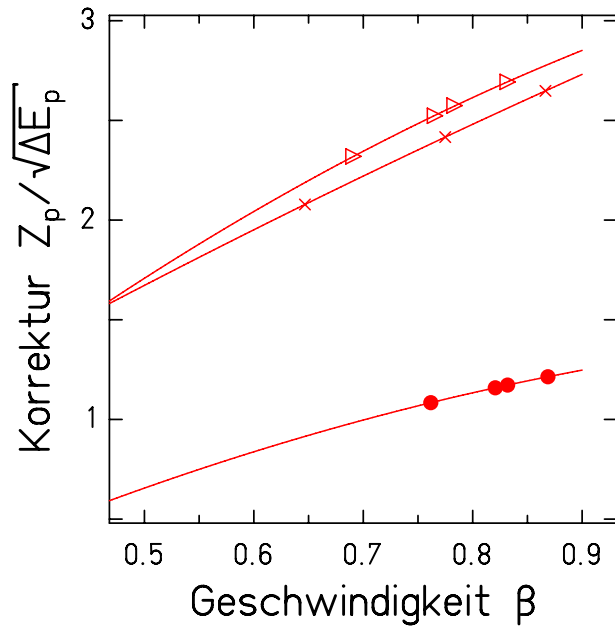


Abb. 4.15 Verlauf der Korrektur (Glg. 4.10) $Z_p/\sqrt{\Delta E_p[\text{Kanäle}]}$ des Energieverlustsignales (Glg. 4.9) des Primärstrahles (mit der Kernladung Z_p) in der MUSIC I (Glg. 4.8) als Funktion der Geschwindigkeit β . Gezeigt ist diese Abhängigkeit für (●) $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{86}\text{Kr}$, (X) $0.8 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{136}\text{Xe}$ und (▷) $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{86}\text{Kr}$.

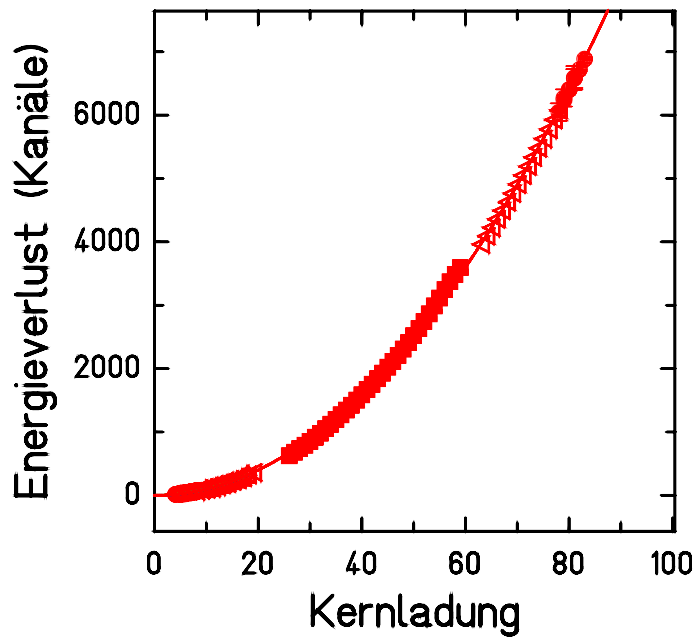


Abb. 4.16 Verlauf des orts- und geschwindigkeitskorrigierten Energieverlustes der Fragmente in der MUSIC I in Abhängigkeit von der Kernladung (vergl. Abb. 4.17 und Glg. 4.9). Die an die Daten angepasste Funktion (—) reproduziert sehr gut den erwarteten Verlauf mit Z^2 . Die Symbole aus den einzelnen Experimenten überlappen teilweise. Die Fehler in der Kanallage enthalten Anteile aus der Statistik sowie die Fehler aus der Anpassung von Gaußlinien an die Verteilungen.

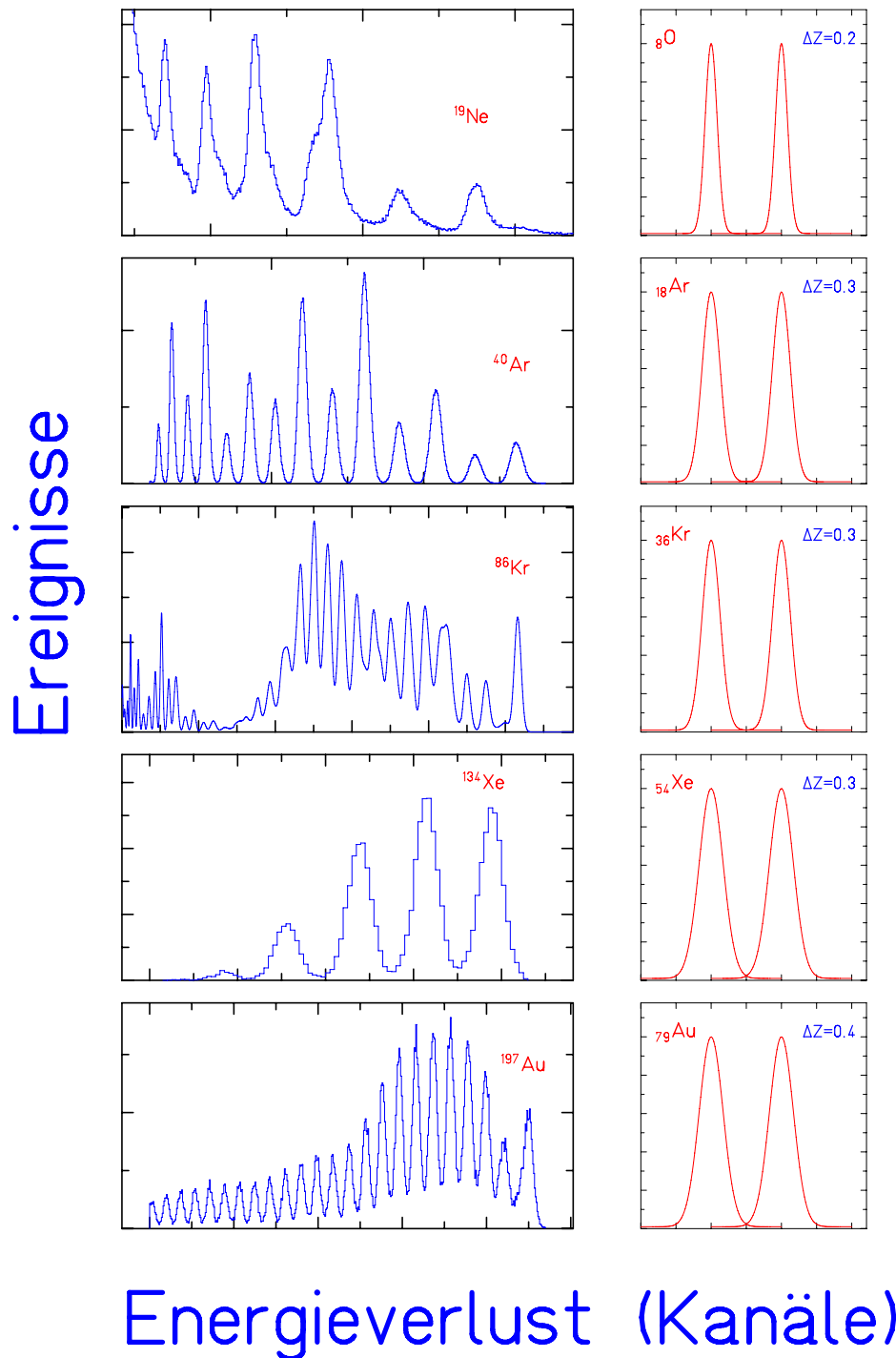


Abb. 4.17 Eine vergleichende Übersicht über die mit der MUSIC I erreichten Auflösungen der Kernladung der Fragmente für Projektile von $^{16}_8\text{O}$ bis $^{238}_{92}\text{U}$. Die linken Bildhälften zeigen die gemessenen Spektren der korrigierten Energieverlustsignale der Projekttilfragmente. Die ermittelten Abhängigkeiten von der Signalhöhe in der Ionisationskammer gehorchen sehr gut der theoretisch erwarteten Beziehung $\Delta E \propto Z^2$ (vergl. Abb. 4.16). Die rechten Bildhälften demonstrieren die erreichbaren Trennungen zweier Ladungen unter Zugrundelegung gaußförmiger Energieverlustsignale. Im Falle leichter Strahlen (^{19}Ne , oben) ist die Auflösung der Ionisationskammer ausreichend, die verschiedene Massen einzelner Isotope im Energieverlust zu erkennen.

4.5 Die Bestimmung der Winkel

Die Messung der Ankunftszeiten der Elektronenwolken nach ihrer Drift im elektrischen Feld zwischen der MUSIC-Kathode und den jeweiligen Anoden erlaubt die Ortsbestimmung in x-Richtung an vier Punkten über die Ermittlung von vier Zeitsignalen. Die Eichung der Driftzeiten geschieht – analog der der Lichtlaufzeitdifferenzen in den Szintillationsdetektoren – über die Strahlverfolgungs-Information der Vieldrahtkammern (vergl. Abschnitt 4.3.1). In allen betrachteten Fällen ergab sich hier eine sehr gut lineare Beziehung, wie Abb. 4.18 verdeutlicht.

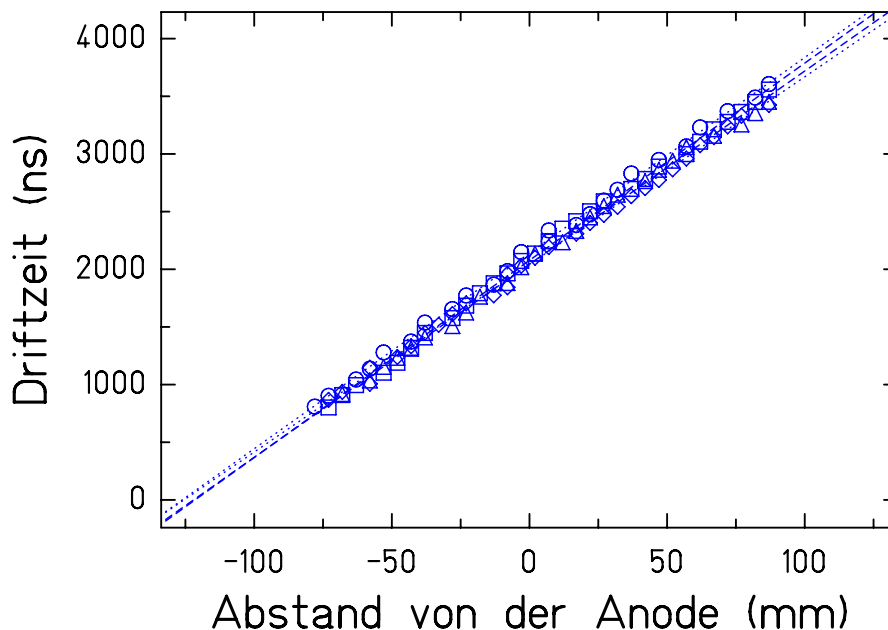


Abb. 4.18 *Eichung der Driftzeiten der einzelnen Anoden der (alten) MUSIC I für 0.5 und 1.0 A·GeV ^{40}Ar . Gezeigt ist die gemessene Driftzeit der Elektronen über den durch die Vieldrahtkammern errechneten Ort in der Mitte der jeweiligen Anode (1-4): (O, □, △, ◇). Die gezeigten Linien sind lineare Anpassungen an die Meßwerte: (.....) äußere, (----) innere Anoden.*

Die erzielten Ortsauflösungen (FWHM) betragen für 1.0 A·GeV ^{197}Au -Primärstrahl z.B. $\Delta x = (0.99 \pm 0.09)$ mm im Mittel über alle 4 Anoden. Mit Hilfe dieser Informationen kann die Trajektorie der Ionen in Richtung des elektrischen Feldes (im allgemeinen in Richtung der Dispersion) und ihr Neigungswinkel in dieser Ebene bestimmt werden. Dies ist vor allem zur Korrektur der verschiedenen Flugzeiten der Fragmente durch den Separator wichtig.

4.6 Steuerung, Datenaufnahme und Auswertung

Die verschiedenen ionenoptischen Elemente des FRS werden über Fernkontrolle mittels des Computerprogrammes NODAL gesteuert, wie auch an anderen Stellen des Beschleunigers realisiert. Die Daten der Einstellung aller

für die ionenoptische Selektion relevanten Elemente – wie etwa Magnetfeldwerte, Stellung der Blenden, Lage der Standarddiagnose-Detektoren (SEETRAM, Teilchengitter, Vieldrahtkammern) – werden jeweils am Anfang einer jeden Messung als separates Datenpaket im Kopf jedes Files automatisch mitprotokolliert.

Die oben im einzelnen genauer beschriebenen Informationen aus der Ausleseelektronik der einzelnen Detektoren werden über CAMAC-VME [HoR90] ausgelesen und an einen μ Vax- 3200 Computer weitergeleitet. Die damit verarbeitbare Datenrate betrug im Strahlpuls in den meisten Fällen ca. 2000 Ereignisse/Sekunde bei einer Totzeit von ca 50%. Die Daten wurden dann mittels des Software-Paketes GOOSY [Ess89] ereignisweise On-Line analysiert und auf Magnetband weggeschrieben. Die separate genauere Off-Line Analyse wurde teils ebenfalls mittels GOOSY, der größere Teil jedoch auf der IBM-3090-60-J mittels SATAN [Goe88] ausgewertet und mit SATANGD [Sat89] graphisch aufbereitet.

5. Die Identifizierung

Eines der Hauptziele der vorliegenden Arbeit ist es, die Anwendbarkeit verschiedener Methoden zur Identifizierung und Selektion der am FRS erzeugten Sekundärstrahlen zu untersuchen. Aus diesem Grunde soll in den folgenden Abschnitten auf die Trennung der produzierten Isotope mittels dreier Verfahren eingegangen werden: Die $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode nutzt die rein ionenoptische Separation durch die Messung der magnetischen Steifigkeiten $(B\rho)_{1,2}$ der Fragmente mit dem Fragmentseparator und des Energieverlustes ΔE in einem Abbremsler in seiner dispersiven Mittelebene. Mißt man zusätzlich die Flugzeit TOF in der zweiten Separatorstufe, so kann man durch Anwendung der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ +TOF-Methode Unzulänglichkeiten in der rein ionenoptischen Trennung ausgleichen. Bei Strahlen, die vollständig ionisiert vorliegen, liefert die ΔE^* - $B\rho$ -TOF-Methode durch die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes ΔE^* in einer Ionisationskammer oder einem Szintillationsdetektor, der magnetischen Steifigkeit $(B\rho)_x^2$ in der zweiten Separatorstufe und der Flugzeit bezüglich der beiden anderen Techniken redundante Informationen. Darüber hinaus gibt es noch die hier nicht betrachtete Möglichkeit einer Selektion und Identifizierung über eine Reichweitenmessung.

5.1 Die ionenoptische Separation – $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode

Der Zusammenhang zwischen der relativen Abweichung der magnetischen Steifigkeit $\Delta(B\rho)$ von ihrem Wert auf der Sollbahn $(B\rho)^0$ und dem Ort x in Richtung der magnetischen Ablenkung nach Glg. 4.2 bildet die Grundlage der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode zur ionenoptischen Separation von Projektilfragmenten nach der PFIS-Methode [DuD86a, Sch87]. Um den Fragmentseparator auf ein spezielles Isotop einzustellen, müssen dabei im Idealfall nur die Positionen in der Mittelebene (S2) und am Ausgang (S4) des Separators gemessen werden. Durch das Ausblenden des Strahles durch gleichzeitiges Setzen von (aktiven) Schlitzen in diesen beiden Ebenen läßt sich ein isotonenreiner Strahl präparieren. Abb. 5.1 zeigt die räumliche Trennung der Fragmente eines 1.0 A·GeV ^{197}Au Strahles; der Separator war hier (achromatisch) auf ^{193}Au , ^{188}Pt bzw. ^{182}Pt eingestellt. In allen Fällen wurde ein Produktionstarget aus Aluminium mit einer Massenbelegung von (1450 ± 9) mg/cm² verwendet. Der Primärstrahl ^{197}Au mit seinen Ionenladungszuständen 79^+ and 78^+ , wurde – obwohl seine magnetische Steifigkeit nahe an der des Sollfragmentes liegt – durch horizontale Blenden hinter dem ersten Dipol komplett unterdrückt. Abb. 5.1 demonstriert die hervorragenden Trenneigenschaften des Impulsverlust-Achromaten [Sch87] bei hohen, relativistischen Energien. Da in diesem Falle die Impulsbreite der (projektilnahen) Fragmente klein ist verglichen mit ihrem hohen mittleren Impuls, sind alle diese Isotope gut voneinander getrennt. Bereits im Falle einer Einstellung auf ^{182}Pt , wie in Abb. 5.1 gezeigt, reicht die zweidimensionale Ortsmessung nicht aus, um Isotope mit gleicher Kernladung vollständig zu trennen. Wegen der Impulsbreite der Fragmente durch die nukleare Reaktion im Target überlappen die Ortsverteilungen bereits bei der Einstellung auf ^{188}Pt , und die Fragmente können nicht mehr gut getrennt werden. Ganz unmöglich ist dies im Falle von ^{182}Pt .

Die erzielte mittlere Massenauflösung bei einer Masse A , die aus den Breiten b bzw. Abständen d der gezeigten angepaßten Gaußverteilungen der Positionen extrahiert wurde

$$\frac{\Delta A}{A} = 0.5 \cdot \frac{(d_{A+1} + d_{A-1})}{b_A} \quad (5.1)$$

ergab einen Wert von $\overline{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)} \approx 0.56\pm 0.05$ und 0.61 ± 0.07 für ^{193}Au bzw. ^{188}Pt .

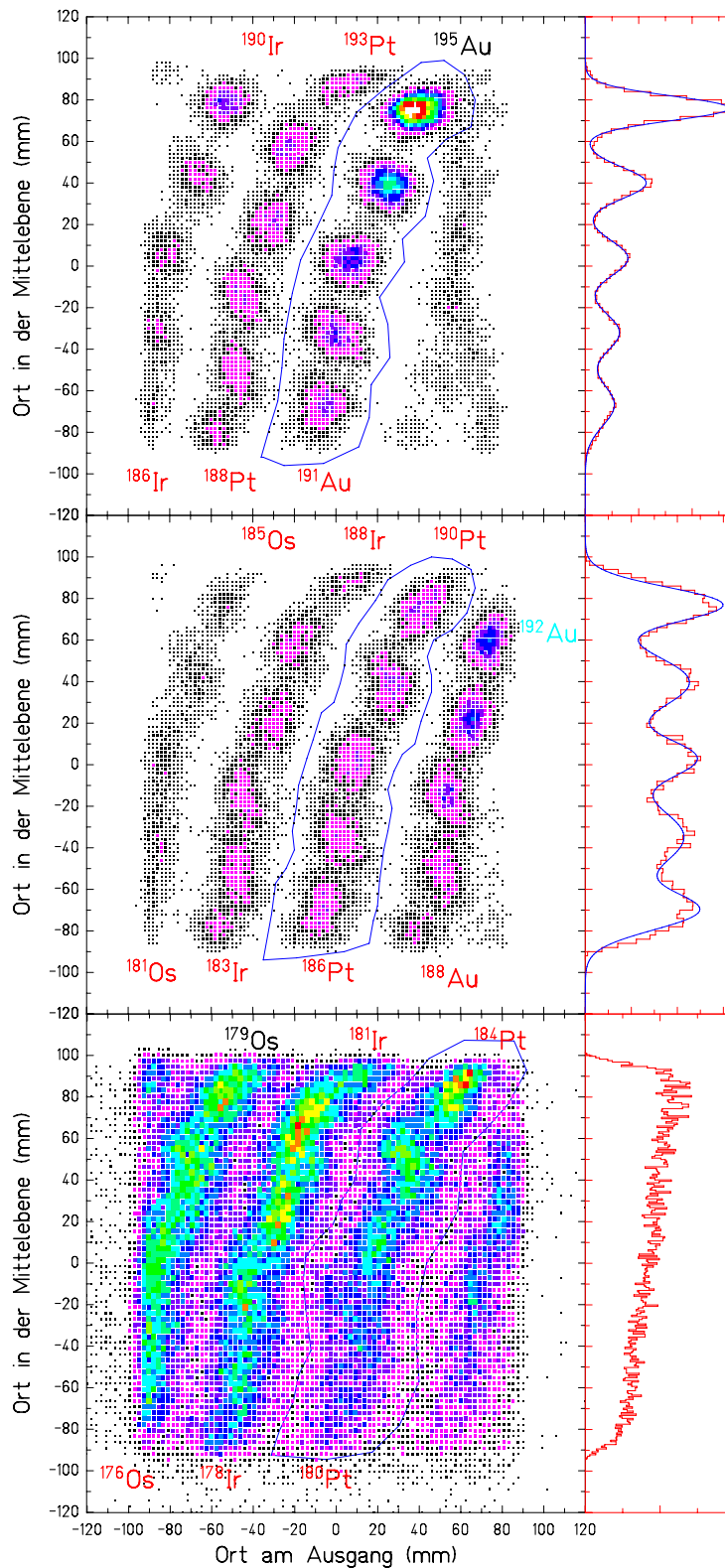


Abb. 5.1 Trennung von ^{197}Au Fragmenten mit der $B_0-\Delta E-B_0$ -Methode für Einstellungen auf ^{193}Au (oben), ^{188}Pt (mitte) sowie ^{182}Pt (unten). Gezeigt sind die gemessenen Positionen der Fragmente in der dispersiven Mittelebene über den Orten am Ausgang des Separators. Die Spektren am rechten Rand des Bildes geben die Ortsverteilungen der Gold- bzw. Platinfragmente (Polygonzug) in der Mittelebene des FRS wieder. Für ^{193}Au und ^{188}Pt konnten Gaußkurven (—) angepaßt werden. Die verschiedenen Gold-Isotope können bei der Einstellung auf das projektlnahe ^{193}Au in der dispersiven Mittelebene gut getrennt werden.

Durch die alleinige Anwendung der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode ist es nicht möglich, unvollständig ionisierte Kerne abzutrennen; ihr Anteil beträgt in diesem Bild etwa 25%, was im Zusammenhang mit Abb. 5.3 im Detail diskutiert werden soll. Hier sind die Ortsverteilungen von ^{197}Au Fragmenten für eine achromatische Einstellung auf das Fragment ^{191}Pt dargestellt. Setzt man hier ein Fenster auf die Iridium-Isotope, so erhält man durch eine entsprechende Projektion die Verteilung dieser Kerne in der dispersiven Mittelebene des FRS. Im selben Ortsfenster erscheinen jedoch auch diejenigen Platin-Fragmente, die ein Elektron im Target aufgenommen haben, was man anhand des Energieverlustes in der Ionisationskammer am Ausgang des Separators feststellen kann. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeit erleiden die nackten Ionen der verschiedenen Kerne einen etwas geringeren Energieverlust als diejenigen, die ein Elektron im Degrader aufgenommen haben. Im Ort erscheinen sie lediglich leicht versetzt, da sie in der zweiten Separatorstufe eine etwas größere Steifigkeit besitzen. Alle hier gemachten Aussagen gelten qualitativ auch für einen ^{238}U -Primärstrahl, wobei der Anteil nicht vollständig ionisierter Ionen allerdings noch größer ist. Abb. 5.2 zeigt beispielsweise die ionenoptische Trennung von projektilfernen Fragmenten für eine Einstellung des FRS auf ^{221}Th .

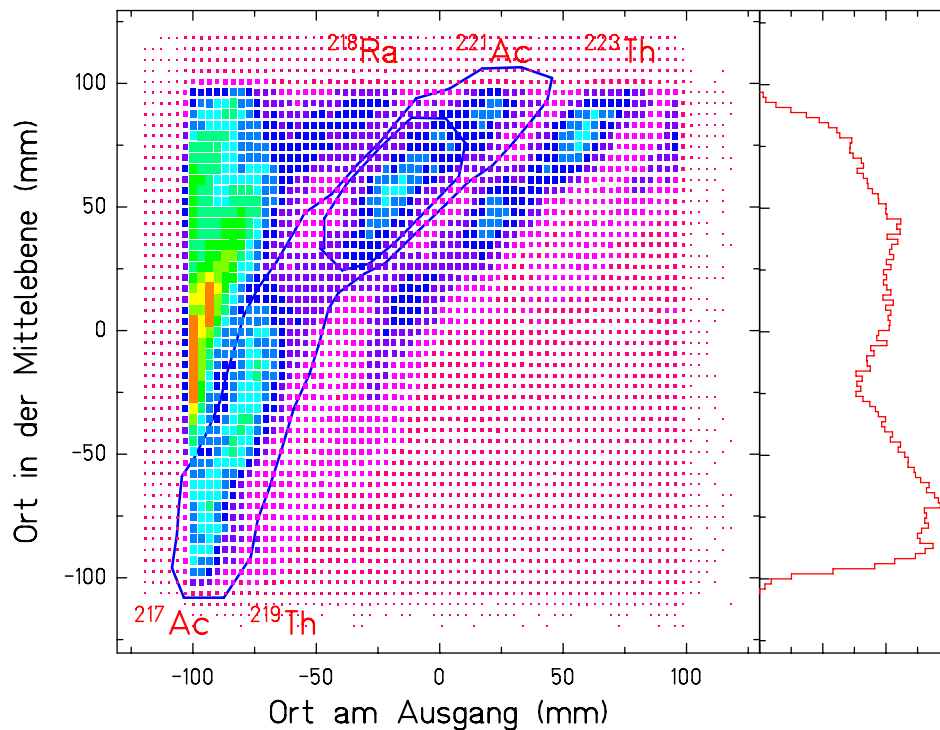


Abb. 5.2 Trennung von ^{238}U Fragmenten mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode: für den Fall einer Einstellung auf das projektilferne Fragment ^{221}Th . Das Spektrum am rechten Rand des Bildes gibt die Ortsverteilung der Actinium-Fragmente (äußerer Polygonzug) in der Mittelebene des FRS wieder. Die verschiedenen Isotope können bei dieser Einstellung in der dispersiven Mittelebene wegen der großen Impulsbreite der Fragmente durch die nukleare Reaktion im Target nicht mehr gut getrennt werden. Der innere Polygonzug gibt die Form des Fensters wieder, das zur Untersuchung des Isotopes ^{220}Ac gesetzt wurde (vergl. Abb. 5.8).

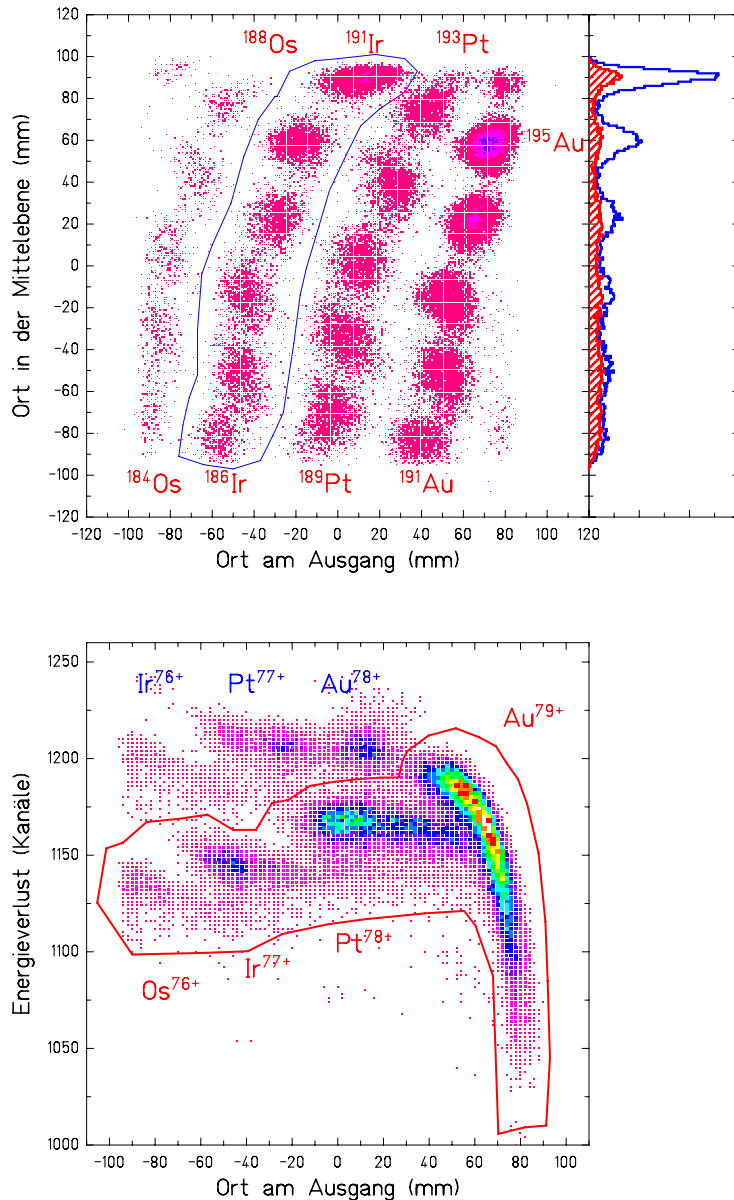


Abb. 5.3 Probleme durch Ladungszustände der Fragmente: (Oben): Trennung von ^{197}Au Fragmenten durch die Ionenoptik des FRS ($B_0-\Delta E-B_0$ -Methode) für den Fall einer achromatischen Einstellungen auf das Fragment ^{191}Pt . Das offene Histogramm am rechten Rand zeigt die Projektion der Positionen der Iridium-Isotope in der Mittelebene innerhalb des Polygonzuges. Das schraffierte Histogramm zeigt dieselbe Projektion mit der zusätzlichen Bedingung auf die Ionenladung durch ein Fenster auf den Energieverlust und den Ort am Ausgang des FRS (s.u.). Nicht vollständig gestrippte Platin-Isotopen mit der gleichen magnetischen Steifigkeit in der zweiten Separation werden auf diese Weise stark unterdrückt.

(Unten): Ortsverteilung der Fragmente am Ausgang des FRS aufgetragen über dem Energieverlustsignal der Ionisationskammer. Die in Abschnitt 4.4.1 beschriebene Ortskorrektur durch ein Polynom 3. Grades war in diesem Falle nicht ausreichend. Die Ladungszustände derjenigen Fragmente, die im Degradier ein Elektron eingefangen haben, lassen sich im Energieverlust gut von den Verteilungen der nackten Ionen (Polygonzug) unterscheiden.

5.2 Die kinematische Rekonstruktion

5.2.1 Die $\Delta E^* - B\rho - \text{TOF}$ -Methode

Wie bereits gezeigt, reicht die räumliche Trennung der Fragmente durch die magnetische Ablenkung – d.h. die Anwendung der $B\rho - \Delta E - B\rho$ -Methode wie sie oben beschrieben wurde – in einigen Fällen nicht aus. Speziell wenn Fragmente separiert werden sollen, die wesentlich leichter sind als das Projektil, verschlechtert sich die Selektion über die erste Stufe durch die große Impulsbreite der Fragmente infolge der nuklearen Reaktion im Target [Gol74]. In jedem Fall wird die Ortsverteilung noch zusätzlich durch die Energieverlustbreite infolge der Dicke des Produktionstargets verbreitert. Die Ortsverteilungen benachbarter Kerne mit gleicher Kernladungszahl überlappen. Mehrdeutigkeiten in der magnetischen Analyse treten auch dann auf, wenn die Fragmentationsprodukte nicht vollständig ionisiert vorliegen. Diese Fragmente tauchen dann an anderen Positionen auf als die völlig nackten mit der gleichen Kernladung und -masse. Sekundärreaktionen im Degradiermaterial oder in den Detektoren führen außerdem zu einem kontinuierlichen Untergrund. In allen diesen Fällen kann die Analyse erheblich verbessert werden, wenn man die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlteilchen mit aufnimmt. Dies eröffnet die Möglichkeit, die verschiedenen Prozesse voneinander zu unterscheiden.

In einigen Experimenten, bei denen kein oder nur ein sehr dünner Degradier Verwendung findet (z.B. [BrC92, BeC94]), werden viele verschiedene Fragmente mit ähnlichem A/Z -Verhältnis gleichzeitig durch den FRS gelassen. Dies ist insbesondere vorteilhaft für die Bestimmung von Produktionswirkungsquerschnitten von Kernen ganzer Isotopenketten, man kann so die gesamte Akzeptanz des FRS zu nutzen und mehrere Isotope in einer Einstellung auszuwerten. Die Messung der Flugzeit und des spezifischen Energieverlustes, d.h. die Anwendung der $\Delta E^* - B\rho - \text{TOF}$ -Methode bzw. der $B\rho - \Delta E - B\rho + \text{TOF}$ -Methode wird dann allerdings unentbehrlich.

Bei der Anwendung der kinematischen Analyse ist es vor allem wichtig, daß die gewonnenen komplementären Informationen zueinander passen. Das heißt, daß sie die Ionen im gleichen Zustand (bezüglich Energie und atomarer Ladung) beschreiben. Aus diesem Grunde wird diese Messung der Flugzeit zusammen mit der Bestimmung der magnetischen Steifigkeit über die Ortsmessungen vor und hinter der zweiten Stufe des FRS vorgenommen. Würde man die Kerne nach der magnetischen Separation in der zweiten Stufe des FRS, aber noch vor der Bestimmung der Zeiten durch den Stopp-Detektor der Flugzeitmessung stark abbremsen, so würden die Informationen aus den Orts- und der Flugzeitmessung nicht mehr zusammenpassen.

Für den Zusammenhang zwischen Flugzeit (TOF), Geschwindigkeit (β) und zurückgelegtem Weg (L) gilt die Beziehung:

$$TOF = \frac{L}{\beta \cdot c} \quad (5.2)$$

Die Messung der Flugzeit über der Strecke von S2 nach S4, d.h. von der Mittelebene zum Endfokus des Fragmentseparator, ermöglicht eine isotonenreine Bestimmung der beobachteten Projektilfragmente über die kinematische Rekonstruktion der Reaktion im Target. Im Falle leichter Strahlen kann durch die Messung des Energieverlustes in der Ionisationskammer und der Flugzeit der Fragmente in der zweiten Stufe des FRS eine in Bezug auf die rein ionenoptische Separation mittels der $B\rho - \Delta E - B\rho$ -Methode redundante Identifizierung der Fragmente des Sekundärstrahles erfolgen.

Bei einer Auftragung des Energieverlustes in der MUSIC bzw. in den Szintillatoren gegen die Flugzeit in der zweiten Stufe erhält man Trennungslinien nach Glg.3.1 und 5.2:

$$TOF = \frac{L}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{A}{Q} \cdot \frac{1}{(B \cdot \varrho)_2}\right)^2 + 1} \propto \frac{A}{Z} \quad (5.3)$$

und nach Glg. 3.2

$$dE \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto \left(\frac{A}{Z}\right)^2 \cdot \frac{Z^2}{L^2}. \quad (5.4)$$

Beispiele derartiger Spektren sind in Abb. 5.4 im Falle der Separation von $A/Z=2$ bzw. der Einstellung auf ^{18}F aus 0.5 und 1.0 A·GeV ^{40}Ar (RUN8) gezeigt. Man erkennt die typischen Merkmale einer solchen Auftragung von Z über A/Z : der Energieverlust eines Isotopes bei fester Kernladung hängt von der Flugzeit in Form einer Parabel ab. Deren Krümmung ist proportional zu Z^2 . Besondere Bedeutung haben auch Linien mit konstantem Isospin T_z .

$$T_z = \frac{1}{2}(N - Z) = (A - 2Z) \quad (5.5)$$

Kerne mit $N=Z$ d.h. $A/Z=2$ bzw. $T_z=0$ haben alle die gleiche Flugzeit; sie nimmt mit steigendem T_z zu.

Wenn man einen einzelnen Kern auswählt, kann die gute Trennung für diese leichten Kerne durch das Setzen von Schlitzen in der Mittelebene zur Unterdrückung der Kontaminanten (2% ^{17}O und ^{19}Ne) und der Sekundärreaktionsprodukte aus dem Abbremsler (14%) noch verbessert werden. Man verliert dabei lediglich ca. 40% der Zählrate an ^{18}F und unterdrückt die Kontaminanten und die Sekundärreaktionsprodukte um Faktoren 10 bzw. 1.5.

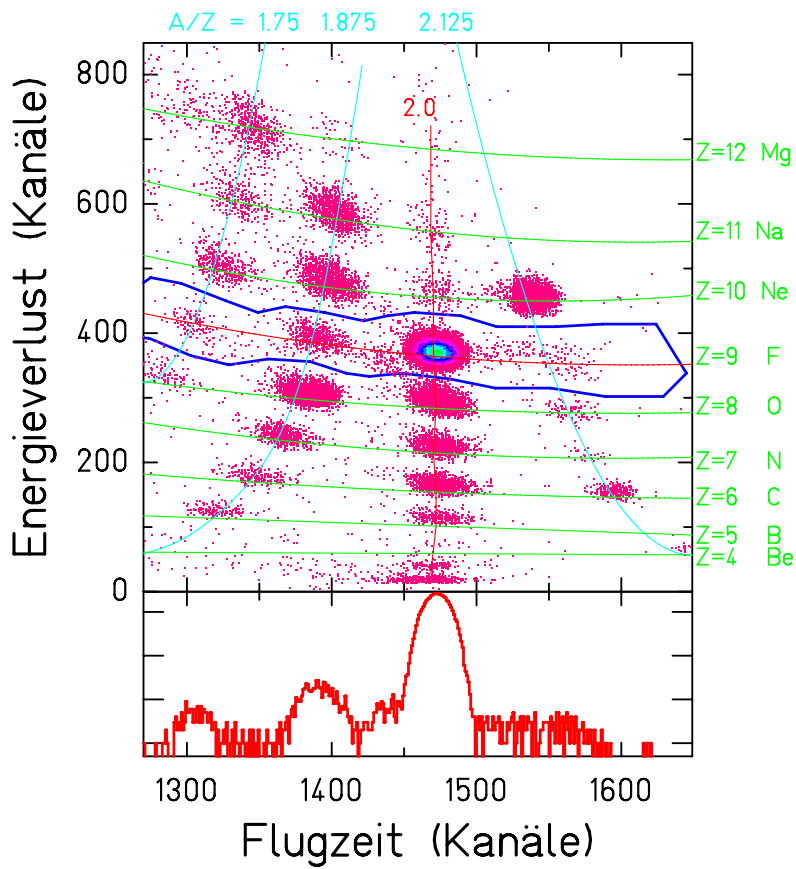
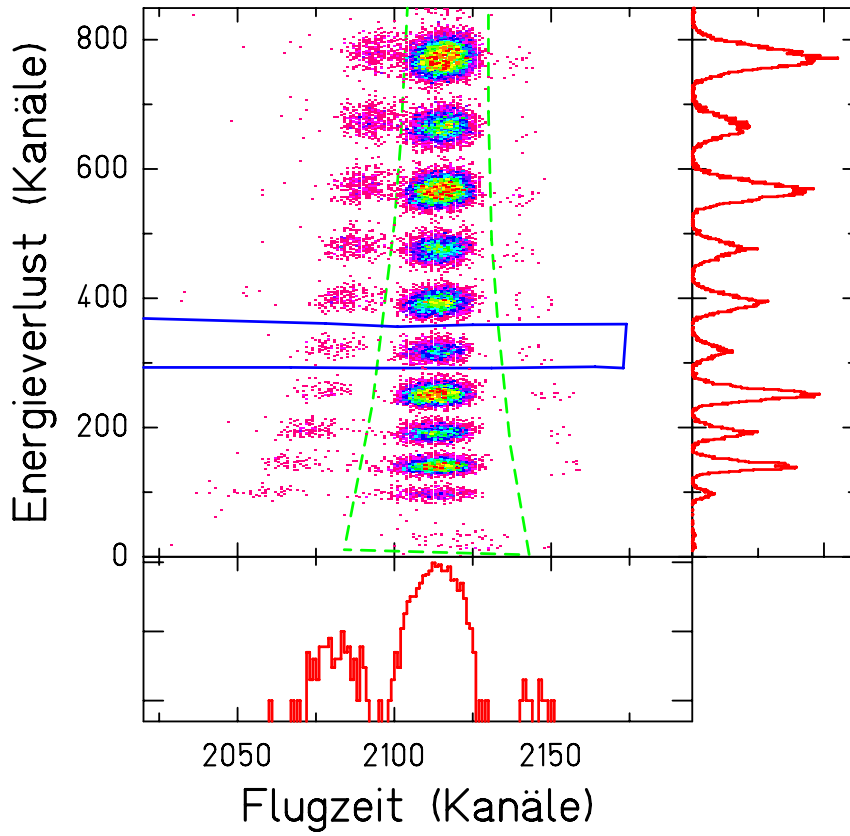
Abb. 5.4 Trennung von ^{40}Ar Fragmenten mit der ΔE^* -B ρ -TOF-Methode: *Der obere Teil des Bildes zeigt die Trennung von ^{40}Ar Fragmenten aus der Reaktion $^{40}\text{Ar}^{18} + ^9\text{Be}^4 \rightarrow ^AZ$ bei einer Primärstrahlenergie von 1 A·GeV für den Fall einer Einstellung auf den Schnitt $A/Z=2.0$ ohne intermediärem Degrader. Das Spektrum am rechten Rand zeigt die Verteilung der Energieverlustsignale der Kerne mit verschiedener Kernladung im Polygonzug (·····) als Projektion mit einer linearen Skala für die Anzahl der Ereignisse. Der untere Teil zeigt die Separation des projektilfernen Fragments ^{18}F aus der gleichen Reaktion bei einer Strahlenergie von 0.5 A·GeV mit achromatischem Degrader, wobei hierfür zusätzlich Schlitze in der mittleren Bildebene des FRS zur Unterdrückung von Kontaminanten gesetzt wurden. Am jeweils unteren Bildrand sind die Verteilungen der Flugzeiten von Fluor-Isotopen als Projektionen der Daten innerhalb der Polygonzüge (—) mit logarithmischer Skala für die Anzahl der Ereignisse dargestellt.*

Nimmt man nun noch die Information aus der ionenoptischen Trennung hinzu, d.h. berücksichtigt man die magnetischen Steifigkeiten nach Glg. 3.1, so ergibt sich:

$$(B\rho)_2 = 3.107156 \cdot \frac{A}{Z} \cdot (\beta \cdot \gamma) \quad [\text{Tm}] \quad \text{mit}$$

$$\rho_2 = \rho_{2,0} \cdot \left(1 - \frac{1}{D_{S2-S4}} \cdot (x_{S4} - V_{S2-S4} \cdot x_{S2}) \right) \quad [\text{m}] \quad (5.6)$$

wobei



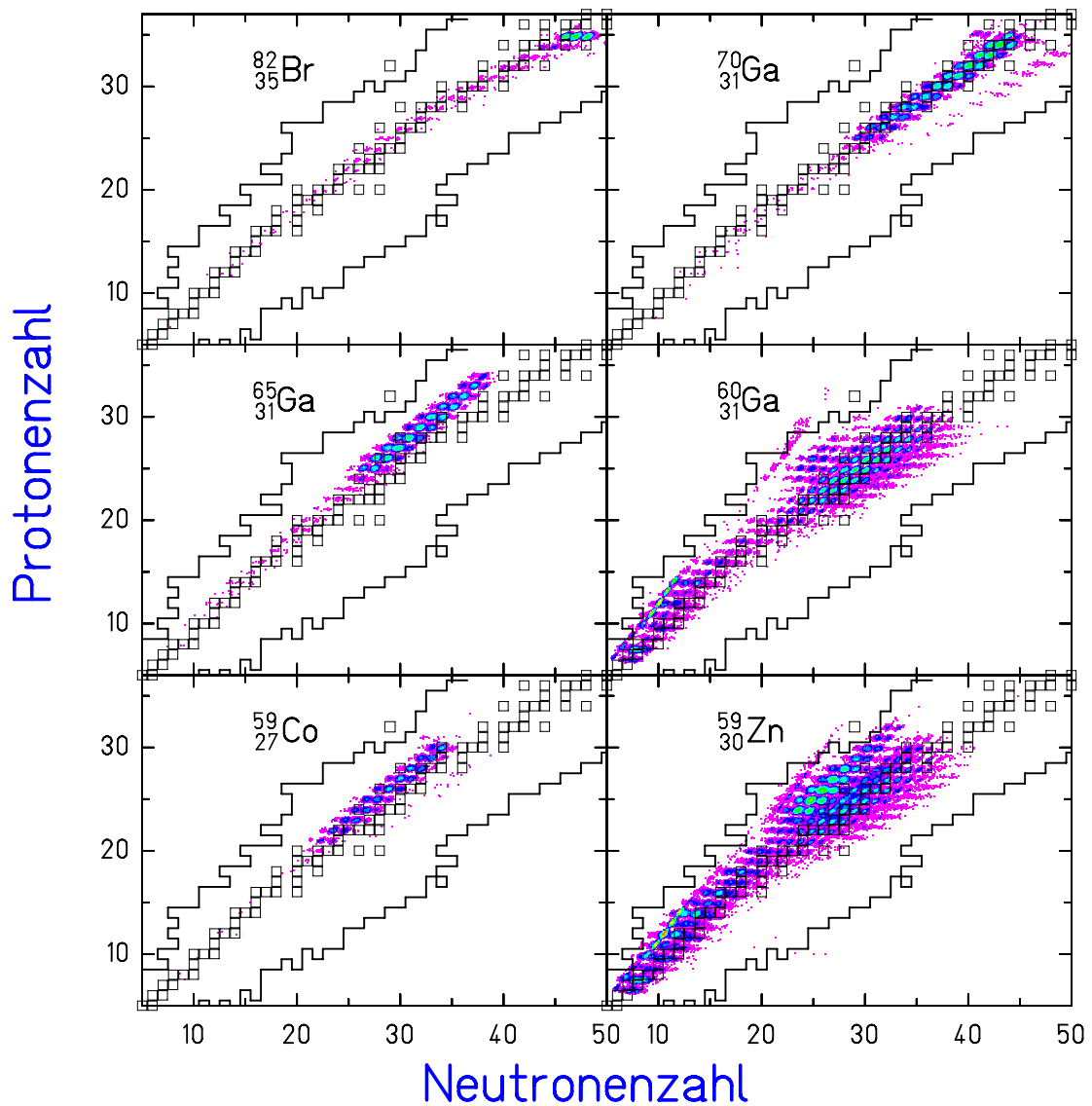


Abb. 5.5 Trennung von ^{86}Kr Fragmenten mit der $\Delta E^* - B_\rho - \text{TOF}$ -Methode: Gezeigt sind die Intensitäten (kleine Quadrate) der nachgewiesenen Fragmente aus einer Reaktion $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A Z$ auf einer Nuklidkarte für Einstellungen des Fragment separators auf die Sollfragmente ^{82}Br , ^{70}Ga , ^{65}Ga , ^{60}Ga , ^{57}Co sowie ^{59}Zn bei einer Primärstrahlenergie von 1 A·GeV. Wegen des relativ dünnen Abbremsers (3000 mg/cm^2) konnten in jeder Einstellung mehr als 20 Isotope gleichzeitig durch den FRS transportiert werden. Die erzielte Auflösung der Kernladung betrug $\Delta Z = 0.3$ (FWHM), die Neutronenzahl konnte mit $\Delta N = 0.4$ (FWHM) bestimmt werden.

B	Stärke der Magnetfelder des 3. und 4. Dipols des FRS (vergl. Abb. 4.2)
$\rho_{2,0}$	Krümmungsradius in der 2.ten Stufe des FRS auf der Sollbahn (vergl. Abschnitt 4.2),
v, β, γ	Geschwindigkeit der Fragmente in der zweiten Stufe
$x_{S2, S4}$	Positionen in den Ablenkebenen an S2 and S4
$D_{S0-S2, S2-S4}$	(Impuls-)Dispersionen der ersten und zweiten Stufe des FRS
V_{S2-S4}	Ortsvergrößerung von S2 nach S4

so folgt die Massenzahl A der Kerne mit einem relativen Fehler aus der quadratischen Summe der Fehler aus der Flugzeit-, der Bestimmung der magnetischen Steifigkeit der Kernladung sowie der Impulse (Orte):

$$\frac{\Delta A}{A} = \sqrt{\left(\gamma^2 \beta c \cdot \frac{TOF}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B \rho}{B \rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{S2}}{D_{S0-S2}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_{S4}}{D_{S2-S4}}\right)^2} \quad (5.7)$$

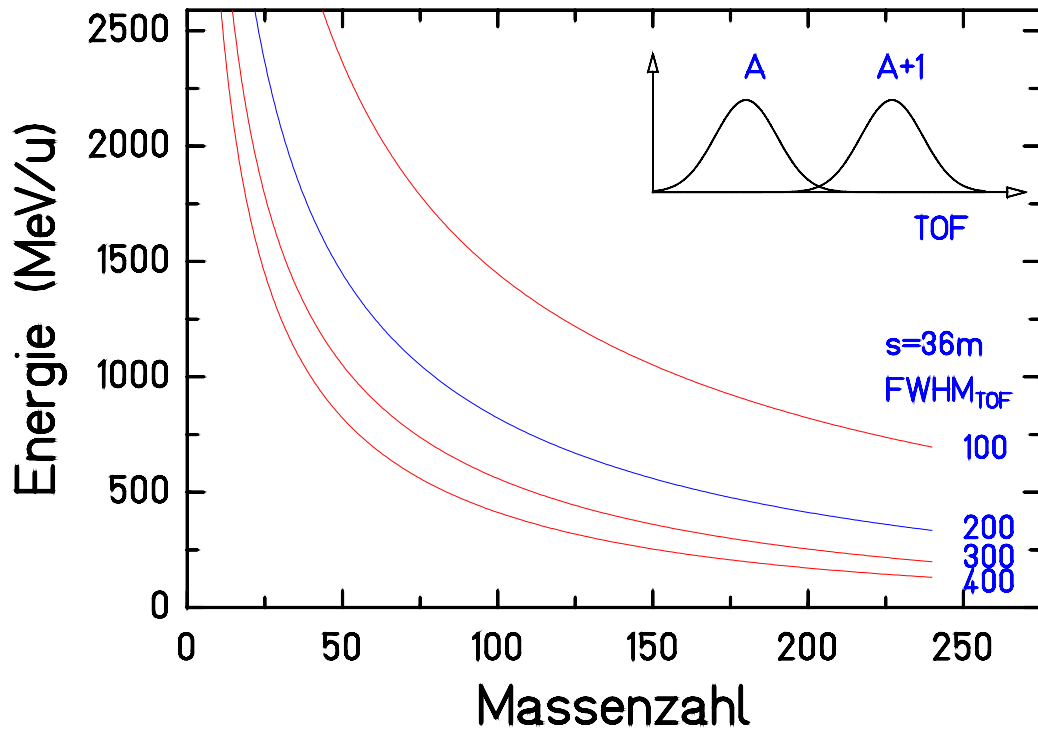


Abb. 5.6 *Apparative Zeitauflösung, die zur Trennung zweier benachbarter Isotope mit den Massenzahlen A und $A+1$ bei gegebener kinetischer Energie und einer Flugstrecke von ca. 36 Metern zwischen den FRS-Fokalebenen $S2$ und $S4$ notwendig ist. Theoretisch erreichbare Massenauflösung $\Delta A/A = 2.0$ bei verschiedenen Flugzeitauflösungen (Parameter $FWHM_{TOF}$) von 100 bis 400 ps und einer Flugstrecke von 36 Metern bei Vernachlässigung sämtlicher zusätzlicher Effekte wie etwa Laufzeitunterschiede infolge unterschiedlicher Winkel und Impulse im FRS.*

Abb. 5.6 zeigt den ersten Beitrag, die apparative Zeit-Auflösung, die bei gegebener kinetischer Energie zur Trennung zweier benachbarter Isotope mit den Massenzahlen A und $A+1$ über der Flugstrecke von ca. 36 Metern von $S2$ nach $S4$ notwendig ist. Geht man davon aus, daß keine weiteren Beiträge – wie etwa eine mangelhafte Bestimmung der winkelabhängigen Flugstrecke – die Messung verschlechtern, so zeigt sich, daß man beispielsweise zur Trennung von Fragmenten von Gold bei einer Energie von 1 A·GeV eine Flugzeitauflösung unter 100 ps FWHM benötigt. Dies legt auch anschaulich dar, daß man die gemessenen Flugzeiten (vergl. Abschnitt 4.3) auf den

jeweiligen Auftreffort an den Szintillationsdetektoren korrigieren muß: bei einer effektiven Lichtausbreitungsgeschwindigkeit von ca. 12 cm/ns beträgt die Breite der Flugzeitverteilung bei einer Größe der Szintillatorplatte von 20 cm bereits 1.5 ns, was bei Energien von ca. 500 A·MeV ca. 1% der Flugzeit der Kerne von S2 nach S4 ausmacht.

Durch Anwendung der vollen kinematischen Analyse nach den obigen Beziehungen und unter Verwendung des in dieser Arbeit beschriebenen Detektorsystems, ist es möglich, einen mono-isotopischen Sekundärstrahl zu separieren, wie in Abb. 5.5 und Abb. 5.7 verdeutlicht. Auf diese Weise wird nicht nur der geringe Untergrund (< 1%) von Produkten aus Sekundärreaktionen, die im intermediären Abbremser erzeugt werden, stark unterdrückt, sondern auch die Beiträge durch nicht vollständig ionisierte Fragmente eliminiert, wie Abb. 5.3 zeigt.

Im ^{86}Kr -Experiment konnten selbst solche Kerne eindeutig identifiziert werden, die infolge fehlerhafter Strahlablenkung durch Reaktionen des Primärstrahles in der Targethalterung am Eingang des FRS erzeugt wurden. Bei den Einstellungen auf ^{60}Ga und ^{59}Zn (vergl. Abb. 5.5) machen sie den Hauptteil der selektierten Reaktionsprodukte aus. Die erzielte Isotopenauflösung durch die $\Delta E^* - B\rho$ -TOF-Methode bleibt über große Bereiche des Massenverlustes in der Reaktion nahezu konstant. Die erzielbare Massenauflösung (Glg. 5.1) beträgt im Falle von ^{86}Kr -Fragmenten in Abb. 5.5 $\left(\frac{\Delta A}{A}\right) \approx 0.53 \pm 0.03$. Für die Goldfragmente aus 1.0 A·GeV ^{197}Au gilt nach Abb. 5.7 im Falle von ^{182}Pt $\left(\frac{\Delta A}{A}\right) \approx 0.81 \pm 0.08$.

5.2.2 Die $B\rho - \Delta E - B\rho + \text{TOF}$ -Methode

Abb. 5.8 zeigt die Trennung von 1.0 A·GeV ^{238}U -Fragmenten für eine Einstellung des FRS auf die Selektion von ^{221}Th . Im Gegensatz zum Falle des ^{197}Au Projektils wird hier die Information aus dem Energieverlustsignal in der Ionisationskammer durch die außerordentliche Breite der Ionenladungsverteilung der Fragmente so stark verfälscht, daß sie unbrauchbar wird. Nur mit Hilfe der Zeit-Information, unter Verwendung der $B\rho - \Delta E - B\rho + \text{TOF}$ -Methode, ist es möglich, die verschiedenen Massen der Fragmente voneinander zu unterscheiden. Dies ist im Falle von Aktinium Isotopen, die im Ortsspektrum (Abb. 5.2) stark überlappen, mit einer Auflösung von $A/\Delta A \approx 407$ möglich, wie in Abb. 5.8 gezeigt. Auf diese Weise sind auch die Ladungszustände von Protaktinium- und Radon-Isotopen abtrennbar, die am selben Ort wie das ausgewählte Fragment auftreten, aber in der Flugzeit gut separiert sind. Die Zahlen in der rechten oberen Ecke der Elementsymbole zeigen die atomaren Ladungszustände der jeweiligen Fragmente nach dem Target bzw. nach dem Degrader an. Anzumerken bleibt ein kleiner Untergrund (< 6%) durch das Radium Isotop $^{216}\text{Ra}^{87/87+}$, das das Target im wasserstoffähnlichen Ladungszustand 87^+ verlassen hat und diesen nach der Passage durch den Degrader beibehalten hat. Da es dieselbe magnetische Steifigkeit aufweist wie $^{220}\text{Ac}^{89,89+}$ taucht es am selben Ort in der dispersiven Mittelebene auf. Unglücklicherweise hat es auch noch in etwa die gleiche Geschwindigkeit und kann deshalb nicht durch eine kinematische Analyse von $^{220}\text{Ac}^{89,89+}$ unterschieden werden. Ganz allgemein gilt, daß alle Fragmente, die ihren atomaren Ladungszustand nach Verlassen des Targets bis zum Ausgang des FRS beibehalten, diese Probleme hervorrufen. Es ist deshalb wichtig, ein Targetmaterial mit großer Stripping-Effizienz und möglichst große Primärenergien zu verwenden, um den Anteil der voll ionisierten Ladungszustände zu maximieren. Wenn man ein Kupfertarget mit 1 g/cm² Dicke verwendet, wie im Beispiel in Tab. 4.3 gegeben, und einen Primärstrahl von 1.0 A·GeV ^{238}U , so verläßt das (selektierte) Fragment ^{220}Th das Target zu 84% vollständig ionisiert und bleibt nach einem 5 mg/cm² dicken Aluminium Degrader zu 51% in diesem Zustand. Lediglich 6% dieses Fragments sind dann im Wasserstoff-ähnlichen und nur 0.05% im Helium-ähnlichen Zustand nach dem Target und behalten diesen Ladungszustand auch bei Durchfliegen des Degraders bei. Diese geringen Beimischungen unerwünschter Isotope der Sekundärstrahlen lassen sich nicht vermeiden oder durch die hier dargestellten Methoden abtrennen.

Eine weitere Anmerkung betrifft systematische Abweichungen in der Bestimmung der Neutronenzahl für Isotope, die neutronenärmer sind als das jeweils eingestellte Sollfragment. Wie man beispielsweise in Abb. 5.5 erkennt, erzielt man dann keine geradzahigen Werte der Neutronenzahl mehr, es ergeben sich systematisch kleinere Werte. Diese Abweichungen sind mit dem Ort der betreffenden Kerne am Endfokus des FRS korreliert und höchstwahrscheinlich auf eine fehlerhafte Bestimmung der nach Glg. 5.6 berechneten Bahnradien zurückzuführen, wodurch auch die damit ermittelten Flugzeiten verfälscht werden. Dies konnte anhand von Einstellungen mit dem Primärstrahl bei fester kinetischer Energie und verschiedenen Magnetfeldstärken in der zweiten Stufe verifiziert werden. Darüber hinaus verbessert sich die Zuordnung, wenn man nur Schitte in den einzelnen magnetischen Stufen zuläßt, was ein weiteres Indiz für eine nicht vollständig ermittelte Korrektur

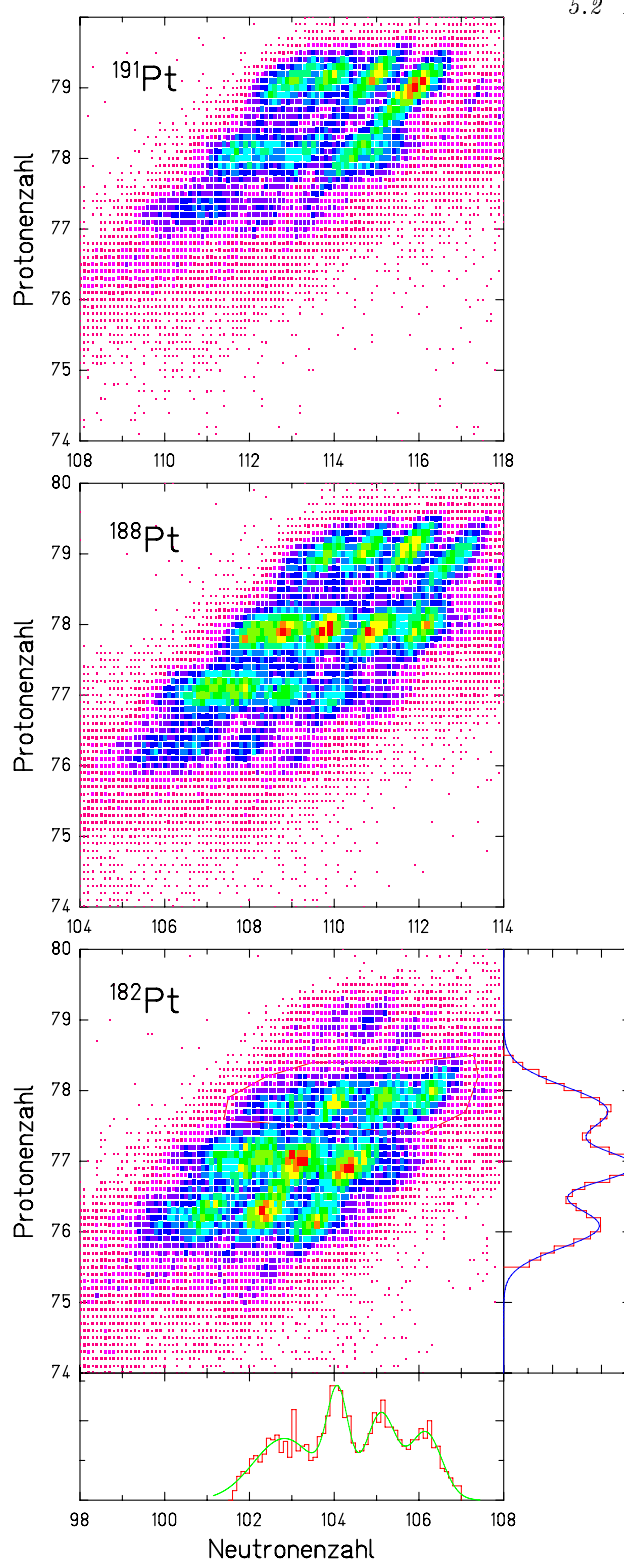


Abb. 5.7 Trennung von ^{197}Au Fragmenten mit der $\Delta E^* - B_Q - \text{TOF}$ -Methode: für Einstellungen des FRS auf (oben) ^{191}Pt , (mitte) ^{188}Pt und (unten) ^{182}Pt . Gezeigt ist die Verteilung der durch den FRS durchgelassenen Fragmente analog zu einer Nuklidkarte. Das Spektrum am unteren Rand gibt die Verteilung der Neutronenzahl von Platin-Fragmenten bei einer Einstellung auf das projektilferne ^{182}Pt (unten) als Projektion der Daten im Polygonzug auf die x-Achse wieder. Selbst in den Fällen, in denen keine befriedigende räumliche Separation mit der $B_Q - \Delta E - B_Q$ -Methode erreicht werden kann (vergl. Abb. 5.1), ist es möglich, die einzelnen Platin-Isotope durch zusätzliche Verwendung der Flugzeitinformation zu trennen. Die Trennung ist noch besser, wenn man die deutlich erkennbare Korrelation zwischen der Neutronen- und der Protonenzahl berücksichtigt. Sie entsteht hauptsächlich dadurch, daß Fehler in der Messung der Kernladung automatisch auch in die Bestimmung der Neutronenzahl eingehen.

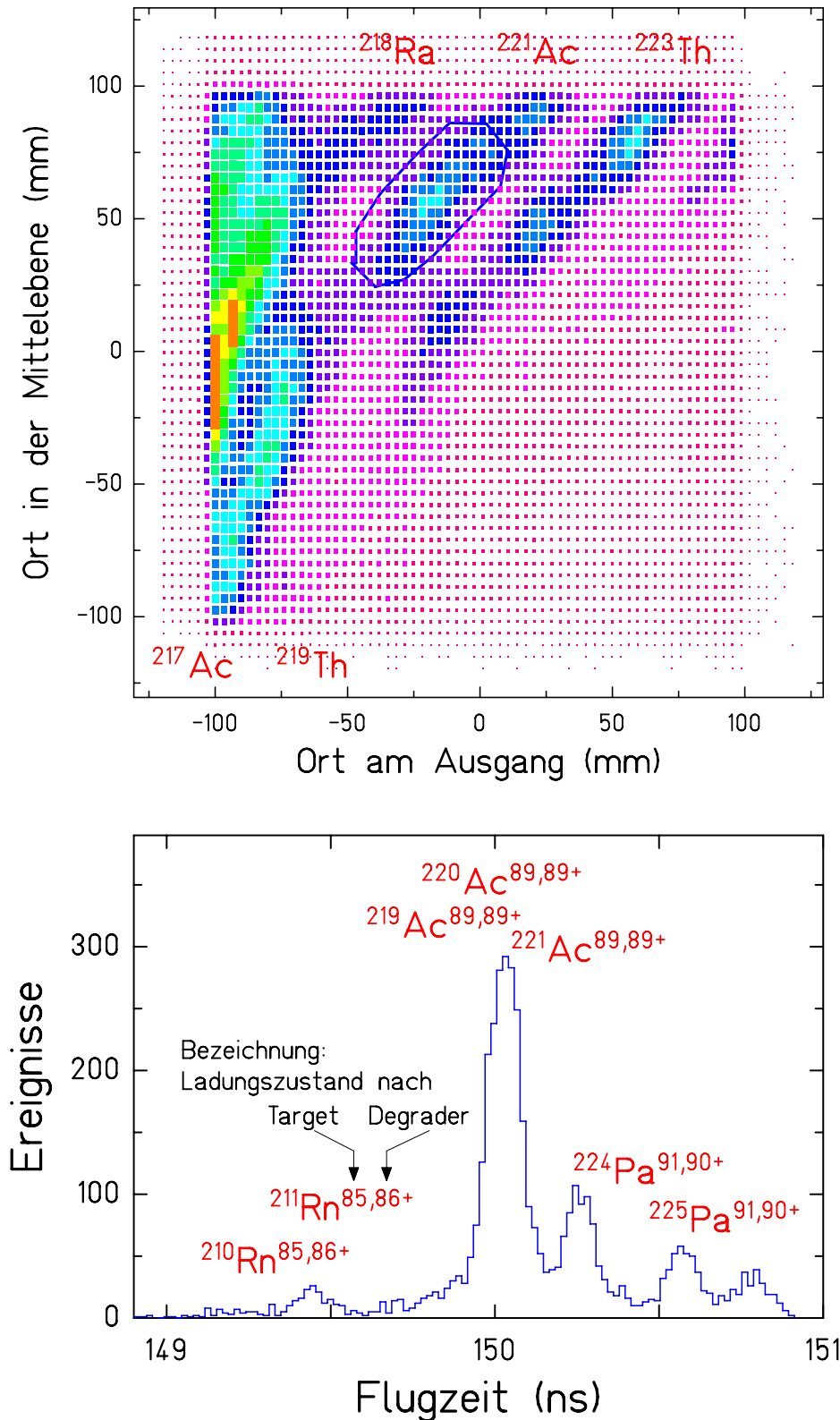


Abb. 5.8 Flugzeitspektrum für Ereignisse im ^{220}Ac -Fenster im Ortsspektrum: Trennung von Actinium Isotopen durch die kinematische Analyse mit der $B_Q-\Delta E-B_Q+TOF$ -Methode für eine Einstellung auf das projektilferne ^{221}Th mit einem Fenster auf ^{220}Ac . Die atomaren Ladungszustände von Protactinium- und Radon-Isotopen sind in der Flugzeit sehr gut vom selektierten Fragment ^{220}Ac getrennt. Das Bild enthält auch einen kleinen Untergrund (kleiner als 6%) von $^{216}\text{Ra}^{87,87+}$ Isotopen. Da sie nahezu die gleiche Geschwindigkeit wie $^{221}\text{Ac}^{89,89+}$ besitzen, können sie in der kinematischen Analyse nicht davon unterschieden werden. Die erreichte Auflösung in der Masse beträgt für die Actinium Isotope $A/\Delta A \approx 407$.

nach Glg. 5.6 ist. Als Ursache hierfür kommen vor allem Abbildungsfehler des ionenoptischen Systems in Betracht, wie sie auch anhand der Ortsbestimmung mit den Szintillationsdetektoren in Abb. 5.1 an den Rändern erkennbar sind.

Teil II

Die Projektilfragmentation Experimentelle Ergebnisse

6. Die Produktionswirkungsquerschnitte

Das zweite Ziel der Arbeit – neben der Untersuchung der Isotopentrennung (vergl. Abschnitt 5)– ist die Bestimmung zweier für die Projekttilfragmentation wesentlicher physikalischer Größen: der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte und der Parallelimpulsbreiten. Auf diese beiden Punkte soll im folgenden Abschnitt genauer eingegangen werden.

6.1 Das Prinzip der Messung

Wir werden uns zuerst den Fragmentations-Wirkungsquerschnitten bei der Projekttilfragmentation zuwenden: Treffen Projektile auf ein (dünnes) Target, so kann man die Zahl der in einer Reaktion gebildeten Fragmente ausdrücken nach:

$$n_f = \sigma_f \cdot \frac{N_A}{M_t} \cdot \frac{(e^{-\mu_p t} - e^{-\mu_f t})}{\mu_f - \mu_p} \cdot n_p \quad \approx \quad \sigma_f \cdot \frac{N_A}{A_t} \cdot \frac{\varrho_t \cdot t}{(1g)} \cdot n_p = \sigma_f \cdot n_t \cdot n_p \quad (6.1)$$

Darin sind:

- n_f Anzahl der Fragmente, die in einer einzelnen Reaktion im Target erzeugt werden,
- n_p Anzahl der auf das Target treffenden Kerne,
- n_t Anzahl der Targetatome pro cm^2 ,
- $\mu_{f,p}$ nukleare Absorptions-Koeffizienten für Projektil und Fragment,
- ϱ_t, t Dichte des Targetmaterials und Dicke des Targets,
- N_A Avogadro-Konstante,
- A_t Massenzahl des Targetmaterials,
- M_t Atomgewicht der Targetatome $M_t = A_t \cdot 1\text{g/mol}$.

Die Absorptionskoeffizienten $\mu_{f,p}$ für Fragment und Projektil berechnen sich aus den Querschnitten für nukleare Reaktionen σ_{NUC} und für die elektromagnetische Dissoziation σ_{EMD} .

$$\mu = \frac{N_A}{M_t} \cdot (\sigma_{NUC} + \sigma_{EMD}) \quad (6.2)$$

Der nukleare Anteil kann als geometrischer Wirkungsquerschnitt nach Kox [KoG85] (Glg. 2.16), der elektromagnetische nach [MeH86] (Glg. 2.2) berechnet werden.

Ein Vergleich der Beiträge der Wirkungsquerschnitte aus den beiden Prozessen in Glg. 6.2 zeigt, daß für alle in dieser Arbeit betrachteten Fragmentations-Wirkungsquerschnitte die EMD wesentlich kleiner ist als der nukleare Anteil. So ist das Verhältnis $\sigma_{NUC}/\sigma_{EMD}$ für die Reaktion $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al}$ ca. 25, für $0.8 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be}$ ca. 200 und für $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ ca. 264 bei den in Tab. 4.1 angegebenen Targetdicken.

Der Produktionswirkungsquerschnitt σ_f der erzeugten Fragmente errechnet sich damit zu

$$\sigma_{prod} = \frac{n_f}{n_p n_t} \cdot \varepsilon, \quad (6.3)$$

wobei ε einen Faktor darstellt, der sich aus Korrekturen an den in Glg. 6.1 eingehenden Größen ergibt. Diese Einflüsse sollen im folgenden Abschnitt genauer untersucht werden.

6.2 Messung und Korrekturen

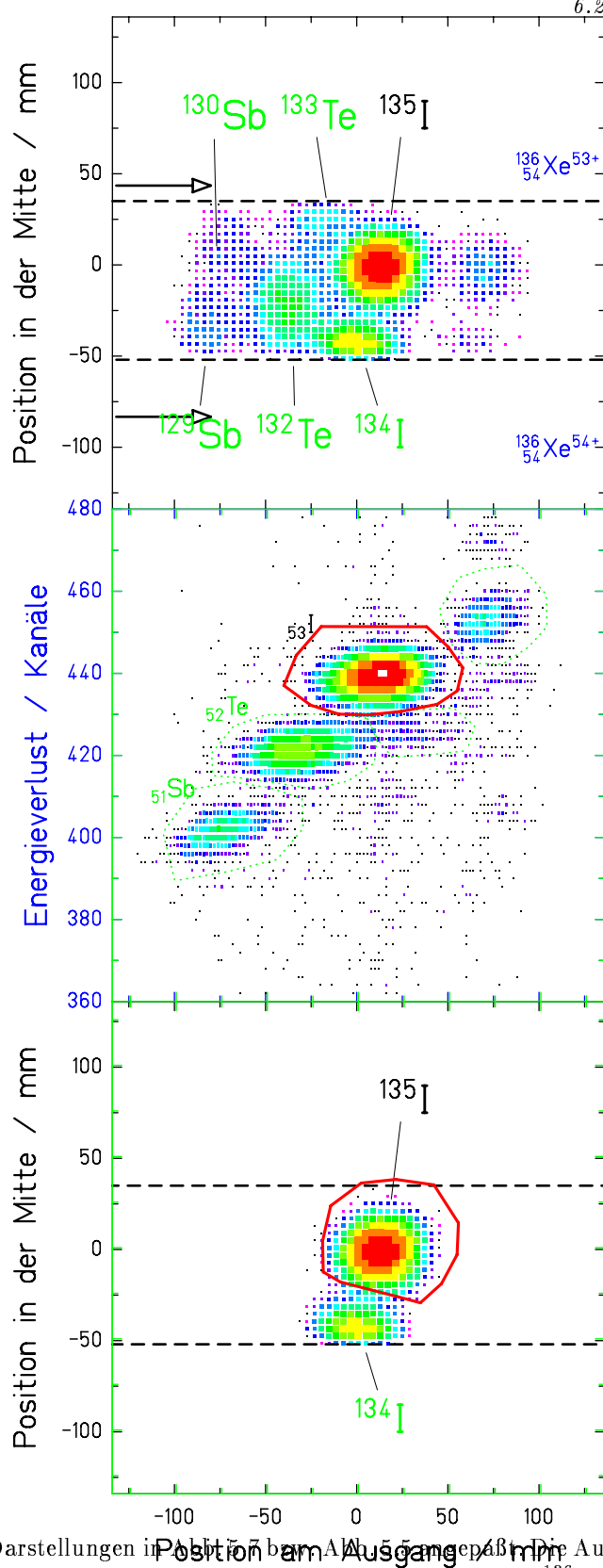
6.2.1 Die Messung

Die Bestimmung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte einzelner Isotope erfordert grundsätzlich eine Trennung nach deren Massenzahl und nuklearen Ladung. Wie diese experimentell bestimmt werden können, wurde schon in Abschnitt 5 erläutert. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Protonenverlustkanäle (Abschnitt 6.4.1) ist schematisch am Beispiel der Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{135}\text{I}$ in Abb. 6.1 dargestellt. Entsprechendes gilt für die untersuchten Protonenverlustkanäle aus $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au}$. Die Kerne wurden entsprechend der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode des Impulsverlustachromaten durch die gleichzeitige Messung der Orte in der dispersiven Mittelebene und am Ausgang des FRS sowie des Energieverlustes in der Ionisationskammer identifiziert. Im Bild sind die Ortsverteilungen der Fragmente aus einem ^{136}Xe -Strahl bei einer Einstellung auf ^{135}I am intermediären Fokus über denen am Ausgang des FRS dargestellt. Man erkennt außerdem die Abbildung der Schlitze, die nach dem ersten Dipol des FRS (S1) zur Unterdrückung des Primärstrahles $^{136}\text{Xe}^{54+}$ bzw. seines Ladungszustandes $^{136}\text{Xe}^{53+}$ eingefahren wurden. Zur „Reinigung“ der Ortsdarstellung von Isotopen anderer Elemente wurde in der Analyse für die Jod-Isotope ein Fenster auf das Energieverlustsignal der Ionisationskammer MUSIC am Ausgang des FRS gesetzt. Die Ortverteilung des ^{134}I -Kernes ist durch die Blende an S1 angeschnitten, wohingegen der eingestellte Kern ^{135}I vollständig durchgelassen wird. Wie man deutlich erkennt, existieren keine Beimengungen von Jod-Isotopen, die in der Mittelebene im Bereich positiver Ortskoordinaten liegen. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Richtigkeit der Isotopenzuordnung, da hier ansonsten der Kern ^{136}I auftreten müßte. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes des 1-Proton Verlustkanales aus ^{136}Xe wurde die Anzahl der Ereignisse im eingezeichneten Fenster auf die Ortsverteilung dieses Kernes (Polygonzug) ausgezählt. Die Produktionswirkungsquerschnitte der 1 p- bis 3 p-Verlustkanäle konnten auf diese Weise bestimmt werden. Entsprechende Daten aus Einstellungen auf Kerne mit noch größerem Protonenverlust (Abb. 4.1) konnten wegen mangelhafter Statistik nicht gewonnen werden.

Abb. 6.1 *Schema der Vorgehensweise zur Bestimmung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Protonenverlustkanäle am Beispiel der Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{135}\text{I}$. Im oberen Bild ist die Ortsverteilung der Fragmente am intermediären Fokus über der am Ausgang des FRS bei einer Einstellung auf ^{135}I dargestellt. Man erkennt außerdem die Abbildung der Schlitze (----), die nach dem ersten Dipol des FRS (S1) eingefahren wurden. Im mittleren Bild ist das Energieverlustsignal der Ionisationskammer MUSIC am Ausgang des FRS über dem Ort in dieser Bildebene aufgetragen. Zur Unterdrückung von Fragmenten mit anderer Kernladungszahl wurde in der Analyse ein Fenster (Polygonzug) auf die Jod-Isotope gesetzt. Das unterste Bild zeigt das Ergebnis dieser Prozedur. Zur Ermittlung des Fragmentations-Wirkungsquerschnitts für ^{135}I wurden die Ereignisse im eingezeichneten Polygonzug in dieser Abbildung ausgezählt.*

(Seite 73)

Die Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte der Isotopenketten von Platin- und Iridium- Kernen aus der Fragmentation von $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au}$ (Abschnitt 6.4.2) bzw. die entsprechenden Daten für Isotope aus der Reaktion $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{86}\text{Kr}$ (Abschnitt 6.4.3) wurden demgegenüber anhand der Bestimmung der Raten nach kinematischer Analyse mittels der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ +TOF-Methode durchgeführt. Hierzu wurden zweidimensionale



Gauß-Verteilungen in den Darstellungen in Abb. 4.1. Die Auswertung von Isotopenketten aus den in Abb. 4.1 gezeigten Einstellungen auf Iod-Isotope aus $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV} \text{ } ^{136}\text{Xe}$ scheiterte an elektronischen Störungen bei der Datenaufnahme, die in diesem Falle die Bestimmung der Flugzeit der Kerne stark verfälschten bzw. unmöglich machten. Im Falle der gemessenen Daten für Gold-Isotope aus $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV} \text{ } ^{197}\text{Au}$ führte ein Defekt bei der Datenaufnahme des SEETRAM zu einem Verlust der zur Normierung notwendigen Information über die Stärke des Primärstrahles, weshalb auch hier keine Produktionswirkungsquerschnitte bestimmt werden konnten.

6.2.2 Die Bestimmung des Strahlstromes

Zur Bestimmung der absoluten Fragmentations-Wirkungsquerschnitte muß eine Normierung der am Ausgang des Fragmentseparator gemessenen Fragmentrate auf die Anzahl der Teilchen im Primärstrahl vor dem Target vorgenommen werden. Da der auf das Target treffende Strom ständigen Schwankungen unterworfen ist, ist es notwendig, ihn während eines Experimentes kontinuierlich mit einem Transmissionzähler zu messen.

Damit die bei der Strommessung unvermeidliche Beeinflussung der Strahleigenschaften möglichst gering gehalten wird, ist für einen solchen Detektor eine geringe Dicke und eine gute Homogenität gefordert. Außerdem muß der Detektor auch zur Messung hoher Strahlströme bis über 10^{10} Teilchen pro Sekunde geeignet sein. Diese Eigenschaften erfüllt der am FRS zum Einsatz kommende **Sekundär-Elektronen-Transmissions-Monitor** (SEETRAM) [Zie92].

Die hochenergetischen Schwerionen passieren in ihm drei Aluminiumfolien, die eine Massenbelegung von insgesamt 8.9 mg/cm^2 besitzen. Gemessen wird die aus der mittleren Signalfolie durch den Ionendurchgang ausgelöste Sekundärelektronenladung, die zu den äußeren Fensterfolien abgesaugt wird. Sie ist proportional zur Zahl der Projektile. Die Bestimmung der Proportionalitätskonstanten wird am FRS durch die Zählung der Teilchen mit einem Szintillationsdetektor bei gleichzeitiger Messung des Sekundärelektronenstromes vorgenommen.

Szintillationsdetektoren haben zwar eine nahezu hundertprozentige Ansprechwahrscheinlichkeit, eignen sich jedoch unter den am FRS vorliegenden Bedingungen nicht ohne weiteres zum Messen hoher Strahlintensitäten. Die große Lichtmenge, die beim Durchtritt schwerer Ionen im Szintillatormaterial erzeugt wird, führt zu einem zu hohen Strom entlang der Photomultiplier-Dynoden, so daß die an diese angelegte Spannung und damit die Ansprechwahrscheinlichkeit abfällt, wenn sie nicht nachgeregelt wird. Darüber hinaus führen hohe Teilchenströme zu einer irreversiblen Schädigung des Szintillatormaterials, was sich in einigen Fällen auch in einer Verringerung der Lichtausbeute ausdrücken kann [Röh94]. Die bislang festgestellten Schädigungen führen jedoch nicht zu einem Verlust an Nachweeffizienz, was besonders im Hinblick auf die im folgenden Abschnitt beschriebene Eichung des Primärstromes wichtig ist.

Die Eichung mit dem Szintillationsdetektor

Zur Eichung des SEETRAMs werden bei unterschiedlichen Primärstrahlintensitäten die Zählraten an SEETRAM und Szintillator gemessen. Trägt man beide gegeneinander auf (vergl. Abb. 6.2), so stellt man fest, daß die Eichkurve anfangs linear ist, bei hoher Zählrate wird jedoch ein Sättigungswert erreicht. Dies ergibt sich aus dem hohen Querstrom am Spannungsteiler des Photomultipliers und am „pile-up“ der Szintillator-Impulse. Aus der Steigung der Eichkurve im linearen Bereich ergibt sich dann die Anzahl der Projektile pro SEETRAM-Puls, d.h. der gesuchte Eichfaktor. Besonderes Augenmerk wurde auf die vom Szintillationsdetektor registrierten Zählraten gelegt. Hier war es – besonders bei hohen Teilchenströmen im Puls – notwendig, eine Korrektur auf den durch das in den Strahlpausen nicht genügend abgeklungene Rauschen und die damit verbundene Dunkelzählrate vorzunehmen. Bei den SEETRAM-Eichungsmessungen für ^{238}U bei 600,750 und 950 A·MeV wurde nicht auf eine Nachregelung der Versorgungsspannung an den Photomultiplierdynoden geachtet, sondern ein konstanter Wert von -800 V angelegt. In der Folge sättigte das Szintillatorsignal bereits bei geringen Strahlintensitäten, weshalb die Eichkurve mit wachsender Strahlintensität zunehmend vom linearen Verlauf abweicht. Bei einer Strahlenergie von 850 A·MeV wurde demgegenüber besonderes Augenmerk auf die korrekte Einstellung der Photomultiplier-Spannung gelegt; in Abb. 6.4 ist die zugehörige Eichkurve, zusammen mit den Ergebnissen anderer Strahlarten, aufgetragen. Der weitgehend lineare Verlauf verdeutlicht die Wichtigkeit einer solchen Maßnahme.

Um systematische Unterschiede in den Prozeduren und entsprechende Fehler zu vermeiden, muß die Auswertung der Eichspektren auf dieselbe Art erfolgen wie die Analyse der experimentellen Daten zur Isotopenproduktion. Besonderes Augenmerk muß dabei auf die zu manchen Zeiten auftretenden negativen Zählerstände gelegt werden. Sie treten hauptsächlich dann auf, wenn der CAMAC-Zähler gleichzeitig hochgezählt als auch ausgelesen wird. Die so gemessene Intensität ist unsinnig und das entsprechende Zeitintervall muß von der Analyse ausgeschlossen werden.

Derüber hinaus kann es in einigen Fällen zu plötzlich und kurzfristig sehr hohen Zählraten kommen, wenn z.B. die zur Intensitätsanpassung benutzte Einstellung der TK9-Gruppe im Transferkanal zwischen UNILAC

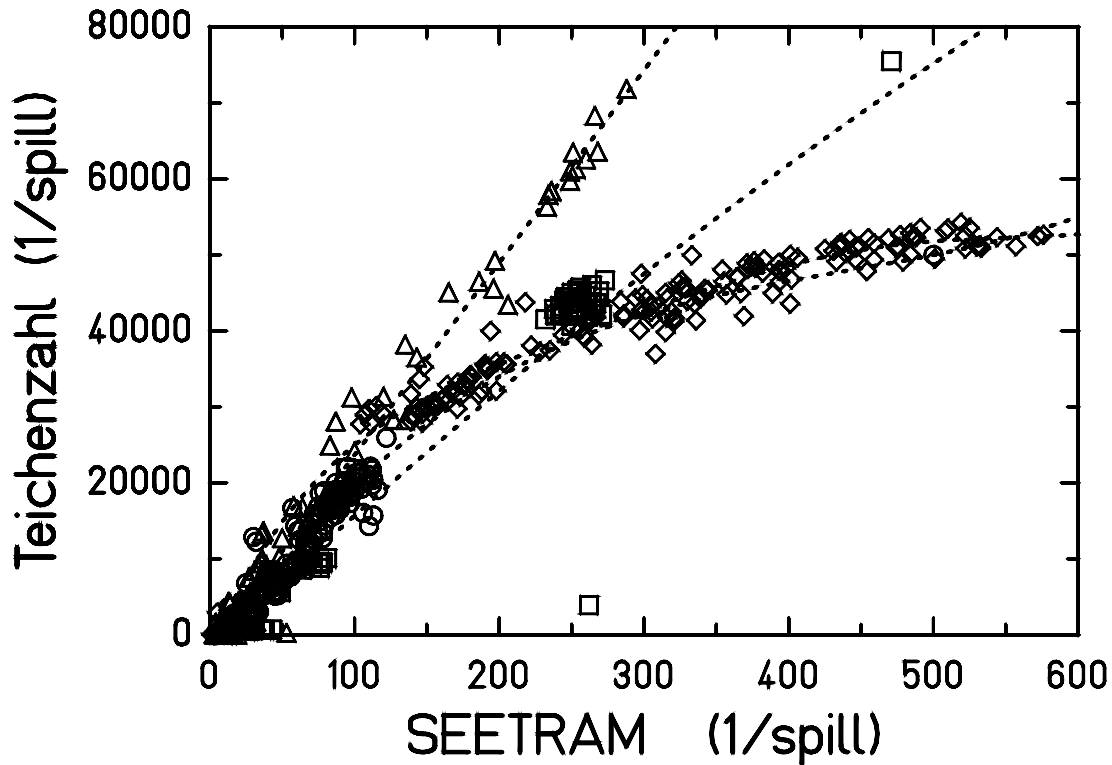


Abb. 6.2 *Eichung der SEETRAM-Zählrate pro Extraktion mit dem Szintillationsdetektor im Targetbereich des FRS für einen ^{238}U -Strahl von 600 A·MeV (\diamond), 750 A·MeV (\square), 850 A·MeV (\triangle) bzw. 950 A·MeV (\circ). Durch die Sättigung des Anodensignales des Photomultipliers ist der Zusammenhang in vielen Fällen nichtlinear. Dies ist auf das Zusammenbrechen der Versorgungsspannung an der Dynodenkette infolge zu hohen Querstromes in der Photomultiplier-Base zurückzuführen. Lediglich bei einer Energie von 850 A·MeV wurde dem durch das Nachregeln der Versorgungsspannung des Szintillationsdetektors Rechnung getragen.*

und SIS-Beschleuniger während einer Messung verändert wird. Die Ursache hierfür konnte bislang noch nicht ermittelt werden, die entsprechenden Zeitabschnitte wurden von der Analyse ausgenommen.

Weitere, die Messung eventuell verfälschende Merkmale der SEETRAM-Analyse sind in den Spektren paarweise auftretende Über- und Unterschwinger jeweils vor bzw. nach einer Extraktion (vergl. Abb. 6.3). Sie sind entweder auf die SEETRAM Elektronik direkt (RC-Glieder) oder auf eingestreute Schaltimpulse durch das Extraktions-Septum des SIS zurückzuführen. Da sie paarweise in gleicher Größe auftreten, mittelt sich ihr Einfluß auf die bestimmte Zählrate gerade heraus.

Der Sekundärelektronenstrom des SEETRAMs wird in einem Strom-Spannungs-Wandler in eine Folge von Spannungspulsen transformiert. Der sich daran anschließende Spannungs-Frequenz-Wandler kann aufgrund seiner Bauart nur positive Signale verarbeiten, wodurch ein eventuell vorhandener negativer Gleichspannungs-Offset in seiner Größe nicht bestimmt und nicht von einem verschwindenden Offset unterschieden werden kann. Während der Experimente wurde deshalb darauf geachtet, daß er immer positiv bleibt. Für die Eichung und Auswertung wurde er durch einen stückweise stetig fortgesetzten Polynom-Fit an den Untergrund in den Strahlpausen angepasst und das entsprechende Integral von der Summe der registrierten SEETRAM Zählpulse im Spektrum abgezogen. Bereiche, in denen die obengenannten Probleme und Besonderheiten auftraten, wurden besonders sorgfältig bearbeitet um ein möglichst korrektes Auszählen der Spektren zu gewährleisten. Das Ergebnis einer solchen Vorgehensweise ist für den Fall eines 1.0 A·GeV ^{86}Kr Strahles exemplarisch in Abb. 6.3 dargestellt.

Die relative Sekundärelektronenausbeute y ist definiert als der Quotient aus der Anzahl der Sekundärelektronen

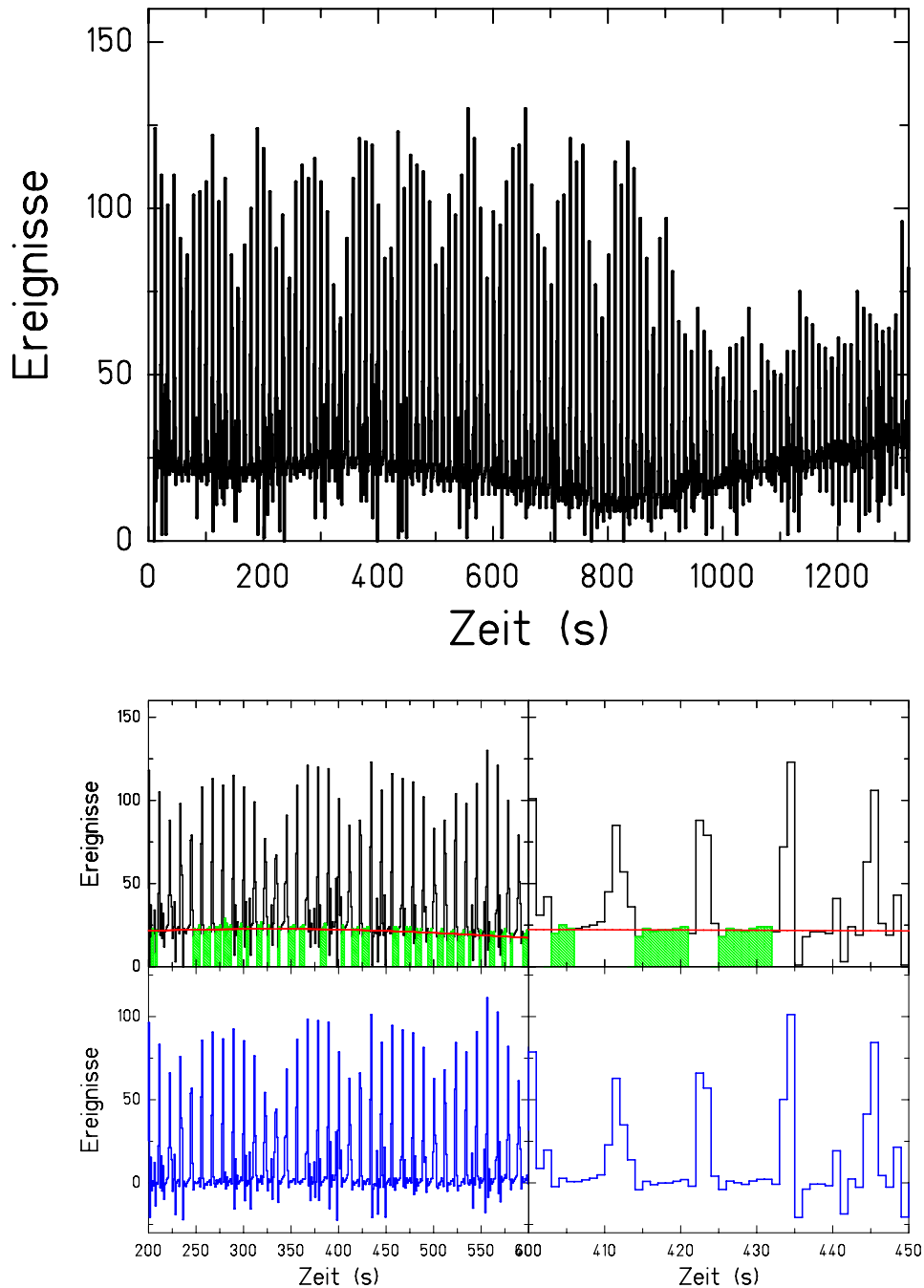


Abb. 6.3 *Beispiel zur Auswertung eines SEETRAM-Spektrums. Gezeigt sind die gemessenen SEETRAM-Zählraten über der fortlaufenden Messzeit. Im oberen Teil ist der stark schwankende Offset deutlich zu erkennen. Im unteren Teil ist die Vorgehensweise bei der Offsetkorrektur für zwei Ausschnitte aus dem oben dargestellten Spektrum verdeutlicht. Der Untergrund wurde durch die Stützstellen in den Strahlpausen (unterlegte Bereiche im mittleren Teilbild) mittels stückweise stetig angeschlossener Polynome angepaßt (—) und vom Spektrumsinhalt abgezogen. Das Ergebnis ist in den unteren Teilbildern dargestellt.*

N_{SE} zu der Anzahl der Projektile N_P ,

$$y = \frac{N_{SE}}{N_P}. \quad (6.4)$$

Sie ist bei fester Projektilladung proportional zum spezifischen Energieverlust [Zie92]. Die spezifische Ausbeute Y ergibt sich durch Normierung der relativen Ausbeute mit dem spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{\rho dx}$:

$$Y = \frac{y}{\frac{dE}{\rho dx}} \quad (6.5)$$

Sie ist eine von der Kernladung der Projektile abhängige Größe. Abb. 6.4 zeigt die Systematik der bisher bestimmten spezifischen Ausbeuten in Abhängigkeit von der Kernladung und Energie der Projektile für die bisher am FRS verwendeten Strahlarten (vergl. auch Abb. 6.4 und [Zie92]). Die Werte sind im Überblick in Tab. 6.1 zusammengestellt. Man stellt einen systematischen Abfall mit der Kernladung der Projektile fest. Die Ursache für die zusätzlichen Schwankungen um diesen generellen Trend sind bisher ungeklärt und machen die Durchführung individueller Eichungen bei jedem Experiment notwendig.

Strahl		SEETRAM		
Projektile	Energie	Spezifischer Energieverlust ¹⁾	„Eichfaktor“ ²⁾	Relative Ausbeute ³⁾
	($\frac{\text{MeV}}{u}$)	($\frac{\text{MeVcm}^2}{\text{mg}}$)	y	Y
⁴⁰ Ar	1000	0.5836	20.1±1.0	34.4±4.8%
⁸⁶ Kr	1000	2.3883	51.4±3.9	21.5±7.5%
¹³⁶ Xe	800	5.6810	118.58±3.0	20.9±2.5%
¹⁹⁷ Au	1000	11.427	188.4±11.3	16.5±6.0%
²⁰⁸ Pb	1000	21.703	326.2±6.0	15.0±1.8%
²³⁸ U	850	17.281	258.0±12	14.9±4.7%
	950	16.811	251.0±12	14.9±4.8%

Tab. 6.1 Ergebnisse der SEETRAM-Eichungen für verschiedene Ionensorten -
¹⁾ bezogen auf die Detektorfolie aus Aluminium,
berechnet mit LIESCHEN [Han91]
²⁾ vergl. Glg. 6.4,
³⁾ vergl. Glg. 6.5.

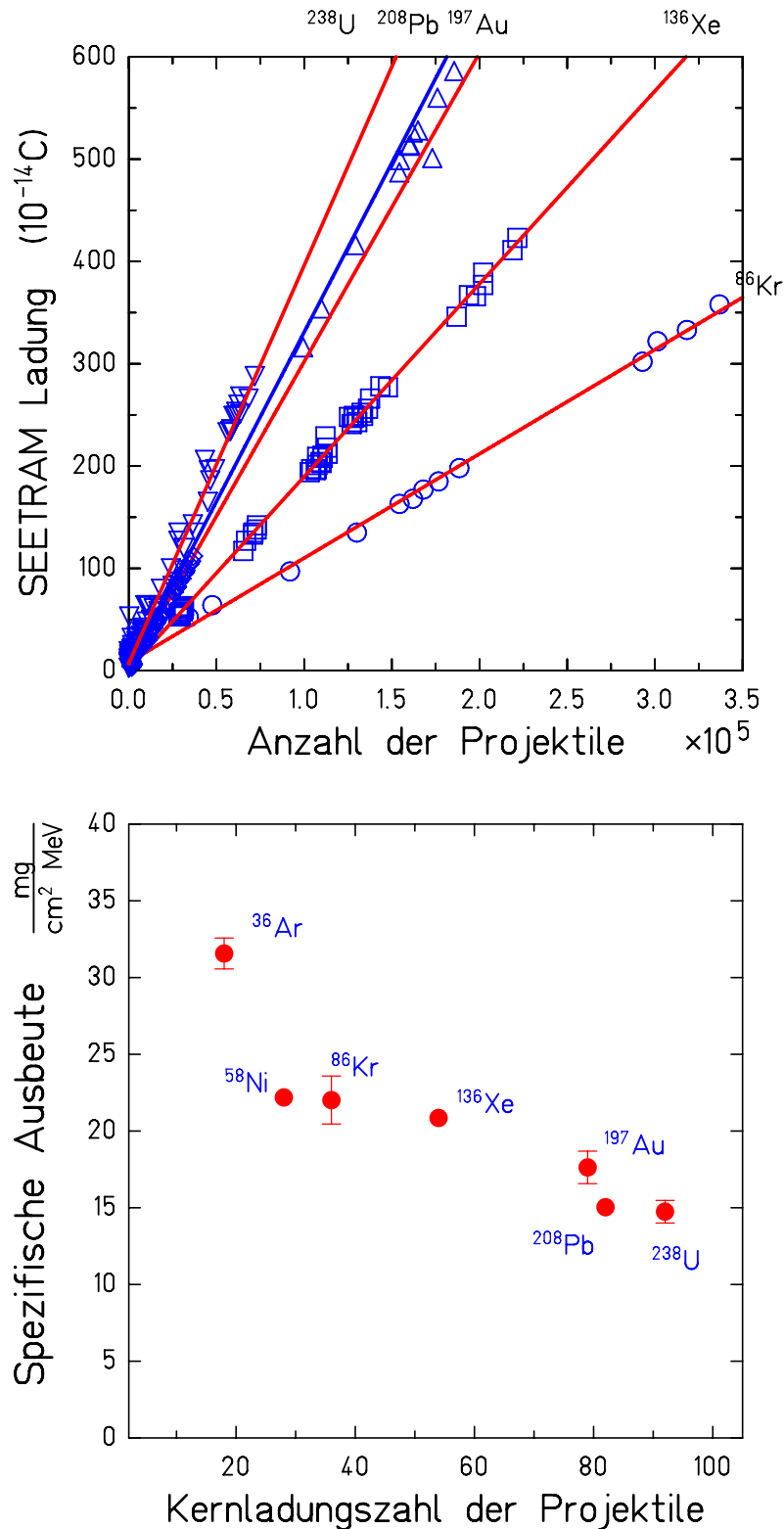


Abb. 6.4 (Oben): Eichung der SEETRAM-Zählrate im Spill mit dem Szintillationsdetektor im Targetbereich des FRS für (O) $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{86}Kr , (\square) $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{136}Xe , (\triangle) $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{197}Au , (\diamond) $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{208}Pb und (∇) $0.60\text{-}0.95 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{238}U Projektile. Der Zusammenhang ist in allen Fällen gut linear. Die Steigungen der eingezeichneten linearen Anpassungen (Projektile pro registriertem SEETRAM-Ereignis), sind in Tab. 6.1 angegeben. (Unten): Spezifische Ausbeute an Sekundärelektronen des SEETRAM (Glg. 6.5) als Funktion der Kernladung der Projektile des Primärstrahles (vergl. Tab. 6.1). Bei den Meßpunkten, an denen keine Fehlerbalken angegeben sind, sind die Fehler kleiner als die Symbolgröße.

6.2.3 Die Normierung

Zahl der Projektile

Die Anzahl der Primärteilchen wird mittels des SEETRAM gemessen. Sie ergibt sich durch Integration der Zählrate über den gesamten Meßzeitraum nach Korrektur auf den Offset und Multiplikation mit dem Eichfaktor des SEETRAM (vergl. Abschnitt 6.2.2). Der Fehler in der Messung der Primärteilchen ergibt sich aus dem Fehler der SEETRAM-Eichung und eventuell vorhandenen systematischen Auswerte- und Betriebsfehlern (vergl. Abb. 6.2)

Bei allen hier behandelten Experimenten liegen die Fehler in der Bestimmung der Steigung aus Abb. 6.4 im Bereich weniger Prozent. Die genauen Zahlenwerte sind in Tab. 6.1 angegeben und auch in der Systematik in Abb. 6.4 ersichtlich.

Zahl der Targetatome

Die Anzahl der Targetatome pro Fläche berechnet sich nach

$$n_t = \frac{\rho \cdot t}{A \cdot u} \quad (6.6)$$

mit der Dichte ρ des Targets und dessen Dicke t , der Massenzahl des Targetmaterials A und der atomaren Maßeinheit u .

Die Massenbelegung des Targets kann aus der Messung der Dichte und der Dicke bei bekannter Geometrie ermittelt werden. Dieser Weg wurde bei der Herstellung im Targetlabor der GSI [FoG91] gewählt. Eine Energieverlustmessung mit dem FRS während des Experimentes erlaubt ebenfalls die Bestimmungen der Massenbelegung: Für eine bekannte Zusammensetzung (Z, A, q) des Primärstrahles bietet die Messung des Ortes an der dispersiven Mittelebene des FRS eine einfache Möglichkeit bei bekanntem magnetischem Feld und Biegeradius der ersten Dipolstufe die Energie des Primärstrahles mit und ohne Durchdringen des jeweiligen Targets zu bestimmen. Hier geht allerdings der gerechnete spezifische Energieverlust ein, der auf etwa $\pm 2\%$ unsicher ist. Relative Targetdicken können jedoch mit dieser Methode sehr genau bestimmt werden und dienen der Überprüfung der vom Targetlabor [Fol90] angegebenen Werte.

Ist die Energie im SIS bei Kenntnis der Synchrotronfrequenz festgelegt, kann man die notwendigen Biegeradien aus der Ortsmessung ohne Zwischenschalten des Targets ermitteln. Die entsprechende Messung zur Bestimmung der Targetdicken kann mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ durchgeführt werden.

6.2.4 Die Korrekturen

Im folgenden Abschnitt sollen die Korrekturen betrachtet werden, die an den – wie zuvor beschrieben – bestimmten Raten der verschiedenen Isotope anzubringen sind. Die am Ausgang des Fragmentseparators gemessene Zahl der Fragmente ist aus verschiedenen Gründen nicht identisch mit der durch eine Reaktion im dünnen Target primär erzeugten Anzahl. Verantwortlich dafür sind die folgenden Effekte, die in die Bestimmung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte einzurechnen sind: die Totzeit der Datenaufnahme (ϵ_{tot}), die ionenoptische Transmission (ϵ_{tr}), die Zahl der Mehrfach- und Sekundärreaktionen (ϵ_r) im Target und Degrader, die Umladungen in den verschiedenen Materieschichten (ϵ_q) und schließlich die Detektoreffizienz (ϵ_{det}).

Zusammen ergeben diese Größen den in Glg. 6.3 eingefügten Korrektur-Faktor ϵ .

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{tot}}{\epsilon_{tr} \epsilon_{det} \epsilon_r \epsilon_q} \quad (6.7)$$

Die Größe der einzelnen Beiträge zur Glg. 6.3 hängt stark vom betrachteten Fall, insbesondere von der Energie der Teilchen, dem Strahlstrom, den installierten Detektoren und der ionenoptischen Einstellung des FRS ab. Die Bestimmung der in die Wirkungsquerschnitte eingehenden Größen und deren Korrektur soll deshalb in den folgenden Abschnitten genauer dargestellt werden.

Ladungszustände des Fragments

Bei hohen Energien sind die Kerne hinter dem Target zu einem hohen Anteil vollständig ionisiert. Insbesondere bei Kernen mit hoher Kernladung treten jedoch zunehmend Umladungen auf, so daß z.B. bei Gold nach dem Abbremsler bei einer Energie von ca. 900 A-MeV nur noch etwa 75% der Ionen vollständig ionisiert sind. Wertet man lediglich die vollständig ionisierten Isotope durch Auszählen in den Ortsverteilungen an S2 und S4 (z.B. Abb. 5.1) oder entsprechenden Spektren nach vollständiger kinematischer Analyse (z.B. Abb. 5.7) aus, so müssen die so bestimmten Werte für die Fragmentausbeuten n_0 auf den relativen Anteil der am Endfokus auftretenden nicht vollständig ionisierten Kerne ϵ_q korrigiert werden.

$$n_0 = \frac{1}{\epsilon_q} \cdot n_1 \quad (6.8)$$

Zur Korrektur der experimentellen Wirkungsquerschnitte aus dem Xenon und Gold Experiment wurden die Daten mittels entsprechender Faktoren aus Rechnungen nach Stöhlker [StG91a] korrigiert. Die Gültigkeit dieses Ansatzes wurde für viele Projektile durch Messungen der relativen Häufigkeiten der Ladungszustände der Primärstrahlen bei verschiedenen Energien und Targets unterschiedlicher Dicke [MaG94, ScG94b] verifiziert. Dazu wurden die entsprechenden Ortsverteilungen direkt hinter dem ersten Dipol des Fragmentseparators mit einer Vieldrahtkammer aufgenommen. Diese Korrektur wurde im Falle der Krypton-Daten wegen des geringeren zeitlichen Aufwandes und der relativ geringeren Größe der Korrektur mit dem einfacheren Dreizustandsmodell [Bro94] vorgenommen. Dessen Vorhersagen stimmen mit denen des ausgefeilteren Modelles im Rahmen der experimentellen Fehler von einigen Prozent gut überein. Die gute Übereinstimmung der gemessenen Daten mit den Modellrechnungen zeigt, daß die Transmissionsverluste infolge von nicht vollständig ionisierten Kernen mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent angegeben werden können.

Mehrfach- und Sekundärreaktionen in Target und Degradier

Ein Teil der im Target produzierten Fragmente erfährt durch Sekundärreaktionen sowohl im Target selbst, als auch in den weiteren Materieschichten im Strahl, einen weiteren Nukleonverlust, wodurch der betrachtete Reaktionskanal entvölkert wird. Für die Bestimmung des Fragmentations-Wirkungsquerschnittes muß dieser Anteil an Sekundärreaktionen ϵ_{seer} berücksichtigt werden.

$$n_0 = \frac{1}{\epsilon_{seer}} \cdot n_1 \quad (6.9)$$

Die im Target erzeugten Projektilfragmente können innerhalb des selben Targets ein zweites Mal fragmentieren wodurch, ein Teil der ursprünglich erzeugten Fragmente verloren geht. Diese Sekundärreaktionen erfolgen entweder durch Kernreaktionen oder durch elektromagnetische Dissoziation (EMD). Der Anteil der Kernreaktionen kann mittels der semiempirischen Beziehung für den totalen nuklearen Reaktionswirkungsquerschnitt nach Kox [KoG85] abgeschätzt werden (Glg. 2.16).

Sekundärreaktionen können jedoch auch zu einer Bevölkung der betrachteten Kanäle führen. So kann z.B. ein 2-Neutronen-Verlustkanal direkt durch eine einzige Reaktion im Target bevölkert werden oder aber durch zwei aufeinander folgende Reaktionen mit dem Verlust jeweils eines Neutrons. Je weiter ein Fragment vom Projektil entfernt ist, desto mehr Möglichkeiten gibt es, diesen Kanal durch Sekundärreaktionen zu erreichen. Rechnungen zeigen allerdings, daß der so erzeugte Anteil der Fragmente bei den hier betrachtete Experimenten kleiner als ein Promille ist und somit vernachlässigt werden kann.

Durch die elektromagnetische Wechselwirkung mit Targetkernen können die Projektile so hoch angeregt werden, daß dies zur Abdampfung von Nukleonen führt. Dieser Prozeß der elektromagnetischen Dissoziation (EMD) muß ebenfalls in die Korrektur der Wirkungsquerschnitte sowohl der primär erzeugten Fragmente als auch der Verlusten durch Sekundär- und Mehrfachreaktionen eingehen (Glg. 2.2).

Ionenoptische Transmission

Beim Transport der Fragmente durch den FRS treten Verluste durch Winkel- (α) bzw. Ortsbreiten und durch die Impulsbreiten Δp der Isotope infolge der nuklearen Reaktion und die Energieverlustbreite im Target auf

$$n_0 = \frac{1}{T(\alpha, \Delta p)} \cdot n_1 \quad (6.10)$$

Für die meisten eingestellten Kerne liegt die Transmission (T) bei fast 100%, kann aber für am Rand des Akzeptanzbereichs liegende Kerne niedriger sein. Sie wurde mittels ionenoptischer Rechnungen mit LIESCHEN [Han91] und/oder MOCADI [Sch91a], bestimmt. Bis auf die Fälle, bei denen die untersuchten Kerne in der Mittelebene am Rande liegen, wurden keine Abweichungen zwischen den verschiedenen Rechnungen gefunden. Besonders bei geringer Impulsbreite der Fragmente durch die Reaktion (vergl. Abschnitt 7.4) können dann allerdings Abweichungen von bis zu 20% auftreten. Entsprechende Kerne wurden in der Analyse nicht betrachtet.

Detektoreffizienz

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der benutzten Detektoren liegt im allgemeinen nicht bei 100%. Nutzt man bei der Auswertung etwa Informationen aus der Strahlverfolgung mittels der Vieldrahtkammern, so kann sie – abhängig von der betrachteten Kernladung der Fragmente – auf wenige 10% absinken.

Da der SEETRAM, die Szintillatoren und die MUSIC eine nahezu hundertprozentige Nachweiswahrscheinlichkeit haben, mußte hier im allgemeinen nur eine kleine Korrektur von maximal 5% angebracht werden.

$$n_0 = \frac{1}{\varepsilon_{det}} \cdot n_1 \quad (6.11)$$

Totzeit durch Datenaufnahme und Rechner

Die von den Detektoren gelieferten Signale werden ereignisweise verarbeitet. Die Verarbeitungsdauer beträgt ca. $400\mu\text{s}$, d.h. während dieser Zeit können weitere Ereignisse nicht registriert werden. Um diese „Totzeit“ der Datenaufnahme zu messen, werden diejenigen Detektorsignale, die zum Triggern zugelassen werden, zusätzlich auf ein Zählermodul gegeben. Auf diese Weise kann die tatsächlich aufgetretene Gesamtzahl der Ereignisse bestimmt werden und die Anzahl der von der Datenaufnahme weggeschriebenen (LAMs) durch die Totzeitkorrektur ε_{tot} entsprechend hochgerechnet werden.

$$n_0 = \frac{1}{1 - \varepsilon_{tot}} \cdot n_1 \quad (6.12)$$

Abhängig von der Einstellung des FRS und der Produktionswirkungsquerschnitte der Fragmente wurden Totzeiten zwischen 2 und 50% festgestellt.

In Abb. 6.5 ist die Anzahl der registrierten Ereignisse über der Zeit zwischen zwei Auslese- und Verarbeitungszyklen der CAMAC-Überrahmen während eines Teils des $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV} \text{ } ^{86}\text{Kr}$ (RUN11)-Experimentes aufgetragen. In dieser Darstellung sind teilweise Strukturen erkennbar, die auf ein fehlerhaftes Verhalten der Datenaufnahme schließen lassen, was im folgenden diskutiert werden soll. Während der anderen hier betrachteten Experimente wurde diese Fehlfunktion nicht festgestellt.

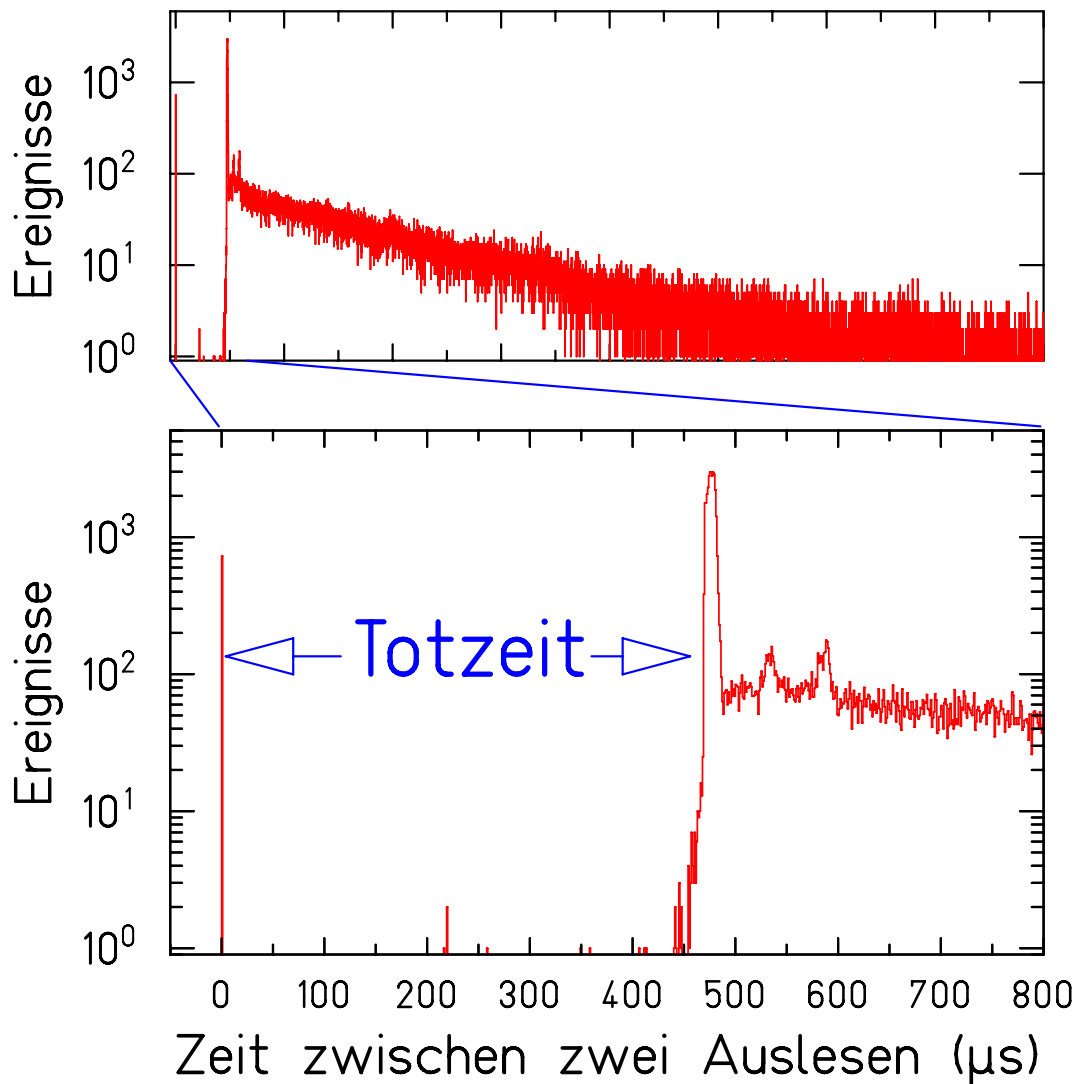


Abb. 6.5 *Differenzen der Zeiten zwischen dem Auslesen der Ereignisse durch den Rechner in Mikrosekunden. Im oberen Bild ist das gesamte Spektrum, im unteren ein Ausschnitt dargestellt. Man erkennt deutlich die Totzeit am Anfang des Spektrums, aber auch einige Strukturen, die auf ein Fehlverhalten der Datenaufnahme bzw. der Triggerlogik schließen lassen: Zum einen gibt es Ereignisse beim Zeitpunkt Null, die suggerieren, daß keinerlei Zeit zwischen zwei Auslesezyklen vergangen ist, was völlig unmöglich ist. Zum anderen erkennt man drei erhöhte Wahrscheinlichkeiten für Ausleseintervalle von 480, 540 und 590 μs . Auch dieses Ergebnis erscheint unphysikalisch.*

Die Puffer/Scaler

Die Analyse der Ereignisraten in den freilaufenden und mit der Totzeit beaufschlagten Zählern – insbesondere bei der Auswertung der Daten zur Fragmentation von $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{86}\text{Kr}$ (RUN11) – war teilweise durch technische Defekte oder Bedienfehler erschwert. Es traten mehrere Komplikationen auf, die im folgenden kurz erläutert werden sollen. Ihre Nichtbeachtung kann dazu führen, daß die Ergebnisse bezüglich der ermittelten Fragmentations-Wirkungsquerschnitte erheblich verfälscht werden. Die Zusammenhänge sind in Abb. 6.6 dargestellt.

1. Die Zählerstände der freilaufenden Trigger und der mit der Totzeit des Rechners inhibierten Look-At-Me-Rate wurde zu Anfang einer Messung nicht auf Null gesetzt. Der absolute Wert der Totzeitkorrektur (Abschnitt 6.2.4) wird falsch, wenn nur die Zählerstände zum Ende der Messung betrachtet werden. Dieser Effekt wurde in der Analyse korrigiert und tritt deshalb in der Darstellung in Abb. 6.6 nicht mehr auf.
2. Die Zählerstände wurden soft- oder hardwareseitig während einer Messung auf Null zurückgesetzt. Ohne ständige Überwachung auf monotonen Steigen der Inhalte kann die Totzeit nicht korrekt bestimmt werden. Für die Trigger- bzw. LAM-Zähler wurde dies im Beispiel in Abb. 6.6 zweimal registriert und durch stetiges Weiterzählen korrigiert.
3. Aus bislang unbekannter Ursache steigen die LAM-Zählerstände teilweise nicht – wie definitionsgemäß erforderlich – um **einen** Schritt pro registriertem und ausgelesenem Ereignis, sondern um ein Inkrement größer als Eins. Dieser Effekt wurde in der Analyse korrigiert und tritt deshalb in der Darstellung in Abb. 6.6 nicht mehr auf.
4. Die Zähler wurden während eines Auslezugriffes durch das CAMAC-System inkrementiert. Diese Gleichzeitigkeit bedingte zumeist negative bzw. auch unvorhersehbare Inhalte.

Besonders bei der Registrierung der zur Normierung benötigten, über die Dauer der Messung integrierten SEETRAM-Zählrate können diese Ereignisse falsche Teilchenintensitäten vortäuschen. Speziell das Auftreten negativer Zählerstände führt in der Tendenz zu geringeren gemessenen Strahlintensitäten und so zu kleineren Fragmentations-Wirkungsquerschnitten der untersuchten Kerne. Die Ereignisse wurden durch die sorgfältige Analyse der SEETRAM-Spektren isoliert und die Zählerstände entsprechend korrigiert.

5. Der während der Messung als Trigger zugelassene sogenannte „Sekundentrigger“ suggeriert fälschlicherweise korrekte Teilchenereignisse, wenn er nicht koinzident mit dem Strahl die Auslese anstößt. Diese Uhr läuft im allgemeinen mit 1 Hz parallel zu den zur Auslese zugelassenen Detektoren und dient in der Offline-Analyse der Ermittlung der Untergrundzählraten in SEETRAM und Eichszintillator am Target während der Strahlpausen. Der Einfluß auf die Ergebnisse sinkt somit mit steigenden Strahlintensitäten und längerer Messdauer und ist generell sehr klein. Die entsprechenden Ereignisse wurden jedoch trotzdem in der Analyse als „Uhr“ bzw. „falsche Uhr“ gekennzeichnet bzw. übersprungen.
6. Aus bislang ungeklärten Gründen „erfand“ die Datenaufnahme während der Messungen mit $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{86}\text{Kr}$ (RUN11) Ereignisse (vergl. Abb. 6.6). Dies läßt sich an mehrerer Stellen in der Datenanalyse feststellen: Die Zählerstände des freilaufenden Triggers blieben gleich, erkennbar in Abb. 6.6 als „konstante Trigger“ obwohl ein Auslesezyklus initialisiert wurde, was an dem monoton wachsenden LAM-Zähler erkennbar ist.

Obwohl von der sogenannten „Pulszentrale“ „Extraktionen“ aus dem SIS gemeldet werden, was auch am Fortschreiten des „Zyklus“-Zählers erkennbar ist, und eine Auslese definitionsgemäß stattgefunden hat, registriert keiner der installierten Detektoren sinnvolle Ereignisse. Besonders merkwürdig ist das hinsichtlich der zum Triggern und somit zum Herbeiführen einer Auslese zugelassenen Detektoren. Mindestens einer davon müßte eine von Null verschiedene Information liefern. Stattdessen bleibt der Trigger-Zähler aber konstant und alle installierten Detektoren, auch diejenigen, die nicht Triggerfunktion erfüllen, registrieren ausschließlich Nullen.

Besonders auffällig ist auch, daß die Länge der auf Band weggeschriebenen Blöcke in diesen Fällen wesentlich kürzer ist als die, bei denen sinnvolle Ereignisse weggeschrieben wurden.

Die Komplexität der Fehlfunktionen machte eine beständige Kontrolle der entsprechenden Daten während der Offline-Analyse notwendig. Dies hat den Nachteil, daß die notwendige Rechenzeit durch das Prüfen der Konsistenz der Daten und das Verwalten der Informationen (mehr Spektren, größeres Analyseprogramm) erheblich – teilweise um einen Faktor 30! – ansteigt.

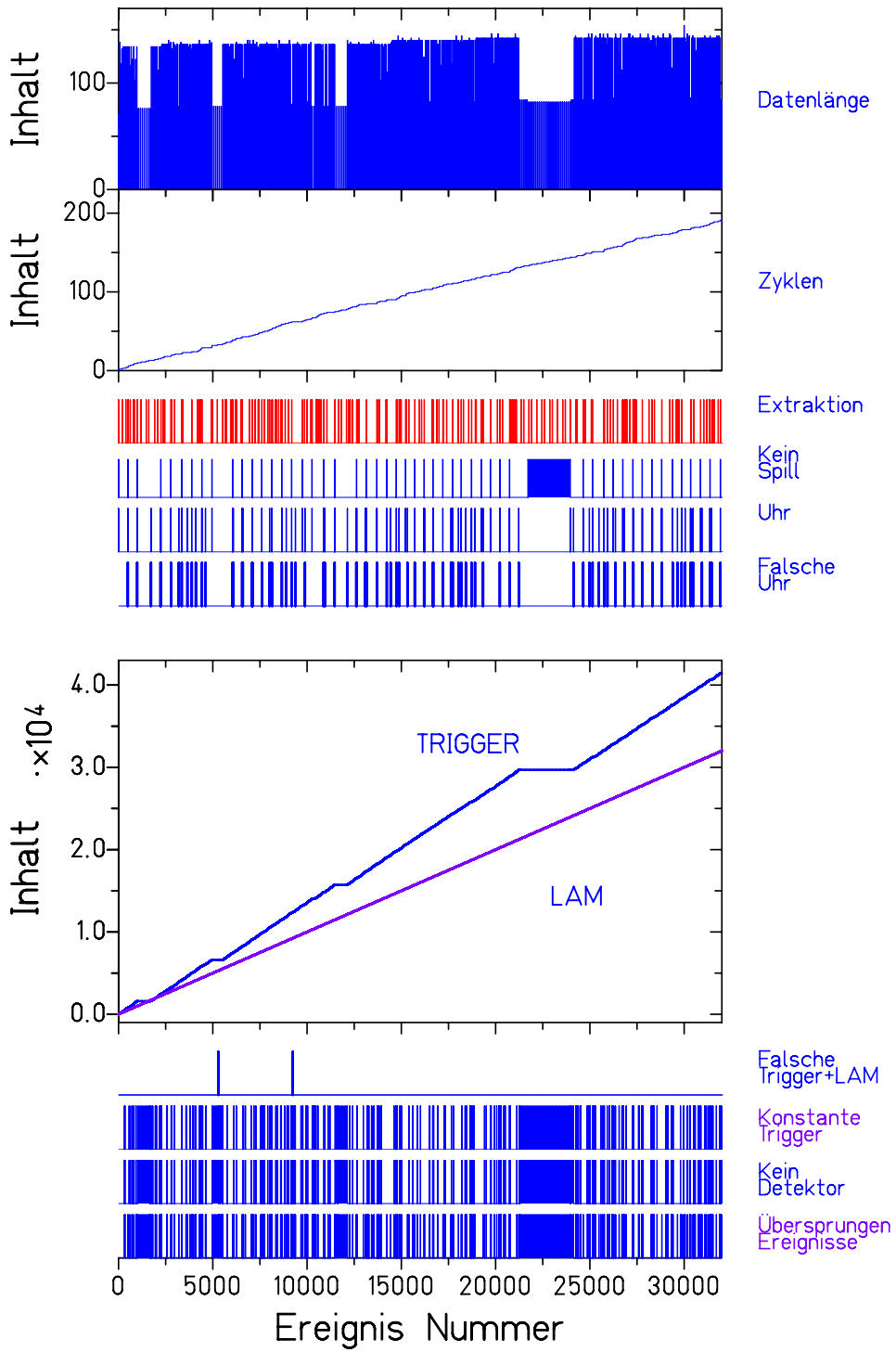
Als Folgerung auf diesen Erfahrungen müssen mehrere Forderungen an die Analyse der Daten bereits während der Datenaufnahme abgeleitet werden, die Auswertung der Daten in zukünftigen Experimenten erheblich vereinfachen können:

- ▷ Die Zählerstände dürfen und müssen nur am Anfang eines jeden neu eröffneten Files zurückgesetzt werden,
- ▷ Die Konsistenz der Daten sollte zumindest für einen Teil vorbeugend geprüft werden, um Fehler schon von Anfang an erkennen und beseitigen zu können. Insbesondere das Auftreten von verschwindenden Differenzen in der Zeit zwischen zwei Auslesen oder konstante Zählerstände in den Triggerzählern kann hier als Anhaltspunkt dienen.

Abb. 6.6 *Diverse Informationen über die Struktur der ausgelesenen Daten über der fortlaufenden Nummer des registrierten Ereignisses.*

(Seite 85)

Im oberen Teil sind untereinander dargestellt: Die Gesamtlänge der weggeschriebenen Datenworte für ein Ereignis, die Nummer des fortlaufenden Zyklus, die daraus extrahierte Information über das Auftreten einer Extraktion aus dem SIS, die Ereignisse für die zwar eine Extraktion festgestellt wurde, jedoch von der SIS-Pulszentrale kein Bit für das Auftreten eines Extraktionszyklus gesetzt war, Ereignisse, bei denen die mitlaufende 1-Hz „Uhr“ (unter anderem) als Trigger fungierte und „Uhr“-Ereignisse außerhalb eines Spills. Im unteren Teil der Darstellung ist der Verlauf der freilaufenden Trigger und der „Look-At-Me“ (LAM) Ereignisse über der Nummer der auf Band geschriebenen Ereignisse dargestellt. Man erkennt, daß bei fortlaufender Auslese – der LAM-Zähler wird beständig erhöht – der Trigger zeitweise konstant bleibt. Dies ist a priori unsinnig, da die Auslese an sich nur durch ein ODER der zum Trigger zugelassenen Zähler hervorgerufen werden kann. Die somit generierten und weggeschriebenen Ereignisse sind somit in der Analyse physikalischer Größen (wie Wirkungsquerschnitte und Impulsbreiten) unter Beachtung einer korrigierten Totzeit zu verwerfen. Das darunter dargestellte Bit-Spektrum zeigt zwei Ereignissen, bei denen der LAM-Zähler während der Akkumulation der Daten auf Null zurückgesetzt wurde. Dies kann eine falsche Totzeit-Korrektur bewirken und wurde in dem im obersten Spektrum dargestellten Verlauf der Totzeit bereits korrigiert. Desweiteren sind aufgeführt: Trigger-Ereignisse, bei denen der Inhalt des Trigger-Zählers nicht inkrementiert wurde (vergl. Abb. 6.6), Trigger-Ereignisse, bei denen keiner der zum Triggern zugelassenen Detektoren eine physikalisch sinnvolle Information (nur Nullen) lieferte sowie die in der Analyse übersprungene Ereignisse als ODER aus den Spektren: „Kein Spill“ \cap „Falsche Uhr“ \cap „Falsche Trigger+LAM“ \cap („Konstante Trigger“ $\&$ „Kein Detektor“). Zur näheren Erläuterung siehe die Beschreibung im Text.



6.3 Fehlerbetrachtung

Bei der Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte treten verschiedene Meßgenauigkeiten auf deren Größe teilweise individuell für jedes Fragment zu bestimmen ist.

- ▷ Der Fehler in der Anzahl n eines Fragments ist statistisch durch \sqrt{n} gegeben.
- ▷ Durch das Setzen von softwaremäßigen Bedingungen zur Auswahl bestimmter Gruppen von Ereignissen können systematische Fehler gemacht werden: Die Anzahl der sekundären Teilchen eines Isotops wird durch Auszählen der identifizierten, vollständig ionisierten Kerne in der S2-S4-Darstellung bestimmt. Schnitte in beliebige Richtungen durch die Verteilung eines Isotopes zeigen, daß diese näherungsweise gaußförmig sind. Die hier untersuchten Kerne, die nicht mehr als 12 Nukleonen verloren haben, können ionenoptisch gut getrennt werden, da ihre Geschwindigkeitsbreiten noch gering sind. Dabei überlappen jedoch noch die Füße der Gaußverteilungen. Zieht man zum Auszählen eines Kerns ein Polygon entlang der Minima zwischen den Ortsverteilung benachbarter Kerne, so verliert man im Mittel etwa ebenso viele Kerne an die Nachbarverteilung, wie man durch diese wieder gewinnt. Die Anzahl der Fragmente läßt sich damit bis auf wenige Prozent genau bestimmen, zumal die Intensitäten in der Umgebung der Minima sehr gering sind. Eine Variation der Polygongrenzen zeigt die diesbezügliche Empfindlichkeit der Zählrate und erlaubt eine Abschätzung des Fehlers. Dieser liegt je nach der Güte der ionenoptischen Trennung und der Statistik zwischen einem und zehn Prozent.
- ▷ Für den mit LIESCHEN [Han91] berechneten Anteil von Fragmenten, die durch Sekundärreaktionen verloren gehen, wird ein Fehler von 5% angenommen.
- ▷ Der von LIESCHEN berechnete Anteil der Fragmente, die voll ionisiert an S2 und S4 sind, konnte bei einer Einstellung des FRS, bei der neben dem voll ionisierten Primärstrahl noch drei weitere Ladungszustände in der S2-S4-Darstellung auftraten, verglichen werden. Hierbei wurde eine Abweichung von knapp 10% zwischen der experimentell bestimmten Intensität und den mit LIESCHEN berechneten Werten festgestellt. Da bei den übrigen Fragmenten die Bestimmung des voll ionisierten Anteils nicht experimentell durchgeführt wurde, wird für deren berechneten Anteil ein Fehler von 10% angenommen.

6.4 Die Diskussion der Ergebnisse

6.4.1 Der reine Abrasions-Prozeß

In inklusiven Experimenten eröffnet lediglich die Beobachtung spezifischer Reaktionskanäle die Möglichkeit, Informationen über die periphere nukleare Reaktion zu sammeln. Unter diesem Aspekt wurde der Verlust von bis zu drei Protonen – ohne Neutronenverlust im zweiten Reaktionsschritt – ausgehend von ^{136}Xe und ^{197}Au Projektilen untersucht. Man weiß, daß beide Kerne bei Anregung nahezu ausschließlich Neutronen abdampfen. Derartige Reaktionen führen zu Präfragmenten mit Anregungsenergien unterhalb der Neutronen-Bindungsenergie. Sie stehen deshalb für die sog. „kalte“ Fragmentation im Gegensatz zur „heißen“ Fragmentation, die typisch ist für den Hauptteil der Reaktionsprodukte (vergl. Abb. 2.2). Aufgrund dessen tragen sie Informationen über den ersten Schritt der Fragmentation, ohne durch die Verdampfungskaskade stark beeinflusst zu sein.

Die Bestimmung der Produktionsraten der Fragmente geschah unter Verwendung der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode. Die Abschwächung der Primärstrahlintensität durch nukleare Reaktionen im Target wurde anhand der in Abschnitt 6.2.4 dargelegten Beziehungen berücksichtigt. Das Entsprechende gilt auch für die Reaktionen der Sollfragmente nach ihrer Erzeugung im Target in den Materialien strahlabwärts. Insbesondere im intermediären Abbremsverliert man, beispielsweise im Falle von ^{196}Pt aus der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{196}\text{Pt}$, knapp die Hälfte der im Target erzeugten Sollfragmente. Die Verluste durch elektromagnetische Anregung der Dipol-Riesenresonanz und darauf folgender Dissoziation betragen hier für ^{196}Pt ca. 2%. Die ionenoptische Transmission war in jedem der gezeigten Fälle größer als 99% (vergl. Abschnitt 6.2.4), da die Emmittanz des Fragmentstrahles immer deutlich kleiner war als die Akzeptanz des Spektrometers. Insbesondere betrug die relative Breite der gemessenen Impulsverteilung (vergl. Abschnitt 7.2) $\Delta p/p \approx 0.4\%$ (FWHM) im Falle von ^{134}Te verglichen mit der Akzeptanz von $\pm 1\%$; die Breite der Winkelverteilung am Ausgang des FRS war kleiner als 5 mrad (FWHM). Da die Winkelvergrößerung vom Ein- zum Ausgang des Spektrometers in etwa 1 ist, muß man diese Werte mit der Winkelakzeptanz des FRS von mehr als ± 10 mrad horizontal und vertikal vergleichen. Ein Großteil (bis zu 25 %) der ^{197}Au Fragmente war sowohl hinter dem Target, als auch hinter dem Abbremsverliert nicht voll ionisiert und wurde deshalb nicht durch den FRS gelassen (vergl. Abschnitt 6.2.4).

Zuletzt wurden die Meßwerte auch noch auf die Totzeit der Datenaufnahme von 2 bis 50% korrigiert (vergl. Abschnitt 6.2.4).

Die Ergebnisse der Bestimmung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Protonenverlust-Kanäle sind in Abb. 6.7 dargestellt. Die integralen, systematischen Unsicherheiten der gemessenen Fragmentations-Wirkungsquerschnitte aufgrund aller im Abschnitt 6.2 dargestellten Effekte betragen hier ca. 20%. Die Fehlerbalken in Abb. 6.7 beinhalten außerdem auch die statistischen Unsicherheiten. Der Ein-Protonen-Verlust Kanal hat in beiden Fällen einen Querschnitt von ca. 20 mb, und die Wahrscheinlichkeit weitere Protonen abzuscheren fällt nahezu exponentiell um eineinhalb Größenordnungen pro Proton.

Um das Verständnis für den Fragmentationsprozeß anhand der bisherigen Modellvorstellungen zu testen, und um eine Abschätzung für die zu erwartenden Produktionsraten neutronenreicher Kerne zu erhalten, wurden die gemessenen Daten mit drei verschiedenen Voraussagen verglichen: der empirischen Systematik EPAX [SüB90], dem statistischen Abrasion-Ablation Modell [GaS91] und dem intranuklearen-Kaskaden Modell ISAPACE [YaF79]. Alle drei Beschreibungen, die auch in Abb. 6.7 dargestellt sind, reproduzieren den steilen Abfall des Protonen-Verlust Wirkungsquerschnittes; quantitativ jedoch lassen sich deutliche Unterschiede feststellen, die im folgenden diskutiert werden sollen.

Die empirische Formulierung, die den größten Teil der bislang zugänglichen Daten zu Fragmentations-Wirkungsquerschnitten mit guter Genauigkeit reproduziert, überschätzt die Protonen-Verlust Querschnitte von ^{136}Xe und ^{197}Au Projektilen und sagt darüber hinaus eine kleinere Steigung voraus, wenn man zu größeren Protonenverlusten hin extrapoliert. Das heißt, daß diese Formulierung zu optimistische Voraussagen hinsichtlich der Produktion neutronenreicher Fragmente macht.

Bei der Berechnung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte mit dem statistischen Abrasion-Ablation Modell [GaS91] wurde angenommen, daß die beobachteten Protonen-Verlust End-Produkte identisch sind mit den entsprechenden Präfragmenten die im Abrasionsschritt mit Anregungsenergien unterhalb der Teilchenschwelle erzeugt wurden. Es wird angenommen, daß Präfragmente mit höherer Anregungsenergie lediglich Neutronen

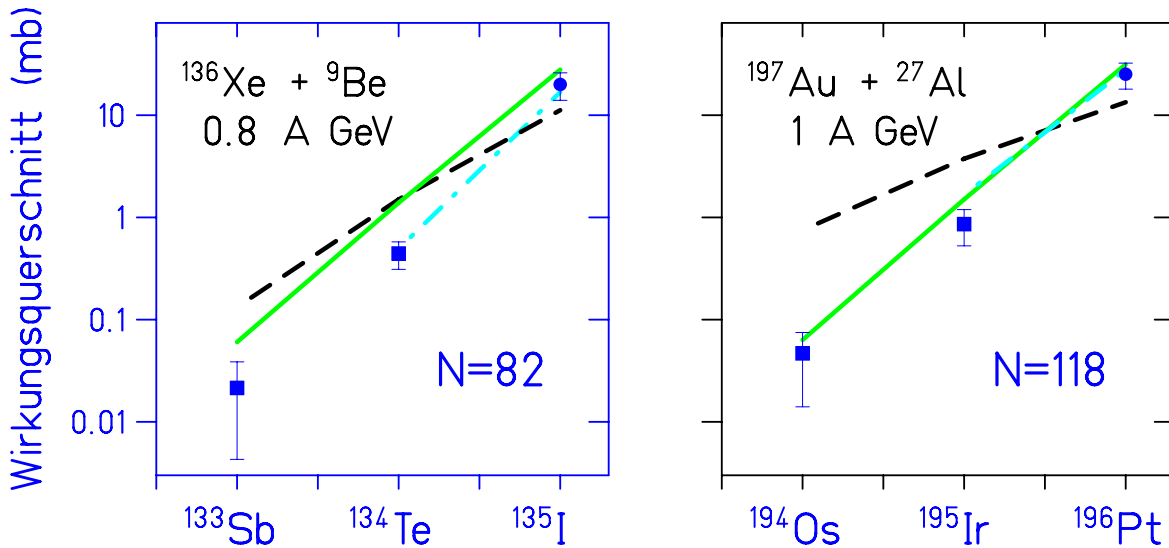


Abb. 6.7 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der $N=82$ Isotonen aus $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{136}Xe Projektile (links) und $N=118$ Isotonen aus $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ^{197}Au Projektile (rechts). Die experimentellen Daten (\square) werden mit Rechnungen nach verschiedenen Modellen verglichen: (----) empirische Vorhersage [SüB90], (—) statistisches Abrasion-Ablation Modell [GaS91], (-·-·-) intranukleare Kaskade [YaF79].

abdampfen und deshalb nicht zu den betrachteten Kanälen beitragen. Dies kann aus den relativen Wahrscheinlichkeiten der Abdampfung von Neutronen und Protonen, ausgehend von den Compoundkernen ^{135}I und ^{196}Pt , geschlossen werden, die in Abb. 6.8 als Funktion der Anregungsenergie aufgeführt sind. Die Werte wurden für verschwindenden Drehimpuls berechnet, da im Rahmen des statistischen Abrasion-Ablation Modelles der Drehimpuls der Fragmente lediglich zu $3-6\hbar$ angenommen wird. Bei 50 MeV Anregungsenergie beträgt die Wahrscheinlichkeit für Protonenabdampfung lediglich einige Promill und sinkt mit kleiner werdenden Energie noch ab. Es ist bekannt, daß für Kerne mit Massen von 100 bis 200 die Emission von γ -Quanten die der von Neutronen lediglich bei Anregungsenergien kleiner als etwa 20 keV oberhalb der Neutronenschwelle übersteigt [Coh75]. Aus diesem Grunde kann die Emission von γ -Quanten hier unberücksichtigt bleiben.

Im statistischen Abrasion-Ablation Modell stellt sich der beobachtete steile Abfall der Wirkungsquerschnitte mit steigender Anzahl der abradierten Protonen als der kombinierte Effekt aus abfallenden Präfragmentwirkungsquerschnitten und ansteigender Anregungsenergie dar. In Abb. 6.9 ist die berechnete Anregungsenergieverteilung in diesem Modell für die Präfragmente ^{135}I und ^{134}Te aus der Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ $^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be}$ dargestellt. Der Anteil des Wirkungsquerschnittes unterhalb der Neutronenbindungsenergie, der zum beobachteten Querschnitt der überlebenden Fragmente ^{135}I und ^{134}Te beiträgt, ist besonders hervorgehoben. Angesichts der Einfachheit dieser Vorstellung werden die gemessenen Querschnitte erstaunlich gut von diesem Modell wiedergegeben.

Es ist interessant, daß der gemessene 2-Protonen Wirkungsquerschnitt gegenüber dem nahezu exponentiellen Verhalten der Modellvorhersagen leicht erniedrigt zu sein scheint.

Vergleicht man die experimentellen Daten mit der INC-Berechnung so stellt man auch hier eine sehr gute Übereinstimmung fest. Da sowohl der INC-Teil (ISABEL) des Programmes als auch der der Verdampfung (PACE) vom Monte-Carlo Typ sind, ist die Grenze der in diesem Modell berechenbaren Isotope durch die Rechenzeit gegeben, weshalb der 3p-Kanal hier nicht angeführt werden kann. Die Querschnitte der Präfragmente ^{135}I und ^{134}Te sind größer als die mit dem statistischen Abrasion-Ablation Modell berechneten. Dies ist eventuell auf die im INC Modell angenommene diffuse Kernoberfläche zurückzuführen, wohingegen das Abrasionsmodell eine glatte Oberfläche mit scharfer Geometrie annimmt.

Sowohl die Massenverteilung der Präfragmente als auch die Verteilung der isobaren Kerladungsverteilung für

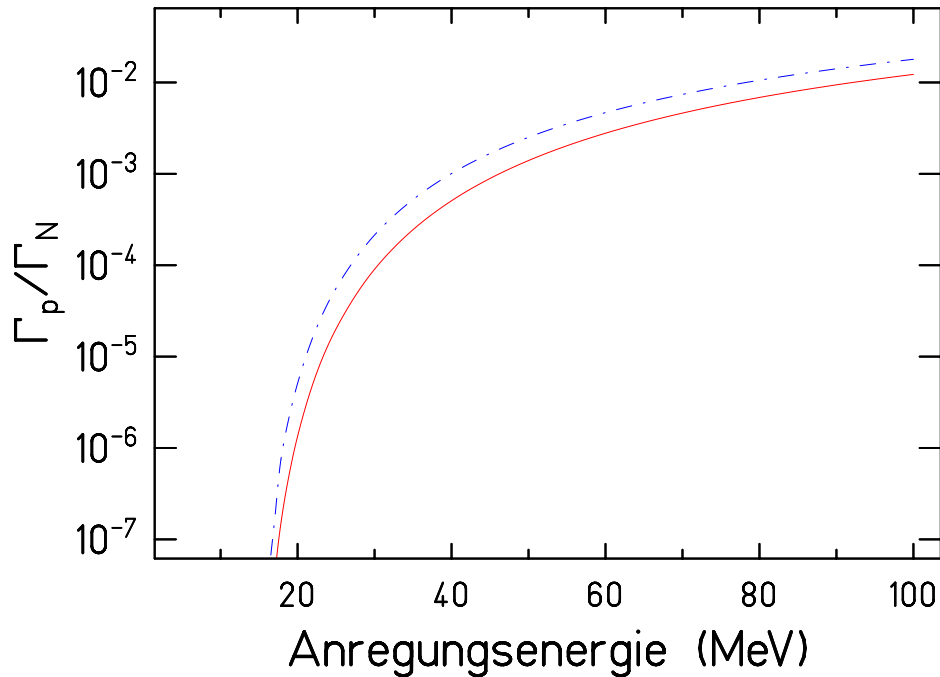


Abb. 6.8 Relative Wahrscheinlichkeit für Neutronen- und Protonen-Abdampfung vom Compound Kern ^{196}Pt (·-·-·) und ^{135}I (—) bei verschiedenen Anregungsenergien E^* und verschwindendem Drehimpuls. Die Werte wurden mit dem statistischen Modell unter Verwendung der in [ScM91] angegebenen Beziehungen und Parametern berechnet.

$A=135$ und $A=134$, die in Abb. 6.11 für die Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{MeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$ angegeben sind, zeigen keine wesentlichen Unterschiede in den Vorhersagen der beiden Modelle.

Große Differenzen zeigen sich jedoch, wenn man die berechneten Anregungsenergie-Verteilungen betrachtet, die entscheidend sind für den Verlauf der sich anschließenden Teilchenabdampfung. Die im INC Modell ISABEL auftretenden höheren Anregungsenergien sind dadurch bedingt, daß die Anregungsenergie nicht nur durch Löcher im Fermisee erzeugt wird – wie in der Vorstellung des Abrasions Modelles auch – sondern auch durch die Absorption von Kaskadenteilchen, wie z.B. Nukleonen und Pionen. Aus diesem Grunde ist der Anteil der die Abdampfung unverändert überlebenden Präfragmente wesentlich kleiner als dies das Abrasionsmodell vorhersagt (vergl. Abb. 6.9).

Der Mittelwert der Anzahl der Nukleon-Nukleon (N-N) Stöße, die bei der Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be}$ zu einem Präfragment mit der Masse 135 führen, liegt im INC Modell bei 3 pro abradiertem Nukleon. Im Mittel deponiert dabei jede Wechselwirkung im INC-Modell ungefähr 15 MeV. Präfragmente der Masse 135, die ein Proton verloren haben, werden im Mittel nach 2.94 Wechselwirkungen gebildet; die Verteilung reicht jedoch bis zu einem Maximum von 14 N-N-Stößen. Die die nachfolgende Verdampfung überlebenden ^{135}I -Fragmente werden erwartungsgemäß mit einer geringeren Anzahl, nämlich 1.94 von N-N-Stößen geformt, was ca. 30 MeV Anregungsenergie entspricht.

Im Falle von ^{135}I und ^{134}Te sind die resultierenden kleineren Querschnitte in exzellenter Übereinstimmung mit dem Experiment. Betrachtet man ^{195}Ir und ^{196}Pt , so hebt sich die Wirkung der beiden Effekte offensichtlich gerade gegeneinander auf, was zu identischen Vorhersagen der Querschnitte in beiden Modellen führt

An dieser Stelle bleibt zu bemerken, daß zur Berechnung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte mit IS-APACE anstelle der Standardoption eines „lokalen“ (LFG) das entsprechende „uniforme“ (UFG) Fermigas verwendet wurde. Dabei nimmt man an, daß der Fermi-Impuls aller Nukleonen gleich ist, unabhängig davon, welche lokale Kerndichte an dem Ort im Kern vorliegt, an dem sie entfernt werden. Durch diese Abänderung

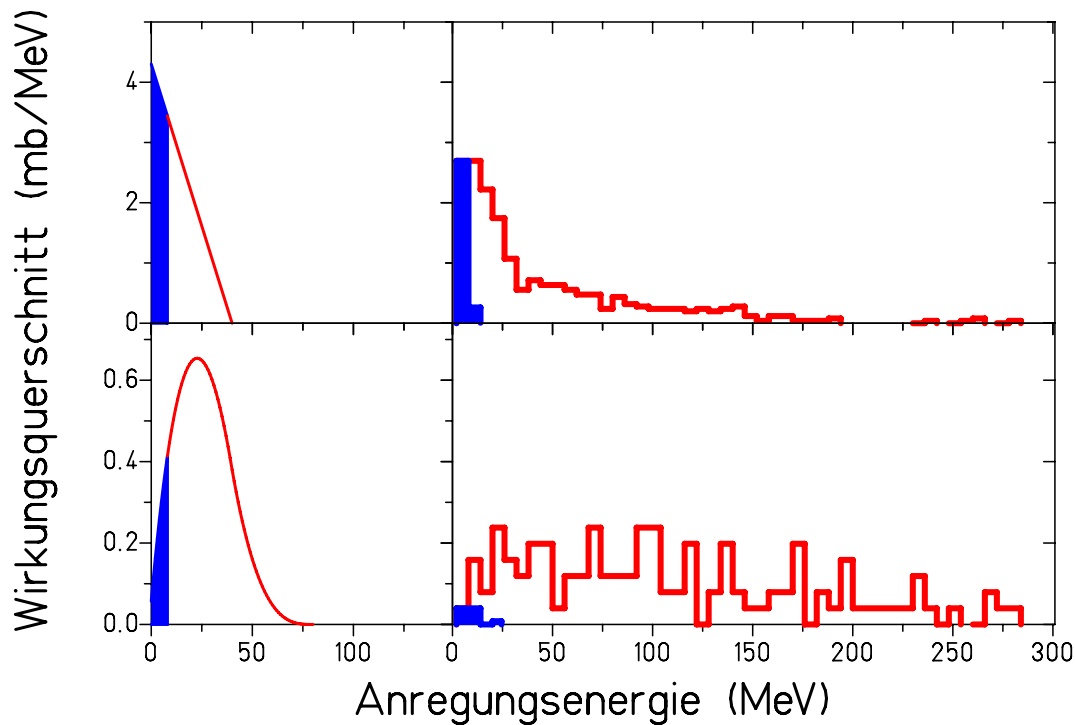


Abb. 6.9 Verteilung der Anregungsenergie der Präfragmente ^{135}I (oben) und ^{134}Te (unten) von $0.8 \text{ A}\cdot\text{GeV}$ ^{136}Xe Projektilen, nach Vorhersagen des statistischen Abrasion-Ablation Modelles [GaS91] (links) und der Intranuklearen-Kaskade IsaPace [YaF79] (rechts). Die ausgefüllten Flächen stehen für diejenigen Anteile, die die Abdampfung überleben.

konnten sowohl die gemessenen Fragmentations-Wirkungsquerschnitte als auch die Breiten der longitudinalen Impulsverteilungen (vergl. Abschnitt 7.4) der überlebenden Präfragmente erheblich besser reproduziert werden.

Das INC Modell berücksichtigt auch Ladungs-Austausch Reaktionen und Neutronen-Einfangprozesse, die zu Präfragmenten mit mehr Neutronen oder Protonen führen als im Projektil ursprünglich vorhanden. Der Beitrag dieser Prozesse mit anschließender Abdampfung von Nukleonen zu den beobachteten Ausbeuten von ^{135}I und ^{196}Pt wird von der ISABEL-Rechnung zu kleiner als 2% ermittelt. Demgegenüber sagt das Modell für die Bildung von ^{135}Te und ^{196}Ir in etwa gleiche Anteile aus direktem Protonenverlust bzw. durch Neutronenabdampfung von ^{136}Te und ^{197}Ir Präfragmenten voraus. Da es experimentell sehr schwer (bzw. unmöglich) ist, diese Kanäle zu unterscheiden, sind die Folgerungen aus den Ein-Protonen Verlustkanälen relevanter.

Zum Abschluß dieser Diskussion bleibt zu bemerken, daß ähnliche Abhängigkeiten auch von anderen Experimentatoren bei anderen Systemen beobachtet wurden [WeD92, Zei92].

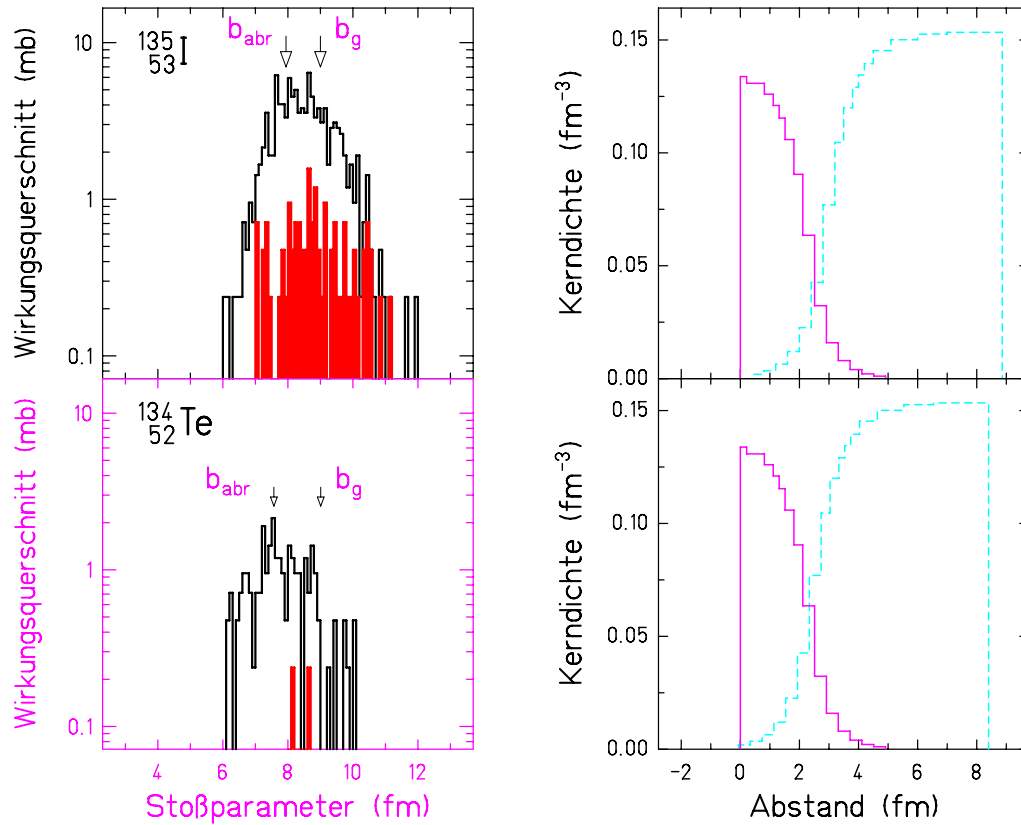


Abb. 6.10 Verteilung der Stoßparameter bei der Bildung der Präfragmente ^{135}I (oben) und ^{134}Te (unten) von $0.8\text{ A}\cdot\text{GeV } ^{136}\text{Xe}$ Projektilen, nach Vorhersagen der Intranuklearen-Kaskade *IsaPace* [YaF79]. Die ausgefüllten Flächen stehen für diejenigen Anteile, die die Abdampfung überleben. Im rechten Bildteil ist das entsprechende geometrische Bild des Überlappes der stoßenden Kerne beim wahrscheinlichsten b_g Abstand dargestellt. Man erkennt qualitativ, daß es sich um periphere Stöße handelt.

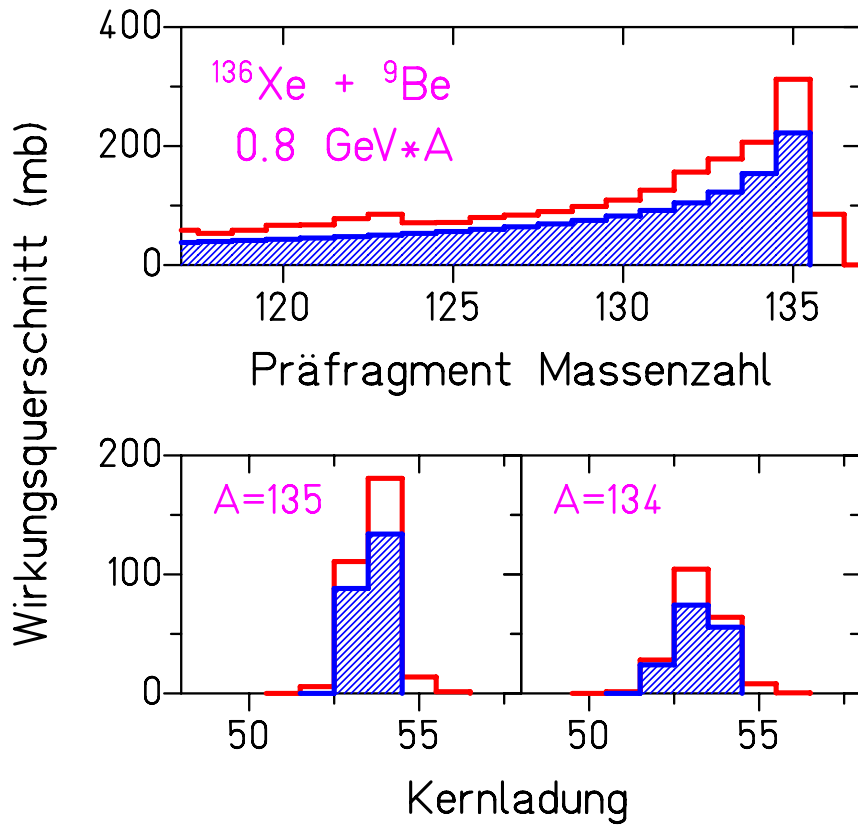


Abb. 6.11 Massenverteilung der Präfragmente aus der Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A Z$ (oben) sowie isobare Kernladungsverteilung (unten) für $A=135$ und $A=134$ aus derselben Reaktion nach Vorhersagen des statistischen Abrasion-Ablation Modells [GaS91] (gefüllte Histogramme) und der Intranuklearen-Kaskaden Rechnung mit IsaPace [YaF79, Fau92].

6.4.2 Die Anregungsenergieverteilung

Die Separation und Identifizierung der Isotope „im-Fluge“ mit dem Fragmentseparator hat den Weg zur Untersuchung langer Isotopenketten eröffnet. Die experimentellen Daten bezüglich der Isotopenverteilungen der Produktionswirkungsquerschnitte werden in den verschiedenen Abbildungen (Abb. 6.16 und Folgende, Abb. 6.12 und Abb. 6.13) mit den auch schon zuvor beschriebenen Modellen verglichen.

Von den untersuchten Iridium- und Platin-Fragmenten kann man erwarten, daß diese Kerne, da sie in Ladung und Masse nicht weit vom Projektil entfernt sind, in peripheren Reaktionen mit nur moderater Anregungsenergie erzeugt werden. Wie man in Abb. 2.2 sieht, ist der Grad der Annäherung des Neutron-zu-Proton Verhältnisses eines Fragmentes an das des Verdampfungskorridors ein Maß für die Anregungsenergie der Projektilfragmente nach der hochenergetischen Kollision. Abb. 6.12 und Abb. 6.13 zeigen, daß das statistische Abrasion-Ablation Modell die Anregungsenergie der (neutronenreichen) Präfragmente unterschätzt, wohingegen die INC die Daten wesentlich besser reproduziert. Die errechneten Ausbeuten der stark neutronenarmen Isotope werden jedoch zu hoch ermittelt, was darauf hinweist, daß der hochenergetische Ausläufer der Anregungsenergieverteilung in dieser Modellvorstellung überschätzt wird. Um die Empfindlichkeit der Isotopenausbeuten auf die Anregungsenergie zu verdeutlichen, wurden in zusätzlichen Berechnungen mit dem statistischen Abrasion-Ablation Modell die Anregungsenergien künstlich um einen Faktor 2 bzw. 4 erhöht. Dieser Eingriff wirkt sich wesentlich stärker auf die neutronenreiche Seite der Verteilungen aus als auf die neutronenarme, weshalb man schließen kann, daß die gemessenen Querschnitte empfindlicher auf die Größe des niederenergetischen Teils der Anregungsenergieverteilung reagierten als auf den hochenergetischen Ausläufer. Hier liegt also in der Tat ein „nukleares Thermometer“ vor – allerdings mit nichtlinearer Skala. Da die Abdampfung eines Neutrons ca. 10 MeV Anregungsenergie entspricht, läßt sich dieses Thermometer nach Abb. 6.13 bis ca. 200 MeV verwenden, danach sättigt es.

Die beste Übereinstimmung mit den Daten kann mit verdoppelter Anregungsenergie im statistischen Abrasion-Ablation Modell erzielt werden, was gemittelten Anregungsenergien von ca. 27 MeV pro abradiertem Nukleon entspricht. Stöße von Gold-Projektilen mit verschiedenen Targetkernen wurden auch am ALADIN Spektrometer an der GSI untersucht. Für etwas zentralere Stöße wurde hier der sogenannte Anstieg und Abfall der Multifragmentation entdeckt [Ogi91, HuK91]. Durch BUU Berechnungen [HuK91] wurde eine mittlere Anregungsenergie von ca. 28 MeV pro abradiertem Nukleon ermittelt. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Resultaten. Auch das INC-Modell reproduziert die Daten gut, Die mittlere Anregungsenergien pro abradiertem Nukleon wird hier zu etwa 30 MeV errechnet. Allerdings sind die vorliegenden Daten nicht sehr sensitiv auf die sehr breite Verteilung der Anregungsenergien (vergl. Abb. 6.9). Die Ausbeute neutronenarmer Kerne wird stark von der Abdampfung geladener Teilchen beeinflusst. In diesem Zusammenhang gibt es eine alte und umstrittene Frage über die Höhe der effektiven Coulombbarriere in Bezug auf die Emission von Protonen und Alphateilchen [VaA84, Gov87, Lac88, GoS91, Gol88, Jän91]. So weist ein Vergleich mit Daten aus Fusionsexperimenten [VaA84] auf eine erniedrigte Coulombbarriere hin, was gleichbedeutend ist mit einer erhöhten Transmissionswahrscheinlichkeit bei der Abdampfung von geladenen Teilchen.

Die Rückschlüsse, die in Abschnitt 6.4.1 auf den niederenergetischen Bereich der Anregungsenergieverteilung der Präfragmente gezogen wurden, betreffen glücklicherweise den neutronenreichen Zweig der Isotopenverteilung, der kaum von der Höhe der effektiven Barrieren abhängig ist. Aussagen über den hochenergetischen Anteil leiden jedoch noch immer unter diesen Unsicherheiten.

Der Vergleich der hier vorliegenden Daten aus der Krypton-Fragmentation bei einer Energie von 1000 A·MeV mit der empirischen Vorhersage nach EPAX ist in Abb. 6.14 dargestellt. Man stellt fest, daß die Rechnung auf der neutronenreichen Seite zu hohe und auf der neutronenarmen zu niedrige Querschnitte ermittelt. Die Gegenüberstellung mit den nach dem statistischen Abrasion-Ablation Modell berechneten Werten in derselben Abbildung ergibt einen Faktor 1.01 für die Korrelation zwischen Daten und Rechnung, d.h. das Modell gibt die experimentellen Befunde gut wieder. Die von Weber [Web93] bei 500 A·MeV gefundene systematische Abweichung zwischen den Daten und den Rechnungen nach dem statistischen Abrasion-Ablation Modell (RN42) sowie EPAX (und ISAPACE) kann hier also so nicht bestätigt werden kann. Der Vergleich zwischen beiden Experimenten, die mit nahezu demselben experimentellen Aufbau und gleichartiger Elektronik nacheinander am FRS durchgeführt wurden ergibt, daß die Produktionswirkungsquerschnitte bei Weber etwa einen Faktor 0.86 kleiner sind als die in dieser Arbeit ermittelten.

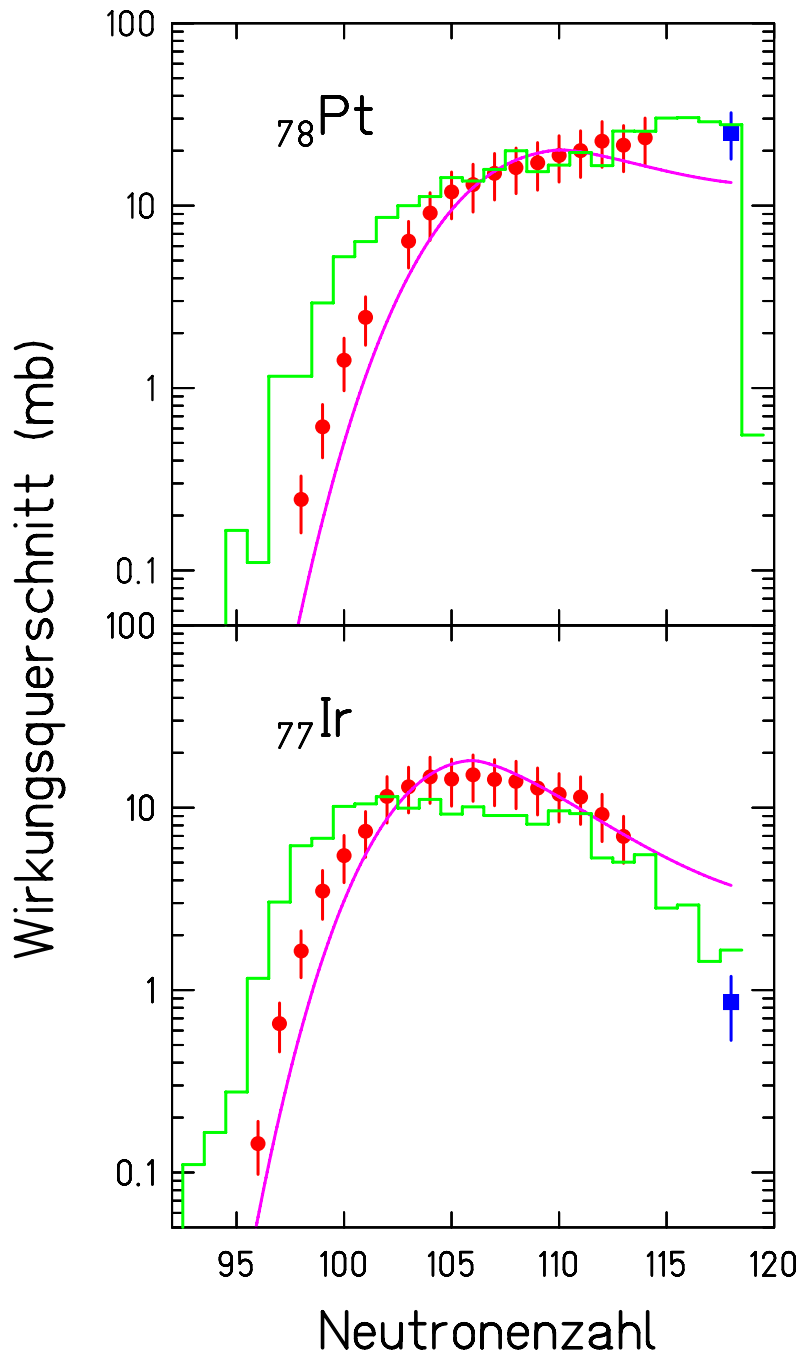


Abb. 6.12 *Oben: Experimentelle Wirkungsquerschnitte (\bullet , \square) für Platin-Isotope aus der Fragmentation von 1.0 A·GeV ^{197}Au Projektilen im Vergleich mit Modellrechnungen. Gezeigt ist die Vorhersage nach dem INC-Modell [YaF79, BlB92] (Histogramm), und nach der empirischen Systematik EPAX [SüB90] (Version 1.1) (—). Unten: Die selben Darstellungen wie oben, jedoch für Iridium-Fragmente. Die gefüllten Quadrate (\square) geben jeweils die experimentell bestimmten Querschnitte für reinen Protonenverlust wieder (vergl. Abb. 6.7).*

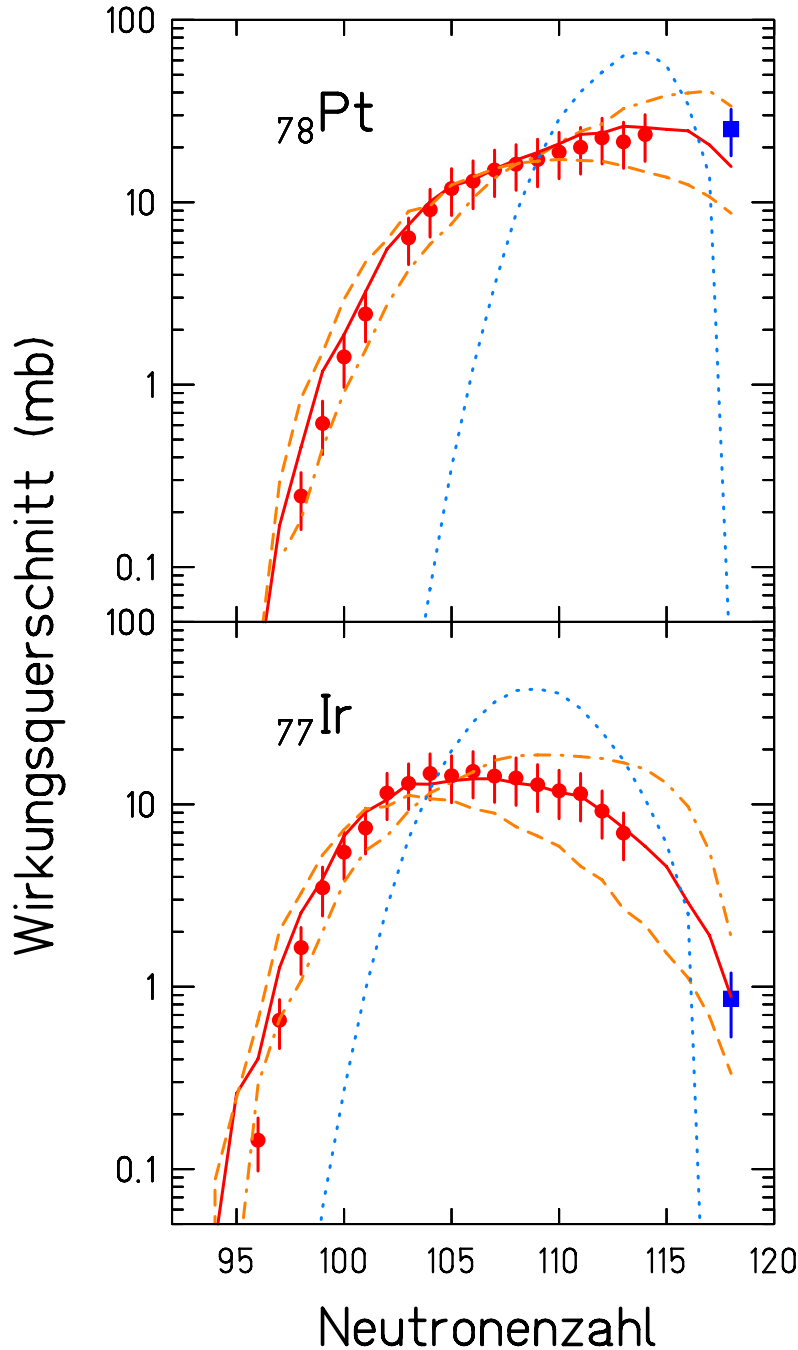


Abb. 6.13

Oben: Experimentelle Wirkungsquerschnitte (\bullet , \square) für Platin-Isotope aus der Fragmentation von $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{197}\text{Au}$ Projektilen im Vergleich mit Modellrechnungen. (\cdots): Vorhersage des statistischen Abrasion-Ablation Modelles [GaS91] für die Verteilung der Fragmente nach der Abdampfung. (—): Wie vor, jedoch mit einer Anregungsenergie der Präfragmente, die um einen Faktor 2 erhöht wurde. (---): Wie vor, jedoch mit einer Anregungsenergie der Präfragmente, die um einen Faktor 4 erhöht wurde. ($\cdots\cdots$): Wie vor, jedoch wurde das Neutron-zu-Proton Verhältnis der Präfragmente mit dem GDR Modell [MoM78] berechnet. Unten: Die selben Darstellungen wie oben, jedoch für Iridium-Fragmente. Die gefüllten Quadrate (\square) geben jeweils die experimentell bestimmten Querschnitte für reinen Protonenverlust wieder (vergl. Abb. 6.7).

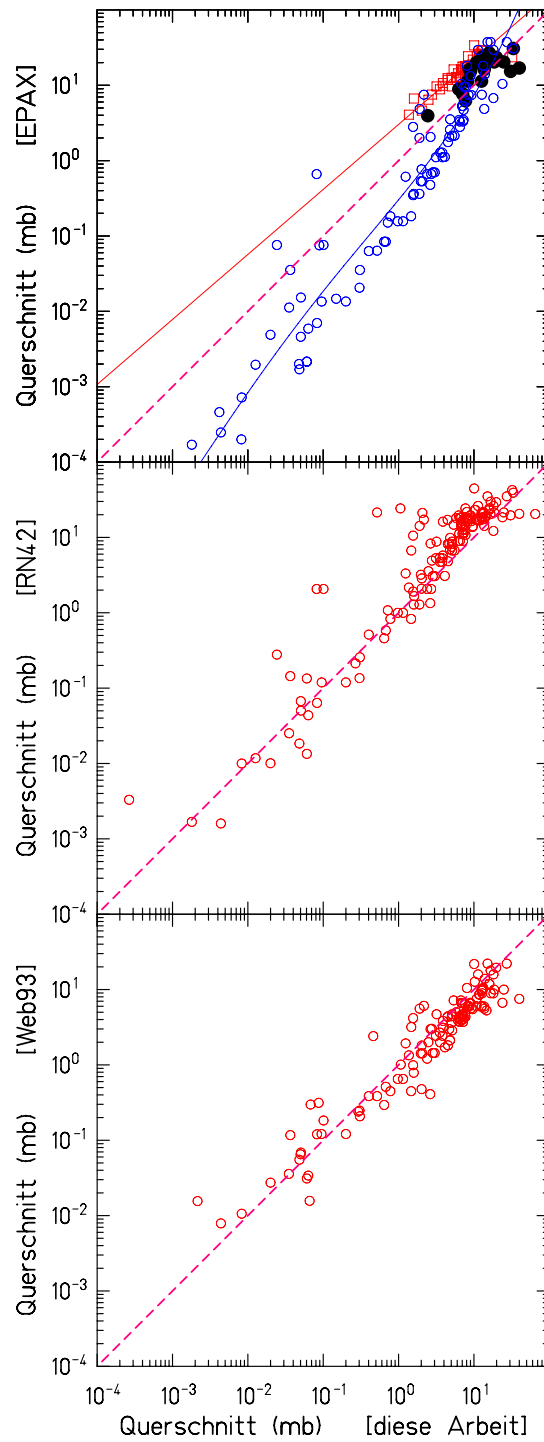


Abb. 6.14 (Oben): Gegenüberstellung der experimentell ermittelten Fragmentations-Wirkungsquerschnitte (○) dieser Arbeit mit den Vorhersagen durch die empirische Systematik EPAX. Man erkennt drei Gruppen: Die Wirkungsquerschnitte im Maximum der experimentellen Verteilungen (●) liegen genau auf der Linie mit der Korrelation 1 (----). Kerne auf der neutronenreichen Seite (□) werden über-, diejenigen auf der neutronenarmen (○) dagegen systematisch unterschätzt. (Mitte): Der Vergleich mit berechneten Werten nach dem statistischen Abrasion-Ablation Modell ergibt, daß die Daten einen Faktor 1.01 höher liegen als die Rechnung, d.h. das Modell gibt die experimentellen Befunde gut wieder. (Unten): Gegenüberstellung der experimentell ermittelten Fragmentations-Wirkungsquerschnitte (○) von [Web93] bei 0.5 A·GeV ^{86}Kr und dieser Arbeit bei 1.0 A·GeV ^{86}Kr . Die Daten bei geringerer Projektilenergie liegen im Mittel um einen Faktor 0.86 unterhalb der bei höherer Energie. Die unterbrochene Linie (----) ist in allen Darstellungen eine Gerade der Steigung 1.

6.4.3 Das N/Z-Verhältnis.

Die Isotopenverteilungen werden natürlich auch von den Verteilungen des Proton-zu-Neutron Verhältnisses der Präfragmente beeinflusst, wie schon von Morrissey [Mor80] und Stéphan und Mitarbeitern [StT91] gezeigt wurde. Informationen bezüglich der Anregungsenergie von Produkten aus Schwerionenstößen wurden auch schon aus Massenverteilungen von Projektilfragmenten gewonnen (z.B. [OID79]). Die experimentell beobachtete Verschiebung des N/Z Verhältnisses in Richtung des Verdampfungskorridors ($\Gamma_p \approx \Gamma_n$) konnte dabei nicht ohne weiteres reproduziert werden. Daraus wurde geschlossen, daß das geometrische Abrasion-Ablation Modell [BoS73], das die Anregungsenergie auf den Überschuß der Oberflächenenergie des deformierten Projektil-Spektators nach dem Abrasionsprozeß zurückführt („clean-cut“), zu geringe Anregungsenergien liefert.

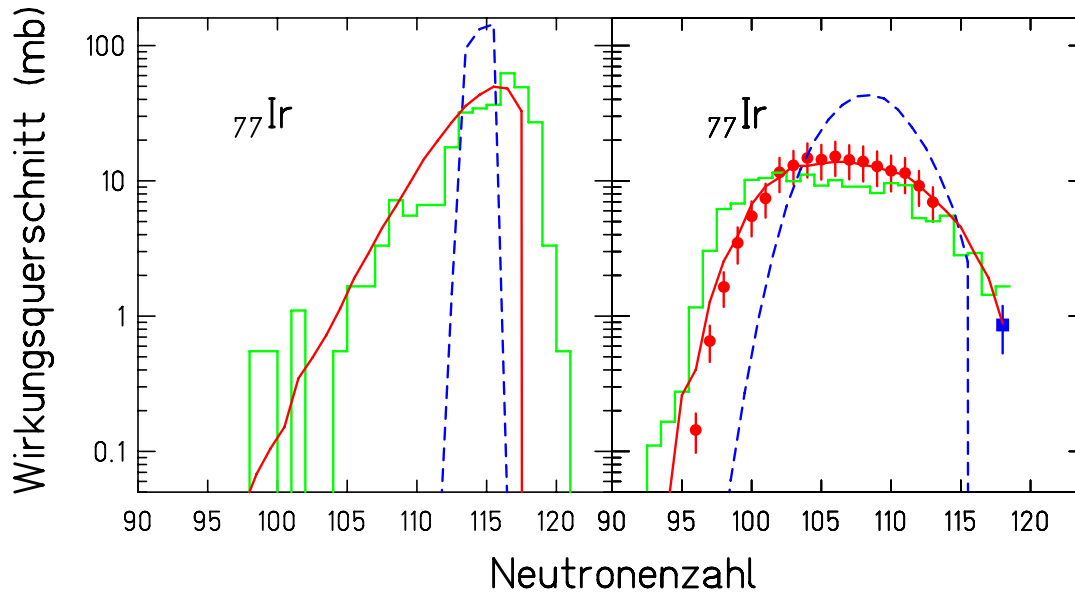


Abb. 6.15 Links: Vorhersage für die Wirkungsquerschnitte der Isotopenverteilung von Iridium Präfragmenten aus der Fragmentation von $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au}$ Projektilen. Gezeigt sind Berechnungen nach drei verschiedenen Ansätzen: (—) statistisches Abrasion-Ablation Modell [GaS91] mit hypergeometrischer Verteilung des Neutron-zu-Proton Verhältnis der Präfragmente, (----) wie vor, jedoch wurde das N/Z-Verhältnis mit dem GDR Modell [MoM78] berechnet. Histogramm: Vorhersage nach dem INC-Modell [YaF79, BlB92].

Rechts: Entsprechende Verteilungen für die Fragmente nach der Abdampfung im Vergleich mit (●) den experimentellen Daten.

Den gleichen Ansatz macht das geometrische Abrasion-Ablation Modell von Gaimard und Schmidt [GaS91] (Glg. 2.18) und kommt zu ähnlichen Ergebnissen.

Im Rahmen des statistischen Abrasion-Ablation Modelles [GaS91] wird das Proton-zu-Neutron Verhältnis durch eine hypergeometrische Verteilung parametrisiert (Glg. 2.20). Die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden ist ein Hinweis auf schwache n-p Korrelationen.

Die Vorhersagen des INC-Modelles erscheinen ebenfalls realistisch. Es ergibt N/Z-Verteilungen der Präfragmente mit ähnlichen Breiten – verglichen mit dem Abrasion-Ablation Modell mit hypergeometrischer Verteilung – wenn die „slow rearrangement“-Option [YaF79] verwendet wird. Verschiedene andere Modelle sagen wesentlich

schmalere Verteilungen voraus, etwa das von Morrissey [MoM78], das auf der Nullpunktsbewegung der elektrischen Dipolresonanz (GDR) beruht. Obwohl die Einflüsse des N/Z-Verhältnisses und der Anregungsenergie der Präfragmente sich nicht komplett voneinander trennen lassen, deuten die Isotopenverteilungen, die mit dem GDR Modell berechnet werden (Glg. 2.19) darauf hin, daß die Breite des N/Z Verhältnisses der Präfragmente beachtlich von diesem Modell unterschätzt wird (vergl. Abb. 6.13).

Obwohl diese Analyse mit zwei spezifischen, unterschiedlichen Modellen durchgeführt wurde, hängen die erzielten Resultate nicht von den Details dieser Modellvorstellungen ab. Einzige Einschränkung ist die grundsätzliche Annahme, daß das mittlere Verhältnis von abgescherten Neutronen und Protonen dem Verhältnis der Anzahl von Neutronen und Protonen im Projektil entspricht, die nukleare Kollision also in angeregten, thermisch äquilibrierten Reaktionsprodukten endet, deren N/Z-Verhältnis gleich dem des Projektils ist. Nur die sich anschließende Abdampfungskaskade kann somit das N/Z-Verhältnis in einer solchen Weise merkbar verändern, wie es dem statistischen Modell entspricht. Das heißt auf der anderen Seite, daß die mittlere Verschiebung des Neutronenmangels eine direkte Meßgröße für die im Präfragment deponierte Anregungsenergie darstellt. Die Breite der beobachteten Isotopenverteilungen ist demgegenüber das Resultat zweier Einflußgrößen: der Breite der N/Z- und der Anregungsenergieverteilung der Präfragmente.

Die bisherige Analyse zeigt, daß die Summe der Energien der Einteilchen-Loch-Zustände, die durch die nukleare Kollision erzeugt werden, zur Beschreibung der Anregungsenergieverteilung der Projektilfragmente aus sehr peripheren Reaktionen noch nicht ausreichend ist. Reibungseffekte und/oder Endzustandswechselwirkungen zwischen der Überlappzone und dem Spektator während des Stoßprozesses sind offensichtlich darüberhinaus zu berücksichtigen [HüS75, OId79, WiT87]: Der „Zuschauer“ wird durch energiereiche Nukleonen aus dem „Teilnehmer“ (Feuerball), die in den „Zuschauer“ eindringen und dort ihre Energie deponieren, aufgeheizt.

In den Darstellungen der folgenden Seiten, Abb. 6.16 und folgende, sind die gemessenen Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der 1.0 A·GeV ^{86}Kr Strahlzeit dargestellt. Die bei Weber [Web93] für dieselbe Reaktion bei 500 A·MeV festgestellte, systematische Abweichung der experimentell bestimmten Querschnitte von den empirischen Systematiken von einem Faktor ± 2.5 konnte im vorliegenden Fall (bei 1 A·MeV) nicht verifiziert werden.

Die experimentell ermittelten Werte der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte sind im Anhang noch einmal in tabellarischer Form in Tab. A.1 und folgende für 1.0 A·GeV ^{86}Kr bzw. Tab. A.2 bis Tab. A.5 für 1.0 A·GeV ^{197}Au sowie Tab. A.6 für 0.8 A·GeV ^{136}Xe zusammengefaßt.

Das statistische Abrasion-Ablation Modell mit verdoppelter Anregungsenergie pro adradiertem Nukleon gibt die experimentellen Daten recht gut wieder. Auffällig ist jedoch, daß die Querschnitte für die Erzeugung der neutronenreichen Isotope systematisch überschätzt, diejenigen der neutronenarmen Isotope hingegen unterschätzt werden.

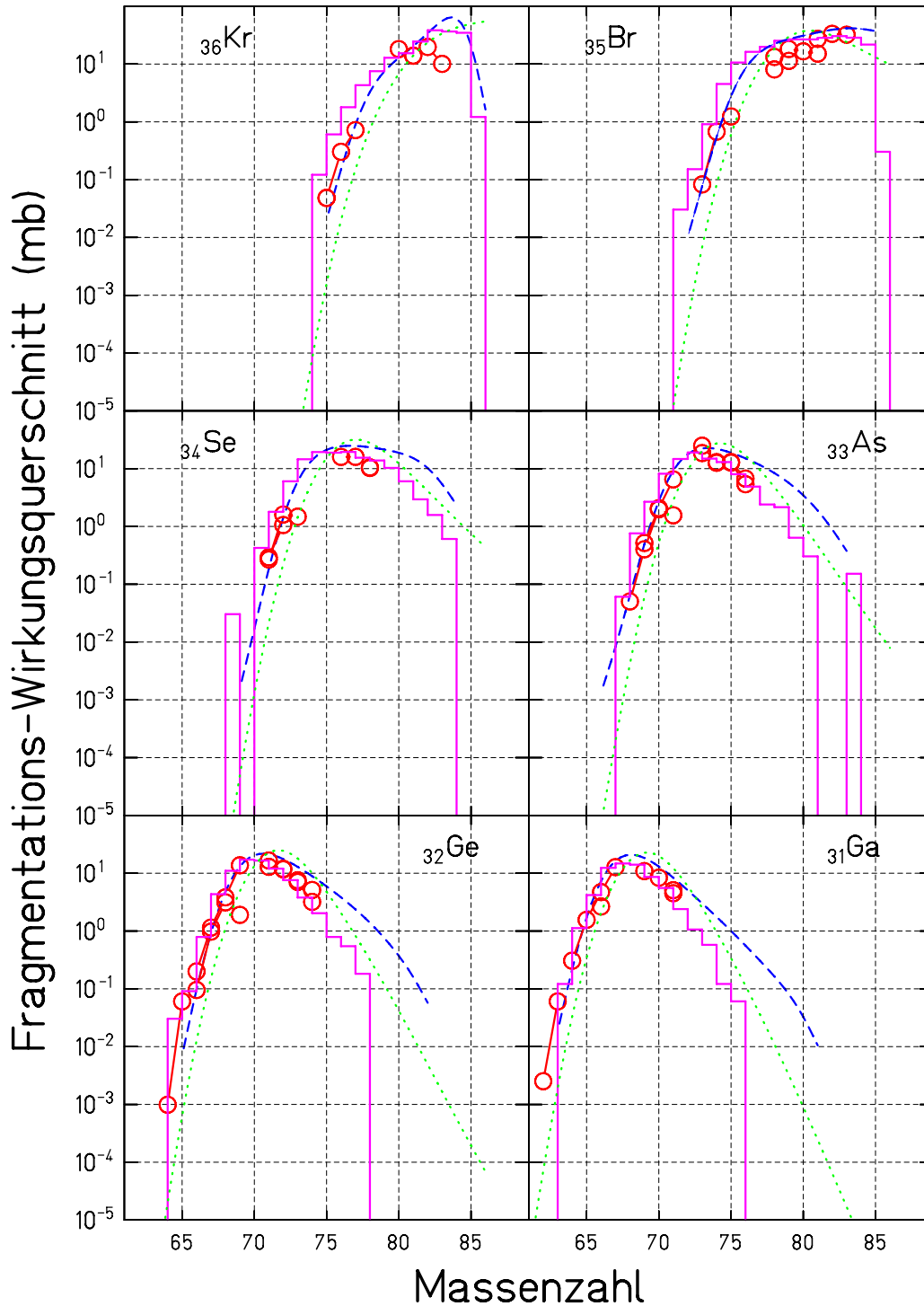


Abb. 6.16 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Krypton- bis Gallium-Isotope aus Fragmentationsreaktionen des $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{86}\text{Kr}$ Strahles. Die experimentellen Daten (O) werden mit zwei Modellrechnungen:
 (—) intranukleare Kaskade (IsaPace, UFG)
 (---) statistische Abrasion (RN42) mit verdoppelter Anregungsenergie pro abradertem Nukleon und
 (.....) der semiempirischen Systematik (EPAX 1.1) verglichen.

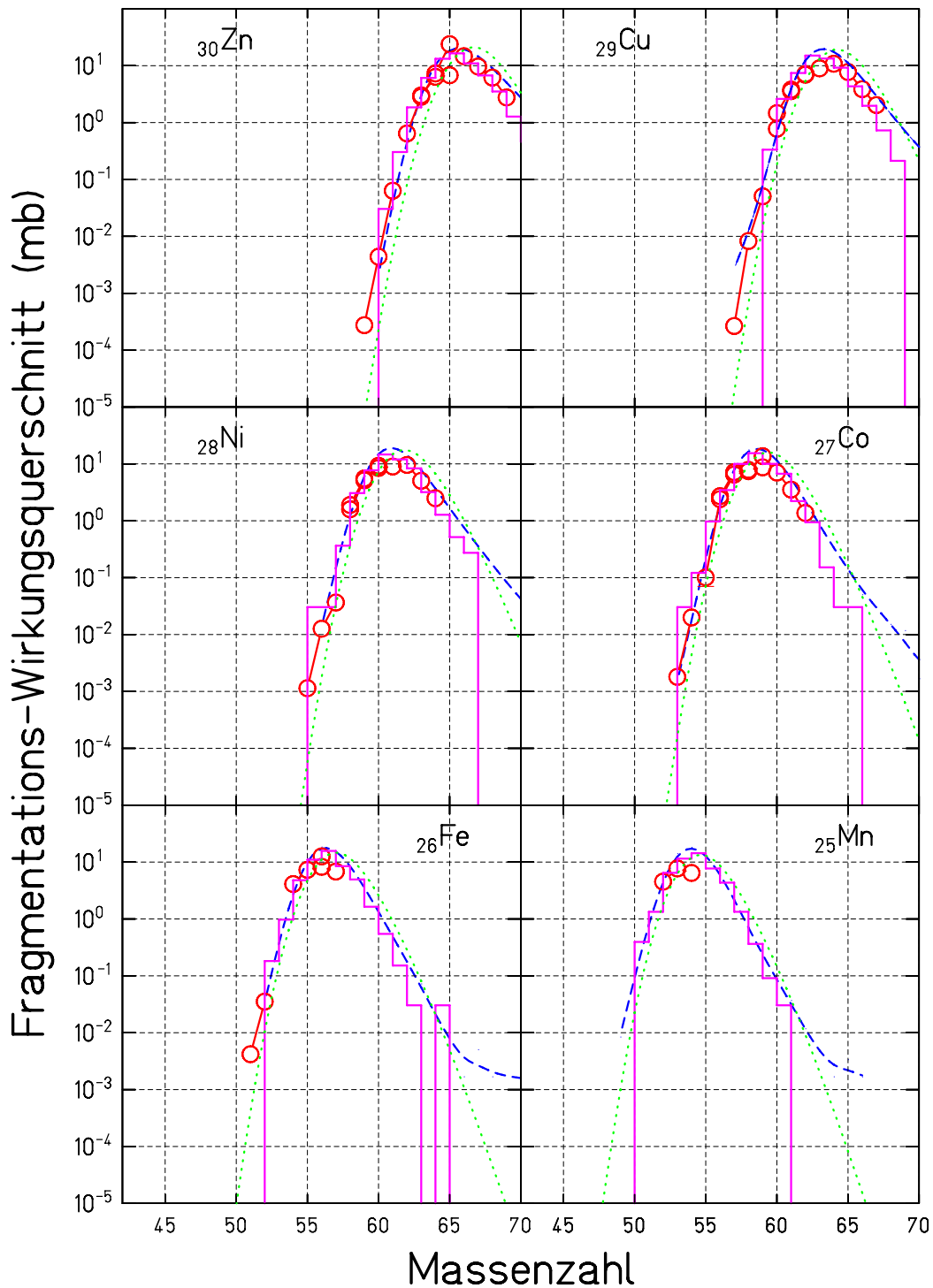


Abb. 6.17 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Zink- bis Mangan-Isotope aus Fragmentationsreaktionen des $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{86}\text{Kr}$ Strahles. Die experimentellen Daten (O) werden mit zwei Modellrechnungen:
 (—) intranukleare Kaskade (IsaPace, UFG)
 (---) statistische Abrasion (RN42) mit verdoppelter Anregungsenergie pro abradertem Nukleon und
 (.....) der semiempirischen Systematik (EPAX 1.1) verglichen.

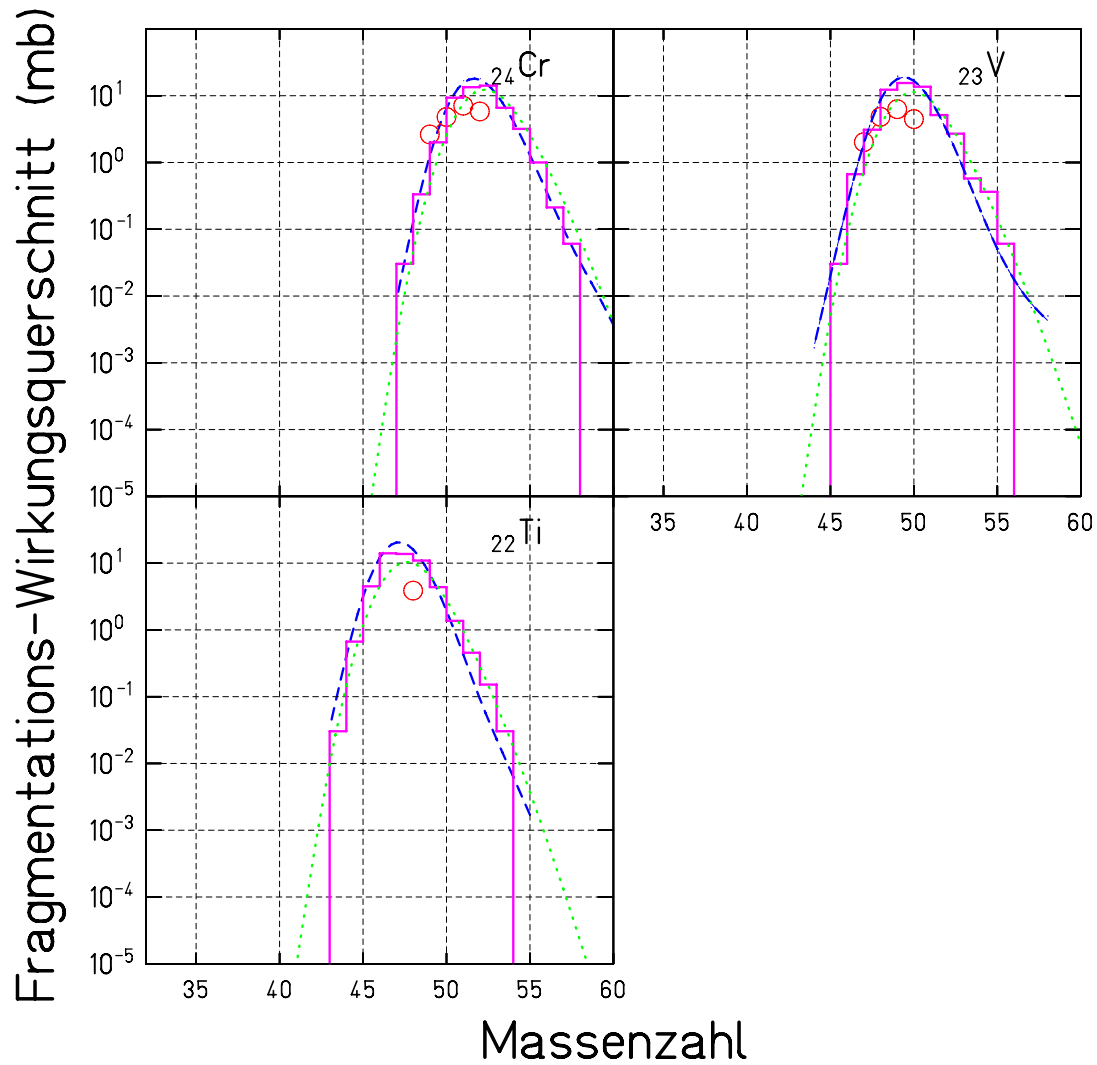


Abb. 6.18 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Vanadium- bis Titan-Isotope aus Fragmentationsreaktionen des $1.0\text{ A}\cdot\text{GeV}^{86}\text{Kr}$ Strahles. Die experimentellen Daten (\circ) werden mit zwei Modellrechnungen:
 (—) intranukleare Kaskade (IsaPacc, UFG)
 (---) statistische Abrasion (RN42) mit verdoppelter Anregungsenergie pro abradiertem Nukleon und
 (.....) der semiempirischen Systematik (EPAX 1.1) verglichen.

6.4.4 Die Ladungsaustauschreaktion

Bei den im 1.0 A-GeV ^{86}Kr Experiment beobachteten Rubidium-Isotopen handelt es sich um Produkte aus sogenannten Ladungsaustauschreaktionen, die nicht durch die bisher behandelte Klasse von Fragmentationsreaktionen beschrieben werden. Diese Kerne enthalten ein Proton mehr als das Projektil ^{86}Kr . Zu ihrer Erzeugung sind zwei Mechanismen denkbar: Zum einen können sie bei einem Transfer von Nukleonen vom Target auf das Projektil durch quasi-freie Nukleon-Nukleon Stöße, zum anderen durch die Anregung einer Δ -Resonanz eines Targetnukleons erzeugt werden.

Derartige Δ -Resonanzen wurden erstmals in der π - p -Streuung von Fermi und Andersen 1949 beobachtet. Dieser erste (Spin-Isospin-) angeregte Zustand eines Nukleons hat eine Zerfallsbreite von $\Gamma=115$ MeV und zerfällt zu 99% mit einer Halbwertszeit von $0.55 \cdot 10^{-23}\text{s}$ in eine Nukleon und ein Pion. Man kann sich drei grundlegende Prozesse mit verschiedenem Isospin bei der Erzeugung von Rubidium Isotopen durch die Reaktion $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}^{86}\text{Rb})\text{X}$ über ein intermediäres Δ vorstellen:



Der Clebsch-Gordan-Koeffizient des zweiten Prozesses gibt diesem ein dreifach höheres Gewicht. In Abb. 6.19

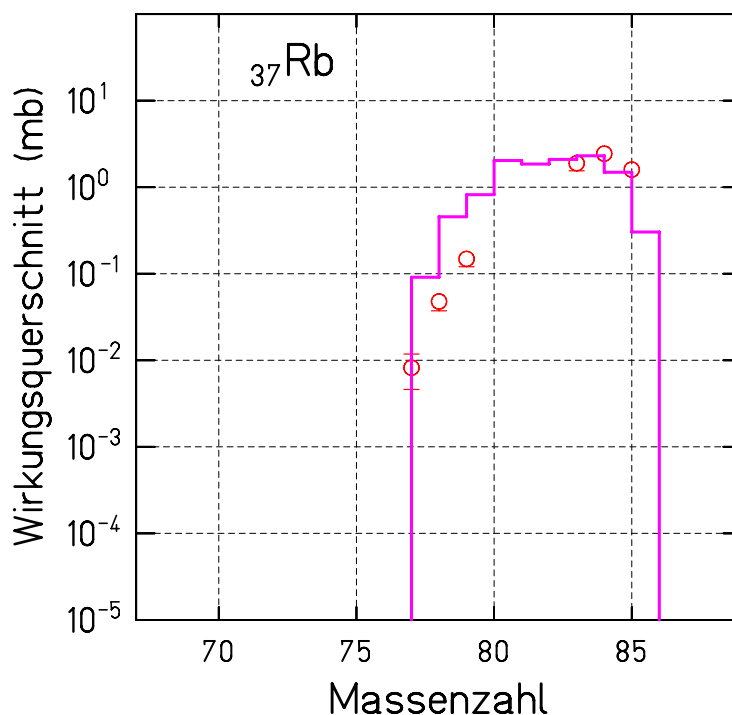


Abb. 6.19 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Rubidium-Isotope aus Ladungsaustauschreaktionen des 1.0 A-GeV ^{86}Kr Strahles. Die experimentellen Daten (O) werden mit einer Rechnung nach der intranukleare Kaskade (IsaPace, UFG, (—)) verglichen.

werden die Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Rubidium-Isotope mit den Modellrechnungen aus der Intranuklearen Kaskade IsaPace [Fau92] verglichen. Die INC-Rechnung gibt den Verlauf der Daten gut wieder. Die Überschätzung des Querschnittes auf der neutronenarmen Seite wurde auch in anderen Experimenten beobachtet [Zei92].

7. Die Parallelimpulse

7.1 Das Prinzip der Messung

Im Gegensatz zur Anregungsenergie (vergl. Abschnitt 6), die nur indirekte Aussagen über den Vergleich mit Modellen erlaubt, sind die Impulse der Projektilfragmente direkten Messungen im Experiment zugänglich: Die Parallelimpuls-Verteilungen lassen sich aus den Ortsverteilungen in der dispersiven Mittelebene des Fragment-separators bestimmen, ein Beispiel zeigt Abb. 7.1. Hier gilt

$$\sigma_p^{cm} = \frac{1}{\gamma} \cdot \sigma_p^{lab} = \frac{c \cdot Z}{\gamma} \cdot \frac{(B\varrho)_1^0}{D_{S0-S2}} \cdot \sigma_x \quad (7.1)$$

darin ist

- σ_p die Breite der Impulsverteilung im Projektil- (cm) bzw. im Laborsystem (lab)
- σ_x die Breite der Ortsverteilung in der Mittelebene
- $(B\varrho)_1^0$ die magnetische Steifigkeit in der ersten Stufe des FRS auf der Sollbahn
- Z die Kernladungszahl des Fragmentes
- D_{S0-S2} die Dispersion vom Target zur Mittelebene
- c, γ die Lichtgeschwindigkeit und der Lorentzfaktor.

Die Größe der Dispersion in der zentralen Bildebene des Separators wurde mittels der Positionen verschiedener, gleichzeitig durchgelassener Ionenladungszustände des Primärstrahls zu (6.80 ± 0.07) m ermittelt (vergl. Abb. 4.3). Diese zentrale Größe erlaubt es, die gemessenen Positionen in entsprechende longitudinale Impulse der Teilchen umzurechnen.

Da die Winkelakzeptanz des Fragmentseparators wesentlich größer ist als die Breite der Winkelverteilungen der Fragmente nach dem Target, und da die Position in der Mittelebene nicht vom Winkel der Fragmenttrajektorie am Eingang des Spektrometers abhängt, sind die Messungen der longitudinalen Impulse nicht durch eine Selektion bestimmter transversaler Impulse beschränkt. Dies ermöglicht, die durch die Reaktion im Target induzierte Breite des longitudinalen Impulses integriert über die gesamte transversale Verteilung, zu ermitteln.

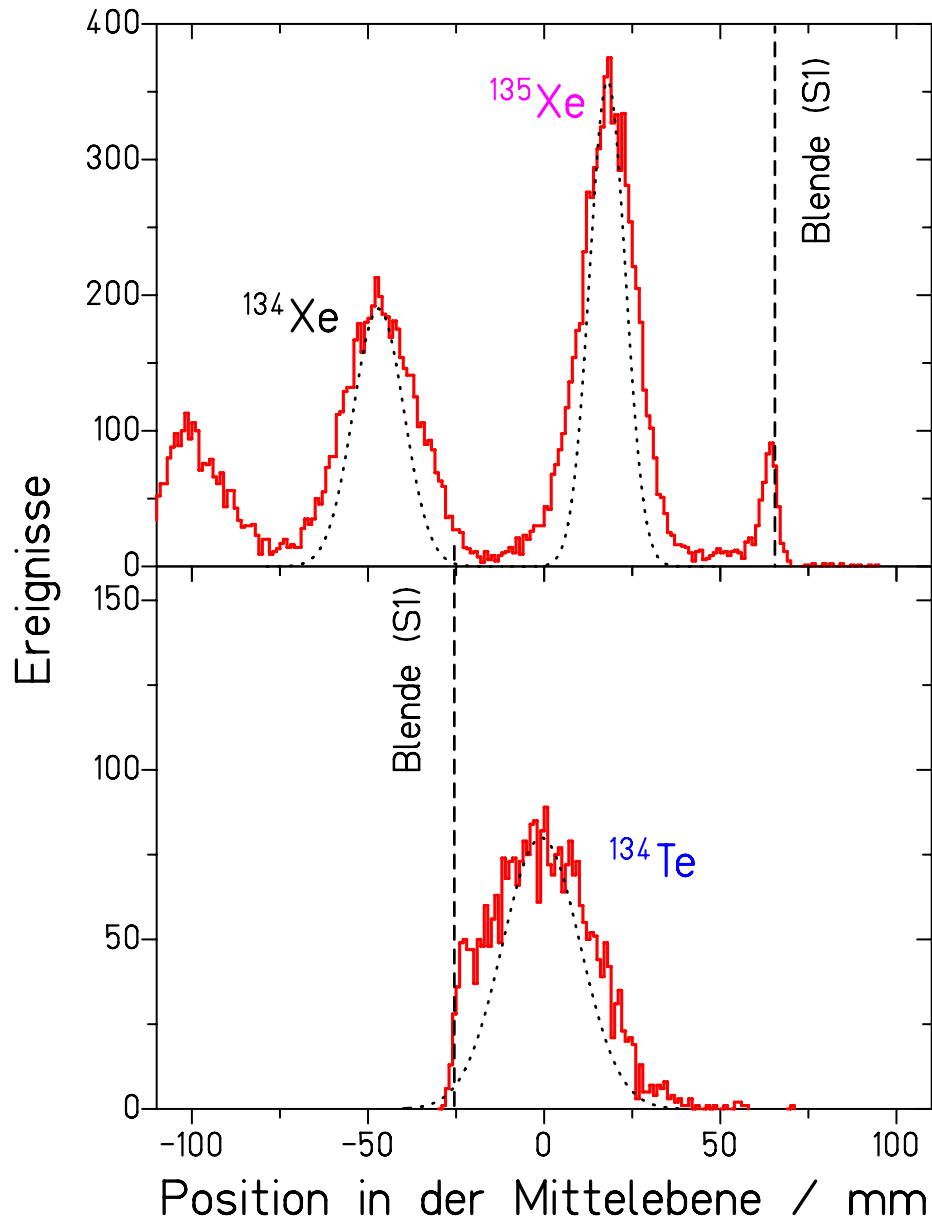


Abb. 7.1 *Beispiel für die Ortsverteilung von Projekttilfragmenten in der dispersiven Mittelebene des Fragmentseparators. Der obere Teil des Bildes zeigt die Fragmente aus der Reaktion $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be}$ bei der lediglich Neutronen entfernt wurden, der untere Teil einen Protonenverlustkanal. Aus den gemessenen Ortsverteilungen (Histogramme) wurden die Anteile durch die nukleare Reaktion im Target (.....) unter der Annahme einer Gaussverteilung extrahiert. Die Ortsverteilung der Fragmente ist durch Blenden (----) nach dem ersten Dipol (S1) des FRS beschnitten worden (vergl. Abb. 4.2), um stärker produzierte Kerne bzw. nicht vollständig ionisierte Ladungszustände des Primärstrahles zu unterdrücken.*

7.2 Die Korrekturen

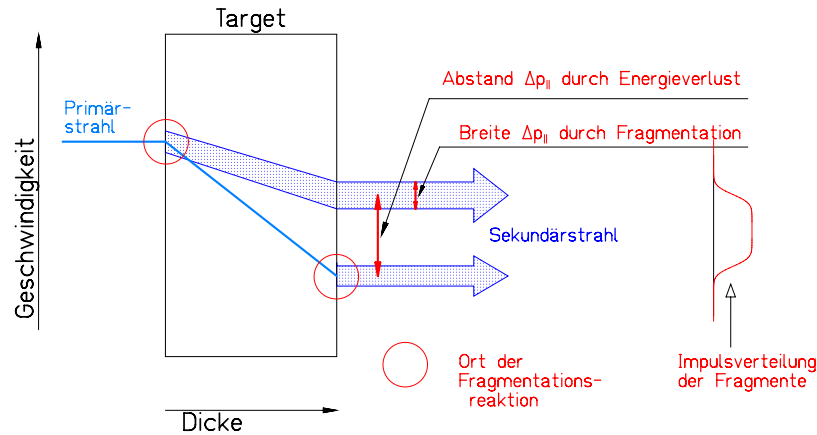


Abb. 7.2 Beiträge zu den gemessenen Ortsverteilungen in der dispersiven Mittelebene des FRS, die zusätzlich zur Breite durch die nukleare Reaktion auftreten. Gezeigt ist unter anderem der Beitrag infolge des Energieverlustes im dicken Target (kastenförmige Verteilung) und die durch die Strahlemittanz verursachte Breite.

Es gibt mehrere Effekte, die einen Beitrag zur Breite der longitudinalen Impulsverteilungen liefern und so in die gemessene Ortsbreite eingehen (vergl. Abb. 7.2):

Die anfängliche Emittanz des Primärstrahles, die durch die Reaktion im Target eingebrachte longitudinale Impulsbreite, die Verbreiterungen durch Streuprozesse in den verschiedenen Materieschichten und die Detektorauflösung. Alle diese Beiträge — wovon der erste am größten ist — können durch Gauß-Verteilungen genähert werden.

Die Energieverlustbreite im dicken Target, bzw. der Unterschied des spezifischen Energieverlustes zwischen Projektil und Fragment, erzeugt dahingegen eine nahezu kastenförmige Verbreiterung [DuD86a]

$$\sigma_T \approx C_T \cdot \left(\frac{Z_p^2}{A_p} - \frac{Z_f^2}{A_f} \right)$$

und ist abhängig vom Entstehungsort des betrachteten Fragmentes im Target. Dieser Beitrag wurde anhand von Energieverlustformeln für relativistische Schwerionen [Sch87] mit LIESCHEN [Han91] berechnet. Die Konstante C_T ergibt sich aus der Messung der effektiven Dicke des Primärtargets (vergl. Abschnitt 4.2).

Der kummulative Effekt der Impulsverteilungen des Primärstrahles, das Energieverluststraggling im Target, die endliche Größe des Strahlfleckes am Target sowie die Ortsauflösung des Szintillationsdetektors in der Mittelebene wurde für den Primärstrahl gemessen. Diese Beiträge sind — verglichen mit dem Meßeffect, d.h. der Breite durch die nukleare Reaktion — relativ klein und haben in etwa Gaußform (vergl. Abb. 7.3).

Die gemessenen Ortsspektren der Fragmente wurden mittels eines Least-Squares Fits unter Berücksichtigung obiger Effekte und der relativistischen Transformation der Impulse vom Projektil- ins Laborsystem entfaltet.

Die einzigen freien Parameter in dieser Anpassung sind die Anzahl der Ereignisse, der mittlere longitudinale Impuls und dessen Breite durch die Reaktion im Projektilsystem. Alle gemessenen Spektren sind verträglich mit der Annahme gaußförmiger Verteilungen durch diese Reaktion, wie die gute Übereinstimmung der errechneten Ortsverteilungen und der gemessenen Daten in Abb. 7.1 demonstriert.

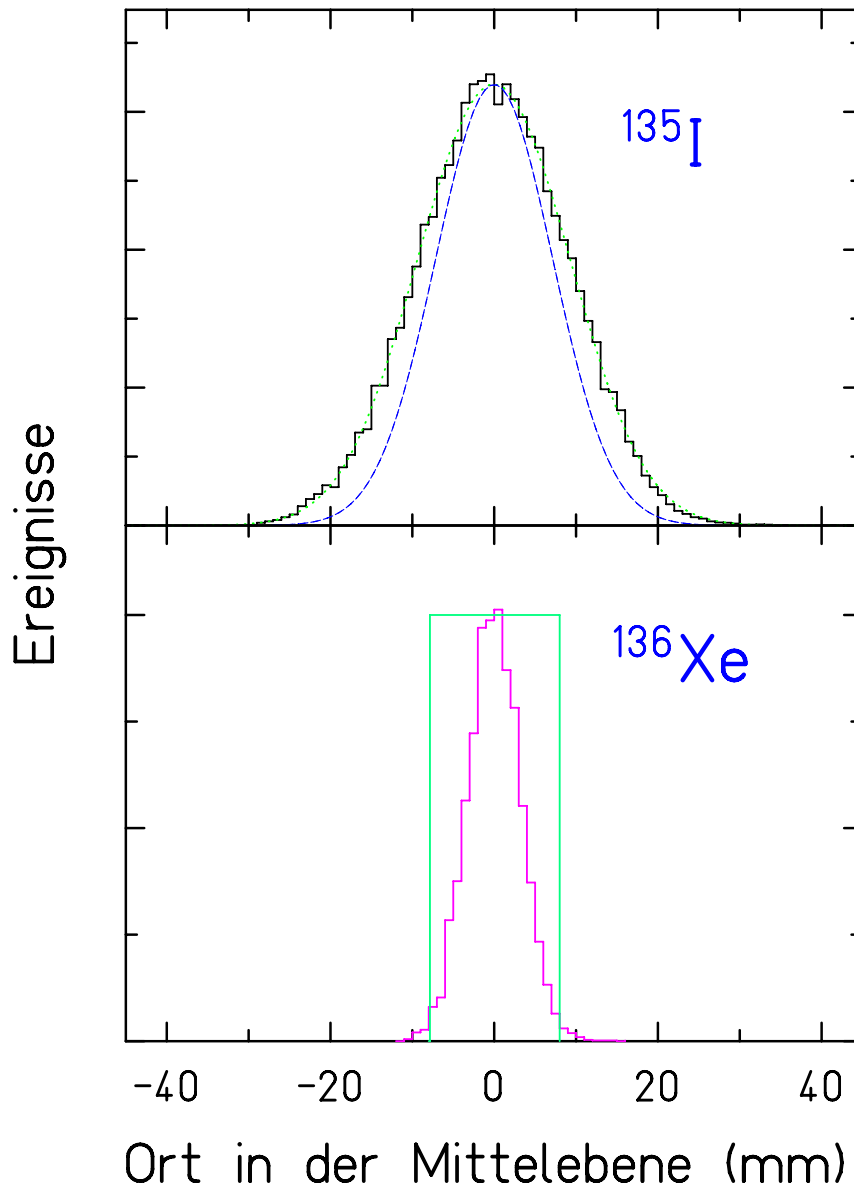


Abb. 7.3 Gezeigt sind verschiedene Effekte, die einen Beitrag zur Breite der gemessenen Ortsverteilungen in der dispersiven Mittelebene des FRS zusätzlich zur hier bestimmten Breite durch die nukleare Reaktion liefern. Gezeigt ist unter anderem (unten) der kastenförmige Beitrag infolge des Energieverlustes im dicken Target und Breite durch die Ionenoptik, Strahlemittanz u.a., genähert durch die entsprechende Verteilung für den ^{136}Xe Primärstrahl. Zieht man diese Anteile von der experimentell ermittelten Ortsverteilung ab, wie im oberen Bildteil beispielhaft für ^{135}J (Histogramm) aus der Reaktion $^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{135}\text{J}$ dargestellt, so erhält man den zu ermittelnden Beitrag durch die nukleare Reaktion im Target (----).

7.3 Die Probleme bei der Identifikation

Die korrekte Ermittlung von Breiten der longitudinalen Impulse von Fragmenten erfordert ein sehr sorgfältiges Vorgehen bezüglich der Isotopenidentifizierung. Ladungszustände von Fragmenten (oder auch die des Primärstrahles), haben eine wesentlich schmalere Verteilung als die der Fragmente die in Reaktionen mit größerem Massenverlust erzeugt wurden.

Setzt man lediglich Fenster in den Ortsverteilungen, wie etwa in Abb. 5.1, so selektiert man neben dem gewünschten Fragment auch Ladungszustände von Kernen mit 2 Protonen und 3 Neutronen weniger. Die Intensität dieser Ladungszustände ist bei schweren Kernen dieser Energie so hoch, daß ihre erheblich schmalere Parallelimpuls-Verteilung das Ergebnis der Analyse beträchtlich verfälscht. Nimmt man die Flugzeitinformationen noch mit zu Hilfe, wie etwa in Abb. 5.7, erreicht man leider keine vollständige Separation benachbarter Isotope. Außerdem werden die Orts- und Impulsverteilungen unter Umständen in unkontrollierter Weise beschnitten. Als Ausweg bietet sich hier das Energieverlustsignal der Ionisationskammer in Abhängigkeit vom Ort am Ende des Separators an (vergl. Abb. 5.3 auf Seite 58). Die voll-ionisierten Kerne unterscheiden sich von den entsprechenden Ladungszuständen zwar aufgrund unterschiedlicher magnetischer Steifigkeit im Ort, jedoch nur wenig im Energieverlustsignal, das in guter Näherung nur die Kernladung reflektiert. Das Ergebnis einer solchen Analyse zur Unterdrückung der Ladungszustände ist in Abb. 5.3 exemplarisch für einige Iridium-Isotope dargestellt. Zur Auswertung der Parallelimpuls-Verteilungen wurden nur die vollständig ionisierten Kerne herangezogen. Die Verteilungen am Rande der mittleren Bildebene sind durch die (Winkel- und) Impuls-Akzeptanz des Separators im Ort angeschnitten und wurden deshalb nicht in die Analyse der Parallelimpulsbreiten einbezogen.

7.4 Die Diskussion der Ergebnisse

Abb. 7.4 zeigt die experimentell ermittelten Breiten des Beitrages der nuklearen Reaktion zur Verteilung der longitudinalen Impulse transformiert in das Schwerpunktsystem für die Fragmente aus den Reaktionen $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{136}\text{Xe}$ auf Beryllium- und $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{197}\text{Au}$ auf Aluminiumtargets als Funktion der Gesamtzahl der vom Projektil entfernten Nukleonen. Der Bereich großer Anregungsenergien, in dem Prägleichgewichtsvorgänge erwartet werden, wird von diesen Daten nicht erfaßt, er wird in [Web93] diskutiert. Die hier vorliegenden Daten zeigen das unterschiedliche Verhalten zweier Klassen von Reaktionsprodukten: Der „heiße“ bzw. „kalte“ Charakter der Reaktion spiegelt sich in den beobachteten Breiten der Parallelimpuls-Verteilungen wieder. Man kann einen klaren Unterschied zwischen den Verteilungen der sog. Präfragmente und der Endfragmente feststellen.

Die Impuls-Verteilungen der ersten Gruppe, die Protonen-Verlust Produkte (identisch mit den Präfragmenten), sind entsprechend dem kalten Fragmentationsprozeß ausschließlich durch den Fermiimpuls der im Abrasionschritt abgescherten Protonen bestimmt und tendieren dazu, die Breite die durch das Goldhaber Modell vorhergesagt wird (Glg. 2.31), zu erreichen. Die zweite Gruppe, repräsentativ für die am häufigsten auftretenden Reaktionskanäle, ist charakterisiert durch Parallelimpulsbreiten die deutlich kleiner oder etwa gleich groß sind wie die Werte, die durch die empirische Systematik von Morrissey (Glg. 2.30) beschrieben werden. Sie entsprechen hohen Anregungsenergien der Präfragmente. Da die Impulse von abgedampften Nukleonen im Mittel kleiner sind als die Fermiimpulse von Nukleonen im Kern, sind die resultierenden Verteilungen heißer Fragmentationen vergleichsweise schmal, wenn man Fragmente mit jeweils gleichem Massenverlust einander gegenüberstellt.

Diese Interpretation wird durch Monte-Carlo Berechnungen auf der Basis des statistischen Abrasion-Ablation Modelles unterstützt. Diese reproduzieren quantitativ die experimentellen Daten in Abb. 7.4. Die Impulse der Präfragmente werden hier nach Goldhaber mit den oben festgelegten Fermiimpulsen berechnet. Die Rückstoßimpulse der abgedampften Teilchen sind über eine konventionelles Abdampfungsprogramm bestimmt. Zusätzlich zu den Abrasion-Ablation Prozessen ist die elektromagnetische Dissoziation [OlB81] der Projektile berücksichtigt. Zu diesem Zweck wird die Anregungsenergieverteilung der Projektile über die Stärke der elektrischen Dipol-Riesenresonanz (GDR) mit Lorenz-Form und globalen Parametern nach [BeF75, MyS77] berechnet. Das entsprechende Spektrum der virtuellen Photonen wird mit der Weizsäcker-Williams Methode [BeB88] berechnet. Im Falle der hier vorliegenden schweren, neutronenreichen Projektile und der leichten Targetkerne führt die EMD zu einer schwachen Verringerung der beobachteten Breite der Verteilung der Parallelimpulse, in der

Strahl	Projektill-Fragment	Parallelimpulsbreiten $\sigma(p_{\parallel})$ in MeV/c		
		Experiment	Rechnung a)	Rechnung b)
^{136}Xe 0.8 A·GeV	^{135}Xe	65 ± 4	88	64
	^{134}Xe	92 ± 4	117	91
	^{133}Xe	113 ± 24	134	118
	^{132}Xe	153 ± 7	151	136
	^{131}Xe	159 ± 10	172	148
	$^{135}\text{J}^p$	101 ± 3	117	117
	^{132}J	171 ± 7	160	145
	^{131}J	171 ± 10	177	158
	^{130}J	203 ± 7	193	170
	^{129}J	210 ± 7	209	182
	^{128}J	259 ± 13	222	196
	$^{134}\text{Te}^p$	157 ± 8	165	165
	^{127}Te	261 ± 29	243	225
	^{126}Te	242 ± 31	256	232
	^{197}Au 1.0 A·GeV	^{195}Au	75 ± 4	107
^{194}Au		116 ± 4	133	118
^{193}Au		142 ± 4	152	136
^{192}Au		160 ± 6	173	148
^{191}Au		173 ± 9	191	161
^{190}Au		210 ± 9	205	174
^{189}Au		206 ± 32	220	188
$^{196}\text{Pt}^p$		101 ± 4	118	118
^{193}Pt		150 ± 8	163	146
^{192}Pt		175 ± 6	181	159
^{191}Pt		207 ± 7	198	171
^{190}Pt		208 ± 8	211	183
^{189}Pt		213 ± 9	225	197
^{188}Pt		237 ± 16	239	210
^{187}Pt		251 ± 26	253	220
^{186}Pt		277 ± 34	264	232
$^{195}\text{Ir}^p$		164 ± 40	167	167
^{190}Ir		201 ± 17	223	208
^{189}Ir		208 ± 8	233	214
^{188}Ir		212 ± 40	247	224

Tab. 7.1 Gemessene und berechnete Parallelimpulsbreiten der untersuchten Projektillfragmente aus 0.8 A·GeV ^{136}Xe und 1.0 A·GeV ^{197}Au in Beryllium bzw. Aluminium Targets. Die experimentellen Werte werden mit den Rechnungen nach (a) dem Abrasion-Ablation Modell [GaS91] bzw. (b) dem selben Modell mit verdoppelter Anregungsenergie verglichen. Die mit (p) gekennzeichneten Kerne sind Fragmente, die im Abrasionsschritt der nuklearen Kollision nur Protonen verloren haben, wobei die Anregungsenergie unterhalb der Neutronenschwelle lag.

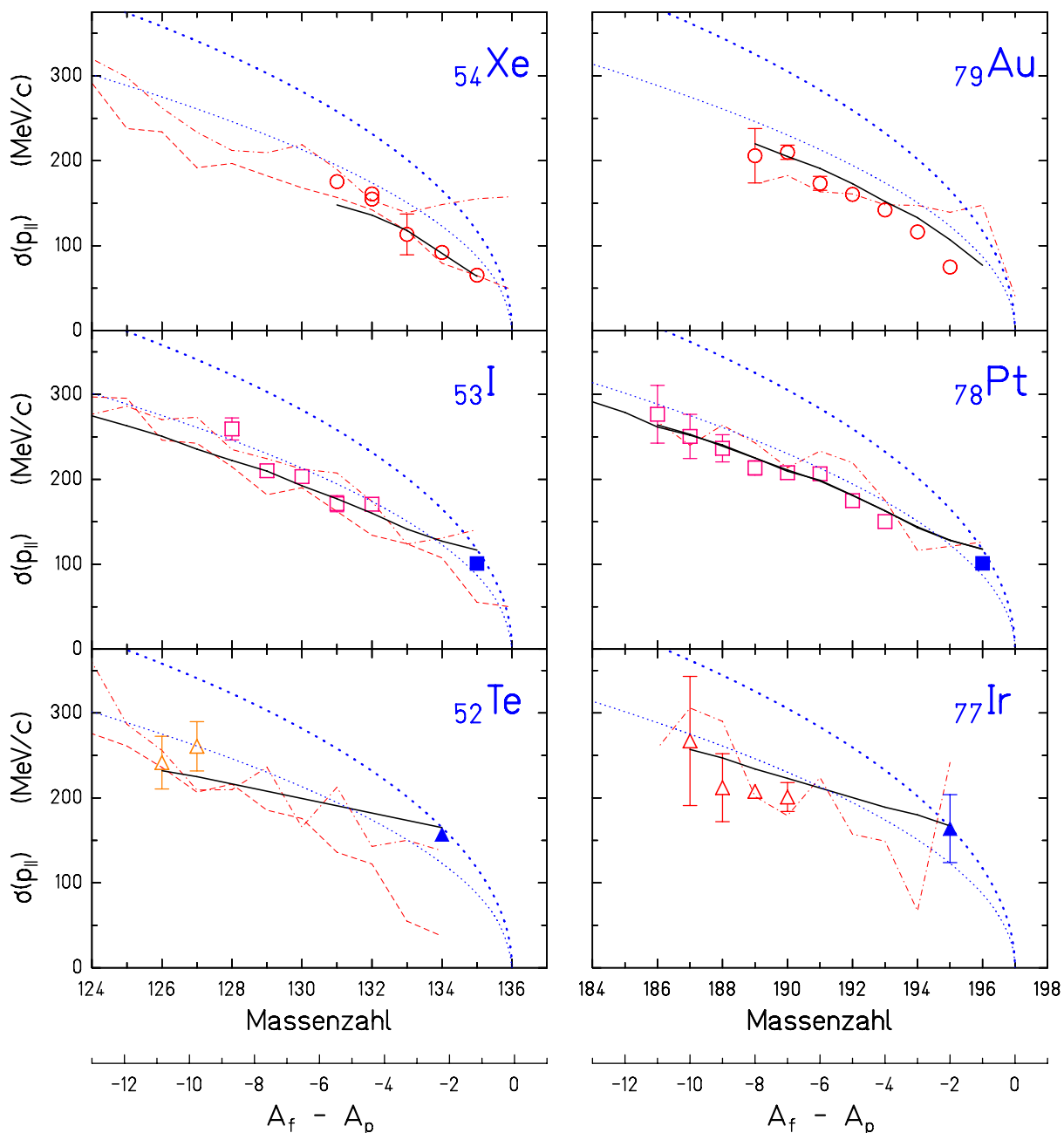


Abb. 7.4

Standardabweichungen $\sigma(p_{\parallel})$ des Anteils der nuklearen Reaktion an den Verteilungen der Parallelimpulse der Projekttilfragmente als Funktion der Massenzahl bzw. als Funktion der Gesamtzahl der vom Projektil entfernten Nucleonen. Der linke Teil der Abbildung zeigt Daten aus der Fragmentation von $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{136}\text{Xe}$ in einem Beryllium Target, der rechte solche von $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{197}\text{Au}$ in einem Aluminium Target. Produkte aus der „heißen“ Fragmentation sind mit offenen Symbolen, die Protonenverlust-Kanäle aus der „kalten“ Fragmentation mit gefüllten Symbolen gekennzeichnet. Die experimentellen Daten werden mit verschiedenen Modellrechnungen verglichen: den Vorhersagen des Goldhaber-Modelles [Gol74], ($\cdots\cdots$; dick) (Glg. 2.31), der empirischen Systematik nach Morrissey [Mor89] ($\cdots\cdots$; dünn) und der intranuklearen Kaskade IsPace [Fau92] unter Zugrundelegung eines „lokalen“ (---, LFG) bzw. „uniformen“ Fermigas ($\cdots\cdots$; UFG), sowie mit einer Monte-Carlo Rechnung (—) im Rahmen des statistischen Abrasion-Ablation Modelles

Hauptsache für Reaktionskanäle mit wenigen vom Projektil abradierten Neutronen. Dieser Effekt ist am stärksten – 3% bzw. 13% – im Falle des 2n-Verlust Kanales aus $0.8 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{136}\text{Xe}$ auf Beryllium bzw. $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{197}\text{Au}$ auf Aluminium.

Wie bereits zuvor gezeigt wurde (Abschnitt 6.4.2), werden die gemessenen Fragmentations-Wirkungsquerschnitte für $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{197}\text{Au}$ unter Zugrundelegung einer um einen Faktor zwei erhöhten Anregungsenergie am besten reproduziert. Die Impulsbreiten in Abb. 7.4 wurden mit derselben Option berechnet. Mit Ausnahme der Protonenverlust Kanäle resultieren die erhöhten Anregungsenergien in etwas schmalere Voraussagen für die Impulsbreiten der Endfragmente, da die Anzahl der abgedampften Nukleonen relativ zu der der abradierten in diesem Fall – für ein bestimmtes betrachtetes Fragment – ansteigt. Wie bei den Fragmentations-Wirkungsquerschnitten auch, verbessert die Erhöhung der Anregungsenergie der Präfragmente die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Impulsbreiten in der Nähe des Projektils. Für Fragmente mit größerem Massenverlust allerdings wird sie verschlechtert.

Generell kann gesagt werden, daß die beiden unabhängigen, experimentell zugänglichen Informationen über die Anregungsenergie der Präfragmente, d.h. die Fragmentations-Wirkungsquerschnitte als auch die Verteilungen der Parallelimpulse, zu konsistenten Resultaten führen: Die experimentellen Daten fordern eine Erhöhung der Energie auf der niederenergetischen Seite der berechneten Anregungsenergieverteilung.

In Abb. 7.4 sind auch Parallelimpulsbreiten dargestellt, die mit dem INC Modell berechnet wurden, das entsprechend der Vorstellung Goldhabers eine Fermigasverteilung der Nukleonen annimmt. Eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und der Rechnung kann nur unter Zugrundelegung der Option einer „uniformen“ Verteilung mit konstanter Dichte bis zum Kernrand (vergl. Abschnitt 6.4.2)) erzielt werden. Dagegen liefert die Annahme eines „lokalen“ Fermigas mit in der Nähe des Kernrandes abnehmender Dichte im Mittel einen zu geringen Rückstoß auf die Präfragmente. Dieses Ergebnis ist auf den ersten Blick überraschend, da man erwartet, daß das lokale Fermigasmodell die realistischere Beschreibung sein sollte, weil die Dichteverteilung des Kerns berücksichtigt wird. Bei genauerer Betrachtung stellt man jedoch fest, daß nicht der mit dem Fermigasmodell berechnete, über alle Richtungen im Raum gemittelte, mittlere quadratische Impuls der Nukleonen die Größe ist, die den Longitudinalimpuls der Präfragmente direkt beeinflusst, sondern der quadratische Mittelwert der auf eine Tangentialebene am Kernrand projizierten Nukleonenimpulse. Die Mehrzahl der abgestreiften Nukleonen stammt aus Orbitalen mit hohem Bahndrehimpuls. Daraus folgt, daß der Impuls dieser Protonen in radialer Richtung klein ist. Deshalb ist der über alle Raumrichtungen gemittelte, mittlere quadratische Impuls aus dem lokalen Fermigasmodell am Kernrand zu gering, um die Impulsverteilungen der Protonenverlust - Kanäle richtig zu beschreiben.

Die Bahndrehimpulse der abgestreiften Nukleonen werden richtig berücksichtigt, wenn man die Impulsverteilung im Kern mit Hilfe der Wigner - Transformation der relevanten Schalenmodell - Wellenfunktionen berechnet.

Die Tatsache, daß die Vorstellung des lokalen Fermigas die gemessenen Impulsbreiten nur ungenügend wiedergibt, wurde bereits von Hüfner und Nemes beobachtet [HuN81]. Sie haben gezeigt, daß die eben beschriebene Methode im Rahmen der Glaubertheorie für leichte Projektilfragmente realistische Longitudinalimpulsverteilungen liefert. Für schwere Projektilfragmente und insbesondere die Protonenverlust - Kanäle gibt es bisher keine solchen Rechnungen.

Im Rahmen des INC Modelles tragen nicht nur die Fermi-Momente der abradierten Nukleonen, sondern auch die Impulse aus Stoßprozessen und eingefangenen Teilchen zur Verteilung der Impulse der Präfragmente bei. Aus diesem Grunde erzielt die INC-Rechnung mit der UFG-Option größere Breiten als das Goldhaber Modell und das, obwohl ein kleinerer Fermiimpuls von lediglich $241 \text{ MeV}/c$ verwendet wird. Es ist nicht klar, warum das Ergebnis für ^{135}I wesentlich weiter von den experimentellen Daten abweicht als das für ^{196}Pt . Wegen des hohen Rechenzeitbedarfes der ISABEL-Rechnungen konnten keine Ergebnisse für den 2p-Verlust Kanal berechnet werden.

Die gute Übereinstimmung zwischen den bisher in der Literatur zitierten gemessenen Verteilungen und den Rechnungen demonstriert, daß die zuvor beobachtete systematische Verringerung der gemessenen Impulsbreiten verglichen mit dem Goldhaber Modell im wesentlichen auf den in den meisten bisherigen Experimenten dominanten Einfluß des Abdampfungsprozesses zurückzuführen ist. Ähnliche Abweichungen der experimentellen Daten im Rahmen von 10-20% wurden bisher nur von wenigen anderen Experimenten beobachtet [ViS79, StT91].

Betrachtet man die Näherungen, die im Goldhaber Modell gemacht werden genauer, so kann man einige Gründe finden, die dazu geeignet erscheinen, zu erklären, weshalb Glg. 2.31 die Breiten der Impulsverteilungen der Präfragmente tendentiell überschätzt:

Bertsch [Ber81] zeigt, daß Pauli-Korrelationen die Breite der Impulsverteilungen beträchtlich verringern könnten.

Hüfner und Nemes [HuN81] und auch Friedman [Fri83] formulieren die Impulsbreiten in einem geometrischen Bild, das berücksichtigt, daß die Nukleonen hauptsächlich von der Kernoberfläche entfernt werden. Dies reduziert die Impulsbreite besonders im Falle größerer Massenverluste.

Murphy [Mur84] und Gan und Mitarbeiter [GaL90] tragen der Verschiebung der Fermikugel der Fragmente bezüglich der des Projektils infolge des Rückstoßes der entfernten Nukleonen Rechnung. Die Bedingung, daß die Nukleonen des Fragmentes nach dem Stoß nur in gebundenen Zuständen vorkommen können, beschränkt die Impulsverteilung, weshalb deren Breite verringert wird. Dieser Effekt ist für leichte Systeme am größten, da für sie der Rückstoßimpuls (relativ) groß ist.

Für das Auftreten solcher Effekte gibt es in den vorliegenden Daten allerdings keinen klaren Hinweis.

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis umfangreicher systematischer Untersuchungen zur Projektilfragmentation relativistischer Strahlen am Fragmentseparator (FRS) der GSI. Sie faßt erzielte Ergebnisse aus Strahlzeiten vom Beginn des Aufbaus des FRS, in denen die korrekte Funktionsweise aller seiner Komponenten erfolgreich getestet und optimiert wurde, bis hin zum Einsatz in Experimenten mit rein physikalischer Zielsetzung zusammen. Der in dieser Arbeit beschriebene Aufbau an Detektoren wurde bei Experimenten mit Primärstrahlen von Sauerstoff bis Uran bei Energien von 200 bis 1500 A·GeV erfolgreich eingesetzt. Die dabei auftretenden Anforderungen waren sehr unterschiedlich. Der mechanische und elektronische Aufbau der eingesetzten Detektoren, deren Eichung im Experiment, notwendige Korrekturen der Detektorsignale und die mit ihnen erzielten Auflösungen wurden hier umfassend beschrieben.

Es konnte nachgewiesen werden, daß die verwendeten Plastiksintillatoren den Anforderungen an Strahlverfolgungs-Detektoren in einem ionenoptischen System voll und ganz Genüge tun. Sie sind *homogen* und stören deshalb die ionenoptischen Transformationen nur sehr wenig. Sie verfügen selbst als *Transmissionsdetektoren* über eine *hohe Nachweiswahrscheinlichkeit*. Sie sind *einfach zu konstruieren*, erfordern lediglich einen *elektronischen Aufbau mit Standard-Geräten*, und sie können *so groß wie erforderlich* hergestellt werden, um die maximal möglichen Strahlquerschnitte in den Fokalebene des FRS abzudecken. Darüber hinaus sind sie *schnell genug*, um in die Online Analyse „Event-für-Event“ einbezogen zu werden, um den Auslesezyklus der elektronischen Datenaufnahme für die zu registrierenden Ereignisse zu starten und sind in der Lage, eine sehr hohe Teilchenzählrate zu verarbeiten. Des weiteren liefern sie eine *Genauigkeit in der Zeit- und Ortsbestimmung*, die für die geplanten Einsatzbedingungen ausreicht. Aufgrund der zuverlässigen Funktion der Detektoren wurden sie in die FRS Standard-Analyse integriert und stehen so jedem Experiment zur Verfügung.

Darauf aufbauend wurden Verbesserungen des FRS-Standard-Zähleraufbaues für unterschiedliche Einsätze und zur Steigerung der Zählratenfestigkeit der Gesamtanordnung vorgenommen und ein vakuumtauglicher, verfahrbarer Szintillationsdetektor entwickelt und eingesetzt.

Darüber hinaus wurde eine großflächige Szintillator-Flugzeitwand für Experimente mit radioaktiven Sekundärstrahlen am FRS entwickelt, aufgebaut und untersucht. Sie wurde zur Untersuchung der Spaltung exotischer Kerne in inverser Kinematik erfolgreich eingesetzt.

Verschiedene Methoden zur Identifikation und Separation der erzeugten exotischen Sekundärstrahlen relativistischer schwerer Projektilfragmente wurden umfassend dargestellt und hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit und der Grenzen ihrer Anwendbarkeit systematisch untersucht. Bei Anwendung einer Kombination aus ionenoptischer und kinematischer Analyse konnte eine vollständige Massen- und Ladungstrennung selbst für die schwersten am FRS erzeugten (Uran-) Fragmente erzielt werden:

In vielen Fällen reicht die räumliche Trennung der Fragmente durch die rein ionenoptische Separation mittels der Messung der magnetischen Steifigkeiten der Fragmente mit dem Fragmentseparator und des Energieverlustes in einem Abbremsler in seiner dispersiven Mittelebene nicht aus. Speziell wenn Fragmente separiert werden sollen, die wesentlich leichter sind als das Projektil, verschlechtert sich die Selektion über die erste Stufe durch die große Impulsbreite der Kerne infolge der nuklearen Reaktion im Target. Mehrdeutigkeiten in der magnetischen Analyse treten auch dann auf, wenn die Fragmentationsprodukte nicht vollständig ionisiert vorliegen. Mißt man zusätzlich die Flugzeit in der zweiten Separatorstufe, so kann man diese Unzulänglichkeiten in der rein ionenoptischen Trennung ausgleichen. Selbst im schwierigsten Falle – dem Experiment mit Uranstrahl – war es so möglich, alle erzeugten Projektilfragmente ohne Mehrdeutigkeiten zu identifizieren. Es konnte hier eine Massenauflösung von $A/\Delta A=407$ (FWHM) erreicht werden.

In jedem Fall jedoch kann die Leistungsfähigkeit des FRS im allgemeinen bedeutend verbessert werden, wenn man die Teilchen des Sekundärstrahles individuell verfolgt und identifiziert, anstatt Blenden zur Unterdrückung

unerwünschter Fragmentationsprodukte zu verwenden. Der in der vorliegenden Arbeit beschriebene Detektoraufbau hat sich in vielen am Fragmentseparator durchgeführten Experimenten bewährt. Die Verfahren zum Nachweis und zur Identifizierung der Sekundärstrahlkerne haben sich zu Standardmethoden entwickelt.

Es wurden Messungen von absoluten Produktionswirkungsquerschnitten für die Projektilfragmentation relativistischer Schwerionenstrahlen durchgeführt. In inklusiven Experimenten eröffnet die Beobachtung spezifischer Reaktionskanäle die Möglichkeit, detaillierte Informationen über die periphere nukleare Reaktion zu sammeln. Durch eine geeignete Auswahl konnten Bereiche verschiedener Anregungsenergien der Fragmente durch die nukleare Reaktion betrachtet werden.

So wurde der Verlust von bis zu drei Protonen – ohne Neutronenverlust im zweiten Reaktionsschritt – ausgehend von ^{136}Xe und ^{197}Au Projektilen untersucht. Derartige Reaktionen führen zu Präfragmenten, bei denen die Anregungsenergie durch den nuklearen Stoß geringer ist als die entsprechende Neutronenbindungsenergie der betreffenden Kerne. Sie stehen deshalb für die sog. „kalte“ Fragmentation im Gegensatz zur „heißen“ Fragmentation, die typisch ist für den Hauptteil der Reaktionsprodukte. Aufgrund dessen tragen sie Informationen über den ersten Schritt der Fragmentation, ohne durch die Verdampfungskaskade stark beeinflusst zu sein. Um das Verständnis für den Fragmentationsprozeß anhand der bisherigen Modellvorstellungen zu testen und um eine Abschätzung für die zu erwartenden Produktionsraten neutronenreicher Kerne zu erhalten, wurden die gemessenen Daten mit drei verschiedenen Voraussagen verglichen: der empirischen Systematik EPAX [SüB90], dem statistischen Abrasion-Ablation Modell [GaS91] und dem Intranukleare-Kaskaden Modell ISAPACE [YaF79]. Alle drei Beschreibungen reproduzieren den steilen, nahezu exponentiellen Abfall des Protonen-Verlust Wirkungsquerschnittes von etwa eineinhalb Größenordnungen pro abradiertem Proton, zeigen jedoch deutliche quantitative Unterschiede.

Die empirische Formulierung, die den größten Teil der bislang zugänglichen Daten zu Fragmentations-Wirkungsquerschnitten mit guter Genauigkeit reproduziert, überschätzt die Protonen-Verlust Querschnitte von ^{136}Xe und ^{197}Au Projektilen und sagt darüber hinaus eine kleinere Steigung voraus, wenn man zu größeren Protonenverlusten hin extrapoliert. Das heißt, daß diese Formulierung zu optimistische Voraussagen hinsichtlich der Produktion neutronenreicher Fragmente macht. Sowohl das statistische Abrasion-Ablation Modell als auch die Intranukleare-Kaskaden Rechnung können die Daten gut reproduzieren.

Die Separation und Identifizierung der Isotope „im-Fluge“ mit dem Fragmentseparator hat den Weg zur Untersuchung langer Isotopenketten eröffnet. Die Isotopenverteilungen der projektilnahen Fragmente bilden ein „Thermometer“ für die peripheren Kernstöße. Aus der Größe und dem Verlauf der Produktionswirkungsquerschnitte innerhalb einer Isotopenkette konnte abgeleitet werden, daß die mittlere Anregungsenergie pro abgeschertem Nukleon ca. 27 MeV beträgt. Der Vergleich mit dem statistischen Abrasionsmodell zeigt, daß etwa die Hälfte der Anregungsenergie durch Reibung oder Endzustands-Wechselwirkungen verursacht wird.

Der erfolgreiche Ansatz der Beschreibung des N/Z-Verhältnisses der Präfragmentverteilungen nach Abrasion durch eine hypergeometrische Verteilung ist ein deutlicher Hinweis auf lediglich schwache Proton-Neutron Korrelationen im Abrasionsprozeß. Andere Modelle führen zu deutlich schmalere Verteilungen.

Hinsichtlich der bei anderen Experimenten festgestellten Diskrepanzen zwischen den gemessenen Produktionsquerschnitten im Maximum der Massenverteilung einzelner Isotope aus $1.0 \text{ A}\cdot\text{GeV } ^{86}\text{Kr}$ bei $500 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ und den berechneten Werten konnten bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen bei $1000 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ mögliche Ursachen herausgearbeitet werden. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sind gut verträglich mit den Modellrechnungen und den über die Massen integrierten Fragmentationsquerschnitte einzelner Elemente [CuB90].

Bezüglich der gemessenen Parallelimpulsverteilungen und ihrer Breiten kommt man zu dem Schluß, daß es offenbar zwei sich deutlich unterscheidende Gruppen von Projektilfragmenten gibt: Einerseits Produkte, die mit großem Wirkungsquerschnitt und hoher Anregungsenergie entlang des Verdampfungskernkorridors produziert werden und die sehr gut der von Morrissey aufgestellten Systematik folgen, und andererseits relativ kalt erzeugte Fragmente, die Protonenverlustkanäle, deren Impulsbreiten durch die Reaktion sehr gut den mittleren Fermiimpuls der Nukleonen im Kern reflektieren. Das alte Bild einer universellen Abhängigkeit der Parallelimpulsbreiten vom Massenverlust durch die Fragmentation muß insofern verfeinert werden.

Die Ergebnisse und Schlußfolgerungen aus den Isotopenverteilungen als auch die aus den Parallelimpulsbreiten sind miteinander konsistent. Zusammenfassend kann man deshalb sagen, daß die gute Reproduktion der experimentellen Ergebnisse durch die Modellbeschreibungen verdeutlicht, daß die wesentlichen Merkmale der Fragmentationsreaktion bei peripheren Stößen gut verstanden sind.

Teil III

Anhang

A. Entwicklung und Anwendung eines vakuumtauglichen Szintillationsdetektors

Der bisherige Aufbau eines Szintillationsdetektors in der Mittelebene des Fragmentseparator (vergl. etwa Abb. B.1, Abb. B.2) gestaltete sich aus verschiedenen Gründen schwierig: Seine nicht zu vernachlässigende Massenbelegung verursacht Sekundärreaktionen und Umladungsprozesse, die sich als Kontaminanten des Sollfragmentes störend auswirken, Winkel- und Energieverluststraggling, das sich negativ auf die erreichbaren ionenoptischen Auflösungen und die Strahlemittanz bemerkbar macht.

In Fällen, bei denen hohe Teilchenraten auftreten, kann es zu irreversiblen Schädigungen des Plastik-Szintillator Materiales kommen. Dies ist vorzugsweise bei Projektilen mit Kernladungen oberhalb $Z=79$ zu beobachten und führt einerseits zu einem Absinken der Lichtausbeute aus den betroffenen Bereichen des Detektors und andererseits zu einer verzögerten Emission von Licht, was sich in einer nichtlinearen Ortseichung äußert. Werden die Szintillationsdetektoren in der Mittelebene und am Ausgang des FRS mit verschiedenen hohen Teilchenströmen belastet, so führt dies zu einem unterschiedlichen Driften der Antwortzeiten der Photomultiplier da infolge der unterschiedlichen im Szintillator erzeugten Lichtmenge auch die Versorgungsspannung an der Spannungsteilerkette verschieden stark beeinflusst wird. Die Flugzeitauflösung der Gesamteinrichtung wird in diesem Falle um bis zu einen Faktor 2-3 verschlechtert. Als Folge der beiden zuletzt beschriebenen Effekte wurden beispielsweise mit $0.60-0.95 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{238}\text{U}$ Primärstrahlen in RUN22 Flugzeitauflösungen von 140 ps(FWHM) gefunden, wohingegen bei neueren Experimenten (RUN30) mit größerer Strahlenbelastung lediglich 180 ps erzielt wurden.

In jedem Falle ist der Arbeitsaufwand und der Zeitverlust durch den Einbau/Austausch eines Detektors und das Unterbrechen des Vakuums während eines Experimentes beträchtlich.

Es gibt nun verschiedene Ansatzpunkte, die aufgezeigten Probleme zu überwinden bzw. zu umgehen:

- ▷ Man kann die Belastung des Szintillators in der Mittelebene des FRS durch Einfahren von Blenden nach dem ersten Dipol (S1) herabsetzen. Dies beschränkt naturgemäß die Akzeptanz des FRS und ist sicherlich nicht bei allen Experimenten sinnvoll.
- ▷ Die Entwicklung von spannungsstabilisierten Widerstandsteilern zur Versorgung der Photomultiplier, die demnächst in einer Testversion eingesetzt werden, verspricht eine Verminderung der Drift der Flugzeitsignale mit der Strahlintensität und damit dem Zusammenbrechen der Versorgungsspannungen [Vos89].
- ▷ Eine einfache Möglichkeit, die Szintillatorplatte aus dem Strahlengang zu nehmen und wieder einzufahren und die leichtere Austauschbarkeit der Szintillatorplatte während eines Experimentes vergrößert den Einsatzbereich der Szintillationsdetektoren.
- ▷ Die Verfolgung alternativer Zählerkonzepte, etwa der Einsatz strahlenresistenter Čerenkov-Gläser anstelle der empfindlicheren Plastikszintillatormaterialien ist wünschenswert. Diese sollten in den gleichen Abmessungen herstellbar sein wie die bisher eingesetzten Materialien und auch die Signalauslese und -verarbeitung könnte in der gleichen Weise wie bisher geschehen.

Bei einigen der am FRS durchgeführten Untersuchungen, sind die oben beschriebenen Auswirkungen so gravierend, daß sie die Durchführung des Experimentes stark erschweren oder gar unmöglich machen können, wie etwa beim Einschub des Sekundärstrahles in den Experimentier-Speicherring (ESR).

Aus diesem Grunde sind dem Einsatz eines an Luft betriebenen Detektors enge Grenzen gesetzt. Ein Teil der Schwierigkeiten der oben genannten Art können jedoch vermieden werden, wenn der Szintillator als *fahrbarer* Detektor in das Vakuumsystem integriert wird. Dahingehende Untersuchungen wurden bereits durchgeführt. Erste experimentelle Ergebnisse sollen hier dargelegt werden. In nächster Zukunft ist auch der Einsatz dieses Detektors mit stabilisierten Photomultiplier-Spannungsteilern vorgesehen.

In Abb. A.1 ist der Gesamtaufbau der Detektoren am Mittelfokus des FRS mit eingebautem vakuumtauglichem Szintillator dargestellt. Abb. A.2 und Abb. A.3 zeigen Seiten- bzw. Aufsicht der Vakuumkammer mit eingebautem Szintillator. Die 5 mm dicke Szintillatorplatte aus BC420 [Bic86] wird im Vakuum an einer Montagebrücke aus Edelstahl gehalten. Diese Einheit kann über eine der am FRS üblichen Preßluftdurchführungen voll in den Strahl bzw. auch wieder vollständig heraus gefahren werden. Im eingefahrenen Zustand stehen die vertikalen, schmalen Querschnitte der Szintillatorplatte Quarzfenstern gegenüber. Der unvermeidbare Spalt zwischen den Oberflächen hat eine Breite von ca. (0.5 ± 0.1) mm. An der Luftseite der Fenster steht den Austrittsflächen des Szintillators jeweils ein Lichtleiter aus UV-durchlässigem Plexiglasmaterial GS2458 der Firma Röhm [Röhm] gegenüber. Diese Lichtleiter werden mittels optischem Fett Q2-3067 [Dow90] –durch ein Trovidurformstück zentriert– auf das Glasfenster aufgesetzt. An ihrem Austritt wird –ebenfalls mittels optischem Fett– jeweils ein Photomultiplier des Typs H2431 [Ham80] angekoppelt. Der durch federnde Druckschrauben aufgebrachte axiale Schub gewährleistet guten optischen Kontakt an allen Übergängen. Genauere Informationen über den mechanischen Aufbau entnehme man den entsprechenden Zeichnungen im Abschnitt F.3. Eine Vereinfachung der Montagebrücke, die den Szintillator hält, ist zur Zeit in Konstruktion. Nach dieser Abänderung wird es möglich sein, dieselben Szintillatorplatten sowohl in dem an Luft als auch in dem im Vakuum betriebenen Detektor zu verwenden. In diesem Zusammenhang ist derzeit auch ein Umbau der Vakuumkammer in Arbeit, der es ermöglicht, die Platte ohne Ausbau der Kammer (wie am Prototypen noch erforderlich) von unten zu wechseln. An einer „Leiter“ zur Montage mehrerer Platten, die ein Auswechseln der Szintillatorplatte gestatten würde ohne das Vakuum zu unterbrechen, wird ebenfalls gearbeitet. Bei der derzeitigen Ausbaustufe steht zum Verfahren lediglich eine Preßluftdurchführung zur Verfügung, die nur zwischen zwei festen Positionen bewegt werden kann.

Für das Vakuum im FRS gelten besondere Anforderungen, da es sich unmittelbar an den SIS Beschleuniger anschließt, in dem UHV-Bedingungen vorliegen. Zumindest bei einigen Experimenten ist der Verzicht auf das momentan noch am Eingang des FRS installierte dünne Übergangsfenster, das die beiden Bereiche mit unterschiedlicher Güte des Vakuums trennt, unerlässlich. Aus diesem Grunde müssen alle im Vakuum installierten Einrichtungen am FRS auf Ihre dahingehende Tauglichkeit überprüft werden. Für diesen Nachweis wurde eine Szintillatorplatte (BC420) mit den Abmessungen $200 \cdot 80 \cdot 1$ mm³ in einem Pumpstand unter Vakuumbedingungen getestet. Dabei wurde das Massenspektrum der ausgasenden Partikel aufgezeichnet und der Druckverlauf über der Abpumpzeit aufgenommen, wie in Abb. A.4 dargestellt. Um den Einfluß der Oberflächenversiegelung zu untersuchen, wurde sowohl eine gereinigte, fabrikneue Platte als auch eine allseitig mit Aluminium bedampfte getestet. Die Massenspektren der Ausgasungsprodukte unterschieden sich nicht wesentlich, und auch der erzielbare Enddruck liegt bei beiden Testkörpern mit $4.9 \cdot 10^{-9}$ mbar für den unbedampften bzw. $5.5 \cdot 10^{-9}$ mbar für den bedampften Typ in der gleichen Größenordnung. In der Anfangsphase des Abpumpens zeigt der bedampfte Szintillator bessere Resultate. Betrachtet man Zeiten über 50 Stunden, so erzielt man mit dem unbedampften bessere Ergebnisse. Dies ist vermutlich auf Reste von Wasser in der porösen Aluminiumoxid-Schicht zurückzuführen.

Die elektronische Bestückung und die Verarbeitung der Signale des Detektors geschieht analog zu der der bisherigen Szintillationsdetektoren am FRS. Erste Ergebnisse aus einer Strahlzeit mit Sauerstoff bei 500 A·MeV sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

Es zeigte sich, daß die Signalhöhen der Photomultiplieranoden des Vakuum-Szintillators bei etwa gleicher Versorgungsspannung, d.h. vergleichbarer Verstärkung, sich nicht nennenswert von denen der Photomultiplier gleichen Typs im FRS-Standarddetektor SC41 unterscheiden. Dies ist insofern bemerkenswert, als es bedeutet, daß die Ankopplung der Lichtleiter an den Szintillator im Vakuum über den unvermeidbaren Spalt von ca. 5/10 mm nicht wesentlich schlechter sein kann als die über optisches Fett, bzw. daß andere Faktoren eine wichtigere Rolle

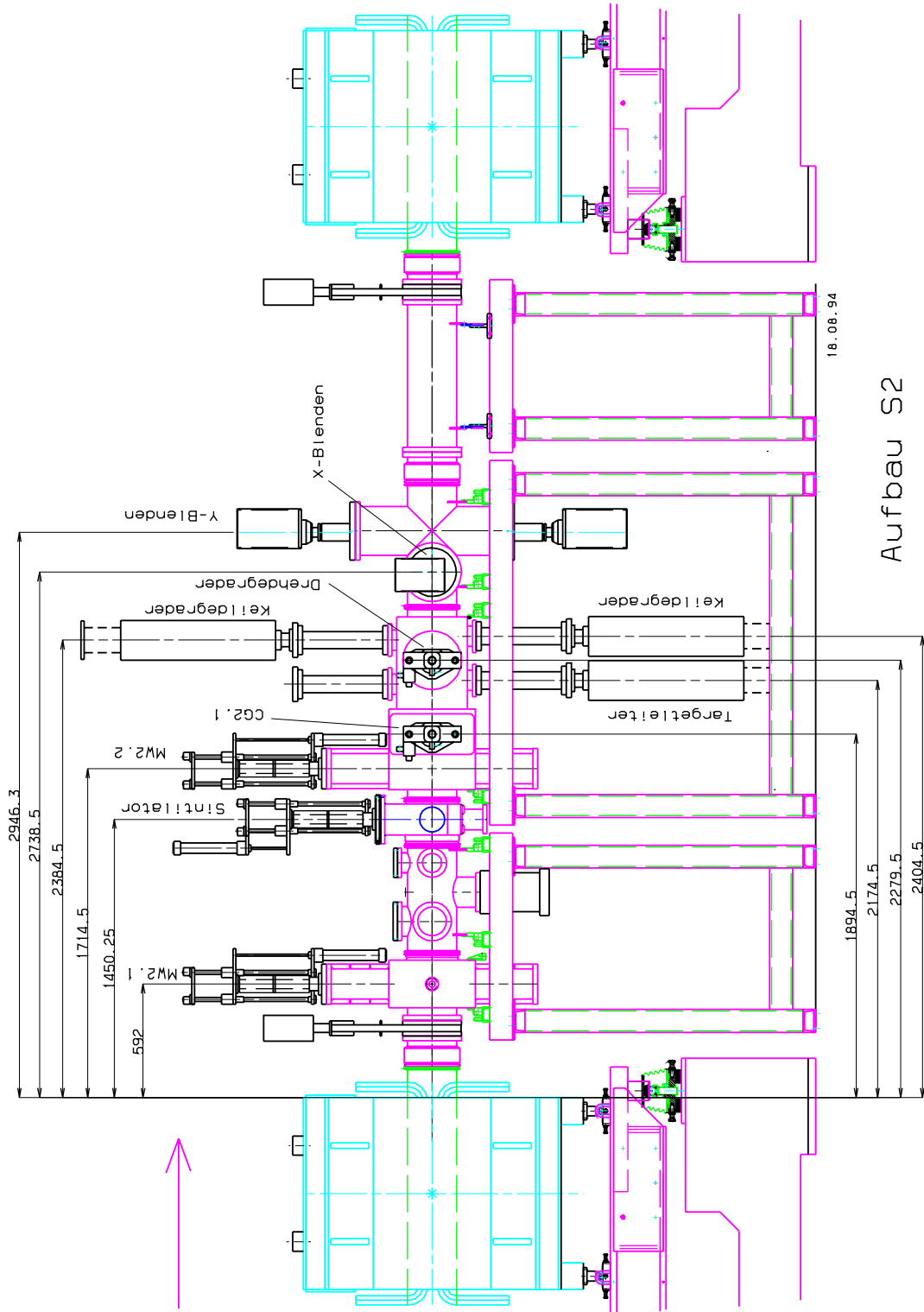


Abb. A.1 *Seitenansicht des Aufbaues in der Mittelebene des FRS. Man erkennt den Einbau der Vakuumkammer für den Szintillationsdetektor zwischen den beiden Vieldrahtkammern vor dem Abbremsler und den Blenden strahlabwärts.*

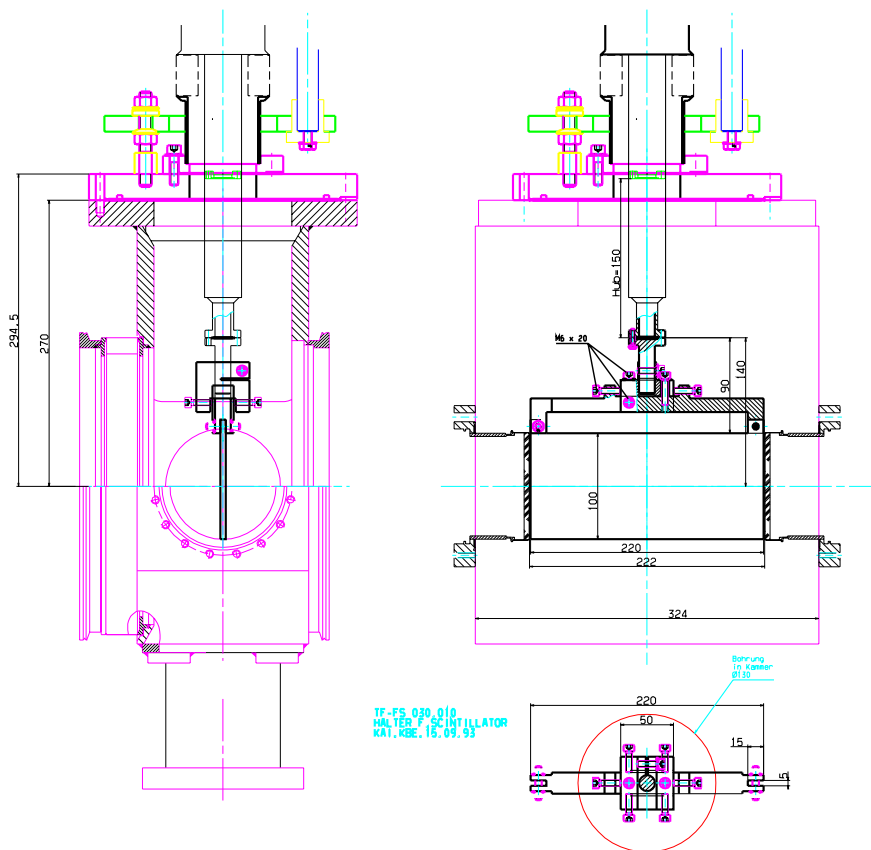


Abb. A.2 *Seitenansicht des Plastik-Szintillators im eingefahrenen Zustand in der Vakuumkammer an der Mittelebene des FRS. Gezeigt ist (links) der Blick senkrecht zur Strahlachse und (rechts) der in Strahlrichtung. Man erkennt die Lage bezüglich der Quarzglasfenster und den Aufnahme teil der Preßluftdurchführung an der die Befestigungs- und Justageeinrichtung (im Bild unten im Detail) der Szintillatorscheibe montiert ist.*

in der Abschwächung der Signale sein müssen. Die erreichbare Energieauflösung des im Vakuum betriebenen Szintillators ist etwa einen Faktor 1.5 besser als die des SC41-Detektors, wie man Abb. A.5 entnehmen kann.

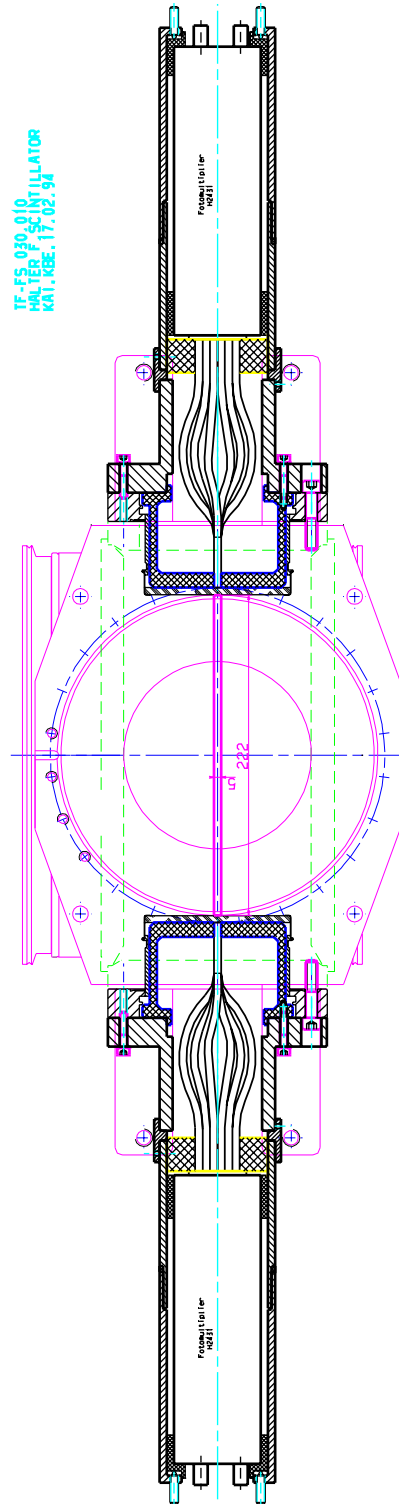


Abb. A.3 *Aufsicht des Plastik-Szintillators in der Vakuumkammer an der Mittelebene des FRS. Gezeigt ist der Blick von Oben. Man erkennt den Anbau der Quarzglasfenster, der Lichtleiter, und der Photomultiplier mit den entsprechenden Halterungen.*

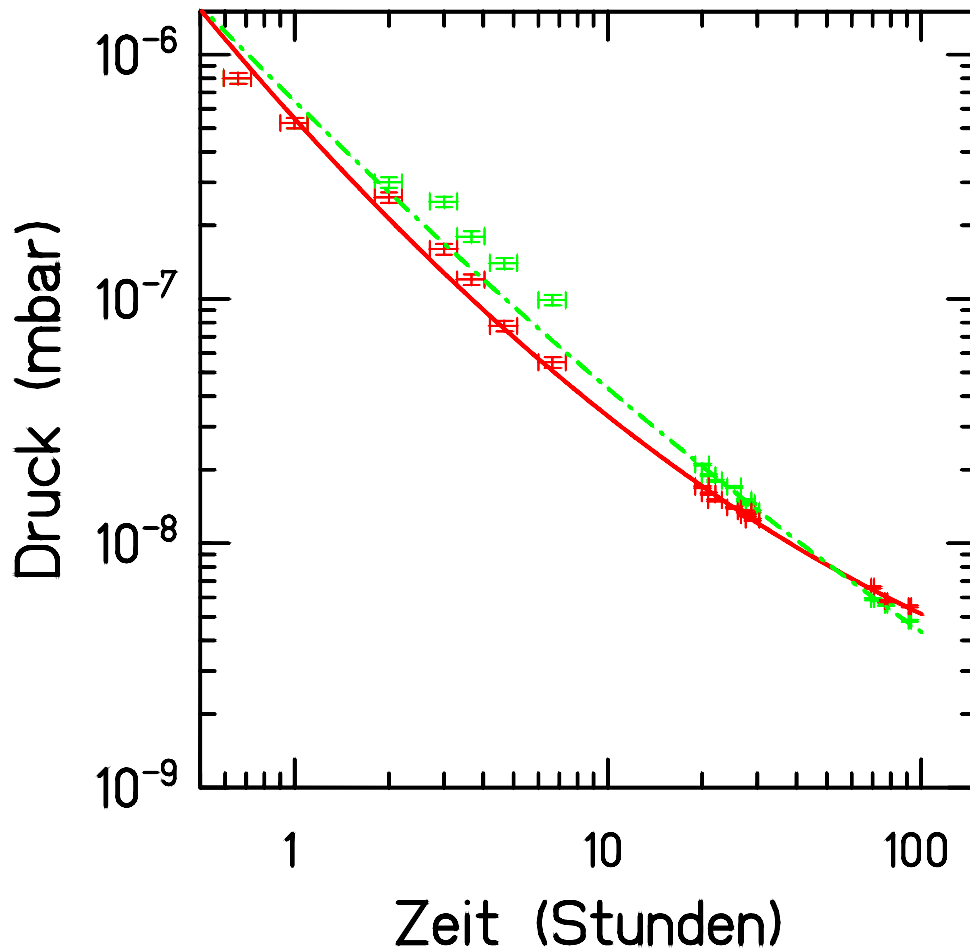


Abb. A.4 Einbringen eines Plastik-Szintillators ins Vakuum. Gezeigt ist der Verlauf des Druckes über der Abpumpzeit für einen Szintillator BC₄20 (210·100·1 mm³) mit Aluminium bedampft (—) bzw. unbedampft (---). Nach ca. 100 Stunden Pumpzeit erreicht der unbedampfte Typ einen Enddruck von ca. $4.9 \cdot 10^{-9}$ mbar, der bedampfte ca. $5.5 \cdot 10^{-9}$ mbar.

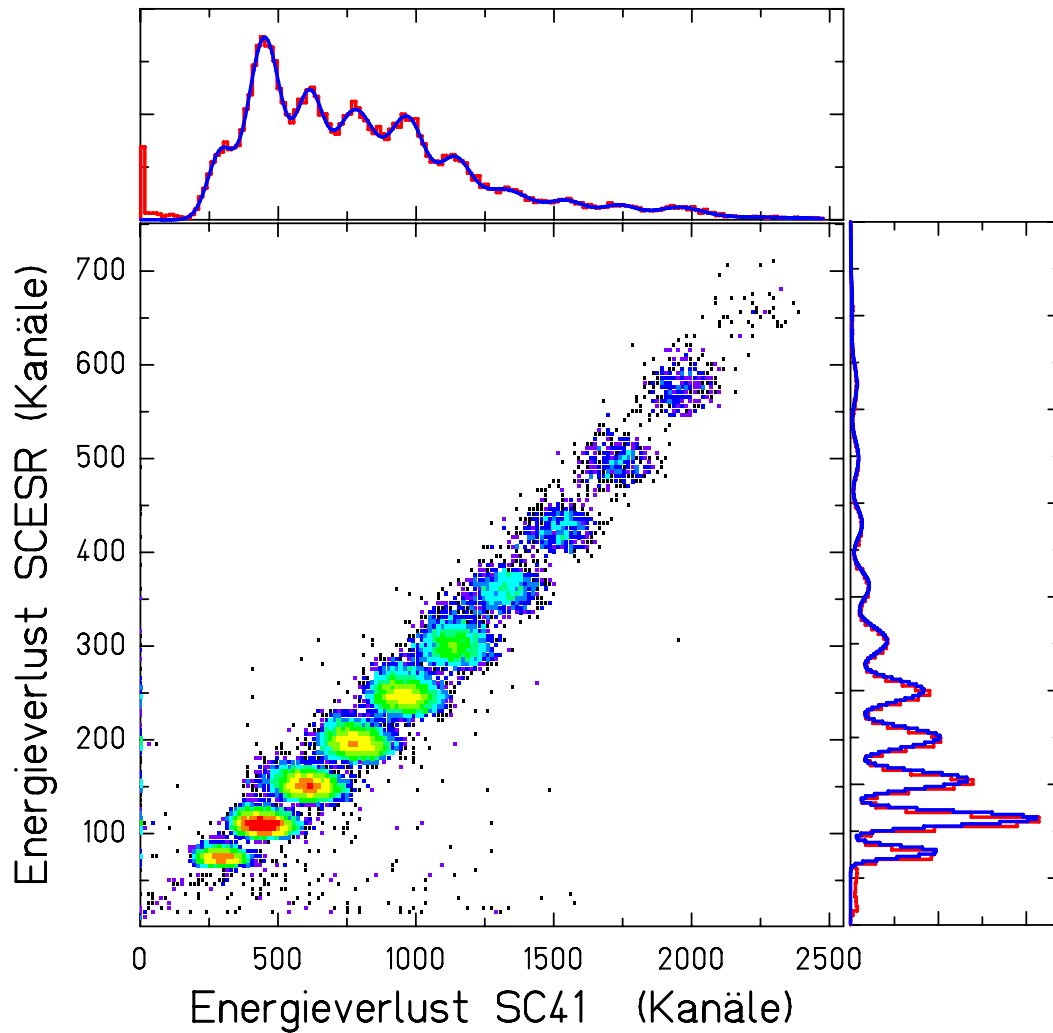


Abb. A.5 *Energieverlustsignale von Fragmenten ($Z=4$ bis $Z=14$) aus der Projekttilfragmentation von ^{40}Ar bei $1050 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ im verfahrenen Szintillator (Y-Achse) gegenüber dem FRS-Standard Szintillator SC41 (X-Achse). Man erkennt an den entsprechenden Projektionen am oberen bzw. rechten Rand, daß die Auflösung der einzelnen Kernladungen des vakuumtauglichen, verfahrenen Szintillators deutlich besser ist als die des Standardszintillators (Faktor 1.5).*

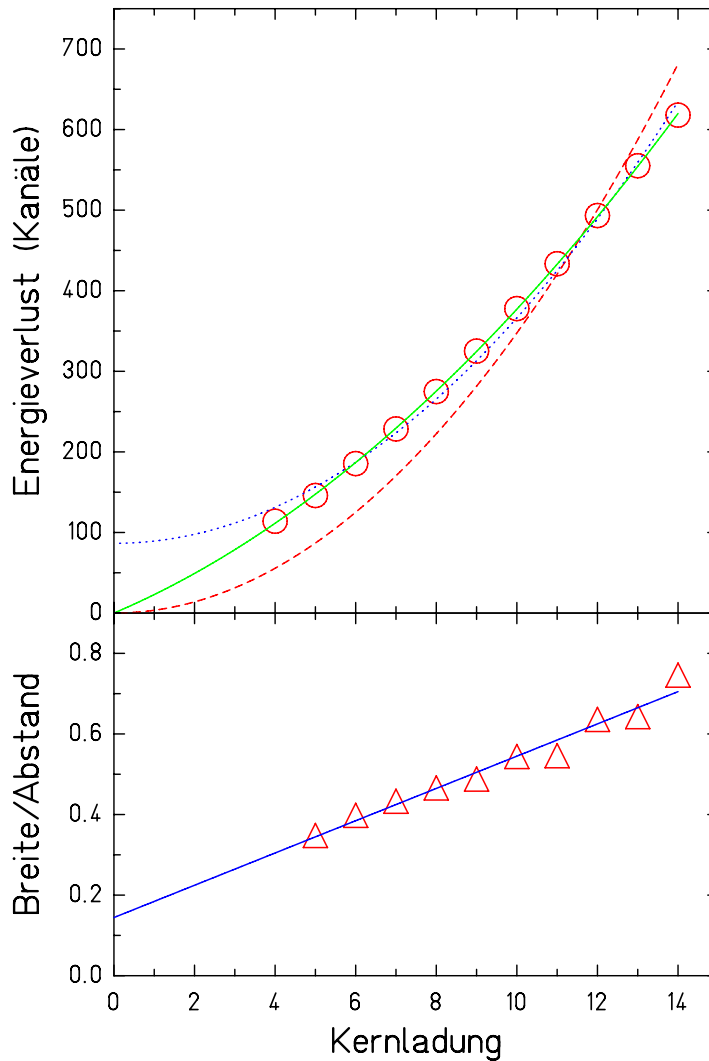


Abb. A.6 Die obere Bildhälfte zeigt den Verlauf des Energieverlustes im verfahrenen Szintillator mit der Kernladung der Fragmente aus der Projekttilfragmentation von ^{40}Ar bei $1050 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ im Vergleich mit verschiedenen angepaßten Funktionen: (—) Polynom 2.Ordnung mit linearem Glied und Offset, (----) Polynom 2.Ordnung rein quadratisch, (.....) Polynom 2.Ordnung quadratisch mit Offset. Die Daten (○) sind gut verträglich mit einer Z^2 -Abhängigkeit und zeigen bei diesen Kernladungen und Energien keine Quenching-Effekte. Im unteren Teil der Abbildung ist die gemessene Auflösung der Kernladung aus dem Energieverlust im verfahrenen Szintillator dargestellt (vergl. Abb. A.5).

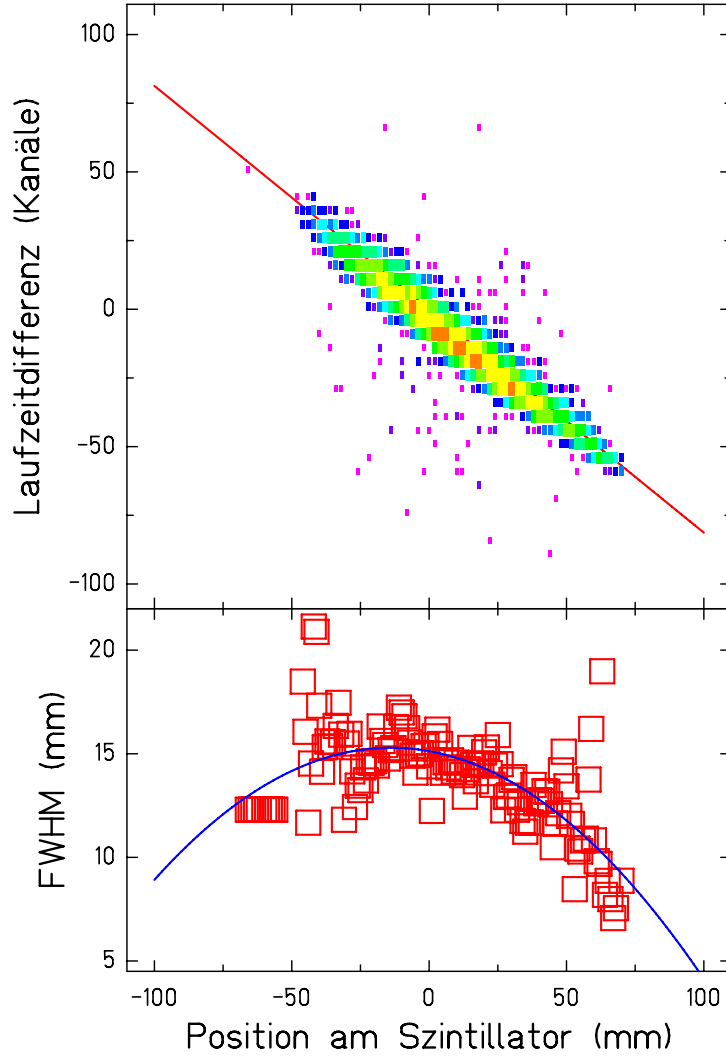


Abb. A.7 Im oberen Teil der Abbildung ist die Korrelation zwischen dem aus den MWPC-Orten errechnetem Auftreffort auf dem verfahrbaren Szintillator und der Ortsmessung durch den Szintillationsdetektor über die Lichtlaufzeitdifferenzen für Fragmente aus der Projekttilfragmentation von ^{40}Ar bei $1050 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ gezeigt. Die sich ergebende Beziehung ist sehr gut linear wie der eingetragene Fit durch die Daten (—) zeigt. Der unter Teil des Bildes zeigt die Halbwertsbreite der Ortskorrelation über dem aus den MWPC-Orten errechnetem Auftreffort auf dem verfahrbaren Szintillator. Es zeigt sich ein sehr gut parabelförmiger Verlauf (—). Die Fehlerbalken an den Datenpunkten wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit der Darstellung weggelassen. Die Auflösung verbessert sich von der Mitte des Szintillators, wo sie ca. 15 mm beträgt, auf ca. 8 mm im äußeren Drittel der Szintillatorplatte. Diese Werte sind vergleichbar mit denen für die bereits früher eingesetzten Szintillationsdetektoren (vergl. Tab. 4.4)

B. Ein Flugzeitdetektor zur Untersuchung der Spaltung exotischer Kerne

Im folgenden Kapitel soll die Entwicklung eines Experimentieraufbaus zur Untersuchung der Spaltung exotischer Kerne am FRS beschrieben werden. Im Hinblick auf diese Fragestellung wird zuerst der physikalische Hintergrund dargestellt und dann die notwendigen technischen Überlegungen zur Verwirklichung der Messung angestellt. Weitergehende Informationen zu diesem Thema findet man in [Hei94, Röh94].

Ein erstes Experiment zur Untersuchung der Spaltung exotischer Kerne in inverser Kinematik wurde bereits durchgeführt [Hei94, Sch94]. Aus dieser Messung ergab sich die Notwendigkeit für den Aufbau eines großflächigen Flugzeitdetektors. Eine Reihe von Voruntersuchungen wurden von C. Röhl [Röh94] durchgeführt. Der Hauptteil des technischen Aufbaus und der Auslegung unter Beachtung der durch das Experiment gestellten Anforderungen wurden im Rahmen der vorliegenden Dissertation geleistet. In einem zweiten Spaltexperiment $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV } ^{238}\text{U}$ (RUN30) [Gre] konnte der neue Detektor dann mit Erfolg eingesetzt werden.

B.1 Die physikalische Zielsetzung des Spaltexperimentes

Die Messung von Spaltwahrscheinlichkeiten aus der Niederenergiespaltung schwerer Kerne – mit niedriger Anregungsenergie ($E^* < 20 \text{ MeV}$) und kleinem Drehimpuls – sowie von Massen- bzw. Kernladungsverteilungen der Spaltprodukte liefert wertvolle Informationen über das dynamische Verhalten kalter Kernmaterie, insbesondere über den Einfluß von quantenmechanischen Struktureffekten auf ihre dynamische Entwicklung vom Compoundkern bis zum Sattelpunkt. Liegt die Anregungsenergie dagegen wesentlich höher als die Spaltbarriere, so verlieren die Schaleneffekte zu Gunsten der Tröpfcheneigenschaften an Einfluß bis schließlich die symmetrische Spaltung überwiegt.

Beispiele gemessener Fragment-Massenverteilungen von Kernen im Bereich $98 \leq Z \leq 105$ sind in Abb. B.1 dargestellt. Man erkennt den außerordentlich starken Einfluß der Kernstruktur auf diese Meßgröße. In einigen Fällen unterscheiden sich sogar schon die Verteilungen von Nachbarisotopen stark voneinander.

Die Untersuchung der Niederenergiespaltung war bisher – wegen des Einsatzes der spaltenden Kerne als Targetmaterial in neutronen- [Cro77] bzw. photoneninduzierter Spaltung [CaD80, Web90] bzw. bei Transfer- oder Fusionsreaktionen mit leichten, geladenen Teilchen [KoS74, Itk89] – auf stabile oder langlebige radioaktive Kerne in der Nähe des stabilen Tales mit Lebensdauern bis hinunter zum Bereich einiger Stunden beschränkt (vergl. Abb. B.2). Das Neutron-zu-Proton-Verhältnis konnte somit nur in geringem Umfang variiert werden.

Diese Beschränkungen sind nunmehr erstmals entfallen.

Die Fragmentation von ^{238}U -Projektilen aus dem Schwerionensynchrotron SIS18 der GSI mit anschließender Trennung im Fragmentseparator (FRS) [GeA92] ermöglicht die Herstellung isotonenreiner Sekundärstrahlen mit Energien von einigen hundert MeV pro Nukleon [Sch94] über einen weiten Bereich der Nuklidkarte. Dies ist die Voraussetzung für die Untersuchung von Spaltwahrscheinlichkeiten sowie Kernladungs- und -massenverteilungen der Spaltprodukte nach Niederenergiespaltung in dem experimentell bisher nicht zugänglichen Bereich von neutronenarmen Kernen mit $80 \leq Z \leq 92$ und insbesondere von kurzlebigen Kernen im Bereich

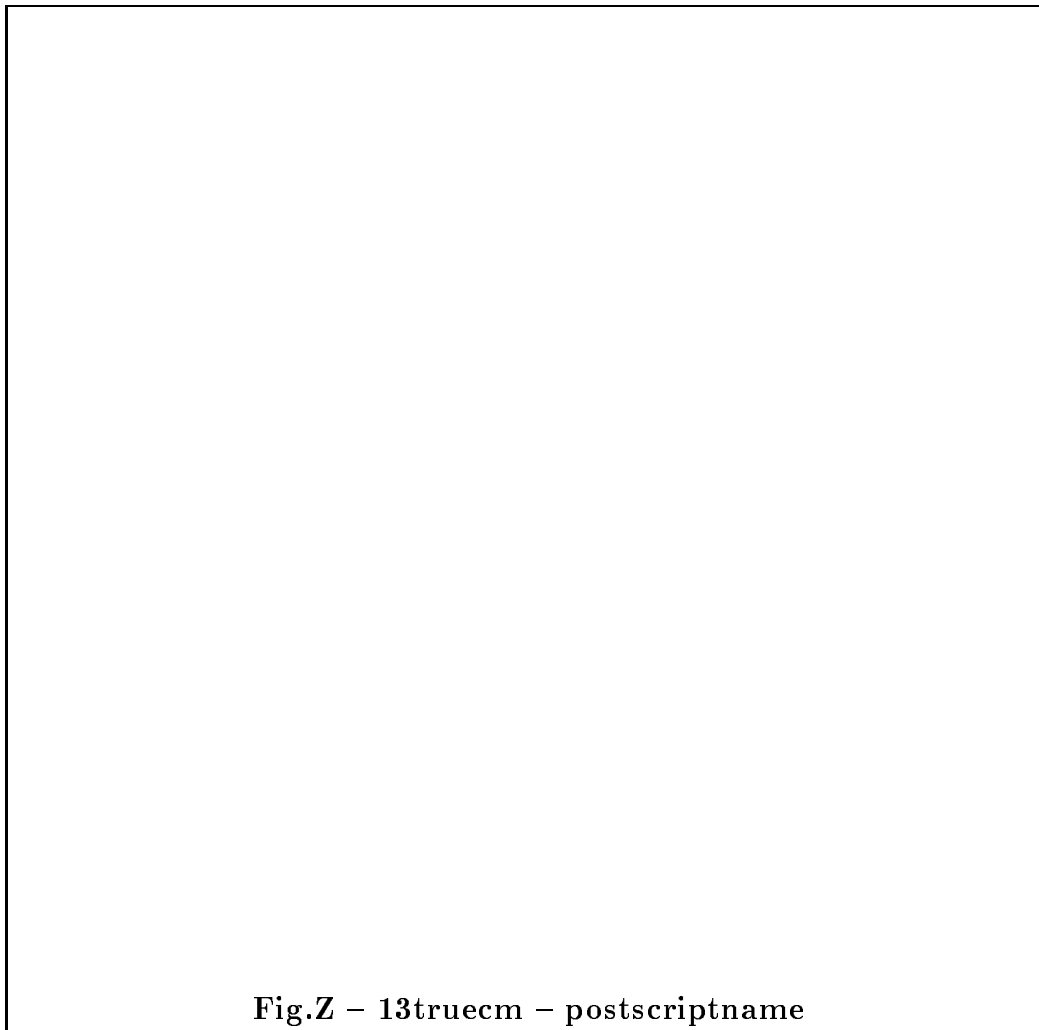


Fig.Z – 13truecm – postscriptname

Abb. B.1 *Systematik der gemessenen Massenverteilungen für spontane Spaltung von Isotopen oberhalb von Berkelium (Bk). Die Abbildung ist [Hof89] entnommen.*

der 126-er Neutronenschale. In Abb. B.2 sind die für diesen Fall mit dem Fragmentseparator erzeugbaren Kerne in einem Ausschnitt der Nuklidkarte dargestellt.

Für die Durchführung des Experimentes sind zwei recht unterschiedliche Aufgaben zu erfüllen: Die Erzeugung eines isotonenreinen Sekundärstrahles und die Durchführung der eigentlichen Spaltuntersuchungen. Die Erzeugung, Selektion und Identifizierung von Sekundärstrahlen am Fragmentseparator ist in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben. Der vorliegende Abschnitt beschreibt die Untersuchungen mit dem Sekundärstrahl am Ausgang des Fragmentseparators. Daraus ergeben sich die speziellen Anforderungen an einen großflächigen Szintillationsdetektor, dessen Entwicklung und Aufbau in diesem Anhang beschrieben werden.

Die Kerne des Sekundärstrahles treffen hinter dem FRS auf ein zweites Target, in dem grundsätzlich zwei Prozesse zu unterscheiden sind, die zur Kernspaltung führen können:

1. Nukleare Anregung (Fragmentation): Für Stoßparameter, die kleiner sind als die Summe der Radien der wechselwirkenden Kerne, werden vornehmlich aus dem Überlappbereich von Projektil- und Targetkern Nukleonen abgeschert (Abrasion). Das Projektilfragment erhält dabei eine hohe Anregungsenergie von im Mittel 27 MeV pro abgeschertem Nukleon. Für die darauf folgende Spaltung kann man deshalb keinen großen Einfluß durch Kernstruktureffekte mehr erwarten, sie ist symmetrisch. Der totale Wirkungsquerschnitt für **nukleare** Reaktionen beträgt beispielsweise für den Kern ^{238}U mit einer Energie von

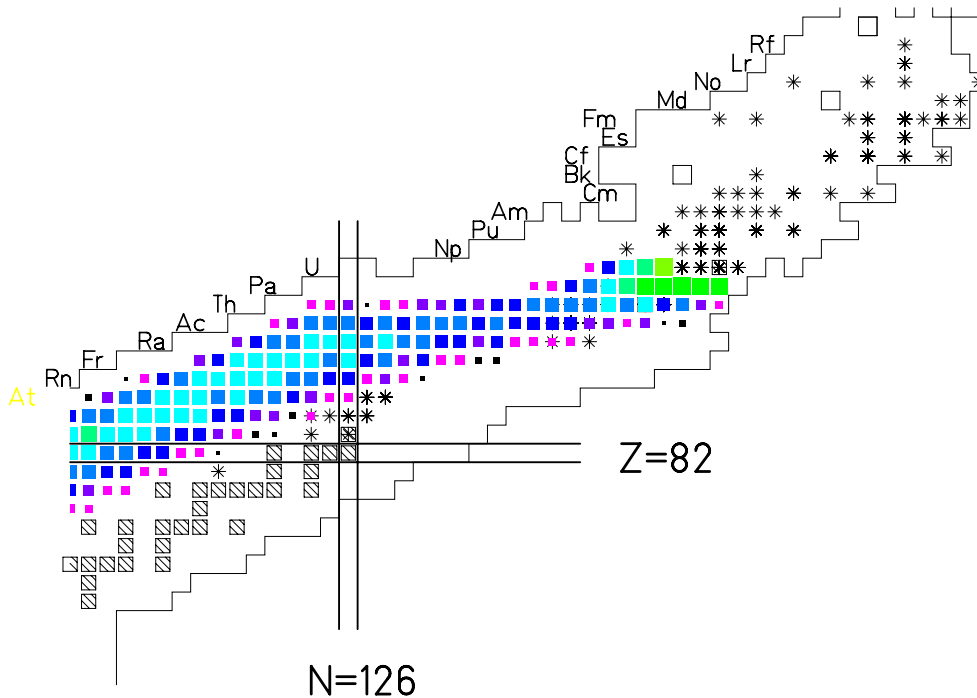


Abb. B.2 Die Darstellung zeigt eine repräsentative Übersicht der Kerne (*), für die bisher Niederenergiespaltung untersucht wurde [Hof89, Cro77, KoS74, Itk89], auf einem Ausschnitt der Nuklidkarte. Die ausgefüllten Quadrate zeigen berechnete Produktionsquerschnitte Abschätzung für die am Fragmentseparator durch Projekttilfragmentation von 0.60-0.95 A·GeV ^{238}U als Sekundärstrahlen erzeugbaren Isotope. Die Größe der Symbole entspricht der aus Modellrechnungen [Jun94] ermittelten Produktionsrate unter Berücksichtigung der Kernspaltung. Die kleinste Größe der Quadrate entspricht einem Produktionswirkungsquerschnitt von 1 mb, aufeinanderfolgende unterscheiden sich in der Ausbeute um jeweils einen Faktor 2. Die stabilen Kerne sind durch schraffierte Quadrate dargestellt.

$E/A \approx 300$ A·MeV in einem Blei-Target 7.94 barn [Sch94]; der zur Spaltung führende Anteil davon ist etwa 3.4 barn wobei ca. 2.4 barn durch nukleare Prozesse und ca. 1.0 barn durch elektromagnetische Anregung zustande kommen [Sch94].

2. Elektromagnetische Anregung: Das Projektil kann bei Stoßparametern, die größer sind als die Summe der Kernradien von Projektil und Targetkern, durch das zeitlich veränderliche Coulombfeld eines Targetkerns angeregt werden. Durch diesen Mechanismus können Zustände in einem Energiebereich von ca. 4 bis 20 MeV und einem Mittelwert von 12 MeV bevölkert werden. Diese Anregungsenergie liegt in der Nähe der Spaltbarrieren der zu untersuchenden Kerne (vergleichbar mit dem Maximum der (äußersten) Spaltbarriere spaltender Kerne), d.h. in einem interessanten Bereich für die Untersuchung des Einflusses von Schaleneffekten auf die Kernladungsverteilung und die Spaltwahrscheinlichkeit. Für ^{238}U mit $E/A \approx 900(300)$ A·MeV läßt sich für die elektromagnetische Anregung in einem Blei-Target ein Wirkungsquerschnitt von 5.3(3.7) barn [AuG94] abschätzen. Von den so angeregten Kernen gelangen in diesem Fall etwa 30 % (1.0 barn) in den Spaltkanal [Sch94].

Von der Meßapparatur wird die weitgehende Trennung der Spaltprozesse aus den beiden erwähnten Quellen gefordert. Dabei wird ausgenutzt, daß bei der Fragmentation die Nukleonen im Mittel entsprechend dem Proton- zu-Neutron Verhältnis des Ausgangskerns abradiert werden. Dadurch ist es wenig wahrscheinlich, daß bei einem

größeren Massenverlust nur Neutronen abgestreift werden. Verlangt man bei der Auswertung der Daten, daß die Summe der Kernladungen der Spaltprodukte mit der Kernladungszahl des Mutterkerns übereinstimmt, wird der Anteil der Spaltung nach Fragmentation stark unterdrückt und Spaltung nach elektromagnetischer Anregung entsprechend angereichert.

Wie ein erstes Experiment gezeigt hat, konnte Niederenergiespaltung nach elektromagnetischer Anregung im Coulombfeld schwerer Targetkerne bereits nachgewiesen werden [BeC94, Sch94].

Mit dem in den folgenden Kapiteln vorgestellten experimentellen Aufbau läßt sich für die verschiedenen Reaktionstypen neben dem Spaltquerschnitt auch die Kernladungsverteilung der Spaltprodukte bestimmen. Sie wird im Spaltprozeß spätestens am Sattelpunkt festgelegt und ist damit für diesen eine unverfälschte, unmittelbar charakteristische Größe. Die Massenverteilung dagegen ist nach vollzogener Spaltung noch Veränderungen unterworfen, da die angeregten Spaltfragmente Neutronen abdampfen können.

In Abb. B.3 sind Messungen von gemittelten totalen kinetischen Energien \overline{TKE} einzelner Kerne über dem Parameter $Z^2/A^{1/3}$ aufgetragen. Die \overline{TKE} der Spaltprodukte ist durch die Coulombabstoßung und damit im Wesentlichen durch die Konfiguration des spaltenden Systems am Sattelpunkt bestimmt. Schaleneffekte haben hier einen großen Einfluß, weshalb die Werte in Abb. B.3 für einige Kerne um bis zu 20 % von den ebenfalls dargestellten Systematiken [UnG74, ViK66] abweichen. Eine Untersuchung dieser Kerne erscheint deshalb besonders interessant.

Mit dem hier vorgestellten Aufbau können die Geschwindigkeitsbeträge und -richtungen der Spaltfragmente gemessen werden. Im Schwerpunktsystem des spaltenden Kerns sind diese von der Spaltrichtung, der totalen kinetischen Energie und dem Massenverhältnis der Spaltfragmente bestimmt.

B.2 Experimenteller Aufbau

Die in diesem Abschnitt angenommenen Energien von Primär- und Sekundärstrahl ergeben sich aus den folgenden Überlegungen: Die oberste Grenze der Primärenergie von 1030 A·MeV für $^{238}\text{U}^{73+}$ -Strahl wird durch die maximalen Feldstärken und Biegeradien $(B\rho)_{SIS}=18.71 \text{ Tm}$ des Synchrotrons SIS gegeben [Str94]. Eine optimale Produktionsrate von Sekundärteilchen erfordert eine Dicke des Kupfer-Produktionstargets am Eingang des Fragment separators von ca. 4 g/cm². Die hier erzeugten, voll ionisierten Fragmente werden in der ersten Magnetstufe nach Impuls über Ladung p/q selektiert. Die örtliche Trennung der Isotope in der zweiten Magnetstufe des FRS ist bei einer Dicke des intermediären Abbremsers von ca. 40 % ihrer Reichweite (ca. 3 g/cm² Aluminium) am günstigsten. Diese Vorgaben erzwingen eine Energie des Sekundärstrahles von ca. 500 bis 700 A·MeV, bei der die Fragmente in mehreren Ladungszuständen vorliegen.

Durch die Bestimmung ihrer Flugzeit zwischen zwei Szintillations-Detektoren und ihres Energieverlustes in einer MUSIC (MUltiple Sampling Ionisation Chamber) [Pfv90] werden diese Isotope unabhängig von ihrem Ladungszustand identifiziert.

Der Sekundärstrahl trifft dann mit etwa 500 A·MeV auf ein Sekundärtarget aus Blei, das als „aktives Target“ ausgebildet ist [Hei94] (vergl. Abb. B.5). Es besteht aus sieben Bleifolien mit einer Massenbelegung von insgesamt 4.2 g/cm². Diese Folien befinden sich in einer Kammer, die mit einem Gasgemisch aus Argon und Methan (P10) unter atmosphärischem Druck gefüllt ist. Jede zweite Folie liegt auf Hochspannung, so daß die einzelnen Sektionen separate Ionisationskammern bilden. Die Gesamtdicke dieses Targets ergibt sich als Optimum aus Überlegungen zu den zu erwartenden Ausbeuten der Spaltfragmente nach elektromagnetischer Anregung, der Anteil des Untergrundes durch nukleare Reaktionen beträgt ca. 10%. Bei den oben angenommenen Sekundärstrahlenergien erreicht man Spaltraten in der Größenordnung von 5% im aktiven Target.

Ein Problem ist der Unterschied des Energieverlustes der Spaltfragmente in Abhängigkeit vom Spaltort von einigen hundert MeV. Anhand der Signalhöhen in den Sektionen des aktiven Targets, die proportional zu Z^2 sind, läßt sich jedoch die Folie identifizieren, in der der Kern gespalten hat. Mit der Kenntnis des Ortes kann man über den Energieverlust des Projektils die Energie berechnen, bei der der Mutterkern gespalten hat. Zusätzlich kann man bereits die Fragmente ausfiltern, die an vorangehenden Stellen im Strahlengang gespalten haben, da

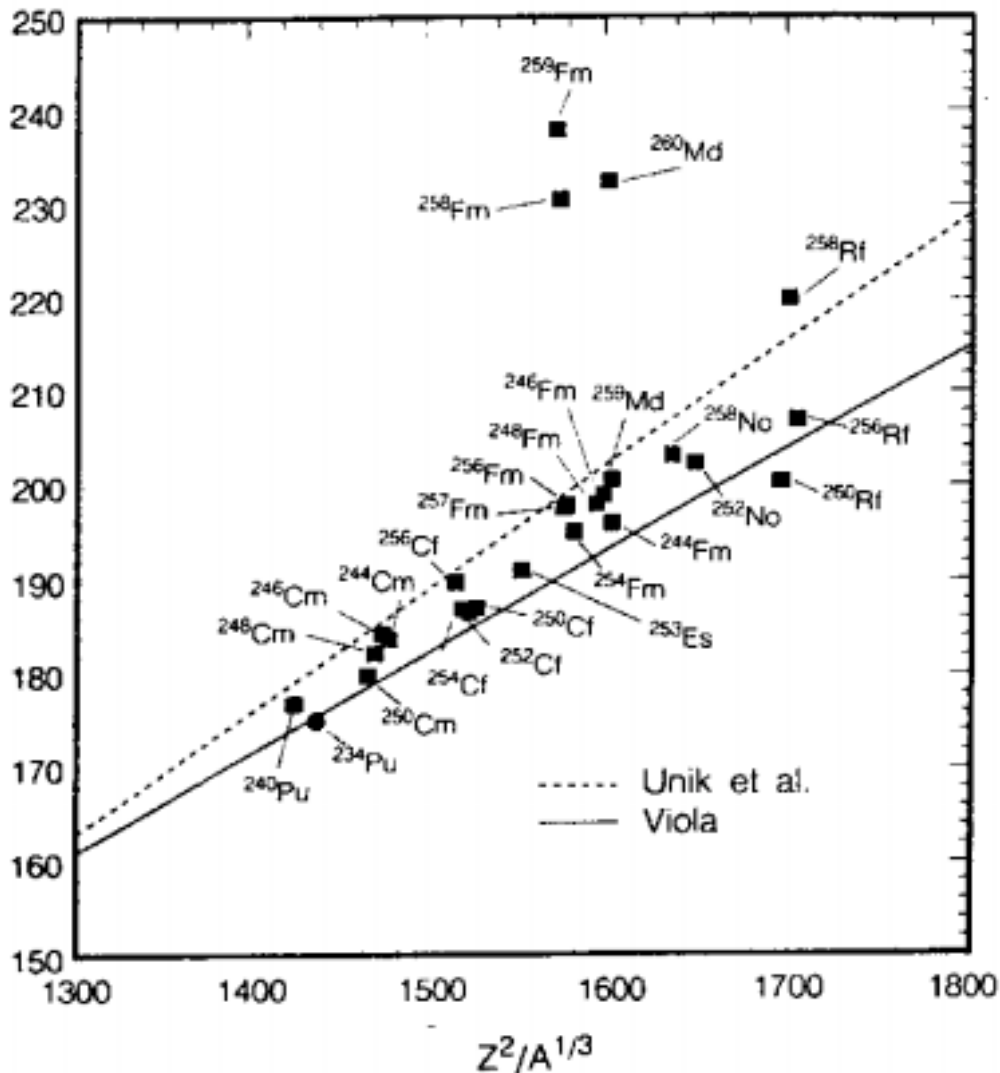


Abb. B.3 Gemittelte totale kinetische Energie (\overline{TKE}) von Spaltprodukten als Funktion des Spaltbarkeits-Parameters $Z^2/A^{1/3}$ des spaltenden Kernes. Zum Vergleich sind zwei Modellrechnungen eingetragen [UnG74, ViK66]. Die Abbildung ist [Hof89] entnommen.

sie bereits am Anfang des Targets ein Signal von etwa halber Höhe aufweisen. Nachteilig ist jedoch die Rate von ca. 10% nuklearer Reaktionen in diesem Blei-Target.

Über eine zweite MUSIC kann die Ladung der beiden Fragmente, die das aktive Target mit Energien um 300 A·MeV verlassen, bestimmt werden. Dies geschieht mit Hilfe einer Zeitprojektionschaltung [Hei94], die die ΔE -Signale der beiden Fragmente zeitlich trennt. Bei Spaltfragmentpaaren, deren Spaltebene parallel zu den Anoden der Ionisationskammer liegt, ist jedoch keine zeitliche Trennung ihrer Elektronenwolken möglich. Durch eine Multiplizitätsmessung mittels zweier senkrecht übereinander angeordneter Szintillatordetektoren hinter der zweiten MUSIC konnten diese Ereignisse jedoch eindeutig identifiziert werden.

Die untere Grenze der Energie des Sekundärstrahles (und damit auch der des primären) ergibt sich durch die Bedingung, daß die zweite MUSIC die im aktiven Target erzeugten Spaltfragmente bei gegebener geometrischer Anordnung und Akzeptanz noch örtlich trennen muß. Dies erfordert zum einen einen nicht zu großen maximalen Spaltwinkel und zum anderen eine geringe Variation des Spaltwinkels mit dem Ort der Spaltung im aktiven Target. Beide Bedingungen führen tendentiell zu einer möglichst hohen Sekundär- bzw. Primärenergie, was auch

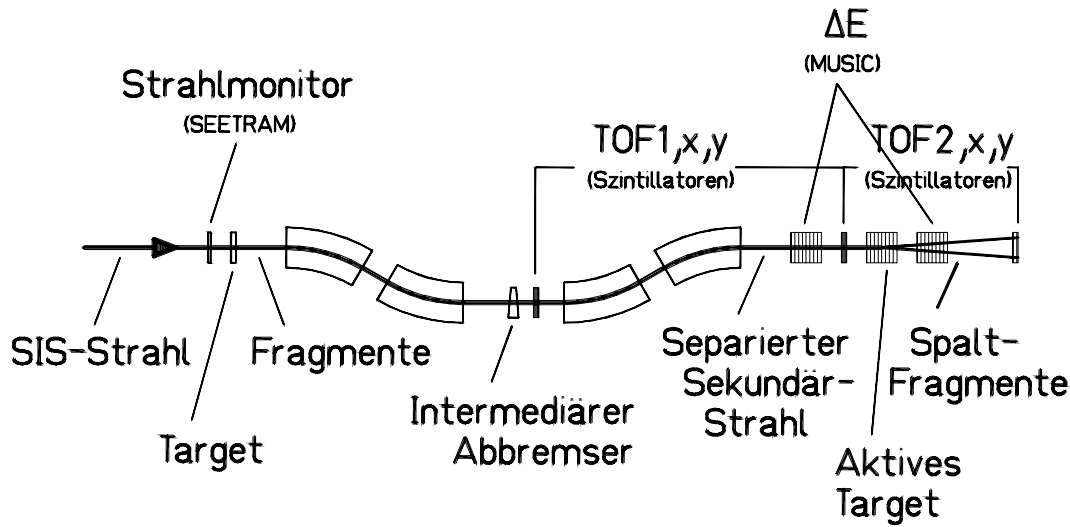


Abb. B.4 Schematischer Aufbau der Experimentieranordnung. Der Aufbau am Endfokus des FRS ist in Abb. B.5 noch einmal detaillierter dargestellt.

hinsichtlich der bei niedrigeren Energien schlechteren Ladungsauflösung der MUSIC zu bevorzugen ist.

Bei der in Abb. B.4 und Abb. B.5 dargestellten Meßanordnung liegt die Auflösung der MUSIC aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Spaltprodukte bei $\Delta Z_{FWHM} = 3$. Abgeschätzt wird ΔZ aus dem maximalen Geschwindigkeitsunterschied der Fragmente bei symmetrischer Spaltung in Vorwärts-Rückwärtsrichtung bei einem Rückstoß von 1 MeV/u (maximal 1.25 MeV/u) im Schwerpunktsystem. Ihre unterschiedlichen Energieverluste in der MUSIC (ΔE_+ und ΔE_-) ergeben zusätzlich zum intrinsischen Anteil des Detektors einen Beitrag zur Ladungsauflösung der MUSIC.

In Abb. B.6 ist der Anteil aus der Geschwindigkeitsverbreiterung zur Ladungsauflösung für verschiedene Projektilenergien aufgetragen. Der Unterschied zwischen den beiden Kurven resultiert daraus, daß das Projektil bei der Spaltung in der ersten Targetfolie eine andere (höhere) Energie hat als in der letzten.

Um die aus diesem Effekt resultierende Verschlechterung der Ladungsauflösung in der Ionisationskammer von $\Delta Z_{FWHM} = 0.4$ (intrinsisch [Pfv90]) auf $\Delta Z_{FWHM} = 3$ zu reduzieren, kann man die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmen und den gemessenen Energieverlust entsprechend korrigieren. Hierzu kann der Aufbau der hier vorgestellten zweiten Flugstrecke dienen. Das Startsignal wird von dem bereits vorhandenen Szintillator (TOF2 in Abb. B.4) [Gre93, Vos89] geliefert; der Stopp-Detektor wird nach einer Flugstrecke von ca. 5 m installiert, was dem maximal möglichen Abstand am Endfokus des FRS entspricht.

Um den Einfluß der Zeitauflösung der Anordnung auf die MUSIC-Spektren zu untersuchen, wurden Modellrechnungen durchgeführt, die im Folgenden dargestellt werden.

Ist der Ort eines Spaltereignisses im aktiven Target bekannt, was, wie geschildert, durch das Ermitteln der Foliennummer über die Verhältnisse der Energieverlustsignale in den einzelnen Abschnitten geschehen kann, so kann man die Energie der Spaltfragmente errechnen. Aus der damit ermittelten Geschwindigkeit v und bei Annahme einer Zeitauflösung Δt der Flugzeitanordnung über einen Flugweg s kann man die Breite Δv der Geschwindigkeitsverteilung der Spaltfragmente errechnen:

$$|\Delta v| = \frac{s}{t^2} \cdot \Delta t = \frac{v^2}{s} \cdot \Delta t \quad (\text{B.1})$$

Daraus ergeben sich untere und obere Werte des Energieverlustes in der zweiten MUSIC $\Delta E_+(E(v+\Delta v))$ und $\Delta E_-(E(v-\Delta v))$.

Die aus diesen Breiten berechnete Auflösung der Kernladung ΔZ_v berechnet sich dann damit zu

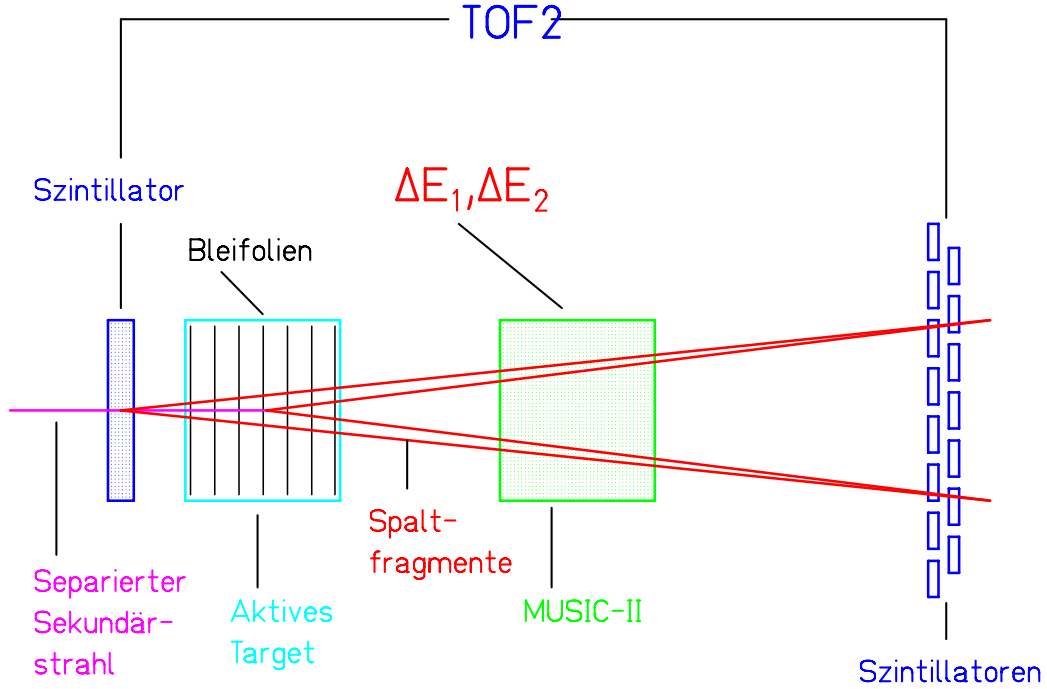


Abb. B.5 Schematischer Aufbau der Experimentieranordnung am Endfokus des Fragmenteseparators. Zur Erklärung siehe Text.

$$\Delta Z_v = \frac{\sqrt{2} \cdot Z(\sqrt{\Delta E_-} - \sqrt{\Delta E_+})}{\sqrt{\Delta E_-} + \sqrt{\Delta E_+}}. \quad (\text{B.2})$$

Zusammen mit der intrinsischen Auflösung der MUSIC von $\Delta Z_{intr.} \approx 0.4$ ergibt sich somit für die gesamte zu erreichte Auflösung der Anordnung:

$$\Delta Z_{tot.} = \sqrt{\Delta Z_{intr.}^2 + \Delta Z_v^2}. \quad (\text{B.3})$$

Wie in Abb. B.7 dargestellt, zeigt sich, daß eine Zeitauflösung von ca. 200 ps nötig ist, um einzelne Elemente schwerer Spaltfragmente noch trennen zu können.

Damit kann man den nicht-intrinsischen Teil der Ladungsauflösung bis auf einen Anteil von $\Delta Z_{FWHM} = 0.3$ verbessern, so daß die Gesamtauflösung der Ionisationskammer nicht wesentlich verschlechtert wird.

Wie bereits oben erwähnt, verursacht der Rückstoß der Spaltfragmente in transversaler Richtung einen Winkel zwischen diesen. Für den Maximalwinkel zwischen der Richtung der Schwerpunktsbewegung mit der Geschwindigkeit w und Richtung des Geschwindigkeitsvektors eines Spaltfragmentes im Laborsystem ergibt sich nach Transformation der Geschwindigkeitsvektoren $v_{c.m.}$ der Spaltfragmente im Schwerpunktsystem des spaltenden Kernes die Beziehung

$$\theta_{max} = \arccos \sqrt{\frac{\left(\frac{w}{v_{c.m.}}\right)^2 - 1}{\left(\frac{w}{v_{c.m.}}\right)^2 - \beta^2}} \quad (\text{B.4})$$

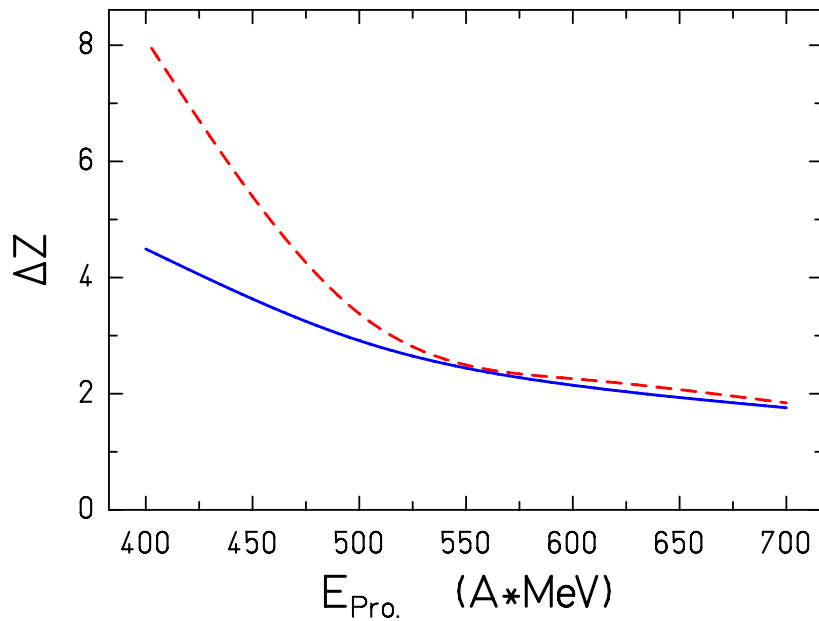


Abb. B.6 Berechnete Halbwertsbreite der Kernladungsauflösung der MUSIC für Spaltfragmente ($Z=46$, $A=110$) aus symmetrischer Spaltung von ^{238}U in einem 4.2 g/cm^2 dicken Bleitarget. Die gestrichelte Kurve (----) zeigt den Verlauf bei Spaltung am Targetende, die durchgezogene (—) denjenigen bei Spaltung am Targetanfang. Aufgetragen ist lediglich der Anteil aus der Geschwindigkeitsverbreiterung für den Fall einer Spaltung mit einer Energie im Schwerpunktsystem von $1.0 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ in Vorwärts-Rückwärtsrichtung; die intrinsische Auflösung der MUSIC ist unberücksichtigt.

wobei $\beta = v/c$ die relativistische Geschwindigkeit ist. Abb. B.8 zeigt den Maximalwinkel in Abhängigkeit von der Fragmentenergie hinter dem aktiven Target bei einer kinetischen Energie der Spaltprodukte von 1 MeV/u im Schwerpunkt-System.

Anhand dieser Darstellung errechnet man eine Fläche von etwa $1 \times 1 \text{ m}^2$ in 5 Metern Abstand, die für eine Sekundärstrahlenergie von $200 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ durch die Spaltfragmente ausgeleuchtet wird, und die demzufolge der zweite Stopptektor abdecken muß.

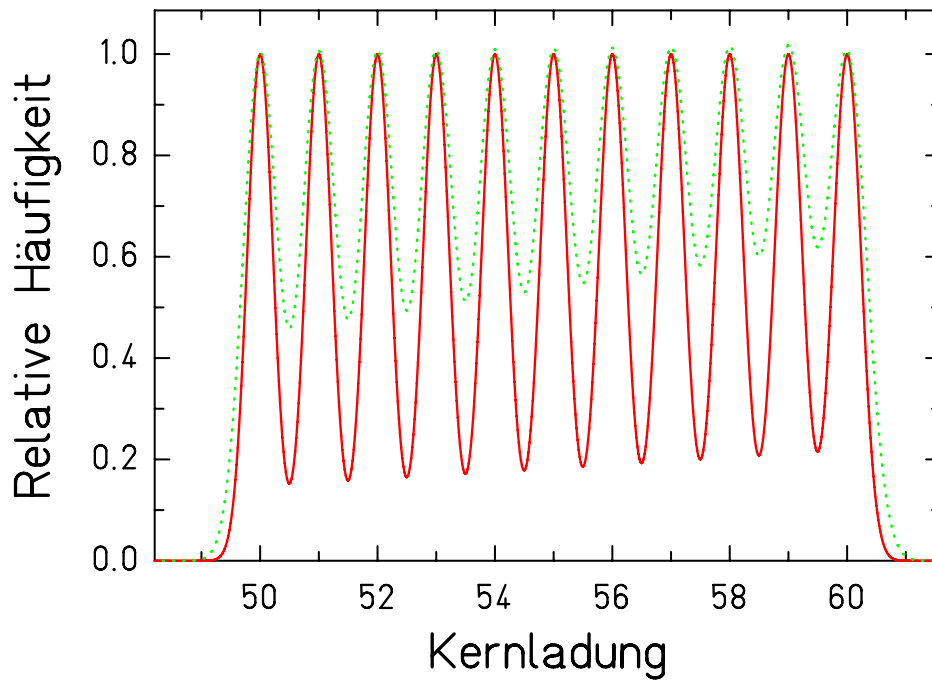


Abb. B.7 Modellrechnung eines Energieverlust-Spektrums der schweren Spaltfragmente zwischen $Z=50$ und $Z=60$. Die angenommene Auflösung setzt sich zusammen aus dem intrinsischen Beitrag der MUSIC mit einer Halbwertsbreite von $\Delta Z_{\text{FWHM}} = 0.4$ und dem Einfluß der Zeitauflösung der Anordnung von 300 ps (.....) bzw. 180 ps (—) Halbwertsbreite. Als weitere Annahmen gehen ein : Spaltung am Ende der ersten Targetfolie, verbleibende Targetdicke ($3,6 \text{ g/cm}^2$), Energie des Mutterkerns am Ende der ersten Folie ($500 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) und Flugstrecke (4 m).

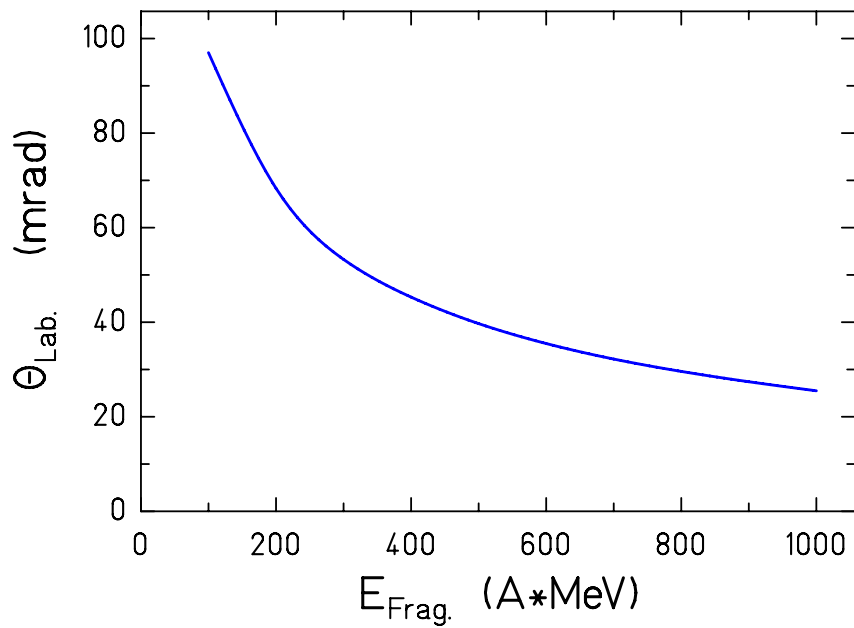


Abb. B.8 *Maximalwinkel eines Spaltprodukts gegenüber der Strahlachse in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des spaltenden Ions. Die Rückstoßenergie der Spaltfragmente wurde hier zu 1 MeV/u angenommen.*

B.3 Anforderungen an den Flugzeitdetektor

Die Dimensionen des Stoppdetektors sollen eine Messung von Projektilen ermöglichen, die nach Energieverlust im FRS bei etwa 500 A·MeV im aktiven Target spalten, und deren Fragmente eine Flugstrecke von etwa 5 m zurücklegen. Bei diesen Energien liegen die größten Flugzeitunterschiede der Spaltprodukte bei ca. 2 ns für die Spaltung in bzw. entgegen der Strahlrichtung. Die maximale Aufweitung durch die Spaltung und das Winkelstragging senkrecht zum Strahl beträgt ca. 70 mrad.

Zum Vergleich ist in Abb. B.9 die berechnete Z-Auflösung in Abhängigkeit von der Spaltfragmentenergie hinter dem aktiven Target dargestellt, wobei hier die Zeitauflösung als Maß für die Geschwindigkeitsbreite und damit auch als Maß für die unterschiedlichen Energieverluste (ΔE_+ und ΔE_-) von zwei gleichen Teilchen ($Z=46$, $A=110$) in der MUSIC für die Rechnung zugrundegelegt wurde. Zusätzlich wurde in Abb. B.10 die Z-Auflösung für verschieden lange Flugstrecken bei einer Fragmentenergie von 250 A·MeV hinter dem aktiven Target untersucht.

Aus diesen Untersuchungen ergibt sich für eine Zeitauflösung der Anordnung von $\Delta t=180$ ps bei 4 m Flugstrecke ein Anteil zur Ladungsauflösung von $\Delta Z_{\text{FWHM}} = 0.3$, wie auch in Abb. B.9 zu sehen ist. Dies entspricht gerade noch den oben erwähnten Anforderungen.

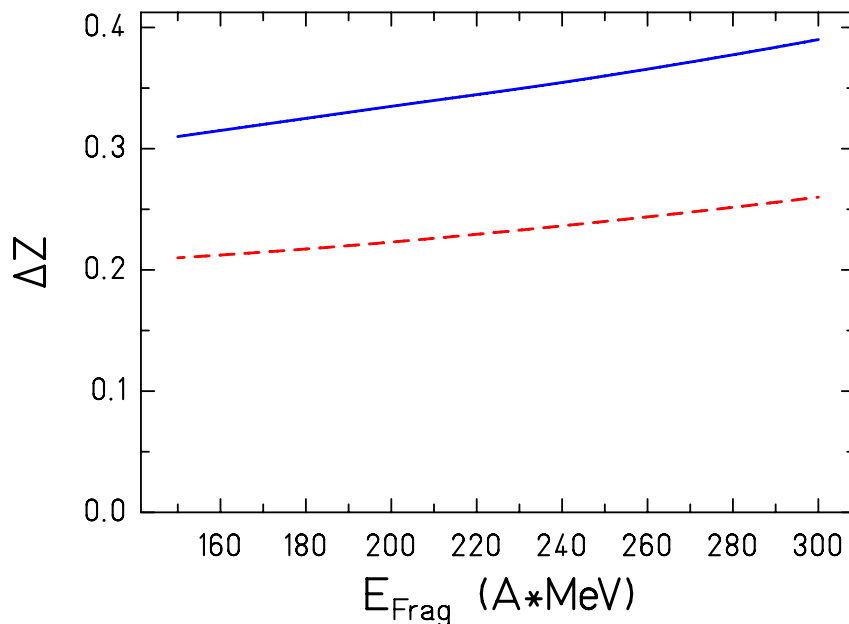


Abb. B.9 Halbwertsbreite der Ladungsauflösung ΔZ bei 5 m Abstand für verschiedene Fragmentenergien ($Z=46$, $A=110$) und eine angenommene Zeitauflösung der Anordnung von 300 ps (—) bzw. 180 ps (---). Nur der Anteil der Flugzeitauflösung ist angegeben, der intrinsische Anteil der MUSIC wurde nicht berücksichtigt.

Der Aufbau des Detektors ist in Abb. B.11 bzw. Abb. B.12 skizziert. Er besteht aus 15 Stäben Plastik-Szintillationsmaterial mit den Maßen $10 \times 100 \times 0,5$ cm³. Acht bzw. sieben Streifen sind in zwei Ebenen hintereinander mit einem Abstand von 3.3 cm angeordnet. Die hintere Ebene ist relativ zur vorderen um 3.3 cm senkrecht zur Strahlrichtung versetzt. Die Signale werden von jeweils zwei Photoelektronenvervielfachern pro Stab ausgelesen, welche über Lichtleiter mit deren Enden verbunden sind. Die Szintillatordicke von 5 mm ist so ausgelegt, daß die schwersten Spaltfragmente die beiden Szintillatorebenen ab einer Energie von 300 A·MeV durchqueren, d.h. in ihnen nicht vollständig abgebremst werden.

Der Aufbau mit überlappenden Stäben bietet die Möglichkeit, die Orts- und Zeiteichung von einem Streifen auf die folgenden zu übertragen. Durch die versetzte Form wird immer mindestens einer der Stäbe voll getroffen. Auf

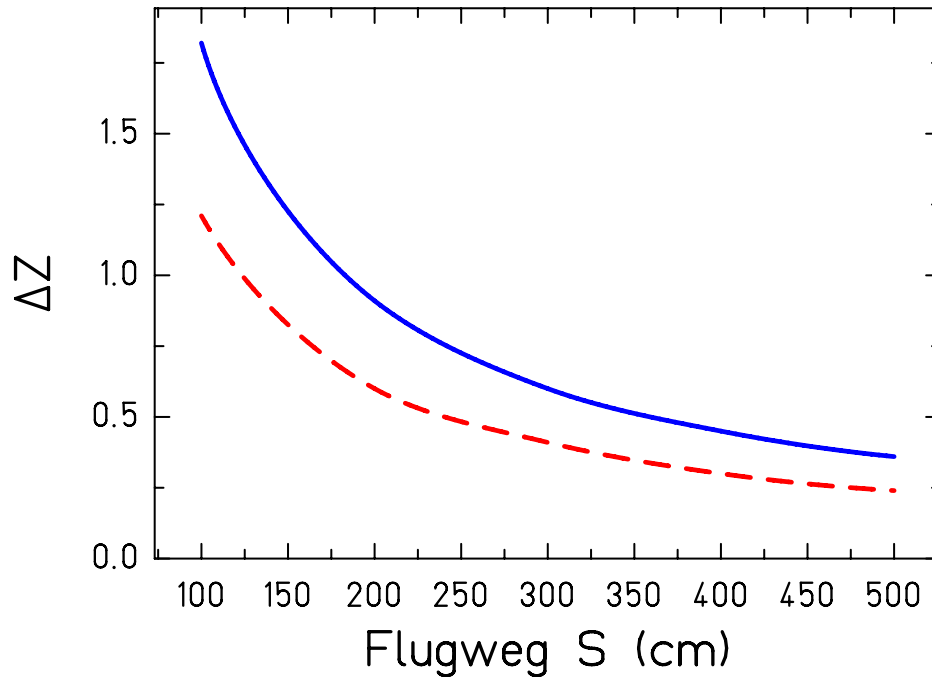


Abb. B.10 *Z-Auflösung bei variablem Abstand für eine angenommene Zeitauflösung der Anordnung von 300 ps (—) bzw. 180 ps (---) bei einer Spaltfragmentenergie von 250 A·MeV hinter dem aktiven Target. Dargestellt ist nur der Einfluß der Flugzeitauflösung, der intrinsische Anteil der MUSIC wurde nicht berücksichtigt.*

diese Weise werden einerseits Randeﬀekte in der Lichtausbreitung korrigiert, andererseits wird die Gesamtﬂäche sicher mit Szintillationsmaterial abgedeckt. Dies ist vorteilhaft gegenüber schachbrettmusterartiger Anordnung, da dort an Überkreuzungspunkten ein kleiner Teil der Fläche nicht erfasst wird.

Die horizontale Ortsmessung kann man auf zwei Arten durchführen. Zum Einen mißt man die Lichtlaufzeitdiﬀerenz der rechts bzw. links anliegenden Signale. Über die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator läßt sich der Ort berechnen, wenn man zuvor eine Eichung der Position – beispielsweise mit einem aufgeweiteten Primärstrahl – durchgeführt hat. Zum Zweiten ist es möglich, die rechts bzw. links gemessenen Pulshöhen zu vergleichen. Dabei wird dann für die Ortsbestimmung die Absorptionslänge des Szintillatormaterials als Referenzwert zur Ortsberechnung benutzt. Wenn die Ortsauflösung – bestimmt über die Lichtlaufzeitdiﬀerenzen – wie bei bisherigen Flugzeit-Aufbauten (TOF 1) an Mittelebene und am Ausgang des Spektrometers (vergl. Abb. B.4), $\Delta x_{FWHM} = 2$ mm beträgt, erhält man eine Winkelauflösung von 0.4 mrad aus der Ortsinformation.

In vertikaler Richtung bleibt die Ortsinformation auf den Überlapp der Szintillatorstreifen beschränkt und beträgt damit 3.3 cm. Das entspricht einer Winkelauflösung von 6.6 mrad, d.h. 10 % vom Maximalwinkel.

Aus den gemessenen Geschwindigkeiten und Winkeln im Laborsystem lassen sich die Geschwindigkeiten $v_{1,2}$ der Spaltprodukte im Schwerpunktsystem und damit die totale kinetische Energie des spaltenden Systems berechnen; im Schwerpunktsystem gilt:

$$TKE = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 \quad (\text{B.5})$$

Bei Niederenergiespaltung beträgt die mittlere totale kinetische Energie (\overline{TKE}) ca. 170 MeV [Wag91, Sch91a]. Bei Kenntnis dieser Größe und der kinetischen Energie vor dem Stoß, kann auch die Anregungsenergie des im

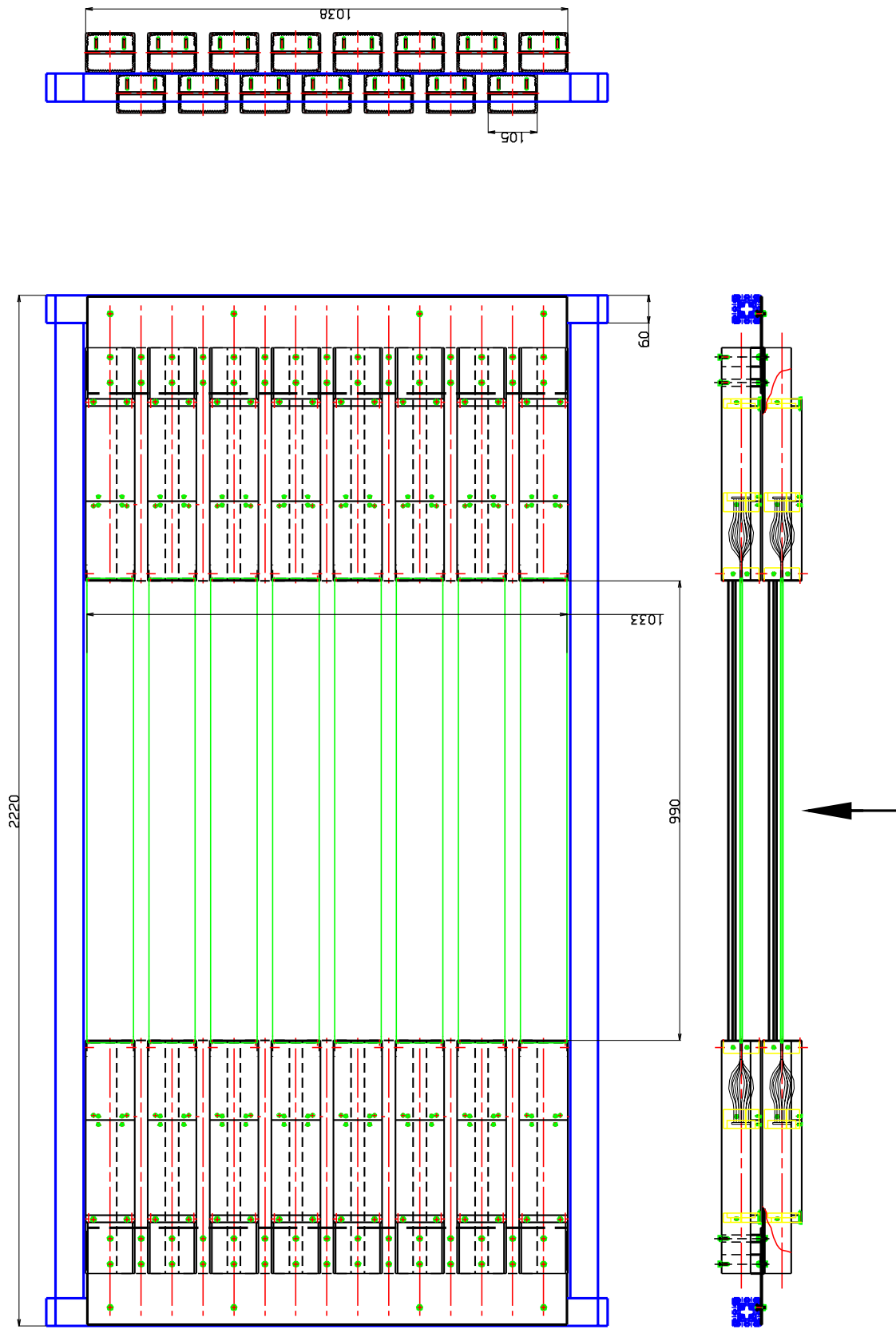


Abb. B.11 Schematischer Aufbau des zweiten Flugzeitdetektors.

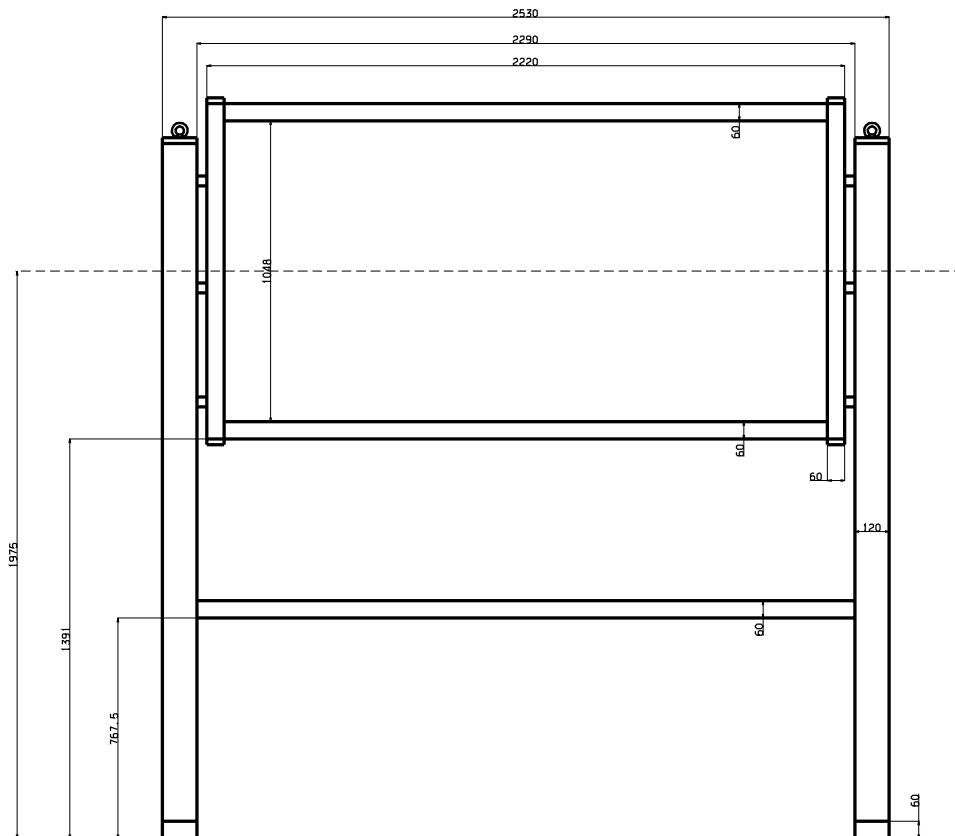


Abb. B.12 Gesamtansicht des Flugzeitwand-Detektors am Fragmentseparator der GSI. Gezeigt ist die Lage bezüglich der Strahlachse am Endfokus des FRS und die äußeren Abmessungen. Der segmentierte Aufbau sowie die wichtigsten Maße wie etwa die aktive Fläche sind aus Abb. B.11 zu entnehmen.

Stoß gebildeten Compoundkernes ermittelt werden; es gilt der Energiesatz. Um physikalisch sinnvolle Informationen zu erhalten (vergl. Abb. B.3), muß man die TKE auf 2-5%, maximal 10% genau bestimmen. Dies erfordert eine Messung der Flugzeit(differenz) mit einer Genauigkeit von 1-5%.

Über den maximalen Spaltwinkel ergibt sich ein weiterer Zugang zu Bestimmung der TKE. Allerdings werden die Winkel durch Straggling im Target erheblich verfälscht, wie auch die Tab. B.1 zeigt.

Energie vor aktivem Target	(MeV/u)	500	280	500
Dicke	(g/cm ²)	4.2	0.6	0.6
Energie nach aktivem Target	(MeV/u)	234	234	477
Maximalwinkel	(mrad)	63.5	61,6	40.8
Winkelstraggling	(mrad)	7.5	3.3	1.8

Tab. B.1 Auswirkung der Energie vor dem aktiven Target auf die Winkelverteilung der Spaltfragmente.

Wie man sieht, beträgt der Stragglingbeitrag des Winkels zur Auflösung der TKE in etwa 10% des maximalen Spaltwinkels. Mit der Apparatur erscheint somit nur eine Bestimmung der mittleren totalen kinetischen Energie möglich. Das aufgeführte dünne Target ergibt zwar die geringste Winkelauflösung, ist jedoch wegen der in

diesem Fall nur mit schlechter Auflösung möglichen Messung der Geschwindigkeiten nach dem aktiven Target nicht einsetzbar.

Zum Abschluß dieser Betrachtungen sind hier noch einmal die aus physikalischer Sicht notwendigen Anforderungen an die Flugzeitwand in tabellarischer Form in Tab. B.2 zusammengefaßt.

	Wert	Einheit	aufgrund...
Abstand zum Target	5	m	Flugzeit-Auflösung
Aktive Fläche	1.1	m ²	Winkelstreuung, Nachweis-Effizienz
Zeitauflösung	200	ps	MUSIC Korrektur, Kernladungs-Auflösung
Ortsauflösung	30	mm	Winkelmessung
Dicke	5	mm	Energie der Fragmente
Überlapp	33	mm	Winkelmessung
Effizienz	100	%	Geometrie

Tab. B.2 Anforderungen an die Detektoren der Flugzeitwand

B.4 Voruntersuchungen – bisher erreichte Auflösungen

In dem folgenden Abschnitt sollen die erreichten Zeitaufösungen mit dem bestehenden Szintillator-Aufbau am FRS hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf den vorliegenden Fall untersucht werden. Zudem werden die Daten mit denen bereits bestehender Einrichtungen zur Messung von Flugzeiten verglichen.

Die erreichbaren Zeitaufösungen einer Flugzeitanordnung hängen maßgeblich von dem Signal-zu-Rauschverhältnis der Photomultiplierauslese und somit – abgesehen von Quenching-Effekten – von der Photonenstatistik und der Größe des Energieverlustes im Szintillatormaterial ab, wie in Abb. 4.8 erkennbar. Die dort zitierten Photomultiplier sind jedoch von ihrer Bauart und ihren Zeiteigenschaften, insbesondere auch hinsichtlich der Zählratenfestigkeit nur sehr schlecht vergleichbar. Zudem ist die Elektronik nicht bekannt, doch wahrscheinlich sehr verschieden. Zu guter Letzt ist auch die Geometrie – ein wesentlicher Faktor bei der Zeitbestimmung – bei den verglichenen Aufbauten sehr unterschiedlich. Nichtsdestoweniger zeigt die Darstellung, daß es möglich ist, eine Auflösung von $\Delta\text{TOF}_{FWHM} = 2.35 \cdot \sigma_t = 200$ ps zu erreichen.

	Einrichtung		
	FRS	ALADIN	LAND
Geometrie			
(Breite·Länge·Dicke) (mm ³)	80·200·5	25·1100·10	200·100·100
Szintillatormaterial	BC420	BC408	BC408 (5mm)
Photomultiplier	H2431 (2 in)	R3478 (3/4 in)	XP2262 (2 in)
Ortsauflösung (FWHM) (mm)	(3.38±0.01)	6.25	5.17±3%
Zeitauflösung (FWHM) (ps)	(222.31±1.88)	200-400(Z≤20) 180-200(Z≤80)	376±3%
Strahl	¹⁹⁷ Au 1.0 GeV/u	¹⁹⁷ Au 0.6 GeV/u	n 181-662 MeV
Referenzen	[Vos89] [VoB95]	[Ala89, Ala88] [KrP89, Hub92]	[EmL89, FrL91] [LaF90]

Tab. B.3 Vergleich der wichtigsten Daten einer Auswahl von Flugzeit-Einrichtungen.

Im Februar 1993 wurde am FRS eine Testmessung mit ⁵⁸Ni bei 650 A·MeV durchgeführt, in der die Zeiteigenschaften der beiden Szintillatormaterialien und der beiden Photoelektronenvervielfacher (PM) H2431 und XP2262 miteinander verglichen wurden. Dabei hatte das Szintillatormaterial die Maße: 1000×100×5 mm³, was der für den Detektor vorgesehenen Größe entspricht. Die PM wurden über adiabatische Streifen-Lichtleiter [Vos89] mit dem Szintillator verbunden. Leider wurde hier ein ungünstiges Material, nämlich Polymetamethylacrylat gewählt, welches im für diese Anwendung interessanten Wellenlängenbereich unterhalb von 400 nm eine ungenügende Transmission aufweist (vergl. Abb. B.13).

Die Signale der Photoelektronenvervielfacher (PM) wurden auf „Constant Fraction Discriminatoren“ (CFD) mit einer „fraction“ von 0.1 und einer internen Verzögerung von 2 ns gegeben. Die logischen Ausgänge der CFDs wurde mit den Stopp-Eingängen von „Time-to-Amplitude Convertern“ (TAC) verbunden, als „Common Start“ diente das entsprechende Signal eines Szintillationsdetektors am Ende der ersten Flugstrecke (vergl. Abb. B.4).

Wegen der relativ großen Anzahl von Kanälen ist im zukünftigen Aufbau eine preiswertere Lösung angestrebt. Entgegen der bisherigen Praxis soll die Zeitmessung mittels „Fastbus Time-to-Digital Convertern“ (TDC) vorgenommen werden. Die Ladungssignale aus dem CFD werden mit Hilfe eines „Charge-to-Digital Converters“ (QDC) ebenfalls auf Fastbus-Ebene aufgenommen.

Die während der Testmessungen eingesetzten Kombinationen von Materialien und PMs sind zusammen mit den jeweils gemessenen Zeitaufösungen in Tab. B.4 zusammengefaßt. Diese Aufbauten sind mit den anderen am FRS, ALADIN, LAND oder HISS (Berkley) nicht ohne Weiteres vergleichbar, da entweder die Stäbe aus Szintillatormaterial dicker, dafür aber schmaler oder viel länger waren. Auch unterscheidet sich das Meßziel insofern, als minimalionisierende Teilchen andere Anforderungen an die PM stellen (geringerer dynamischer Bereich benötigt, weniger Licht aus dem Szintillator).

Photomultiplier	H2431	H2431	XP2262
Szintillator	BC408	BC420	BC408
$\Delta t_{(FWHM)}$ (ps)	240	180	300

Tab. B.4 *Testmessung an Prototypen der Flugzeitwandpaddel mit verschiedenen Szintillatormaterialien und Photomultipliertypen. Angegeben sind die erreichten Auflösungen für ^{56}Ni Primärstrahl bei einer Energie von 650 A.MeV.*

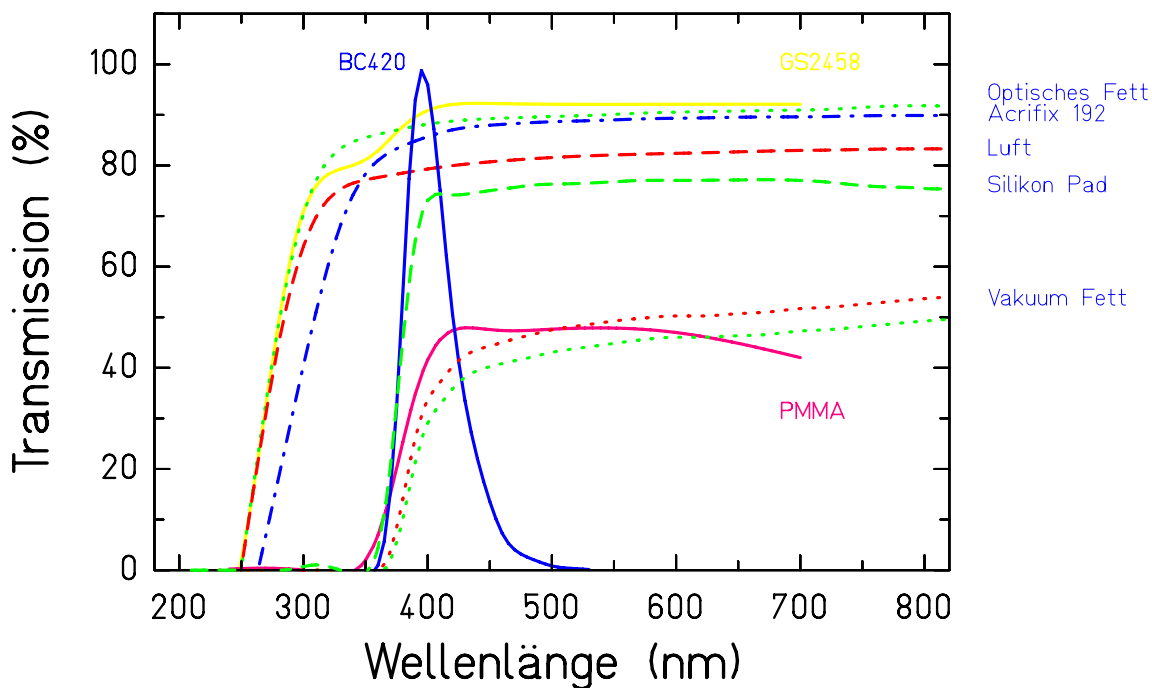


Abb. B.13 *Transmissionsvermögen des Lichtleitermaterials in Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahltten Lichtes. Gezeigt sind gemessene Transmissionskurven für das Material GS 2458 der Firma Röhm [Röhm] (obere Gruppe) sowie für ein Standardplexiglas aus Polymetamethylacrylat (PMMA) (untere Linie). Es zeigt sich eindeutig, daß im interessierenden Bereich um 390 nm – der Emission des Szintillationsmaterials (BC420) – nur der Typ GS 2458 ausreichende Werte aufweist. Zur Untersuchung des bestmöglichen Ankopplungsmaterials des Szintillators an den Lichtleiter bzw. des Lichtleiters an den Photomultiplier sind hier ebenfalls Vergleichsmessungen mittels optischem Fett DC-Q2-3067 [Dow90] (.....), Einkomponentenklebstoff Acrifix 192 [Röhm] (-·-·-·-) Silikonpads (----), dem ebenfalls häufig verwendeten Vakuumfett [Lith] (.....) und einer Ankopplung mit minimalem Luftspalt (----) den Herstellerangaben [Röhm] (—) gegenübergestellt. Die Probestücke aus GS 2458 waren hier 5mm dick, 10mm breit und ca. 20 mm lang. Für die dargestellten Untersuchungen wurden jeweils zwei solcher Stäbe eng aufeinandergelegt. Die aufgeführten Materialien befanden sich somit zwischen den Stäben. Nur die Verwendung des optischen Fettes bzw. Klebstoffes gewährleistet hier beste Ergebnisse.*

B.5 Auswahl der Bauteile

Um eine Zeitauflösung von 200 ps zu erhalten, benötigt man spezielle Photoelektronenvervielfacher (PM) und „schnelles“ Szintillatormaterial. Die unten aufgeführten Materialien wurden bei verschiedenen Experimenten an der GSI [Gre93, Hub92, EmL89, FrL91, Vos89] und am BEVALAC [EnB93] eingesetzt, um Flugzeiten zu messen. Daraus lassen sich Vergleichsdaten über PMs und Szintillatormaterial entnehmen.

Szintillatormaterial					
Material		BC408	BC420		
Abklingzeit	(ns)	2,1	1,5		
Absorptionslänge	(cm)	380	110		
Preis pro Streifen	(DM)	300	420		
Hersteller		[Bic86]	[Bic86]		

Photomultiplier						
Typ		H2431	R3478	R1398	XP2972	XP2262
Anzahl der Dynoden		8	8	8	8	12
Anstiegszeit	(ns)	0,7	1,3	2,0	2,0	2,0
Laufzeitstreuung	(ns)	0,37	0,36	0,7	0,7	0,7
Photokathode \varnothing	(Zoll)	2	3/4	1 1/8	1 1/8	2
Preis (ca.)	(DM)	2900	300	?	?	800
Hersteller		[Ham80]	[Ham80]	[Ham80]	[Val85]	[Val85]

Daten der getesteten Szintillatormaterialien und der Photomultiplier.

Tab. B.5

Der Durchmesser des PMs R3478 beträgt lediglich 3/4 Zoll. Er ist damit zu klein, um adiabatische Querschnittswandler benutzen zu können, die aufgrund der vorliegenden Geometrie einen Durchmesser von 3 cm haben. Dies gilt entsprechend für die Vervielfacher R1398 und XP2972 mit 1 1/8 Zoll Durchmesser. Zusätzlich sind diese drei Typen noch um einen Faktor zwei bis drei langsamer als der Photomultiplier H2431, was sich negativ auf die erreichbare Zeitauflösung auswirkt.

Der PM XP2262 ist aufgrund der großen Anzahl an Dynoden nur für minimal ionisierende Teilchen gut geeignet. Bei schweren Teilchen muß aufgrund des hohen Energieverlusts der Ionen im Szintillationsmaterial das Signal weniger verstärkt werden als bei leichten. Das bedeutet aber wiederum eine Erhöhung der Laufzeitstreuung.

Der PM H2431 ist mit reduzierter Verstärkung erhältlich, was für die Messung von schweren Ionen vorteilhaft ist. Um eine Sättigung der Signalhöhen bei großen Energieverlusten schwerer Kerne im Szintillator und somit einen kurzzeitig hohen Strom und damit einen Spannungsabfall in der Photomultiplier-Base zu vermeiden, wurden bisher die PM mit etwa der Hälfte der Maximalspannung betrieben. Durch die niedrige Betriebsspannung jedoch wird die Anstiegszeit des Photomultipliers vergrößert. Durch schlechtere Fokussierung der Elektronenlawine der ersten Dynode erhöht sich damit die Laufzeitstreuung. Ein PM mit reduzierter Verstärkung sollte also die Zeitauflösung der Meßanordnung gegenüber den bislang erreichten Werten noch verbessern. Die von Hamamatsu gelieferten PM mit reduzierter Verstärkung stammen aus einer „Ausschuß“-Charge der Herstellung. Die ansonsten vom Hersteller garantierten Merkmale können also gegenüber den Katalogspezifikationen abweichen. Aus diesem Grunde erschienen gesonderte Untersuchungen der Photomultipliereigenschaften angebracht; die Ergebnisse sind in Abschnitt C zusammenfassend dargestellt.

B.6 Der Einsatz im Experiment

Der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebene Aufbau zur Messung der Niederenergiespaltung exotischer Projektilfragmente wurde in einem Experiment im Dezember 1993 am Fragmentseparator unter realistischen Bedingungen getestet. Abb. B.14 zeigt einen Überblick über den mechanischen Aufbau der Detektoren am Ende des Fragment separators. In Tab. B.6 sind die Materiedicken aller Detektoren und sonstiger Einrichtungen im Strahlengang des Fragment separators tabellarisch zusammengefaßt.

Die Bestückung der Flugzeitwand mit den in Abschnitt B.5 besprochenen Photomultipliern und die entsprechenden Werte für die Versorgungsspannungen und die Einstellung der Auslese-Elektronik sind in Tab. B.8 festgehalten. Wegen der teilweise schlechten Ankopplung der Laserdioden des Monitor-Pulsers an die Lichtleiter der Szintillationsdetektoren schwankten die Anodensignale der Photomultiplier beim Testen mit diesem Pulser zwischen 100 mV und 15 V, was wesentlich über den festgestellten bauteilbedingten Schwankungen von einem Faktor 2 (vergl. Abschnitt C) liegt. Aus diesem Grund konnten die vorab gewonnenen Informationen über den Verstärkungsgang der einzelnen Photomultiplier (vergl. Abb. C.3) nicht zur Einstellung gleichgroßer Verstärkung aller Röhren verwendet werden. Vielmehr mußte während der Einstellphase des Experimentes jeder einzelner Photomultiplier individuell anhand der angelegten Hochspannung auf Werte des Anodensignales um 5 Volt eingeregelt werden.

In Abb. B.15 sind exemplarisch die Verteilungen der Flugzeiten der der Spaltfragmente sowie der Ereignisse ohne Spaltung jeweils ohne Korrektur auf die Ortsverteilungen für das oberste Paddel Nr.1 und das mittlere Paddel Nr.8 dargestellt.

Die elektronische Zeitauflösung der Apparatur zur Bestimmung der Flugzeiten der Spaltfragmente nach dem aktiven Target betrug danach im Mittel 76 ps bei einer Auflösung von 25 ps/Kanal, wie man aus der Breite bzw. dem Abstand der schmalen Pulserlinien entnimmt. Die Breite der Primärfragmentverteilung, die in Abb. B.15 deutlich als Peak erkennbar ist, beträgt 26.54 Kanäle, was ca. 663 ps entspricht. In diesen Wert gehen folgende Beiträge ein:

- ▷ eine elektronische Auflösung von 3.4 Kanälen, entsprechend 85 ps,
- ▷ die Winkelbreite des Strahles an S4 durch die Reaktion im Produktionstarget und die Aufstreuungen in Materialien strahlaufwärts vor dem aktiven Target von $\sigma_{\Theta} = 2.6$ mrad, entsprechend einer Ortsbreite von $\sigma_x(\Theta) = 1.5$ cm am Ort des Flugzeitdetektors,
- ▷ Die Ortsbreite des Strahles an S4 von $\sigma_x(\Delta p) = 7.2$ mm,
- ▷ das Winkelstraggling im aktiven Target von ca. 8.8 mrad als wesentlicher Beitrag zur Ortsverbreiterung des Strahls mit einem Anteil von 5.1 cm Durchmesser auf 5.78 Meter Flugstrecke zwischen aktivem Target und Flugzeitwand.

Faltet man diese Beiträge aus der gemessenen Breite heraus ergibt sich eine Zeitauflösung von ca. 342.5 ps für den Fragmentstrahl (für das Paddel Nr.8).

Für den Primärstrahl ^{238}U mit einer Energie von ca. 600 A·MeV hinter dem Degradier, ergibt sich bei einer anderen Einstellung für das Paddel Nr.8 eine Breite des Rohspektrums von 13.7 Kanälen entsprechend 342.5 ps. Nach Abzug der verbreiternden Effekte erhält man eine intrinsische Zeitauflösung von (160 ± 20) ps.

Abb. B.18 zeigt im oberen Teil den schematischen Aufbau des aktiven Targets (ATAR), im mittleren die mit ihm gewonnenen Energieverlustspektren in den drei Sektionen dieser Ionisationskammer (1-3,3-5,5-7) und im untersten die unter bestimmten Bedingungen auf diese Daten gemessenen Spektren des Energieverlustes in der zweiten MUSIC über der Flugzeit der Spaltfragmente zwischen dem Standard-Szintillator SC41 und der Flugzeitwand (vergl. Abb. B.14).

Die Energieverlustspektren der drei Sektionen des aktiven Targets wurden alle unter der Bedingung eines Spalt ereignisses aufgenommen. Ihre dreifache Struktur läßt sich auf folgende Weise interpretieren:

Der erste Peak im ersten Spektrum stellt Ereignisse dar, bei denen das primäre Teilchen – mit der Kernladung Z – bereits vor dem aktiven Target einer Spaltung unterworfen war. Wegen der geringeren Kernladungszahl

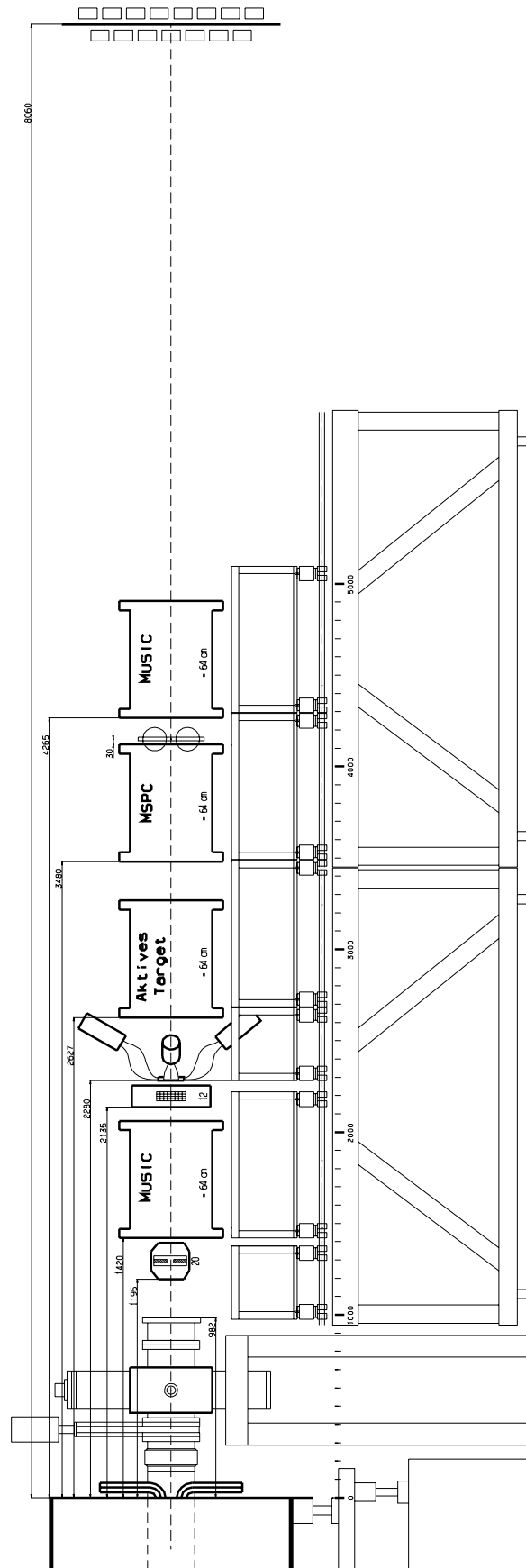


Abb. B.14 Aufbau des experimentellen Aufbaus zum Studium der Spaltung von Sekundärstrahlen hinter dem Fragmentseparator.

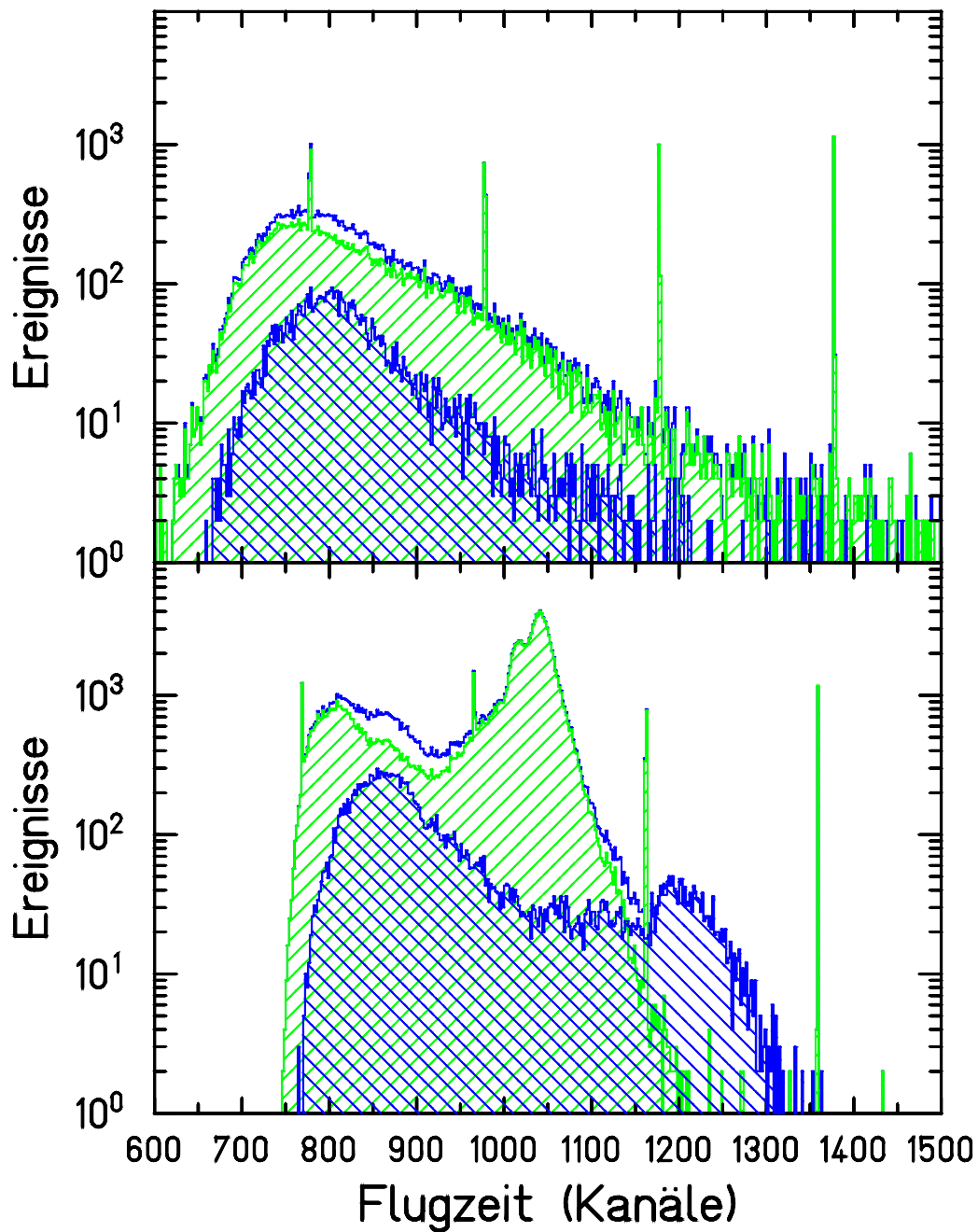


Abb. B.15 Verteilung der Flugzeit der primären Fragmente bzw. Sekundärstrahlen (einfach schraffiert) und der Spaltfragmente (doppelt schraffiert) zwischen Szintillationsdetektor SC41(Start) und Flugzeitwand (Stopp) für das oberste Paddel #1 (oben) sowie für das mittlere Paddel #8 (unten) der Flugzeitwand. Der Fragmentseparator war zu diesem Zeitpunkt auf ^{233}U eingestellt. Die schmalen Pulserlinien haben einen Abstand von jeweils 10 ns. Im unteren Teil ist zusätzlich die Verteilung des unverändert durchfliegenden Sekundärstrahles zu erkennen. Die Breite diese (höchsten) Peaks beträgt ohne Korrektur auf die Winkelaufstreuung im aktiven Target $\sigma_t \approx 660$ ps .

Detektor oder Schicht	Aufbau			Materie- dicke (mg/cm ²)	Aluminium- äquivalent	Bemerkung/ Quelle
	Material	Einzel- dicke	Summen- dicke			
Fortsetzung siehe nächste Seite						
Targetbereich S0						
UHV-Fenster	Ti	10 μm		4.5	4.07	
SEETRAM 3 Alufolien	Al	11 μm	33 μm	2.97	8.9 2.97	
CG01-CG02					163.7	
SC01 + Fenster					1207.0	
Fokus S1						
MW11					105.9 165	nominell Run22
2 Fenster	Ti			90.2	81.6	[StG91]
Gasfüllung	Ar	11000 μm	11000 μm	18.3	16.5	[StG91]
4 Drahtebenen					7.8	[StG91]
Fokus S2						
SC21						
Szintillator	C ₉ H ₁₀	500 μm		516	665.4	
2 Schutzfolien		100 μm	200 μm	20.6	26.6	
VW21+VW22					748.32	Run22
2 Fenster + Drift	Fe + Luft			157.4	144	
Degrader 2500	Al				2414.8	Run22
Degrader 4500	Al				4343.4	Run22
Degrader 5793.4	Al				5588.6	Run22
Degrader 8000	Al				7730.51	Run22
Fokus S3						
MW31					105.9 165	nominell Run22
2 Fenster	Ti			90.2	81.6	[StG91]
Gasfüllung	Ar	11000 μm	11000 μm	18.3	16.5	[StG91]
4 Drahtebenen					7.8	[StG91]

Tab. B.6 Dicken der Materieschichten für 1.0 A·GeV ²³⁸U (RUN30) . Fortsetzung siehe nächste Seite.

dieser Spaltfragmente ergibt sich ein kleinerer Energieverlust. Diese Verteilung findet sich unter den jeweils ersten Peaks in den Spektren der beiden nächsten Sektionen wieder; hier gilt

$$\Delta E \propto Z_1^2 + Z_2^2 \quad \text{wobei} \quad Z_1 + Z_2 = Z \quad (\text{B.6})$$

Da diese Reaktionen in Materialien mit geringer Kernladungszahl induziert wurden, stellt man eine symmetrische Verteilung der Kernladung der Spaltfragmente fest, wie man in der Abbildung des Energieverlustsignals über der Flugzeit ganz links unten erkennt.

Der Peak mit dem höchsten Energieverlustsignal in der dritten Sektion stammt von Teilchen, die nicht im aktiven Target, sondern in der Luft bzw. den Detektoraufbauten strahlabwärts von ATAR gespalten haben. Da diese wiederum im wesentlichen durch nukleare Anregungen erzeugt wurden, mißt man auch hier eine symmetrische Kernladungsverteilung der Spaltfragmente. Dies wird deutlich, wenn man die den Energieverlustes in der MUSIC(II) über der Flugzeit mit der Bedingung auf diesen Peak (Spektrum ganz rechts unten) betrachtet. Der

Detektor oder Schicht	Aufbau			Materie- dicke	Aluminium- äquivalent (mg/cm ²)	Bemerkung/ Quelle
	Material	Einzel- dicke	Summen- dicke			
	Endfokus S4					
MW41					105.9	[StG91]
2 Fenster	Ti			90.2	81.6	[StG91]
Gasfüllung	Ar		11000 μm	18.3	16.5	[StG91]
4 Drahtebenen					7.8	[StG91]
VW41	Ti	200 μm	200 μm	90.2	81.61	
Drift	Luft	45800 μm	45800 μm	55.0	61.3	
MUSIC I					108.7	
4 Fenster je	Kapton	25 μm		3.55	$4.575 \sum = 18.3$	[Werk]
	Al			0.04	$0.04 \sum = 0.16$	[Werk]
Gasfüllung	Ar		60000 μm	99.6	90.2	
Drift	Luft		17500 μm	21.0	23.4	
MW42					33.5	
SC41					425.8	
Szintillator	C ₉ H ₁₀		300 μm	309.6	399.2	
2 Schutzfolien		100 μm	200 μm	20.6	26.6	
Drift	Luft		39200 μm	47.0	52.5	
Aktives Target					3064.9	Pb-Eichung
Fenster je	Kapton	25 μm	50 μm	3.55	$4.575 \sum = 9.2$	[Werk]
	Al			0.04	$0.04 \sum = 0.08$	[Werk]
2 Aluplatten je	Al			27.1	$27.1 \sum = 54.2$	
7 Bleiplatten	Pb			4280	2911.2	
Gasfüllung	Ar		60000 μm	99.6	90.2	
Drift	Luft		21300 μm	25.6	28.7	
MSPC					241.9	
4 Fenster je	Kapton	25 μm	100 μm	3.55	$4.575 \sum = 18.3$	[Werk]
	Al			0.04	$0.04 \sum = 0.16$	[Werk]
Glasplatte	Borosilikat		500 μm	125.5	133.25	
Gasfüllung	Ar		600 μm	99.6	90.2	
SC42 oben/unten					425.8	nominell
Szintillator	C ₉ H ₁₀		300 μm	309.6	399.2	
2 Schutzfolien		100 μm	200 μm	20.6	26.6	
Drift	Luft		16000 μm	19.2	21.6	
MUSIC II					108.7	nominell
4 Fenster je	Kapton	25 μm	200 μm	3.55	$4.575 \sum = 18.3$	[Werk]
	Al			0.04	$0.04 \sum = 0.16$	[Werk]
Gasfüllung	Ar		60000 μm	99.6	90.2	nominell
Drift	Luft		317500 μm	381.3	425.0	nominell
SCI-Paddel					692.0	nominell
Szintillator	C ₉ H ₁₀	500 μm	500 μm	516	665.4	
2 Schutzfolien		100 μm	200 μm	20.6	26.6	

Tab. B.7 Fortsetzung von Tab. B.6.

Paddel- nummer	Links				Rechts			
	Photomultiplier		CFD		Photomultiplier		CFD	
	Serien- nummer	Versorgung- spannung (V)	Schwelle (mV)	Walk (mV)	Serien- nummer	Versorgung- spannung (V)	Schwelle (mV)	Walk (mV)
1	AA3589	-2100	-47	- 8.7	AA3587	-2150	-47	- 7.6
2	AA3673	-2000	-47	- 8.6	AA3672	-2050	-47	- 8.1
3	AA3671	-2000	-47	- 6.5	AA3670	-2000	-47	- 9.0
4	AA3669	-2150	-47	- 8.0	AA3674	-2000	-47	- 5.8
5	AA3679	-1600	-47	- 5.4	AA3678	-1500	-47	- 7.2
6	AA3675	-1700	-47	- 6.4	AA3676	-1500	-47	- 6.9
7	AA3626	-1300	-47	- 8.1	AA3627	-1500	-586	- 5.6
8	AA3633	-1250	-39	- 7.3	AA3584	-1250	-683	-18.2
9	AA3625	-1250	-47	- 9.3	AA3624	-1350	-47	- 8.8
11	AA3623	-1700	-47	-10.1	AA3592	-1600	-47	- 7.1
12	AA3737	-1700	-47	-10.1	AA3703	-2200	-47	- 9.3
13	AA3584	-2100	-47	- 9.9	AA3583	-2200	-47	-10.5
14	AA3636	-2000	-47	-10.1	AA3639	-2000	-47	- 9.5
15	AA3591	-2000	-47	- 9.7	AA3590	-2200	-47	-10.5
16	AA3681	-2000	-47	- 9.6	AA3680	-2000	-47	- 7.3

Tab. B.8 Zuordnung von Photomultiplier- zur Paddelnummern der TOF-Wand zusammen mit den jeweiligen Einstellwerten für Photomultiplier (Typ H2431 [Ham80]) und „Constant-Fraction Discriminators“ (CFD) für 1.0 A·GeV ^{238}U (RUN30). Die angegebenen Hochspannungen ergaben sich durch das Einregeln der Anodensignale der Photomultiplier auf eine überall gleiche Höhe von jeweils -5 Volt. Die Streifen mit den Nummern 1 bis 15 waren – beginnend von oben – in zwei Ebenen hintereinander versetzt in horizontaler Richtung (X) angeordnet, der Streifen mit der Nummer 16 noch einmal hinter der (X)-Ebene in vertikaler Richtung (Y) (vergl. auch Abb. B.5, Abb. B.14).

zweite Peak in diesem Spektrum steht für Spaltreignisse in der mittleren Folie der Sektion. Für diese ergibt die Summe des Energieverlustes in den beiden Teilen der Sektion aus dem Energieverlust des im jeweils ersten Abschnitt noch nicht gespaltenen Fragmentes mit der Kernladung Z und der Summe der Energieverluste der Spaltfragmente mit der Kernladung

$$Z_1 = Z_2 = \frac{Z}{2}$$

:

$$\Delta E \propto \frac{1}{2} \left(Z^2 + 2 \cdot \left(\frac{Z}{2} \right)^2 \right) = \frac{3}{4} Z^2 \quad (\text{B.7})$$

Der dritte Peak wird von in diesem Abschnitt nichtspaltenden primären Teilchen erzeugt für die gilt:

$$\Delta E \propto Z \quad (\text{B.8})$$

Eine analoge Aufteilung und Interpretation läßt sich für die Verteilungen des Energieverlustes in den beiden anderen Sektionen angeben.

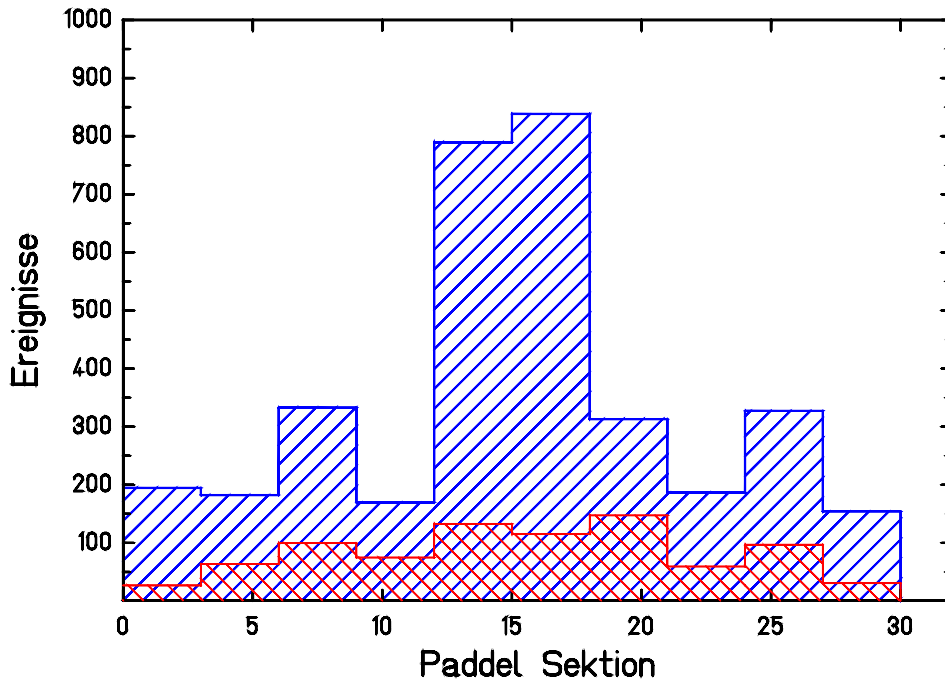


Abb. B.16 *Integrale Ortsverteilung des registrierten Fragmente in y-Richtung über der Flugzeitwand. Das doppelt schraffierte Histogramm zeigt die Ortsverteilung der Spalttereignisse; das einfach schraffierte diejenigen Ereignisse, bei denen das primäre Fragment nicht gespalten hat. Der Fragmentseparator war zu diesem Zeitpunkt auf ^{233}U eingestellt.*

Faßt man alle diejenigen Ereignisse zusammen, bei denen ausschließlich im aktiven Target Spaltung induziert wurde, so selektiert man gerade die Reaktionen durch elektromagnetische Anregung in den Bleifolien. Unter dieser Bedingung ergibt sich das Bild einer asymmetrischen Spaltung, wie im Bild in der Mitte der untersten Reihe dargestellt: man erkennt zwei mehr oder weniger gut getrennte Verteilungen. Ohne Zuhilfenahme der Flugzeit zur Flugzeitwand wäre eine Trennung dieser Verteilungen nicht möglich.

In Abb. B.19 ist dies für den Fall der Gruppe der leichten Spaltfragmente nach elektromagnetischer Anregung in den Bleifolien des ATAR noch einmal separat dargestellt. Gezeigt ist im oberen Teil die gemessene Korrelation zwischen dem Energieverlust in der zweiten MUSIC und der Flugzeit der Spaltfragmente zwischen dem Standard-Szintillator SC41 und der Flugzeitwand für diejenigen leichten Spaltfragmente, die durch nukleare Anregungen im aktiven Target induziert wurden (vergl. Abb. B.14, Abb. B.5 und Abb. B.18). Der untere Teil zeigt die erreichte Auflösung der Kernladungen in diesem Bereich. Das Verhältnis von Breite zu Abstand der einzelnen Ladungsverteilungen zueinander beträgt hier im Mittel 0.79 ± 0.04 (FWHM).

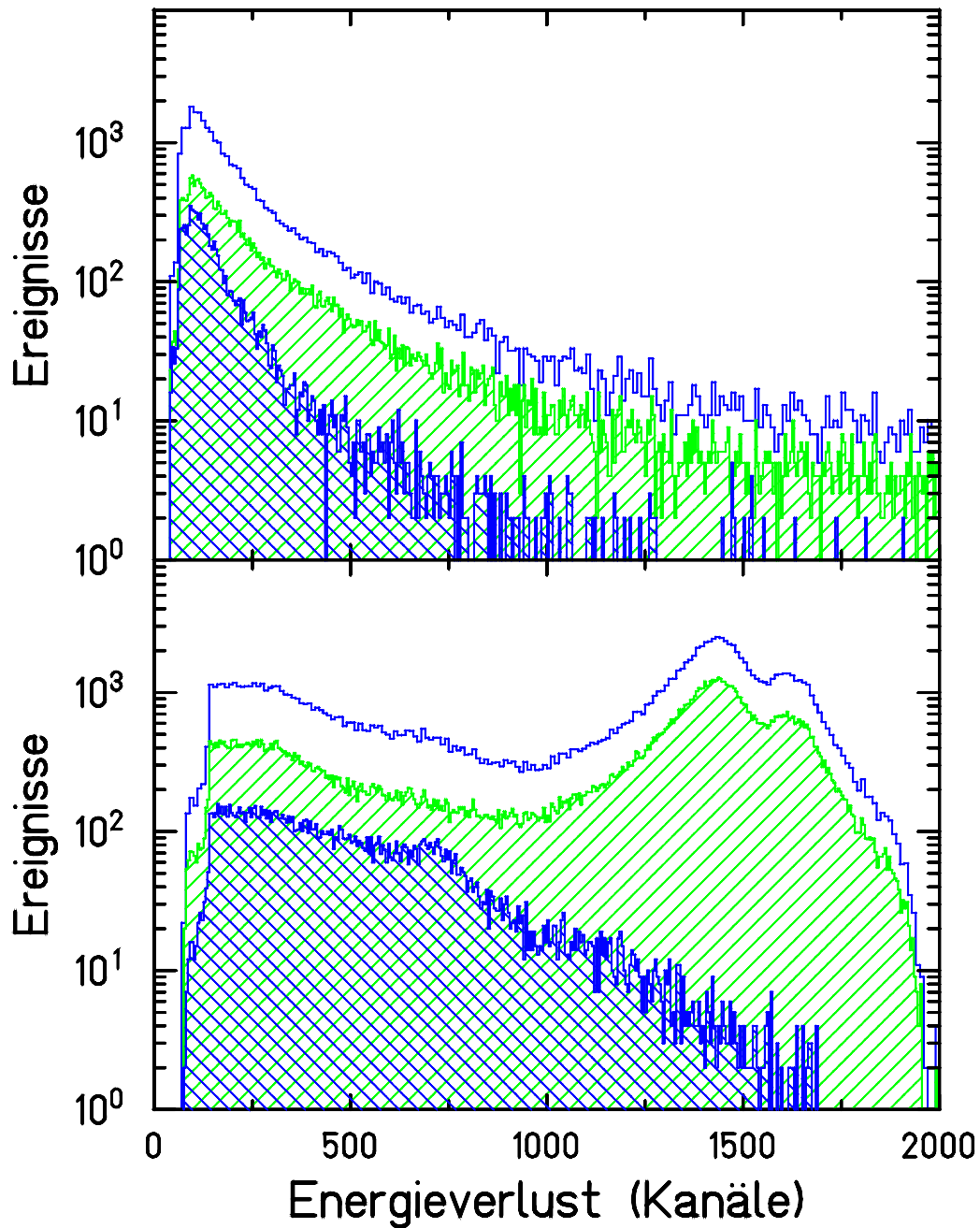


Abb. B.17 *Energieverlustverteilung des registrierten Fragmente für das oberste Paddel #1 (oben) sowie für das mittlere Paddel #8 (unten) der Flugzeitwand. Das doppelt schraffierte Histogramm zeigt die Ortsverteilung der Spaltereignisse; das einfach schraffierte diejenigen Ereignisse, bei denen das primäre Fragment nicht gespalten hat. Die Maxima durch die Verteilungen der primären Fragmente heben sich im unteren Teil deutlich ab. Im Gegensatz dazu ist im oberen Teil kein Einfluß der primären Fragmente mehr feststellbar. Der Fragmentseparator war zu diesem Zeitpunkt auf ^{233}U eingestellt.*

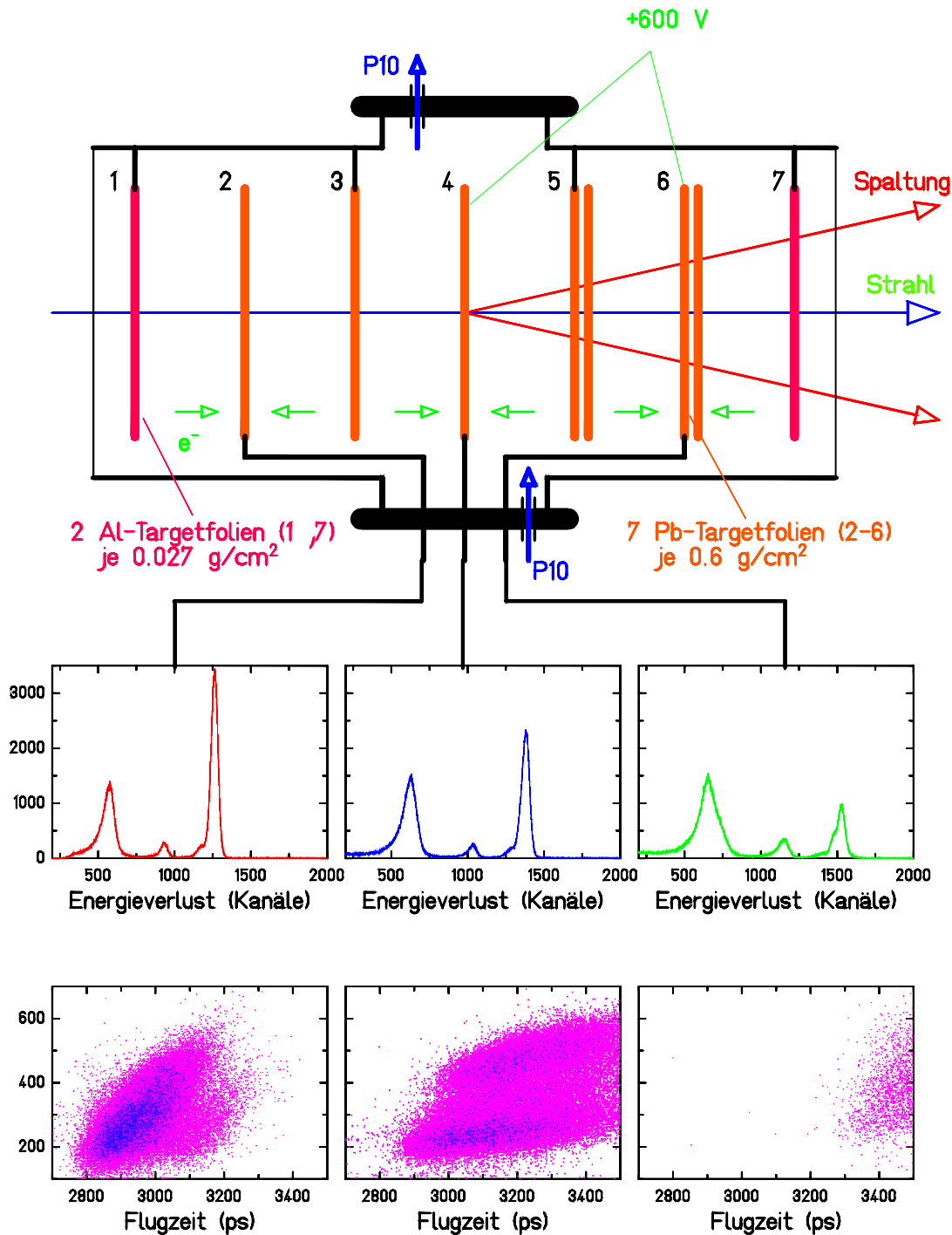


Abb. B.18 Gezeigt ist im oberen Teil der schematische Aufbau des aktiven Targets, im mittleren die mit ihm gewonnenen Energieverlustspektren in den drei Sektionen dieser Ionisationskammer (1-3, 3-5, 5-7) – wobei das Auftreten eines Spaltereignisses gefordert wird – und im untersten die unter bestimmten Bedingungen auf diese Daten gemessenen 2-dimensionalen Spektren des Energieverlustes in der zweiten MUSIC über der Flugzeit der Spaltfragmente zwischen dem Standard-Szintillator SC41 und der Flugzeitwand (vergl. Abb. B.14) und Abb. B.5.

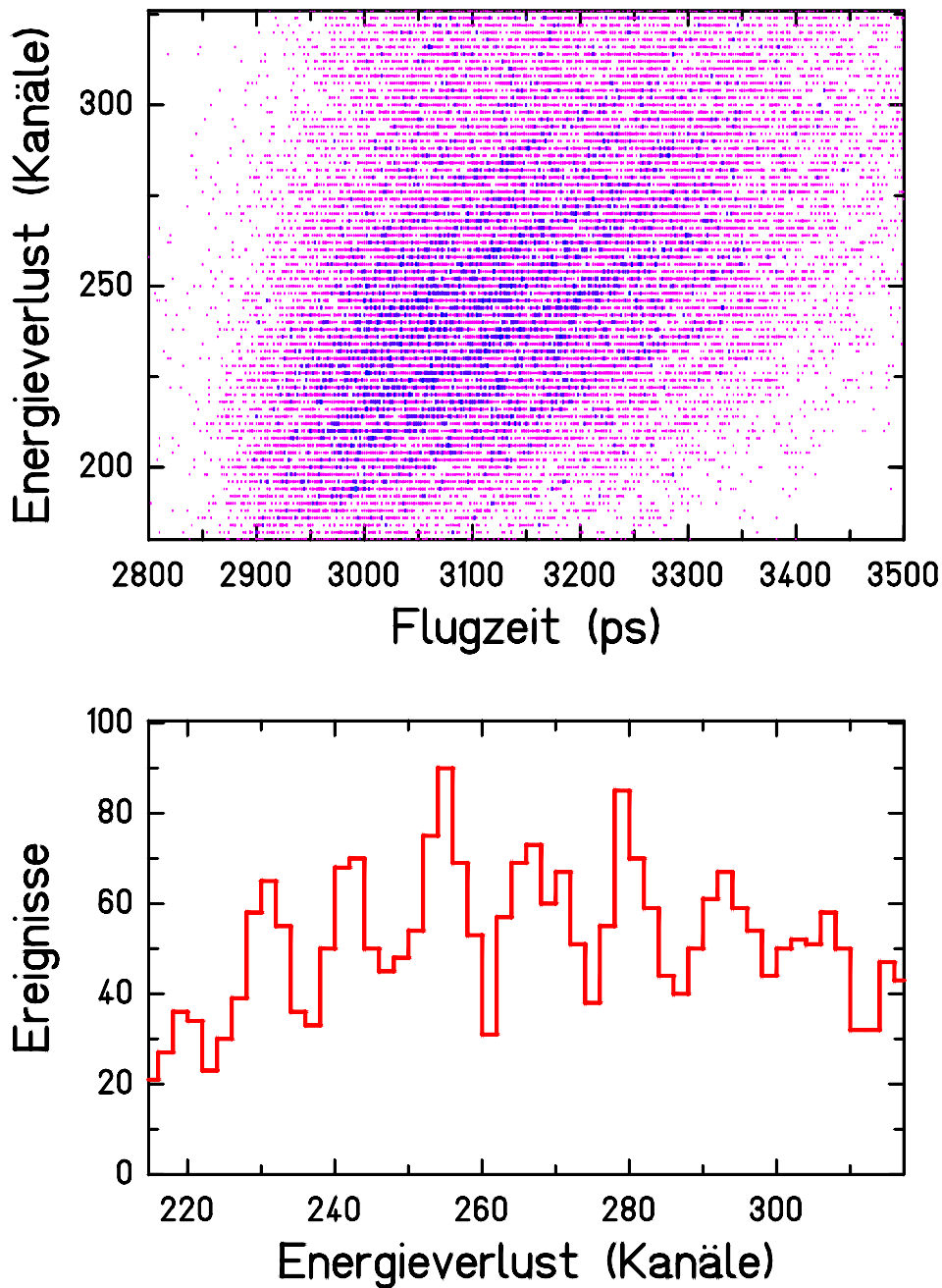


Abb. B.19 Gezeigt ist im oberen Teil die gemessene Korrelation zwischen dem Energieverlust in der zweiten MUSIC und der Flugzeit der Spaltfragmente zwischen dem Standard-Szintillator SC41 und der Flugzeitwand für diejenigen leichten Spaltfragmente, die durch nukleare Anregungen im aktiven Target induziert wurden (vergl. Abb. B.14, Abb. B.5 und Abb. B.18). Der untere Teil zeigt die erreichte Auflösung der Kernladungen in diesem Bereich mit Fragment-Kernladungen um $Z=40$.

Literaturverzeichnis

- [AbH76] A. Abul-Magd, J. Hüfner *MOMENTUM DISTRIBUTIONS IN FRAGMENTATION REACTIONS WITH RELATIVISTIC HEAVY IONS* Z. Phys. **A 277** (1976) 379
- [AbH76a] A. Abul-Magd, J. Hüfner, B. Schürmann *FRICTION IN HEAVY ION REACTIONS AT RELATIVISTIC ENERGIES* Phys. Lett. **B 60** (1976) 327
- [AbH76a] A. Abul-Magd et al. Phys. Rev **C 34** (1986) 113
- [AiB85] J. Aichelin, G. Bertsch *NUMERICAL SIMULATION OF MEDIUM ENERGY HEAVY ION REACTIONS* Phys. Rev **C 31-2** (1985) 1730
- [Ala88] U. Lynen & ALADIN-Kollaboration *SIS PROPOSAL FOR A FORWARD MAGNETIC SPECTROMETER* GSI Scientific Report **88-8** (1988)
- [Ala89] Die ALADIN-Kollaboration *THE FORWARD SPECTROMETER ALADIN* GSI Scientific Report **88** (1989)
- [Alo79] J.R. Alonso et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci. **26** (1979) 3003
- [AmG90] N.S. Amelin, K.K. Gudima, S.Yu. Sivoklokov, V.D. Toneev Sov. Jour. of Nucl.Phys. **52** (1990) 272
- [AmS91] N.S. Amelin, E.F. Staubo, L.S. Csernai Phys. Rev **C 44** (1991) 1541 und Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1523
- [AnB87] R. Anne, D. Bazin, A.C. Müller, J.C. Jacmart, M. Langevin Nucl. Instr. Meth. **A 257** (1987) 215-232
- [AnB91] R. Anne, C. Bruske, K. Burkhard, M. Fradj, H. Geissel, Y. Georget, R.Hue, R. Johäntges, R. Kirchner, A. C. Mueller, E. Roeckl, J. Rasmusson, K. Rycaczewski, M.Weber GSI Scientific Report **91-1** (1991) 2911990
- [AnM77] R. Anne, G. Milleret, A. Giuliani, A. Lefol, R. Perret, J. Poupard, A. Trogno, M. Van Den Bossche, N'Guyen Sien Viet Report CEA-R-4857 (1977)
- [Ant92] M.S. Anthony *CHART OF THE NUCLIDES* (1992)
- [ArM88] P. Armbruster, G. Münzenberg *DIE SCHALENSTABILISIERTEN SCHWERSTEN ELEMENTE* Spektrum der Wissenschaft **9** (1988)
- [AuG94] T. Aumann, H. Geissel, T. Brohm, H.-G. Clerc, S. Czajkowski, E. Hanelt, A. Heinz, H. Irnich, M. de Jong, A. Junghans, J.V. Kratz, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, A. Piechaczek, C. Röhl, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, W. Schwab, S. Steinhäuser, K. Sümmerer, W. Trinder, B. Voss GSI Scientific Report (1993) 67
- [Aum93] T. Aumann, J.V. Kratz, E. Stiel, K. Sümmerer, W. Bröchle, M. Schädel, G. Wirth, M. Fauerbach, J. C. Hill *INCLUSIVE MEASUREMENTS OF ELECTROMAGNETIC DISSOCIATION OF ^{197}Au TARGETS* Phys. Rev **C 47** (1993) 1728-1737

- [BaB86a] G. Baur, C.A. Bertulani *MULTIPLE ELECTROMAGNETIC EXCITATION OF GIANT DIPOLE PHONONS IN RELATIVISTIC NUCLEI HI COLLISIONS* Phys. Lett. **B 174** (1986) 23
- [BaB86b] G. Baur, C.A. Bertulani Phys. Rev **C 34** (1986) 1654
- [BaB87] H.W. Barz, J. Bondorf, R. Donangelo, J.A. Lopez, H. Schulz *TERNARY VERSUS BINARY FRAGMENTATION PROCESSES* Phys. Lett. **B 194** (1987) 459
- [BaO73] V.K. Balasubrahmanyam, J.F. Ormes Astroph. Jou. **186** (1973) 109
- [Bar86] H.W. Barz et al. *STATISTICAL MULTIFRAGMENTATION OF NUCLEI (III) DECAY OF FRAGMENTS* Nucl. Phys. **A 448** (1986) 753-763
- [BeB88] C.A. Bertulani, G. Baur Phys. Rep. **163** (1988) 299
- [BeC94] M. Bernas, S. Czajkowski, P. Armbruster, H. Geissel, P. Dessagne, C. Donzaud, H. R. Faust, E. Hanelt, A. Heinz, M. Hesse, C. Koshuharov, Ch. Miede, G. Münzenberg, M. Pfützner, C. Röhl, K. H. Schmidt, W. Schwab, C. Stéphan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, B. Voss *PROJECTILE FISSION AT RELATIVISTIC VELOCITIES: A NOVEL AND POWERFUL SOURCE OF NEUTRON-RICH ISOTOPES WELL SUITED FOR IN-FLIGHT ISOTOPIC SEPARATION* GSI Proposal **94-25** (1994) und Phys. Rev. Lett. **B 331** (1994) 19-24
- [Bed88] Y. Bedfer Internal Report LNS/AIRES 88.01 SAP.07, Saclay 1988
- [BeF75] B.L. Berman, S.C. Fultz Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713
- [BeG88] G.F. Bertsch, S. Das Gupta *A GUIDE TO MICROSCOPIC MODELS FOR INTERMEDIATE-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS* Phys. Rep. **160** (1988) 189-233
- [Ber81] G.F. Bertsch *PAULI SUPPRESSION OF MOMENTUM FLUCTUATIONS* Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 472
- [Bic86] Bicon Corporation *PLASTIC SCINTILLATORS, BC420, BC408....* Datenblätter, (1986), Bicon Corporation, Bodegraven, Netherlands
- [BiG87] W. Binns, T. Garrad, M. Israel, M. Kertzmann, J. Klarmann, E. Stone, C. Waddington *SYSTEMATICS OF THE RELEASE OF RESIDUAL NUCLEI FROM RELATIVISTIC NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTIONS* Phys. Rev **C 36-5** (1987) 1870
- [Bla89] K. Blasche *SIS BEAM DEVELOPMENT 1989-1991* Gesellschaft für Schwerionenforschung, Report GSI-SIS-INT 86-2
- [BlB92] T. Blaich, M. Begemann-Blaich, M. M. Fowler, J. B. Wilhelmy, H. C. Britt, D. J. Fields, L. F. Hansen, M. N. Namboodiri, T. C. Sangster, Z. Fraenkel *A CALCULATION FOR FISSION DECAY FROM HEAVY ION REACTIONS AT INTERMEDIATE ENERGIES* Phys. Rev **C 45** (1992) 689
- [BlE92] Th. Blaich, Th.W. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, G. Ickert, J.G. Keller, H. Klingler, W. Kneissl, R. Koenig, R. Kulesa, J.V. Kratz, D. Lambrecht, J.S. Lange, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, M. Proft, W. Prokopowicz, C. Schuetter, R. Schmidt, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, W. Walus, E. Wajda, H.J. Wollersheim, M. Zinser, E. Zude *A LARGE AREA DETECTOR FOR HIGH-ENERGY NEUTRONS* GSI Proposal **91-61** (1991) und Nucl. Instr. Meth. **A 314** (1992) 136
- [BlG88] B. Blank, J.J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, H.G. Clerc, E. Hanelt, B. Voss, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, M.S. Pravikoff *FIRST APPLICATION OF THE MOMENTUM-LOSS ACHROMAT TO THE ISOTOPIC SEPARATION OF RELATIVISTIC PROJECTILE FRAGMENTS* GSI Scientific Report **89-1** (1988) 281 und Nucl. Instr. Meth. (1989)

- [BlG90] B. Blank, J. J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, H.-G. Clerc, E. Hanelt, B. Voss, D. Bazin, R. DelMoral, J.-P. Dufour, A. Fleury, M. S. Pravikoff *FIRST APPLICATION OF THE MOMENTUM LOSS ACHROMAT TO THE ISOTOPIC SEPARATION OF RELATIVISTIC PROJECTILE FRAGMENTS* GSI Proposal **89-54** (Juni 1989) und Nucl. Instr. Meth. **A 286** (1990) 160-168
- [BlG90a] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, H.-G. Clerc, E. Hanelt, M. Steiner, B. Voss, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, M. S. Pravikoff *ENERGY-LOSS MEASUREMENTS WITH HEAVY IONS AT RELATIVISTIC ENERGIES* Nucl. Instr. Meth. **B 51** (1990) 85-88
- [BlG91] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, H.-G. Clerc, M. Steiner *REACTION CROSS SECTION MEASUREMENTS OF THE NEUTRON-RICH ISOTOPES 8,9,11LI AT 80 MEV/NUCLEON* Z. Phys. **A 340** (1991) 41-50
- [BlG91a] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, H.-G. Clerc, E. Hanelt, B. Voss, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, M.S. Pravikoff *FRAGMENTATION-EXPERIMENTS FOR THE PRODUCTION OF EXOTIC BEAMS* Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi' Course CXII, 1989, edited by C. Detraz and P. Kienle, North Holland, Amsterdam, (1991) 313-330
- [BlG92] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, H.-G. Clerc, M. Steiner *CHARGE-CHANGING CROSS SECTIONS OF THE NEUTRON-RICH ISOTOPES 8,9,11LI* Z. Phys. **A 343** (1992) 375-379
- [BlM91] M. Blann, M.G. Mustafa, G. Peilert, H. Stoecker, W. Greiner *EXPECTATIONS OF FRAGMENT DECAY FROM HIGHLY EXCITED NUCLEI* Phys. Rev **C 44** (1991) 431-439
- [Boh36] N. Bohr *Nature* **137** (1936) 344-348
- [BoJ87] V. Borrel, J.C. Jacmart, F. Pougheon, A. Richard, R. Anne, D. Bazin, H. Delagrange, C. Détraz, D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, E. Roekl, M.G. Saint-Laurent, J.P. Dufour, F. Hubert, M.S. Pravikoff *BETA-DELAYED PROTON DECAY OF THE $TZ=-5/2$ ISOTOPE 31AR* Nucl. Phys. **A 473** (1987) 331
- [BoM75] N. Bohr, B.R. Mottelson *Nuclear Structure*, New York: Benjamin, Vol. II (1975)
- [BoN78] J.P. Bondorf, G. Fai, O.B. Nielsen *GROUND-STATE CORRELATIONS OBSERVABLE IN HARD HEAVY-ION REACTIONS* Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 391
- [BoP91] V. G. Bogdanov, V. A. Plyushchev, Z. I. Solov'eva *STUDY OF THE MOMENTUM CHARACTERISTICS OF FRAGMENTS OF RELATIVISTIC NUCLEI 22NE IN THE TRAVERSE REACTION PLANE* Yad. Fiz. **53** (1991) 900-904 und Sov. J. Nucl. Phys. **53-4** (1991) 557
- [BoS73] J.D. Bowman, W.J. Swiatecki, C.E. Tsang *ABRASION AND ABLATION OF HEAVY IONS* Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-2908 (1973)
- [BoW39] N. Bohr, J. A. Wheeler *THE MECHANISM OF NUCLEAR FISSION* Phys. Rev **56** (1939) 426-450
- [BrC80] K.L. Brown, D.C. Carey, Ch. Isolin, F. Rothacker *CERN Report 80-04*, (1980)
- [BrC88] F.P. Brady, W.B. Christi, J.L. Romero, C.E. Tull, B. MacEachern, M.L. Webb, J.C. Young, H.J. Crawford, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H. Sann *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 1699
- [Bri90] D. Brink *THE COMPOUND NUCLEUS AT HIGH EXCITATION ENERGY* Nucl. Phys. **A 519** (1990) 3c-16c
- [Bro89] D.A. Bromley (ed.) *Treatise on Heavy-Ion Science, Volume 8, Nuclei far from Stability*, Plenum Press, New York, 1989.

- [Bro94] T. Brohm *UNTERSUCHUNGEN ZUR PROJEKTLFRAGMENTATION RADIOAKTIVER SEKUNDÄRSTRAHLEN; Doktorarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1994)
- [BrC92] T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Voss, Ch. Ziegler, B. Blank, R. Del Moral, J.-P. Dufour, L. Faux, C. Marchand, M. S. Pravikoff, K.-H. Schmidt, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, E. Roeckl, I. Schall, K. Sümmerer, D. J. Vieira, M. Weber *NUCLEAR CHARGE-CHANGING REACTIONS OF SECONDARY BEAMS IN THE MASS RANGE $50 \leq A \leq 62$* Nucl. Phys. A **550** (1992) 540-552
- [CaD80] J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, B.L. Berman, R.A. Alvarez, P. Meyer *GIANT RESONANCE FOR THE ACTINIDE NUCLEI: PHOTONEUTRON AND PHOTOFISSION CROSS SECTIONS FOR ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U AND ^{232}Th* Phys. Rev C **21** (1980) 1215-1231
- [CaH81] X. Campi, J. Hüfner *NUCLEAR SPALLATION-FRAGMENTATION REACTIONS INDUCED BY HIGH-ENERGY PROJECTILES* Phys. Rev C **24** (1981) 2199
- [Cam86] X. Campi *MULTIFRAGMENTATION: NUCLEI BREAK UP LIKE PERCOLATION CLUSTERS* Journal physics A **19** (1986) L917
- [Che87] Z. Chen et al. Phys. Rev C **36** (1987) 2297
- [ChS91] A. Chbihi, L.G. Sobotka, N.G. Nicolis, D.G. Sarantites, D.W. Stracener, Z. Majka, D.C. Hensley, J.R. Beene, M.L. Halbert Phys. Rev C **43** (1991) 666
- [ClB92] H.-G. Clerc, K.-H. Behr, T. Brohm, A. Bruenle, K. Burkard, M. Chen, M. Fauerbach, H. Folger, B. Franczak, Y. Fujita, J.-J. Gaimard, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, B. Langenbeck, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewski, I. Schall, D. Schardt, K.-H. Schmidt, T. Schwab, K. Sümmerer, M. Steiner, D. J. Vieira, B. Voss, M. Weber, J. Weckenmann, H. Wollnik, C. Ziegler *SEPARATION OF PROJECTILE FRAGMENTS AT THE FRIS OF GSI – FIRST EXPERIMENTAL RESULTS* Nucl. Phys. A **538** (1992) 367c-374c und IKDA 91/25, Nov. 1991 und Paper presented at the „Forth International Conference of Nucleus-Nucleus Collisions“, Kanazawa, Japan, June 10-14, 1991
- [ClJ94] H.-G. Clerc, M. de Jong, T. Brohm, M. Dornik, A. Grewe, E. Hanelt, A. Heinz, A. Junghans, R. Röhl, S. Steinhäuser, B. Voss, C. Ziegler, K.-H. Schmidt, S. Czajkowski, H. Geissel, H. Irnich, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, A. Piechaczek, C. Scheidenberger, W. Schwab, K. Sümmerer, W. Trinder, M. Pfützner, B. Blank, A. Ignatyuk, G. Kudyaev *THE INFLUENCE OF FISSION ON THE FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC ^{208}Pb AND ^{238}U PROJECTILES IN PERIPHERAL COLLISIONS* Technische Hochschule Darmstadt, Institut für Kernphysik TH Darmstadt 94/17 (1994) Phys. Rev., zur Veröffentlichung eingereicht
- [Coh75] B.L. Cohen Concepts of Nuclear Physics, T. McGraw-Hill (ed.), (Tata McGraw-Hill Publishing Company Ltd., New Delhi, 1975), Seite 338
- [CoW83] E.R. Cohen, A.H. Wapstra Nucl. Instr. Meth. **211** (1983) 153
- [Cro77] E.A.C. Crouch *FISSION-PRODUCT YIELDS FROM NEUTRON-INDUCED FISSION* At. Data Nucl. Data Tables, **19** (1977) 417-532
- [CuB90] J. Cummings, W. Binns, T. Garrard, M. Israel, J. Klarmann, E. Stone, C. Waddington *DETERMINATION OF THE CROSS SECTIONS FOR THE PRODUCTION OF FRAGMENTS FROM RELATIVISTIC NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTIONS* Phys. Rev C **42-6** (1990) 2508
- [CuH78] J. Cummings, P.E. Hausstein, T.J. Ruth, G.J. Virtes Phys. Rev C **17** (1978) 1632
- [CuH86] M.S. Curtin, L.H. Harwood, J.A. Nolen, B. Sherill, Z.Q. Xie, B.A. Brown *LIFETIME MEASUREMENTS OF NEUTRON-RICH LIGHT ISOTOPES ^{14}Be AND ^{17}C* Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 34
- [CuJ34] I. Curie, F. Joliot Compt. Rend. **198** (1934) 254
- [CuK82] J. Cugnon, D. Kinet, J. Vandermeulen Nucl. Phys. A **379** (1982) 553

- [CuM81] J. Cugnon, T. Mizutani, J. Vandermeulen Nucl. Phys. **A 352** (1981) 505
- [Det86] C. Détraz GANIL Report P.86-20, 1986
- [DoF59] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, G. Friedlander MONTE CARLO CALCULATIONS OF NUCLEAR EVAPORATION PROCESSES. III. APPLICATIONS TO LOW-ENERGY REACTIONS Phys. Rev **116** (1959) 683
- [Don93] C. Donzaud COLLISIONS PÉRIPHÉRIQUES D'IONS LOURDS AU-DELÀ DE L'ÉNERGIE DE FERMI; *Doktorarbeit* Université de paris-sud, Centre D'Orsay, 1993
- [DoR58] I. Dostrovsky, P. Rabinovitz, R. Bivins MONTE CARLO CALCULATIONS OF HIGH-ENERGY NUCLEAR INTERACTIONS I. SYSTEMATICS OF NUCLEAR EVAPORATION Phys. Rev **111** (1958) 1659-76
- [DuD82] J.-P. Dufour, H. Delagrange, R. Del Moral, A. Fleury, F. Hubert, Y. Llabador, M.B. Mauhourat, K.-H. Schmidt, A. Lleres Nucl. Phys. **A 387** (1982) 157c
- [DuD86] J.P. Dufour, R. Del Moral, A. Fleury, F. Hubert, D. Jean, M.S. Pravikoff, H. Delagrange, H. Geissel, K.-H. Schmidt BETA DECAY OF ^{17}C , ^{19}N , ^{22}O , ^{24}F , ^{26}Ne , ^{32}Al , ^{34}Al , $^{35-36}\text{Si}$, $^{36-37-38}\text{P}$, ^{40}S Z. Phys. **A 324** (1986) 487
- [DuD86a] J.-P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrange, K.-H. Schmidt PROJECTILE FRAGMENTS ISOTOPIC SEPARATION: APPLICATION TO THE LISE SPECTROMETER AT GANIL Nucl. Instr. Meth. **A 248** (1986) 267-281
- [Dow90] Manufacturer: Dow Corning HIGH-VISCOSITY OPTICAL GREASE Q2-3067 Distributor: ATLANTA Chemie und Handelsgesellschaft mbH, D-6900 Heidelberg, Germany
- [EnB93] J. Engelage, M. E. Baumgartner, E. Beale, B. L. Berman, F. Bieser, F. P. Brady, M. Bronson, J. B. Carroll, H. J. Crawford, I. Flores, D. E. Greiner, L. Greiner, O. Hashimoto, G. Igo, S. Kadota, P. N. Kirk, P. J. Lindstrom, C. McParland, S. Nagamiya, D. L. Olson, J. Porter, J. L. Romero, C. L. Ruiz, T. J. M. Symons, I. Tahniata, R. Wada, M. L. Webb, J. Yamana, H. Yee DESIGN OF THE BEVALAC HEAVY ION SPECTROMETER SYSTEM AND ITS PERFORMANCE IN STUDYING ^{12}C FRAGMENTATION Nucl. Instr. Meth. **A 277** (1989) 431-444
- [EmL89] H. Emling & LAND Kollaboration A LARGE AREA NEUTRON DETECTOR FOR HIGH-ENERGY NEUTRONS STATUS OF THE SIS LARGE AREA NEUTRON DETECTOR GSI Nachrichten **5-89** (1989) und GSI Scientific Report **89-1** (1989) 298-1988
- [Ess89] H.G. Essel GSI ONLINE-OFFLINE DATA ANALYSIS SYSTEM, GOOSY INTRODUCTION
- [Fau92] M. Fauerbach UNTERSUCHUNG ZUR PROJEKTILFRAGMENTATION RELATIVISTISCHER SCHWERIONEN ANHAND EINES KASKADENMODELLS; *Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1992)
- [Fel89] H. Feldmeier FERMIONIC MOLECULAR DYNAMICS GSI Proposal **89-86** (1989)
- [Fel90] H. Feldmeier SHORT RANGE CORRELATIONS IN FERMIONIC MOLECULAR DYNAMICS GSI Proposal **90-48** (1990) und Nucl. Phys. **A 515** (1990) 147
- [Fes80] H. Feshbach Ann. Phys. (NY) **125** (1980) 490
- [Fol90] H. Folger, GSI Targetlabor persönliche Mitteilung
- [FoG91] H. Folger, H. Geissel, W. Hartmann, J. Klemm, G. Münzenberg, D. Schardt, K.-H. Schmidt, W. Thalheimer NEW TARGET SYSTEM FOR RELATIVISTIC HEAVY-IONS AT FRS Nucl. Instr. Meth. **A 303** (1991) 24 und GSI Scientific Report **91-1** (1991) 367-1990
- [Foh] J. Foh LADUNGSEMPFINDLICHER VORVERSTÄRKER CSTA2 Elektronikwerkstatt Institut für Kernphysik TH Darmstadt

- [Fra87] B. Franzke Proceedings of the workshop on experiments and experimental facilities at SIS/ESR, GSI-Report 87-7, 1987 und Nucl. Instr. Meth. **B 24** (1987) 18
- [Fri83] W.A. Friedman *HEAVY ION PROJECTILE FRAGMENTATION: A REEXAMINATION* Phys. Rev **C 27** (1983) 569-577
- [Fri88] W.A. Friedman *BASIS FOR A CHARACTERISTIC TEMPERATURE IN NUCLEAR FRAGMENTATION* Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2125
- [FrG83] H.J. Frischkorn, K.O. Groeneveld, D. Hofmann, P. Koschar, R.Latz, J. Schader Nucl. Instr. Meth. **214** (1983) 123
- [FrL83] W.A. Friedman, W.G. Lynch *STATISTICAL FORMALISM OF PARTICLE EMISSION* Phys. Rev **C 28** (1983) 10
- [FrL91] H. Freiesleben und die LAND-Kollaboration *A LARGE AREA NEUTRON DETECTOR FOR HIGH-ENERGY NEUTRONS* zur Veröffentlichung angenommen in Nucl. Instr. Meth. **A** (1991)
- [Gai90] J.-J. Gaimard *ELABORATION D'UN MODELE DE LA FRAGMENTATION NUCLEAIRE ET APPLICATION A LA METHODE DE SEPARATION ISOTOPIQUE DE FRAGMENTS PROJECTILES; Doktorarbeit* Université de Paris 7, (1990) and GSI Scientific Report **90-27** (1990)
- [GaL90] H. H. Gan, S. J. Lee, S. Das Gupta, J. Barrette *MOMENTUM DISTRIBUTION OF FRAGMENTS FROM A FERMI SPHERE* Phys. Lett. **B F34** (1990) 4-8
- [GaS91] J.-J. Gaimard, K.-H. Schmidt *A REEXAMINATION OF THE ABRASION-ABLATION MODEL FOR THE DESCRIPTION OF THE NUCLEAR FRAGMENTATION REACTION* GSI Proposal **91-14** (1991) und Nucl. Phys. **A 531** (1991) 709
- [Gav80] A. Gavron *STATISTICAL MODEL CALCULATIONS IN HEAVY ION REACTIONS* Phys. Rev **C 21** (1980) 230
- [GeA86] H. Geissel, P. Armbruster, B. Franczak, B. Langenbeck, O. Klepper, F. Nickel, E. Roeckl, D. Schardt, K.-H. Schmidt, D. Schüll, K. Sümmerer, G. Münzenberg, J.P. Dufour, M.S. Pravikoff, H.-G. Clerc, E. Hanelt, T. Schwab, H. Wollnik, B. Sherrill *PROJECTILE FRAGMENT SEPARATOR, A PROPOSAL FOR THE SIS-ESR EXPERIMENTAL PROGRAM* GSI Scientific Report **87-1** (1986) 355
- [GeA89] H. Geissel, P. Armbruster, K.-H. Behr, B. Blank, A. Brünle, H. G. Burkhard, Y. Fujita, J. J. Gaimard, E. Hanelt, R. Kirchner, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, F. Poppensieker, M. S. Pravikoff, E. Roeckl, D. Schardt, K.-H. Schmidt, T. Schwab, H. J. Schött, B. Sherrill, K. Sümmerer, H. Wollnik, G. Münzenberg GSI Scientific Report **89-30** (1989)
- [GeA92] H. Geissel, P. Armbruster, K.-H. Behr, A. Bruenle, K. Burkard, M. Chen, H. Folger, B. Franczak, H. Keller, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewsky, I. Schall, D. Schardt, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, A. Schröter, T. Schwab, K. Sümmerer, M. Weber, G. Münzenberg, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, M. Steiner, B. Voss, J. Weckenmann, C. Ziegler, A. Magel, H. Wollnik, J.-P. Dufour, Y. Fujita, D.J. Vieira, B. Sherrill *THE GSI PROJECTILE FRAGMENT SEPARATOR (FRS): A VERSATILE MAGNETIC SYSTEM FOR RELATIVISTIC HEAVY IONS.* GSI Proposal **91-46** (1991) und Nucl. Instr. Meth. **B 70** (1992) 286-297
- [GeB92] H. Geissel, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, M. Jung, O. Klepper, R. Moshammer, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, U. Schaaf, C. Scheidenberger, P. Spädtke, M. Steck, K. Sümmerer *FIRST STORAGE AND COOLING OF SECONDARY HEAVY-ION BEAMS AT RELATIVISTIC ENERGIES* Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3412
- [GeS88] H. Geissel, Th. Schwab, P. Armbruster, J.P. Dufour, E. Hanelt, K.-H. Schmidt, B. Sherrill, G. Münzenberg GSI Proposal **88-55** (1988) , und Nucl. Instr. Meth. **A** (1988) im Druck
- [GeS89] H. Geissel, T. Schwab, P. Armbruster, J.-P. Dufour, E. Hanelt, K.-H. Schmidt, B. Sherrill, G. Münzenberg *IONS PENETRATING THROUGH ION-OPTICAL SYSTEMS AND MATTER -NON-LIOUVILLIAN PHASE-SPACE MODELLING* Nucl. Instr. Meth. **A 282** (1989) 247

- [Gla55] R.J. Glauber et al. Phys. Rev **99** (1955) 1515
- [GIM70] R.J. Glauber et al. *HIGH ENERGY SCATTERING OF PROTONS BY NUCLEI* Nucl. Phys. **B 21** (1970) 135-157
- [GoC90] M. Gonin, L. Cooke, K. Hagel, Y. Lou, J. B. Natowitz, R. P. Schmitt, S. Shlomo, B. Srivastava, W. Turmel, H. Utsunomiya, R. Wada, G. Naradelli, G. Nebbia, G. Viesti, R. Zanon, B. Fornal, G. Prete, K. Niita, S. Hannuschke, P. Gonthier, B. Wilkins *STATISTICAL AND DYNAMICAL DE-EXCITATION OF HOT NUCLEI* Proc. 2nd IN2P3 - RIKEN Symposium on Heavy-Ion Collisions, ed.M.Heusch und M. Ishihava, Obernai (1990)
- [Goe88] H. Göhringer *SYSTEM TO ANALYSE TREMENDOUS AMOUNT OF DATA, SATAN* GSI Scientific Report **88-16** (1988) und Aktualisierungen
- [GoG77] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.W. Westfall *CENTRAL COLLISIONS OF RELATIVISTIC HEAVY IONS* Phys. Rev **C 16** (1977) 629
- [GoH78] A.S. Goldhaber, H. Heckmann *HIGH ENERGY INTERACTIONS OF NUCLEI* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **28** (1978) 161-205
- [Gol74] A.S. Goldhaber *STATISTICAL MODELS OF FRAGMENTATION PROCESSES* Phys. Lett. **53 B** (1974) 306-308
- [Gol86] U. Gollerthan *Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1986)
- [Gol88] U. Gollerthan *UNTERSUCHUNG ZUR EMISSION GELADENER TEILCHEN BEI DER KALTEN FUSION VON 90-ZR+89Y; Doktorarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1988)
- [GoS86] U. Gollerthan, K.H. Schmidt et al. *FIRST CALCULATIONS WITH CODEX, A MONTE-CARLO-TYPE EVAPORATION CODE* GSI Scientific Report **86-1** (1986) 631985
- [GoS91] U. Gollerthan, K.H. Schmidt et al. Z. Phys. **A 338** (1991) 51
- [Gov87] I. M. Govil et al. Phys. Lett. **B 197** (1987) 515
- [GrC85] D.E. Greiner et al. *URANIUM NUCLEAR REACTION AT 900 MEV/NUCLEON* Phys. Rev **C 31** (1985) 416
- [Gre93] A. Grewe *EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER LONGITUDINALEN IMPULSVERTEILUNGEN VON FRAGMENTEN RELATIVISTISCHER ¹³⁶XE UND ¹⁹⁷AU PROJEKTILE; Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1993)
- [Gre] A. Grewe *Dissertation, Institut für Kernphysik TH Darmstadt, in Vorbereitung*
- [GrL75] D. Greiner, P. Lindstrom, H. Heckmann, B. Cork, F. Bieser *MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF ISOTOPES PRODUCED BY FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC ¹²C AND ¹⁶O PROJECTILES* Phys. Rev. Lett. **35-3** (1975) 152
- [GuM85] D. Guillemaud-Mueller, A.C. Mueller, D. Guerreau, F. Pougheon, R. Anne, M. Bernas, J. Galin, J.C. Jacmart, M. Langevin, F. Naulin, E. Quiniou, C. Détraz Z. Phys. **A 322** (1985) 415-418
- [Ham80] Hamamatsu *PHOTOMULTIPLIER TUBES, H2431* Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Herrsching
- [HaG93] E. Hanelt, A. Grewe, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, M. Steiner, B. Voss, J. Weckenmann, C. Ziegler, K.-H. Schmidt, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, M. Weber *MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF PROJECTILE FRAGMENTS PRODUCED IN THE COLD AND HOT FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC ¹³⁶XE AND ¹⁹⁷AU PROJECTILES* Z. Phys. **A 346** (1993) 43-46 und GSI Scientific Report **92-1** (1992) 511991

- [Han91] E. Hanelt *UNTERSUCHUNG DES IMPULSVERLUST-ACHROMATS UND SEINE ANWENDUNG AUF DIE MESSUNG DER β -VERZÖGERTEN NEUTRONENRADIOAKTIVITÄT VON ^{14}Be , ^{17}B UND ^{19}C* ; Doktorarbeit Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1991)
- [HaN81] L.H. Harwood, J.A. Nolen, Jr. *A REACTION PRODUCT MASS SEPARATOR FOR ENERGETIC PARTICLES AT MSU* Nucl. Instr. Meth. **186** (1981) 435-440
- [HaS92] E. Hanelt, K.-H. Schmidt *A METHOD FOR CALCULATING PHASE-SPACE DENSITIES IN ION-OPTICAL SYSTEMS* Nucl. Instr. Meth. **A 321** (1992) 434
- [Hec74] H.H. Heckmann et al. *Proceedings of the 5th International Conference on High-energy physics and nuclear structure*, G. Tibell (ed.), Almquist und Wiksell, Uppsala (1974)
- [Hei94] A. Heinz *AUFBAU EINES AKTIVEN TARGETS UND DIE UNTERSUCHUNG DER SPALTEIGENSCHAFTEN EXOTISCHER KERNE*; Diplomarbeit Institut für Kernphysik TH Darmstadt 1994
- [Hen90] W. Henning *REACTIONS OF TENS OF MEV/U AND A FEW GEV/U: DIFFERENCES AND SIMILARITIES* GSI Proposal **90-36** (1990)
- [Hil89] J.C. Hill et al. *Phys. Rev C* **39** (1989) 524
- [Hit93] HITACHI *LASERDIODEN* Katalog, 1993
- [Hof89] D.C. Hoffman *Nucl. Phys. A* **502** (1989) 21c-40c
- [HoR90] J. Hoffmann, M. Richter, D. Schall, H. Sohlbach *STATUS OF THE VME-BASED DATA ACQUISITION INTERFACING OF CAMAC AND FASTBUS SYSTEMS TO VSB* GSI Scientific Report (1990) 3061989
- [HoA93] A. Holmes-Siedle, L. Adams *Handbook of radiation effects*, Oxford University Press, Oxford, 1993
- [Hub92] J. C. Hubele *UNTERSUCHUNG DER MULTI-FRAGMENT-PRODUKTION IN ASYMMETRISCHEN SCHWERIONENREAKTIONEN BEI $E/A=600$ MEV*; Doktorarbeit GSI Scientific Report **92-06** (1992) 1991
- [HüS75] J. Hüfner, K. Schäfer, B. Schürmann *ABRASION-ABLATION IN REACTIONS BETWEEN RELATIVISTIC HEAVY IONS* *Phys. Rev C* **12** (1975) 1888
- [Hüf85] J. Hüfner et al. *Phys. Rep.* **125** (1985) 129
- [HuK91] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Suttge, W. Trautmann, A. Tucholski *FRAGMENTATION OF GOLD PROJECTILES: FROM EVAPORATION TO TOTAL DISASSEMBLY* GSI Proposal **91-33** (1991) und *Z. Phys. A* **340** (1991) 263
- [HuN81] J. Hüfner, M. C. Nemes *RELATIVISTIC HEAVY IONS MEASURE THE MOMENTUM DISTRIBUTION ON THE NUCLEAR SURFACE* *Phys. Rev C* **23** (1981) 2538 und *Phys. Rev C* **25** (1982) 677
- [Itk89] M. Itkis et al. *Nucl. Phys. A* **502** (1989) 243c
- [Jän91] P. Jänker *Doktorarbeit* Universität München (1991)
- [Jun94] A. Junghans *EINFLUSS DER SPALTUNG AUF DIE FRAGMENTATION RELATIVISTISCHER PROJEKTILE IN PERIPHEREN STÖSSEN*; Diplomarbeit Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1994)
- [KaK73] M. Kawai, A. Kerman, K. McVoy *Ann. Phys.(NY)* **75** (1973) 156
- [KlB92] O. Klepper, F. Bosch, H.W. Daues, E. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, O. Gustafsson, M. Jung, W. Koenig, C. Kozhuharov, A. Magel, G. Münzenberg, H. Stelzer, J. Szerypo, M. Wagner *FIRST STEPS TOWARDS RADIOACTIVE BEAMS IN THE EXPERIMENTAL STORAGE RING AT GSI* Nucl. Instr. Meth. **B 70** (1992) 427

- [KoG84] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J. F. Bruandet, M. Bueunerd, R. Cherkaoui, A. J. Cole, Y. El-Masri, N. Longequeue, J. Menet, F. Merchez, J. B. Viano *TRENDS OF TOTAL REACTION CROSS SECTIONS FOR HEAVY ION COLLISIONS IN THE INTERMEDIATE ENERGY RANGE* Nucl. Phys. **A 420** (1984) 162 und Phys. Rev **C 35** (1987) 1678-1691
- [KoG85] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J. F. Bruandet, M. Buenerd, Y. El Masri, N. Longequeue, F. Merchez Phys. Lett. **159 B** (1985) 15
- [KoR87] S.E. Koonin, J. Randrup *MICROCANONICAL SIMULATION OF NUCLEAR MULTIFRAGMENTATION* Nucl. Phys. **A 471** (1987) 355c
- [KoP89] B. Kohlmeyer, H. Pöpl, H. Stege, F. Pühlhofer *PROTOTYPE DETECTORS FOR THE TOF-SYSTEM OF THE KAON SPECTROMETER AT SIS* GSI Scientific Report **89-1** (1989) 3151988
- [KoS74] E. Konecny, H.-J. Specht, J. Weber *SYMMETRIC AND ASYMMETRIC FISSION OF AC ISOTOPES NEAR THE FISSION THRESHOLD* Proc. Conf. on Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna, **Vol II** (1974) 3 und Phys. Lett. **OB45** (1919)) 329-31
- [Kra94] G. Kraft *TUMORTHERAPIE MIT SCHWEREN GELADENEN TEILCHEN* Sonderdruck aus dem Buch DAMEDICA, Eduard Roether Verlag Darmstadt, 1994
- [KrB94] G. Kraft, W. Becher, K. Blasche, D. Böhne, B. Fraszak, Th. Haberer, W. Kraft-Weyrather, M. Krämer, B. Langenbeck, G. Lenz, S. Ritter, M. Scholz, D. Schardt, H. Stelzer, P. Strehl, U. Weber *THE DARMSTADT PROGRAM HITAG: HEAVY ION THERAPY AT GSI* in Hadrontherapy in Oncology, U. Amaldi, B. Larsson (ed.), Elsevier Science B.V., 1994
- [KrH93] G. Kraft, Th. Haberer, D. Schardt, M. Scholz *PHYSICS AND RADIOBIOLOGY OF HEAVY CHARGED PARTICLES IN RELATION TO THE USE OF ION BEAMS FOR THERAPY* Talk given at the workshop „Modelling in Clinical Radiobiology“, Würzburg, April 25-27, 1993 und GSIP93-501993
- [KrJ85] H. Kruse, B.V Jacak, H. Stoecker *MICROSCOPIC THEORY OF PION PRODUCTION AND SIDEWARDS FLOW IN HEAVY-ION COLLISIONS* Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 289
- [KrP89] P. Kreutz, J. Pochodzalla, A. Schüttauf, J. Hubele, U. Lynen *CONCEPTION OF THE TIME-OF-FLIGHT WALL FOR THE ALADIN SPECTROMETER AT SIS* GSI Scientific Report **89-1** (1989) 2931988
- [KuI91] T. Kubo, M. Isihara, T. Nakamura, N. Inabe, H. Okuno, K. Asahi, H. Kumagai, S. Shimoura, K. Yoshida, I. Tanihata *THE PROJECTILE FRAGMENTATION SEPARATOR AT RIKEN RING CYCLOTRON FACILITY* Proc. of the 2nd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Louvain-La-Neuve: 1991, T. Delbar (ed.), p.65, Bristol: A. Hilger, 1992 und RIKEN-AF-NP-83 (1989)
- [Lac88] R. Lacey, N.N. Ajitanand, J.M. Alexander, D.M. de Castro Rizzo, G.F. Peaslee, L.C. Vaz, M. Kaplan, M. Kildir, G. La Rana, D.J. Moses, W.E. Parker, D. Logan, M.S. Zisman, P. DeYoung, L. Kowalski *LARGE-ANGLE CORRELATIONS BETWEEN 4HE AND 1,2,3H OR 4HE IN THE REACTIONS 247 AND 337 MEV 40AR + NATAG: UNEXPECTED PROPERTIES OF THE NUCLEAR STRATOSPHERE* Phys. Rev **C 37** (1988) 2540,2561-2577
- [LaF90] S. Lange, H. Freiesleben, J.G. Keller, Y. Leifels & LAND Kollaboration *TEST OF A LAND SUBMODULE AT SATURNE: EXPERIMENTAL DATA VS. MONTE CARLO SIMULATIONS* GSI Scientific Report **91-1** (1991) 3081990
- [LaM86] M. Langevin, A.C. Mueller, D. Guillemaud-Mueller, M.G. Saint-Laurent, R. Anne, M. Bernas, J. Galin, D. Guerreau, J.C. Jacmart, S.D. Hoath, F. Naulin, F. Pougheon, E. Quiniou, C. Détraz *MAPPING OF THE PROTON DRIP-LINE UP TO Z=20: OBSERVATION OF THE TZ=-5/2 SERIES 23SI, 27S, 31AR, AND 35CA* Nucl. Phys. **A 455** (1986) 149
- [Lith] Lithelen *VAKUUMFETT*

- [MaG94] A. Magel, H. Geissel, B. Voss, P. Armbruster, T. Aumann, M. Bernas, T. Brohm, H.-G. Clerc, S. Czajkowski, H. Folger, A. Grewe, E. Hanelt, A. Heinz, H. Irnich, M. de Jong, A. Junghans, F. Nickel, M. Pfützner, C. Röhl, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, W. Schwab, S. Steinhäuser, K. Sümmerer, H. Wollnik, G. Münzenberg *FIRST SPATIAL SEPARATION OF RELATIVISTIC URANIUM PROJECTILE FRAGMENTS* GSI Proposal **94-41** (1994) und Nucl. Instr. Meth. **B 94** (1994) 548-554
- [MeH86] M.T. Mercier, J.C. Hill, F.K. Wohn, C.M. McCullough, M.E. Nieland, J.A. Winger, C.B. Howard, S. Renwick, D.K. Matheis *ELECTROMAGNETIC DISSOCIATION OF ^{59}CO , ^{89}Y , AND ^{197}AU TARGETS BY RELATIVISTIC HEAVY IONS TO $Z+26$* Phys. Rev **C 33** (1986) 1655
- [MeS74] W.D. Myers, W.J. Swiatecki *THE NUCLEAR DROPLET-MODEL FOR ARBITRARY SHAPES* Ann. Phys. **84** (1974) 186-210
- [MeS83] W.D. Myers, K.-H. Schmidt *AN UPDATE ON DROPLET-MODEL CHARGE DISTRIBUTIONS* Nucl. Phys. **A 410** (1983) 61-73
- [Met58] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander *MONTE CARLO CALCULATIONS ON INTRANUCLEAR CASCADES* Phys. Rev **C 110** (1958) 185,204
- [MoB91] M.F. Mohar, D. Bazin, W. Benenson, D.J. Morrissey, N.A. Orr, B.M. Sherrill, D. Swan, J.A. Winger, A.C. Mueller, D. Guillemaud-Mueller *IDENTIFICATION OF NEW NUCLEI NEAR THE PROTON-DRIP LINE FOR $31 \leq Z_i \leq 37$* Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1571
- [MoM78] D. J. Morrissey, W. R. Marsh, R. J. Otto, W. Loveland, G. T. Seaborg *TARGET RESIDUE MASS AND CHARGE DISTRIBUTIONS IN RELATIVISTIC HEAVY ION REACTIONS* Phys. Rev **C 18** (1978) 1267
- [Mor80] D. J. Morrissey, W. Loveland, M. de Saint Simon, G.T. Seaborg *TARGET RESIDUES FROM THE REACTION OF 8 GEV ^{20}Ne WITH ^{181}Ta AND ^{197}Au* Phys. Rev **C 21** (1980) 1783-1798
- [Mor89] D.J. Morrissey *SYSTEMATICS OF MOMENTUM DISTRIBUTIONS FOR REACTIONS WITH RELATIVISTIC IONS* Phys. Rev **C 39** (1989) 460
- [MoS71] E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenec, R. D. Kephart, W. P. Trower Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445
- [MoW88] L.G. Moretto, G.J. Wozniak Nucl. Phys. **A 488** (1988) 337 c
- [MüA91] A.C. Mueller, R. Anne Nucl. Instr. Meth. **B56/57** (1991) 559
- [Mün87] G. Münzenberg *THE GSI SEPARATOR FOR PROJECTILE FRAGMENTS* GSI Nachrichten **11-87** (1987)
- [Mün90] G. Münzenberg et al. Proc. of the 1st Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams World Scientific, Singapore, (1990) 91
- [Mur84] M. J. Murphy *PHASE-SPACE CONSTRAINTS ON THE MOMENTA OF PROJECTILE FRAGMENTS* Phys. Lett. **135** (1984) 25-28
- [MyS77] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick, E.R. Hilf *DROPLET MODEL OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE* Phys. Rev **C 15** (1977) 2032-2043
- [NeB88] J. Nemeth, M. Barranco, J. Desbois, C. Ngo *MULTIFRAGMENTATION OF HOT AND COMPRESSED NUCLEI WITHIN A TIME DEPENDENT THOMAS FERMI AND PERCOLATION MODEL* Z. Phys. **A 325** (1986) 347
- [NoM88] Y. Nojiri, K. Matsuta, T. Minamisono, K. Sugimoto, K. Takeyama, K. Omata, Y. Shida, I. Tanihata, T. Kobayashi, S. Nagamiya, K. Ekuni, S. Shimoura, J.R. Alonso, G.F. Krebs, T.J.M. Symons *POLARIZATION CREATION BY BEAM-FOIL INTERACTIONS FOR PROJECTILE FRAGMENTS PRODUCED IN HIGH-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS AND NMR DETECTION OF SHORT-LIVED BETA-EMITTING ^{39}Ca* Nucl. Instr. Meth. **B 33** (1988) 193-197

- [OlB81] D.L. Olson, B.L. Bermann, D.E. Greiner, H.H. Heckmann, P.J. Lindstrom, G.D. Westfall, H.J. Crawford *ELECTROMAGNETIC DISSOCIATION OF RELATIVISTIC 18-O NUCLEI* Phys. Rev **C 24** (1981) 1529-1530
- [Old79] L. F. Oliveira, R. Donangelo, J. O. Rasmussen *ABRASION-ABLATION CALCULATIONS OF LARGE FRAGMENT YIELDS FROM RELATIVISTIC HEAVY ION REACTIONS* Phys. Rev **C 19** (1979) 826
- [Ogi91] C. A. Ogilvie, J. C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreuz, G. J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R. J. Meijer, U. Milkau, W. F. J. Mueller, C. Ngo, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski *RISE AND FALL OF MULTIFRAGMENT EMISSION* Phys. Rev. Lett. **A 67** (1991) 1214
- [Pfg92] M. Pfützner, H. Geissel, T. Brohm, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D. J. Vieira, B. Voss *ENERGY DEPOSITION OF RELATIVISTIC HEAVY IONS IN AN IONIZATION CHAMBER* GSI Scientific Report **92-1** (1992) 3381991
- [Pfg94] M. Pfützner, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, T. Brohm, B. Voss, H. Bichsel *ENERGY DEPOSITION BY RELATIVISTIC HEAVY IONS IN THIN ARGON ABSORBERS* Nucl. Instr. Meth. **B 86** (1994) 213-218
- [Pfv90] M. Pfützner et al. GSI Scientific Report **90-1** (1990) 3381989
- [Pfv91] M. Pfützner, B. Voss, H.-G. Clerc, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, K.-H. Schmidt, M. Steiner, K. Sümmerer, D. J. Vieira *ΔE -TOF IDENTIFICATION OF SEPARATED FRAGMENTS AT FRS* GSI Scientific Report **91-1** (1991) 2881990
- [RaA89] H.L. Ravn, B.W. Allardyce *Treatise on Heavy-Ion Science, Vol.8*, Plenum Press New York, (1989) 363
- [Rav87] H.L. Ravn *RADIOACTIVE ION BEAMS AVAILABLE AT ONE-LINE MASS SEPERATORS* Nucl. Instr. Meth. **B 26** (1987) 72
- [Rei81] W. Reisdorf *HIVAP* GSI Darmstadt
- [Roe92] E. Roeckl *Rep. Prog. Phys.* **55** (1992) 1661
- [Röhm] Röhm GmbH Chemische Fabrik *RÖHM KUNSTSTOFFE Plexiglas GS 2458*; Technical Information 222-15, Röhm GmbH Chemische Fabrik, D-64275 Darmstadt, Germany.
- [Röh94] C. Röhl *EXPERIMENTELLE MÖGLICHKEITEN ZUR NIEDERENERGIESPALTUNG RELATIVISTISCHER EXOTISCHER AKTINIDEN AN DER GSI*; *Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1994)
- [RoM81] A.A. Ross, H. Mark, R.D. Lawson *NUCLEON ENERGY LEVELS IN A DIFFUSE POTENTIAL* Phys. Rev **102** (1965) 1613
- [Rud66] G. Rudstam *SYSTEMATICS OF SPALLATION YIELDS* Z. Naturforsch. **21 a** (1966) 1027-1041
- [Rut19] E. Rutherford *Phil. Mag.* **37** (1919) 581
- [San87] H. Sann et al. *Nucl. Instr. Meth.* **A 255** (1987) 466-476
- [Sat89] K.-H. Schmidt *SATANGD GRAPHIK- UND ANALYSEPROGRAMM* Gesellschaft für Schwerionenforschung, Manual IBM-MVS (1990), Manual DEC-VMS-ALPHA (1994)
- [ScB93] K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, A. Magel, W. Morawek, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, D. Vieira, B. Voss, C. Ziegler *DISTRIBUTION OF IR AND PT ISOTOPES PRODUCED AS FRAGMENTS OF 1 A GEV 197AU PROJECTILES - A THERMOMETER FOR PERIPHERAL NUCLEAR COLLISIONS* Phys. Lett. **B 300** (1993) 313-316

- [ScD82] K.-H. Schmidt, H. Delagrange, J.P. Dufour, N. Carjan, A. Fleury *INFLUENCE OF SHELL STRUCTURE AND PAIRING CORRELATIONS ON THE NUCLEAR STATE DENSITY* Z. Phys. **308** (1982) 215-225
- [ScF94] R. Schneider, J. Friese, J. Reinhold, K. Zeitelhack, T. Faestermann, R. Gernhäuser, H. Gilg, F. Heine, J. Homolka, P. Kienle, H.J. Körner, H. Geissel, G. Münzenberg, K. Sümmerer *PRODUCTION AND IDENTIFICATION OF ^{100}Sn* Z. Phys. **A 348** (1994) 241-242
- [ScG88] Th. Schwab, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, B. Sherrill, H. Wollnik GSI Scientific Report **88-1** (1988) 2841987
- [ScG89] Th. Schwab, H. Geissel, P. Malzacher, B. Sherrill, H. Wollnik Münzenberg, *ION-OPTICAL CALCULATIONS USING MOCADI* GSI Scientific Report **89-1** (1989) 2791988
- [ScG94b] W. Schwab, H. Geissel, H. Lenske, K.-H. Behr, A. Brännle, K. Burkard, H. Irnich, T. Kobayashi, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, K. Riisager, C. Scheidenberger, B.M. Sherrill, B. Voss *OBSERVATION OF A PROTON HALO IN 8Be* submitted to Z. Phys. **A** (1994)
- [ScG94a] C. Scheidenberger, H. Geissel, H.H. Mikkelsen, F. Nickel, T. Brohm, H. Folger, H. Irnich, A. Magel, M.F. Mohar, G. Münzenberg, M. Pfützner, E. Roeckel, I. Schall, D. Schardt, K.-H. Schmidt, W. Schwab, M. Steiner, Th. Stöhlker, K. Sümmerer, D.J. Vieira, B. Voss, M. Weber *DIRECT OBSERVATION OF SYSTEMATIC DEVIATIONS FROM THE BETHE STOPPING POWER THEORY FOR RELATIVISTIC HEAVY IONS* GSI Proposal **94-11** (1994) und Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 50-53
- [ScG94b] C. Scheidenberger, H. Geissel, Th. Stöhlker, H. Folger, H. Irnich, C. Kozhuharov, A. Magel, P.H. Mokler, R. Moshhammer, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, P. Rymunza, W. Schwab, J. Ulrich, B. Voss *CHARGE STATES AND ENERGY LOSS OF RELATIVISTIC HEAVY IONS IN MATTER* GSI Scientific Report **92-1** (1992) 3391991 und Nucl. Instr. Meth. **B 90** (1994) 36-40
- [Sch87] T. Schwab *TRANSPORT VON SCHWERIONEN DURCH MATERIE INNERHALB IONENOPTISCHER SYSTEME; Doktorarbeit* Technische Universität Gießen, (1987)
- [Sch87] K.-H. Schmidt, E. Hanelt, H. Geissel, G. Münzenberg, J.P. Dufour *THE MOMENTUM-LOSS ACHROMAT – A NEW METHOD FOR THE ISOTOPICAL SEPARATION OF RELATIVISTIC HEAVY IONS* Nucl. Instr. Meth. **A 260** (1987) 287-303
- [Sch94] K.-H. Schmidt, A. Heinz, H.-G. Clerc, B. Blank, T. Brohm, S. Czajkowski, C. Donzaud, H. Geissel, E. Hanelt, H. Irnich, M. C. Itkis, M. de Jong, A. Junghans, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek, C. Roehl, C. Scheidenberger, W. Schwab, S. Steinhäuser, K. Sümmerer, W. Trinder, B. Voss, S. V. Zhdanov *LOW-ENERGY FISSION STUDIES OF NEUTRON-DEFICIENT PROJECTILE FRAGMENTS OF ^{238}U* Phys. Lett. **B 325** (1994) 313-316
- [Sch91] A. Schüttauf *ENTWICKLUNG EINES LASERSYSTEMS FÜR DIE FLUGZEITWAND DES ALADIN SPEKTROMETERS; Diplomarbeit* Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt/Main, (1991)
- [Sch91a] W. Schwab *UNTERSUCHUNG DER NEUTRONENINDIZIERTEN KALTEN SPALTUNG VON ^{233}U ; Doktorarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1991)
- [Sch91b] T. Schwab *TRANSPORT VON SCHWERIONEN DURCH MATERIE INNERHALB IONENOPTISCHER SYSTEME* GSI Scientific Report **91-10** (1991)
- [ScM91] K.-H. Schmidt, W. Morawek *THE CONDITIONS FOR THE SYNTHESIS OF HEAVY NUCLEI* Rep. Prog. Phys. **54** (1991) 949-1003
- [ScS92] K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, M. Weber, B. Voss, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, M. Steiner, J. Weckenmann, C. Ziegler, A. Magel *PROTON REMOVAL IN PERIPHERAL NUCLEAR COLLISIONS AT RELATIVISTIC ENERGIES* Nucl. Phys. **A 542** (1992) 699-714 und GSI Scientific Report **92-1** (1992) 521991
- [Sen93] P. Senger et al. Nucl. Instr. Meth. **A 327** (1993) 393

- [ShB90] B.M. Sherill, W. Benenson, D. Mikolas, D.J. Morrissey, J.A. Nolen Jr, J.A. Winger Proc. of the 1st Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Berkeley, (1989), W.D. Meyers, J.M. Nitschke, E.B. Norman (eds.), p.72, Singapore: World Scientific, (1990)
- [ShM91] B.M. Sherill, D.J. Morrissey, J.A. Nolen Jr, J.A. Winger Nucl. Instr. Meth. **B 56/57** (1991) 1106
- [ShW89] W. Q. Shen, B. Wang, J. Feng, W.-L. Zhan, Y.-T. Zhu, E.-P. Feng TOTAL REACTION CROSS SECTION FOR HEAVY-ION COLLISIONS AND ITS RELATION TO THE NEUTRON EXCESS DEGREE FREEDOM Nucl. Phys. **A 491** (1989) 130-146
- [Ser47] R. Serber NUCLEAR REACTIONS AT HIGH ENERGIES Phys. Rev **72** (1947) 1114-1115
- [SiT85] R. Silberberg, C.H. Tsao, J.R. Letaw PARTIAL CROSS-SECTIONS IN HIGH-ENERGY NUCLEAR REACTIONS, AND ASTROPHYSICAL APPLICATIONS. II. TARGETS HEAVIER THAN NICKEL Astrophys. Jou. Suppl. **58** (1985) 873
- [StB92] M. Steiner, K. Blasche, H.-G. Clerc, H. Eickhoff, B. Franczak, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer PRELIMINARY MEASUREMENTS OF SIS 18 BEAM PARAMETERS Nucl. Instr. Meth. **A 312** (1992) 420-424
- [Ste91] M. Steiner ERSTE MESSUNGEN MIT EINEM ORTSEMPFINDLICHEN ZÄHLERSYSTEM AM FRAGMENTSEPARATOR; Diplomarbeit Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1991)
- [Ste91a] H. Stelzer MULTIWIREFCHAMBERS WITH A TWO-STAGE GAS AMPLIFICATION Proc. of the London Conf. on Position-Sensitive Detectors, September 1990, und Nucl. Instr. Meth. **A 310** (1991) 103-106
- [StG91] M. Steiner, H. Geissel, E. Hanelt, B. Knödler, M. Pfützner, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. J. Vieira, B. Voss, J. Weckenmann, GSI Scientific Report **91-1** (1991) 2851990
- [StG91a] T. Stöhlker, H. Geissel, H. Folger, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, G. Münzenberg, D. Schardt, T. Schwab, M. Steiner, H. Stelzer, K. Sümmerer Nucl. Instr. Meth. **B 61** (1991) 408
- [Str94] P. Strehl Gesellschaft für Schwerionenforschung, persönliche Mitteilung (1994)
- [StT91] C. Stéphan, L. Tassan-Got, D. Bachelier, C. O. Bacri, R. Rimbot, B. Borderie, J. L. Boyard, F. Clavier, C. Donzaud, T. Hennino, M. F. Rivet, P. Roussel, D. Bazin, C. Grunberg, D. Disdier, B.Lott PERIPHERAL COLLISIONS WITH 200 MEV/NUCLEON KRYPTON IONS Phys. Lett. **B 262** (1991) 6-10
- [SüB90] K. Sümmerer, W. Bröchle, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, Y. Weifan TARGET FRAGMENTATION OF AU AND TH BY 2.6 GEV PROTONS Phys. Rev **C 42-6** (1990) 2546
- [SüG91] K. Sümmerer, G. Geissel, K.-H. Behr, T. Brohm, A. Bruenle, K. Burkard, M. Chen, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, H. Folger, B. Franczak, Y. Fujita, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, H. Keller, B. Langenbeck, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewski, I. Schall, D. Schardt, Ch. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, A. Schroeter, T. Schwab, M. Steiner, D. J. Vieira, B. Voss, M. Weber, J. Weckenmann, H. Wollnik, C. Ziegler FIRST RESULTS FROM THE PROJECTILE FRAGMENT SEPARATOR FRS AT GSI Proc. of 2nd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Louvain-la-Neuve, (1991), T. Delbar (ed.) Bristol: A. Hilger
- [SüG92] K. Sümmerer, G. Geissel, T. Brohm, M. Dornik, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, H. Folger, B. Franczak, Y. Fujita, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, H. Keller, B. Knödler, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewski, I. Schall, D. Schardt, Ch. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, A. Schroeter, T. Schwab, M. Steiner, D. J. Vieira, B. Voss, M. Weber, J. Weckenmann, H. Wollnik, C. Ziegler PROJECTILE-FRAGMENTATION STUDIES AT THE FRAGMENT SEPARATOR FRS AT GSI Contribution to the XXX. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, (1992)

- [SüW93] K. Sümmerer, M. Weber, C. Donzaud, J. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, H. Keller, M. Lewitowicz, A. Magel, A.C. Mueller, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek, E. Roeckel, K. Rykaczewski, M.G. Saint-Laurent, I. Schall, W. Schwab, S. Stephan, L. Tassan-Got, B. Voss *CHARGE-EXCHANGE REACTIONS BETWEEN HEAVY IONS AT RELATIVISTIC ENERGIES* Contr. Third Int. Conf. on Radioact.Nucl.Beams, Michigan State University, East Lansing, Michigan, 24.03.-27.03., (1993)
- [SyV79] T.J.M. Symons, Y.P. Viyogi, G.D. Westfall, P. Doll, D.E. Greiner, H. Faraggi, P.J. Lindstrom, D.K. Scott, H.J. Crawford, C. McParland *OBSERVATION OF NEW NEUTRON-RICH ISOTOPES BY FRAGMENTATION OF 205-MEV/NUCLEON ^{40}Ar IONS* Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 40-43
- [TaB90] L. Tassan-Got, D. Bachelier, C. Bacri, B. Borderie, J. Boyard, F. Clavier, T. Hennino, M. Rivet, P. Roussel, C. St'ephan, D. Bazin, C. Grunberg, D. Disdier, B. Lott *PERIPHERAL REACTIONS WITH 200 A-MEV KR IONS* Proc. of the 28. Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, Jan.1990, I, Iori (Herrg.), Universität Mailand, (1990)
- [TaH85] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi *MEASUREMENTS OF INTERACTION CROSS SECTIONS AND NUCLEAR RADII IN THE LIGHT P-SHELL REGION* Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676-2679
- [Tan89] I. Tanihata *ON THE POSSIBLE USE OF SECONDARY RADIOACTIVE BEAMS* in Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 8, D.A. Bromley (ed.), Plenum P.C., (1989) 443
- [Tan91] I. Tanihata *STRUCTURE OF NEUTRON-RICH NUCLEI STUDIED BY RADIOACTIVE BEAMS* Nucl. Phys. **A 522** (1991) 275c-292c
- [Tas91] L. Tassan-Got *LOTO* (1991)
- [ToA91] V.D. Toneev, N.S. Amelin, K.K. Gudima, S.Yu. Sivoklov /NPA 5191990463c
- [ToS81] J. Toeke, W.J. Swiatecki *SURFACE-LAYER CORRECTIONS TO THE LEVEL-DENSITY FORMULA FOR A DIFFUSE FERMI GAS* Nucl. Phys. **A 372** (1981) 113 141
- [Tow86] L.W. Townsend et al. *COMPARISON OF ABRASION MODEL DIFFERENCES IN HEAVY ION FRAGMENTATION: OPTICAL VERSUS GEOMETRIC MODELS* Phys. Rev **C 34-4** (1986) 34
- [UnG74] J.P. Unik et al. Proc. Conf. on Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna, **Vol.II** (1974) 19
- [VaA84] L. C. Vaz, J. M. Alexander *EMPIRICAL AND THEORETICAL FUSION BARRIERS FOR 1He AND 4He : CONNECTIONS TO EVAPORATION FROM HOT NUCLEI* Z. Phys. **A 318** (1984) 231-237
- [Val85] Valvo *PHOTOMULTIPLIER* Katalog, (1985)
- [ViK66] V. Viola Nucl. Data **1** (1966) 391
- [Vio85] V. Viola *SYSTEMATICS OF FISSION FRAGMENT TOTAL KINETIC ENERGY RELEASE* Phys. Rev **C 31** (1985) 1550
- [ViS79] Y.P. Viyogi, T.J.M. Symons, P. Doll, D.E. Greiner, H.H. Heckmann, D.L. Hendrie, P. Lindstrom, J. Mahoney, D.K. Scott, K. van Bibber, G.D. Westfall, H. Wiemann, H.J. Crawford, C. McParland, C. Gelbke *FRAGMENTATION OF ^{40}Ar AT 213 MEV/NUCLEON* Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 33
- [VoB90] B. Voss, T. Brohm, H.-G. Clerc, H. Geissel, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D. J. Vieira, C. Ziegler *ISOTOPIC IDENTIFICATION OF RELATIVISTIC ^{197}Au FRAGMENTS BY THE ΔE -TOF- $B\rho$ ANALYSIS* GSI Scientific Report **90-1** (1990) 2571989
- [VoB92] B. Voss, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, K.-H. Schmidt, M. Steiner, K. Sümmerer, M. Weber, J. Weckenmann, C. Ziegler *PROTON REMOVAL IN PERIPHERAL NUCLEAR COLLISIONS AT RELATIVISTIC ENERGIES* GSI Scientific Report **92-1** (1992) 521991

- [VoB93] B. Voss, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, A. Magel, W. Morawek, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, M. Steiner, K. Sümmerer, D. J. Vieira, M. Weber, J. Weckenmann, C. Ziegler *STUDY OF PERIPHERAL NUCLEAR COLLISIONS AT RELATIVISTIC ENERGIES* GSI Scientific Report **93-1** (1993) 311992
- [VoC89a] B. Voss, H.G. Clerc, E. Hanelt, K.-H. Schmidt, B. Blank, J.J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.-P. Dufour, A. Fleury, M.S. Pravikoff *CHARGE- AND POSITION-SENSITIVE SCINTILLATION DETECTOR FOR RELATIVISTIC HEAVY IONS* GSI Scientific Report **89-1** (1989) 2831988
- [VoC89b] B. Voss, H.G. Clerc, E. Hanelt, H. Stelzer, B. Blank, J.J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer *POSITION MEASUREMENTS OF RELATIVISTIC HEAVY IONS WITH MULTI-WIRE PROPORTIONAL COUNTERS* GSI Scientific Report **89-1** (1989) 2841988
- [VoM92] B. Voss, W. Morawek, T. Brohm, H.-G. Clerc, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Magel, G. Münzenberg, M. Pfützner, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D. J. Vieira *ISOTOPIC IDENTIFICATION OF RELATIVISTIC ^{197}Au FRAGMENTS BY A ΔE -TOF- $B\varrho$ ANALYSIS* GSI Scientific Report **92-1** (1992) 3401991
- [Vos89] B. Voss *ENTWICKLUNG, UNTERSUCHUNG UND ANWENDUNG EINES POSITIONSAUFLÖSEN- DEN SZINTILLATORZÄHLERS ZUR ORTSBESTIMMUNG RELATIVISTISCHER SCHWERER IONEN; Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1989)
- [VoB95] B. Voss, T. Brohm, H.-G. Clerc, A. Grewe, E. Hanelt, A. Heinz, M. de Jong, A. Junghans, W. Morawek, C. Röhl, S. Steinhäuser, C. Ziegler, K.-H. Schmidt, K.-H. Behr, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, K. Sümmerer *THE SCINTILLATION-DETECTOR EQUIPMENT OF THE GSI PROJECTILE-FRAGMENT SEPARATOR* Nucl. Instr. Meth. **B** (1995), zur Veröffentlichung eingereicht
- [Wag91] C. Wagemanns *The Nuclear Fission Process*, CRC-Press, 1991
- [Web90] Th. Weber et al. Nucl. Phys. **A** **510** (1990) 1
- [Web93] M. Weber *PRODUKTIONSWIRKUNGSQUERSCHNITTE UND IMPULSVERTEILUNGEN DER PROJEKTIFFRAGMENTE EINES 500 MEV/U ^{86}Kr -STRAHLS; Doktorarbeit* GSI Scientific Report **93-26** (1993)
- [WeB91] J. Weckenmann, K. Burkhard, H.-G. Clerc, H. Folger, H. Geissel, E. Hanelt, A. Magel, K.-H. Schmidt, M. Steiner, K. Sümmerer *APPLICATION OF A SHAPED ENERGY DEGRADER IN THE FRS* GSI Scientific Report **91-1** (1991) 2861990
- [Wec92] J. Weckenmann *AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE EINER UNIVERSELLEN ABBREMSEINRICHTUNG FÜR DEN FRAGMENTSEPARATOR DER GSI DARMSTADT; Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1992)
- [WeD92] M. Weber, C. Donzaud, J.-P. Dufour, H. Geissel, A. Grewe, D. Guillemaud-Mueller, H. Keller, M. Lewitowicz, A. Magel, A. C. Mueller, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek, M. Pravikoff, E. Roeckl, K. Rykaczewski, M. G. Saint-Laurent, I. Schall, C. Stephan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, D. J. Vieira, B. Voss *NEW NEUTRON-RICH ISOTOPES IN THE SCANDIUM-TO-NICKEL REGION, PRODUCED BY FRAGMENTATION OF A 500 MEV/U ^{86}Kr BEAM* GSI Proposal **91-49** (1991) und Z. Phys. **A** **343** (1992) 67-71 und GSI Scientific Report **92-1** (1992) 741991
- [WeD94] M. Weber, C. Donzaud, J.-P. Dufour, H. Geissel, A. Grewe, D. Guillemaud-Mueller, H. Keller, M. Lewitowicz, A. Magel, A. C. Mueller, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek, M. Pravikoff, E. Roeckl, K. Rykaczewski, M. G. Saint-Laurent, I. Schall, C. Stephan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, D. J. Vieira, B. Voss *LONGITUDINAL MOMENTA AND PRODUCTION CROSS-SECTIONS OF ISOTOPES FORMED BY FRAGMENTATION OF A 500 MEV/U ^{86}Kr BEAM* GSI Proposal **94-29** (1994) und Nucl. Phys. **A** **578** (1994) 659-672

- [WeG76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Pokanzer, W.G. Neyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock *NUCLEAR FIREBALL MODEL FOR PROTON INCLUSIVE SPECTRA FROM RELATIVISTIC HEAVY-ION COLLISIONS* Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1202
- [WeH90] J. Weckenmann, E. Hanelt, K.-H. Schmidt *AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE EINER UNIVERSELLEN ABBREMSEINRICHTUNG FÜR DEN FRAGMENTSEPARATOR DER GSI* GSI Scientific Report **90-13** (1990)
- [Wei37] V.F. Weisskopf *STATISTICS AND NUCLEAR REACTIONS* Phys. Rev **52** (1937) 295
- [Werk] laut Hersteller
- [WeS79] G.D. Westfall, T.J.M. Symons, D.E. Greiner, H.H. Heckmann, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, A.C. Shotter, D.K. Scott, H.J. Crawford, C. McParland, T.C. Awes, C.K. Gelbke, J.M. Kidd *PRODUCTION OF NEUTRON-RICH NUCLIDES BY FRAGMENTATION OF 212-MEV/AMU 48 CA* Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1859
- [WeS93] M. Weber, K. Sümmerer, M. Fauerbach, W. Schwab, E. Roeckl *CHARGE-EXCHANGE REACTIONS BY A 500 MEV/U ⁸⁶KR BEAM* GSI Scientific Report **93-1** (1993) 301992
- [WiT87] J.W. Wilson, L. W. Townsend, F. F. Badavi Nucl. Instr. Meth. **B 18** (1987) 225
- [Wol90] H. Wollnik *GICO - A FIFTH ORDER ION-OPTICAL COMPUTER CODE* Universität Gießen (1990), unveröffentlicht
- [YaF79] Y. Yariv, Z. Fraenkel *INTRANUCLEAR CASCADE CALCULATIONS OF HIGH ENERGY HEAVY ION COLLISIONS* Phys. Rev **C 20-6** (1979) 2227
- [YaF81] Y. Yariv, Z. Fraenkel *INTRANUCLEAR CASCADE CALCULATIONS OF HIGH ENERGY HEAVY ION COLLISIONS: EFFECTS OF INTERACTIONS BETWEEN CASCADE PARTICLES* Phys. Rev **C 24-2** (1981) 488
- [ZhG87] Zhang Xiao-Ze, D.H.E. Gross, Xu Shu-Yan, Zheng Yu-Ming *MICROCANONICAL METROPOLIS SAMPLING OF MULTIFRAGMENTATION* Nucl. Phys. **A 461** (1987) 668
- [Zei92] K. Zeitelhack *GESCHWINDIGKEITSBESTIMMUNG NEUTRONENREICHER PROJEKTILFRAGMENTE MIT EINEM RING-ABBILDENDEN CHERENKOVDETEKTOR; Doktorarbeit* Technische Universität München, (1992) und GSI Scientific Report **92-25** (1992) und Proc. of the Intern. Nucl. Phys. Conf., Wiesbaden (1992)
- [ZiB90] C. Ziegler, T. Brohm, H.-G. Clerc, H. Geissel, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D. J. Vieira, B. Voss *PERFORMANCE OF THE SECONDARY-ELECTRON TRANSMISSION MONITOR AT THE FRS* GSI Scientific Report **90-1** (1990) 2911989
- [Zie92] C. Ziegler *AUFBAU UND EINSATZ EINES SEKUNDÄRELEKTRONEN- TRANSMISSIONS- MONITORS ZUR MESSUNG DES ABSOLUTEN TEILCHENSTROMS AM FRAGMENTSEPARATOR; Diplomarbeit* Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1992)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Projekttilfragmentation als Zwei-Stufen Prozeß.	6
2.2	Die Isotopenverteilung im Abrasion-Ablation Bild.	8
2.3	Projekttilfragmente für die die Parallelimpulsbreiten untersucht wurden.	18
3.1	Der Projekttil-Fragmentseparator der GSI al Teil der neuen Beschleunigeranlage.	22
4.1	Lage der bei den Experimenten eingestellten Sollfragmente auf einer Nuklidkarte.	26
4.2	Schematischer Aufbau des Detektor-Aufbaus am Fragmentseparator.	27
4.3	Ortsverteilung zweier Ladungszustände des Primärstrahles, sowie Schwerpunkte der Ortsverteilungen von Gold- und Platin-Isotopen in der Mittelebene des FRS.	30
4.4	Einfluß einer Vieldrahtkammer auf die Ortsverteilung am Ausgang des FRS.	31
4.5	Ausleseelektronik der Szintillationsdetektoren am FRS.	34
4.6	Auslese der Szintillationsdetektoren.	35
4.7	Ortseichung des Szintillationsdetektors am Endfokus für 1.0 A·GeV ¹⁹⁷ Au bzw. 0.60-0.95 A·GeV ²³⁸ U	37
4.8	Zeitaufösungen für verschiedene Flugzeitanordnungen.	39
4.9	Flugzeiteichung in der zweiten Stufe des FRS für verschiedene Primärstrahlen.	40
4.10	Variation der Länge der Flugstrecke in Abhängigkeit vom Winkel.	42
4.11	Die Ionisationskammer (MUSIC) am FRS.	45
4.12	Ortsabhängigkeit des Energieverlustsignales der MUSIC I für feste kinetische Energie.	47
4.13	Ortsabhängigkeit des Energieverlustes in der MUSIC I und II.	48
4.14	Ortsabhängigkeit des Energieverlustes in der MUSIC I,II für verschiedenen Primärstrahlarten.	49
4.15	Abhängigkeit des ortskorrigierten Energieverlust-Summensignales der MUSIC I von der Projekttilgeschwindigkeit.	51
4.16	Abhängigkeit des orts- und geschwindigkeitskorrigierten Energieverlustes in der MUSIC I von der Kernladung.	51
4.17	Mit der MUSIC I erreichten Auflösungen der Kernladung der Fragmente.	52
4.18	Eichung der Driftzeiten der ersten MUSIC mit 0.5 und 1.0 A·GeV ⁴⁰ Ar.	53

5.1	Trennung von ^{197}Au Fragmenten durch die Ionenoptik des FRS.	56
5.2	Trennung von ^{238}U Fragmenten durch die Ionenoptik des FRS für den Fall von ^{221}Th	57
5.3	Ortsverteilung der Fragmente am Ausgang des FRS im Falle einer Einstellung auf ^{191}Pt und Position verschiedener Iridium-Isotope in der Mittelebene des FRS.	58
5.4	Trennung von ^{40}Ar Fragmenten durch die ΔE^* - B_{ρ} -TOF-Methode für den Schitt $A/Z=2$ und die Separation von ^{18}F	60
5.5	Trennung von ^{86}Kr Fragmenten durch die ΔE^* - B_{ρ} -TOF-Methode.	62
5.6	Theoretisch erreichbare Massenaufösung über die ΔE^* - B_{ρ} -TOF-Methode.	63
5.7	Trennung von ^{197}Au Fragmenten durch die ΔE^* - B_{ρ} -TOF-Methode für die Einstellungen auf ^{191}Pt , ^{188}Pt und ^{182}Pt	65
5.8	Trennung von Actinium Isotopen durch die kinematische Analyse für eine Einstellung auf ^{221}Th	66
6.1	Bestimmung der Fragmentations-Wirkungsquerschnitte für Protonenverlust.	72
6.2	Nichtlineare Eichung der SEETRAM-Zählrate für einen $0.60\text{-}0.95\text{ A}\cdot\text{GeV}$ ^{238}U Strahl.	75
6.3	Beispielhafte Auswertung eines SEETRAM-Spektrums.	76
6.4	Eichung der SEETRAM-Zählrate für verschiedene Primärstrahlen und spezifische Ausbeute an Sekundärelektronen.	78
6.5	Differenzen der Zeiten zwischen den Auslesen.	82
6.6	Diverse Zähler und Detektorinformationen.	84
6.7	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte für Protonenverlust.	88
6.8	Relative Wahrscheinlichkeit für Neutronen- und Protonen-Abdampfung.	89
6.9	Verteilung der Anregungsenergie der Präfragmente.	90
6.10	Verteilung der Stoßparameter bei der Bildung der Präfragmente.	91
6.11	Präfragment-Massenverteilung - und isobare Kernladungsverteilung für die Reaktion $0.8\text{ A}\cdot\text{MeV } ^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^AZ$	92
6.12	Bildungsquerschnitte für Platin- und Iridium-Isotope und Vergleich mit Rechnungen von EPAX und ISAPACE.	94
6.13	Bildungsquerschnitte für Platin- und Iridium-Isotope und ihre Abhängigkeit von der Anregungsenergie.	95
6.14	Gegenüberstellung der Wirkungsquerschnitt von [Web93] und dieser Arbeit für ^{86}Kr -Fragmentation und Vergleich mit den Rechnungen.	96
6.15	Abhängigkeit der Bildungsquerschnitte für Platin- und Iridium-Isotope vom Neutron-zu-Proton Verhältnis der Präfragmente.	97
6.16	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Krypton- bis Gallium-Isotope.	99
6.17	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Zink- bis Mangan-Isotope.	100
6.18	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Chrom- bis Titan-Isotope.	101
6.19	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der Rubidium-Isotope.	102

7.1	Beispiel für die Ortsverteilung von Projektilfragmenten in der dispersiven Mittelebene des Fragmentseparator.	104
7.2	Zustandekommen der Parallelimpuls-Verteilung – die Verhältnisse am Target.	105
7.3	Ermittlung der Parallelimpuls-Verteilung und Korrekturen.	106
7.4	Breiten der Parallelimpulsverteilungen für Projektilfragmente aus den Reaktionen 0.8 A·GeV ^{136}Xe und 1.0 A·GeV ^{197}Au in Beryllium bzw. Aluminium.	109
A.1	Seitenansicht des Aufbaues mit der Vakuumkammer für den Szintillationsdetektor in der Mittelebene des FRS.	119
A.2	Seitenansicht des Plastik-Szintillators in der Vakuumkammer für den Szintillationsdetektor an der Mittelebene des FRS.	120
A.3	Aufsicht des Plastik-Szintillators in der Vakuumkammer an der Mittelebene des FRS.	121
A.4	Einbringen eines Plastik-Szintillators ins Vakuum.	122
A.5	Vergleich der Energieverlustsignale in den Szintillatoren SCESR und SC41.	123
A.6	Energieverlust und Kernladungsauflösung im/des verfahrbaren Szintillator in Abhängigkeit von der Kernladung der Fragmente.	124
A.7	Ortsauflösung des verfahrbaren Szintillators.	125
B.1	Systematik der gemessenen Massenverteilungen für spontane Spaltung.	127
B.2	Bisher untersuchte Niederenergiespaltung und mögliche Sekundärstrahlen aus Fragmentation von ^{238}U .	128
B.3	Gemittelte kinetische Energien von Spaltprodukten.	130
B.4	Schematischer Aufbau der Experimentieranordnung am FRS.	131
B.5	Schematischer Aufbau der Experimentieranordnung am Endfokus des FRS.	132
B.6	Berechnete Auflösung der MUSIC für Spaltfragmente.	133
B.7	Modellrechnung eines Energieverlust-Spektrums der schweren Spaltfragmente.	134
B.8	Maximalwinkel eines Spaltprodukts gegenüber der Strahlachse in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des spaltenden Ions.	135
B.9	Ladungsauflösung für verschiedene Fragmentenergien bzw. Zeitaufösungen bei 5 Meter Flugstrecke.	136
B.10	Z-Auflösung bei variablem Abstand für verschiedene Zeitaufösungen.	137
B.11	Schematischer Aufbau des zweiten Flugzeitdetektors.	138
B.12	Übersicht über den Gesamtaufbau des Flugzeitwand-Detektors.	139
B.13	Transmission des Lichtleitermaterials.	143
B.14	Aufbau des experimentellen Aufbaus zum Studium der Spaltung von Sekundärstrahlen.	146
B.15	Ortsverteilung von primärem Fragment und Spaltereignissen für das oberste Szintillator-Paddel #1 und das mittlere -Paddel #8.	147
B.16	Ortsverteilung der Spaltprodukte und der primären Fragmente über der Flugzeitwand.	151

B.17	Energieverlustverteilung der Spaltprodukte und der primären Fragmente für das oberste Szintillator-Paddel #1 sowie für das mittlere -Paddel #8.	152
B.18	Aufbau und Spektren des aktiven Targets sowie die gemessenen Korrelationen zwischen den Energieverlusten in der zweiten MUSIC und der Flugzeit zur Flugzeitwand.	153
B.19	Korrelationen zwischen den Energieverlusten in der zweiten MUSIC und der Flugzeit zur Flugzeitwand.	154
B.1	Zeichnung des technischen Aufbaues an intermediären Fokus des FRS für 0.8 A·GeV ¹³⁶ Xe.	190
B.2	Zeichnung des technischen Aufbaues an intermediären Fokus des FRS für 1.0 A·GeV ¹⁹⁷ Au.	191
B.3	Zeichnung des technischen Aufbaues am Ausgang des FRS für 0.5 und 1.0 A·GeV ⁴⁰ Ar.	192
B.4	Zeichnung des technischen Aufbaues am Ausgang des FRS für 1.0 A·GeV ⁸⁶ Kr.	193
B.5	Zeichnung des technischen Aufbaues am Ausgang des FRS für 1.0 A·GeV ¹⁹⁷ Au.	194
C.1	Daten der verwendeten Photomultiplier.	197
C.2	Korrelation zwischen verschiedenen Photomultiplierkennwerten.	199
C.3	Abhängigkeit der gemessenen Pulsanstiegszeit von der Betriebsspannung, Zusammenhang zwischen gemessener Pulsbreite und der Signalhöhe des Anodensignales bei variabler Betriebsspannung sowie Signalhöhe der Anodensignale in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung.	200
D.1	Der Leuchtdioden-Pulser: Allgemeines Prinzip der Signalformung und äußere Beschaltung des Lichtpulsers.	203
D.2	Elektronische Schaltung des Lichtpulsers.	204
D.3	Anstiegszeit, Abfallzeit und Breite des elektronischen Ausgangspulses in Abhängigkeit von der Ausgangsspannung.	205
E.1	Untersuchungen der Signalverarbeitung mit RG174 und RG58.	209
F.1	Signalverarbeitung für die Szintillationsdetektoren am FRS.	212
F.2	Bohrbild Szintillator (H=40 mm und 93.5 mm) TF-FS 030.000.060 und TF-FS 030.000.010	214
F.3	Aufnahme (Halterung) TF-FS 030.000.020	215
F.4	Adapter (CF-Anschluß) TF-FS 030.000.040	216
F.5	Halter für Aufnahme (Justage) TF-FS 030.000.030 und TF-FS 030.000.050	217
F.6	Lichtleiter mit Gehäuse TF-FS 030.010 a	218
F.7	Flanschgehäuse für Lichtleiter. TF-FS 030.010.010 a	219
F.8	Führungshülse für Lichtleiter. TF-FS 030.010.030 a	220
F.9	Führungshülse für Photomultiplier. TF-FS 030.010.080	221
F.10	Zentrierring und Gehäuse für Lichtleiter. TF-FS 030.010.090 und TF-FS 030.010.020.	222
F.11	Lager und Halter für Lichtleiter TF-FS 030.010.040 a und TF-FS 030.010.050 a	223
F.12	Buchse für Photomultiplier: TF-FS 030.010.060 und TF-FS 030.010.070.	224

F.13	TOF-Wand Justage- und Trägerplatte für 30 Szintillationsdetektoren.	226
F.14	TOF-Wand Zusammenbauzeichnung. Übersicht eines einzelnen Szintillationsdetektors.	227
F.15	TOF-Wand verwendete Aluminium Profile.	228
F.16	TOF-Wand Kasten Unterteil.	229
F.17	TOF-Wand Kasten Oberteil (1).	230
F.18	TOF-Wand Kasten Oberteil (2).	231
F.19	TOF-Wand Auflager (Szintillator).	232
F.20	TOF-Wand Spannstück (Szintillator).	233
F.21	TOF-Wand Auflager (Lichtleiter/Photomultiplier).	234
F.22	TOF-Wand Spannstück (Lichtleiter/Photomultiplier).	235
F.23	TOF-Wand Auflager (Photomultiplier).	236
F.24	TOF-Wand Spannstück (Photomultiplier).	237

Tabellenverzeichnis

4.1	Parameter der Primärstrahlen, der Targets und der intermediären Abbremsler.	25
4.2	Effektive Biegeradien in den vier Abschnitten des Fragment separators.	27
4.3	Wichtige Zahlenwerte für die Auslegung eines Szintillationsdetektors am FRS.	32
4.4	Erreichte Zeit- und Ortsauflösungen des beschriebenen Detektor-Aufbaus am FRS.	36
4.5	MUSIC Auflösung der Kernladung der Fragmente.	50
6.1	Ergebnisse der SEETRAM-Eichungen für die verschiedenen Ionensorten.	77
7.1	Parallelimpulsbreiten der untersuchten Projektilfragmente.	108
B.1	Auswirkung der Energie vor dem aktiven Target auf die Winkelverteilung der Spaltfragmente.	139
B.2	Anforderungen an die Detektoren der Flugzeitwand	140
B.3	Vergleich der wichtigsten Daten einer Auswahl von Flugzeit-Einrichtungen.	141
B.4	Testmessung an Prototypen der Flugzeitwandpaddel.	142
B.5	Daten der getesteten Szintillatormaterialien und der Photomultiplier.	144
B.6	Dicken der Materieschichten für 1.0 A·GeV ^{238}U (RUN30) . (Aufbau vor S4)	148
B.7	Dicken der Materieschichten für 1.0 A·GeV ^{238}U (RUN30) . (Aufbau an S4)	149
B.8	Zuordnung von Photomultiplier- zur Paddelnummer der TOF-Wand zusammen mit den Einstelldaten für 1.0 A·GeV ^{238}U (RUN30)	150
A.1	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Projektilfragmente aus 1.0 A·GeV ^{86}Kr . 179	
A.2	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Platin-Projektilfragmente aus 1.0 A·GeV ^{197}Au	187
A.3	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Iridium-Projektilfragmente aus 1.0 A·GeV ^{197}Au	188
A.4	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Iridium-Projektilfragmente aus 1.0 A·GeV ^{197}Au (Fortsetzung von Tab. A.3).	189
A.5	Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Osmium-Projektilfragmente aus 1.0 A·GeV ^{197}Au	189

A.6 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Projektilfragmente aus 0.8 A·GeV ^{136}Xe 189

C.1 Betriebsbedingungen der Photomultiplier der FRS-Standard-Szintillationsdetektoren. 196

C.2 Daten der verwendeten Photomultiplier laut Herstellerangaben. 198

D.1 Technische Daten der eingesetzten Laserdiode HL7806G. 206

D.2 Getestete Leuchtdioden- bzw. Laserdioden-Clipkabel Kombinationen. 207

F.1 Technische Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SC00 am FRS. 210

F.2 Technische Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SC21/SC41 am FRS. 211

F.3 Technische Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SC21-VAC am FRS. 213

F.4 Technische Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SWXX (Flugzeitwand) am FRS. 225

A. Tabellen

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte 1.0 A·GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$											
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen						Strahl-Zählrate
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$ (mb) \pm (mb)	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$ (%)	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$ \pm (%)	T (%)	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$ (%) \pm % (%)	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$ (%) \pm % (%)	sur $\pm \frac{\Delta sur}{sur}$ (%) \pm % (%)	Toi. (%)	$n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$		
^{48}Ti	3.8755 ± 0.73630	(18.99)	131 ± 8.73	7	100.0 ± 10.00	95.77 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{47}V	2.01625 ± 0.38276	(18.98)	132 ± 8.70	13.7	100.0 ± 10.00	97.77 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{48}V	4.83381 ± 0.82677	(17.10)	1264 ± 2.81	54.7	100.0 ± 10.00	97.77 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{49}V	6.28676 ± 1.07369	(17.07)	1419 ± 2.65	47.2	100.0 ± 10.00	97.77 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{50}V	4.47022 ± 0.81020	(18.12)	228 ± 6.62	10.7	100.0 ± 10.00	97.77 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{49}Cr	2.63174 ± 0.50344	(19.12)	123 ± 9.02	9.71	100.0 ± 10.00	97.50 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{50}Cr	4.80832 ± 0.82266	(17.10)	1236 ± 2.84	53.4	100.0 ± 10.00	97.50 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{51}Cr	7.08949 ± 1.20712	(17.02)	1893 ± 2.30	55.5	100.0 ± 10.00	97.50 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		
^{52}Cr	5.81198 ± 1.02239	(17.59)	403 ± 4.98	14.4	100.0 ± 10.00	97.50 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	$7.03855 \text{ E6} \pm 5.88\%$		

Tab. A.1 Fragmentations-Wirkungsquerschnitte der untersuchten Projekttilfragmente aus 1.0 A·GeV ^{86}Kr .

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte										
1.0 A·GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$										
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen					Strahl-Zählrate $n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$ (mb) \pm (mb)	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$ (%)	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$ \pm (%)	Γ (%)	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$ (%) \pm %	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$ (%) \pm %	$\text{sur} \pm \frac{\Delta \text{sur}}{\text{sur}}$ (%) \pm %	Tot. (%)		
^{52}Mn	4.52266 ± 0.77524	(16.10)	1088 ± 3.03	49.5	99.9 ± 10	98.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{53}Mn	7.72477 ± 1.31267	(15.94)	2420 ± 2.03	64.5	99.9 ± 10	98.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{54}Mn	6.44272 ± 1.11792	(16.32)	608 ± 4.06	19.4	99.9 ± 10	98.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{51}Fe	0.0041889 ± 0.00071	(17.04)	2099 ± 2.18	54.42	99.9 ± 10	94.40 ± 1.14	41.33 ± 10	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$	
^{52}Fe	0.0352781 ± 0.00598	(16.94)	9482 ± 1.03	29.19	99.9 ± 10	94.40 ± 1.14	41.33 ± 10	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$	
^{54}Fe	4.10671 ± 0.70703	(17.21)	849 ± 3.43	43	99.9 ± 10	97.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.15	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{55}Fe	7.29551 ± 1.23923	(16.98)	2564 ± 2.00	73.1	99.9 ± 10	97.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.15	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{56}Fe	12.6024 ± 2.16985	(17.21)	846 ± 3.43	3.189	99.9 ± 10	98.80 ± 0.00	40.49 ± 10	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$	
^{56}Fe	8.24897 ± 1.41502	(17.15)	1039 ± 3.10	26.2	99.9 ± 10	97.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.15	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{57}Fe	6.80798 ± 1.50503	(22.10)	49 ± 14.3	1.5	99.9 ± 10	97.54 ± 0.00	41.66 ± 10	58.15	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{53}Co	0.0018041 ± 0.00011	(17.23)	990 ± 3.17	61.56	99.9 ± 10	91.40 ± 1.49	41.33 ± 10	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$	
^{54}Co	0.0199578 ± 0.00339	(16.99)	5453 ± 1.35	30.65	99.9 ± 10	91.40 ± 1.49	41.33 ± 10	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$	
^{55}Co	0.0242687 ± 0.00073	(17.05)	2503 ± 2.00	65.78	99.9 ± 10	91.40 ± 1.49	41.33 ± 10	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$	
^{55}Co	0.10095 ± 0.03087	(30.58)	445 ± 4.74	34.4	99.7 ± 10	97.93 ± 0.00	40.49 ± 10	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$	
^{56}Co	0.0816956 ± 0.01434	(17.55)	469 ± 4.62	0.644	99.9 ± 10	91.40 ± 1.49	41.33 ± 10	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$	
^{56}Co	2.39815 ± 0.40655	(16.95)	445 ± 4.74	34.4	99.7 ± 10	97.93 ± 0.00	40.49 ± 10	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$	
^{56}Co	2.7050 ± 0.47404	(17.52)	445 ± 4.74	34.4	99.9 ± 10	97.02 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{57}Co	6.50006 ± 1.09915	(16.90)	2729 ± 1.91	79.6	99.7 ± 10	97.93 ± 0.00	40.49 ± 10	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$	
^{57}Co	7.1663 ± 1.21679	(16.97)	2729 ± 1.91	79.6	99.9 ± 10	97.02 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{58}Co	7.41943 ± 1.27068	(17.12)	1327 ± 2.74	35.3	99.7 ± 10	97.93 ± 0.00	40.49 ± 10	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$	
^{58}Co	7.8483 ± 1.34151	(17.09)	1327 ± 2.74	35.3	99.9 ± 10	97.02 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{59}Co	8.6953 ± 1.70533	(19.61)	100 ± 10.0	2.4	99.9 ± 10	97.02 ± 0.00	41.66 ± 10	58.14	$7.03855 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{59}Co	13.6758 ± 2.35195	(17.19)	898 ± 3.34	8.57	99.9 ± 10	96.97 ± 0.00	39.03 ± 10	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{60}Co	7.04162 ± 1.19487	(16.96)	3026 ± 1.82	56.1	99.9 ± 10	96.97 ± 0.00	39.03 ± 10	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{61}Co	3.53353 ± 0.60149	(17.02)	1949 ± 2.27	72	99.9 ± 10	96.97 ± 0.00	39.03 ± 10	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	
^{62}Co	1.37063 ± 0.24562	(17.92)	274 ± 6.04	26.1	99.9 ± 10	96.97 ± 0.00	39.03 ± 10	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$	

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte										1.0 A·GeV $^{86}\text{Kr}+^{9}\text{Be}\rightarrow^{A}Z$									
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen					Strahl-Zählrate									
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$ (mb)	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$ (%)	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$ ± (%)	Γ (%)	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$ (%)	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$ (%)	$\text{sur} \pm \frac{\Delta \text{sur}}{\text{sur}}$ (%)	Tot. (%)	$n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$										
^{55}Ni	0.0011396 ± 0.00002	(17.36)	754 ± 3.64	71.64	99.9 ± 10.00	94.69 ± 1.88	41.33 ± 10.00	43.11	1.03256 E10 ± 5.88%										
^{56}Ni	0.0126469 ± 0.00216	(17.05)	3661 ± 1.65	31.34	99.9 ± 10.00	94.69 ± 1.88	41.33 ± 10.00	43.11	1.03256 E10 ± 5.88%										
^{57}Ni	0.0365381 ± 0.00627	(17.16)	1511 ± 2.57	4.48	99.9 ± 10.00	94.69 ± 1.88	41.33 ± 10.00	43.11	1.03256 E10 ± 5.88%										
^{58}Ni	1.58983 ± 0.27029	(17.00)	223 ± 6.7	24.7	99.9 ± 10.00	97.58 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	2.10972 E7 ± 5.88%										
^{58}Ni	1.89244 ± 0.34350	(18.15)	223 ± 6.7	24.7	99.9 ± 10.00	96.85 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{59}Ni	5.13939 ± 0.86915	(16.91)	2166 ± 2.15	82	99.9 ± 10.00	97.58 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	2.10972 E7 ± 5.88%										
^{59}Ni	5.53222 ± 0.94088	(17.00)	2166 ± 2.15	82	99.9 ± 10.00	96.85 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{60}Ni	9.27838 ± 1.57848	(17.01)	1930 ± 2.27	47.7	99.9 ± 10.00	97.58 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	2.10972 E7 ± 5.88%										
^{60}Ni	8.47635 ± 1.44300	(17.02)	1930 ± 2.27	47.7	99.9 ± 10.00	96.85 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{61}Ni	30.6521 ± 5.32777	(17.38)	572 ± 4.18	2.42	99.9 ± 10.00	97.64 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{61}Ni	8.98302 ± 1.66648	(18.55)	168 ± 7.75	3.92	99.9 ± 10.00	96.85 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{62}Ni	9.58295 ± 1.62632	(16.97)	2957 ± 1.84	40	99.9 ± 10.00	97.64 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{63}Ni	5.04500 ± 0.85581	(16.96)	3195 ± 1.77	82.1	99.9 ± 10.00	97.64 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{64}Ni	2.49181 ± 0.42940	(17.23)	811 ± 3.51	42.2	99.9 ± 10.00	97.64 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{57}Cu	0.0002654 ± 0.00005	(19.13)	136 ± 8.58	81.53	99.9 ± 10.00	94.69 ± 1.88	41.33 ± 10.00	43.11	1.03256 E10 ± 5.88%										
^{58}Cu	0.0082813 ± 0.00143	(19.28)	1676 ± 2.44	32.20	99.9 ± 10.00	94.69 ± 1.88	41.33 ± 10.00	43.11	1.03256 E10 ± 5.88%										
^{59}Cu	0.0506108 ± 0.00883	(17.44)	849 ± 3.41	2.67	99.9 ± 10.00	94.69 ± 1.88	41.33 ± 10.00	43.11	1.03256 E10 ± 5.88%										
^{60}Cu	1.46721 ± 0.28596	(19.49)	105 ± 9.75	15.3	99.9 ± 10.00	94.96 ± 0.00	41.70 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{60}Cu	0.77872 ± 0.13367	(17.16)	105 ± 9.75	15.3	99.9 ± 10.00	97.81 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	2.10972 E7 ± 5.88%										
^{61}Cu	3.56146 ± 0.60262	(16.92)	1430 ± 2.64	80.4	99.9 ± 10.00	97.81 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	2.10972 E7 ± 5.88%										
^{61}Cu	3.79555 ± 0.64868	(17.07)	1430 ± 2.64	80.4	99.9 ± 10.00	94.96 ± 0.00	41.70 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{62}Cu	7.14379 ± 1.21394	(16.99)	2042 ± 2.21	62.9	99.9 ± 10.00	97.81 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	2.10972 E7 ± 5.88%										
^{62}Cu	6.93476 ± 1.17999	(17.01)	2042 ± 2.21	62.9	99.9 ± 10.00	94.96 ± 0.00	41.70 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{63}Cu	8.97549 ± 1.60775	(17.91)	276 ± 6.01	6.57	99.9 ± 10.00	94.96 ± 0.00	41.70 ± 10.00	58.14	7.03855 E6 ± 5.88%										
^{64}Cu	10.8179 ± 1.84282	(17.03)	1800 ± 2.36	21.5	99.7 ± 10.00	97.85 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{65}Cu	7.73932 ± 1.31042	(16.93)	4849 ± 1.44	81.0	99.7 ± 10.00	97.85 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{66}Cu	3.86674 ± 0.65837	(17.02)	1896 ± 2.30	63.4	99.7 ± 10.00	97.85 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										
^{67}Cu	2.03115 ± 0.37781	(18.60)	163 ± 7.83	10.4	99.7 ± 10.00	97.85 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	9.58035 E6 ± 5.88%										

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte										1.0 A·GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$			
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen					Strahl-Zählrate			
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$ (mb)	$\left(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f}\right)$ (%)	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$ (%)	\pm (%)	T (%)	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$ (%)	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$ (%)	sur $\pm \frac{\Delta \text{sur}}{\text{sur}}$ (%)	Tot. (%)	$n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$			
^{59}Zn	$0.0002745 \pm 5.296\text{e-5}$	(19.3)	184 ± 7.37	\pm	86.10	99.9 ± 10.00	79.81 ± 5.78	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{E}10 \pm 5.88\%$			
^{60}Zn	$0.0043873 \pm 7.930\text{e-4}$	(18.1)	1147 ± 2.95	\pm	33.58	99.9 ± 10.00	79.81 ± 5.78	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{E}10 \pm 5.88\%$			
^{61}Zn	0.0633519 ± 0.01156	(18.24)	671 ± 3.86	\pm	1.36	99.9 ± 10.00	79.81 ± 5.78	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{E}10 \pm 5.88\%$			
^{62}Zn	0.64397 ± 0.11139	(17.29)	405 ± 4.97	\pm	81.4	99.8 ± 10.00	97.26 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{63}Zn	2.84037 ± 0.48080	(16.92)	4050 ± 1.57	\pm	81.4	99.8 ± 10.00	97.26 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{63}Zn	3.01709 ± 0.51870	(17.19)	915 ± 3.30	\pm	73.6	99.8 ± 10.00	83.70 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.15	$7.03855 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{64}Zn	7.29654 ± 1.23669	(16.94)	3171 ± 1.78	\pm	81.4	99.8 ± 10.00	97.26 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{64}Zn	6.36491 ± 1.08293	(17.01)	2064 ± 2.20	\pm	78.6	99.8 ± 10.00	83.70 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.15	$7.03855 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{65}Zn	23.9015 ± 4.40447	(18.42)	183 ± 7.39	\pm	81.4	99.8 ± 10.00	97.26 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{65}Zn	6.79175 ± 1.20692	(17.77)	321 ± 5.58	\pm	11.5	99.8 ± 10.00	83.70 ± 0.00	41.66 ± 10.00	58.15	$7.03855 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{66}Zn	14.7023 ± 2.53300	(17.22)	820 ± 5.88	\pm	7.24	99.7 ± 10.00	97.53 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{67}Zn	9.66207 ± 1.63571	(16.92)	5084 ± 1.40	\pm	68.3	99.7 ± 10.00	97.53 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{68}Zn	6.18325 ± 1.04771	(16.94)	4034 ± 1.58	\pm	84.6	99.7 ± 10.00	97.53 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{69}Zn	2.76520 ± 0.48312	(17.47)	485 ± 4.54	\pm	22.8	99.7 ± 10.00	97.53 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{62}Ga	0.0025194 ± 0.00048	(19.1)	428 ± 5.88	\pm	40.0	99.8 ± 10.00	43.54 ± 7.46	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{E}10 \pm 5.88\%$			
^{63}Ga	0.0605962 ± 0.01168	(19.3)	321 ± 5.58	\pm	1.3	99.8 ± 10.00	43.54 ± 7.46	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{E}10 \pm 5.88\%$			
^{64}Ga	0.30661 ± 0.05527	(18.02)	242 ± 6.43	\pm	81.4	99.8 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{65}Ga	1.56056 ± 0.26481	(16.96)	2482 ± 2.01	\pm	81.4	99.8 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{66}Ga	4.70932 ± 0.79817	(16.94)	3327 ± 1.73	\pm	74.9	99.8 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{66}Ga	2.65626 ± 0.45037	(16.95)	3524 ± 1.69	\pm	74.9	99.9 ± 10.00	96.37 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{67}Ga	12.7346 ± 2.34260	(18.39)	241 ± 6.44	\pm	6.64	99.8 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{67}Ga	2.16707 ± 0.38998	(17.99)	255 ± 6.26	\pm	6.64	99.9 ± 10.00	96.37 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{E}7 \pm 5.88\%$			
^{68}Ga	39.9904 ± 7.07099	(17.68)	357 ± 5.29	\pm	1.15	99.7 ± 10.00	98.15 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{69}Ga	10.9030 ± 1.84785	(16.94)	3837 ± 1.61	\pm	45.4	99.7 ± 10.00	98.15 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{70}Ga	8.35884 ± 1.41423	(16.91)	6167 ± 1.27	\pm	45.4	99.7 ± 10.00	98.15 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{71}Ga	5.08563 ± 0.86633	(17.03)	1801 ± 2.36	\pm	45.7	99.7 ± 10.00	98.15 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{E}6 \pm 5.88\%$			
^{71}Ga	4.50611 ± 0.78339	(17.38)	568 ± 4.19	\pm	45.7	99.9 ± 10.00	94.96 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{E}6 \pm 3.1\%$			

Fragmentations- Wirkungsquerschnitte										1.0 A·GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$			
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen					Strahl-Zählrate			
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$ (mb) \pm (mb)	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$ (%)	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$ \pm (%)	T (%)	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$ (%) \pm (%)	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$ (%) \pm (%)	sur $\pm \frac{\Delta sur}{sur}$ (%) \pm (%)	Tot. (%)	$n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$ Zählrate				
^{64}Ge	0.0009876 ± 0.00021	(20.97)	303 ± 5.75	46.15	99.8 ± 10.00	68.22 ± 10.8	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$				
^{65}Ge	0.06060 ± 0.01168	(19.27)	5152 ± 5.88	3.41	99.8 ± 10.00	68.22 ± 10.8	41.33 ± 10.00	43.11	$1.03256 \text{ E}10 \pm 5.88\%$				
^{66}Ge	0.19994 ± 0.03888	(19.44)	106 ± 9.71	64.3	99.7 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{66}Ge	0.09534 ± 0.01856	(19.46)	106 ± 9.71	64.3	99.9 ± 10.00	94.06 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.97	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{67}Ge	1.14595 ± 0.19491	(17.00)	1593 ± 2.44	99.3	99.7 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{67}Ge	0.97550 ± 0.16630	(17.04)	1593 ± 2.44	99.3	99.9 ± 10.00	94.06 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.97	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{68}Ge	3.82898 ± 0.64857	(16.93)	4801 ± 1.44	88.7	99.7 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{68}Ge	3.12953 ± 0.52991	(16.93)	4801 ± 1.44	88.7	99.9 ± 10.00	94.06 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.97	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{69}Ge	13.7157 ± 2.40379	(17.52)	455 ± 4.69	13.8	99.7 ± 10.00	93.45 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{69}Ge	1.90168 ± 0.33300	(17.51)	455 ± 4.69	13.8	99.9 ± 10.00	94.06 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.97	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$				
^{71}Ge	12.8927 ± 2.19522	(17.02)	1893 ± 2.30	19.0	99.7 ± 10.00	97.67 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$				
^{71}Ge	16.5811 ± 2.85136	(17.19)	902 ± 3.33	19.3	99.9 ± 10.00	97.16 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$				
^{72}Ge	11.9187 ± 2.01494	(16.90)	8540 ± 1.08	92.9	99.7 ± 10.00	97.67 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$				
^{72}Ge	11.6827 ± 1.98219	(16.96)	3083 ± 1.80	93.5	99.9 ± 10.00	97.16 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$				
^{73}Ge	7.55811 ± 1.28010	(16.93)	4500 ± 1.49	77.2	99.7 ± 10.00	97.67 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$				
^{73}Ge	7.05767 ± 1.20422	(17.06)	1539 ± 2.54	77.2	99.9 ± 10.00	97.16 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$				
^{74}Ge	5.12931 ± 0.92630	(18.05)	241 ± 6.44	6.09	99.7 ± 10.00	97.67 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$				
^{74}Ge	3.18878 ± 0.69374	(21.75)	53 ± 13.7	5.89	99.9 ± 10.00	97.16 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$				

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte										
1.0 A-GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$										
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen					Strahl-Zählrate $n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$	\pm (%)	T	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$	sur $\pm \frac{\Delta sur}{sur}$	Tot. (%)	
	(mb) \pm (mb)	(%)			(%)	(%) \pm (%)	(%) \pm (%)	(%) \pm (%)	(%)	(%)
^{68}As	0.05040 ± 0.01129	(22.40)	46 ± 14.7		51.5	99.8 ± 10.00	96.46 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{69}As	0.51785 ± 0.08923	(17.23)	479 ± 4.57		3.54	99.7 ± 10.00	82.89 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{69}As	0.40234 ± 0.06956	(17.23)	702 ± 3.77		98.5	99.8 ± 10.00	96.46 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{70}As	2.07109 ± 0.35161	(16.79)	7442 ± 1.16		78.8	99.7 ± 10.00	82.89 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{70}As	1.97352 ± 0.33469	(16.95)	3358 ± 1.73		96.1	99.8 ± 10.00	96.46 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{71}As	6.51511 ± 1.13583	(17.43)	9187 ± 1.04		97.1	99.7 ± 10.00	82.89 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{71}As	1.55840 ± 0.26869	(17.24)	791 ± 3.56		28.7	99.8 ± 10.00	96.46 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$
^{73}As	18.5845 ± 3.24836	(17.47)	479 ± 4.57		3.54	99.7 ± 10.00	92.18 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E6} \pm 5.88\%$
^{73}As	24.9243 ± 4.4801	(17.97)	260 ± 6.20		3.69	99.8 ± 10.00	97.37 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$
^{74}As	12.9723 ± 2.19373	(16.91)	7442 ± 1.16		78.8	99.7 ± 10.00	92.18 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E6} \pm 5.88\%$
^{74}As	12.6168 ± 2.1417	(16.97)	2837 ± 1.88		79.5	99.8 ± 10.00	97.37 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$
^{75}As	12.9997 ± 2.19737	(16.90)	9187 ± 1.04		97.1	99.7 ± 10.00	92.18 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E6} \pm 5.88\%$
^{75}As	12.6673 ± 2.1479	(16.95)	3465 ± 1.70		96.8	99.8 ± 10.00	97.37 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$
^{76}As	6.72707 ± 1.15337	(17.14)	1072 ± 3.05		21.9	99.7 ± 10.00	92.18 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E6} \pm 5.88\%$
^{76}As	5.37568 ± 0.9548	(17.76)	324 ± 5.56		21.3	99.8 ± 10.00	97.37 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte											
1.0 A-GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^AZ$											
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate			Korrekturen				Strahl-Zählrate	
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$	T	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$	sur $\pm \frac{\Delta sur}{sur}$	Tot.	$n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$		
	(mb) \pm	(%)	\pm (%)	(%)	(%) \pm %	(%) \pm %	(%) \pm %	(%)	(%) \pm %	(%)	(%)
^{71}Se	0.26794 ± 0.04697	(17.53)	441 ± 4.76	96.9	99.8 ± 10.00	92.52 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{72}Se	1.60961 ± 0.27331	(16.97)	2716 ± 1.92	99.3	99.8 ± 10.00	92.52 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{73}Se	1.47363 ± 0.25199	(17.10)	1282 ± 2.79	51.2	99.8 ± 10.00	92.52 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{75}Se	65.1289 ± 14.5253	(22.3)	47 ± 14.6	0.25	99.8 ± 10.00	96.55 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{71}Se	0.29253 ± 0.05263	(17.99)	4568 ± 1.48	46.3	99.7 ± 10.00	51.90 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{72}Se	1.05799 ± 0.18149	(17.15)	9875 ± 1.01	100	99.7 ± 10.00	51.90 ± 0.00	40.49 ± 10.00	37.94	$2.10972 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{76}Se	15.9725 ± 2.70507	(16.93)	4568 ± 1.48	46.3	99.7 ± 10.00	78.37 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$		
^{77}Se	15.9820 ± 2.70112	(16.90)	9875 ± 1.01	100	99.7 ± 10.00	78.37 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$		
^{77}Se	7.70014 ± 1.30962	(17.0)	2159 ± 2.15	100	99.8 ± 10.00	96.55 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{78}Se	10.2577 ± 1.73817	(16.94)	3996 ± 1.58	63.0	99.7 ± 10.00	78.37 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$		
^{78}Se	10.5153 ± 1.79100	(17.0)	1827 ± 2.34	62.0	99.8 ± 10.00	96.55 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{73}Br	0.0827 ± 0.0158	(19.1)	125 ± 8.94	92.0	99.8 ± 10.00	89.50 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.90	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{74}Br	0.6769 ± 0.1160	(17.1)	1105 ± 3.01	99.3	99.8 ± 10.00	89.50 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.90	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{75}Br	1.2398 ± 0.2116	(17.1)	1483 ± 2.60	72.8	99.8 ± 10.00	89.50 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.90	$2.09117 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{78}Br	8.07450 ± 1.43881	(17.81)	304 ± 5.74	13.28	99.7 ± 10.00	35.81 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$		
^{78}Br	13.2654 ± 2.31154	(17.42)	526 ± 4.36	14.3	99.8 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{79}Br	11.3505 ± 1.92562	(16.96)	3144 ± 1.73	98.06	99.7 ± 10.00	35.81 ± 0.00	39.03 ± 10.00	47.40	$9.58035 \text{ E}6 \pm 5.88\%$		
^{79}Br	18.2073 ± 3.08257	(16.93)	4979 ± 1.42	98.4	99.8 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{80}Br	16.6151 ± 2.81422	(16.93)	4430 ± 1.50	95.9	99.8 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{81}Br	27.2374 ± 4.60725	(16.91)	6612 ± 1.23	74.8	99.5 ± 10.00	88.65 ± 0.00	30.30 ± 10.00	41.93	$1.55887 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{81}Br	15.1478 ± 2.98271	(19.69)	97 ± 10.2	2.3	99.8 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E}6 \pm 3.1\%$		
^{82}Br	33.3488 ± 5.63522	(16.89)	10823 ± 0.96	100	99.5 ± 10.00	88.65 ± 0.00	30.30 ± 10.00	41.93	$1.55887 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		
^{83}Br	32.2017 ± 5.44395	(16.90)	8033 ± 1.09	80.1	99.5 ± 10.00	88.65 ± 0.00	30.30 ± 10.00	41.93	$1.55887 \text{ E}7 \pm 5.88\%$		

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte										
1.0 A-GeV $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be} \rightarrow ^A\text{Z}$										
Isotop	Querschnitt		Fragment-Zählrate		Korrekturen					Strahl-Zählrate
	$\sigma_f \pm \Delta\sigma_f$ (mb) \pm (mb)	$(\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f})$ (%)	$n_f \pm \frac{\Delta n_f}{n_f}$ \pm (%)	T (%)	$q \pm \frac{\Delta q}{q}$ (%) \pm % (%)	$Z \pm \frac{\Delta Z}{Z}$ (%) \pm % (%)	sur $\pm \frac{\Delta_{sur}}{sur}$ (%) \pm % (%)	Tot. (%)	$n_p \pm \frac{\Delta n_p}{n_p}$	
^{75}Kr	0.0483 ± 0.0103	(21.4)	58 ± 13.13	81.4	99.7 ± 10.00	80.41 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{76}Kr	0.3033 ± 0.0531	(17.5)	448 ± 4.73	100	99.7 ± 10.00	80.41 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{77}Kr	0.7196 ± 0.1237	(17.19)	916 ± 3.30	86.3	99.7 ± 10.00	80.41 ± 0.00	39.05 ± 10.00	43.98	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{80}Kr	18.1346 ± 3.54307	(19.53)	103 ± 9.85	2.13	99.7 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	
^{81}Kr	13.9497 ± 2.33506	(16.96)	3006 ± 1.84	82	99.7 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	
^{82}Kr	19.7478 ± 3.34275	(16.92)	5263 ± 1.39	100	99.7 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	
^{83}Kr	10.0687 ± 1.73099	(17.19)	915 ± 3.33	34.1	99.7 ± 10.00	95.72 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	
^{77}Rb	0.0082 ± 0.0036	(44.17)	6 ± 40.8	67.9	99.7 ± 10.00	58.57 ± 0.00	43.98 ± 10.00	41.40	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{78}Rb	0.0478 ± 0.0105	(21.92)	51 ± 14.0	99.3	99.7 ± 10.00	58.57 ± 0.00	43.98 ± 10.00	41.40	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{79}Rb	0.1484 ± 0.0279	(18.76)	148 ± 8.22	92.8	99.7 ± 10.00	58.57 ± 0.00	43.98 ± 10.00	41.40	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{80}Rb	0.0890 ± 0.0214	(24.05)	34 ± 17.2	35.6	99.7 ± 10.00	58.57 ± 0.00	43.98 ± 10.00	41.40	$2.09117 \text{ E7} \pm 5.88\%$	
^{83}Rb	1.89291 ± 0.3459	(18.3)	203 ± 7.02	43.6	99.7 ± 10.00	84.76 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	
^{84}Rb	2.4397 ± 0.4234	(17.4)	600 ± 4.08	100	99.7 ± 10.00	84.76 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	
^{85}Rb	1.59744 ± 0.2827	(17.7)	351 ± 5.34	89.4	99.7 ± 10.00	84.76 ± 0.00	38.30 ± 10.00	47.22	$4.91647 \text{ E6} \pm 3.1\%$	

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte			1.0 A·GeV $^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^A\text{Pt}$							
Projektile-Fragment		Strahl	Korrekturen				Querschnitt (mb)			
Isotop	Zählrate		Zählrate	ϵ_{tot}	ϵ_{sec}	ϵ_q	ϵ_T	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f}$
	n_f	Δn_f	n_p							
$^{196}\text{Pt}^p$	4376	95	77632	1.721	0.493	0.730	1.000	25.16	7.17	28.5
^{192}Pt	2255	89	43536	1.754	0.497	0.727	0.995	23.58	7.05	29.9
^{192}Pt	10602	211	186004	1.479	0.497	0.727	0.995	21.88	6.21	28.4
^{192}Pt	12857	300	229540					23.50	6.73	28.6
^{191}Pt	2061	67	43536	1.754	0.497	0.727	0.995	21.55	6.33	29.4
^{191}Pt	9212	151	186004	1.479	0.497	0.727	0.995	19.01	5.34	28.1
^{191}Pt	11273	218	229540					21.42	6.07	28.3
^{190}Pt	2181	61	43536	1.754	0.497	0.727	0.995	22.81	6.61	29.0
^{190}Pt	9117	122	186004	1.479	0.497	0.727	0.995	18.82	5.24	27.9
^{190}Pt	11298	183	229540					22.56	6.34	28.1
^{189}Pt	6369	147	116574	1.394	0.500	0.726	0.979	20.00	5.72	28.6
^{188}Pt	5992	124	116574	1.394	0.500	0.726	0.979	18.82	5.35	28.4
^{187}Pt	5466	165	116574	1.394	0.500	0.726	0.979	17.16	5.01	29.2
^{186}Pt	5679	87	149090	1.563	0.502	0.723	0.947	16.17	4.53	28.0
^{185}Pt	5281	117	149090	1.563	0.502	0.723	0.947	15.03	4.29	28.5
^{184}Pt	4583	147	149090	1.563	0.502	0.723	0.947	13.05	3.83	29.3
^{183}Pt	12233	243	454755	1.515	0.504	0.721	0.903	11.59	3.29	28.4
^{183}Pt	3022	133	111511	1.544	0.504	0.721	0.903	11.90	3.60	30.3
^{183}Pt	15255	376	566266					11.88	3.41	28.7
^{182}Pt	7233	191	454755	1.515	0.504	0.721	0.903	6.85	1.98	28.9
^{182}Pt	2387	108	111511	1.544	0.504	0.721	0.903	9.40	2.86	30.4
^{182}Pt	9620	299	566266					9.11	2.66	29.2
^{181}Pt	9595	171	454755	1.515	0.504	0.721	0.903	9.09	2.56	28.2
^{181}Pt	1593	85	111511	1.544	0.504	0.721	0.903	6.27	1.95	31.0
^{181}Pt	11188	256	566266					6.37	1.82	28.6
^{179}Pt	1121	41	219580	1.557	0.507	0.718	0.835	2.44	0.72	29.7
^{178}Pt	653	43	219580	1.557	0.507	0.718	0.835	1.42	0.46	32.1
^{177}Pt	267	21	219580	1.557	0.507	0.718	0.835	0.58	0.19	33.1
^{177}Pt	387	25	261395	1.451	0.509	0.716	0.800	0.69	0.22	32.0
^{177}Pt	1189	84	988805	1.260	0.509	0.716	0.800	0.49	0.16	32.5
^{177}Pt	1843	130	1469780					0.61	0.20	32.5
^{176}Pt	150	16	261395	1.451	0.509	0.716	0.800	0.27	0.10	35.5
^{176}Pt	348	31	988805	1.260	0.509	0.716	0.800	0.14	0.05	34.0
^{176}Pt	498	47	1250200					0.25	0.08	34.5

Tab. A.2 Gemessene und berechnete Produktionswirkungsquerschnitte für Platin-Isotope aus der Projektilefragmentation von 1.0 A·GeV ^{197}Au in Aluminium Targets. Der mit (p) gekennzeichnete Kern ist ein Fragment, das im Abrasionsschritt der nuklearen Kollision lediglich ein Proton verloren hat, wobei die Anregungsenergie unterhalb der Neutronenschwelle lag.

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte										
1.0 A·GeV $^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^A\text{Ir}$										
Projektile-Fragment			Strahl	Korrekturen				Querschnitt		
Isotop	Zählrate		Zählrate	ϵ_{tot}	ϵ_{sec}	ϵ_q	ϵ_T	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f}$
	n_f	Δn_f	n_p							
$^{195}\text{Ir}^p$	98	14	35075	1.17	0.746	0.494	1.000	0.86	0.33	38.7
^{190}Ir	683	35	43536	1.754	0.498	0.740	0.995	7.00	2.16	30.9
^{190}Ir	3139	63	186004	1.479	0.498	0.740	0.995	6.35	1.80	28.4
^{190}Ir	3822	98	229540					6.97	2.00	28.8
^{189}Ir	904	44	43536	1.754	0.499	0.741	0.995	9.24	2.83	30.7
^{189}Ir	4087	95	186004	1.479	0.499	0.741	0.995	8.24	2.36	28.6
^{189}Ir	4991	139	229540					9.18	2.66	29.0
^{188}Ir	1136	42	43536	1.754	0.499	0.743	0.995	11.57	3.44	29.7
^{188}Ir	4595	130	186004	1.479	0.499	0.743	0.995	9.24	2.68	29.0
^{188}Ir	5731	172	229540					11.43	3.33	29.2
^{187}Ir	1182	75	43536	1.754	0.500	0.744	0.995	12.00	3.83	31.9
^{187}Ir	5996	230	186004	1.479	0.500	0.744	0.995	12.02	3.58	29.8
^{187}Ir	3532	85	116574	1.394	0.501	0.739	0.979	10.87	3.12	28.7
^{187}Ir	10710	390	346114					11.86	3.52	29.7
^{186}Ir	4178	108	116574	1.394	0.502	0.740	0.979	12.82	3.70	28.8
^{185}Ir	4550	132	116574	1.394	0.502	0.742	0.979	13.92	4.05	29.1
^{184}Ir	4687	88	116574	1.394	0.503	0.743	0.979	14.30	4.04	28.3
^{184}Ir	5130	104	149090	1.563	0.503	0.736	0.947	14.32	4.07	28.4
^{184}Ir	9817	192	265664					14.31	4.05	28.3
^{183}Ir	5448	114	149090	1.563	0.504	0.737	0.947	15.15	4.31	28.4
^{182}Ir	5167	134	149090	1.563	0.504	0.739	0.947	14.33	4.13	28.8
^{181}Ir	5466	187	149090	1.563	0.505	0.741	0.947	15.09	4.45	29.5
^{181}Ir	14701	181	454755	1.515	0.505	0.734	0.903	15.66	3.79	27.8
^{181}Ir	3799	102	111511	1.544	0.505	0.734	0.903	14.67	4.24	28.9
^{181}Ir	23966	470	715356					14.74	4.18	28.3
^{180}Ir	14221	190	454755	1.515	0.506	0.735	0.903	13.17	3.67	27.9
^{180}Ir	3381	94	111511	1.544	0.506	0.735	0.903	13.01	3.77	29.0
^{180}Ir	17602	284	566266					13.02	3.66	28.1
^{179}Ir	11939	199	454755	1.515	0.506	0.737	0.903	11.02	3.10	28.1
^{179}Ir	3013	122	111511	1.544	0.506	0.737	0.903	11.56	3.47	23.0
^{179}Ir	14952	321	566266					11.52	3.28	28.5
^{178}Ir	8668	122	454755	1.515	0.507	0.738	0.903	7.98	2.23	27.9
^{178}Ir	1936	57	111511	1.544	0.507	0.738	0.903	7.40	2.16	29.1
^{178}Ir	10604	179	566266					7.44	2.09	28.1

Tab. A.3 Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Iridium-Isotope aus der Projektile-fragmentation von 1.0 A·GeV ^{197}Au in Aluminium Targets. Der mit (p) gekennzeichnete Kern ist ein Fragment, das im Abrasionsschritt der nuklearen Kollision lediglich zwei Protonen verloren hat, wobei die Anregungsenergie unterhalb der Neutronenschwelle lag. (Fortsetzung siehe Tab. A.4)

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte				1.0 A·GeV $^{197}\text{Au}+^{27}\text{Al}\rightarrow^A\text{Ir}$						
Projektil-Fragment			Strahl	Korrekturen				Querschnitt		
Isotop	Zählrate		Zählrate	ϵ_{tot}	ϵ_{sec}	ϵ_q	ϵ_T	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f}$
	n_f	Δn_f	n_p							
^{177}Ir	2561	71	219580	1.557	0.508	0.731	0.835	5.47	1.58	29.0
^{176}Ir	1639	65	219580	1.557	0.509	0.732	0.835	3.49	1.04	29.9
^{175}Ir	783	37	219580	1.557	0.509	0.734	0.835	1.66	0.51	30.5
^{175}Ir	3370	67	988805	1.260	0.510	0.730	0.8	1.35	0.38	28.4
^{175}Ir	4153	104	1208385					1.64	0.47	28.8
^{174}Ir	311	26	219580	1.557	0.510	0.735	0.835	0.66	0.22	33.6
^{174}Ir	1510	47	988805	1.260	0.511	0.731	0.8	0.60	0.18	29.2
^{174}Ir	1821	73	1208385					0.65	0.20	30.0
^{173}Ir	364	25	988805	1.260	0.512	0.733	0.8	0.14	0.05	32.3

Tab. A.4 Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Platin-Isotope aus der Projektilfragmentation von 1.0 A·GeV ^{197}Au in Aluminium Targets. (Fortsetzung von Tab. A.3).

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte				1.0 A·GeV $^{197}\text{Au}+^{27}\text{Al}\rightarrow^A\text{Os}$						
Projektil-Fragment			Strahl	Korrekturen				Querschnitt		
Isotop	Zählrate		Zählrate	ϵ_{tot}	ϵ_{sec}	ϵ_q	ϵ_T	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f}$
	n_f	Δn_f	n_p							
$^{194}\text{Os}^p$	33	6	2630000	1.044	0.505	0.781	1.000	0.046	0.028	60.0

Tab. A.5 Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Osmium-Isotope aus der Projektilfragmentation von 1.0 A·GeV ^{197}Au in Aluminium Targets. Der mit (p) gekennzeichnete Kern ist ein Fragment, das im Abrasionsschritt der nuklearen Kollision drei Protonen verloren hat, wobei die Anregungsenergie unterhalb der Neutronenschwelle lag.

Fragmentations-Wirkungsquerschnitte				1.0 A·GeV $^{136}\text{Xe}+^9\text{Be}\rightarrow^AZ$						
Projektil-Fragment			Strahl	Korrekturen				Querschnitt		
Isotop	Zählrate		Zählrate	ϵ_{tot}	ϵ_{sec}	ϵ_q	ϵ_T	σ_f	$\Delta\sigma_f$	$\frac{\Delta\sigma_f}{\sigma_f}$
	n_f	Δn_f	n_p							
$^{135}\text{I}^p$	37217	186	$5.50\cdot 10^7$	1.467	0.495	0.955	1.000	19.98	5.99	30.0
$^{134}\text{Te}^p$	2972	54	$1.08\cdot 10^8$	1.031	0.496	0.961	1.000	0.44	0.13	30.0
$^{133}\text{Sb}^p$	161	13	$1.68\cdot 10^8$	1.048	0.342	0.989	1.000	0.022	0.018	80.0

Tab. A.6 Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Isotope aus der Projektilfragmentation von 0.8 A·GeV ^{136}Xe in Beryllium-Targets. Die mit (p) gekennzeichneten Kerne sind Fragmente, die im Abrasionsschritt der nuklearen Kollision Protonen verloren haben, wobei die Anregungsenergie unterhalb der Neutronenschwelle lag.

B. Technische Aufbauten

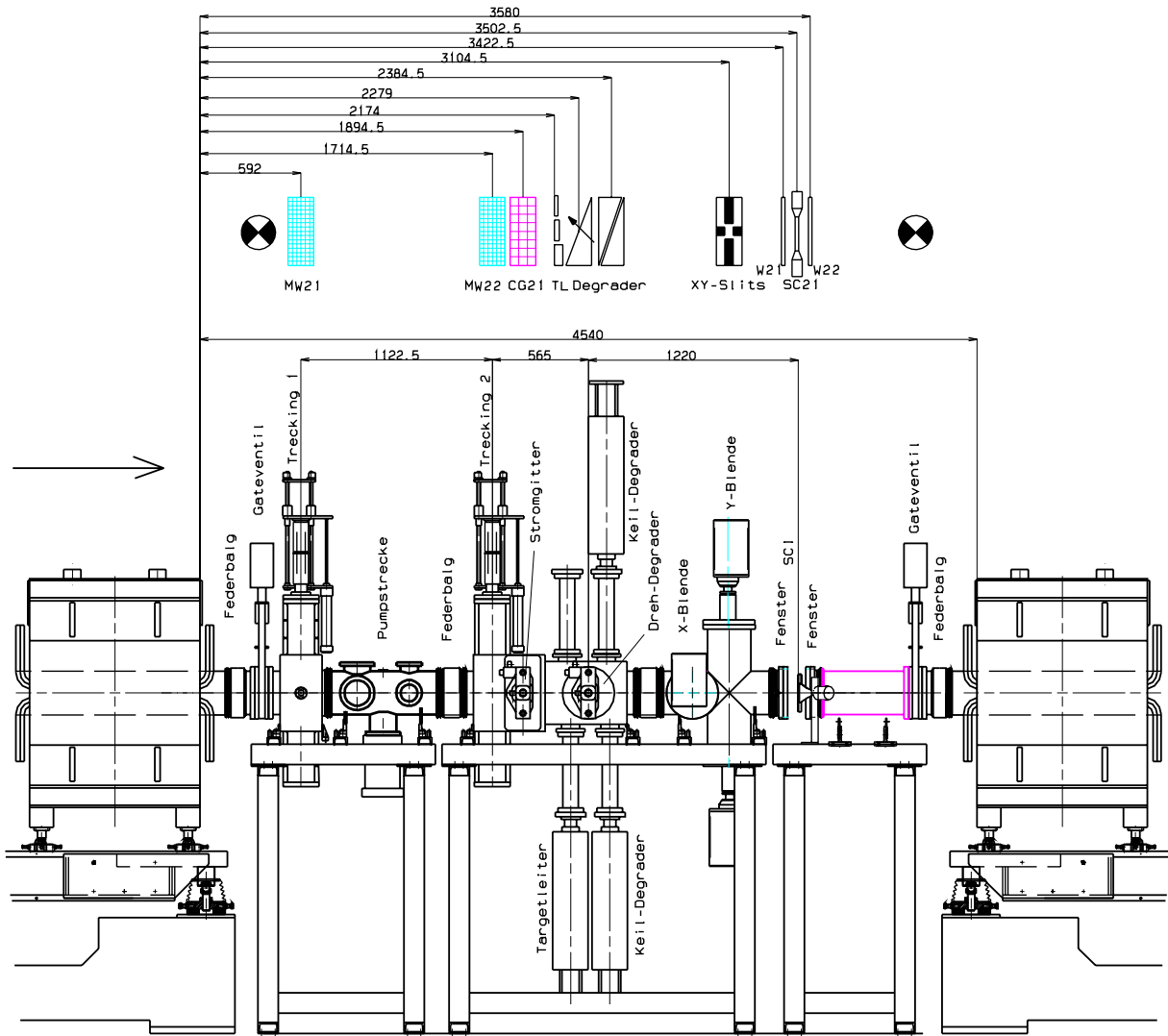


Abb. B.1 *Zeichnung des technischen Aufbaues in der Mittelebene des FRS (S2) für 0.8 A·GeV ^{136}Xe (RUN9). Man erkennt die Positionen der verschiedenen Teile des Degraderaufbaus [WeB91], der mittels Preßluft bewegten Vieldrahtkammern und des des Szintillationsdetektors bestehend aus Vakuumfenstern, Luftstrecke und Szintillator.*

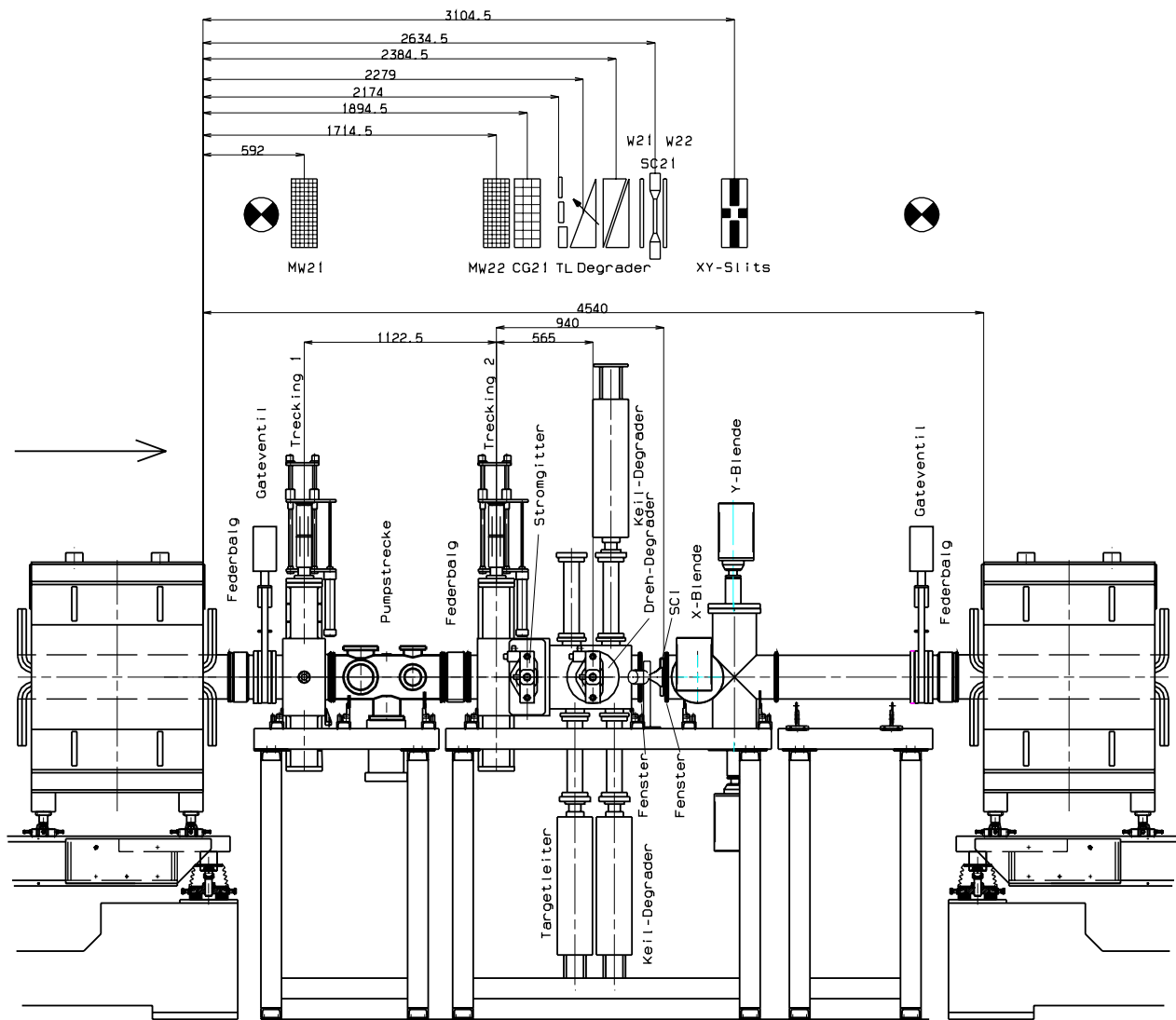


Abb. B.2 *Zeichnung des technischen Aufbaus in der Mittelebene des FRS (S2) für 1.0 A·GeV ¹⁹⁷Au. Man erkennt die Positionen der verschiedenen Teile des Degraderaufbaus [WeB91], der mittels Preßluft bewegten Vieldrahtkammern und des des Szintillationsdetektors bestehend aus Vakuumfenstern, Luftstrecke und Szintillator.*

3R NLE

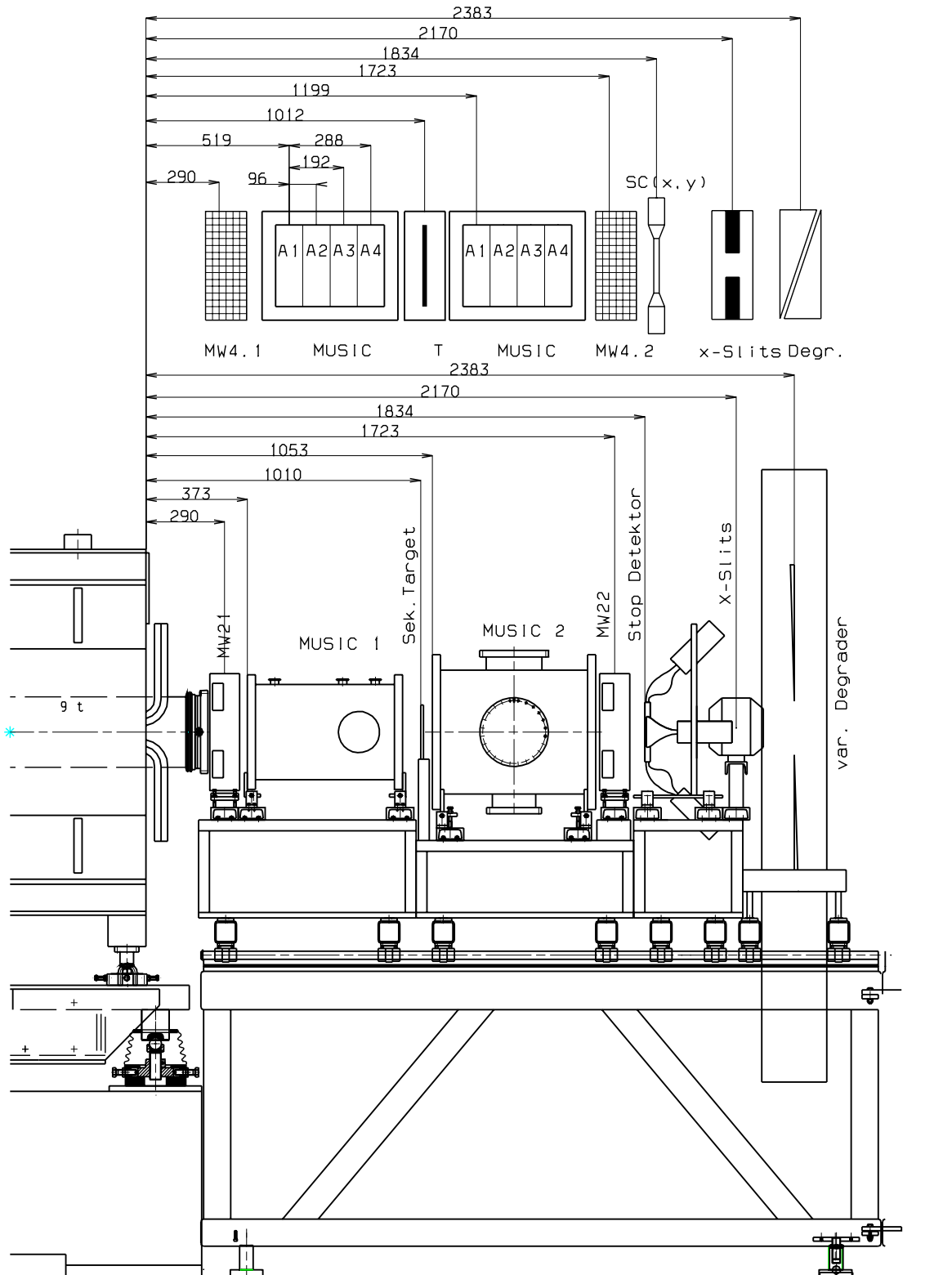


Abb. B.3 Zeichnung des technischen Aufbaues am Ausgang des FRS (S_4) für 0.5 und 1.0 A-GeV⁴⁰ Ar. Man erkennt die Positionen der verschiedenen Teile des Degraderaufbaus [WeB91], der mittels Preßluft bewegten Vieldrahtkammern und dem Aufbau des Szintillationsdetektors bestehend aus Vakuumfenstern, Luftstrecke und Szintillator.

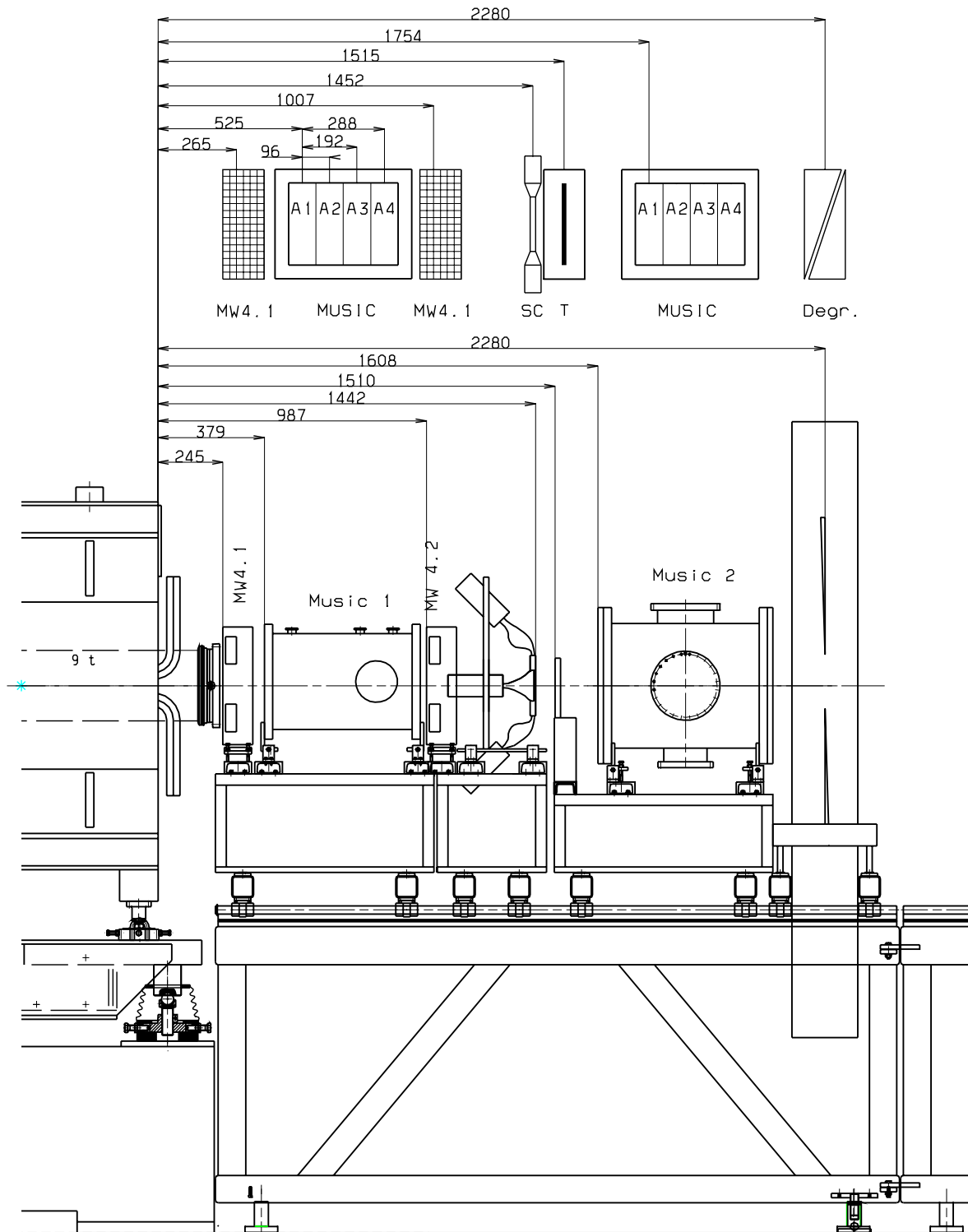


Abb. B.4 Zeichnung des technischen Aufbaues am Ausgang des FRS (S_4) für $1.0 \text{ A} \cdot \text{GeV}^{86}\text{Kr}$. Man erkennt die Positionen der verschiedenen Teile des Degraderaufbaus [WeB91], der mittels Preßluft bewegten Vieldrahtkammern und dem Aufbau des Szintillationsdetektors bestehend aus Vakuumfenstern, Luftstrecke und Szintillator.

BR NLE

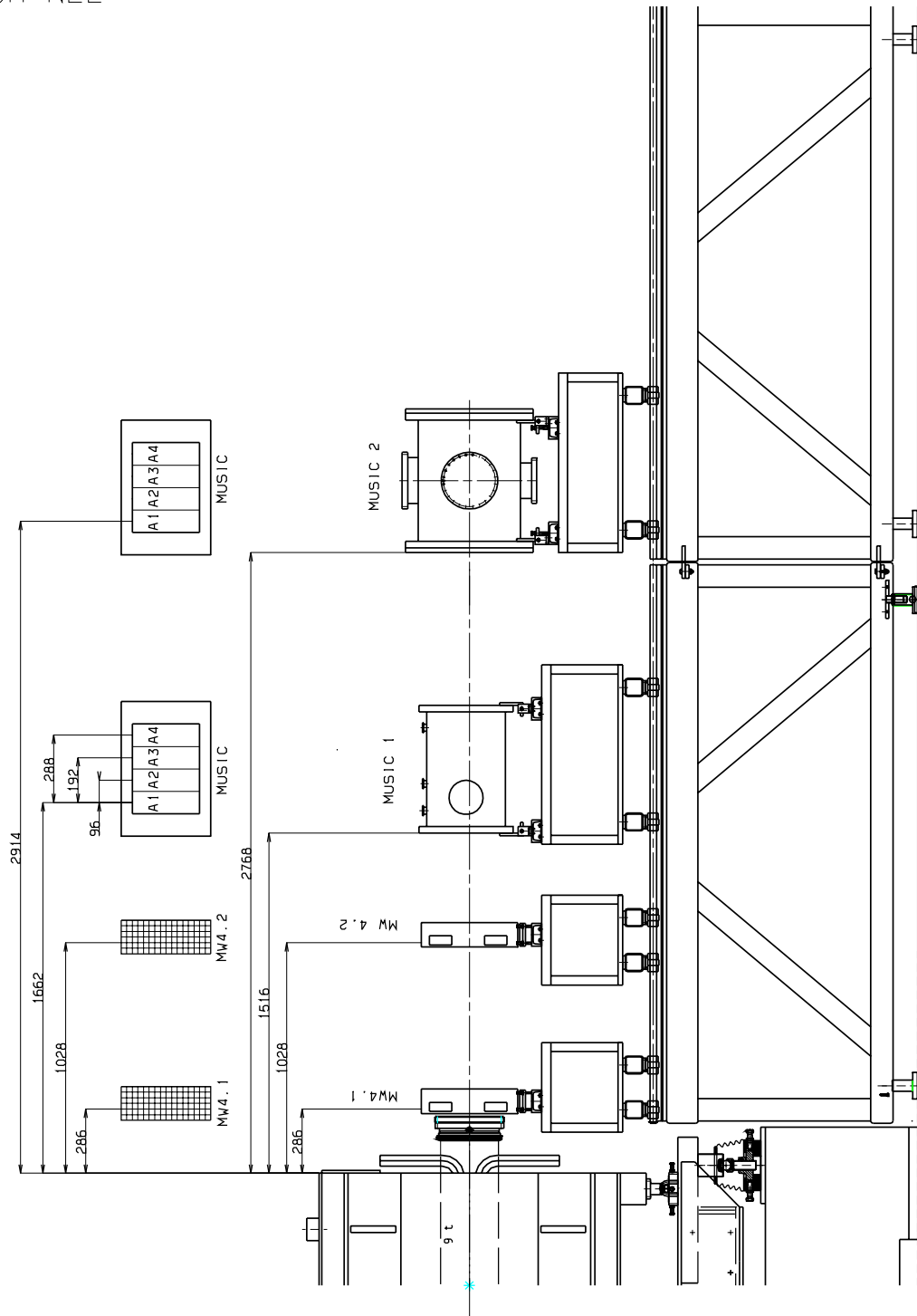


Abb. B.5 *Zeichnung des technischen Aufbaues am Ausgang des FRS (S₄) für 1.0 A · GeV¹⁹⁷Au. Man erkennt die Positionen der verschiedenen Teile des Degraderaufbaus [WeB91], der mittels Preßluft bewegten Vieldrahtkammern und dem Aufbau des Szintillationsdetektors bestehend aus Vakuumfenstern, Luftstrecke und Szintillator.*

C. Betriebsbedingungen der Photomultiplier

In Tab. C.1 sind die während der bisherigen Experimente angelegten Betriebsspannungen der Photomultiplier des FRS-Standardaufbaues (SC21,SC41) in tabellarischer Form aufbereitet. Diese Werte können als Anhaltspunkte zum Betrieb der Szintillationsdetektoren mit anderen Ionensorten und bei anderen Energien dienen. Grundsätzlich ist anzumerken, daß man die Versorgungsspannung der Photomultiplier so einregeln sollte, daß die Signalhöhen der einzelnen Anoden bei auf den Detektoren zentriertem Primärstrahl nicht mehr als -4 Volt erreichen. Dies vermeidet einerseits eine frühzeitige Sättigung der Energieverlustsignale und andererseits ein „Pumpen“ der Flugzeitinformationen. Beides ist mit einem Verlust an entsprechender Auflösung verbunden und deshalb im allgemeinen unerwünscht. Darüber hinaus kann es beim Betrieb mit größeren Spannungen zu so hohen Signalen kommen, daß die darauffolgenden CFD-Einheiten (vergl. Abb. 4.5) geschädigt werden.

Im allgemeinen kann man eine Verbesserung des Zeitverhaltens der Photomultiplier mit steigender Betriebsspannung erwarten, da sich einerseits die Signalanstiegszeiten verbessern und andererseits die „Transit-Time-Spread“, d.h. die Breite der Schwankungen dieser Größe verkleinern. Entgegen der Erwartung, daß sich hiermit auch die Zeitauflösung der Flugstrecke verbessert, konnte dies nicht experimentell verifiziert werden. Das weist darauf hin, daß andere Faktoren für diese Breiten verantwortlich sind.

In den Darstellungen in Abb. C.1 bzw. Abb. C.2 sind die Daten der in der Flugzeitwand verwendeten Photomultiplier in graphischer Form aufbereitet. Gemittelt über alle 32 eingesetzten Photomultiplier ergeben sich die charakteristischen Werte in der Zusammenstellung in Tab. C.2.

In der folgenden Darstellung in Abb. C.3 sind die Korrelationen zwischen den gemessenen Anstiegszeiten t_r und der Pulsbreiten Δt der Anodensignale im Test mit einem LED-Lichtpulser (vergl. Abschnitt D) in Abhängigkeit von der angelegten Betriebsspannung gemittelt über alle eingesetzten Photomultiplier gezeigt.

Wie zu erwarten, verbessern sich die dargestellten Zeiten mit höherer Betriebsspannung. Es konnten – im Mittel über alle eingesetzten Photomultiplier – folgende Trends festgestellt werden:

Die Anstiegszeit des Anodensignals beträgt bei -1500 Volt (2.2 ± 0.2) ns und verbessert sich im Bereich von -1500 Volt und -2000 Volt angelegter Hochspannung um $-(2.0 \pm 1.1)$ ps/Volt .

Signifikante Korrelationen des zeitlichen Verhaltens mit den Eingangs dargestellten charakteristischen Werten der Photomultiplier konnten nicht festgestellt werden. Lediglich für die Abhängigkeit des Anodensignals von der Anodenempfindlichkeit konnte – verständlicherweise – ein funktioneller Zusammenhang dokumentiert werden.

Leider sind die gemessenen Verstärkungsgänge der eingesetzten Photomultiplier starken Streuungen unterworfen, wie man auch aus Abb. C.3 entnehmen kann; Unterschiede im Bereich von Faktoren von 2 sind festzustellen. Daraus resultiert, daß man im Experiment eine sehr sorgfältige Einstellung der Betriebsspannung vornehmen muß, um in etwa gleiche Pulshöhen für gleiche Teilchen in den verschiedenen Paddeln der Flugzeitwand zu erzielen. Generell kann außerdem festgestellt werden, daß signifikante Abweichungen der Verstärkung von einer rein exponentiellen Abhängigkeit von der Versorgungsspannung erst ab etwa 2000 Volt einsetzen. Dies schränkt den Einsatz der selektierten Photomultiplier auf den Bereich darunter ein.

Strahl					Szintillator						Puls
Run	Strahl	Q	Energie	Datum	SC21		SC41				
			(A·MeV)		L	R	L	R	O	U	(pps)
2	20-Ne-10	10+	150	Feb.1990	2500	3000	3000	2800	3000	2600	3-5 10 ⁴
3	40-Ar-18	18+	200	Mar.1990							
4	40-Ar-18	18+	200	Apr.1990							
5	40-Ar-18	18+	720	Jul.1990							5.0 10 ⁷
6	197-Au-79	79+	620	Aug.1990							
7	136-Xe-54	54+	760	Aug.1990							
8	40-Ar-18	18+	500-1000	Dez.1990	3000	3000	3000	3000	3000	3000	1.5 10 ⁷
9	136-Xe-54	54+	800	Jan.1991	1500	1500	1500	1500	1500	1800	6.0 10 ⁶
10	197-Au-79	79+	1.0	Mar.1991	1050	1200	1200	1050	1050	1400	
11	86-Kr-36	36+	1.0	Apr.1991	1554	1355	1400	1453	1302	1701	
13	20-Ne-10	10+	100	Jun.1991	2200	1850	2000	2000	2000	2000	
14	209-Bi-67	67+	115	Aug.1991		—			—		
15	20-Ne-10	10+	310	Oct.1991							5.5 10 ⁵
	20-Ne-10	10+	1000	19	2100	1900	1850	2050	1850	2400	
31	86-Kr-36	36+	500	Dez.1993	1800	1875	1625	1475	1450	1900	
33	40-Ar-18	18+	1050	Jun.1994	1830	1960	2500	2100	2150	2700	

Tab. C.1 *Betriebsbedingungen der Photomultiplier der FRS-Standard-Szintillationsdetektoren für verschiedene Primärstrahlarten und -energien.*

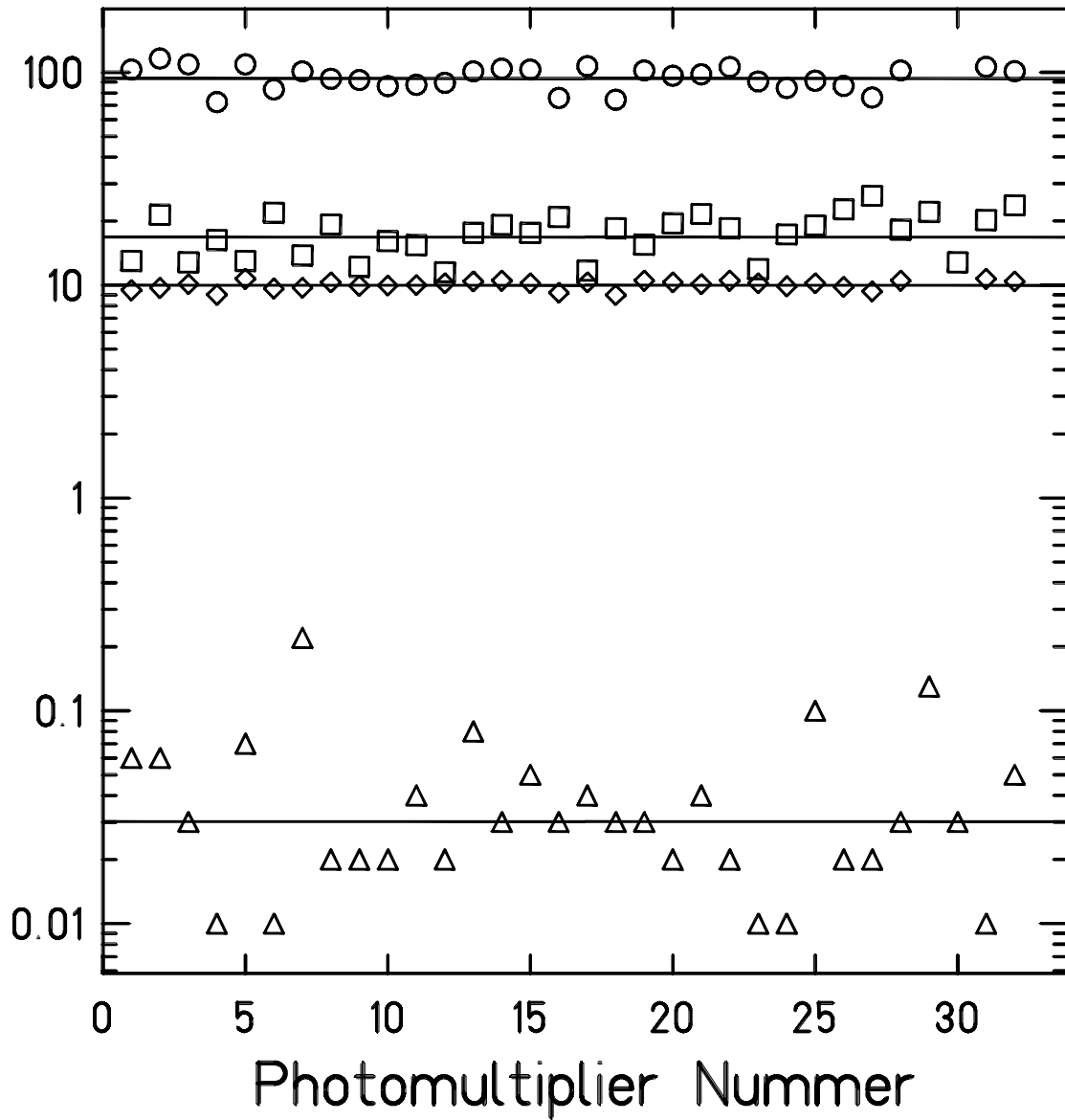


Abb. C.1 Daten der verwendeten Photomultiplier H2431 nach Herstellerangaben. Gezeigt sind (im Bild von oben nach unten):
 (○) Kathodenempfindlichkeit für blaues Licht in ($\mu A/lm$),
 (□) Anodendunkelstrom in (nA),
 (◇) Anodenempfindlichkeit in (A/lm) und
 (△) Kathodenempfindlichkeit in ($\mu A/lm$).
 Die Ergebnisse der Fits sind im Text erläutert und in Tab. C.2 eingetragen.

Seriennummer	Kathoden-Empfindlichkeit ($\mu\text{A}/\text{lm}$)	Anoden-Empfindlichkeit (A/lm)	Anoden-Dunkelstrom (nA)	Kathoden-Empfindlichkeit (blau) ($\mu\text{A}/\text{lm}$)
AA3583	103.0	13.0	0.06	9.46
AA3584	116.0	21.4	0.06	9.70
AA3587	109.0	12.8	0.03	10.10
AA3589	72.4	16.3	0.01	9.01
AA3590	109.0	13.0	0.07	10.70
AA3591	83.1	21.9	0.01	9.64
AA3592	101.0	13.8	0.22	9.73
AA3623	93.3	19.3	0.02	10.30
AA3624	92.0	12.2	0.02	9.93
AA3625	86.2	16.1	0.02	9.97
AA3626	87.4	15.4	0.04	10.00
AA3627	89.3	11.5	0.02	10.20
AA3636	101.0	17.6	0.08	10.40
AA3639	104.0	19.2	0.03	10.50
AA3645	103.0	17.6	0.05	10.20
AA3665	75.8	20.9	0.03	9.20
AA3669	107.0	11.7	0.04	10.30
AA3670	74.4	18.5	0.03	8.99
AA3672	102.0	15.5	0.03	10.50
AA3671	96.3	19.5	0.02	10.30
AA3673	97.9	21.6	0.04	10.10
AA3674	106.0	18.5	0.02	10.50
AA3675	90.6	11.9	0.01	10.20
AA3676	84.4	17.3	0.01	9.88
AA3678	91.3	19.1	0.10	10.20
AA3679	86.3	22.7	0.02	9.82
AA3680	76.1	26.3	0.02	9.34
AA3681	102.0	18.2	0.03	10.50
AA3000	000.0	22.1	0.13	00.00
AA3000	000.0	12.8	0.03	00.00
AA3703	106.1	20.2	0.01	10.70
AA3737	101.1	23.7	0.05	10.40
AA3640	000.0	00.0	0.00	00.00
Mittelwerte ¹⁾	91.310 ± 0.002	15.6047 ± 0.0003	0.0407 ± 0.0009	
Katalogwerte ²⁾	60–80	30–80	100–800	6–9
Mittelwerte ³⁾	108.0 ± 1.0	160.0 ± 15.2	6.1 ± 1.1	

Tab. C.2 Daten der verwendeten, speziell auf geringere Verstärkung selektierten Photomultiplier laut Herstellerangaben (Hamamatsu [Ham80]). Die Mittelwerte dieser Charge (¹⁾ sowie die normalerweise gültigen Katalog- (²⁾ und die Mittelwerte (³⁾ der nichtselektierten Photomultiplier sind ebenfalls angegeben (vergl. Abb. C.1).

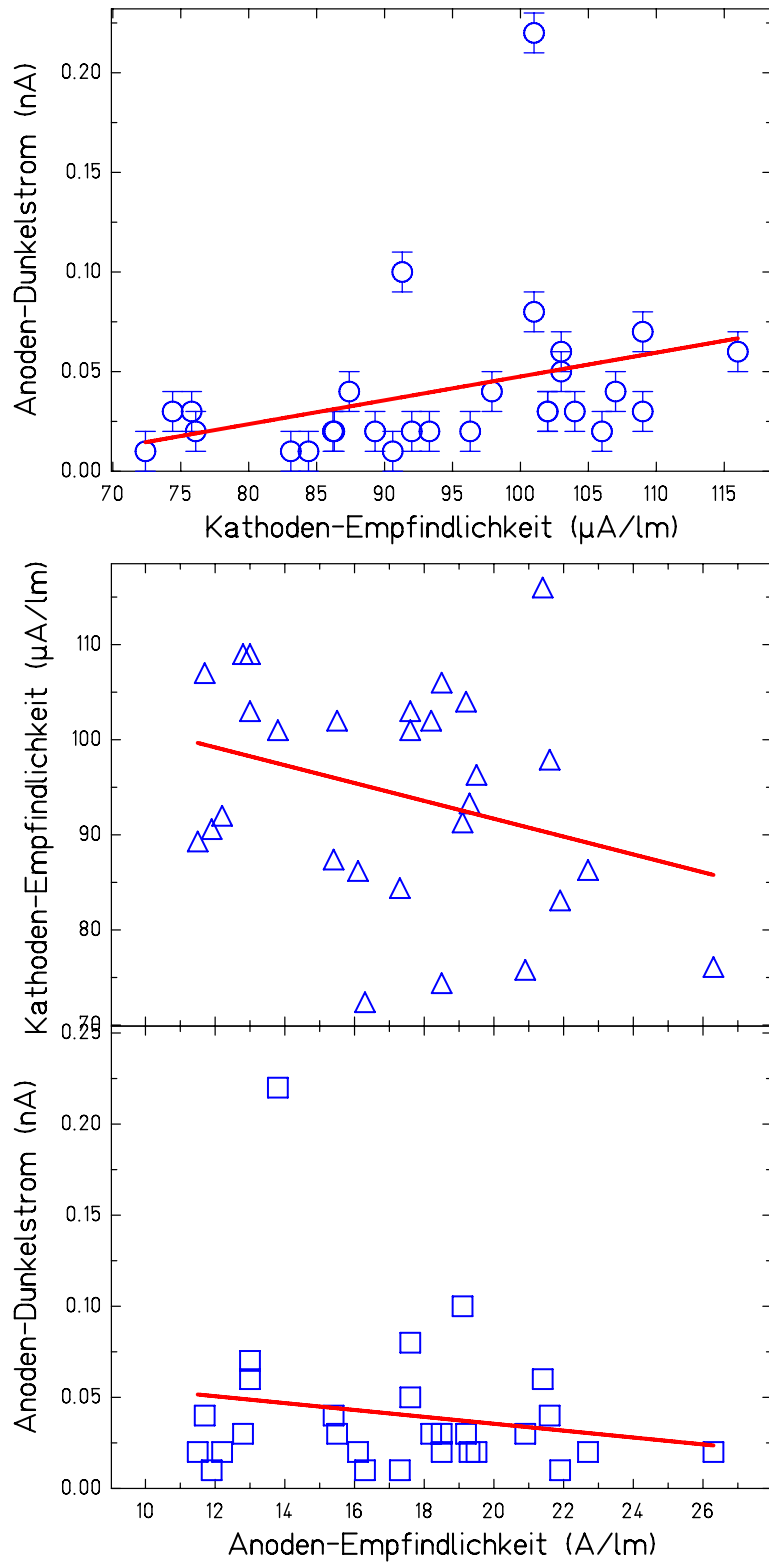


Abb. C.2 Korrelationen zwischen (oben) Kathodenempfindlichkeit und Anodendunkelstrom (mitte) Anodenempfindlichkeit und Kathodenempfindlichkeit, (unten) bzw. Anodendunkelstrom.

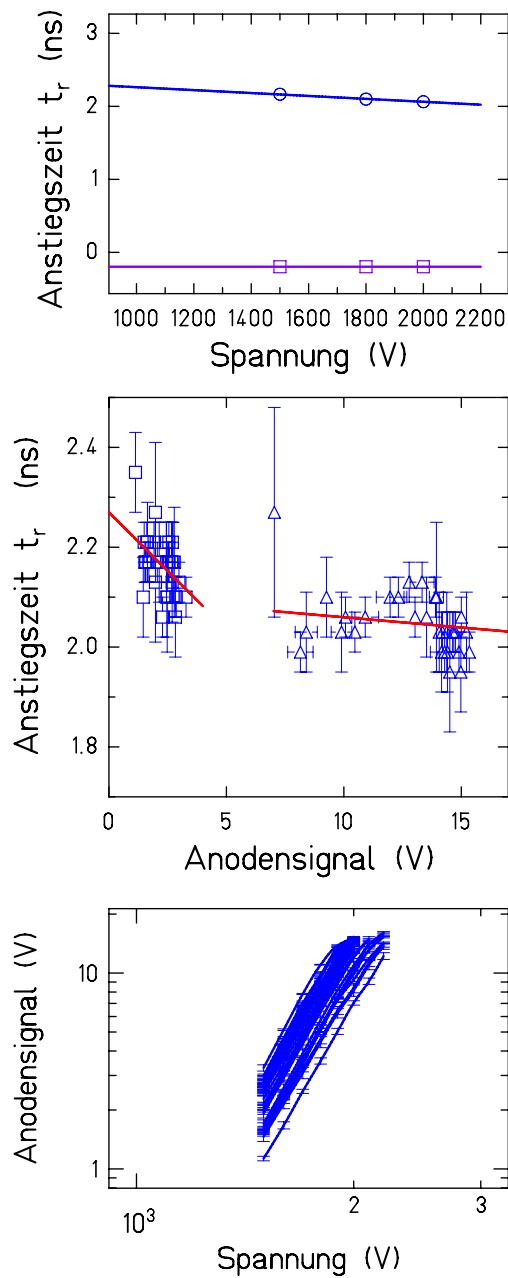


Abb. C.3 Untersuchungen hinsichtlich der Verwendbarkeit der Photomultiplier bei Testmessungen mit einem Lichtpuls.

(Oben): Abhängigkeit der gemessenen Pulsanstiegszeit von der Betriebsspannung. Gezeigt sind gemittelte Werte für alle eingesetzten Photomultiplier. Die Anstiegszeit (○) des Anodensignals beträgt bei -1500 Volt (2.2 ± 0.2) ns und verbessert sich im Bereich von -1500 Volt und -2000 Volt angelegter Hochspannung um $-(2.0 \pm 1.1)$ ps/Volt. (Mitte): Zusammenhang zwischen gemessener Pulsanstiegszeit t_r und der Signalthöhe des Anodensignales bei einer Betriebsspannung von -1500 Volt (□) bzw. -2000 Volt (△). Gezeigt sind gemittelte Werte für alle eingesetzten Photomultiplier. Es ergibt sich ein genereller Trend von geringeren Anstiegszeiten für größere Anodensignale. (Unten): Signalthöhe der Anodensignale aller eingesetzten Photomultiplier in Abhängigkeit von der angelegten Versorgungsspannung. Signifikante Abweichungen der Verstärkung von einer rein exponentiellen Abhängigkeit von der Versorgungsspannung setzen erst ab etwa 2000 Volt ein.

D. Der Leuchtdioden-Monitor

Zum Testen der Zeitantwort eines Photomultipliers oder zur Überwachung der ordnungsgemäßen Funktion einer Szintillator-Photomultiplier-Detektoranordnung ist es vorteilhaft, eine Lichtquelle mit zeitlicher δ -Charakteristik des Lichtpulses zur Verfügung zu haben. Sie besteht im einfachsten Fall aus einem elektronischen Schalter, einer Kapazität und einer Leuchtdiode. Zum Testen der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Photomultiplier wurde bereits in Abschnitt B.5 auf ein solches Konzept zurückgegriffen. Aufwendigere und teurere Konzepte werden mittels eines LASERs und entsprechenden Einrichtungen zur Aufspaltung des Lichtpulses mittels Lichtwellenleitern aus Quarz-Glasfasern realisiert.

Bei Verwendung einzelner Leuchtdioden sollten von der elektronischen Schaltung folgende Spezifikationen eingehalten werden:

1. Elektronische Signalanstiegszeit im Subnanosekunden Bereich
2. Elektronische Pulsdauer- und Pulsabfallzeiten im Nanosekunden Bereich
3. Wiederholungsraten im Bereich von 1 Hz bis einige 10 kHz
4. Externer Triggereingang
5. Interner, regelbarer Trigger
6. Amplitudenregelung
7. Stabilität der Ausgangsamplitude
8. Unabhängigkeit der Einstellparameter voneinander
9. NIM-kompatibel
10. Modularer Aufbau mit mehreren (vorzugsweise 8) Kanälen pro Einschub
11. Relative Abweichung der Kanäle eines Moduls voneinander in allen Eigenschaften um nicht mehr als 5%
12. Gute Abschirmung der entstehenden Hochfrequenz
13. Geringer Preis

An die verwendete Leuchtdiode bzw. Laserdiode müssen dabei die folgenden Anforderungen gestellt werden:

1. Pulsform wie die des Szintillationspulses eines Plastikszintillators
2. Möglichst gute Anpassung an das Emissionsspektrum des Szintillators bzw. an die spektrale Empfindlichkeit des verwendeten Photomultipliers.
3. Geringer Preis

D.1 Aufbau und Funktionsweise des LED-Monitors

Zur Beschreibung der Funktionsweise sei auch auf Abb. D.1 verwiesen. In Abb. D.2 ist das elektronische Schaltbild des hier beschriebenen Leuchtdiodenpulsers dargestellt. Ein auf 170 V aufgeladener Kondensator (C) wird mittels eines im Avalanche-Mode betriebenen Transistors (T4) in kurzer Zeit entladen.

Der Entladestrom wird über ein 50Ω -Kabel (Type RG174 oder RG58, siehe auch Abschnitt E) an eine in Durchlaßrichtung geschaltete Leuchtdiode gegeben. Der sehr hohe Strompuls bewirkt einen sofortigen Aufbau der Emission. Die charakteristischen Zeiten liegen im Bereich von 1 Nanosekunde und sind damit erheblich kürzer als die im allgemeinen gültigen Katalogspezifikationen der Anstiegszeiten für Leuchtdioden von ca. 10 ns.

Gleichzeitig zum Aufbau des Lichtsignals in der Leuchtdiode durchläuft das elektrische Signal ein Clipkabel, wird an dessen kurzgeschlossenem Ende reflektiert und löscht beim Wiedereintreffen an der LED durch den Gegenstrom den Lichtpuls. Diese dabei erreichbaren Abschaltzeiten sind sehr viel kürzer als die Zeiten, die auch ansonsten durch die in der Sperrschicht ablaufenden Rekombinationsvorgänge zu erreichen wären.

Auf diese Weise ist es möglich sowohl kurze Anstiegszeiten des Signales durch den schnellen Aufbau des elektronischen Pulse wegen des Avalanchebetriebes als auch variable, kurze Signallängen wegen der Clipping des Pulses zu erreichen (vergl. Tab. D.2).

An einem Modul des mehrfach geänderten und optimierten Gerätes (Schaltplan siehe Abb. D.2) wurden im November 93 einige Tests zur Überprüfung des Einhaltens der Spezifikationen unternommen. Getestet wurden dabei die Eigenschaften des elektronischen Ausgangspulses in Abhängigkeit von der Signalfrequenz und -amplitude. Die Ergebnisse sind in Abb. D.3 dargestellt.

Leider mußte festgestellt werden, daß die geforderte Unabhängigkeit in der Einstellung der Frequenz und der Amplitude des elektronischen Ausgangssignales der Pulsermodule nicht gegeben war. Man erkennt dies in den folgenden Abbildungen daran, daß zugleich mit einer Regelung der (internen) Wiederholrate der Pulse eine nicht unerhebliche Änderung der Amplitude einhergeht (durchgezogene Linien). Bei diesem Versuchsgang war das Potentiometer zur Amplitudenregelung durch einen 51Ω Widerstand ersetzt worden. Generell gilt, daß mit höheren (internen) Triggerraten in Bezug auf die Zeiteigenschaften bessere Ausgangspulse zu erzielen sind.

Bei Regelung der Ausgangsspannung über das interne Potentiometer kann jedoch für einen weiten Bereich der Amplituden festgestellt werden, daß sich die dargestellten Zeiteigenschaften relativ wenig ändern.

Zusammenfassend gilt für den momentanen Aufbau der NIM-Module, daß bei möglichst hoher Frequenz, d.h. ab 10 kHz Triggerrate und hoher Ausgangsamplitude die elektronischen Bestwerte erreicht werden:

- ▷ Anstiegszeit (10-90%) 0.61 ns
- ▷ Abfallzeit (90-10%) 0.89 ns
- ▷ Signalbreite (FWHM) 1.76 ns
- ▷ Signalthöhe 40 Volt

D.2 Die Voruntersuchungen

Um die bestmögliche Leuchtdiode-Clipkabel Kombination zu ermitteln, wurden einige Tests mit einem Prototypen des Leuchtdiodenpulsers durchgeführt. Dabei wurde im Dunkeln die Mitte der Photokathode eines Photomultipliers des Typs H2431 mit der Seriennummer AA3363 mit dem Licht verschiedener Leuchtdioden und Laserdioden bestrahlt und die Charakteristika des Verlaufes des Anodensignales festgehalten. Die Ergebnisse sind in Tab. D.2 zusammengefaßt.

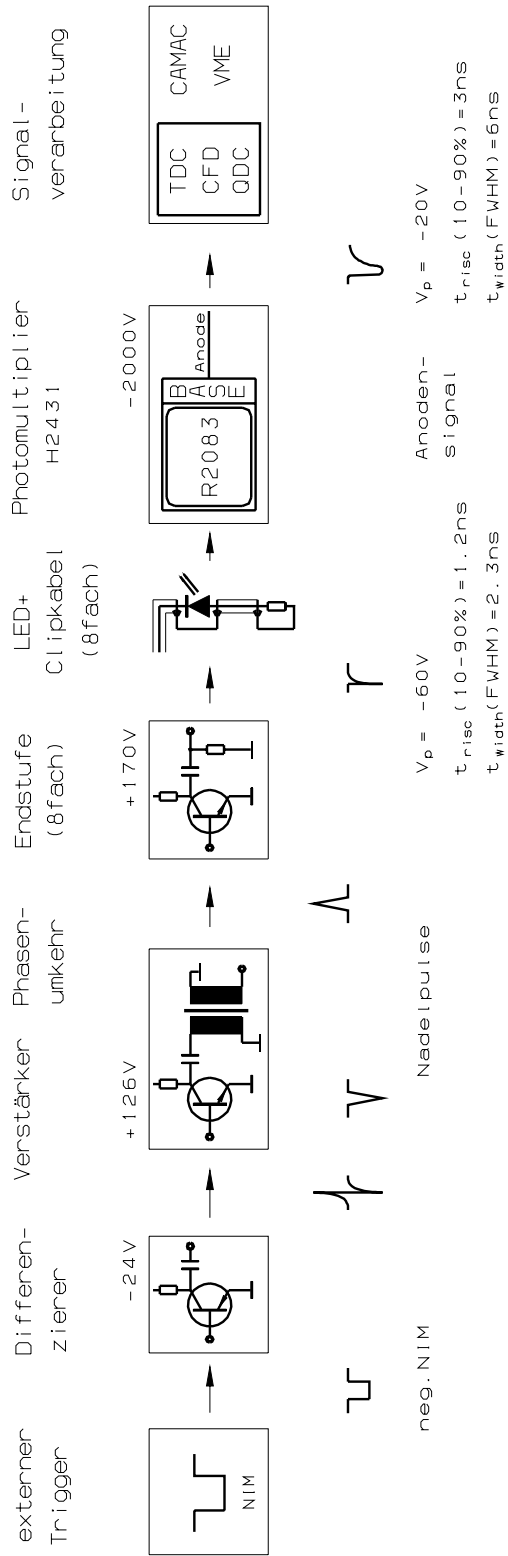


Abb. D.1 Prinzipieller Aufbau und äußere Beschaltung des Lichtpulsers zur Überwachung der Funktion der Flugzeitwand.

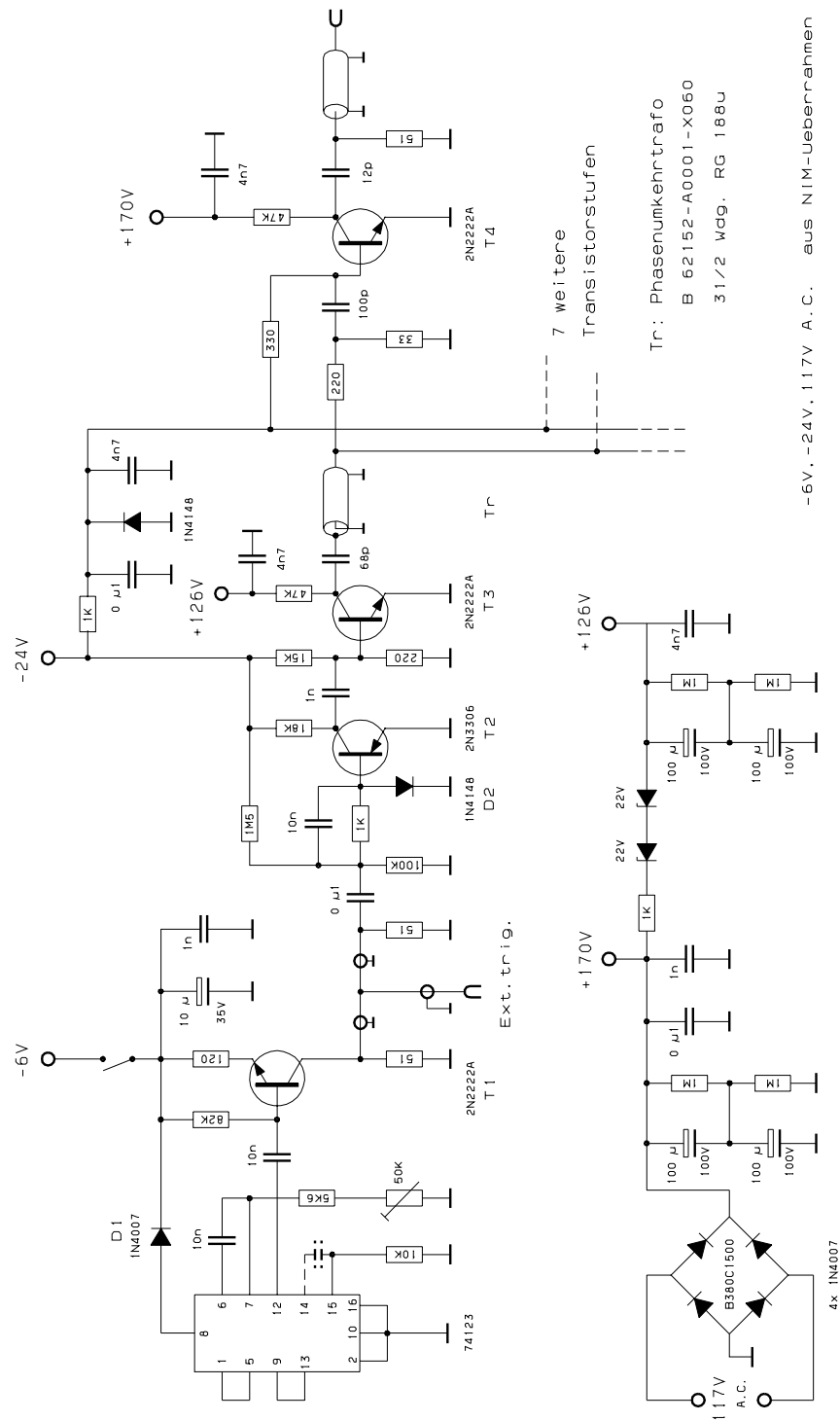


Abb. D.2 Elektronische Schaltung des Lichtpulsers zur Überwachung der Funktion der Flugzeitwand.

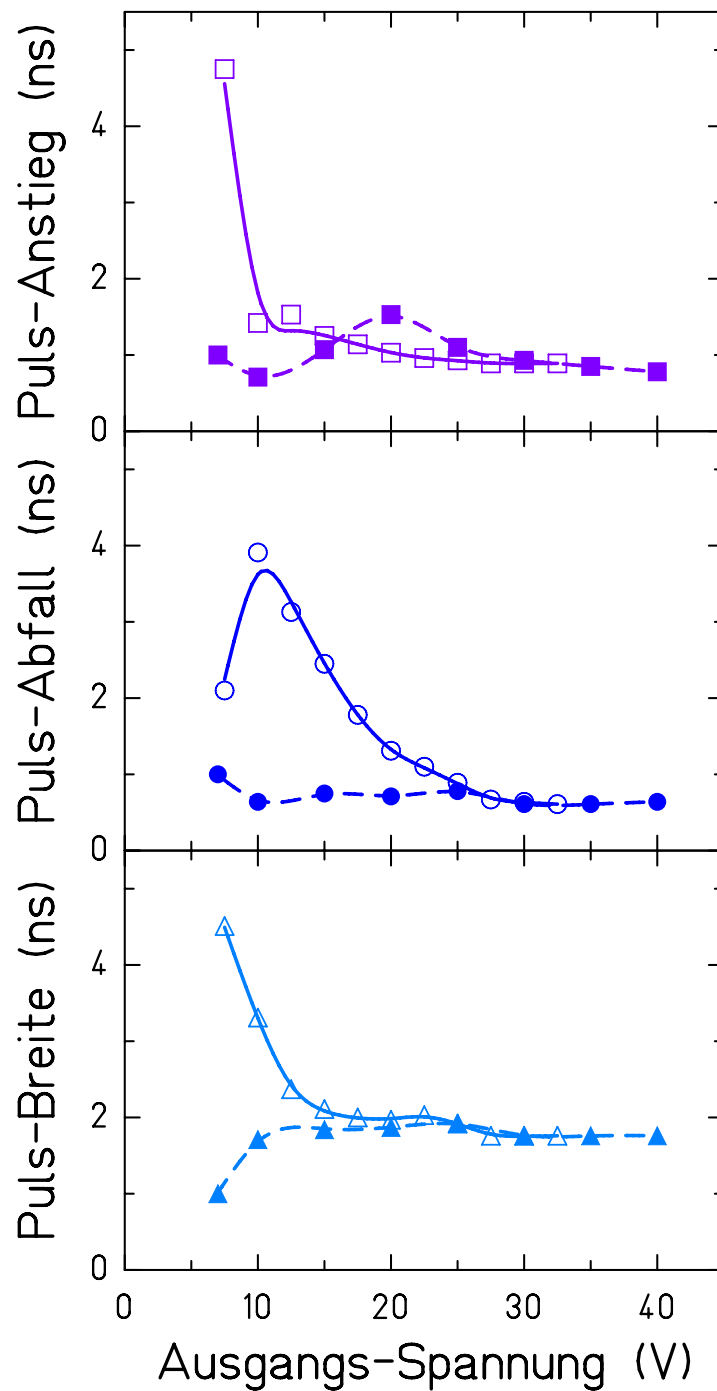


Abb. D.3 Verhalten des elektronischen Ausgangspulses des Leuchtdiodenpulsers: (Oben:) Anstiegszeit in Abhängigkeit von der Ausgangsspannung. (—): Änderung der Frequenz bei festem Ausgangswiderstand, (----): Änderung der Amplitude über den Ausgangswiderstand und fester - maximaler - Pulsfrequenz. (Mitte:) Abfallzeit in Abhängigkeit von der Ausgangsspannung. (—): Änderung der Frequenz bei festem Ausgangswiderstand, (----): Änderung der Amplitude über den Ausgangswiderstand und fester - maximaler - Pulsfrequenz. (Unten:) Breite (FWHM) in Abhängigkeit von der Ausgangsspannung. (—): Änderung der Frequenz bei festem Ausgangswiderstand, (----): Änderung der Amplitude über den Ausgangswiderstand und fester - maximaler - Pulsfrequenz.

Es wurde ermittelt, daß von den Leuchtdioden eine gelbe Leuchtdiode mit einem Durchmesser von 5 mm die besten Zeiteigenschaften beim Test unter gleichen Bedingungen aufweist. Desweiteren kann festgestellt werden, daß ein kürzeres Clipkabel die günstigsten Werte liefert.

Unter den Laserdioden ist demgegenüber der Typ HL7806 zu bevorzugen.

Schließt man die Leuchtdiode mit 50Ω ab, so rekombinieren nahezu alle Ladungsträger und man erhält maximale Signale. Leider steigt dabei auch die Signallänge auf Werte um einige 100 ns an, die im Experiment untragbar sind. Erhöht man den Abschlußwiderstand auf sehr große Werte (um $100\text{ M}\Omega$) oder läßt ihn ganz wegfallen, werden die bis zum Eintreffen des reflektierten, invertierten Ladungspulses noch nicht rekombinierten Ladungsträger sehr kurzfristig entfernt. Dadurch kann man sehr steile Abfallzeiten des Lichtsignals erreichen. Auf der anderen Seite führen in diesem Fall die im Kabel quasi gefangenen Elektronen zu einer fortschreitenden Aufladung, was die relative Höhe des einlaufenden Ladungspulses von der Triggerrate abhängig macht; dies ist ebenfalls ein unerwünschter Effekt.

Als Konsequenz aus diesen Überlegungen wurden Messungen mit verschiedenen Klipkabeln und variablem Abschlußwiderstand durchgeführt. Es hat sich dabei gezeigt, daß ein Widerstand von der Größenordnung $1\text{ M}\Omega$ die besten Ergebnisse liefert.

Die in Tab. D.2 festgehaltenen Werte für Clipkabel-Leuchtdiode bzw. -Laserdiode Kombinationen konnten im Einsatz unter Experimentbedingungen leider nicht zuverlässig reproduziert werden. Dies ist wahrscheinlich auf Streukapazitäten im Aufbau und andere schlecht zu überprüfende Einflüsse zurückzuführen. Aus diesem Grunde wurden die Leuchtdioden für den Einsatz im Experiment gegen die teureren aber verlässlicheren Laserdioden ausgetauscht. Deren technische Spezifikationen sind in Tab. D.1 zusammengefaßt.

Hitachi Laserdiode HL7806G	
Peak-Emission	786.6 (nm)
typische Variation	2.5 (nm)
optisch aktiver Kanal	4.0.3 (μm^2)
Abstrahlwinkel	
vertikal	24.9 ($^\circ$)
horizontal	13.4 ($^\circ$)
Verlustleistung	5.0 (mW)
	0.339 (mW/mA)
Strom	0.82 (mA)

Tab. D.1 Technische Daten der eingesetzten Laserdiode HL7806G laut Hersteller [Hit93].

Leuchtdioden													
Diode			Photomultiplier										
Typ		Clipkabel- Länge (cm)	Betriebs- Spannung (Volt)	Anodensignal-									
Farbe	\varnothing (mm)			Anstiegszeit (ns)	Höhe (Volt)	FWHM (ns)							
grün	3	22	-1500	3.29	2.59	6.15							
		41		4.31	4.01	6.52							
		101		5.32	5.00	10.7							
		202		5.78	0.34	21.5							
	5	101		-2000	6.02	4.05	10.4						
hellgrün	1	101	-1500	4.60	3.60	11.5							
	3			5.29	2.31	10.9							
	5			5.30	7.30	11.5							
hellgelb	3		101	-1500	6.04	7.80	11.2						
	5				5.31	3.62	10.0						
gelb	3				101	-1500	5.32	4.52	10.4				
	5						4.63	3.59	8.88				
rot	1						101	-1500	5.33	0.58	126.9		
	3								5.34	3.66	10.8		
	5								6.01	8.59	13.2		
hellrot	m.B.								22	-1500	3.65	0.72	5.80

Laserdioden						
Diode			Photomultiplier			
Typ		Clip- Widerstand (Ω)	Betriebs- Spannung (Volt)	Anodensignal-		
Farbe (nm)	\varnothing (mm)			Anstiegszeit (ns)	Höhe (Volt)	FWHM (ns)
rot (780)	5.6	33	-800	2.35	2.94	5.65
		50	-1000	2.20	3.33	9.55
		100	-900	1.92		
			-1000	1.99		
		240	-2000	1.74	8.20	3.68

Tab. D.2 Getestete Leuchtdioden- bzw. Laserdioden-Clipkabel Kombinationen.

E. Der Einfluß verschiedener Kabelqualitäten

Da es desöfteren Diskussionen über die Verwendung „schneller“ – und damit teurer – Kabel gab, faßt das folgende Kapitel die Untersuchungen hinsichtlich der zu verwendende Kabel zur optimalen Signalverarbeitung zusammen. Es wurden Verbindungen mittels der zwei Kabelqualitäten RG174 und RG58 bezüglich ihres Einfluß auf die Signalabschwächung und die Änderungen des Zeitverlaufes eines Testpulses untersucht. Als Eingangssignal wurde der Puls am Ausgang des LED-Monitors (vergl. Abschnitt D) verwendet. Typische Werte der Anstiegs- bzw. Abfallzeit (10-90%) betragen hierbei ca. 0.61 bzw. 0.89 ns. Bei Signalamplituden von 40 Volt betrug die Breite des Pulses 1.76 ns (FWHM). Das Ergebnis der Untersuchungen ist in Abb. E.1 graphisch dargestellt.

Aus den dargestellten Kurven in Abb. E.1 ergibt sich eindeutig, daß zur Verarbeitung von Signalen im Nanosekundenbereich zumindest ab einer Verbindungslänge von einem Meter der Kabeltyp RG58 vorzuziehen ist.

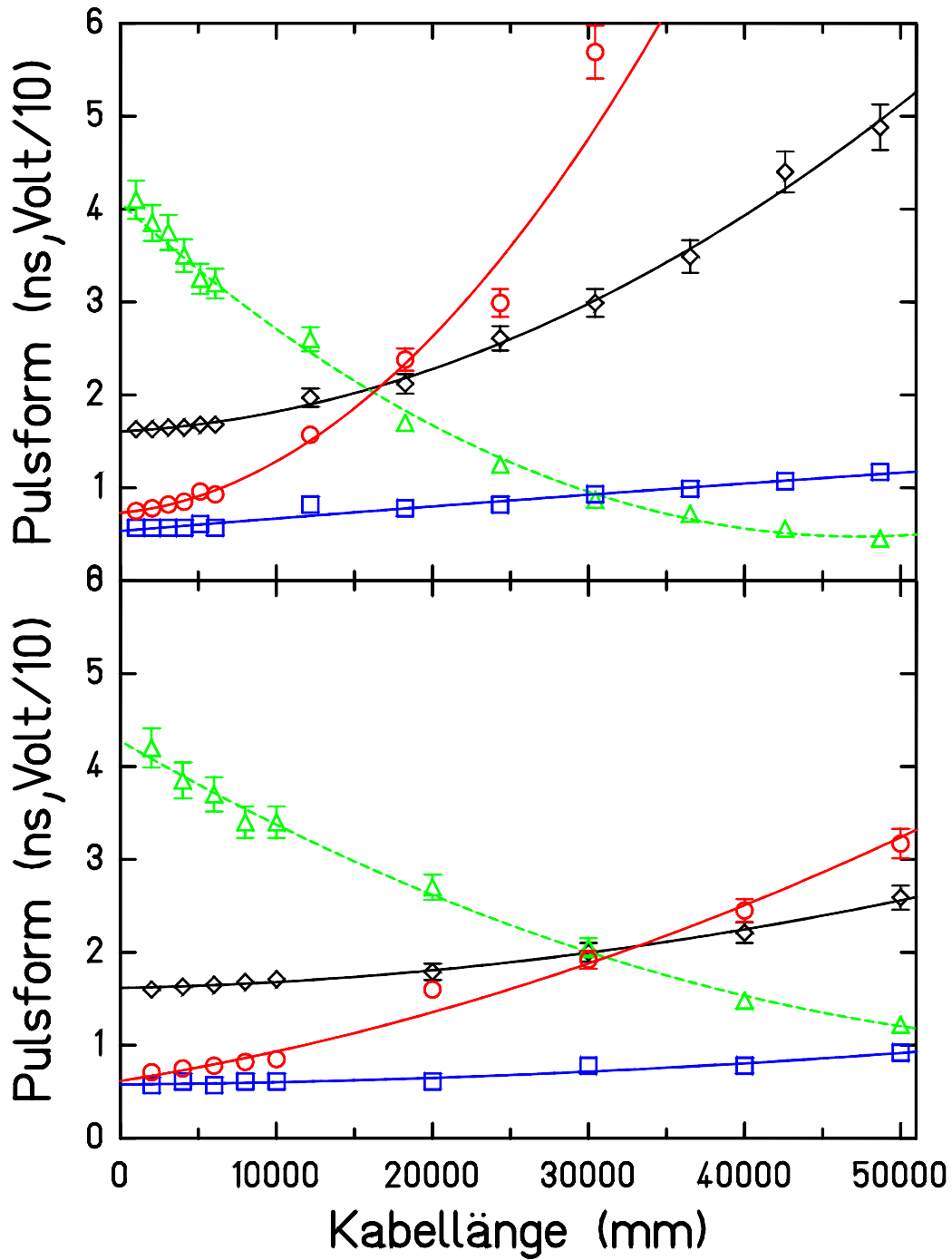


Abb. E.1 Untersuchungen hinsichtlich der zu verwendende Kabel zur optimalen Signalverarbeitung. In Abhängigkeit von der Kabellänge für eine Verbindung aus Kabeln des Typs RG174 (oben) und RG58 (unten) ist aufgetragen: als gestrichelte Linie (----): (Δ) Signalhöhe in (Volt/10) sowie als volle Linien (—): (\diamond) Pulsbreite, (\square) Pulsanstieg und (\circ) Pulsabfall in (ns).

F. Technische Zeichnungen zu den Detektoren

F.1 Der Eichszintillator am Produktionstarget

Detektor		Zeichnung				PostScript File	
Kürzel	Ort am FRS	Nummer	Inhalt	Datum	Name	Name	Format
SC00	Target	SIS-DX 140	Szintillator Halter	27.09.90	Störmer		A1
		SIS-DX 140.010	Szintillator + Lichtleiter	24.09.90			A3
		SIS-DX 140.010.020	Szintillator Target	24.09.90			A4
		SIS-DX 140.010.020	Szintillator Target	24.09.90			A4
		SIS-DX 140.020	Topf	27.09.90			A2
		SIS-DX 140.020.010	Flansch	25.09.90			A3
		SIS-DX 140.020.020	Rohr	25.09.90			A3
		SIS-DX 140.020.030	Zentrierscheibe	24.09.90			A3
		SIS-DX 140.020.040	Deckel	24.09.90			A3
		SIS-DX 140.020.050	Fensterrahmen	26.09.90			A3
		SIS-DX 140.020.060	Fensterfolie	24.09.90			A4
		SIS-DX 140.020.070	Folienrahmen	24.09.90			A4
				SIS-DX 140.000.010			Dichtung
		SIS-DX 140.000.020	Druckfeder	24.09.90	A4		
		SIS-DX 140.000.030	Zentrierring	24.09.90	A4		
		SIS-DX 140.030	Flansch mit Stutzen	25.09.90	A2		

Tab. F.1 Liste der technischen Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SC00 am FRS.

Der Szintillationsdetektor zur Eichung der Stahlstrommessung durch den SEETRAM im Targetbereich des FRS hat eine aktive Fläche von 70-80 mm² (Höhe·Breite senkrecht zur Strahlachse). Er besteht aus 5 mm dickem BC420 [Bic86] Plastikszintillatormaterial und ist in einer vakkumdichten Tasche montiert deren Ein- und Auslaßfenster aus 0.4 mm dicken Edelstahlfolien (Werkstoff 1.4301) bestehen. Das im Szintillatormaterial erzeugte Licht wird über einen kegelförmigen „fish-tail“-Lichtleiter aus UV-durchlässigem Plexiglas GS 2458 [Röhm] ausgelesen. Dieser ist mittels optischem Fett an die Photokathode eines Photomultipliers des Typs H 2431 [Ham80] gekoppelt. Der gesamte Aufbau befindet sich in einem vom Vakuum abgedichteten Rohrstützen der auf einer DL 010 Vakuumdurchführung montiert ist. Über einen Schrittmotor und eine entsprechende Steuerung kann der Szintillator in den Strahlengang gefahren werden.

Die technischen Zeichnungen sind bei der GSI einzusehen, die entsprechenden Nummern und Bezeichnungen können aus Tab. F.1 entnommen werden.

F.2 Die Szintillationsdetektoren in der Mittelebene und am Endfokus des FRS

Detektor		Zeichnung				PostScript File	
Kürzel	Ort am FRS	Nummer	Inhalt	Datum	Name	Name	Format
SC21/ SC41	Mittel/ End-Ebene	TF-FS 010	Szintillator Rahmen	27.01.93	Unverzagt		A1
		TF-FS 010.010	Halter X-Auslese	13.12.93		A1	
		TF-FS 010.010.010	Buchse	27.01.93		A4	
		TF-FS 010.010.020	Gehäuse	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.010.030	Buchse	27.01.93		A4	
		TF-FS 010.010.040	Flansch	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.010.050	Gewindestange	27.01.93		A4	
		TF-FS 010.010.060	Lager X-Auslese	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.010.070	Halter X-Auslese	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.020	Halter Y-Auslese	13.12.93		A1	
		TF-FS 010.020.010	Lager Y-Auslese	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.010.070	Halter Y-Auslese	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.000.010	Haltecke	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.000.020	Detektor-Platte	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.000.030	Detektor-Halter	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.000.040	Stecker-Oberteil	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.000.050	Stecker-Unterteil	27.01.93		A3	
		TF-FS 010.000.060	Stecker-Oberteil	11.02.93		A2	
		TF-FS 010.000.070	Stecker-Unterteil	11.02.93		A2	
		TF-FS 010.000.080	Blindstecker lang	09.02.93		A2	
TF-FS 010.000.090	Blindstecker kurz	09.02.93	A3				
TF-FS 010.030.000	ZB Abschirmung (x)	11.05.93	Unverzagt	A1			

Tab. F.2 Liste der technischen Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SC21/SC41 am FRS.

Der technische Aufbau der Detektoren wurde bereits in [Vos89] genau dargelegt. Aus diesem Grunde sei hier lediglich auf die entsprechenden Zeichnungssätze eines in einigen konstruktiven Merkmalen verbesserten Nachbaus der dort beschriebenen Detektoren in Tab. F.2 hingewiesen.

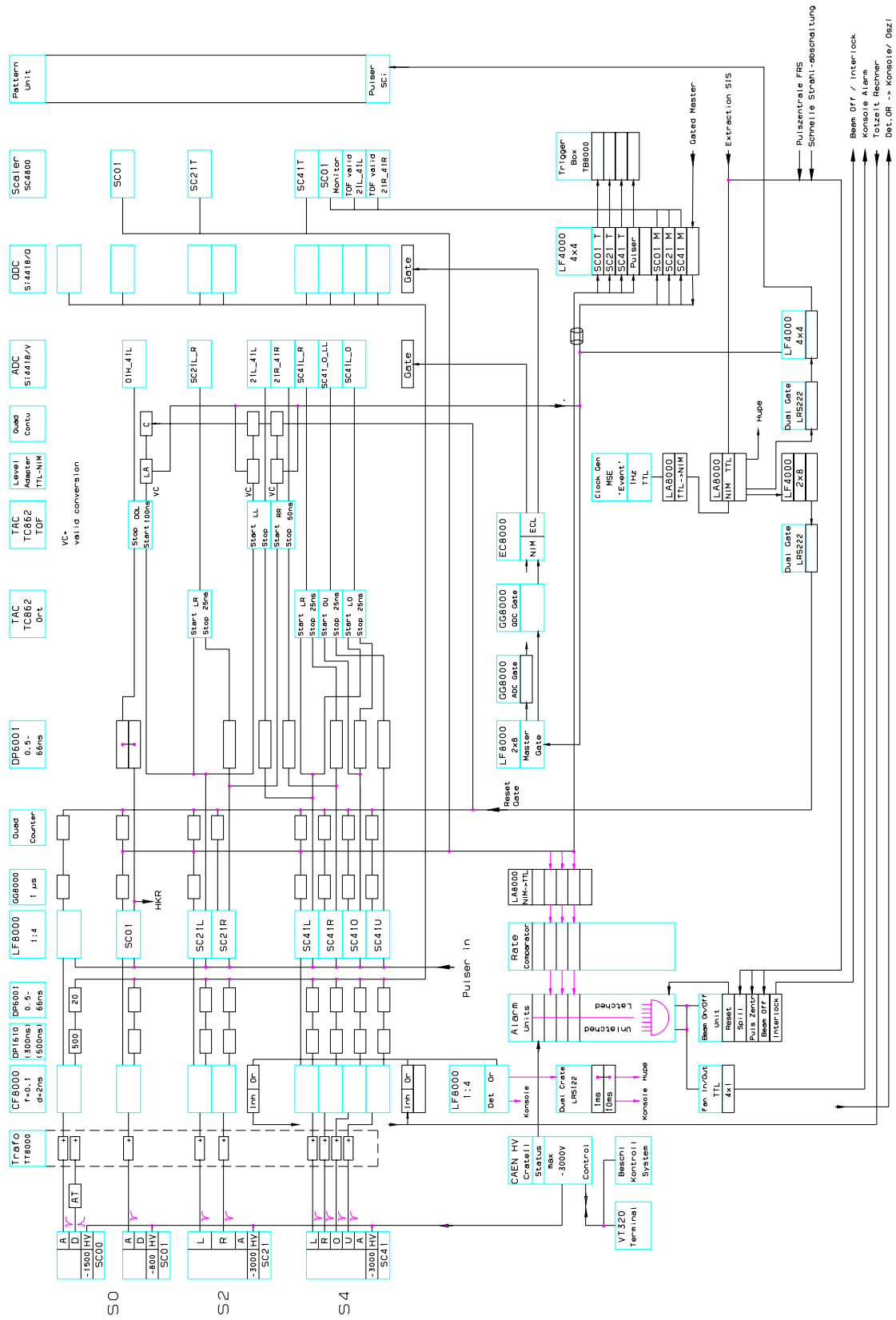


Abb. F.1 Signalverarbeitung für die Szintillationsdetektoren am FRS.

F.3 Ein vakuumtauglicher Szintillationsdetektor

Detektor		Zeichnung				PostScript File		
Kürzel	Ort am FRS	Nummer	Inhalt	Datum	Name	Name	Format	
SC21-VAC	Mittelebene	TF-ESC xxx				Kiesewetter		
		TF-ESC 020.010-1	Membranbalg	28.01.93			A3	
		TF-ESC 020.010-2	Balg mit Flansch	25.01.93		Kiesewetter		A4
		TF-ESC 020.010.010	Balg					Ax
		TF-ESC 020.010.020	Flansch					Ax
		TF-ESC 020.010.010	Schweißflansch					Ax
		TF-SF 030	Einschub für Szintillator	15.09.93		Kaiser		
		TF-SF 030.000.010	Szintillator Bohrbild	14.09.93		Kaiser		A3
		TF-SF 030.000.020	Aufnahme	14.09.93		Kaiser		A3
		TF-SF 030.000.030	Halter	14.09.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.000.040	Adapter	14.09.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.000.050	Paßbolzen	15.09.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.010a	Lichtleiter mit Gehäuse	12.08.93		Kaiser		
		TF-SF 030.010.010a	Flansch mit Gehäuse	12.08.93		Kaiser		A3
		TF-SF 030.010.020	Gehäuse für Lichtleiter	12.08.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.010.030a	Führungshülse	12.08.93		Kaiser		A3
		TF-SF 030.010.040a	Lager für Lichtleiter	12.08.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.010.050a	Halter für Lichtleiter	12.08.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.010.060	Buchse	06.09.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.010.070	Buchse	06.09.93		Kaiser		A4
		TF-SF 030.010.080	Hülse für Photomultiplier	12.08.93		Kaiser		A3
		TF-SF 030.010.090	Zentrierring	06.09.93		Kaiser		A4
		TF-SF xxx.xxx.xxx	Ein-/Zusammenbau	xx.xx.xx		Kaiser		A2
TF-SF xxx.xxx.xxx	Vakuumkammer	xx.xx.xx		Kiesewetter		A2		

Tab. F.3 Liste der technischen Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SC21-VAC am FRS.

Der folgende Abschnitt enthält die genauere Darstellung der Konstruktion des in Abschnitt A beschriebenen, neuentwickelten vakuumtauglichen Szintillationsdetektors.

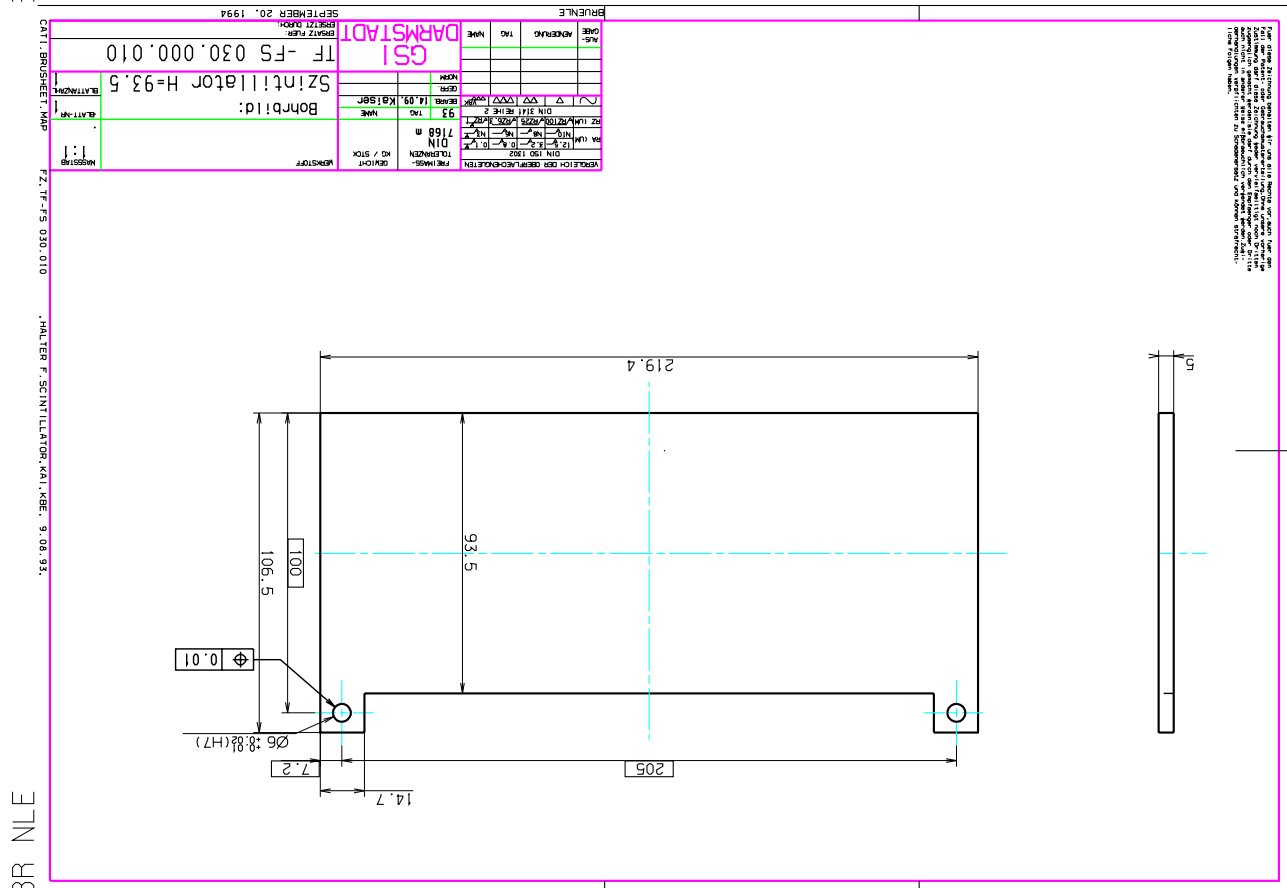
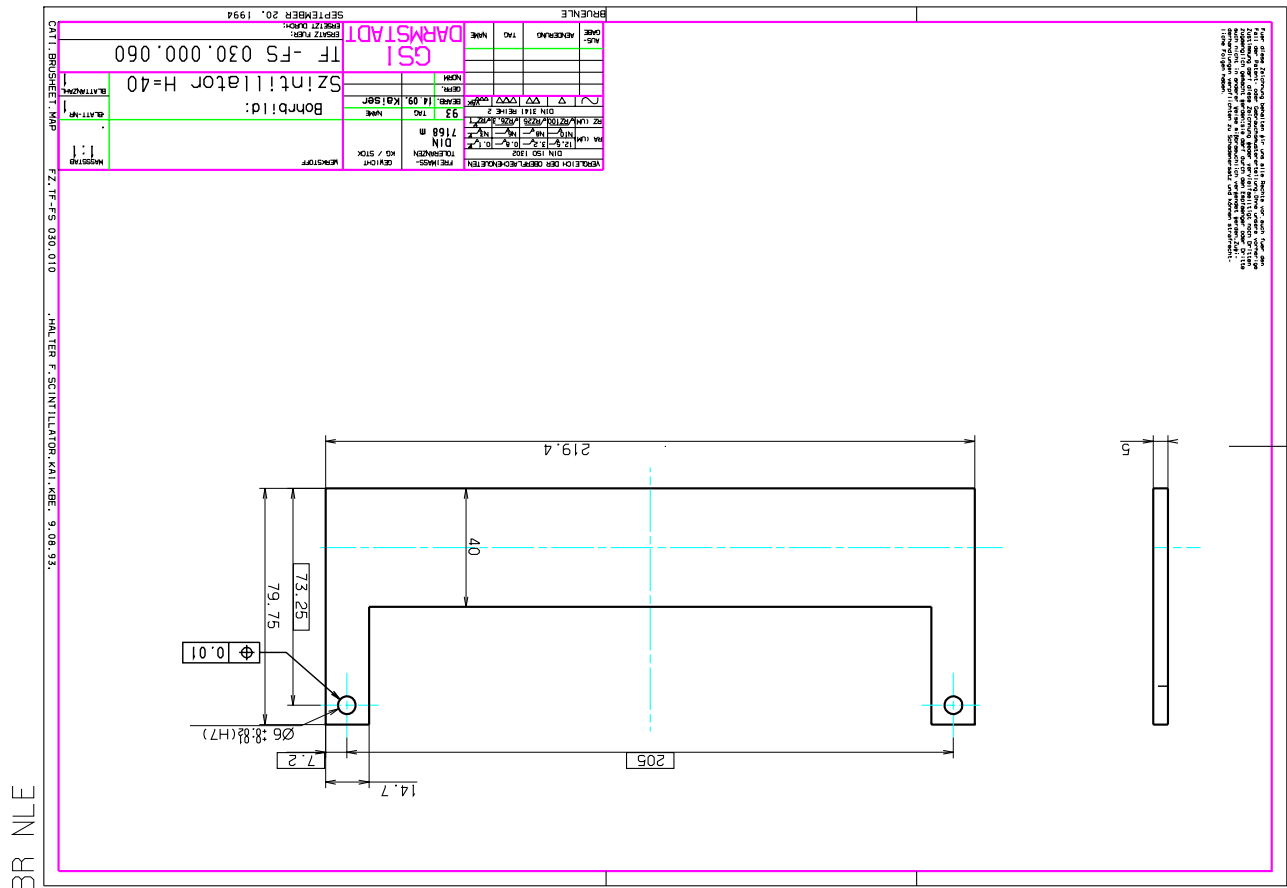


Abb. F.2 Vakuumtauglicher Szintillator: Bohrbild Szintillator (H=40 mm und 93.5 mm)

BR NLE

FZ,TF-FS 030.010 ,HALTER F.SZINTILLATOR,KAL,KBE, 9.08.93, CATI, BRUSHEIT, MAP

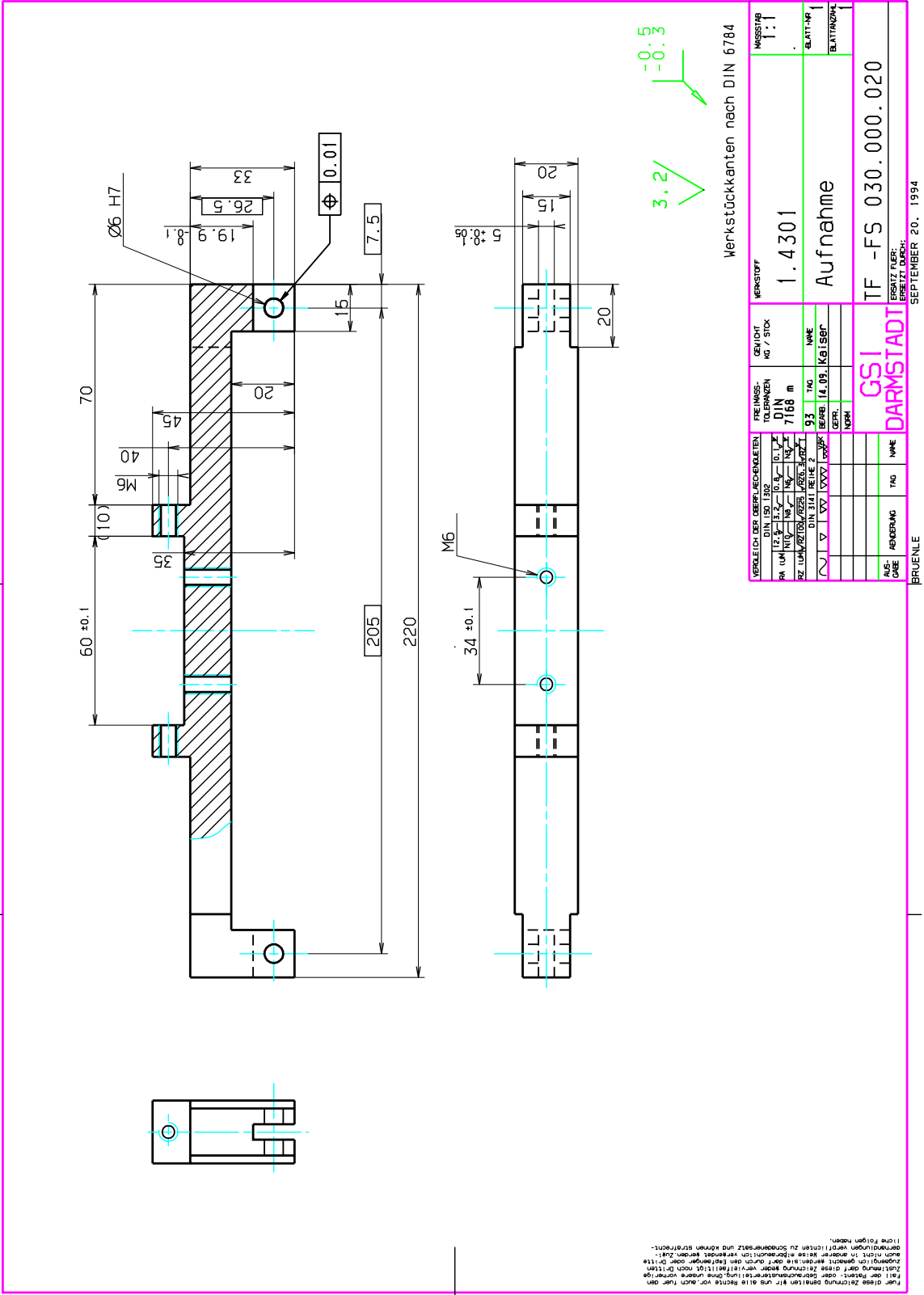


Abb. F.3 Vakuumtauglicher Szintillator: Aufnahme (Halterung)

BR NLE

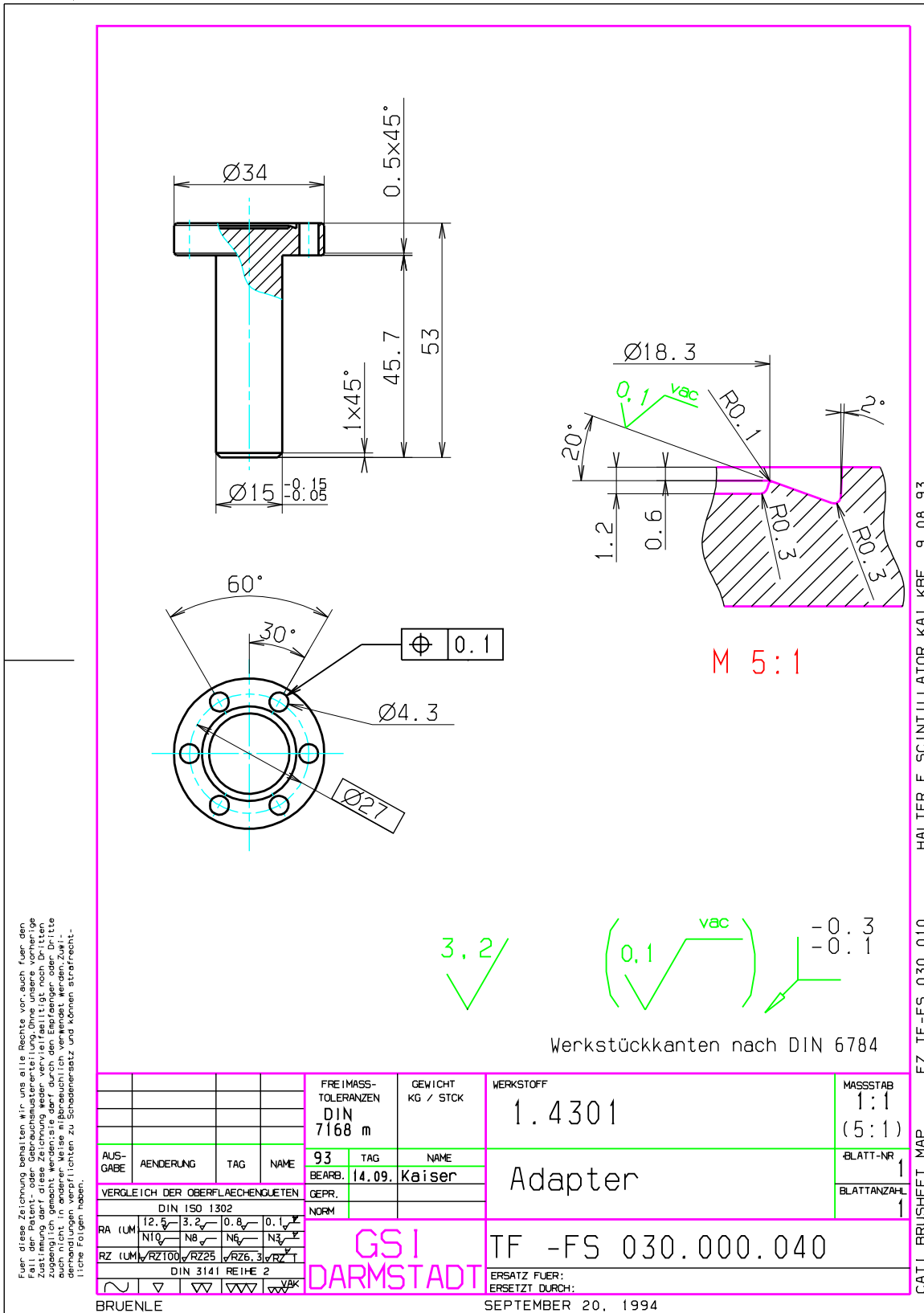


Abb. F.4 Vakuumtauglicher Szintillator: Adapter (CF-Anschluß)

BR NLE

VERGLEICH-DRUCK					
AUSGABE	VERÄNDERUNG	TAG	NAME		
RA 10M	12.9-3.2-0.5-0.1		0.1	0.1	
RZ (UMW.)	02/03/05/06/07/08/09/10/11/12		0.1	0.1	
DIN 150 1302					
VERGLEICH DER OBERFLÄCHENQUALITÄTEN					
BEZUG	BEZUG	DEFR.	NORM		
93	14.09	KAISER			
FERTIGES TOLERANZEN			KG / STÜCK	WERKSTOFF	MASSSTAB
DIN	7168	m		1.4301	1:1
FERTIGES TOLERANZEN			KG / STÜCK	WERKSTOFF	MASSSTAB
DIN	7168	m		1.4301	1:1
FERTIGES TOLERANZEN			KG / STÜCK	WERKSTOFF	MASSSTAB
DIN	7168	m		1.4301	1:1

Werkstückkanten nach DIN 6784

Für diese Zeichnung gelten die Rechte von BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN.

CATI BRUSHEIT MAP
FZ,TF-FS 030.010
HALTER F.SZINTILLATOR,KAI,KBE, 9.08.93.

BR NLE

VERGLEICH-DRUCK					
AUSGABE	VERÄNDERUNG	TAG	NAME		
RA 10M	12.9-3.2-0.5-0.1		0.1	0.1	
RZ (UMW.)	02/03/05/06/07/08/09/10/11/12		0.1	0.1	
DIN 150 1302					
VERGLEICH DER OBERFLÄCHENQUALITÄTEN					
BEZUG	BEZUG	DEFR.	NORM		
93	15.09	KAISER			
FERTIGES TOLERANZEN			KG / STÜCK	WERKSTOFF	MASSSTAB
DIN	7168	m		1.4301	1:1
FERTIGES TOLERANZEN			KG / STÜCK	WERKSTOFF	MASSSTAB
DIN	7168	m		1.4301	1:1
FERTIGES TOLERANZEN			KG / STÜCK	WERKSTOFF	MASSSTAB
DIN	7168	m		1.4301	1:1

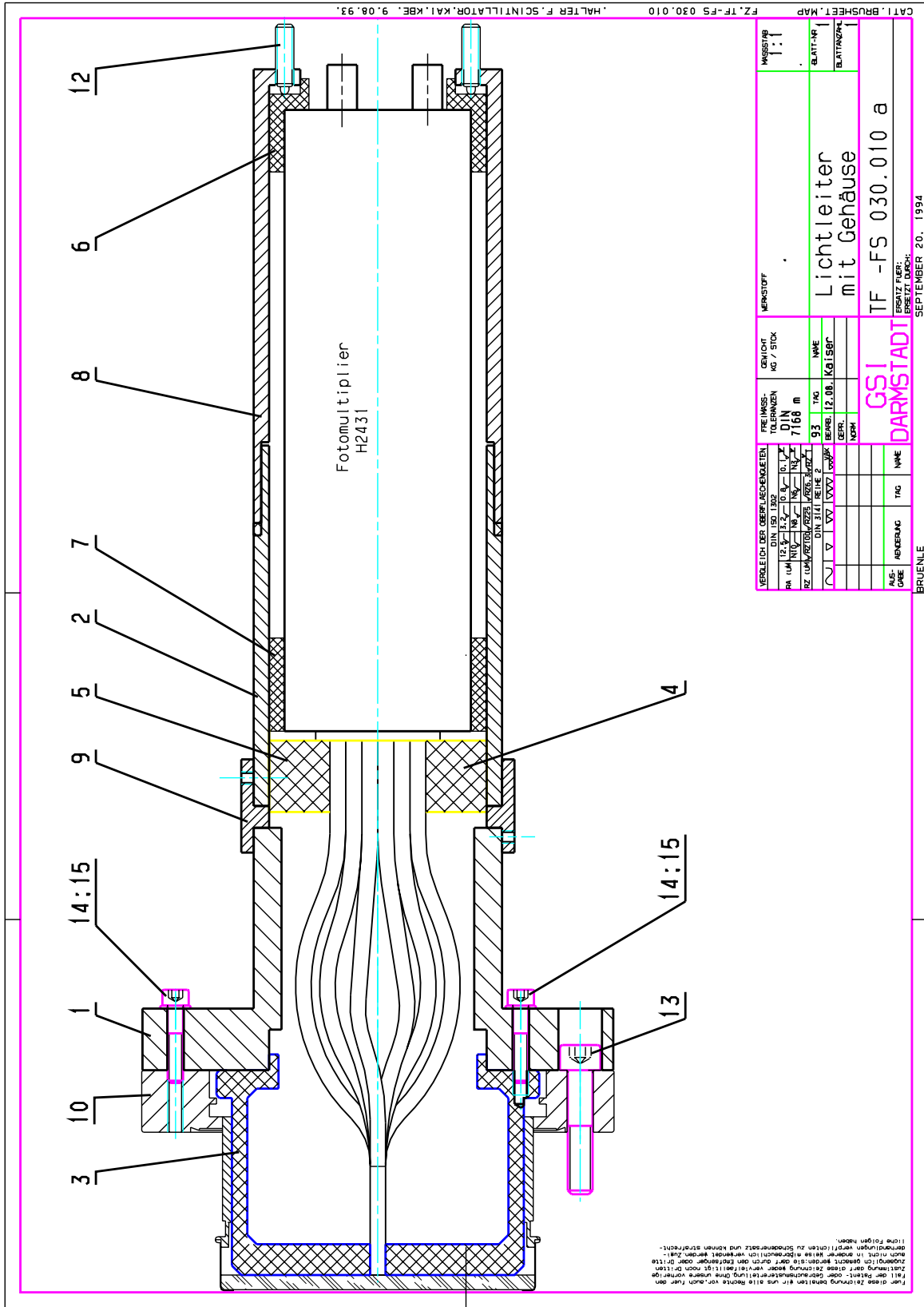
Werkstückkanten nach DIN 6784

Für diese Zeichnung gelten die Rechte von BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN. Nachdruck, Vervielfältigung und Verbreitung, auch auszugsweise, ist ohne schriftliche Genehmigung BRUNNEN.

CATI BRUSHEIT MAP
FZ,TF-FS 030.010
HALTER F.SZINTILLATOR,KAI,KBE, 9.08.93.

Abb. F.5 Vakuumtauglicher Szintillator: Halter für Aufnahme (Justage) und Paßbolzen

BR NLE



FZ, TF-FS 030.010 HALTER F. SCINTILLATOR, KAL. KBE. 9.08.93.

VERGLEICH DER GEBRAUCHSZEICHEN		TECHNISCHE TOLERANZEN		MATERIAL		MESSSTAB	
RA 12.5	0.5	DIN 7168	m	KG / STÜCK		1:1	
RZ LUM	0.05	93	TKG	NWAE	Lichtleiter mit Gehäuse		BLATT-NR.
DIN 311	REINE Z	BEREIT. 12.08.1993	VERF.	KG / STÜCK	TF -FS 030.010 a		BLATT-ZAHL
DIN 311	REINE Z	VERF.	VERF.		GSI DARMSTADT		
VERMANG	TAG	NWAE			ERSETZ FÜR: SEPTEMBER 20. 1994		
AUSGABE					BRUENLE		

Abb. F.6 Vakuumtauglicher Szintillator: Lichtleiter mit Gehäuse

BR NLE

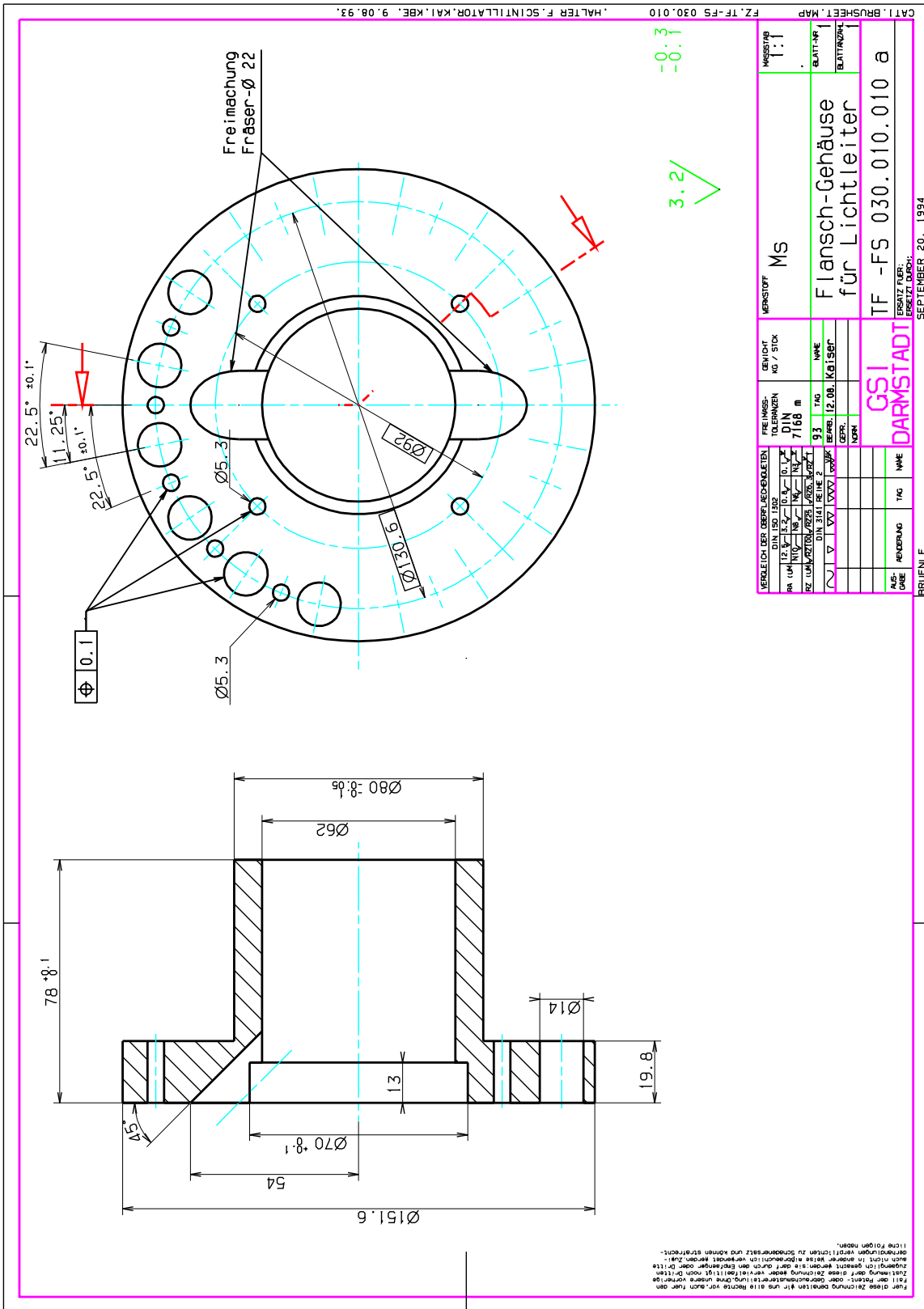


Abb. F.7 Vakuumtauglicher Szintillator: Flanschgehäuse für Lichtleiter.

BR NLE

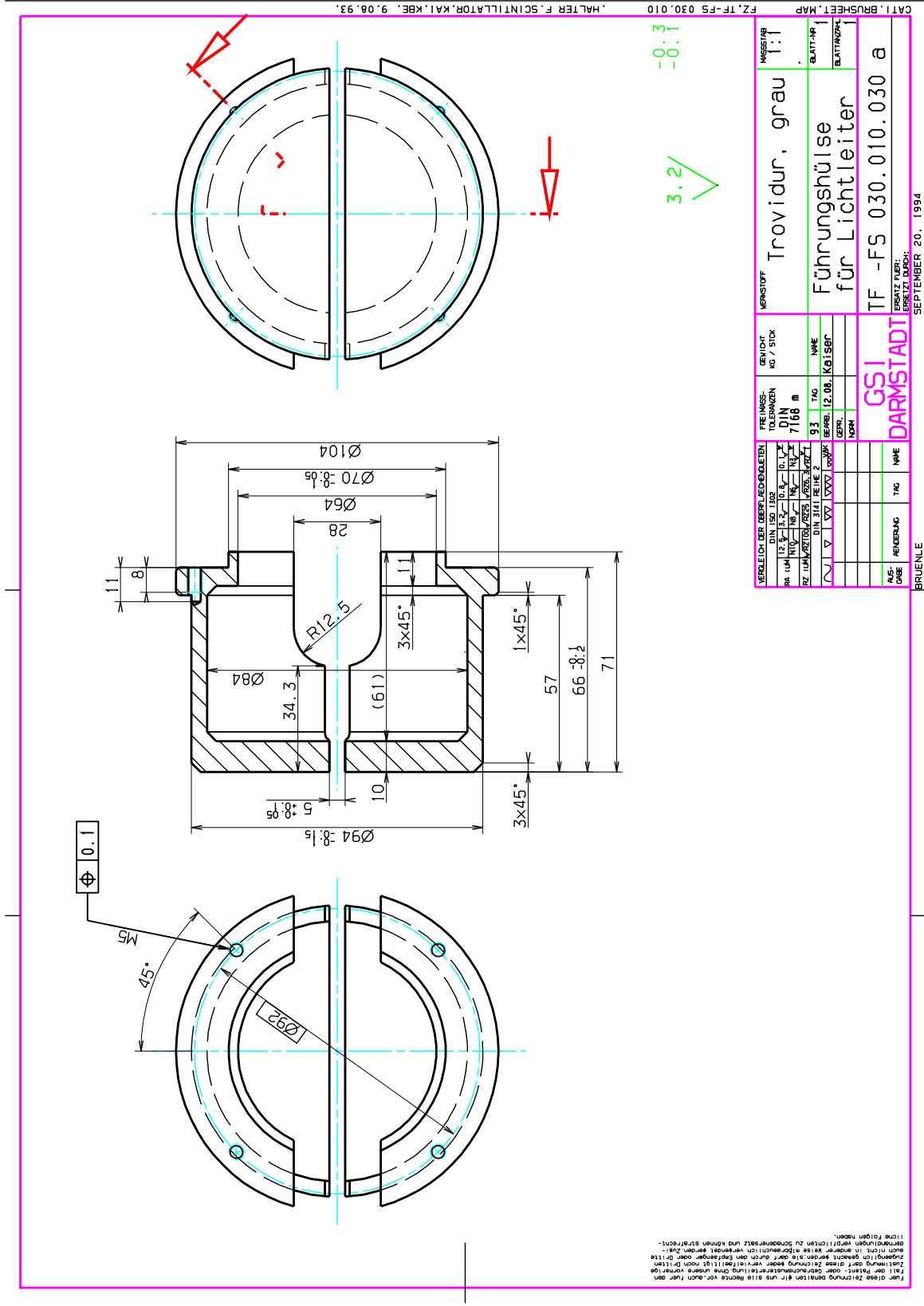


Abb. F.8 Vakuumtauglicher Szintillator: Führungshülse für Lichtleiter.

BR NLE

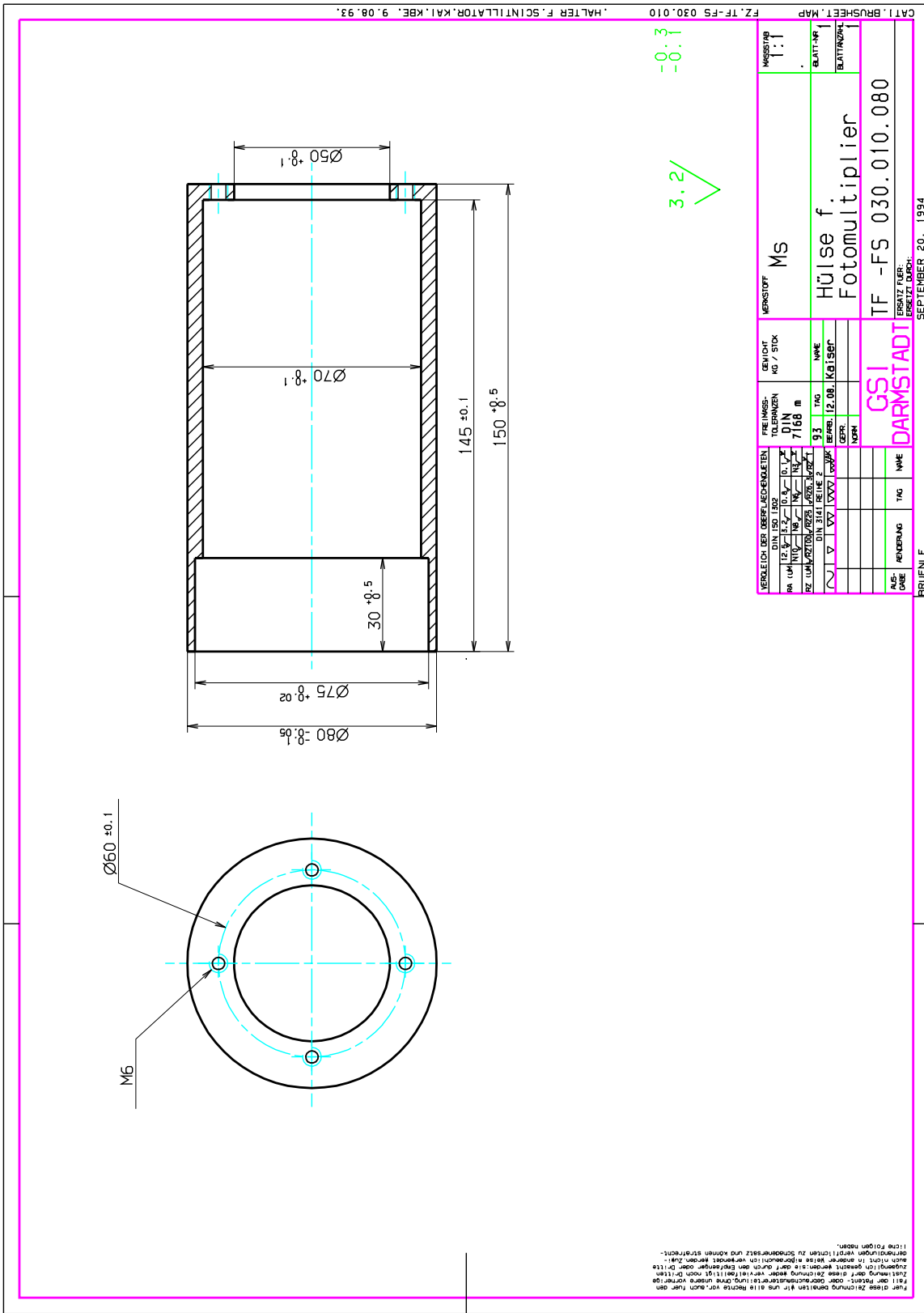
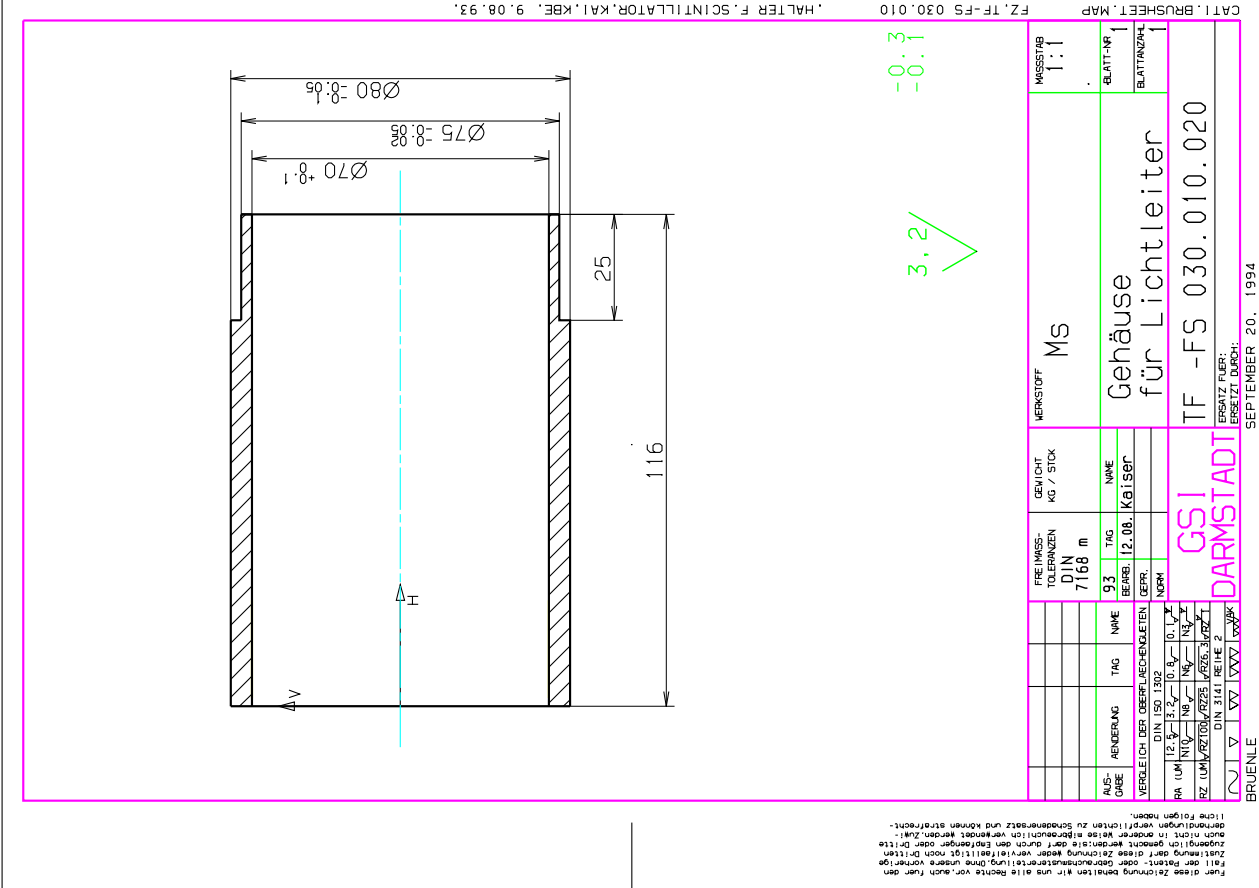


Abb. F.9 Vakuumtauglicher Szintillator: Führungshülse für Photomultiplier.

3R NLE



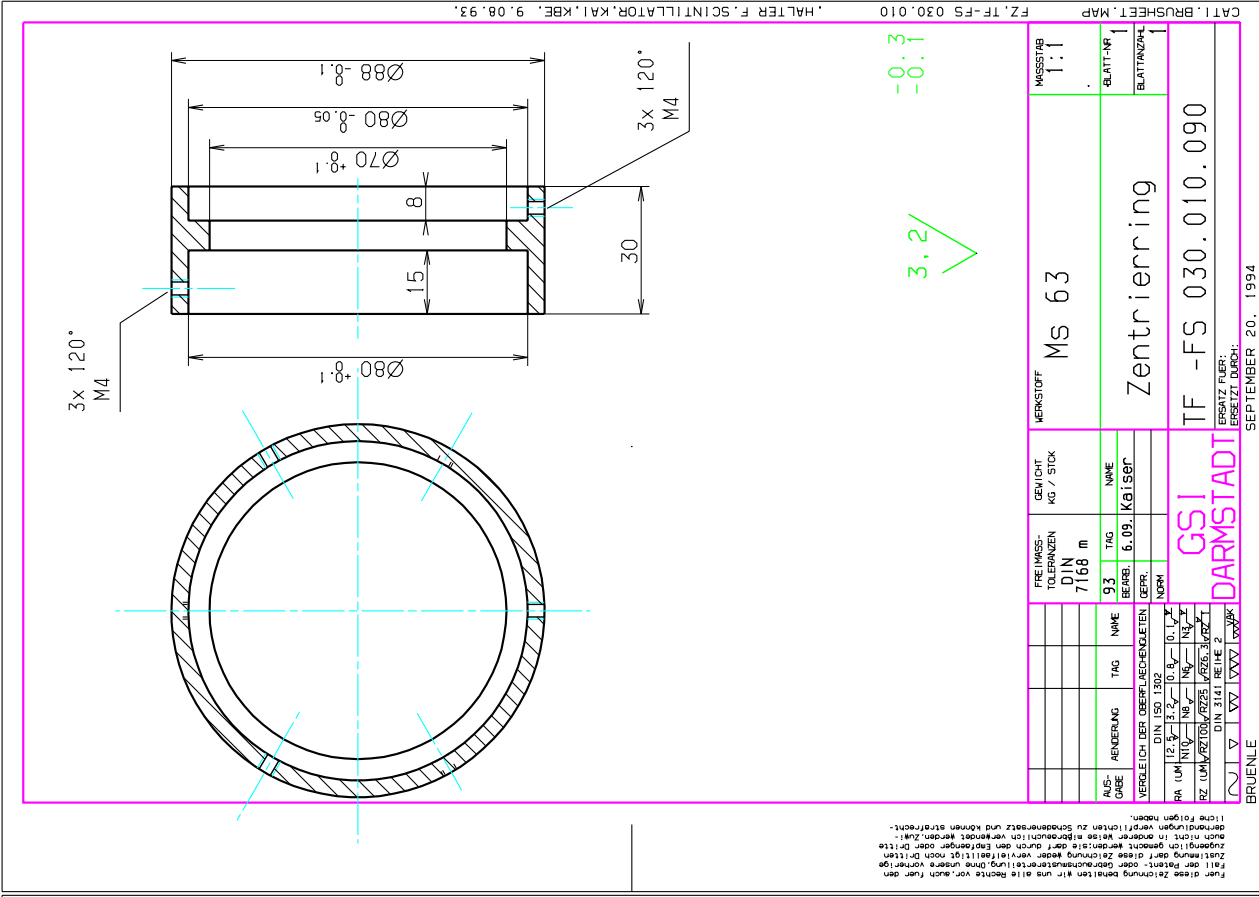
Für diese Zeichnung gelten wir uns alle Rechte vor, auch für den Fall der Patent- oder Gebrauchsmustererteilung. Diese unsere vorliegende Zeichnung darf ohne Zustimmung weder vervielfältigt noch Dritten zugänglich gemacht werden, sei es durch den Empfänger oder Dritte. Nach einer in Gebrauchlich vermerkt werden. Zerstörungsbildungen werden in der Zeichnung zu Schadenersatz und können strafrechtlich folgen haben.

VERGLEICH DER OBERFLÄCHENQUALITÄTEN		DIN 150 1302	
AUS-GRABE	12.3	3.2	0.5
RA	12.3	3.2	0.5
RZ	UM/20/0.1/0.25	UM/25/0.1/0.25	UM/32/0.1/0.25
DIN 3141 REHE 2			

RECHNUNGS-TOLERANZEN	DIN 7168 m
GEWICHT KG / STÜCK	
HERKSTOFF	Ms
MASSTAB	1:1

GSI DARMSTADT
 ERSATZ FÜR: TF -FS 030.010.020
 ERSETZ DURCH: SEPTEMBER 20. 1994

3R NLE



Für diese Zeichnung gelten wir uns alle Rechte vor, auch für den Fall der Patent- oder Gebrauchsmustererteilung. Diese unsere vorliegende Zeichnung darf ohne Zustimmung weder vervielfältigt noch Dritten zugänglich gemacht werden, sei es durch den Empfänger oder Dritte. Nach einer in Gebrauchlich vermerkt werden. Zerstörungsbildungen werden in der Zeichnung zu Schadenersatz und können strafrechtlich folgen haben.

VERGLEICH DER OBERFLÄCHENQUALITÄTEN		DIN 150 1302	
AUS-GRABE	12.3	3.2	0.5
RA	12.3	3.2	0.5
RZ	UM/20/0.1/0.25	UM/25/0.1/0.25	UM/32/0.1/0.25
DIN 3141 REHE 2			

RECHNUNGS-TOLERANZEN	DIN 7168 m
GEWICHT KG / STÜCK	
HERKSTOFF	Ms 63
MASSTAB	1:1

GSI DARMSTADT
 ERSATZ FÜR: TF -FS 030.010.090
 ERSETZ DURCH: SEPTEMBER 20. 1994

3R NLE

Für diese Zeichnung gelten wir uns alle Rechte vor, auch für den Fall der Patent- oder Gebrauchsmustererteilung. Diese unsere Vorräte sind in keiner Weise abgebenlich verwendet werden. Zusätzliche Rechte werden vorbehalten. Die durch den Empfänger oder Dritte Zerstörung oder die Zerstörung herbeiführen. Die Zerstörung der Zeichnung ist in jedem Fall strafbar. Die Zeichnung ist Eigentum der GSI Darmstadt. Die Weitergabe ist ohne schriftliche Genehmigung der GSI Darmstadt ist strafbar. Die Zeichnung ist Eigentum der GSI Darmstadt. Die Weitergabe ist ohne schriftliche Genehmigung der GSI Darmstadt ist strafbar. Die Zeichnung ist Eigentum der GSI Darmstadt. Die Weitergabe ist ohne schriftliche Genehmigung der GSI Darmstadt ist strafbar.

AUS-ÜBUNG	REVISION	TAG	NAME	VERGLEICH DER OBERFLÄCHENGELEITEN	DEFR.	NORM
				DIN 150 1302		
RA (UM)	12.3	3.2	0.5	0.5	0.1	0.1
RZ (UM)	0.20	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
DIN 3141 REHE 2						
BRUNNEN						
SEPTEMBER 20. 1994						
ERSATZ FÜR: DARMSTADT						
ERSATZ DURCH: DARMSTADT						
HERSTOFF	MS 63					
GEWICHT KG / STÜCK						
RECHNUNGS-TOLERANZEN	DIN 7168 m	93	TAG	NAME	BEFR.	KÖLISCH
VERGLEICH DER OBERFLÄCHENGELEITEN						
MASSSTAB	1:1					
BLATT-NR.						
BLATTANZAHL	1					
TF -FS 030.010.040 a						
GSI						
DIN 150 1302						
DIN 3141 REHE 2						
BRUNNEN						
SEPTEMBER 20. 1994						
ERSATZ FÜR: DARMSTADT						
ERSATZ DURCH: DARMSTADT						

3R NLE

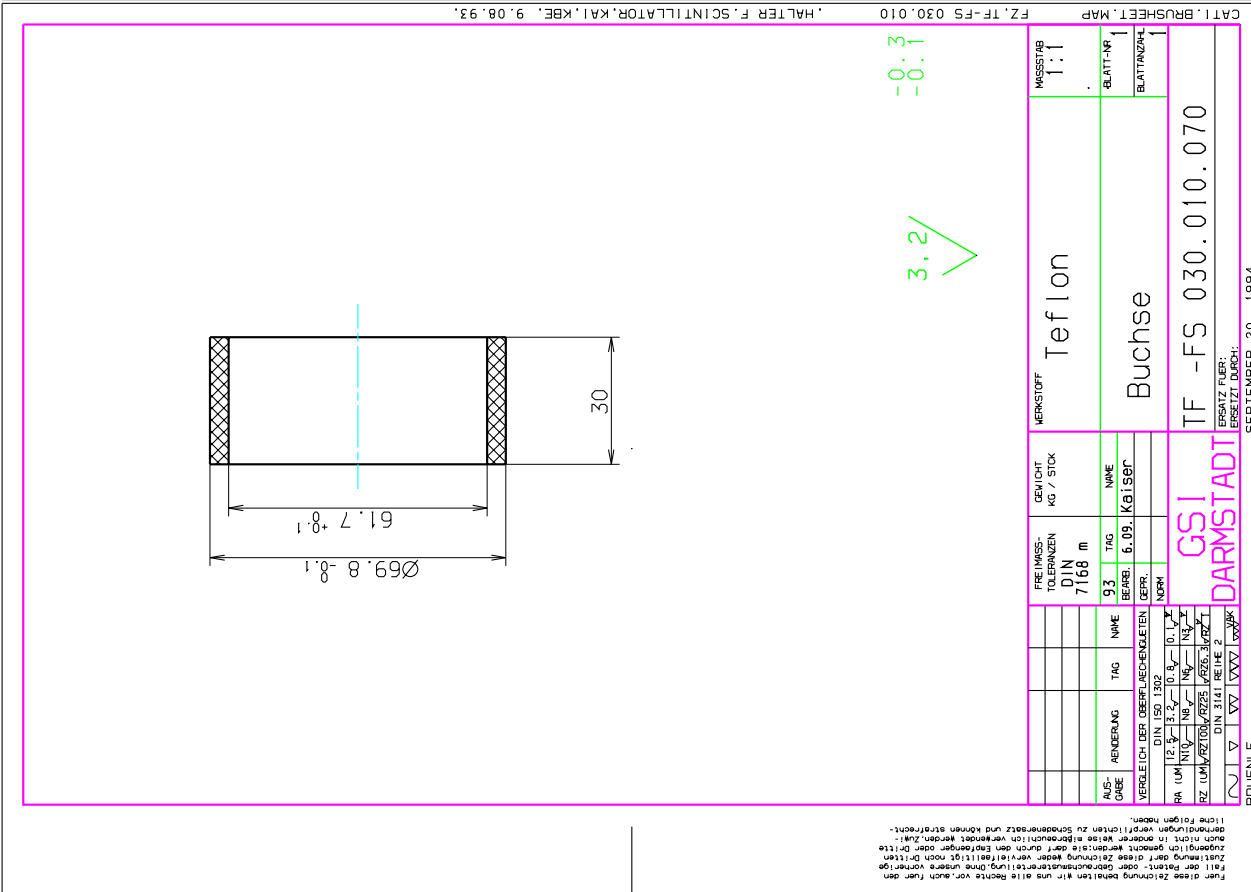
Für diese Zeichnung gelten wir uns alle Rechte vor, auch für den Fall der Patent- oder Gebrauchsmustererteilung. Diese unsere Vorräte sind in keiner Weise abgebenlich verwendet werden. Zusätzliche Rechte werden vorbehalten. Die durch den Empfänger oder Dritte Zerstörung oder die Zerstörung herbeiführen. Die Zerstörung der Zeichnung ist in jedem Fall strafbar. Die Zeichnung ist Eigentum der GSI Darmstadt. Die Weitergabe ist ohne schriftliche Genehmigung der GSI Darmstadt ist strafbar. Die Zeichnung ist Eigentum der GSI Darmstadt. Die Weitergabe ist ohne schriftliche Genehmigung der GSI Darmstadt ist strafbar. Die Zeichnung ist Eigentum der GSI Darmstadt. Die Weitergabe ist ohne schriftliche Genehmigung der GSI Darmstadt ist strafbar.

AUS-ÜBUNG	REVISION	TAG	NAME	VERGLEICH DER OBERFLÄCHENGELEITEN	DEFR.	NORM
				DIN 150 1302		
RA (UM)	12.3	3.2	0.5	0.5	0.1	0.1
RZ (UM)	0.20	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
DIN 3141 REHE 2						
BRUNNEN						
SEPTEMBER 20. 1994						
ERSATZ FÜR: DARMSTADT						
ERSATZ DURCH: DARMSTADT						
HERSTOFF	MS 63					
GEWICHT KG / STÜCK						
RECHNUNGS-TOLERANZEN	DIN 7168 m	93	TAG	NAME	BEFR.	KÖLISCH
VERGLEICH DER OBERFLÄCHENGELEITEN						
MASSSTAB	1:1					
BLATT-NR.						
BLATTANZAHL	1					
TF -FS 030.010.050 a						
GSI						
DIN 150 1302						
DIN 3141 REHE 2						
BRUNNEN						
SEPTEMBER 20. 1994						
ERSATZ FÜR: DARMSTADT						
ERSATZ DURCH: DARMSTADT						

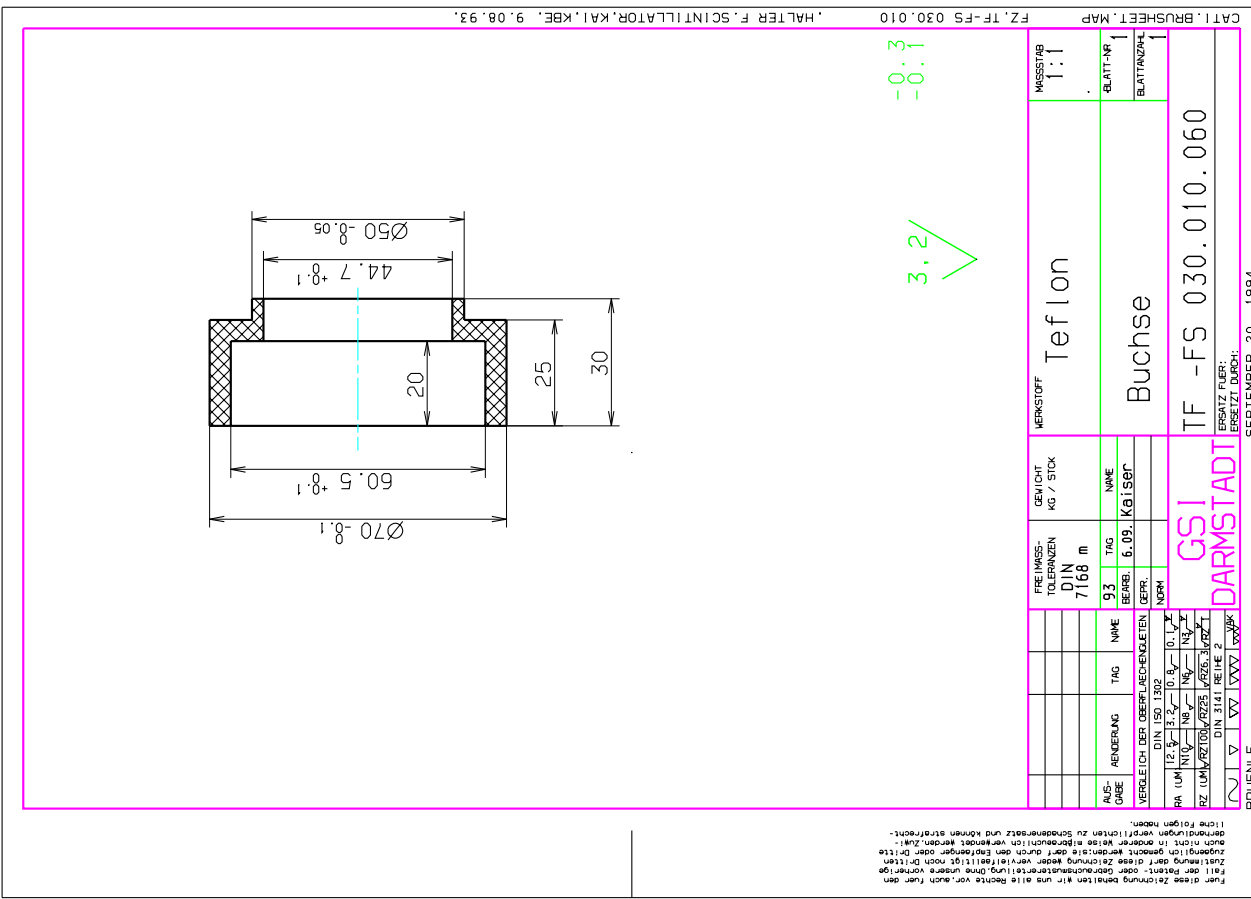
Abb. F.11 Vakuumtauglicher Szintillator: Lager und Halter für Lichtleiter.

Abb. F.12 Vakuumtauglicher Szintillator: Buchse (I) und (II) für Photomultiplier.

3R NLE



3R NLE



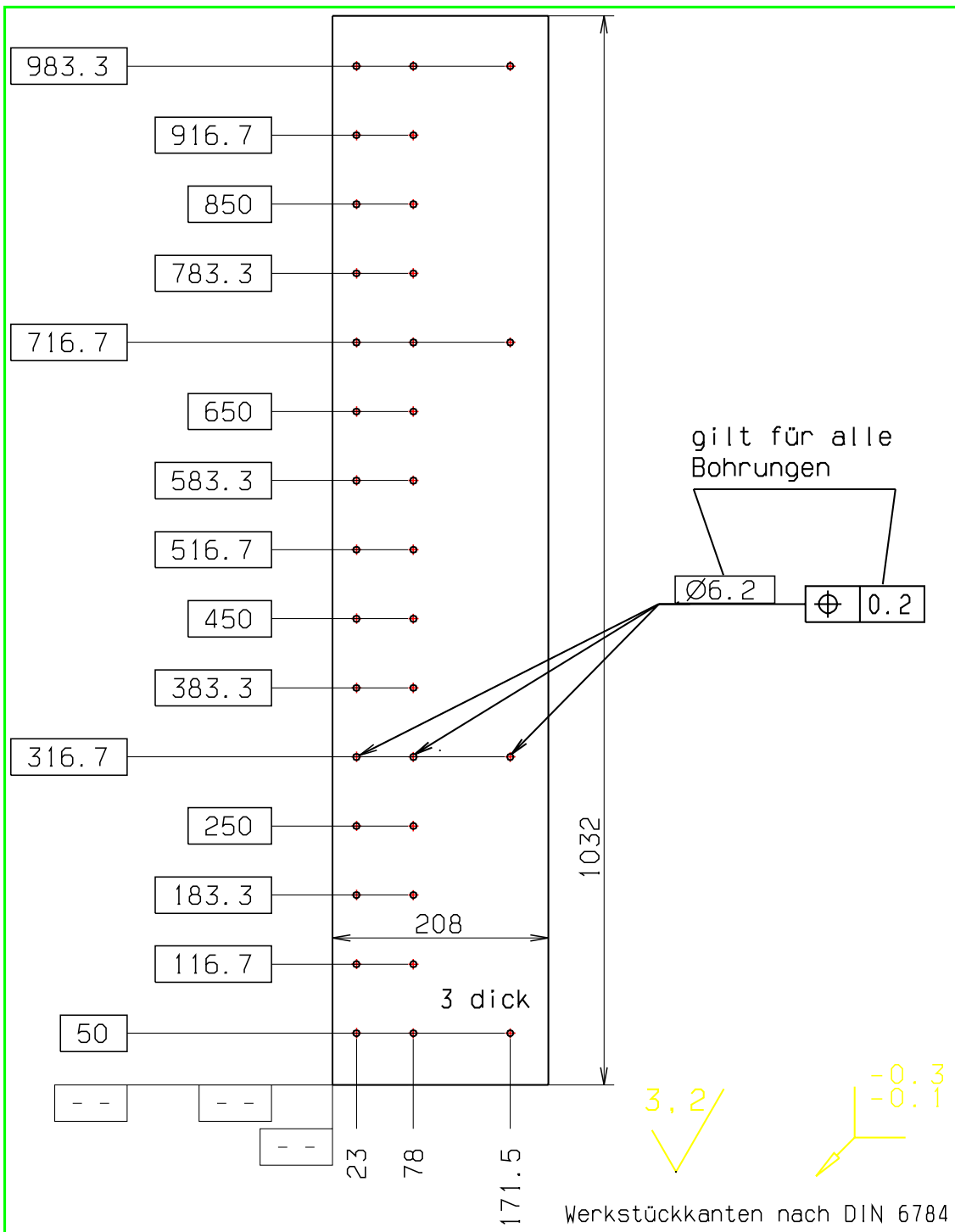
F.4 Die Flugzeitwand am FRS

Detektor		Zeichnung				PostScript File	
Kürzel	Ort am FRS	Nummer	Inhalt	Datum	Name	Name	Format
SWXX	Endfokus	TF-FS xxx			Kaiser		
		TF-FS 020.010.010	Kasten Unterteil			SW\$V10.ps	A2
		TF-FS 020.010.020	Kasten Deckel			SW\$V11.ps	A3
		TF-FS 020.010.030	Kasten Deckel			SW\$V12.ps	A3
		TF-FS 020.010.050	Auflage			SW\$V13.ps	A3
		TF-FS 020.010.060	Spannstück			SW\$V14.ps	A3
		TF-FS 020.010.070	Lager			SW\$V15.ps	A3
		TF-FS 020.010.080	Spannstück			SW\$V16.ps	A3
		TF-FS 020.010.090	Aufnahme unten			SW\$V17.ps	A3
		TF-FS 020.010.100	Aufnahme oben			SW\$V18.ps	A3
		TF-FS 020.000.100	Raster Leiste			SW\$V19.ps	A4
		TF-FS 020.010 Z	Detektor Zusammenbau			SW\$VG1.ps	A4
		TF-FS 020 V-S	Gesamtbild			SW\$VG2.ps	A4
		TF-FS 020 R	Gestell			SW\$VG3.ps	A4
TF-FS Profil1-4	Profile			SW\$V007.ps	A4		

Tab. F.4 Liste der technischen Entwicklungen zum Szintillationsdetektor SWXX (Flugzeitwand) am FRS.

Der folgende Abschnitt enthält die genauere Darstellung der Konstruktion des in Abschnitt B beschriebenen, neuentwickelten Flugzeitwand zur Untersuchung der Spaltung exotischer Kerne in inverser Kinematik am Ausgang des FRS (S4).

Für diese Zeichnung behalten wir uns alle Rechte vor, auch für den Fall, dass diese Zeichnung ohne Zustimmung der Auftraggeberin oder des Auftraggebers an Dritte weitergegeben wird. Die Auftraggeberin oder der Auftraggeber ist verpflichtet, diese Zeichnung nur für den Zweck, den sie zum Zeitpunkt der Auftragserteilung bezieht, zu verwenden und nicht in anderer Weise missbräuchlich zu verwenden oder Dritte davon in Kenntnis zu setzen. Die Auftraggeberin oder der Auftraggeber ist verpflichtet, die Auftraggeberin oder den Auftraggeber für die Folgen der missbräuchlichen Verwendung zu entschädigen.



FREI MASS-TOLERANZEN DIN 7168 m		GEWICHT KG / STCK		WERKSTOFF Al Mg 5		MASSSTAB 1:5	
AUSGABE		AENDERUNG		TAG		NAME	
93		TAG		NAME		BLATT-NR	
BEARB.		29.07.		Kaiser		1	
VERGLEICH DER OBERFLAECHENGUETEN DIN ISO 1302				GEPR.		BLATTANZAHL	
RA (UM)				NORM		1	
RZ (UM)				DIN 3141 REIHE 2			
GSI DARMSTADT				TF -FS 020.000.100			
ERSATZ FUER:				ERSATZT DURCH:			

PFENG MAY 9, 1994

CAT I. PFESHEET. MAP FZ. TF-FS 020.010 HALTER 28.07.93.KAI.,KBE.12.07.93.

Abb. F.13

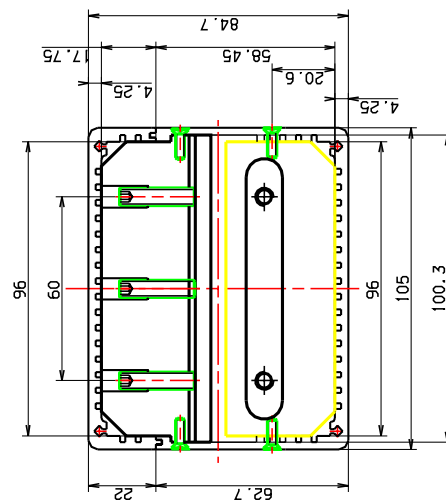
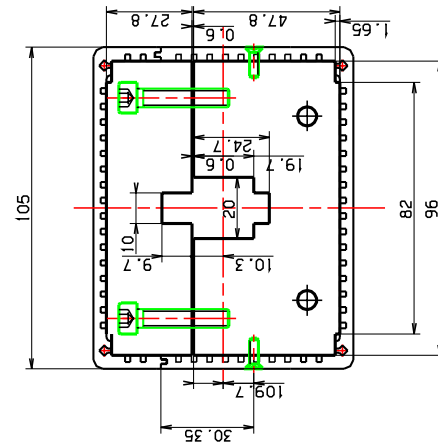
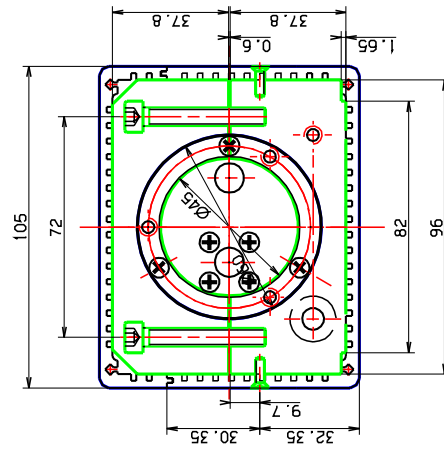
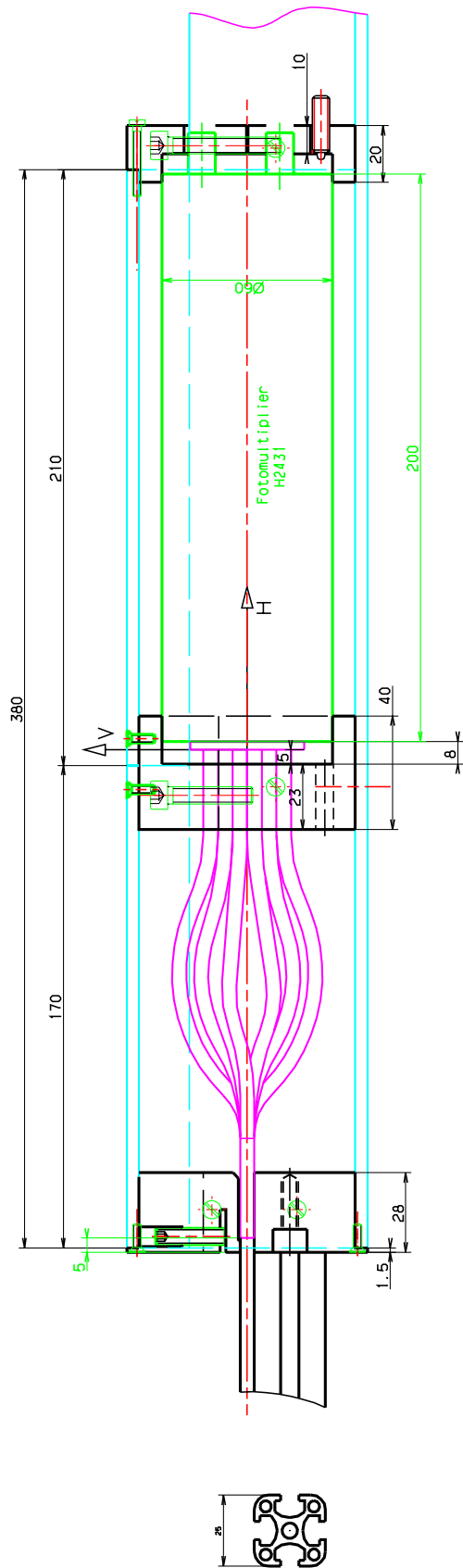
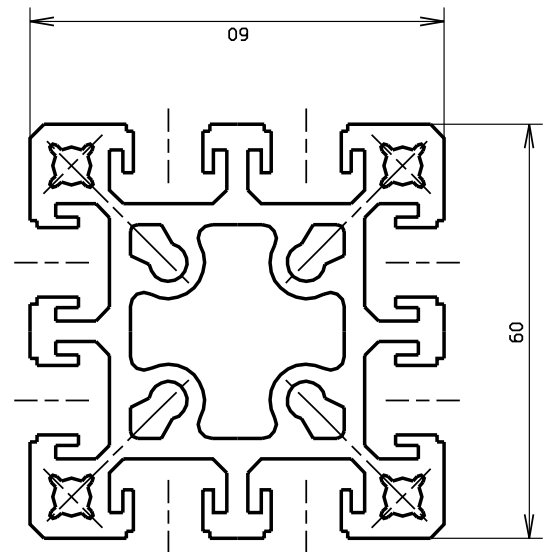
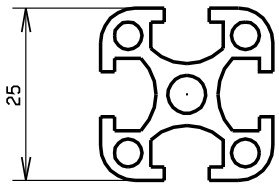
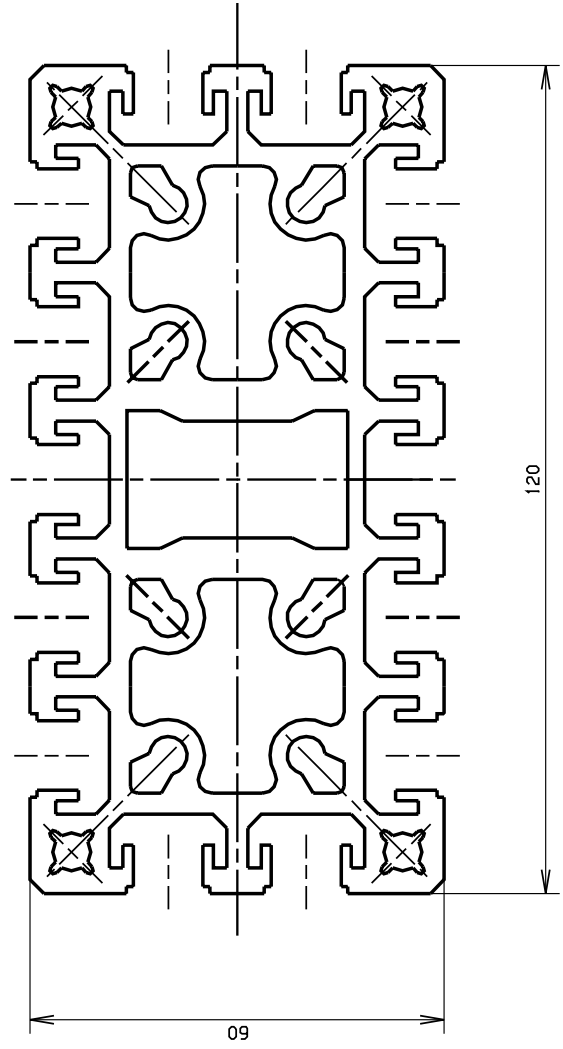
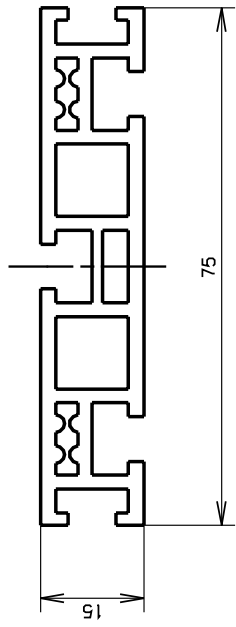


Abb. F.14



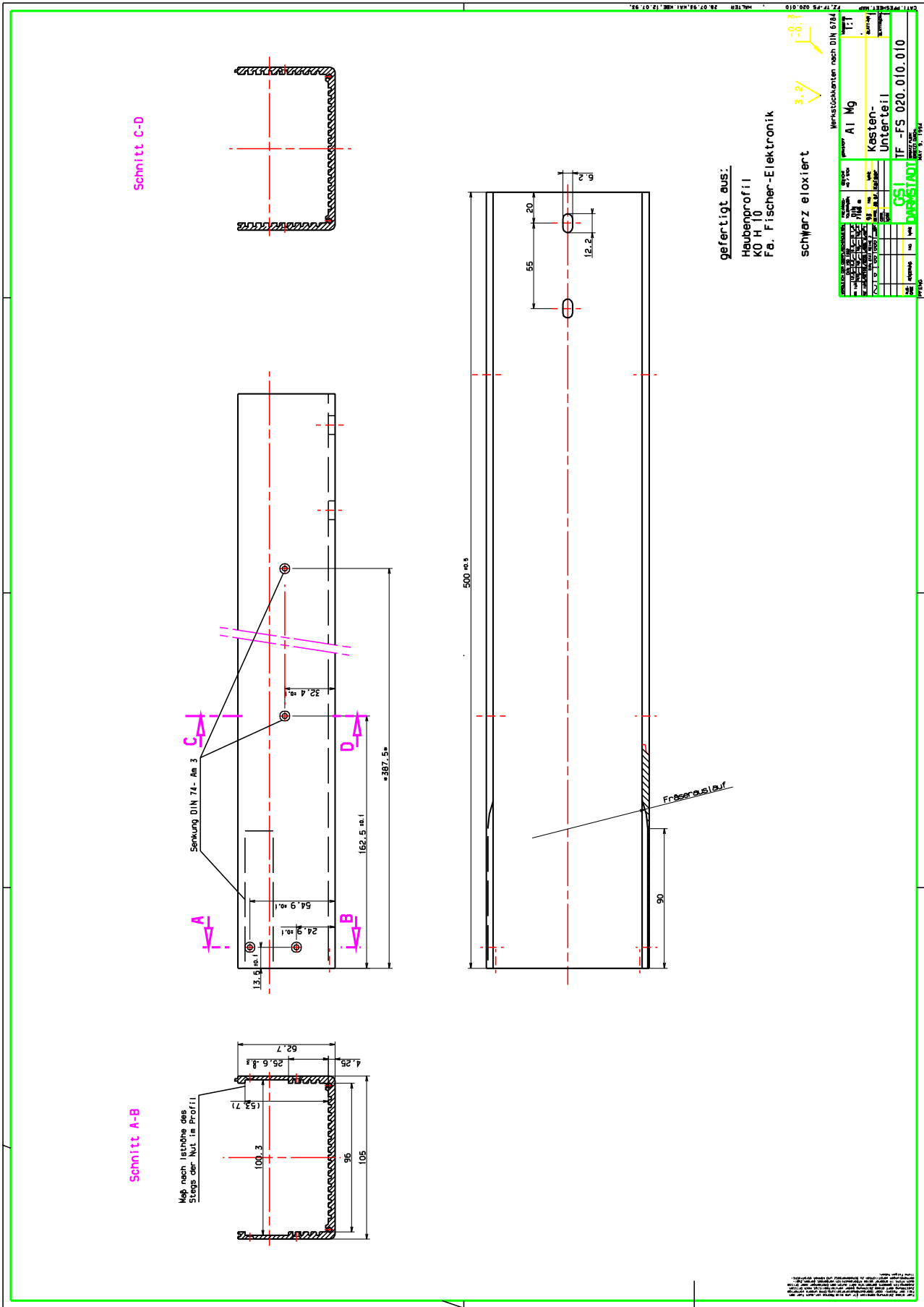
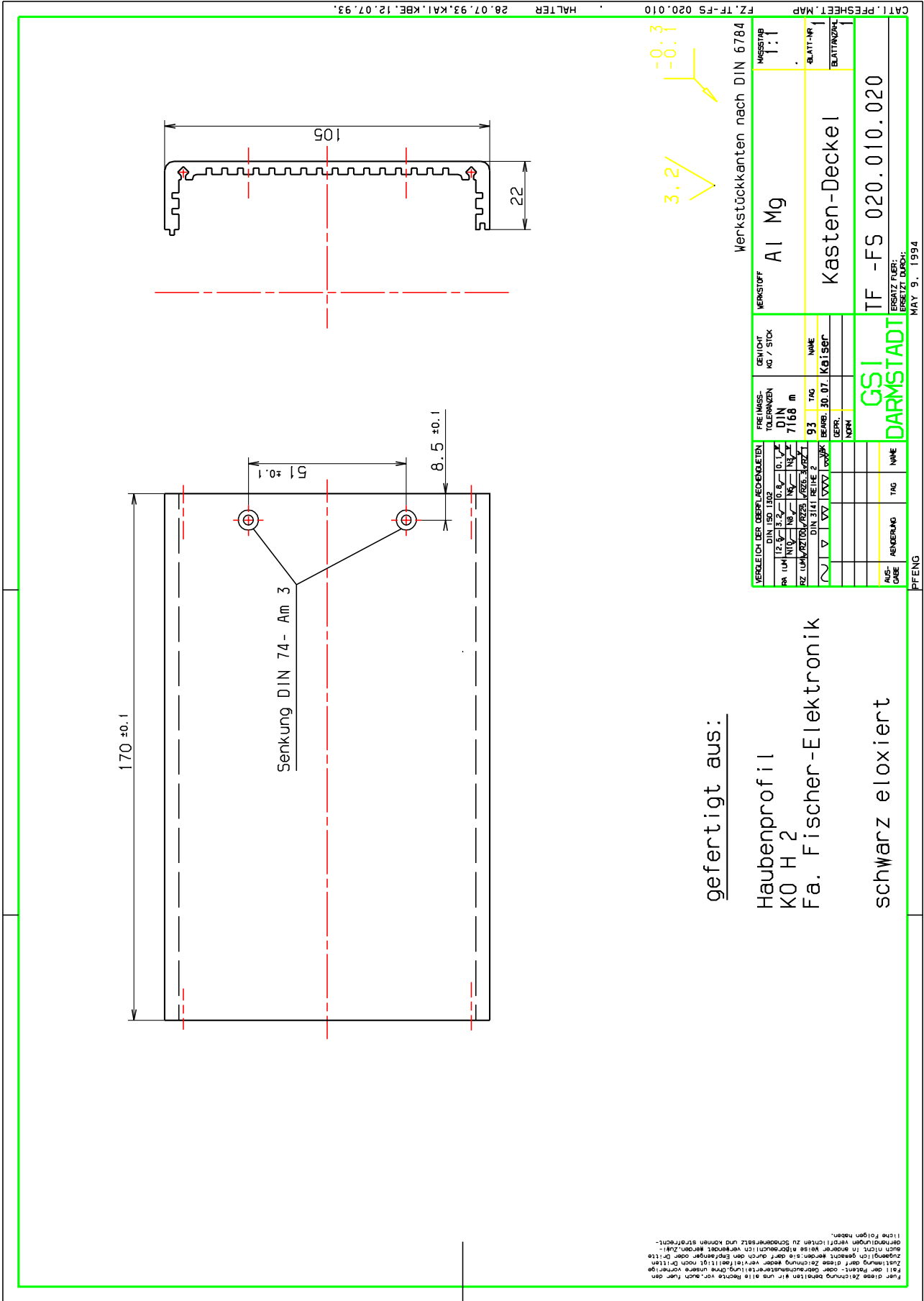


Abb. F.16

Abb. F.17



Für diese Zeichnung behalten wir uns alle Rechte vor, auch wenn die
Zustimmung durch diese Zeichnung weder verweigert wird noch Dritten
Zugriff auf diese Zeichnung gestattet wird, ohne dass wir hierauf
Zugriff haben. Diese Zeichnung ist durch den Erfinder oder Dritte
in anderer Weise abgedruckt, veröffentlicht, verbreitet oder sonst-
wie in irgendeiner Weise veröffentlicht und können strafrecht-
liche Folgen haben.

Abb. F.18

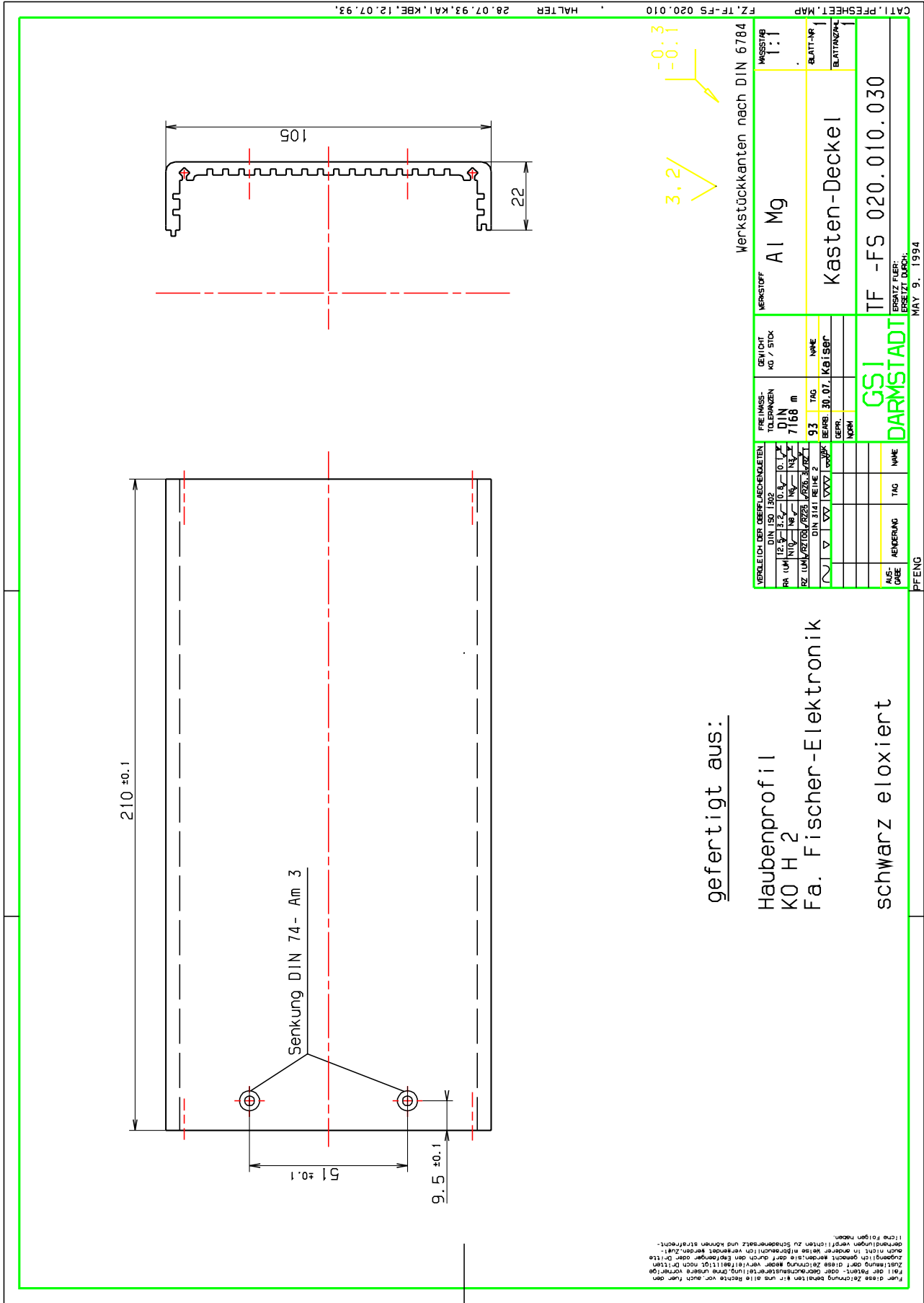
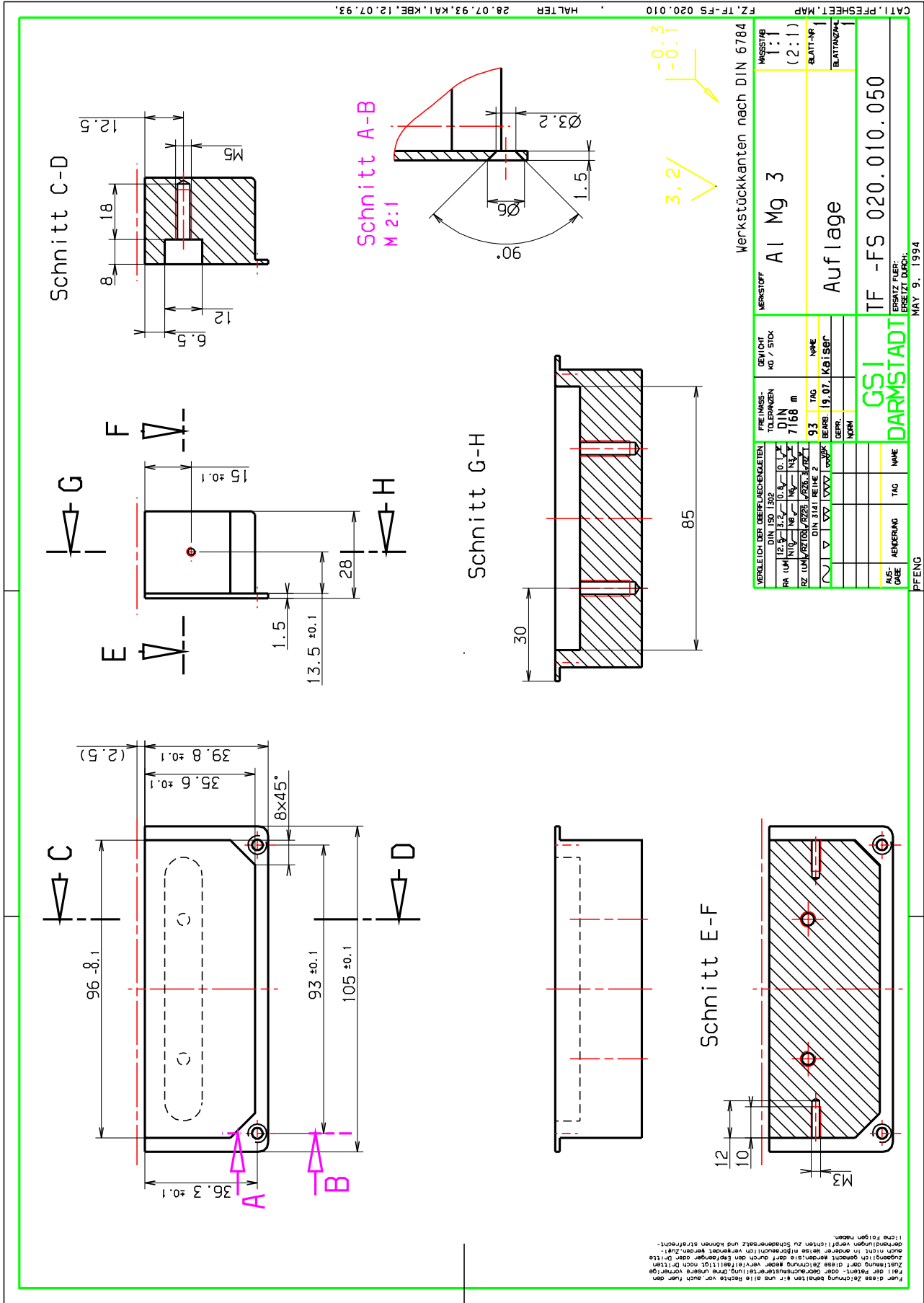


Abb. F.19



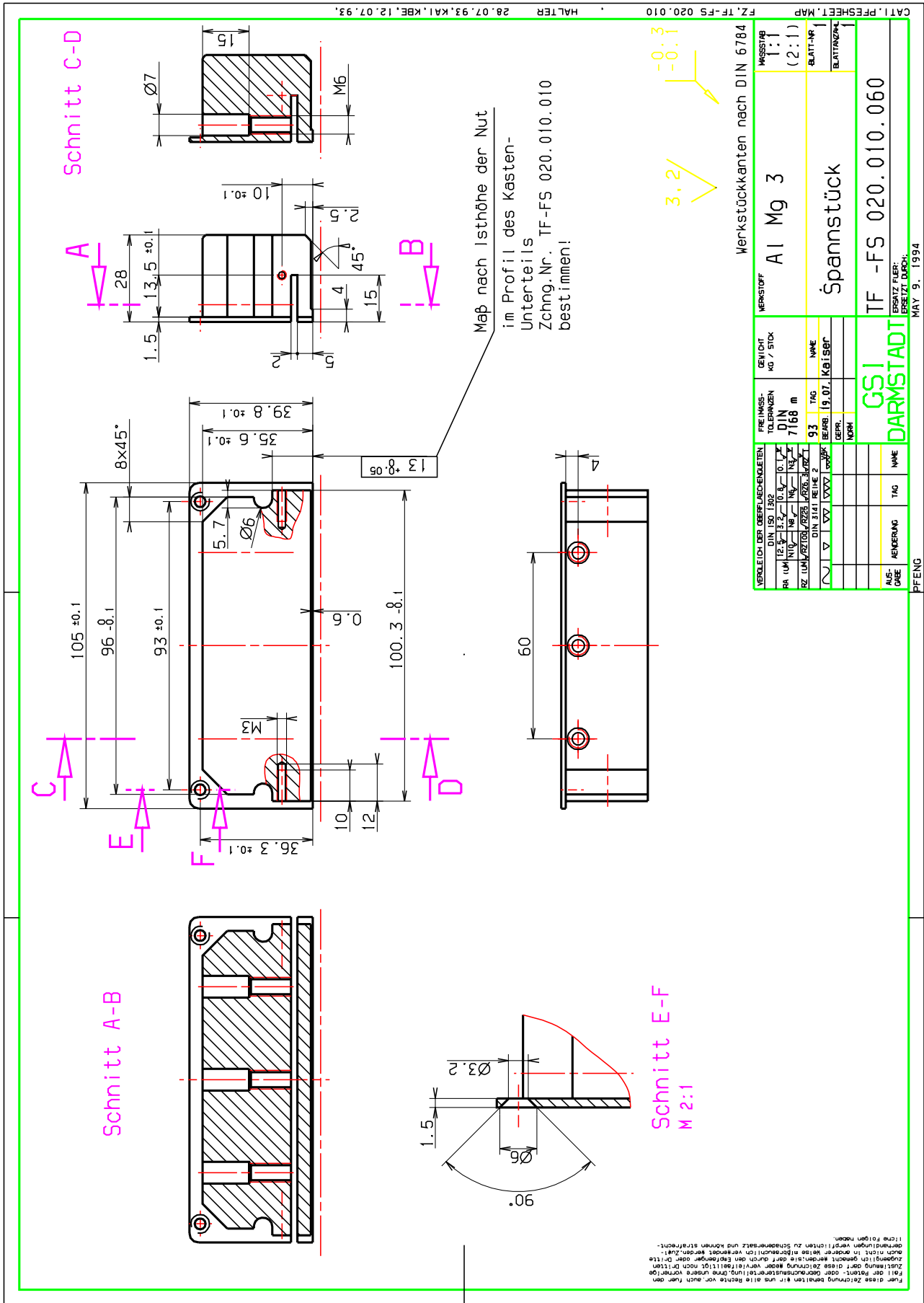


Abb. F.21

VERGLEICH DER OBERFLÄCHENLEISTEN

DIN ISO 1302	
RA (µm) 12.5	0.4
NIQ	3.2
WZ (µm) 12.5	0.2
DIN 1141 REIHE 2	12.5

FREIWAHLS-TOLERANZEN

DIN 7168 m

9.3 TAG

BEWERT. 19.07. KRISE

DEPR. NORN

WERKSTOFF

Trovidur, grau

MASSSTAB

1:1

BLATT-NR.

Lager

WERKSTÜCKKANTEN NACH DIN 6784

3,2 / -0,3

-0,1

VERMÄCHTISSE

NACH	NAME	TAG

AUSGABE

ÄNDERUNG

GS1 DARMSTADT

TF -FS 020.010.070

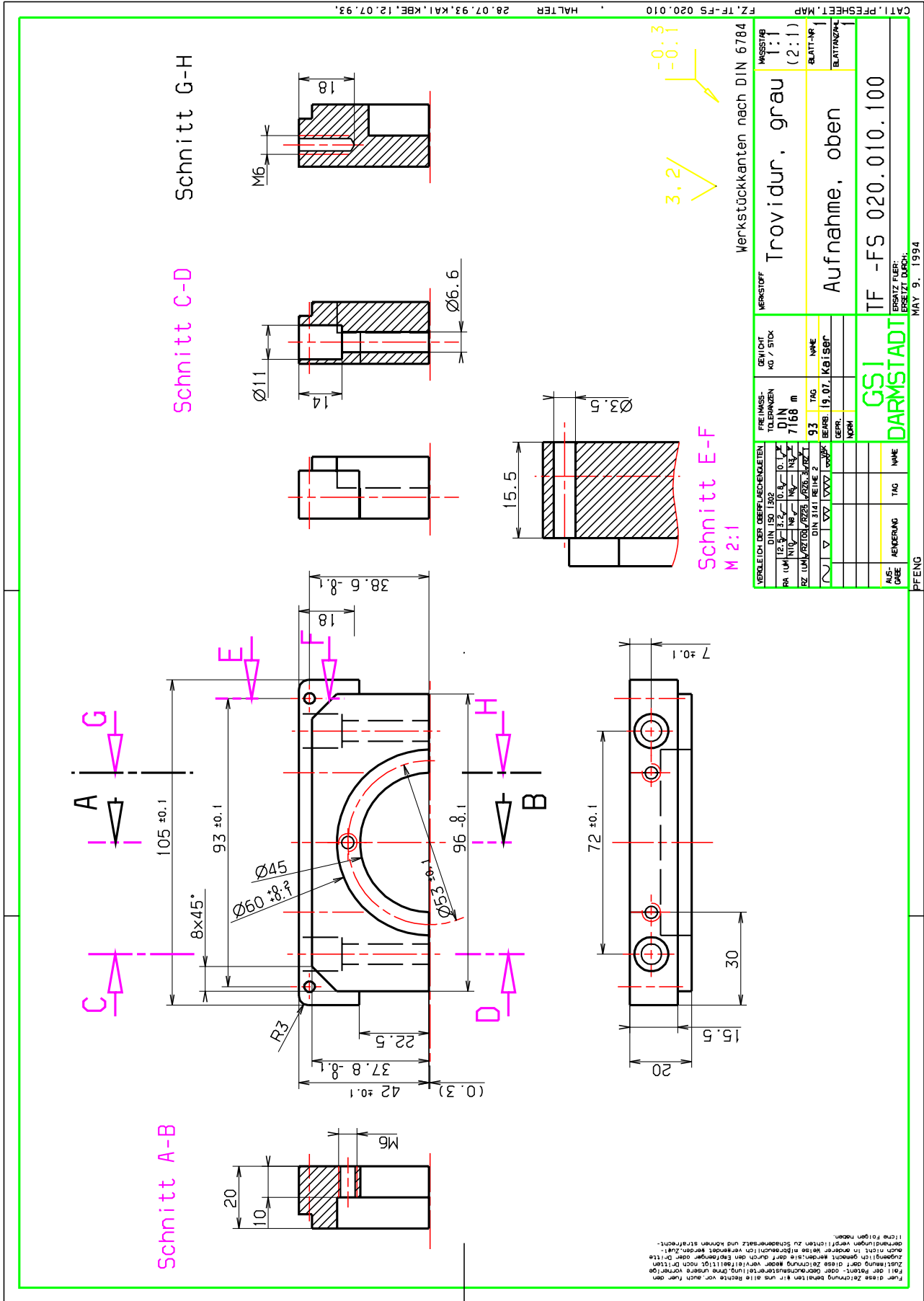
ERSATZ FÜR: **ERSATZ DURCH:**

MAY 9. 1994

PFENG

Plan diese Zeichnung behalten für uns alle Rechte vor auch wenn die
 Zeichnung ohne Zustimmung unserer Vertriebsabteilung oder Dritten
 zugänglich gemacht, verändert, kopiert, durch den Empfänger oder Dritte
 nach nicht in anderer Weise nachvollzogen werden darf.
 Wenn die Zeichnung in anderer Weise nachvollzogen werden darf,
 ist eine Kopie der Zeichnung zu beschaffen und dementsprechend
 die folgenden Maßnahmen zu ergreifen:

Abb. F.24



Danksagung

An dieser Stelle soll den vielen Personen gedankt werden, ohne die Durchführung und der erfolgreiche Abschluß dieser Arbeit unmöglich gewesen wäre:

Herrn Prof. Dr. H.-G. Clerc danke ich für die interessante Aufgabenstellung, das freizügige Arbeitsklima und die Ermöglichung einer selbständigen Arbeitsweise.

Ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. K.-H. Schmidt für zahlreiche Diskussionen und Hilfestellungen in Experiment und Auswertung sowie prägende Einflüsse auf meine (nicht nur) wissenschaftliche Sicht- und Denkweise.

Prof. Dr. Dr.h.c. P. Armbruster, Prof. Dr. G. Münzenberg, Dr. H. Geissel, Dr. K. Sümmerer und Dr. F. Nickel an der GSI sei gedankt für die Bereitstellg modernster Arbeitsmittel, anregende Diskussionen und Kommentare sowie ihr allgemeines Interesse am Fortgang der Arbeit.

Den Gastwissenschaftlern Dr. D. Vieira, Dr. M. Pfützner, J.-J. Gaimard bin ich für ihr Mitdenken und Anregungen im Hinblick auf die Verfahren zur Isotopentrennung am FRS dankbar.

Dr. Th. Stöhlker danke ich für die Diskussion hinsichtlich der Bestimmung der Ladungszustände sowie darüber hinaus Herrn Dr. C. Scheidenberger für die Betreuung der MUSIC Ionisationskammer.

Die technische Unterstützung durch A. Brünle, K. Burkhard, H.-G. Martens und E. Schimpf war unverzichtbar um die Experimente zum Erfolg zu führen. Herrn K.H. Behr sei dabei ganz besonders im Zusammenhang mit der Konstruktion der Szintillatordetektoren gedankt.

Herrn Pfeng danke ich für die Hilfe und Mitarbeit bei der Erstellung einiger technischer Zeichnungen.

Herr H. Folger und die Zentrale Werkstatt der GSI stellten die Targets und Degraderschichten mit der nötigen Präzision her.

Die Anstregungen der Schichtmannschaften des Beschleunigers an der GSI lieferten die (über längere Zeiträume stabilen) Primär-Strahlen.

H. Essel und M. Richter spielten des öfteren „Feuerwehr“ wenn etwas mit der Datenaufnahme und GOOSY nicht klappte.

H. Göringer vom Rechenzentrum sei gedankt für die zahlreichen und wichtigen Hinweise bezüglich der Datenauswertung mit SATAN.

Zahlreichen, ungenannten Mitstreitern verschiedener Nationalität bei insgesamt 20 Experimenten am FRS sei für anregende Diskussionen – nicht nur zum Thema dieser Arbeit – gedankt.

Den Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe: T. Brohm, M. Fauerbach, A. Grewe, A. Heinz, M. de Jong, A. Junghans, C. Röhl, St. Steinhäuser, M. Steiner und J. Weckenmann sei gedankt für ihre kollegiale Unterstützung.

Herr Dr. W. Schwab danke ich ganz besonders für die Durchsicht des Manuskriptes.

Schließlich danke ich auch meiner Freundin C. Ziegler für ihre dauerhafte private Unterstützung und die moralische Motivation, trotz aufgetretener Schwierigkeiten „am Ball“ zu bleiben.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, daß die vorliegende Arbeit meinen ersten Versuch der Promotion darstellt und ich sie selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Sämtliche Stellen, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, wurden mit Quellenangaben kenntlich gemacht.

Griesheim, den 10. April 1995

(Bernd Voss)

Bernd Voss
Freiligrath Straße 28
64347 Griesheim
Tel.: 06155 / 78725

Lebenslauf

Persönliche Daten:

geboren am/in	29. April 1960	in Heidelberg
Eltern	Vater:	Dr.-Ing. Hans-Jörg Voss
	Mutter:	Rosemarie Voss, geb. Tröster
Familienstand	geschieden	
	ein Kind	Jan Voss (15.08.1984)
Konfession	evangelisch	

Schulische Ausbildung:

Grundschule	09.1966–05.1968	Friedrich-Ebert-Schule, Heidelberg
	05.1968–07.1970	Landhausschule, Heidelberg
	09.1970–07.1971	Pestalozzi-Schule, Heidelberg
Gymnasium	07.1971–10.1971	Helmholtzschule, Heidelberg
	10.1971–12.1979	Herderschule, Frankfurt/Main
Abschluß	17.12.1979	allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst:

Grundwehrdienst	1.4.1980–30.6.1981	Frankenberg/Eder
-----------------	--------------------	------------------

Berufliche Ausbildung:

Studium der Physik	29.09.1981	Erstimmatrikulation an der TH, Darmstadt
	05.06.1984	Vordiplom, Fach Physik
Diplomarbeit	06.1989	Thema: „Entwicklung, Untersuchung und Anwendung eines positionsauflösenden Szintillationszählers zur Ortsbestimmung relativistischer schwerer Ionen“
	21.06.1989	Abschluß des Studiums als Dipl.-Ing. (Physik)
Promotionsstudium	31.08.1989	Projekt: „Einzelteilchen- Strahlendiagnose, Strahlintensitätsmessung und in-flight Teilchenidentifikation am FRS“
Dissertation	z.Zt. in Arbeit	Thema: „Untersuchung der Projektilfragmentation und der Isotopentrennung relativistischer Schwerionen am Fragmentseparator der GSI“