

**Spaltwahrscheinlichkeiten  
exotischer Kerne**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

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

genehmigte Dissertation von  
**Dipl.-Phys. Andreas Heinz**  
aus Darmstadt

Darmstadt 1998

D17

Referent: Prof. Dr. P. Armbruster

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

Korreferent: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter

Tag der Einreichung: 22. April 1998

Tag der Prüfung: 8. Juni 1998

Das dieser Dissertation zugrundeliegende Forschungsvorhaben wurde mit Mitteln des GSI-Hochschulprogramms und des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) unter der Fördernummer 06 DA 473 unterstützt. Die Verantwortung für den Inhalt obliegt dem Autor.

*I would like to take you along on a scientific adventure, a story of intense preparation, long hours, serendipity, and a certain level of compulsive behaviour that tries to make sense out of everything one observes.*

*Russell A. Hulse,  
Nobel Lecture, 1993  
[Hul94]*



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Experiment</b>	<b>9</b>
2.1	Präparation der Sekundärstrahlen . . . . .	10
2.2	Target und Degradier . . . . .	12
2.3	Identifikation . . . . .	14
2.4	Konzeption des Sekundärstrahlexperiments . . . . .	15
2.5	Aufbau des Sekundärstrahlexperiments . . . . .	17
2.5.1	Aktives Target . . . . .	18
2.5.2	Szintillationsdetektoren zum Nachweis der Spaltfragmente . . . . .	21
2.5.3	Doppelionisationskammer . . . . .	21
2.5.4	Flugzeitmessung . . . . .	24
2.6	Elektronik der Ionisationskammern . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>28</b>
3.1	Identifikation der Sekundärstrahlen . . . . .	28
3.2	Bestimmung der totalen Spaltwahrscheinlichkeit im Aktiven Target . . . . .	32
3.3	Bestimmung der Summe der Spaltfragmentkernladungen . . . . .	35
3.4	Bestimmung der elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte . . . . .	37
3.5	Korrekturen . . . . .	44
3.5.1	Mehrfachreaktionen . . . . .	44
3.5.2	Nukleare Spaltung im Zählgas . . . . .	53
3.5.3	Nachweiseffizienz . . . . .	54
3.6	Untergrund . . . . .	56
3.7	Fehlerbetrachtung . . . . .	61
3.7.1	Statistischer Fehler . . . . .	61
3.7.2	Systematische Schwankungen der Meßwerte . . . . .	63

3.8	Zusammenfassung der Datenpunkte . . . . .	65
3.9	Beispiel: $^{214}\text{Ra}$ . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>74</b>
4.1	Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung . . . . .	74
4.2	Spaltwahrscheinlichkeiten . . . . .	77
4.3	Einfluß der Kernstruktur auf die Spaltwahrscheinlichkeit . . . . .	86
4.4	Vergleich mit Modellrechnungen . . . . .	88
4.5	Schaleneffekte in der Niveaudichte . . . . .	92
4.6	Spaltbarrieren . . . . .	99
4.7	Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Anregung . . . . .	99
4.8	Ausblick . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>
<b>A</b>	<b>Elektromagnetische Anregung</b>	<b>113</b>
<b>B</b>	<b>Abrasion</b>	<b>117</b>
<b>C</b>	<b>Barrieren und Separationsenergien</b>	<b>119</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>124</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>136</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>140</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>143</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>147</b>

# 1 Einleitung

Kernspaltung ist die entscheidende Begrenzung für die Masse eines Atomkerns. Schon Bohr und Wheeler [BoW39] haben kurz nach der Entdeckung der Kernspaltung durch Hahn, Straßmann und Meitner [HaS39, MeF39] erkannt, daß durch die auseinandertreibende Coulombkraft zwischen den positiv geladenen Protonen schwere Kerne zunehmend instabil gegen Formschwingungen werden. Ab einer gewissen Deformation reicht die Oberflächenspannung nicht mehr aus, um den Kern zu stabilisieren, und er deformiert sich weiter bis er bevorzugt in zwei etwa gleich große Fragmente spaltet. Da die Isotope um  $^{56}\text{Fe}$  die höchste Bindungsenergie aufweisen, ist Spaltung für Isotope ab einer etwa doppelt so großen Masse energetisch möglich. Alle schwereren Kerne verdanken ihre Existenz nur der Höhe einer *Spaltbarriere*, also einer Potentialbarriere gegen Deformation. Spontane Kernspaltung trotz dieser Spaltbarriere durch quantenmechanisches Tunneln führt nur für sehr schwere Kerne zu beobachtbaren Raten. Eine Konsequenz daraus ist, daß Elemente bis Uran auf der Erde vorkommen und daher offenbar die Zeit seit der Elementsynthese der solaren Materie überdauert haben.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Spaltwahrscheinlichkeit sogenannter *exotischer Kerne*, das heißt Kernen die aufgrund ihres Verhältnisses von Protonen zu Neutronen instabil sind. Hier wird die Spaltwahrscheinlichkeit solcher Isotope bei Anregungsenergien, die etwa so hoch wie die Spaltbarrieren dieser Kerne sind, untersucht. Derartige Untersuchungen an kurzlebigen Isotopen wurden erst durch die Verwendung von relativistischen Sekundärstrahlen mit einer vollständig neuen Experimentiertechnik ermöglicht. Ein Teil der hier betrachteten Kerne zeichnet sich durch eine hohe Bindungsenergie und eine sphärische Form aus, die durch die gefüllte 126-Neutronen-Schale verursacht werden. Gleichzeitig weisen diese Kerne eine hohe Spaltbarkeit auf. In der Literatur finden sich umfassende Daten über die Lebensdauern von Spontanspaltern, sowie über die Spaltwahrscheinlichkeiten von leicht spaltbaren deformierten Aktiniden und von schwer spaltbaren sphärischen Isotopen um  $^{208}\text{Pb}$ . Diese werden mit gängigen Modellen zufriedenstellend beschrieben. Für die hier untersuchten Kerne liegen dagegen lediglich einige, aus vorangegangenen Experimenten bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung gewonnenen Ergebnisse zur Spaltbarkeit bei höheren Anregungsenergien vor, die nicht ohne weiteres mit den bisherigen Modellvorstellungen vereinbar sind [ScF79]. Das hier durchgeführte Experiment ermöglicht erstmals die gezielte Untersuchung der Spaltwahrscheinlichkeit bei niedrigen Anregungsenergien.

Die energetischen Verhältnisse der Kernspaltung wurden von Bohr und Wheeler [BoW39], sowie von Cohen und Swiatecki [CoS62, CoS63] im Rahmen des Tröpfchenmodells eingehend untersucht. Die Deformationsabhängigkeit des Gesamtpotentials und damit die Spaltbarriere werden von zwei deformationsabhängigen Termen - dem Coulombterm und dem Oberflächenterm - bestimmt. Somit ist die Veränderung des Potentials auf dem Weg zur Spaltung eine kleine

Differenz zweier großer Energien. Die so berechnete Spaltbarriere nimmt von  $^{208}\text{Pb}$  nach  $^{238}\text{U}$  stark ab und verschwindet ganz, wenn der Spaltbarkeitsparameter  $Z^2/A$  den Wert 50 erreicht. Aber bereits für Spaltbarrieren, die eine ähnliche Höhe wie die Amplitude der quantenmechanischen Nullpunktsschwingung um den Grundzustand haben, ist der Kern nicht mehr stabil gegen Spaltung. Das ist im Bereich der schwersten bisher synthetisierten Kerne um  $Z = 106$  der Fall.

Bei den vorangegangenen Überlegungen wurde die Schalenstruktur der Atomkerne allerdings nicht berücksichtigt. Diese Kernstruktureffekte machen in vielen Kerneigenschaften nur kleine Korrekturen aus. Zum Beispiel tragen Schaleneffekte des doppeltmagischen Blei-Isotops  $^{208}\text{Pb}$  zur Bindungsenergie von etwa 1600 MeV nur mit 13 MeV bei, was weniger als 1% ist. Bereits 1956 wurde jedoch von Swiatecki beobachtet, daß die Lebensdauern von spontanspaltenden Kernen drastisch von solchen Kernstruktureffekten beeinflußt werden [Swi56]. Eine Erhöhung der Bindungsenergie durch Schaleneffekte im Grundzustand um 1 MeV vermindert die Zerfallsraten um etwa 5 Größenordnungen. Diese auf der Basis nur spärlicher Daten aufgestellte Systematik der Spontanspalter hat sich im folgenden glänzend bewährt [PaS88]. Die schwersten bisher synthetisierten Kerne werden praktisch ausschließlich durch Schaleneffekte gegen Spaltung stabilisiert und zerfallen bevorzugt durch  $\alpha$ -Zerfall. Der starke Einfluß der Kernstruktureffekte auf die Spalteigenschaften erklärt sich daraus, daß die Größe der Schaleneffekte vergleichbar mit der Höhe der Spaltbarriere ist. Die enge Korrelation zwischen Grundzustandsschaleneffekt und Stabilität gegen Spontanspaltung macht allerdings auch klar, daß Schaleneffekte in der Nähe der Spaltbarriere den Spaltprozeß nur wenig beeinflussen, obwohl seit Nilsson [Nis55] bekannt ist, daß Schaleneffekte auch in deformierten Kernen auftreten. Rechnungen nach dem Strutinski-Verfahren [Str67, Str68] zeigen, daß Gebiete der Potentialenergielandschaft mit positiver Schalenkorrektur im Spaltprozeß energetisch günstig umgangen werden können, während Gebiete negativer Schalenkorrekturen nur bei eng begrenzten Deformationen auftreten und damit nur zu einer Potentialmulde führen. Sie begründen die Existenz der Spaltisomere, bewirken aber keine nennenswerte Veränderung in der Höhe der Spaltbarriere.

Zusammenfassend ergibt sich, daß Spontanspalter durch eine Erhöhung der Bindungsenergie im Grundzustand durch Schaleneffekte stark gegen Spaltung stabilisiert werden. Es liegt nahe, eine ähnliche Stabilisierung auch für die Spaltung aus angeregten Kernzuständen zu erwarten. Allerdings gehen hier auch andere Kerneigenschaften ein. Von großer Bedeutung sind die Charakteristika der Kernniveaudichte und zwar insbesondere solche, die von der Kerndeformation und von der Anregungsenergie abhängen.

Im Gegensatz zur theoretischen Beschreibung der Lebensdauer gegen Spontanspaltung, die die Berechnung der Potentiallandschaft und des für das quantenmechanische Tunneln relevanten Massentensors voraussetzt, wird die Spalttrate eines angeregten Kerns im Rahmen des statistischen Modells durch die Anzahl der Übergangszustände über die Spaltbarriere bestimmt [BoW39]. Bei Ver-

nachlässigung des Beitrags des Tunnelprozesses ist die Spaltbreite  $\Gamma_f$  durch das Verhältnis der Anzahl der bei gegebener Anregungsenergie  $E^*$  erreichbaren Niveaus oberhalb der Spaltbarriere mit der Höhe  $B_f$  und der Niveaudichte  $\rho_i$  bei derselben Anregungsenergie über dem Grundzustand gegeben:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho_i(E^*)} \int_{B_f}^{E^*} \rho_f(\epsilon) d\epsilon \quad (1.1)$$

In die Spaltwahrscheinlichkeit

$$P_f = \frac{\Gamma_f}{\sum_k \Gamma_k} \quad (1.2)$$

gehen noch die Zerfallsbreiten  $\Gamma_k$  für Teilchen- und Gammaemission ein, die ihrerseits wieder vom Verhältnis der Niveaudichten im jeweiligen Tochter- und Ausgangskern abhängen. Als Beispiel sei die Zerfallsbreite  $\Gamma_\nu$  für ein Teilchen (z.B. ein Neutron oder ein Proton) angegeben:

$$\Gamma_\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho_i(E^*)} \int_0^{E^* - S_\nu} \rho(\epsilon) \cdot T(E^* - S_\nu - \epsilon) d\epsilon \quad (1.3)$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $T(E)$  den Transmissionskoeffizienten für die Emission des Teilchens mit einer Separationsenergie  $S_\nu$  und einer kinetischen Energie  $\epsilon$ . Die Niveaudichte eines Kerns kann auf der Basis des Fermi-Gas-Modells abgeschätzt werden [Eri60, HuM72, Ric74]. Danach steigt die Niveaudichte im wesentlichen exponentiell mit der Energie an:

$$\rho(E^*) \sim \exp(2\sqrt{aE^*}) \quad (1.4)$$

Hier steht  $a$  für den Niveaudichteparameter. Bei Kernen, die durch Schalenefekte zusätzlich stabilisiert werden, muß allerdings berücksichtigt werden, daß sich diese Stabilisierung mit zunehmender Anregungsenergie auswäscht [HuM72]. Eine analytische Beschreibung dieser Energieabhängigkeit wurde von Ignatyuk [IgI75] in Form einer exponentiellen Funktion vorgeschlagen. Diese Exponentialfunktion ist für Anregungsenergien oberhalb von  $E^* \gtrsim 15$  MeV eine gute Näherung [ScD82], wenn man annimmt, daß das Einteilchenniveauschema nicht von der Kerntemperatur abhängt. Aus der Kernspektroskopie ist jedoch bekannt, daß die bisher betrachtete intrinsische Niveaudichte, die aus der Anregung wechselwirkungsfreier Nukleonen resultiert, nur einen kleinen Teil der Kernanregungen erklärt. Der größte Teil der beobachteten Niveaus resultiert aus einer Kopplung von intrinsischen und kollektiven Anregungen. Es gibt allerdings keine spektroskopischen Informationen darüber, bis zu welchen Anregungsenergien die kollektiven Anregungen existieren. Modelle [BjB73, HaJ83] sagen voraus, daß diese weit über den der Spektroskopie zugänglichen Bereich deutlich zu einer Erhöhung der Kernniveaudichte führen.

Einschränkungen des Modells der Übergangszustände (*Transition-State-Modell*) wurden theoretisch vorhergesagt und auch experimentell bestätigt [Kra40, HiR92].

Abweichungen zu diesem Modell ergeben sich aufgrund der Zeitskala, die für den Spaltprozeß wesentlich größer sein sollte als für die Emission von Teilchen oder Gammaquanten. Der Kern hat noch auf dem Weg zwischen Grundzustandsdeformation und Sattelpunktskonfiguration die Möglichkeit, Teilchen zu emittieren und die Anregungsenergie unter die Spaltbarriere abzusenken, so daß keine Spaltung mehr möglich ist. Je schneller der Kern sich deformieren kann, desto weniger Teilchen können bis zum Sattelpunkt emittiert werden. Deshalb können so indirekt Informationen über die Viskosität von Kernmaterie gewonnen werden [HiR92]. Experimentell zeigte sich in Produktionswirkungsquerschnitten für Projektilfragmente oberhalb von Blei, daß die sogenannte *dynamische Behinderung* der Spaltung für Anregungsenergien oberhalb von 100 MeV zu deutlichen Abweichungen von Vorhersagen des *Transition-State-Modells* führt [IgK95].

Für Untersuchungen zum Einfluß der Kernstruktur auf die Spaltwahrscheinlichkeiten sind Reaktionen mit Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere notwendig, da die Quantenstruktur des Kerns mit zunehmender Anregungsenergie verloren geht. Das gilt für die in dieser Arbeit untersuchte Spaltung nach elektromagnetischer Wechselwirkung bei Anregungsenergien  $E^* \approx B_f$ . Hier ist kein Einfluß der dynamischen Behinderung auf die Spaltung zu erwarten. Die ebenfalls studierten Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Wechselwirkung werden dagegen wesentlich durch sie bestimmt.

Vielfältige Experimente wurden bisher durchgeführt, um die Spaltwahrscheinlichkeit für eine große Zahl von spaltbaren Kernen als Funktion der Anregungsenergie zu bestimmen. Um Zustände bei niedrigen Anregungsenergien zu erreichen, wurden Neutroneneinfangreaktionen, Elektronenstreuung, Gammaabsorption sowie direkte Reaktionen und Fusionsreaktionen mit leichten geladenen Teilchen verwendet. Eine Kompilation der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten für Aktinide wird in [KuS84] gegeben. Die Ergebnisse für Kerne um  $^{208}\text{Pb}$  aus Fusionsreaktionen und Elektrospaltung werden in [MoT72, IgS85, MoJ85, RuJ96] und [TuC76] aufgeführt.

Bei der Beschreibung der Spaltwahrscheinlichkeit der im Grundzustand deformierten Aktiniden wurde die doppelhöckerige Form der Spaltbarriere sowie der Beitrag der kollektiven Anregungen zur Kernniveaudichte berücksichtigt [GaB76], wobei die Symmetrieklasse der jeweiligen Kernform in die Beschreibung einging. Allerdings waren auch Beschreibungen mit der intrinsichen Niveaudichte, berechnet nach dem Modell unabhängiger Nukleonen, ohne Berücksichtigung der kollektiven Anregungen recht erfolgreich [Rei81]. Es ist verständlich, daß der Einfluß der kollektiven Anregungen auf die Spaltwahrscheinlichkeiten von Kernen, die im Grundzustand deformiert sind, nicht sehr groß ist, da die Erhöhung der Niveaudichte durch Rotationsbanden über dem Grundzustand ähnlich stark ist wie über der Spaltbarriere. Bei Kernen, deren Grundzustand sphärisch ist, sollte der Einfluß von kollektiven Anregungen auf die Spaltwahrscheinlichkeit wesentlich stärker sein. Während über der Spaltbarriere weiterhin Rotationsbanden die Niveaudichte stark erhöhen, stehen den Kernen im Grundzustand nur Vibratio-

nen als kollektive Anregungen zur Verfügung. Aber auch bei den sphärischen Kernen um  $^{208}\text{Pb}$  konnten die Daten sowohl mit [IgI79, IgS85, IIM92, JuJ98] als auch ohne [Mor73, MoJ85, RuJ96] Berücksichtigung der kollektiven Beiträge zur Niveaudichte mit leicht unterschiedlichen Parametern (Spaltbarrieren und Niveaudichteparametern) beschrieben werden. Auch bei der Untersuchung des Einflusses von Schaleneffekten auf die Niveaudichte ergibt sich kein eindeutiges Bild. Während Ignatyuk diese Daten mit Hilfe eines energieabhängigen Niveaudichteparameters beschreibt [IgS75], gibt Moretto die Daten mit einer Rechnung wieder, die auf der Fermigas-Niveaudichte über einem fiktiven Grundzustand beruht, der der vollständigen Auswaschung der Schaleneffekte entspricht. Ein wesentlicher Grund für diese Mehrdeutigkeit liegt darin, daß diese Kerne sehr hohe Spaltbarrieren besitzen und Spaltung erst bei Energien oberhalb von 25 MeV beobachtet werden kann. Hier sind die Schaleneffekte im Tochterkern nach Neutronenabdampfung ohnehin schon stark gedämpft.

In diesem Zusammenhang sind schlüssigere Ergebnisse aus der Untersuchung von magischen Kernen mit kleineren Spaltbarrieren zu erwarten. Zwei Schalenabschlüsse sind besonders interessant. Das ist einerseits der Abschluß der 126-Neutronen-Schale, der durch die spaltbaren Isotope zwischen Blei und Uran zugänglich ist. Andererseits sollten die hier diskutierten Effekte in der Niveaudichte auch bei der Produktion von sphärischen, superschweren Kernen im Bereich des vorhergesagten doppelten Schalenabschlusses von  $Z = 114$  und  $N = 184$  eine wichtige Rolle spielen.

Experimentell leichter zugänglich sind die Isotope um die 126-Neutronen-Schale. So wurden diese Kerne bereits in Fusionreaktionen studiert [VeC84, SaC85, ScM91]. Das Ergebnis ist in Abbildung 1 dargestellt. Es zeigt sich, daß die 126-Neutronen-Schale sich nicht in einer höheren Überlebenswahrscheinlichkeit manifestiert, wie es von einer Rechnung mit Schaleneffekten und intrinsischer Niveaudichte vorhergesagt wird. Da die erhöhten Bindungsenergien dieser Kerne experimentell bekannt sind [AuW95] und mit einem sphärischen Grundzustand assoziiert werden können, ist die im Vergleich zur Rechnung geringere Überlebenswahrscheinlichkeit ein deutlicher Hinweis darauf, daß kollektive Anregungen bei einer theoretischen Beschreibung der Daten berücksichtigt werden müssen. Das Ergebnis einer solchen Rechnung liegt entsprechend näher an den Datenpunkten.

Eine neuere Untersuchung wurde mit einer anderen experimentellen Technik durchgeführt. Die Produktionswirkungsquerschnitte von Prä-Aktiniden und Aktiniden entlang der 126-Neutronen-Schale sind durch relativistische Projektilfragmentation von  $^{238}\text{U}$  untersucht worden. Als Beispiel sind die Daten für die gemessenen Actinium-Isotope in Abbildung 2 auf Seite 7 gezeigt. Diese Daten bestätigen den in den Fusionsexperimenten erwähnten Trend. Im Bereich des Schalenabschlusses ist keine Erhöhung der Produktionswahrscheinlichkeit feststellbar.

Als Fazit dieser beiden Experimente ergibt sich, daß der Beitrag von kollektiven

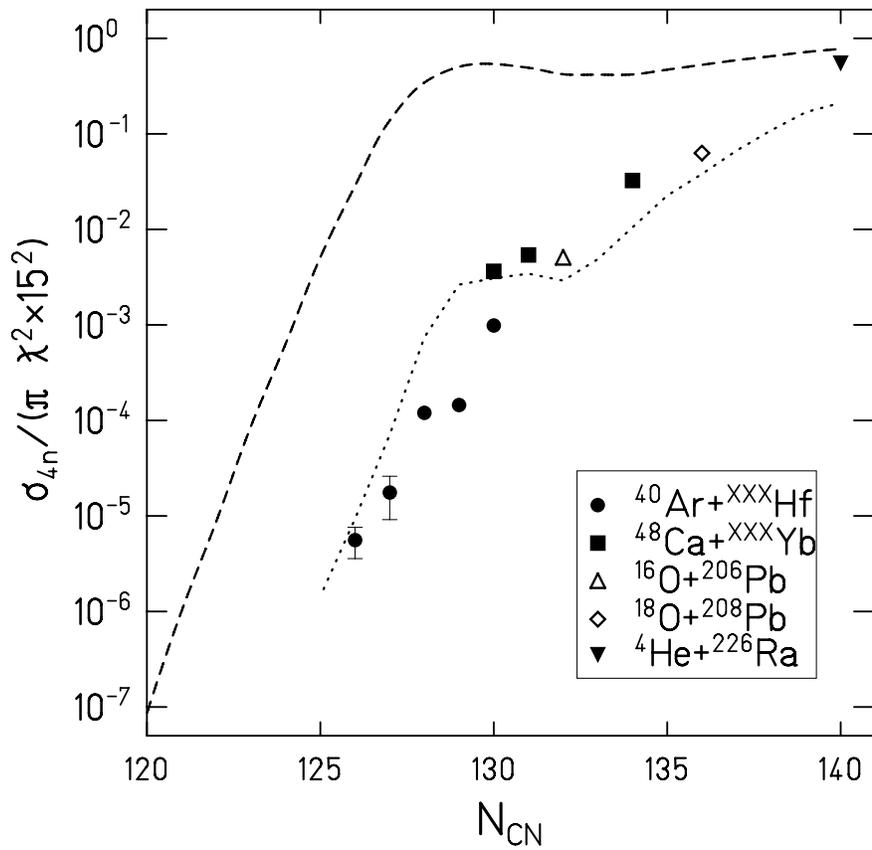


Abbildung 1: Aufgetragen ist der Produktionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{4n}$  für Fusionsprodukte nach Verlust von vier Neutronen, der mit einer der Bildungswahrscheinlichkeit näherungsweise entsprechenden Größe  $(\pi\lambda^2 \times 15^2)$  normiert wurde und damit einer Überlebenswahrscheinlichkeit gegen Spaltung entspricht. Dabei ist  $\lambda$  die de Broglie-Wellenlänge des Systems dividiert durch  $2\pi$ . Gezeigt sind verschiedene Thoriumisotope im Bereich der 126-Neutronen-Schale. Die Fusionspartner sind im Bild angegeben. Die gestrichelte Linie zeigt eine Evaporationsrechnung unter Berücksichtigung von Schaleneffekten und Paarbindung in der intrinsischen Niveaudichte. Diese Rechnung ist offensichtlich nicht in der Lage, die Daten zu beschreiben. Die gepunktete Linie ist eine Rechnung, bei der zusätzlich noch der Beitrag von kollektiven Anregungen in der Niveaudichte berücksichtigt wurde [VeC84, SaC85].

Anregungen zur Niveaudichte für sphärische Kerne die Spaltwahrscheinlichkeit und damit auch die Überlebenswahrscheinlichkeit drastisch verändern.

Im Vergleich zur Spontanspaltung ergibt sich also folgender Unterschied: Obwohl die starke Schalenstabilisierung bei der Spontanspaltung bisher nur für deformierte Kerne beobachtet wurde, ist diese nach unserem Verständnis auch für sphärische Kerne in gleicher Weise zu erwarten. Die Spaltwahrscheinlichkeit aus angeregten Zuständen sphärischer Kerne dagegen verhält sich völlig anders: Das Fehlen von Rotationsbanden über dem Grundzustand sphärischer Kerne wirkt der erwarteten Schalenstabilisierung entgegen, indem es die Spaltung begünstigt.

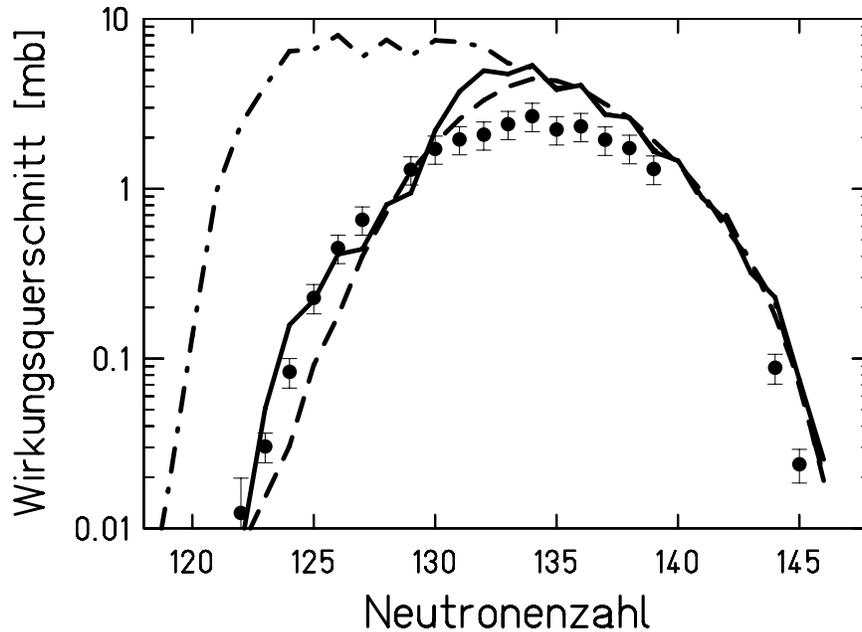


Abbildung 2: Produktionswirkungsquerschnitte der Reaktion  $^{238}\text{U}$  mit  $950 A \text{ MeV}$  auf Kupfer am Beispiel einer Actinium-Isotopenkette [JuJ98]. Interessant ist das Fehlen eines Maximums im Bereich der 126-Neutronen-Schale. Die Rechnungen ohne Berücksichtigung von kollektiven Anregungen (strichpunktirierte Linie) überschätzen den Querschnitt beträchtlich. Bemerkenswert ist, daß nicht nur die Rechnung mit Berücksichtigung kollektiver Anregungen (durchgezogene Linie), sondern auch eine Rechnung unter Vernachlässigung aller mikroskopischen Korrekturen basierend auf dem Tröpfchenmodell (gestrichelte Linie) die Daten beschreibt. Alle dargestellten Modellrechnungen basieren auf einer verbesserten Version des von Junghans *et al.* [JuJ98] diskutierten Abrasions-Ablations-Modells.

Die beiden oben diskutierten Experimentiertechniken waren in verschiedener Hinsicht begrenzt. Für die Fusionsreaktionen ist eine relativ hohe Anregungsenergie von meist mehr als 40 MeV ebenso ein Nachteil für das Studium von Kernstruktureffekten wie die relativ hohen Drehimpulse, die die Spaltbarriere modifizieren. Relativistische Projektilfragmentation von  $^{238}\text{U}$  produziert *Präfragmente* mit Energien, die teilweise wesentlich über 100 MeV liegen, und die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte für magische Projektilfragmente sind ein Maß für die Überlebenswahrscheinlichkeit einer Verteilung dieser Kerne im Verlauf einer Evaporationskaskade. Offensichtlich wird die Aussagekraft hier durch die über mehrere Evaporationschritte gemittelte Spaltwahrscheinlichkeit gemindert, obwohl einige Spaltreaktionen bei Anregungsenergien von nur wenigen MeV oberhalb der Spaltbarriere stattfinden. Ein weiteres Experiment, das in der Lage sein sollte, die Spaltwahrscheinlichkeit dieser Kerne direkt mit einer bekannten Anregungs-

energieverteilung zu messen, ist der nächste Schritt in dem Bemühen, den Einfluß von Kernstruktureffekten in der Nähe eines Schalenabschlusses zu verstehen. Ein solches Experiment wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit konzipiert, durchgeführt und analysiert.

Lazarev *et al.* [OgL85] haben schon früher versucht, die Spaltwahrscheinlichkeiten von Kernen in der Nähe der 126-Neutronen-Schale durch die Untersuchung von  $\beta$ -verzögerter Spaltung zu bestimmen. Allerdings sind die wenigen Ergebnisse sehr schwierig zu interpretieren.

Im folgenden Kapitel wird das Experiment beschrieben, das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, wobei alle experimentellen Komponenten, die zur Produktion und Identifikation der Sekundärstrahlen nötig waren, als auch der Aufbau des Sekundärstrahlexperiments diskutiert werden.

Der Fortschritt im Vergleich zu den bisherigen Experimenten liegt darin, daß es die Verwendung von Sekundärstrahlen ermöglicht, die interessierenden Kerne aus dem Grundzustand mittels eines geeigneten Reaktionsmechanismus anzuregen und dann die Spaltwahrscheinlichkeit zu messen. Die Probleme eines solchen Experiments liegen in der Produktion schwerer Sekundärstrahlen bei relativ niedrigen Primärstrahlintensitäten, in der Präparation und Identifikation der Sekundärstrahlen und der Wahl eines geeigneten Anregungsmechanismus.

Im dritten Abschnitt wird die Analyse der gemessenen Daten diskutiert, wobei neben der Identifikation der Sekundärstrahlen und der Extraktion der Spaltwirkungsquerschnitte auch auf notwendige Korrekturen und Meßungenauigkeiten eingegangen wird. Die Analyseschritte werden ausführlich an einem Beispiel erläutert.

Das vierte Kapitel präsentiert die gewonnenen Spaltwirkungsquerschnitte und erläutert die Umrechnung in Spaltwahrscheinlichkeiten für die Daten nach elektromagnetischer Anregung. Es wird ein detaillierter Vergleich aller Daten mit einem existierenden Modell [JuJ98] durchgeführt und Abweichungen zu diesem untersucht. Die Ergebnisse werden eine Antwort auf die Frage liefern, ob der Einfluß eines sphärischen Grundzustandsschaleneffekts Spaltung bei Anregungsenergien um 11 MeV unterdrückt. Eine Interpretation der Ergebnisse im Rahmen existierender theoretischer Vorstellungen wird durchgeführt.

## 2 Experiment

Die Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt ist weltweit als einzige in der Lage,  $^{238}\text{U}$ -Ionen auf eine Energie von 1 A GeV zu beschleunigen. Ein solcher Primärstrahl ermöglicht in Kombination mit dem Fragmentseparator (FRS) der GSI den Zugang zu einer großen Zahl von Sekundärstrahlen neutronenarmer Prä-Aktiniden und Aktiniden. Diese Isotope konnten bislang nur durch Fusions-Evaporations-Reaktionen erzeugt und untersucht werden [ScM91]. Die Verwendung von Sekundärstrahlen solch schwerer Kerne eröffnet insbesondere für die Untersuchung der Kernspaltung neue experimentelle Möglichkeiten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Experiment zur Messung von Spaltwirkungsquerschnitten neutronenarmer Isotope zwischen  $^{205}\text{At}$  und  $^{234}\text{U}$  entwickelt, aufgebaut und durchgeführt. Dabei wurden die Erfahrungen zweier vorangegangener Experimente [Sch94, GrA97] genutzt.

Der experimentelle Zugang zu den erwähnten Isotopen erfordert eine besondere Technik, die einerseits durch die hohen Anforderungen an die Identifikation und räumliche Separation der schweren Sekundärstrahlen und andererseits durch die Besonderheiten eines Spaltexperiments in inverser Kinematik bei relativistischen Energien vorgegeben wird. Das Experiment in Aufbau und Durchführung soll im folgenden beschrieben werden. Es setzt sich - wie alle Sekundärstrahlexperimente - aus zwei Teilen zusammen. Der erste Teil besteht in der Produktion, Separation und Identifikation der zu untersuchenden Sekundärstrahlen. Der zweite Teil ist dann die eigentliche Messung der Spaltwirkungsquerschnitte der Sekundärstrahlen nach elektromagnetischer Anregung in einem Bleitarget.

Die Produktionswirkungsquerschnitte von Projektilfragmenten in der Reaktion  $^{238}\text{U}$  mit 950 A MeV in einem Kupfertarget wurden bereits von Junghans *et al.* gemessen [JuJ98, Jun98]. Abbildung 3 auf der nächsten Seite zeigt den Bereich in dem die Produktionswirkungsquerschnitte 0.1 mb oder mehr betragen und damit ausreichend hoch sind, um Sekundärstrahlexperimente durchzuführen. Außerdem sind die Isotope gekennzeichnet, die als Sekundärstrahl im Rahmen des hier diskutierten Experiments erzeugt und auf ihre Spaltwahrscheinlichkeit hin untersucht wurden.

Das Experiment hatte neben der Messung der Spaltwahrscheinlichkeiten auch die Bestimmung der Elementausbeuten und der mittleren totalen kinetischen Energien der Spaltfragmente von Sekundärstrahlen nach Niederenergiespaltung zum Ziel, die von Steinhäuser *et al.* [StB96, Ste98] und Böckstiegel *et al.* [BoS97, Boe98] behandelt wurden. Weitere Details zu einzelnen Aspekten des Experiments finden sich in diesen Arbeiten.

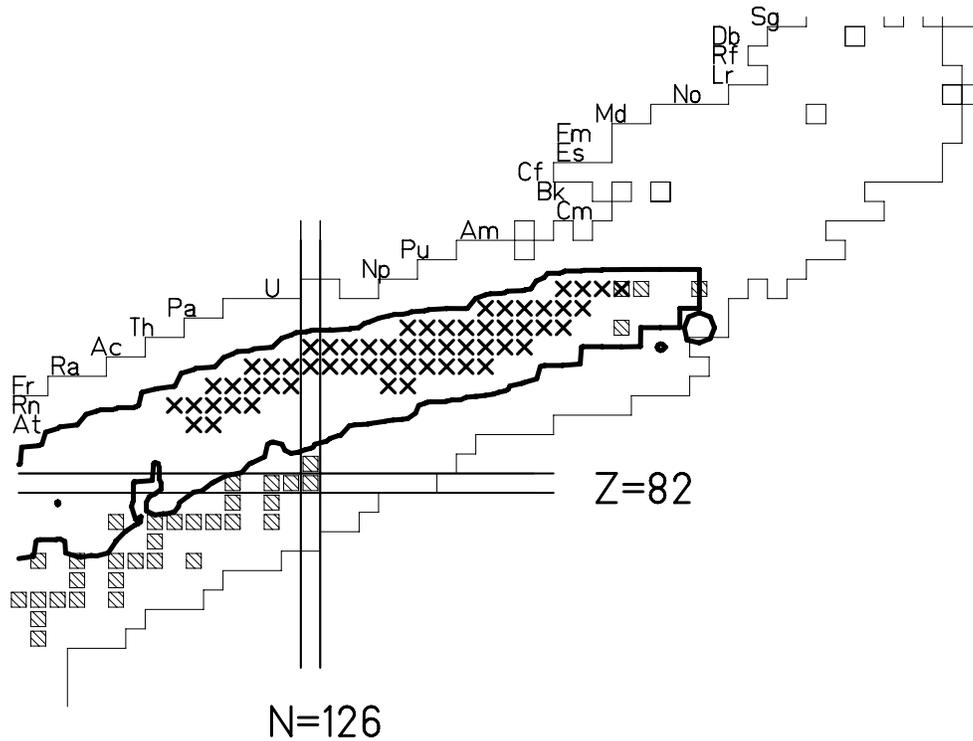


Abbildung 3: Ein Ausschnitt der Nuklidkarte im Bereich der schweren Kerne. Markiert ist der Bereich, in dem Produktionswirkungsquerschnitte von Projekttilfragmenten größer oder gleich 0.1 mb gemessen wurden [Jun98]. Die Unregelmäßigkeiten in den Grenzen des eingezeichneten Bereichs erklären sich daraus, daß die Messung nicht alle Kerne lückenlos erfaßt hat. Mit Kreuzen markiert sind Isotope, für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit Spaltwirkungsquerschnitte gemessen wurden.

## 2.1 Präparation der Sekundärstrahlen

Das Herzstück der Sekundärstrahlanlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung ist der Fragmentseparator [GeA92]. Am Eingang des Fragmentseparators befindet sich ein Target, in dem Sekundärstrahlen durch periphere Stöße bei relativistischen Energien erzeugt werden. Die *Projekttilfragmentation* zeichnet sich dadurch aus, daß die entstandenen Fragmente nahezu die Geschwindigkeit des einfallenden Primärstrahls haben und aufgrund der kinematischen Verhältnisse stark nach vorne gerichtet sind. Der nachfolgende Separator hat eine hohe Akzeptanz, die für eine hinreichend hohe Ausbeute an Fragmenten, die für weitere Experimente zur Verfügung stehen, notwendig ist. Ein weiterer Vorteil der hohen kinetischen Energien liegt in der Möglichkeit, Targets mit Massenbelegungen im Bereich von einigen  $\text{g}/\text{cm}^2$  zu verwenden und so die Reaktionsraten zu erhöhen, wodurch die Sekundärstrahlintensitäten weiter gesteigert werden können. Der Fragmentseparator besteht aus vier Dipolmagneten, mehreren Quadrupoldupletts und -tripletts zur Fokussierung und einigen Sextupolen zur Korrektur ionenoptischer Abbildungsfeh-

ler. Im hier diskutierten Experiment wurde der Fragmentseparator als zweistufiges Spektrometer verwendet, wobei jeweils zwei Dipolmagnete mit den zugehörigen Fokussierungselementen eine Stufe bilden. Die beiden Separatorstufen werden im Experiment mit unterschiedlichen magnetischen Feldern  $B_1$  und  $B_2$  und den zugehörigen magnetischen Steifigkeiten  $(B\rho)_1$  und  $(B\rho)_2$  betrieben. Zwischen beiden Stufen befindet sich in einer mittleren Abbildungsebene eine geformte Materieschicht, der sogenannte *Degrader*.

Für den Erfolg des Experiments ist es von entscheidender Bedeutung, aus der Masse der im Target produzierten Fragmente den für die physikalische Fragestellung interessanten Teil zu selektieren, um eine unnötige Belastung der Detektoren des Sekundärstrahlexperiments zu vermeiden und die Identifikation durch die räumliche Trennung zu erleichtern. Für diese Selektionsaufgabe reicht eine rein magnetische Trennung nicht aus. Daher wird mittels einer Materieschicht - dem *Degrader* - und einer zweiten magnetischen Stufe ein begrenztes Feld der Nuklidkarte ausgeschnitten, das für Spaltexperimente von Interesse ist. Die räumliche Separation ermöglicht die Untersuchung von bis zu 30 selektierten Isotopen am Ausgang des Separators, deren Identifikation in Abschnitt 2.3 behandelt wird.

In jedem der Dipolmagnete mit der Feldstärke  $B$  folgen die Fragmente jeweils einem Kreisbogen mit dem Radius  $\rho$ , der durch folgende Gleichung gegeben ist:

$$(B\rho)_1 = \frac{A\beta\gamma}{q} \frac{u \cdot c}{e} = 3.107 \frac{A\beta\gamma}{q} [\text{Tm}] \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung ist  $A$  die Massenzahl des Fragments,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\beta = \frac{v}{c}$  die Geschwindigkeit in Einheiten von  $c$  und  $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$  der Lorentzfaktor. Die Ionenladung ist  $q$ , die Elementarladung  $e$  und  $u$  die atomare Masseneinheit. Die Impulsverteilung der Projekttilfragmente hinter dem Target ist einerseits durch die Targetdicke gegeben, da unterschiedliche Reaktionsorte im Target zu unterschiedlichem Energieverlust der Fragmente führen und auch das Energieverluststraggling von der Targetdicke abhängt. Andererseits führt die Reaktion selbst zu einer Änderung des Longitudinalimpulses, was beispielsweise in [Mor89, HaG93] diskutiert wird. Der Fragmentseparator kann dieser Impulsverteilung Rechnung tragen, indem er als *Impulsverlustachromat* [Sch87] betrieben wird. In diesem ionenoptischen Modus werden Fragmente mit gleicher Masse und Ionenladung, unabhängig von ihrem Impuls hinter dem Target, auf der Bildebene hinter dem Fragmentseparator an annähernd derselben Position - erzwungen durch das Dickenprofil des Degraders - abgebildet.

Näherungsweise ist die Geschwindigkeit trotz der oben diskutierten Einflüsse hinter dem Target für alle Fragmente gleich, so daß sich Gleichung (2.1) in der ersten Dipolstufe zu  $(B\rho)_1 \sim \frac{A}{q}$  vereinfacht. Dies entspricht einer Separation gemäß dem Massen- zu Ladungsverhältnis. Bei den im Experiment verwendeten Energien treten nur vollständig ionisierte, sowie wasserstoff- und heliumähnliche Ionen mit nennenswerten Intensitäten auf. Daher erfolgt die Separation hauptsächlich nach dem Verhältnis  $A/Z$ .

Nach dieser ersten Selektion treffen die Projektilfragmente auf eine Materieschicht aus Aluminium, den *Degrader*. Die Dicke des *Degraders* beträgt etwa 50% der Reichweite der Projektilfragmente. Im *Degrader* erleiden die Fragmente einen Impulsverlust, der von Kernmasse  $A$ , mittlerer Ionenladung  $\bar{q}$  und der Geschwindigkeit  $\beta c$  abhängig ist. Die den Energieverlust bestimmende mittlere Ionenladung ist die entlang der Flugbahn des Fragments innerhalb des *Degraders* gemittelte Ionenladung. Sie ist bei gegebener Geschwindigkeit durch die Kernladung  $Z$  des Projektilfragments bestimmt. Die Form des *Degraders* - und damit der Impulsverlust entlang der mittleren Bildebene - ist variabel und ermöglicht es, die Dispersionseigenschaften des Spektrometers zu beeinflussen. Im *achromatischen Mode* ist die Form des *Degraders* in guter Näherung ein Keil.

Hinter dem *Degrader* haben die Fragmente eine Impulsverteilung, die im wesentlichen von dem Energieverlust in der Materieschicht abhängt. In der zweiten Separatorstufe wird nun diese Impulsverteilung gemäß Gleichung (2.1) analysiert und auf der Bildebene am Ausgang des Fragmenteseparators abgebildet. Die ionenoptische Selektion in der zweiten Hälfte des Fragmenteseparators erfolgt somit nach der Kernladung  $Z$ .

Die oben beschriebene Separationsmethode erbringt nur dann eindeutige Ergebnisse, wenn die Ionenladung in beiden Stufen des Fragmenteseparators bekannt ist. Diese Bedingung gilt auch für die später zu besprechende Identifikation der Sekundärprojekteile. Der einfachste Fall liegt vor, wenn die Ionenladung  $q$  gleich der Kernladung  $Z$  ist. Im vorliegenden Fall sollten Projektilfragmente im Bereich von Astat bis Uran voneinander getrennt werden. Als Randbedingung mußte einerseits die Forderung nach maximalen Intensitäten berücksichtigt werden, was für Uran bedeutet, daß im Synchrotron  $^{238}\text{U}^{73+}$  als höchster verfügbarer Ladungszustand beschleunigt werden konnte. Aus der maximalen Steifigkeit des Synchrotrons von 18 Tm ergibt sich damit eine verfügbare Primärstrahlenergie von 1 A GeV. Diese Energie ist nicht ausreichend, um hinter dem Target oder gar hinter dem *Degrader* alle zu trennenden Projektilfragmente vollständig zu ionisieren. Daher ist es notwendig, den Anteil der vollständig ionisierten Projektilfragmente durch Auswahl von geeigneten Targetmaterialien zu maximieren.

## 2.2 Target und Degrader

Targetmaterial und Targetmassenbelegung haben entscheidenden Einfluß auf die Produktionsraten der Sekundärstrahlen, aber auch auf unerwünschte Sekundärreaktionen und die Ionenladungsverteilung der Fragmente. Da der spezifische Energieverlust für Projektil und Fragmente im allgemeinen verschieden ist, wächst außerdem die Breite der Impulsverteilung mit der Targetmassenbelegung, was zu Intensitätsverlusten im Fragmentseparator führen kann. Daraus ergeben sich zum Teil widersprüchliche Anforderungen. Während eine hohe Produktionsrate bei gegebener Impulsverteilung der Fragmente für ein leichtes Targetmaterial spricht, ist der Anteil vollständig ionisierter Fragmente für schweres Targetmate-

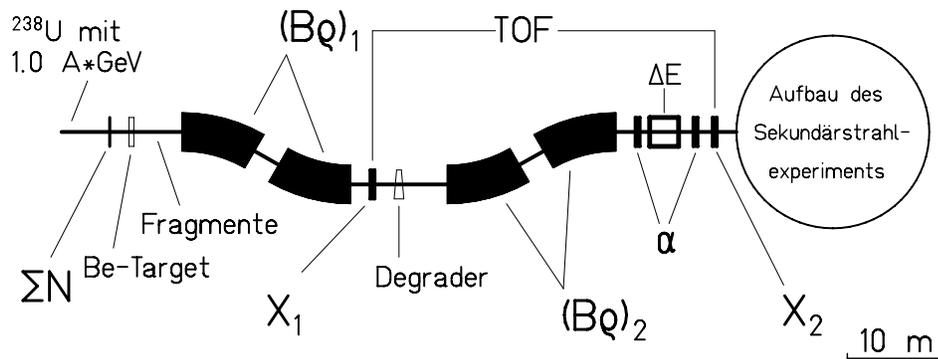


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Fragment separators und des Detektorsystems zur Identifikation von Sekundärstrahlen. Dargestellt sind die vier Dipolmagnete, sowie die Meßgrößen der einzelnen Detektoren:  $\Sigma N$  ist die mit dem Strahlstrommonitor gemessene Intensität der einfallenden Primärstrahlionen,  $B\rho$  die magnetische Steifigkeit,  $X$  die Position in horizontaler Richtung,  $TOF$  die Flugzeit,  $\alpha$  der Winkel der Fragmente beim Verlassen des Separators und  $\Delta E$  der Energieverlust in einer Ionisationskammer. Nähere Beschreibungen finden sich im Text. Die Größe der dargestellten Detektoren ist nicht maßstabsgerecht, um eine übersichtlichere Darstellung zu ermöglichen.

rial höher. Bei schwerem Targetmaterial nimmt aber der Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Anregung zu, die nur wenige Isotope in der Nähe des Projektils bevölkert oder zur Spaltung führt und daher im wesentlichen nur die Rate von unerwünschten Sekundärreaktionen erhöht. Um den experimentellen Anforderungen möglichst gut zu entsprechen, wurde ein Mischtarget verwendet. Strahlabwärts von dem  $(657 \pm 3) \text{ mg/cm}^2$  Berylliumtarget, das für eine hohe Produktionsrate sorgt, wurde eine Lage von  $(221.3 \pm 2.0) \text{ mg/cm}^2$  Niob aufgebracht, um den Prozentsatz vollständig ionisierter Projektilfragmente zu erhöhen.

Eine analoge Diskussion läßt sich nun auch bezüglich des *Degradermaterials* führen, wobei hier gefordert wird, daß der Anteil der hinter dem *Degradier* vollständig ionisierten Fragmente maximal und die Rate an Reaktionen, die Ladung oder Masse des Fragments ändern, minimal werden sollen. Die spezielle Form des Degraders stellt wesentlich höhere fertigungstechnische Anforderungen an das Material, als das für das Target der Fall war. Auch hier wurden wieder zwei Materialien verwendet. Der *Degradier* aus Aluminium wurde durch eine Folie aus  $104.8 \text{ mg/cm}^2$  Niob ergänzt. Die *Degradiermassenbelegungen* lagen im Experiment bei etwa  $3.5 \text{ g/cm}^2$ .

## 2.3 Identifikation

Eine Identifikation der Projektilfragmente ist notwendig, da die einzelnen Fragmente in Kernmasse  $A$  und Kernladung  $Z$  bekannt sein müssen, um Sekundärstrahlexperimente durchführen zu können. Dies verlangt ein Detektorsystem, das die verschiedenen Parameter der Projektilfragmente bestimmt, die für die Identifikation erforderlich sind.

Die magnetische Steifigkeit  $B\rho$  der Fragmente wird durch Messung der magnetischen Felder  $B_1$  und  $B_2$ , der Dipole der ersten und zweiten Stufe, sowie durch die Messung der Horizontal-Positionen durch den Szintillator bestimmt. Ein Szintillator in der mittleren Bildebene liefert ereignisweise die Position  $X_1$  der Fragmente in Dispersionsrichtung am Eingang der zweiten Separatorstufe, indem die Lichtlaufzeitdifferenz im Szintillator an den beiden gegenüberliegenden Seiten gemessen wird. Analog wird die Position  $X_2$  an der hinteren Fokalebene mit einem entsprechenden Szintillator gemessen. Aus der Kenntnis der Dispersion  $D$  und der Vergrößerung  $M$  in der zweiten Stufe folgt damit die relative magnetische Steifigkeit:

$$\frac{(\Delta B\rho)_2}{(B\rho)_2} = \frac{X_2 - X_1 \cdot M}{D} \quad (2.2)$$

Die Geschwindigkeit, die schließlich noch fehlt, um aus Gleichung (2.1) die Masse zu ermitteln, kann durch eine Flugzeitmessung zwischen den beiden oben erwähnten Szintillatoren bestimmt werden. Bei der Bestimmung der Flugzeit wird die Lichtlaufzeit in den Szintillatoren und die Abhängigkeit vom Winkel  $\alpha$  durch zwei Vieldrahtproportionalkammern hinter der 2. Stufe des Separators berücksichtigt.

Der Fragmentseparator und sein Detektorsystem sind in Abbildung 4 auf der vorherigen Seite schematisch dargestellt. Es wurde bereits in den Referenzen [VoB95, Vos95] ausführlich diskutiert. An dieser Stelle werden lediglich zwei Punkte erwähnt, die für das hier diskutierte Experiment wichtig sind.

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern (MWPC = *Multi-Wire Proportional Chamber*) zur Winkelbestimmung, sind im Abstand von 1.11 m voneinander positioniert. Beide Kammern befinden sich hinter einem Titanfenster, welches das Fragmentseparator-Vakuum abschließt. In dem hier diskutierten Experiment wurden die Anodenspannungen so optimiert, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für beide Detektoren über 95% lag. Ereignisse, die nicht von beiden Zählern registriert wurden, wurden in der nachfolgenden Analyse nicht berücksichtigt. Die Spannungen betragen 2790 V für die Kammer (*MW41*), die der Strahl zuerst passiert und 2545 V für die zweite Vieldrahtproportionalkammer (*MW42*).

Die im hier diskutierten Experiment verwendete Methode zur Messung der Kernladung besteht darin, den Energieverlust der Fragmente im *Degrader* zu nutzen, der bereits für die räumliche Separation eingesetzt wird. Diese Methode beruht auf den ionenoptischen Eigenschaften des Impulsverlustachromaten [Sch87]. Dabei wird die Kernladung aus der Änderung der magnetischen Steifigkeit durch

den Energieverlust in der Degraderschicht bestimmt. Der Degradier ist wesentlich dicker als die mittlere freie Weglänge zwischen den Änderungen der Ionenladung durch Umladungen. Wegen der Vielzahl der Umladungen ist der Energieverlust im Degradier daher ein eindeutiges Maß für die Kernladung der Spaltfragmente. Probleme, die sich für die Bestimmung der Ionenladung in einer Ionisationskammer für verschiedene Ionenladungszustände ergeben [Jon98], können mit dieser Methode vermieden werden. Die Energieverlustsignale der Ionisationskammer (MUSIC = *Multiple Sampling Ionisation Chamber*) dienen nur zur weiteren Unterdrückung von Untergrundeignissen durch Sekundärreaktionen im *Degradier*. Weitergehende Beschreibungen zur oben beschriebenen Identifikationsmethode finden sich in [VoB95, Vos95, JoS98, Jon98, Jun98].

Somit sind Masse und Kernladung idealerweise für jedes einzelne Fragment bestimmbar. Ein vorhandener Untergrund aus Sekundärstrahlteilchen, die im Separator nicht vollständig ionisiert sind, kann in der Analyse der Daten weitgehend unterdrückt werden. Darauf wird in Kapitel 3.1 näher eingegangen.

Die Anzahl der einfallenden Primärstrahlteilchen wird mittels eines Sekundärelektronen-Transmissionsmonitors [Zie92, JuC96] gemessen, um die Intensität der Synchrotronstrahlimpulse als Funktion der Zeit während des Experiments kontrollieren zu können. Die Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte für Sekundärstrahlen wurde bereits in einem früheren Experiment durchgeführt [JuJ98, Jun98].

## 2.4 Konzeption des Sekundärstrahlexperiments

Sekundärstrahlexperimente sind bei den vorhandenen Primärstrahlintensitäten auf möglichst hohe Reaktionsraten angewiesen. Im vorliegenden Fall lagen typische Intensitäten bei etwa 100 Projektilfragmenten eines gegebenen Isotops pro Sekunde. Durch die Möglichkeit, bis zu maximal 30 Sekundärstrahlen simultan zu untersuchen, konnte die Meßzeit zwar optimal genutzt werden, dennoch erlaubt nur ein Reaktionsmechanismus mit hohem Wirkungsquerschnitt in Kombination mit Targets hoher Massenbelegung die Durchführung solcher Experimente. Eine weitere experimentelle Randbedingung ist die durch die Produktion der Sekundärstrahlen vorgegebene Kinematik. Die Projektilfragmente verlassen den Fragmentseparator mit einer Energie von etwa 600 A MeV, was auf den ersten Blick ein Nachteil zu sein scheint, da konventionelle Experimente zur Niederenergiekernspaltung bei Energien im Bereich der Coulombbarriere durchgeführt wurden. Dies ist bei der Verwendung von relativistischen Sekundärstrahlen nicht möglich. Ein Abbremsen oder gar Stoppen der zu untersuchenden Isotope, um anschließend Spaltung beispielsweise durch Reaktionen mit geladenen Teilchen zu induzieren, ist in jedem Fall mit hohen Verlusten verbunden. Damit würde jedes Experiment durch die heute erreichbaren Luminositäten unmöglich werden.

Wesentlich vielversprechender ist es, die kinematischen Gegebenheiten zu nutzen

und Kernspaltung in inverser Kinematik zu untersuchen. Die Anregung der Projektile erfolgt durch periphere Stöße mit den Kernen eines Sekundärtargets. Bei Verwendung eines Targetmaterials mit hoher Ordnungszahl kommt es bei Reaktionen mit Stoßparametern, die größer als die Summe der Kernradien der Stoßpartner sind, zu einer Anregung durch elektromagnetische Wechselwirkung. Wie sich herausstellt, erfüllt diese Wechselwirkung die oben aufgestellten Anforderungen sehr gut. Der Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Anregung beträgt bei Stoßpartnern mit großer Kernladung mehrere Barn und sorgt so für eine hohe Reaktionsrate im Target. Die Anregungsenergieverteilung, die in Abschnitt A ausführlich diskutiert wird, liegt mit einer mittleren Anregungsenergie  $E^*$  von (11 - 12) MeV noch niedrig genug, um die hier interessierenden Kernstruktureffekte zu studieren, aber gleichzeitig hoch genug, um selbst die sehr neutronenarmen Kerne im Bereich der 126-Neutronenschale bis über deren Spaltbarriere anzuregen.

Die hohe Energie der Sekundärstrahlen erlaubt weiterhin die Verwendung von Targets mit hoher Massenbelegung sowie, durch die Fokussierung der Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung, die Verwendung eines experimentellen Aufbaus, der mit vergleichsweise wenig Aufwand eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit aufweist.

Zur Verwendung der elektromagnetischen Anregung gibt es keine realistische Alternative, wie von Böckstiegel [Boe94] bereits diskutiert wurde. Daher müssen auch zwei Nachteile dieses Anregungsmechanismus in Kauf genommen werden. Der erste Nachteil besteht darin, daß die dem Kern zugeführte Anregungsenergie nicht exakt bekannt ist. Selbst durch exklusive Experimente [RuM95] ist es bislang nicht gelungen, die Anregungsenergie beim Spaltprozeß ereignisweise zu bestimmen, und es scheint lediglich möglich, mit den bestehenden experimentellen Einrichtungen der GSI die Anregungsenergie auf einige MeV genau zu bestimmen [Boe94].

Der zweite Nachteil liegt in einem Untergrund aus unerwünschten Reaktionen mit Stoßparametern, die so klein sind, daß sich die Radien der Reaktionspartner überlappen. In derartigen Reaktionen dominiert die nukleare Wechselwirkung, und die induzierten Anregungsenergien liegen im Mittel deutlich höher als bei rein elektromagnetischen Reaktionen. Spaltung ist auch hier ein möglicher Abregungskanal, allerdings ist der spaltende *Compoundkern* nicht eindeutig bekannt (siehe Abschnitt 4.7. Im Anregungsprozeß können die Protonen und Neutronen durch Nukleon-Nukleon-Kollisionen so viel Energie gewinnen, daß sie das Kernpotential verlassen können. Die hohen Anregungsenergien führen dazu, daß ein *Präfragment* möglicherweise noch eine beträchtliche Anzahl von Nukleonen verliert, ehe es schließlich spaltet. Damit führt eine solche Reaktion, selbst wenn der auf das Target treffende Kern bezüglich Masse und Ladung bekannt ist, zu einer Verteilung von spaltenden Systemen, die eine breite Anregungsenergieverteilung haben. Eine genauere Diskussion der Spaltung nach nuklearer Wechselwirkung findet sich in Abschnitt 4.7. Daher sind durch nukleare Wechselwirkung dominierte Reaktionen, die zur Spaltung führen, ein unerwünschter Untergrund bei der

Untersuchung von Niederenergiekernspaltung. Dieser muß durch geeignete experimentelle Methoden unterdrückt werden.

Die Forderungen an den experimentellen Aufbau sind:

- Spaltung soll in einem sekundären Target induziert werden.
- Sie muß mit hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden
- Spaltung soll eindeutig als solche identifiziert werden.
- Spaltereignisse nach nuklearer Wechselwirkung müssen von Reaktionen nach elektromagnetischer Wechselwirkung getrennt werden.

In einem Pb-Target der Massenbelegung  $3.03 \text{ g/cm}^2$  wurde für  $^{224}\text{Th}$  eine totale Spaltrate von 2.2% erreicht. Die Kinematik erlaubte die Verwendung eines Detektorsystems in Vorwärtsrichtung, das nahezu den vollen Raumwinkel im Schwerpunktsystem des spaltenden Kerns abdeckt. Die Forderung nach der Unterdrückung des Untergrundes erweist sich als komplex. Um ihr nachzukommen, wurde die Kernladungszahl der beiden Spaltfragmente durch eine Energieverlustmessung bestimmt und mit der Kernladung des einfallenden Sekundärstrahlstrahls verglichen. Bis auf wenige in Kapitel A zu diskutierende Ausnahmen muß bei elektromagnetisch induzierter Kernspaltung die Summe der Kernladungen der Spaltfragmente gleich der Kernladung des spaltenden Systems sein. Mit dieser Forderung ist der Untergrund aus nuklearen Reaktionen noch nicht ausreichend unterdrückt. Daher wird eine Vergleichsmessung mit einem Target herangezogen, in dem nahezu keine elektromagnetischen Prozesse stattfinden.

Die Realisierung dieser Konzeption des Sekundärstrahlaufbaus wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

## 2.5 Aufbau des Sekundärstrahlexperiments

Der Aufbau des Sekundärstrahlexperiments befindet sich unmittelbar am Ausgang des Fragmenteseparators, der in Abbildung 4 auf Seite 13 dargestellt ist. Eine schematische Darstellung des Detektorsystems wird in Abbildung 5 gezeigt. Die separierten und identifizierten Projektilfragmente treffen von links kommend zunächst auf einen Szintillationszähler. Dieser Zähler liefert einerseits das Stoppsignal für die zur Identifikation verwendete Flugzeitmessung und die horizontale Position, andererseits dient der Detektor auch als Startdetektor für eine weitere Flugzeitmessung. In dem hauptsächlich aus Polyvinyltoluol ( $C_9H_{10}$ ) bestehenden Szintillatormaterial finden jedoch auch Reaktionen statt, die aufgrund der niedrigen Kernladung von Kohlenstoff und Wasserstoff in guter Näherung rein nuklearen Charakter haben. Daher können Spaltreaktionen im Szintillator als Referenzmessung nuklear induzierter Spaltung verwendet werden.

Nicht gespaltene Sekundärprojekteile treffen hinter dem Szintillator auf das Bleitarget. Das Target ist als *Aktives Target* ausgelegt. Es ist in 5 Bleifolien aufgeteilt, die sich in einem Zählgasvolumen unter Hochspannung mit abwechselnden Vorzeichen befinden. Damit ist es möglich nachzuweisen, in welcher Folie eine Reaktion, die zur Spaltung führt, stattgefunden hat. Insbesondere um Reaktionen vor und hinter dem Bleitarget zu diskriminieren, ist das Aktive Target unerlässlich.

Hinter dem Aktiven Target treffen die Spaltfragmente auf zwei horizontal übereinander angeordnete Szintillatoren. Die im Schwerpunktsystem des spaltenden Compoundkerns isotrop emittierten Spaltfragmente werden im Laborsystem innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von 80 mrad fokussiert, wobei auch Kleinwinkelstreuung in den Materieschichten am Ausgang des Separators berücksichtigt wurde. Die Trennung zwischen beiden Detektoren ist so gewählt, daß dieser Kegel in der Mitte halbiert wird und die zwei Spaltfragmente idealerweise in unterschiedlichen Szintillatoren nachgewiesen werden. Ein koinzidentes Signal beider Detektoren in Kombination mit dem Energieverlust in den Szintillatoren, ist die Bedingung, die für ein Spaltereignis gefordert wird.

Nachfolgend wird der Energieverlust der beiden Spaltfragmente in einer Doppelionisationskammer nachgewiesen. Die Kammer besitzt eine gemeinsame Kathode auf der Höhe des einfallenden, nicht gespaltenen Sekundärstrahls, die sie in zwei Ionisationsvolumina unterteilt. Durch eine Driftzeitmessung können die vertikalen Positionen der Spaltfragmente an jeweils 4 Anoden bestimmt werden. Durch eine spezielle Unterteilung der Anoden ist es außerdem möglich, die Position der Spaltfragmente in horizontaler Richtung zu bestimmen. Hinter der Doppelionisationskammer werden die Spaltfragmente in einer Flugzeitwand aus 16 Szintillatoren nachgewiesen, welche ein Stoppsignal für die Flugzeitmessung erzeugen. Die Flugzeitmessung ist notwendig, um zusammen mit dem Energieverlustsignal der Doppelionisationskammer die Kernladung der Spaltfragmente mit ausreichender Auflösung zu bestimmen (siehe Abschnitt 2.5.4).

Zwischen den einzelnen Detektoren befindet sich Luft, da aufgrund der hohen Reichweite von relativistischen Ionen und der Größe des Aufbaus eine Konstruktion im Vakuum technisch und finanziell in keinem Verhältnis zu den zu erwartenden Verbesserungen der Meßergebnisse stehen würde.

Die Charakteristika der einzelnen Detektoren werden im folgenden erläutert.

### 2.5.1 Aktives Target

Targets mit hoher Massenbelegung, wie sie hier verwendet werden müssen, haben den Nachteil, daß der genaue Reaktionsort in der Targetfolie und damit auch die Energie des Sekundärstrahls bei der Reaktion nicht mehr genau bekannt ist. Bei der Identifikation des Sekundärstrahls in den beschriebenen Detektoren durchläuft dieser vor dem Sekundärtarget mehrere Materieschichten, in denen Spaltung indu-

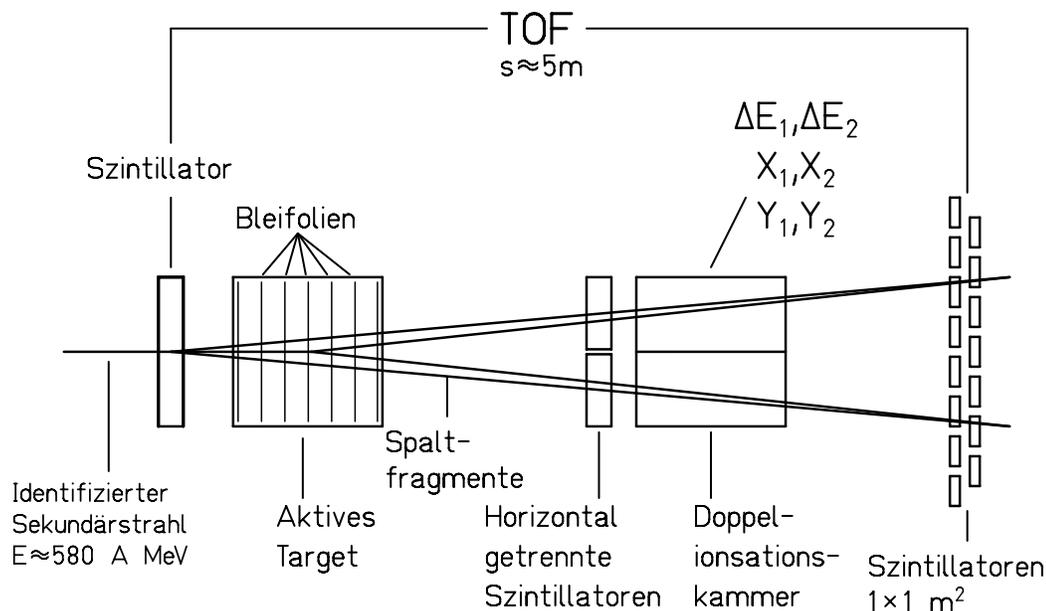


Abbildung 5: Der Aufbau des Sekundärstrahlexperiments am Ausgang des Fragmentseparators in schematischer Darstellung (Seitenansicht). Beschreibungen der einzelnen Detektoren finden sich im Text.

ziert werden kann. Aus der Notwendigkeit einer möglichst genauen Kenntnis des Reaktionsorts wurde das Aktive Target [Hei94] entwickelt.

Es besteht aus einer Kammer, die über ein Strahleintritts- und ein Strahlaustrittsfenster aus mit  $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Aluminium bedampfter  $25 \mu\text{m}$  dicker Kaptonfolie verfügt. Im Innern des Aktiven Targets befinden sich insgesamt 7 Folien in einem Abstand von jeweils 9.0 cm. Die erste und die letzte Folie bestehen aus Aluminium, die anderen fünf Folien aus Blei. Die Massenbelegungen sind in Tabelle 1 angegeben. Die Kammer ist mit einer Zählgasmischung aus 90% Argon und 10% Methan (technische Bezeichnung P10) unter Atmosphärendruck gefüllt. Die einzelnen Folien befinden sich abwechselnd auf Erdpotential und auf +1000 V. Dadurch werden die beim Passieren der Sekundärstrahlen erzeugten Ladungsträgerpaare voneinander getrennt und abgesaugt. Die 3 Anodenfolien werden mittels ladungsempfindlicher Vorverstärker ausgelesen (siehe Abschnitt 2.6).

Der Reaktionsort wird aus der Veränderung des Energieverlustes nach Spaltung bestimmt, da die Summe der Energieverluste der Spaltfragmente nur etwa halb so groß wie der Energieverlust des Sekundärprojektils ist. Durch die geometrischen Verhältnisse [Hei94] und die bereits erwähnten Probleme mit Ionenladungszuständen bedingt, ist die Energieauflösung des Aktiven Targets nicht ausreichend, um die Kernladung des passierenden Sekundärstrahls in jeder Sektion genau zu

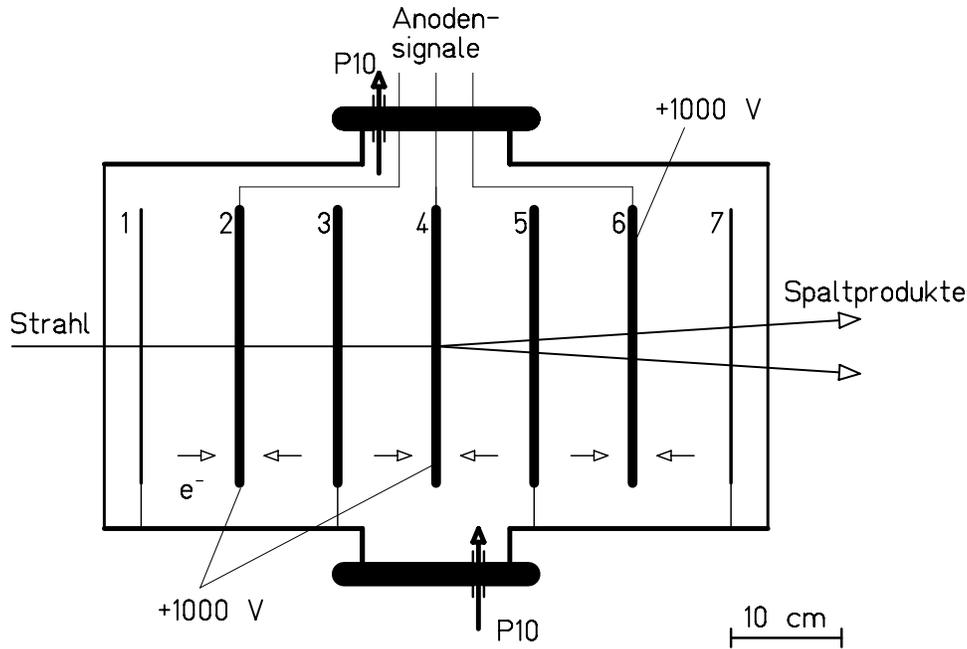


Abbildung 6: Der Aufbau des Aktiven Targets (Seitenansicht). Die Targetfoliennummerierung ist mit der in Tabelle 1 identisch. Die Targetfolien befinden sich abwechselnd auf Erdpotential und +1000 V. Die Anodensignale werden mittels ladungsempfindlicher Vorverstärker ausgelesen. Das Zählgas der Kammer (P10) wurde mit einem Fluß von ca. 10 l/h während des Experiments ausgetauscht. Ein Spaltereignis in der mittleren Targetfolie ist als Beispiel eingezeichnet. Die Absaugrichtung der freigesetzten Elektronen ist jeweils durch die Pfeile angedeutet.

ermitteln. Das Aktive Target dient lediglich dazu, den Spaltort zu bestimmen.

Foliennummer	Material	Massenbelegung [g/cm <sup>2</sup> ]
1	Al	0.027
2	Pb	0.60
3	Pb	0.61
4	Pb	0.60
5	Pb	0.61
6	Pb	0.61
7	Pb	0.027

Tabelle 1: Die Massenbelegungen der Folien im Aktiven Target. Die Bleifolien bestanden aus ihrem natürlichen Isotopen-Gemisch.

## 2.5.2 Szintillationsdetektoren zum Nachweis der Spaltfragmente

Hinter dem Aktiven Target befinden sich in einer Entfernung von 1.37 m zwei übereinander angebrachte Szintillatoren. Es handelt sich dabei um 3 mm dicke Detektoren aus BC420 [Bic93], die den Energieverlust eines passierenden Fragments messen. Im Fall einer Spaltreaktion vor den Detektoren können die beiden Spaltfragmente mit hoher Effizienz koinzident in beiden Szintillatoren nachgewiesen werden. Jeder Szintillator hat eine Höhe von 21 cm und eine Breite von 53 cm. Über Lichtleiter sind sie mit Sekundärelektronenvervielfachern des Typs Hamamatsu H2431 [Ham85] gekoppelt. Die aktive Fläche dieses Doppelszintillators ist ausreichend, um nahezu alle Spaltfragmente nachzuweisen. Der Aufbau wurde so justiert, daß die horizontale Trennung mit der mittleren Strahlhöhe identisch ist (siehe Abbildung 5), um eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit zu gewährleisten. Verluste entstehen durch den vertikalen Abstand der beiden Szintillatoren, der über die gesamte Breite kleiner als 1 mm ist. Weitere Verluste ergeben sich durch die endliche Strahlausdehnung in vertikaler Richtung. Daraus resultiert eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß beide Spaltfragmente im selben Szintillator nachgewiesen werden und somit nicht als Spalt Ereignisse erkannt werden.

Die Effizienz der beiden Szintillationsdetektoren zum Nachweis von Spaltung wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt, die in Kapitel 3.5.3 beschrieben wird.

Eine weitere Funktion des Doppelszintillators lag in seiner Anwendung als schneller *Trigger* für Spalt Ereignisse. Damit wurden in einem Teil des Experiments in der Datenaufnahme nur Ereignisse berücksichtigt, in denen die beiden Szintillatoren ein koinzidentes Signal lieferten. Während zur Messung der totalen Spaltquerschnitte jedes Sekundärprojektil, das vor dem Aktiven Target registriert wurde, als *Trigger* zugelassen wurde, konnte durch den speziellen Spalttrigger der Anteil an elektromagnetisch induzierter Spaltung mit erheblich weniger Totzeit gemessen werden.

## 2.5.3 Doppelionisationskammer

Die eigens für das vorliegende Experiment konzipierte und von B. Voss konstruierte Doppelionisationskammer (*TWIN-MUSIC = TWIN-Multiple Sampling Ionisation Chamber*) besteht aus zwei horizontal voneinander getrennten Zählgasvolumina, in denen der Energieverlust der beiden Spaltfragmente unabhängig voneinander gemessen wird. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 7.

Die Kammer verfügt als Eintritts- und Austrittsfenster über jeweils eine mit Aluminium bedampfte Kaptonfolie. Die Kammer ist mit dem Zählgas P10 (siehe oben) unter Atmosphärendruck gefüllt, wobei das Zählgas mit einem Fluß von 12-18 l/h ausgetauscht wird. Im Inneren der Kammer befindet sich innerhalb eines Feldkäfigs das aktive Volumen mit 80 cm Länge, 40 cm Höhe und 60 cm Breite. In

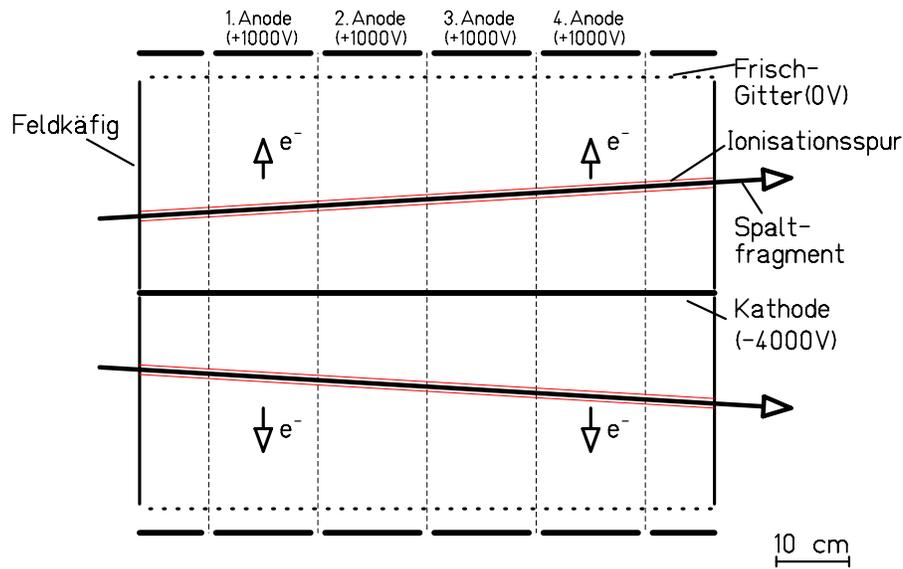


Abbildung 7: Seitenansicht des aktiven Volumens der Doppelionisationskammer.

einer Höhe von 20 cm wird das aktive Volumen durch die Kathode halbiert. Nach oben und unten wird das aktive Volumen jeweils durch ein Frisch-Gitter begrenzt, das dazu dient, die Ortsabhängigkeit der influenzierten Signale zu unterdrücken. Das Frischgitter besteht aus einem Edelmetallgewebe mit einem Drahtdurchmesser von  $50 \mu\text{m}$  und 80 Maschen pro Zoll. Jeweils 2 cm ober-, beziehungsweise unterhalb der beiden Frischgitter befinden sich die Anodenplatten. Die beiden 80 cm langen Anodenplatten sind strukturiert. Zunächst einmal sind sie in je 4 Einzelanoden von 15 cm Länge unterteilt. Zusätzlich gibt es in Strahlrichtung am Anfang und am Ende der Ionisationskammer je einen 10 cm langen Bereich, der zum Schutz vor Feldinhomogenitäten am Rand der Anodenplatte dient. Die Unterteilung in die verschiedenen Anoden erlaubt eine Messung der Driftzeit der Elektronen, die beim Durchgang der Spaltfragmente an verschiedenen Orten innerhalb der Kammer im Zählgas freigesetzt werden. Mit dieser Information kann die vertikale Position ( $Y$ ) der Spaltfragmente ereignisweise bestimmt werden. Die so gemessene Position ist für jede der vier Anoden ein Mittelwert über die Anodenlänge. Um auch noch die Position der Spaltfragmente in horizontaler Richtung ( $X$ ) messen zu können, wurde die Anodenfläche nochmals (siehe Abbildung 8 auf Seite 24) unterteilt. Spaltfragmente, die die Kammer nicht genau in ihrer horizontalen Mitte durchqueren, deponieren aufgrund der durch die Struktur vorgegebenen Flächenverhältnisse ungleiche Ladungsmengen in den beiden Anodenteilen. Aus diesem Ladungsverhältnis ergibt sich die Position in horizontaler Richtung.

Die Unterteilung der Anoden erfordert eine sorgfältige Eichung der Energiever-

lustsignale, damit die Signale beider Kammern sowie der einzelnen Anodenhälften aufeinander bezogen werden können. Das ist notwendig, weil jede Anodenhälfte über einen eigenen Analog-Digital-Wandler-Kanal verfügt. Die beiden Anodenplatten mit den unterteilten Einzelanoden befinden sich auf jeweils einer Platte aus 3.2 mm dickem Kunststoff (EPOXY FR4, Dielektrizitätskonstante  $\epsilon = 5$ ). Auf der den Anoden gegenüberliegenden Seite der Kunststoffplatte befinden sich fünf Metallstreifen. In Längsrichtung verlaufen diese Streifen über die gesamte Platte, die Breite beträgt 1 mm. Der zentrale Streifen verläuft exakt gegenüber der Anodenmitte. Rechts und links von diesem Streifen befinden sich jeweils zwei weitere Streifen mit je 10 cm Abstand. Wird ein Testpulsersignal auf einen der Streifen gegeben, so wird auf die darunterliegenden Anoden ein Ladungsimpuls induziert. Ein Signal auf dem zentralen Streifen deponiert in den jeweiligen Anodenhälften eine identische Ladungsmenge, während die anderen Streifen die Veränderung des Ladungsverhältnisses der Anodenhälften bei nicht-zentralen Ionenspuren simulieren können. Mit dieser Anordnung können auch die elektronischen Kontakte und die Elektronik der Kammer während des Experiments getestet werden.

Die äußeren Bereiche der Anodenplatte, die zum Schutz gegen Feldinhomogenitäten dienen, sind nicht strukturiert. Die Spannungen, mit denen die Kammer betrieben wird, sind für die Anoden +1000 V und für die Kathode -4000 V; das Frischgitter befindet sich auf Erdpotential. Diese Werte ergeben bei dem verwendeten Zählgas ein Optimum aus der höchstmöglichen Driftgeschwindigkeit und den geringstmöglichen Verlusten an Elektronen beim Durchgang durch das Frischgitter.

Die Unterteilung der Doppelionisationskammer in zwei Volumina macht natürlich nur dann einen Sinn, wenn sich die Kathode genau in Höhe der Strahlposition befindet, auf der die Spaltreaktionen stattfinden. Damit ist gewährleistet, daß für nahezu alle Spaltreaktionen die beiden Spaltfragmente in unterschiedlichen Kammern nachgewiesen werden. Ein weiterer Vorteil ergibt sich dadurch, daß Sekundärstrahlprojekte, die vor der Ionisationskammer nicht gespalten haben, die Kammer in unmittelbarer Nähe der Kathode passieren. Die langsam driftenden Zählgasionen werden dadurch sehr schnell abgesaugt, was den Betrieb der Kammer bei höheren Zählraten erlaubt und Rekombinationseffekte verringern hilft.

In unmittelbarer Nähe der Kathode zeigt sich eine starke Verringerung des nachgewiesenen Energieverlustsignals. Fragmente in unmittelbarer Umgebung der Kathode können nur ein kleineres, eben durch die Kathode begrenztes, Zählgasvolumen zur Ionisation nutzen. Dadurch werden weniger Ladungsträger erzeugt. Dieser Effekt wurde teilweise in der Analyse der Energieverlustsignale durch eine positionsabhängige Korrektur der Impulshöhe berücksichtigt. Ein Teil der Fragmente mußte allerdings von der Analyse ausgeschlossen werden. Daher wurde zur Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts der Doppelszintillator verwendet, der diese Einschränkung nicht hat.

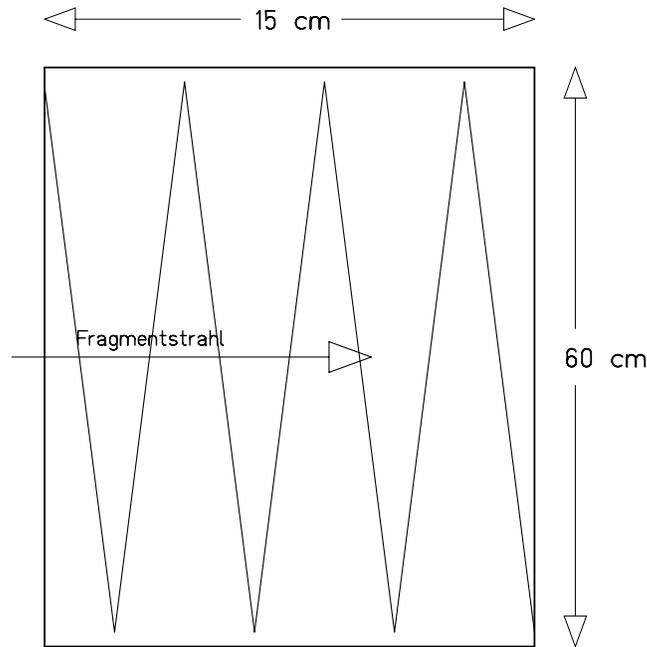


Abbildung 8: Schematische Darstellung einer einzelnen Anode von oben mit der Struktur zur Bestimmung der horizontalen Position durch Ladungsteilung. Eine mögliche Sekundärstrahltrajektorie ist gezeichnet, um die geometrischen Verhältnisse zu verdeutlichen. Die weißen Flächen stellen die aktiven Anodenflächen dar. An den schwarzen Linien wurde das Anodenmaterial abgeätzt, um einen Kontakt zu unterbinden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist die Darstellung nicht maßstabsgerecht.

#### 2.5.4 Flugzeitmessung

Der Szintillationszähler vor dem Aktiven Target und die Flugzeitwand liefern das Start- beziehungsweise Stoppsignal einer Flugzeitmessung. Diese Flugzeitmessung ist notwendig, um aus dem Energieverlustsignal der Spaltfragmente in der Doppelionisationskammer die Kernladung der Spaltfragmente zu bestimmen. Die Spaltfragmente haben hinter dem Aktiven Target eine relativ breite Geschwindigkeitsverteilung, die einerseits durch die unterschiedlichen Reaktionsorte im Target, und andererseits durch die Geschwindigkeitsverteilung, die durch die Spaltung nach nuklearer und elektromagnetischer Anregung selbst erzeugt wird, bedingt ist. Das soll im folgenden an einem Beispiel verdeutlicht werden.

Die Sekundärstrahlen haben am Eingang des Aktiven Targets eine Energie von  $520 \text{ A MeV}$ . Sollte bei dieser Energie Spaltung stattfinden, so ergibt sich für zwei Spaltfragmente, die im Schwerpunktsystem des *Compound*kerns mit kinetischen Energien von typischerweise  $1.0 \text{ A MeV}$  emittiert werden, eine Maximalenergie von  $573 \text{ A MeV}$  und eine Minimalenergie von  $470 \text{ A MeV}$ . Diese Energien errei-

chen Spaltfragmente, die im Schwerpunktssystem in Strahlrichtung beziehungsweise entgegengesetzt emittiert werden. Analog haben Sekundärstrahlen am Ausgang des Aktiven Targets eine Energie von  $320 A$  MeV, was zu Spaltfragmentenergien zwischen  $360 A$  MeV und  $283 A$  MeV führt. Berücksichtigt man den Energieverlust der am Targetanfang produzierten Spaltprodukte im Aktiven Target am Beispiel von  $^{93}\text{Kr}$  mit, so treten am Targetausgang Spaltfragmente in einem Energiebereich zwischen  $510 A$  MeV und  $283 A$  MeV auf.

Damit die Energieverlustmessung in der Doppelionisationskammer eine zuverlässige Information über die Kernladung der Spaltfragmente liefern kann, ist die Bestimmung der Geschwindigkeit der Spaltfragmente mittels einer Flugzeitmessung unerlässlich, um einzelne Kernladungen identifizieren zu können. Zusätzlich bietet diese Flugzeitmessung den Ausgangspunkt für eine Untersuchung der mittleren totalen kinetischen Energien als Funktion der Kernladung [Boe98].

## 2.6 Elektronik der Ionisationskammern

In Tabelle 2 ist die im Experiment für die Ionisationskammern verwendete Elektronik aufgeführt. Bei den Vorverstärkern ergibt sich aus dem Produkt der Rückkoppelkapazität  $C_f$  und dem Rückkoppelwiderstand  $R_f$  die Zeitkonstante. Diese sollte so gewählt werden, daß *Pile-up* vermieden wird. Die Signalhöhenverstärkung ist umgekehrt proportional zu  $C_f$ . In Experimenten mit Sekundärstrahlen, die relativistische Energien und Ionenladungen im Bereich von  $q = 90$  haben, können diese Signale recht hoch sein. Es ist daher notwendig, die Rückkoppelkapazität so zu wählen, daß die Vorverstärker nicht übersteuert werden.

Die wesentliche Größe, die die Hauptverstärker kennzeichnet, ist die *Shaping-Zeit*. Der Wert für die *Shaping-Zeit*, der die beste  $\Delta E$ -Auflösung liefert, ist von den geometrischen Verhältnissen in den Ionisationskammern abhängig. Eine Diskussion dieser Zusammenhänge findet sich für das Aktive Target in [Hei94] und allgemeiner in [PfG94, Mue96]. Durch geeignete Wahl der *Shaping-Zeit* kann man den Beitrag der niederenergetischen Elektronen möglichst vollständig aufnehmen, den Beitrag der die Auflösung verschlechternden  $\delta$ -Elektronen dagegen weitgehend unterdrücken. Die schließlich für die drei Ionisationskammern verwendeten Werte finden sich in Tabelle 2. Für die Doppelionisationskammer wurden außerdem verschiedene Hauptverstärkertypen getestet. Das schließlich verwendete Modell (em 1003) lieferte die besten Resultate.

Die Zeitsignale der Doppelionisationskammer wurden aus den Energieverlustsignalen der Vorverstärker gewonnen, die hinter dem Vorverstärker mittels *Lemo-T-Stücken* verzweigt wurden. Da jede Anode, wie in Abbildung 8 skizziert, in zwei Hälften unterteilt ist, ist es notwendig, für die Bestimmung der Zeitsignale die Vorverstärkerausgangssignale von jeweils zwei Anodenhälften zu summieren, andernfalls würde sich bei der Driftzeitmessung eine starke Abhängigkeit von der

	MUSIC	Aktives Target	Doppel-IC
Vorverstärker			
Typ	CSTA1	CSTA1	CSTA2
$C_f$ [pf]	4.7	10.0	4.7
$R_f$ [M $\Omega$ ]	10.0	20.0	20.0
$R_{HV}$ [G $\Omega$ ]	2.0	3.0	2.0
Hauptverstärker			
Typ	Canberra 2011	Canberra 2011	em 1003
<i>Shaping Time</i> [ $\mu$ s]	0.5	1.5	1.0
Pulsform	bipolar	bipolar	bipolar
Schnelle Hauptverstärker (Zeitsignale)			
Typ	-	-	FL8000*
<i>Constant Fraction</i> (Zeitsignale)			
Typ	-	-	CF8000
<i>Fraction</i>	-	-	0.2
Delay-Typ	-	-	DP1600
Verzögerung [ <i>ns</i> ]	-	-	300
Konvertierung Analog-Digital			
Typ	AD811	AD811	PS 7164** ( <i>ADC</i> )
Typ	-	-	PS 7186 ( <i>TDC</i> )

Tabelle 2: Die im Experiment für die Ionisationskammern verwendeten Geräte zur Impulsverarbeitung. Angegeben sind die Typbezeichnungen sowie die wichtigsten Konstanten. Weitere Details finden sich im Text. \* Der schnelle Hauptverstärker wurde so modifiziert, daß die beiden Signale von je der rechten und der linken Anodenstruktur addiert und dann verstärkt wurden. Damit konnte die Driftzeit unabhängig von der horizontalen Position in der Doppelionisationskammer bestimmt werden. \*\* Die Analog-zu-Digital-Konverter vom Typ Phillips 7164 wurden so modifiziert, daß das maximal zulässige Eingangssignal 10 V beträgt.

horizontalen Position ergeben. Zu diesem Zweck wurden die verwendeten schnellen Hauptverstärker so modifiziert, daß zwei Eingangssignale vor der Verstärkung summiert werden. Die Schaltung ist schematisch für eine Anode in Abbildung 9 auf der nächsten Seite gezeichnet. Das Startsignal für die Zeitmessung stammt von dem Szintillator vor dem Aktiven Target (SC41), der auch den *Gated master trigger* liefert, mit dem die *Gates* für die Analog-zu-Digital-Konvertierung erzeugt werden.

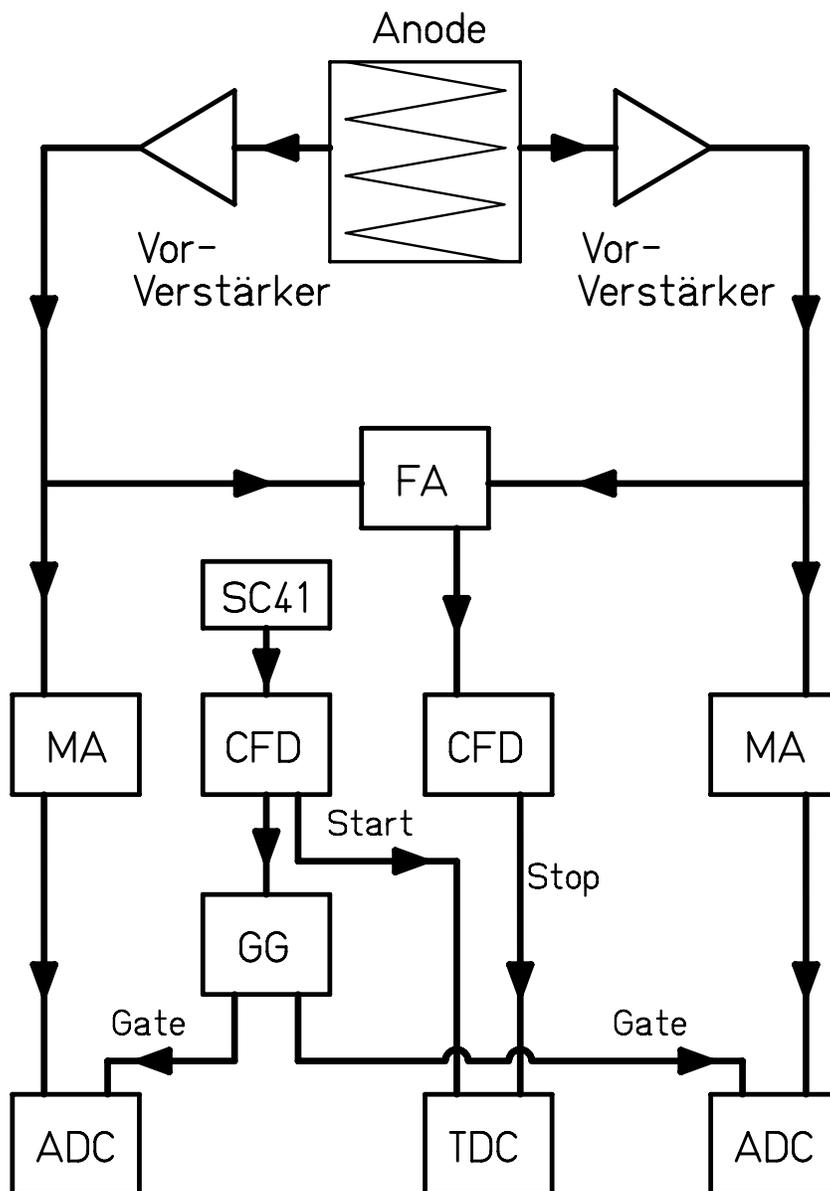


Abbildung 9: Schaltplan der Elektronikmodule der Doppelionisationskammer am Beispiel einer Anode. Das von den Vorverstärkern gelieferte Signal wird verzweigt. Das jeweilige Energieverlustsignal wird weiter verstärkt, geformt und schließlich digitalisiert. Zur Bestimmung der Driftzeit addiert der schnelle Hauptverstärker die Vorverstärkerausgangssignale vor der Verstärkung. Der Szintillator vor dem Aktiven Target (**SC41**) liefert sowohl das Startsignal für die Zeitmessung, als auch die *Gates* für die Digitalisierung der Energieverlustmessung. Nomenklatur: Hauptverstärker **MA** (*Main amplifier*), Analog-Digital-Konverter **ADC** (*Analog to Digital Converter*), schneller Hauptverstärker **FA** (*Fast amplifier*), Diskriminator **CFD** (*Constant-fraction discriminator*), **GG** (*Gate generator*) und Zeitkonverter **TDC** (*Time to Digital Converter*).

## 3 Datenanalyse

Wie das Experiment, so teilt sich auch die Analyse in zwei Teile auf: Die Identifikation der Sekundärstrahlen und die darauffolgende Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte. Beide Teile werden im folgenden diskutiert.

### 3.1 Identifikation der Sekundärstrahlen

Wie in Abschnitt 2 diskutiert wurde, können die meisten Projektilfragmente eindeutig in Kernladung und Kernmasse identifiziert werden. Probleme bereiten unvollständig ionisierte Fragmente, die unterdrückt werden müssen. Schwierigkeiten bei der Normierung der Sekundärreaktionswirkungsquerschnitte erwachsen daraus nicht, wenn nur Ereignisse mit eindeutig identifizierten Projektilfragmenten zur Analyse verwendet werden. Eine Totzeitkorrektur ist ebenfalls nicht erforderlich, da nur Ereignisse, die die Datenaufnahme registriert hat, zur Normierung herangezogen werden.

Der größte Teil der unvollständig ionisierten Fragmente wird in der Analyse durch einen von de Jong *et al.* [JoS98, Jon98] und Junghans *et al.* [Jun98] entwickelten Vergleich des Verhältnisses von Kernmasse zu Ionenladung ( $A/q$ ) in den zwei Stufen des Separators unterdrückt. In der ersten Stufe ergibt sich das Verhältnis  $A/q$  durch die Position an der mittleren Bildebene. In der zweiten Stufe ergibt sich das entsprechende Verhältnis durch die Messung der magnetischen Steifigkeit  $(B\rho)_2$  und der Flugzeit, die bei bekannter Flugstrecke die Geschwindigkeit liefert. Es gilt (vergleiche Gleichung (2.1)):

$$\frac{A}{q} = \frac{(B\rho)_2}{\beta\gamma} \cdot \frac{e}{c \cdot u} \quad (3.1)$$

Damit erhält man das in Abbildung 10 auf der gegenüberliegenden Seite gezeigte Spektrum. Die eingezeichnete Bedingung umschließt alle Fragmente mit gleichem Ionenladungszustand in beiden Separatorstufen. Alle Ereignisse außerhalb dieser Bedingung wurden für die weitere Analyse verworfen. Gleichzeitig unterdrückt diese Bedingung einen großen Teil der Ereignisse, bei denen die Projektilfragmente in den Materieschichten an der Mittelebene des Spektrometers eine Kernreaktion erleiden, denn dadurch wird im allgemeinen das  $A/q$ -Verhältnis geändert.

Der nächste Schritt in der Analyse der Daten ist die Korrelation der Positionen in der mittleren und hinteren Bildebene des Fragmenteseparators, die in Abbildung 11 auf Seite 30 gezeigt wird. Zu erkennen sind mehrere Bänder, die den einzelnen Elementen und deren Isotopen entsprechen. Als Beispiel wurde in der Abbildung die Protactinium-Kette einer Fragmenteseparatoreinstellung mit  $^{229}\text{Pa}$  als zentriertem Isotop umrandet. Die Kernladung jeder dieser Ketten wurde durch einen Vergleich mit einer ionenoptischen Rechnung mit dem Programm *Lieschen* [HaS92] ermittelt. Das Programm erlaubt, den Ort an der hinteren Bildebene zu berechnen, der ja ein Maß für den Energieverlust im *Degrader* und damit für die Kernladung ist.

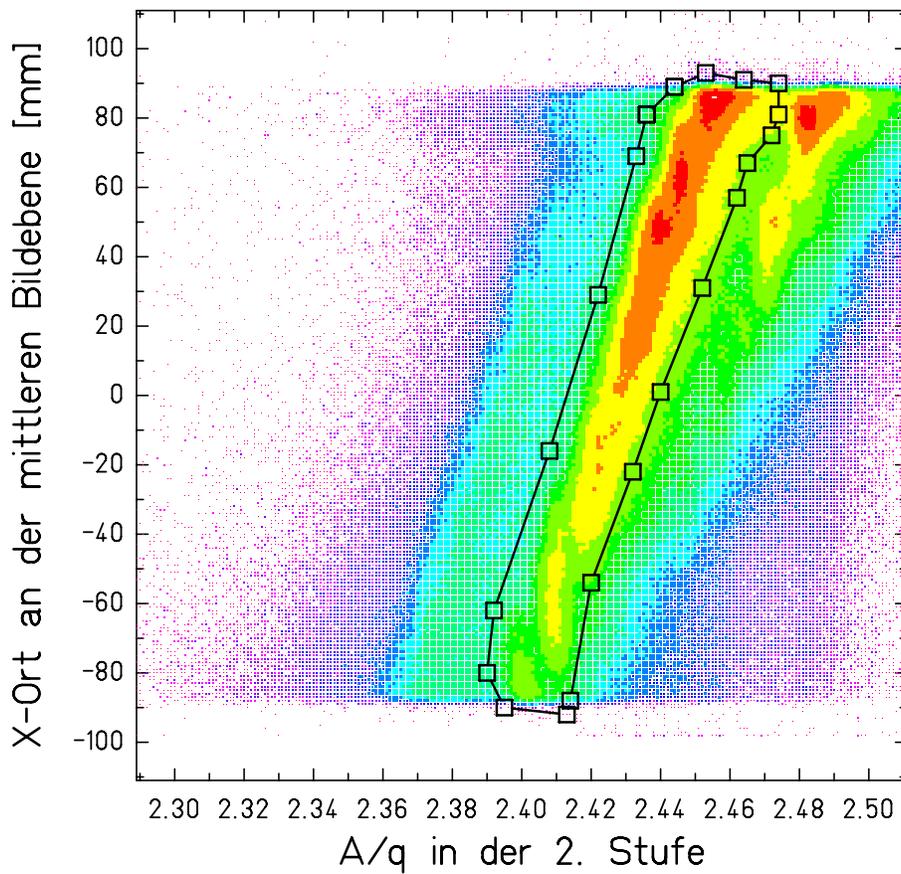


Abbildung 10: Spektrum zur Unterdrückung von Fragmenten, die nicht in beiden Fragmentseparatorstufen ein identisches Ladungs- zu Massenverhältnis  $A/q$  haben. Der  $X$ -Ort an der Mittelebene des Fragmentseparators ist ein Maß für das  $A/q$ -Verhältnis in der ersten Stufe des Fragmentseparators. Auf der Abszisse ist  $A/q$  in der zweiten Stufe, das durch Flugzeit- und  $B\rho$ -Messung bestimmt wurde, aufgetragen. Für die weitere Analyse werden nur Ereignisse verwendet, die sich innerhalb der umrandeten Fläche befinden.

Für jede Isotopenreihe wird das in Abbildung 12 auf Seite 31 gezeigte Spektrum akkumuliert. Bei bekannter Kernladung kann nach Gleichung (3.1) aus Flugzeit und magnetischer Steifigkeit die Isotopenmasse bestimmt werden, die hier als Korrelation mit der Position an der mittleren Bildebene gezeigt ist. Für die weitere Analyse werden für jede Masse in diesem Identifikationsspektrum die eingezeichneten, zweidimensionalen Bedingungen verwendet. Die Spektren der Detektoren im nun folgenden Sekundärstrahlexperiment werden alle unter einer solchen Bedingung akkumuliert.

Abbildung 12 zeigt, daß trotz des mehrstufigen Reinigungs- und Trennungsvorgangs ein Untergrundanteil verbleibt, dessen Ursprung nicht klar erkennbar ist. Ein Beitrag kommt von Fragmenten, die zwar in beiden Separatorstufen den gleichen Ionenladungszustand hatten, aber nicht vollständig ionisiert waren. Das sind zum größten Teil Ionen, die sowohl hinter dem Target, als auch hinter dem Degradierwasserstoffähnlich waren. Die Anzahl dieser Ionen, relativ zu den voll

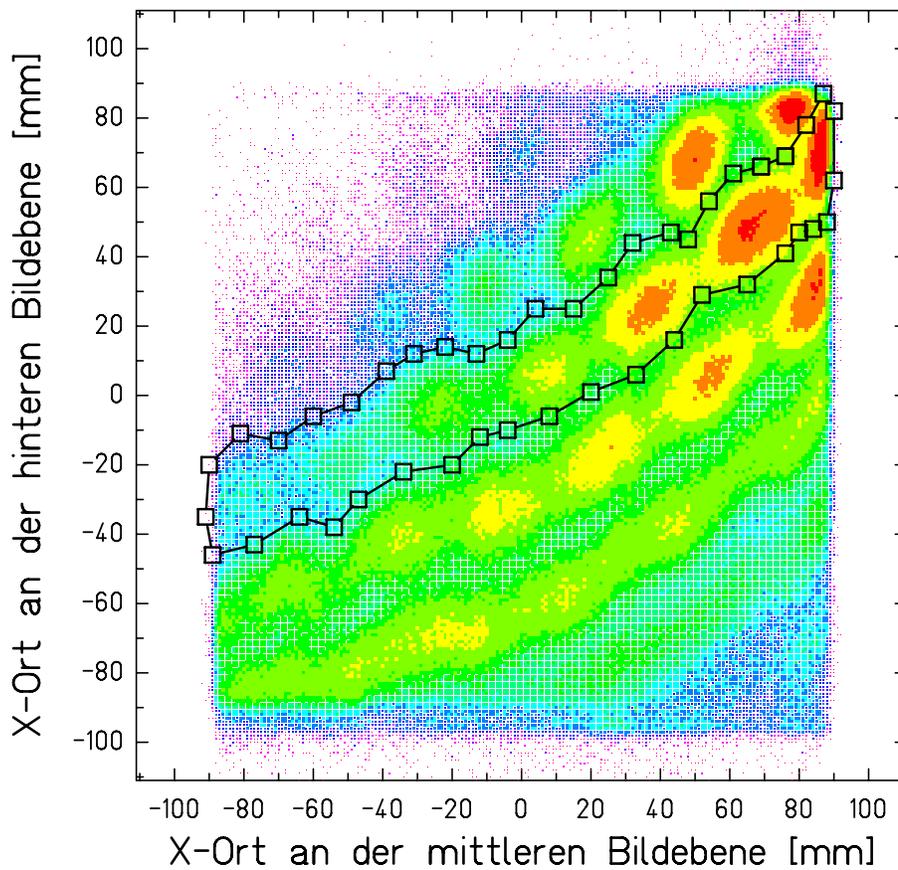


Abbildung 11: Dargestellt sind die Positionen der Projekttilfragmente an der mittleren und hinteren Bildebene des Fragmentseparators. Der eingezeichnete Polygonzug umrandet Protactinium-Fragmente verschiedener Massenzahl. In dieser Einstellung des Separators war  $^{229}\text{Pa}$  in beiden Bildebenen zentriert.

ionisierten Projekttilfragmenten, konnte abgeschätzt werden: Ein Isotop  $X(A, Z)$ , das in beiden Separatorstufen in einem wasserstoffähnlichen Ionenladungszustand vorliegt, wird in einem Identifikations-Spektrum (Abbildung 12) etwa an der Position abgebildet, an der auch ein in beiden Stufen vollständig ionisiertes Fragment  $Y(A + 5, Z + 1)$  liegt. Als Beispiel hat das Isotop  $^{233}\text{U}$  einen Untergrund, der aus  $^{228}\text{Pa}$ -Fragmenten im wasserstoffähnlichen Ladungszustand besteht. Aus [Jun98] ergibt sich das Verhältnis der Produktionswirkungsquerschnitte von Sollkern  $\sigma_s$  ( $^{233}\text{U}$ ) und dem Isotop im wasserstoffähnlichen Ladungszustand  $\sigma_k$  ( $^{228}\text{Pa}$ ) für dieses Beispiel:

$$\frac{\sigma_k}{\sigma_s} = 0.279 \quad (3.2)$$

In einer Fragmentseparatoreinstellung bei der  $^{229}\text{Pa}$  in beiden Bildebenen zentriert war, ergibt sich mit dem Programmcode *Lieschen* [HaS92] für das Verhältnis von wasserstoffähnlichen zu voll-ionisierten  $^{228}\text{Pa}$ -Ionen in der ersten Stufe:

$$\left( \frac{P(q = 90)}{P(q = 91)} \right)_1 = 0.122 \quad (3.3)$$

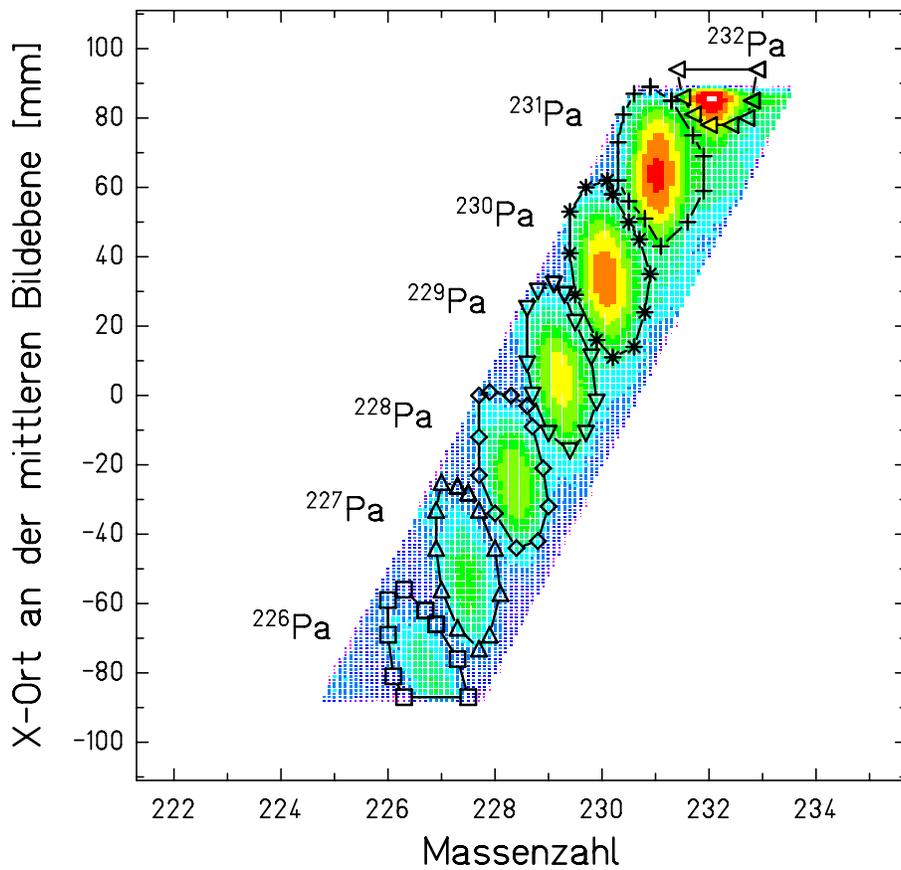


Abbildung 12: Das Identifikationsspektrum am Beispiel der Protactinium-Isotope einer Fragmentseparatoreinstellung, in der das Element Protactinium aus dem in Abbildung 11 gezeigten Spektrum ausgewählt wurde. Aufgetragen sind die Position an der mittleren Bildebene gegen die Masse des Sekundärstrahls. Die dargestellten, Polygonzüge wurden als Begingungen für die weitere Analyse des Sekundärstrahlexperiments verwendet.

Hier ist  $P(q = 90)$  die Wahrscheinlichkeit, daß die  $^{228}\text{Pa}$ -Ionen im wasserstoffähnlichen Ladungszustand vorliegen und entsprechend ist  $P(q = 91)$  die Wahrscheinlichkeit mit der die  $^{228}\text{Pa}$ -Ionen vollständig ionisiert sind. Für die zweite Stufe des Separators liefert das Programm:

$$\left( \frac{P(q = 90)}{P(q = 91)} \right)_2 = 0.286 \quad (3.4)$$

Damit folgt für die Anzahl von Ereignissen der Ionen im wasserstoffähnlichen Ladungszustand  $N_H$  des Kerns  $^{228}\text{Pa}$  zu der Anzahl von Ereignissen des Sollkerns  $^{233}\text{U}$   $N_s$ :

$$\frac{N_H}{N_s} = 9.7 \cdot 10^{-3} \quad (3.5)$$

Als zweites, typisches Beispiel wurde als Sollkern  $^{222}\text{Ac}$  gewählt. Hier ergibt sich ein Verhältnis von  $\frac{N_H}{N_s} = 1.8 \cdot 10^{-2}$  für den Untergrund aus nicht voll ionisierten  $^{217}\text{Ra}$ -Kernen. Auch in den ungünstigsten Fällen überschreitet das Verhältnis

einen Betrag von 6.5 % nicht. Eine Korrektur dieses Beitrags ist schwierig, da die Position dieses Untergrundes nicht exakt mit der des Sollkerns zusammenfällt, die zweidimensionale Bedingung auf den Sollkern also nur einen Teil dieses Untergrundes auswählt. Dieser Teil ist nicht zuverlässig bestimmbar, da die Lage des Untergrundes, wie sie von Modellrechnungen vorausgesagt wird, experimentell nicht überprüft werden kann. Weil zudem dieser Untergrund nahezu den gleichen Spaltbarkeitsparameter  $Z^2/A$  besitzt und deshalb sehr ähnliche Spaltwirkungsquerschnitte erwartet werden, wurde auf eine Korrektur verzichtet. Ein weiterer Beitrag zum Untergrund entsteht durch Sekundärreaktionen in den Materieschichten in der mittleren Bildebene des Separators. Darüber hinaus wird die Flugzeitauflösung insbesondere bei höheren Zählraten an der mittleren Bildebene schlechter, was zu einem Untergrund durch fehlerhafte Flugzeitsignale führt. Eine genauere Analyse dieses Beitrags zum Untergrund wird im Abschnitt 3.6 durchgeführt.

### 3.2 Bestimmung der totalen Spaltwahrscheinlichkeit im Aktiven Target

Das Aktive Target erlaubt, zwischen Spaltereignissen im Aktiven Target und Spaltereignissen davor - hauptsächlich im Szintillator - zu unterscheiden. Dazu wird in den verschiedenen Sektionen des Aktiven Targets der Energieverlust gemessen. Der Energieverlust eines Spaltfragments ist proportional zum Quadrat seiner Ladung  $Z_f$ . Da sich bei Spaltung die Ladung  $Z_{sb}$  des spaltenden Kerns in guter Näherung halbiert, halbiert sich auch der Energieverlust:

$$\Delta E \sim 2 \cdot Z_f^2 = 2 \cdot \left( \frac{Z_{sb}}{2} \right)^2 = \frac{Z_{sb}^2}{2} \quad (3.6)$$

Diese starke Änderung erlaubt es, selbst bei einer begrenzten Energieauflösung, die Targetfolie, in der Spaltung stattfindet, zu bestimmen.

In jeder Anode des Aktiven Targets (siehe Abbildung 6 auf Seite 20) werden die Elektronen aufgesammelt, die in zwei benachbarten Gasvolumina beim Passieren eines Sekundärstrahls oder zweier Spaltfragmente durch Ionisation freigesetzt werden. Das gemessene Ladungssignal für den Sekundärstrahl, der eine solche Anodensektion durchquert, ist das maximal mögliche. Wenn die Sektion von zwei Spaltfragmenten durchquert wird, dann ist die Signalhöhe halbiert. Für eine Reaktion in der Anodenfolie ist das Energieverlustsignal in einem Gasvolumen maximal und im anderen halbiert, so daß sich in der Summe ein Signal mit einer Höhe von 3/4 des Maximums ergibt. Durch geeignete Bedingungen lassen sich in der weiteren Analyse Spaltereignisse vor und in den Bleifolien getrennt analysieren. Dies ist in Abbildung 13 auf Seite 34 dargestellt. Alle Ereignisse außerhalb der beiden Bedingungen werden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

Zu beachten ist, daß das Aktive Target lediglich erlaubt festzustellen, daß Spaltung vor der ersten oder nach der letzten Sektion stattgefunden hat. Ob die Spaltung

damit auch vor der Kammer oder im Eintrittsfenster oder in der ersten Aluminiumfolie stattgefunden hat, ist nicht unterscheidbar. Um Reaktionen in der ersten und der letzten Folie aus Aluminium zu vermeiden, werden diese möglichst dünn gehalten. Die Annahme, daß es sich bei Spaltung vor der ersten Targetsektion um Spaltung im Szintillator handelt, ist aber in guter Näherung gültig. Für die später zu diskutierenden physikalischen Aussagen ist diese Näherung kein Nachteil, da alle Materieschichten vor dem Aktiven Target eine niedrige Kernladung aufweisen und sich so als Referenztarget für fast ausschließlich nuklear-induzierte Spaltung eignen. Das Aktive Target ist außerdem nicht in der Lage, Reaktionen im Zählgasvolumen von solchen in den Targetfolien zu unterscheiden. Die nukleare Reaktionsrate für  $^{222}\text{Th}$  in dem gesamten Zählgasvolumen beträgt 0.74 % gegenüber 6.6% im Blei. Diese Werte wurden mit der von Benesh und Mitarbeitern [BeC89] vorgeschlagenen Parametrisierung für nukleare Reaktionswirkungsquerschnitte berechnet. Nur ein Bruchteil der nuklearen Reaktionen im Zählgas führt zur Spaltung. Diese Spaltereignisse werden in der weiteren Analyse zunächst nicht von nuklear-induzierten Spaltereignisse in Blei getrennt. Die gemessenen nuklearen und totalen Spaltwirkungsquerschnitte werden daher später entsprechend korrigiert (siehe Abschnitt 3.5.2), um Spaltwirkungsquerschnitte im Bleitarget zu erhalten. Der Anteil der elektromagnetischen Spaltung im Zählgas macht dagegen nur etwa 0.3% des Anteils im Bleitarget aus, da zusätzlich zur unterschiedlichen Massenbelegung die etwa quadratische Abhängigkeit des Spaltwirkungsquerschnitts nach elektromagnetischer Anregung von der Kernladung des Targetmaterials berücksichtigt werden muß. Er kann daher vernachlässigt werden.

Es war in der Analyse notwendig, die Drift der Energieverlustsignale des Aktiven Targets mit der Zeit zu korrigieren. Die Ursache für die Veränderung lag an den atmosphärischen Bedingungen während des Experiments, da Luftdruck- und Lufttemperaturschwankungen zu einer Veränderung der Zählgasdichte im Detektor und damit des Energieverlustsignals führten. Auch eine eventuelle Veränderung in der Zusammensetzung des Zählgases könnte von Bedeutung sein.

Die Bestimmung der totalen Spaltrate im Aktiven Target  $\sigma_f^{tot}(AT)$  ist in Abbildung 14 illustriert. Die Normierung erfolgt durch das Identifikationsspektrum auf der linken Seite. Die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Bedingungen liefert für jeden Sekundärstrahl die Zahl der einfallenden Projektilfragmente  $N_0$ . Unter der in Abbildung 13 gezeigten Bedingung auf Spaltung im Bleitarget wird das Energieverlustsignal der beiden Szintillatoren hinter dem Aktiven Target akkumuliert. (Abbildung 14, rechts). Der Szintillator hat eine deutlich höhere Effizienz als die nachfolgende Doppelionisationskammer, was daran liegt, daß im Bereich der Kathode das Ionisationsvolumen eingeschränkt ist (siehe Abschnitt 2.5.3). Daher wird zur Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts der Doppelszintillator eingesetzt, obwohl er über eine niedrigere Energieverlustauflösung verfügt.

Spaltereignisse unterscheiden sich mit ihrer charakteristischen Korrelation deutlich von anderen Ereignissen, die zumeist nur in einem der beiden Zähler einen nennenswerten Energieverlust liefern. Die Ereignisse innerhalb der gezeigten Be-

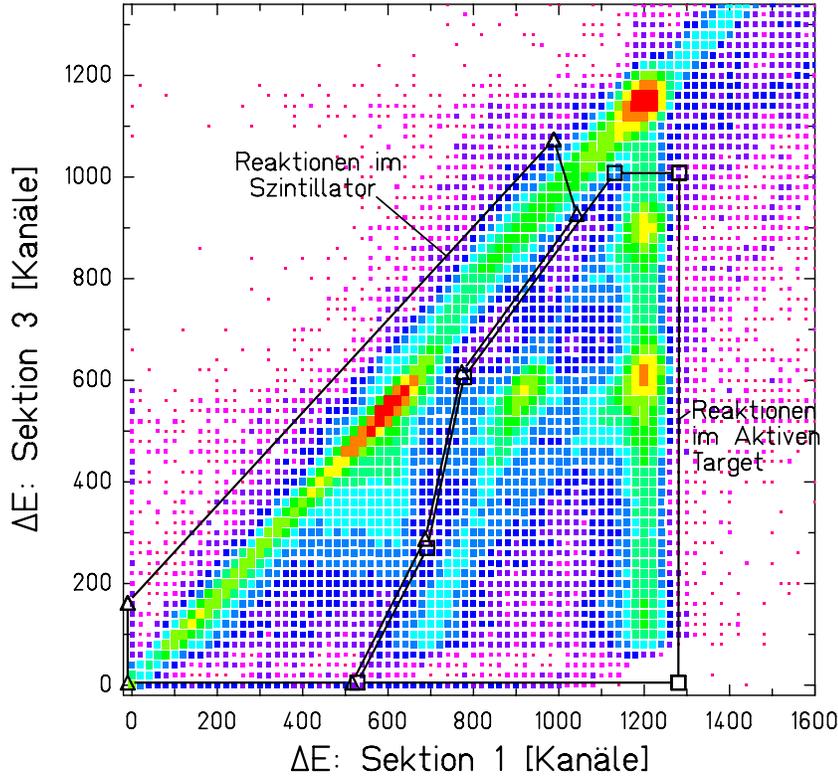


Abbildung 13: Zweidimensionales Energieverlustspektrum der ersten und der dritten Sektion des Aktiven Targets. Spaltereignisse sind an der Reduzierung der Impulshöhe in den jeweiligen Sektionen um  $3/4$  beziehungsweise  $1/2$  zu erkennen. Mit Bedingungen, dargestellt durch Polygonzüge, können Spaltereignisse mit Spaltorten im Szintillator (Ereignisse im linken Polygonzug) von solchen mit Spaltorten im Bleitarget (Ereignisse im rechten Polygonzug) unterschieden werden. Das dargestellte Spektrum wurde unter der Bedingung akkumuliert, daß die Kernladung des Sekundärstrahls  $Z = 91$  beträgt, da sich das Energieverlustsignal für verschiedene Isotope nicht unterscheidet.

dingung liefern die Anzahl von Spaltereignissen  $N_f$ . Damit ergibt sich die totale Spaltwahrscheinlichkeit  $P_f$  für einen Sekundärstrahl:

$$P_f = \frac{N_f}{N_0} \quad (3.7)$$

Aus der Spaltwahrscheinlichkeit lassen sich mit der bekannten Targetmassenbele-

gung effektive totale Spaltwirkungsquerschnitte für das Aktive Target <sup>1</sup> gewinnen:

$$\sigma_f^{tot}(AT) = k \cdot P_f \cdot \frac{1}{T} \quad (3.9)$$

Hier ist  $T$  die Anzahl der Targetatome pro Fläche,  $k$  steht für die noch erforderlichen Korrekturen. So muß die Nachweiseffizienz des Doppelszintillators ebenso wie mögliche Mehrfachreaktionen im Target und anderen Materieschichten berücksichtigt werden. Die Korrekturen werden in Abschnitt 3.5 behandelt. Wie bereits erwähnt, ist  $\sigma_f^{tot}(AT)$  der effektive totale Spaltwirkungsquerschnitt im Bleitarget *und* dem Zählgas in dem Detektor. Die Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts in Blei  $\sigma_f^{tot}(Pb)$  wird erst später in Abschnitt 3.5.2 diskutiert, da für diese Bestimmung die Kenntnis des Spaltwirkungsquerschnitts nach elektromagnetischer Anregung notwendig ist. Im folgenden werden die unerwünschten Spalt Ereignisse im Zählgas nicht mehr jedes Mal explizit erwähnt und Spalt Ereignisse im Aktiven Target (im Zählgas und in den Bleifolien) werden als Spaltung im Bleitarget bezeichnet.

Die Interpretation der totalen Spaltwirkungsquerschnitte  $\sigma_{tot}^f(AT)$  ist komplex, da zu diesem Wirkungsquerschnitt sowohl Spalt Ereignisse nach nuklearer Anregung, als auch nach elektromagnetischer Anregung beitragen. Insbesondere die Höhe des elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitts erlaubt Aussagen über den Einfluß der Kernstruktur auf den Spaltprozeß. Daher ist es nötig, den totalen Spaltwirkungsquerschnitt in seine zwei Komponenten zu zerlegen. Dies geschieht mit Hilfe der Bestimmung der Kernladung der Spaltfragmente.

### 3.3 Bestimmung der Summe der Spaltfragmentkernladungen

Die Kernladungen der Spaltfragmente werden mit Hilfe der Energieverlustsignale in den beiden Kammern der Doppelsonisationskammer bestimmt. Die breite Geschwindigkeitsverteilung der Spaltfragmente erfordert zusätzlich eine Messung der Flugzeit der Spaltfragmente, um so die Geschwindigkeiten zu ermitteln. Auf diese Weise kann die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Energieverlustes berücksichtigt werden. Um aus dem Energieverlust die Kernladung zu bestimmen, ist es auch in der Doppelsonisationskammer notwendig, Signalschwankungen durch Temperatur, Luftdruck oder Änderungen in der Gaszusammensetzung zu berücksichtigen.

---

<sup>1</sup>Der effektive totale Spaltwirkungsquerschnitt ist eine Rechengröße, die folgendermaßen definiert ist:

$$\sigma_f^{tot}(AT) = \frac{\sigma_f^{Pb} \frac{N_t^{Pb}}{F} + \sigma_f^{P10} \frac{N_t^{P10}}{F}}{\frac{N_t^{Pb}}{F}} \quad (3.8)$$

In dieser Gleichung sind die totalen Spaltwirkungsquerschnitte in Blei und im Zählgas (P10) mit  $\sigma_f^{Pb}$  beziehungsweise mit  $\sigma_f^{P10}$  bezeichnet. Entsprechend sind  $N_t^{Pb}/F$  und  $N_t^{P10}/F$  die Anzahlen der Targetkerne pro Fläche in Blei und im Zählgas.

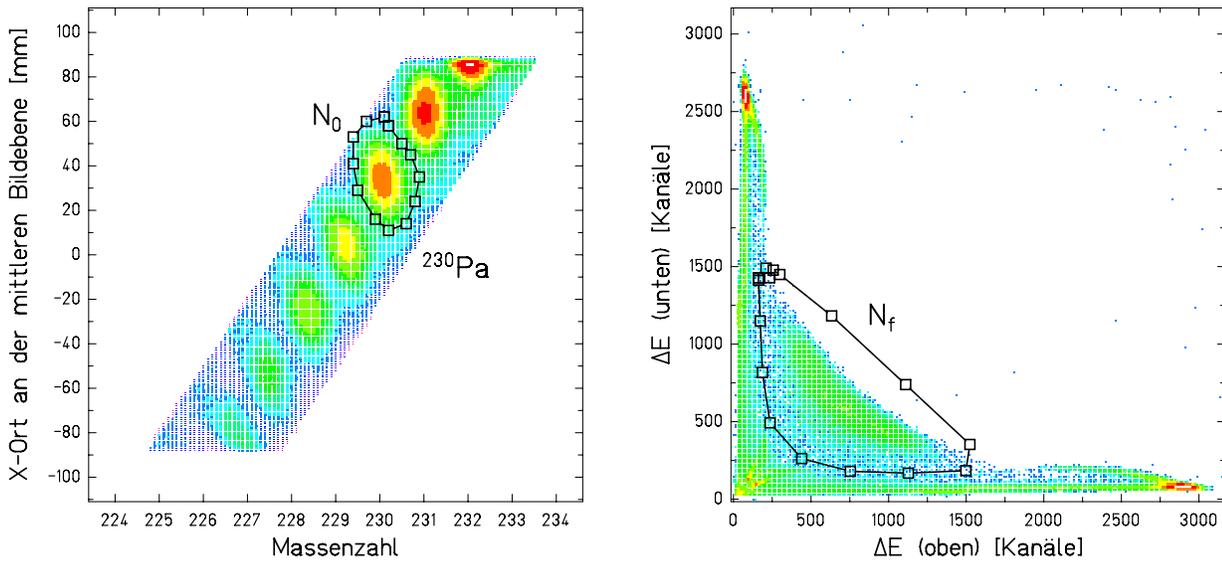


Abbildung 14: Bestimmung der totalen Spaltwahrscheinlichkeit am Beispiel von  $^{230}\text{Pa}$ . Links: Das Identifikationsspektrum liefert für jeden Sekundärstrahl die Anzahl  $N_0$  der Projektile vor dem Target. Eine Bedingung für  $^{230}\text{Pa}$  ist als Beispiel eingezeichnet. Rechts: Korrelation der Energieverlustsignale im Doppelszintillator, das unter der in Abbildung 13 gezeigten Bedingung für Spaltung im Aktiven Target akkumuliert wurde. Spaltereignisse zeigen eine Korrelation, die sich von Einzelsignalen des ungespaltenen Sekundärstrahls und leichten Reaktionsprodukten aus zentralen Kollisionen deutlich unterscheidet. Die gesetzte Bedingung liefert die Anzahl der Spaltereignisse  $N_f$ .

Um die erreichte Ladungsauflösung zu demonstrieren, ist in Abbildung 15 eine Verteilung der Kernladungen der Spaltfragmente von  $^{226}\text{Th}$  gezeigt. Erst durch die Möglichkeit, die Kernladungen aller Spaltfragmente voneinander zu trennen, kann die Summe der Kernladungen beider Spaltfragmente mit der Kernladung des einfallenden Sekundärstrahls verglichen werden. Ein solches Spektrum wird in Abbildung 16 auf Seite 39 für Spaltung im Bleitarget (oben in der Abbildung) und im Szintillator (Mitte der Abbildung) gezeigt. Die Ladungsauflösung ermöglicht auch für das Summenspektrum noch eine Trennung der einzelnen Kernladungen. Das ist der Schlüssel, um elektromagnetisch von nuklear induzierter Spaltung zu trennen.

Die im Vergleich zum Doppelszintillator niedrigere Nachweiseffizienz der Doppelionisationskammer spielt für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte keine Rolle, da nur die relativen Häufigkeiten der Spaltereignisse nach elektromagnetischer und nach nuklearer Anregung eingehen, wie im folgenden erläutert wird.

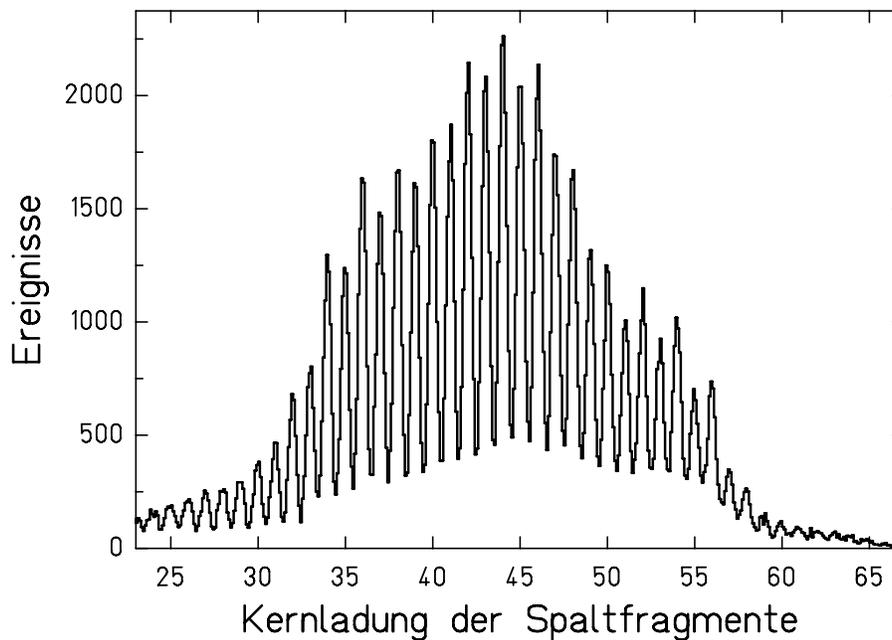


Abbildung 15: Kernladungen der Spaltfragmente von  $^{226}\text{Th}$  nach Spaltung im Bleitarget. Deutlich zu erkennen ist, daß auch die schwersten Kernladungen der Spaltfragmente voneinander getrennt werden können.

### 3.4 Bestimmung der elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte

Wenn der Stoßparameter einer Reaktion größer als die Summe der Kernradien der beiden Stoßpartner ist, so kommt es zu rein elektromagnetischer Wechselwirkung, bei der das Projektil angeregt werden kann. Bei dieser Art der Anregung ändert sich die Anzahl der Nukleonen im Projektil nicht. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zu Reaktionen mit einem kleineren Stoßparameter, bei denen Nukleonen durch Stöße aus dem Projektil herausgeschlagen werden können. Im Verlauf der Abregung kann sich die Nukleonenzahl durch Emission von Nukleonen oder durch Spaltung ändern. Die Emission geladener Teilchen ist hierbei unterdrückt, da zusätzlich zur Separationsenergie und zur Zentrifugalbarriere noch die Coulombbarriere zu berücksichtigen ist. Erst bei sehr neutronenarmen Kernen mit ihren niedrigeren Separationsenergien von Protonen oder Alpha-Teilchen ist dieser Verdampfungskanal nicht mehr vernachlässigbar. Damit ist bei Spaltung nach elektromagnetischer Anregung die Summe der Protonen in den beiden Spaltfragmenten für die meisten Fälle identisch mit der Anzahl der Protonen des spaltenden *Compoundkerns*. Für Spaltung nach nuklearer Wechselwirkung ist das im allgemeinen nicht der Fall. Die Bedingung  $Z_{sb} = Z_{f1} + Z_{f2}$  mit  $Z_{sb}$  als Kernladung des Sekundärstrahls,  $Z_{f1}$ ,  $Z_{f2}$  als Kernladungen der beiden Spaltfragmente kann deshalb als Bedingung für Spaltung nach elektromagnetischer Anregung verwendet werden.

Natürlich kann auch bei nuklear induzierter Spaltung die Summe der

Spaltfragmentladungen  $Z_{sum}$  mit der des Sekundärstrahls identisch sein, wenn im Verlauf der Reaktion nur Neutronen verloren gehen. Um auch diese Ereignisse von elektromagnetischer Spaltung zu trennen, ist eine Messung mit einem weiteren Target nötig, in dem es möglichst keine elektromagnetische Wechselwirkung gibt. Dies ist für Targetkerne mit niedriger Kernladung in guter Näherung der Fall. Das Aktive Target erlaubt, Spaltung im Aktiven Target von Spaltung in Materieschichten vor den Bleifolien zu trennen, und ermöglicht so eine Vergleichsmessung simultan zur Messung von Spaltereignissen in Blei. Bei den begrenzten Sekundärstrahlintensitäten bedeutet das eine enorme Meßzeitersparnis.

Spaltereignisse vor dem Aktiven Target finden hauptsächlich im Szintillator statt, der die Materieschicht mit der höchsten Reaktionswahrscheinlichkeit (13.5 %) darstellt (berechnet mit der in [BeC89] vorgeschlagenen Parametrisierung). Der Szintillator besteht aus Kohlenstoff und Wasserstoff ( $C_9H_{10}$  mit  $516 \text{ mg/cm}^2$ ) und erfüllt damit die Forderung nach niedriger Kernladung hinreichend. Für Spaltereignisse im Szintillator kann, analog zu der Analyse von Spaltung im Bleitarget, ein Spektrum der Summe der Spaltfragmentkernladungen akkumuliert werden. Einen Vergleich der Form beider Spektren zeigt Abbildung 16 am Beispiel von  $^{224}\text{Th}$ . Für die Summe der Kernladungen  $Z_{sum} = 90$  ist bei Spaltung im Blei ein starker Anstieg der Zählrate festzustellen, der bei Spaltung im Szintillator fehlt. Unter der Annahme, daß die Form des Summenspektrums für nukleare Ereignisse in Blei und im Szintillator weitgehend identisch ist, kann das Szintillatorspektrum auf das Bleispektrum bezogen werden (Abbildung 16 unten). Dazu wurden im Beispiel in einem Fenster zwischen  $Z = 83.5$  und  $Z = 87.5$  die Ereignisse in beiden Spektren ausgezählt. Mit dem Verhältnis beider Zahlen wurde dann das Szintillatorspektrum gewichtet und zusammen mit dem Bleispektrum dargestellt, um die Unterschiede hervorzuheben. Die Differenz beider Spektren ist hauptsächlich auf elektromagnetisch induzierte Spaltereignisse in Blei zurückzuführen.

Um diese Differenz möglichst präzise bestimmen zu können ist es notwendig, den statistischen Fehler zu minimieren. Daher wurden bei der Datenaufnahme die bereits erwähnten zwei *Trigger*-Methoden verwendet. Der Standard-*Trigger* verwendete den Szintillationszähler vor dem Aktiven Target als *Triggerdetektor*. Mit dieser Methode liefert jedes Projektilfragment am Ausgang des Fragmentseparators ein *Triggersignal*. Je nach der Totzeit der Datenaufnahme wurde dann ein Teil dieser Ereignisse auf Magnetband gespeichert. Mit diesem *Trigger*-Mode wurden die totalen Spaltwirkungsquerschnitte, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, gemessen. Im folgenden wird dieser Mode als *Normal-Trigger*-Mode bezeichnet. Bei einem zweiten *Trigger*-Mode wird als zusätzliche Bedingung neben einem Signal im Szintillator vor dem Aktiven Target ein koinzidentes Signal aus dem Doppelszintillator gefordert. In diesem Mode (*Spalt-Trigger*-Mode) werden hauptsächlich Spaltereignisse erfaßt, so daß sich die Totzeit des Datenaufnahmesystems drastisch vermindert. Als praktischer Nebeneffekt reduziert sich so die Gesamtmenge an Daten, was eine schnellere Auswertung ermöglicht. Erst dieser *Spalt-Trigger*-Mode erlaubt es, das Verhältnis aus nuklear- und elektromagnetisch induzierter Spaltung in Blei mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen.

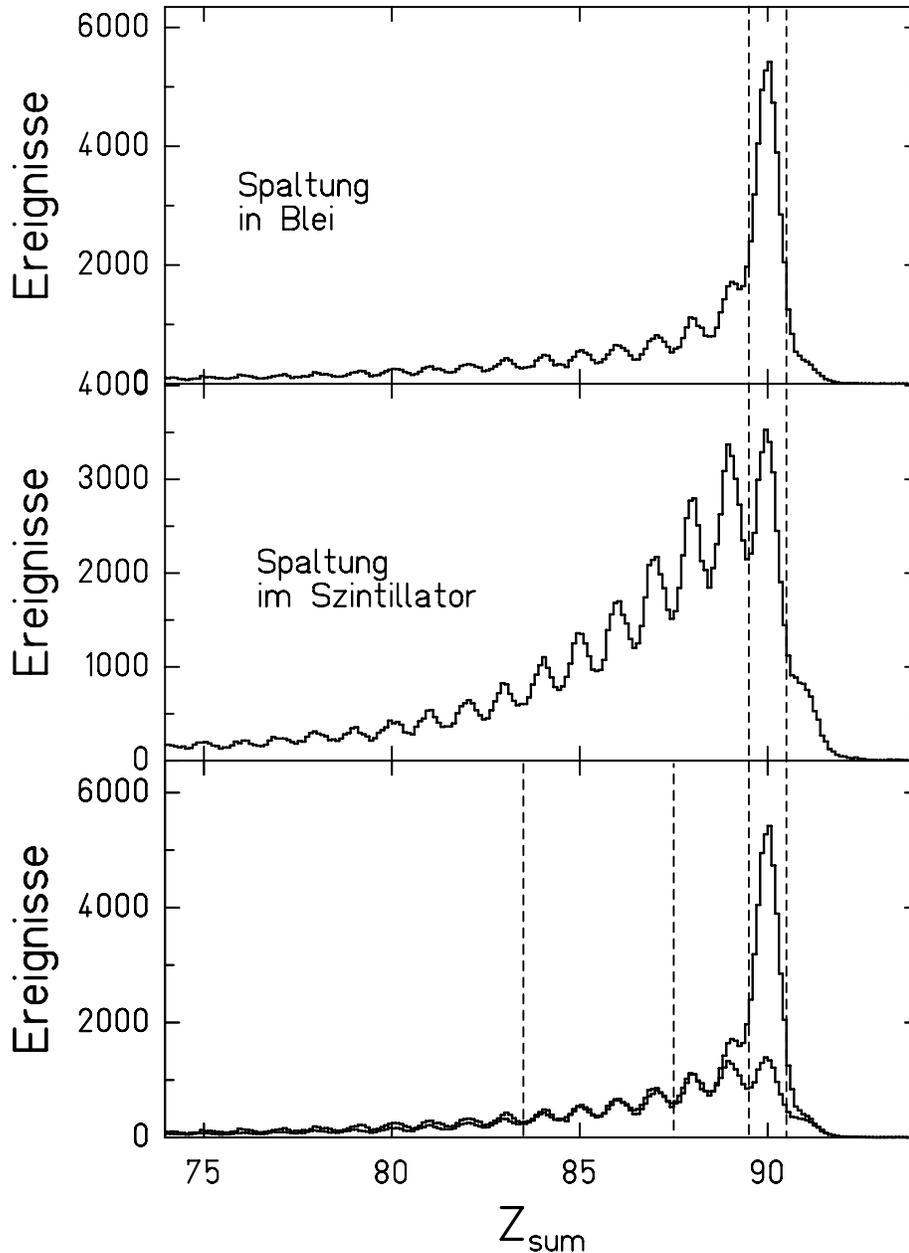


Abbildung 16: Oben: Summe der Kernladungen der Spaltfragmente  $Z_{sum}$  von  $^{224}\text{Th}$  nach Spaltung im Bleitarget. Eingezeichnet ist die Bedingung für eine Summe der Kernladungen der Spaltfragmente von  $Z = 90$ . Mitte: Das äquivalente Spektrum für Spaltung im Szintillator. Unten: Überlagerung der beiden oben gezeigten Spektren, um die Unterschiede hervorzuheben. Das Spektrum für Spaltung im Szintillator wurde im Bereich zwischen  $Z = 83.5$  und  $Z = 87.5$  auf das Bleispektrum bezogen. Der Unterschied beider Spektren ist im wesentlichen auf Niederenergispaltung nach elektromagnetischer Anregung im Bleitarget zurückzuführen.

Bereits im untersten Spektrum von Abbildung 16 ist zu erkennen, daß es nicht möglich ist, die Ladungssummenspektren von nuklear induzierter Spaltung im Plastiksintillator und in Blei durch Anpassung mit einem Normierungsfaktor zur Deckung zu bringen. Dies beruht einerseits auf den elektromagnetisch induzierten Spaltereignissen bei  $Z_{sum} = Z_{sb}$ , die im Plastiktarge t vernachlässigt werden können, andererseits zeigen sich aber auch bei kleineren Summenladungen  $Z < 83$  leichte Unterschiede. Diese Unterschiede für nuklear induzierte Ereignisse zeigen, daß die Spektren der Summen der Spaltfragmentladungen nuklear induzierter Spaltung nicht ganz unabhängig vom Targetmaterial sind. Die Ursache der Unterschiede liegt wahrscheinlich in der Zusammensetzung des Szintillators. Wie schon von Cummings und Mitarbeitern [CuB90] gemessen wurde, nimmt Wasserstoff, wie er im Szintillator vorkommt, bei Fragmentationsreaktionen eine Sonderrolle ein. So fallen die Wirkungsquerschnitte für Ladungsverlustkanäle im Wasserstoff deutlich schneller ab, als das bei Kohlenstoff der Fall ist. Eine nähere Untersuchung der Rolle des Wasserstoffs werden die Daten ermöglichen, die im Rahmen mehrerer kürzlich an der GSI durchgeführten Experimente zur Untersuchung von Produktionswirkungsquerschnitten von  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  und  $^{238}\text{U}$  mit einem Flüssig-Wasserstofftarget gewonnen wurden. Diese Daten werden gegenwärtig analysiert [FaB98, EnB98, Taieb].

Für die Bestimmung der elektromagnetisch induzierten Spaltwirkungsquerschnitte wird der Zusammensetzung des Szintillatortargets durch ein Extrapolationsverfahren Rechnung getragen, das im folgenden näher erläutert wird.

Die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Maxima der Summenspektren wird durch eine Anpassung von Gaußverteilungen an die einzelnen Maxima bestimmt (siehe Abbildung 17 auf der gegenüberliegenden Seite). Eine solche Anpassung wurde für jeweils 25 Maxima des Blei- und des nicht-normierten Szintillatorspektrums durchgeführt. Das Maximum mit der höchsten Kernladung lag dabei um eine Kernladung höher als das des Sekundärstrahls. Solche Spaltereignisse ergeben sich aus Reaktionen, bei denen ein Neutron des Sekundärstrahls in ein Proton umgewandelt oder durch einen elastischen Stoß durch ein Proton ausgetauscht wurde. In Abbildung 18 auf Seite 42 wurde das Verhältnis der Ausbeuten  $N_{sci}/N_{Pb}$  für jede Summenladung  $Z_{sum}$  aus beiden Spektren gebildet und halblogarithmisch dargestellt, da in [CuB90] ein exponentieller Abfall der ladungsändernden Wirkungsquerschnitte gemessen wurde. Dargestellt sind die Verhältnisse für zwei Sekundärstrahlen: Einerseits für  $^{224}\text{Th}$  (unteres Bild) als Beispiel, das typisch für die meisten untersuchten Kerne ist und andererseits für  $^{225}\text{Ac}$ , ein Kern mit einer sehr geringen elektromagnetischen Spaltwahrscheinlichkeit (oberes Bild).

Für kleine Summen der Spaltfragmentladungen ( $Z_{sum} < 80$ ) ist das Verhältnis der Zählraten in den Maxima der beiden Spektren in dieser Darstellung in guter Näherung konstant, was für beide abgebildeten Kerne zutrifft. In diesem Bereich ist die Form der Summenspektren für nuklear induzierte Spaltung in Blei und im Szintillator identisch. Doch bei höheren Summenladungen ist das offensichtlich nicht mehr der Fall, denn das Verhältnis wird deutlich kleiner. Dieser Abfall kann

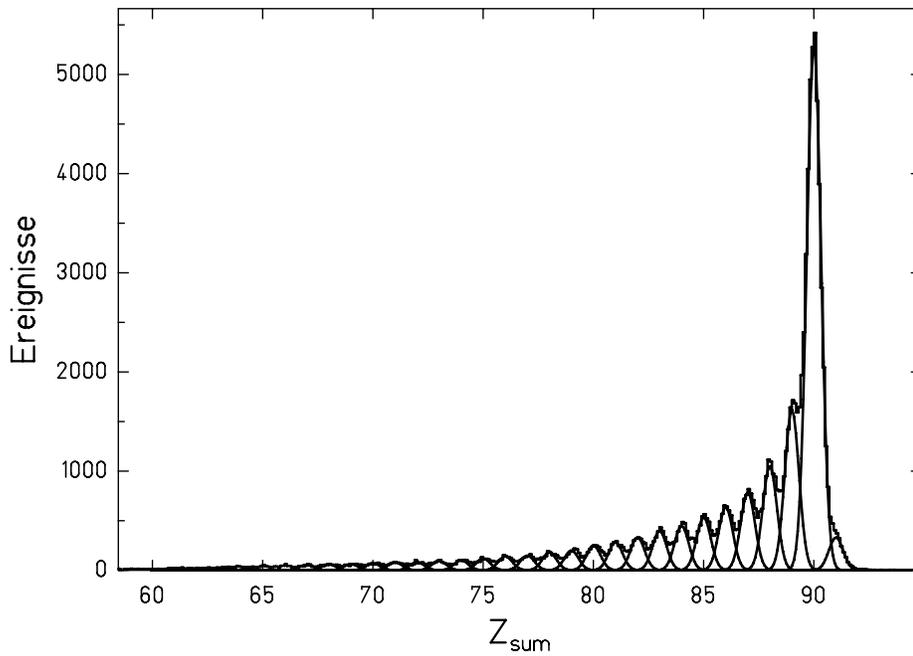


Abbildung 17: Summe der Spaltfragmentkernladungen  $Z_{sum}$  nach Spaltung im Bleitarget am Beispiel von  $^{224}\text{Th}$ . Dargestellt ist die in der Analyse verwendete Anpassung der ersten 25 Maxima durch Gaußverteilungen.

vermutlich durch den Einfluß der Wasserstoffkerne im Szintillator auf die Spaltung nach nuklearer Wechselwirkung erklärt werden. Dieses Verhalten kann unter der Annahme verstanden werden, daß Spalt Ereignisse, bei denen die Summe der Protonen in den beiden Spaltfragmenten um mehr als 10 kleiner ist als die Anzahl der Protonen des Sekundärstrahls, im Szintillator hauptsächlich durch Fragmentation an Kohlenstoffkernen produziert werden, da der Wirkungsquerschnitt für Ladungsänderung im Wasserstofftarget dann bereits auf vernachlässigbar kleine Werte abgefallen ist [CuB90]. Für  $^{224}\text{Th}$  steigt ab  $Z_{sum} = Z_{sb} - 2$  mit  $Z_{sb}$  als Kernladung des Sekundärstrahls das Verhältnis wieder an, um für  $Z_{sum} = Z_{sb}$  ein Maximum zu erreichen. Dieser Anstieg wird durch elektromagnetisch induzierte Spalt Ereignisse hervorgerufen, die nur im Bleitarget auftreten. Bei einer idealen Ladungsauflösung würde diese Überhöhung nur für  $Z_{sum} = Z_{sb}$  auftreten, sofern die Spaltprodukte keine geladenen Teilchen durch Evaporation oder Mehrfachreaktionen verlieren.

Die Intensitäten der angepaßten Linien zeigen im Bereich ( $Z_{sum} = Z_{sb} - 2$  bis  $Z_{sum} = Z_{sb} + 1$ ) den Einfluß elektromagnetisch induzierter Spaltung. Daher sind die Linien bei ( $Z_{sum} = Z_{sb} + 1$ ) und ( $Z_{sum} = Z_{sb} - 1$ ) auch durch Ausläufer der Linie bei ( $Z_{sum} = Z_{sb}$ ) beeinflusst, da zumindest für ( $Z_{sum} = Z_{sb} + 1$ ) kein Beitrag durch elektromagnetisch induzierte Spaltung erwartet wird. Im Bereich ( $Z_{sum} = Z_{sb} - 2$  bis  $Z_{sum} = Z_{sb} + 1$ ) setzt sich die Anzahl der Spalt Ereignisse in Blei  $N_{Pb}$  aus zwei Komponenten zusammen: aus elektromagnetisch induzierten  $N_{Pb}^{em}$  und nuklear induzierten Spalt Ereignissen  $N_{Pb}^{nuc}$ . Um die Zahl der elektromagnetisch induzierten Spalt Ereignisse zu extrahieren, ist es notwendig, das Verhältnis  $N_{sci}/N_{Pb}^{nuc}$  aus dem Bereich des *Abfalls* ( $Z_{sum} = Z_{sb} - 10$  bis  $Z_{sum} = Z_{sb} - 3$ ) zu extrapolieren, was

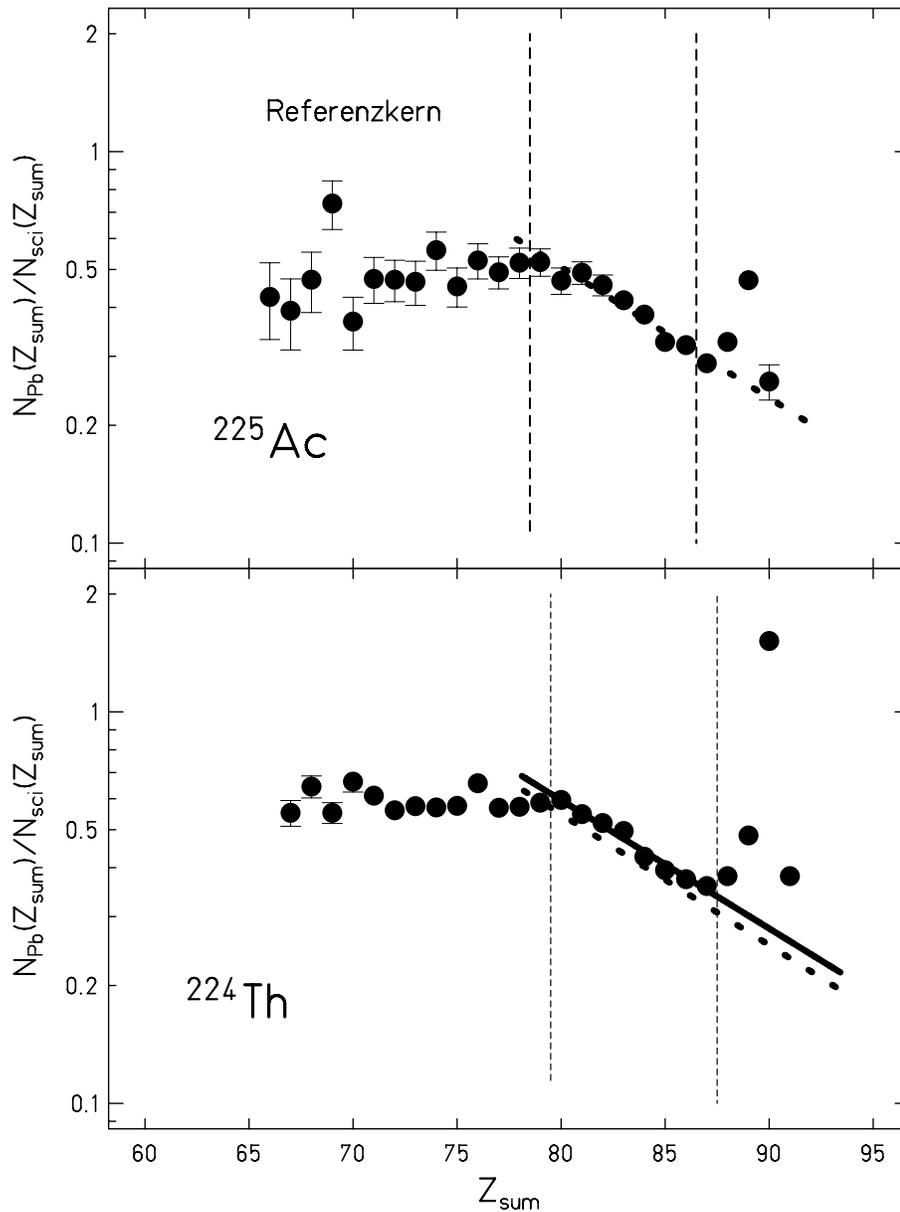


Abbildung 18: Illustration des Extrapolationsverfahrens zur Bestimmung der elektromagnetisch induzierten Spaltung im Bleitarget. Oben: Das Isotop  $^{225}\text{Ac}$  zeigt nur einen sehr geringen Anteil an elektromagnetisch induzierter Spaltung. Daher eignet sich dieser Kern besonders gut als Referenzkern. Die Datenpunkte stellen das Verhältnis der Zählraten in den einzelnen Maxima der Summenspektren in Blei und im Szintillator dar. Innerhalb der markierten Bedingung wurde eine Anpassung vorgenommen, die eine Extrapolation des Verhältnisses von rein nuklearen Ereignissen erlaubt. Unten: Das Extrapolationsverfahren am Beispiel von  $^{224}\text{Th}$ . Neben der vom Referenzkern  $^{225}\text{Ac}$  stammenden Anpassung (gestrichelt) ist auch eine Anpassung an die Datenpunkte dieses Kerns eingezeichnet, die im Extrapolationsverfahren verwendet wurde (durchgezogene Linie).

in Abbildung 18 mit der durchgezogenen Linie dargestellt ist. Die Extrapolation liefert für die vier Summenladungen im Bereich des Anstiegs ( $Z_{sum} = Z_{sb} - 2$  bis  $Z_{sum} = Z_{sb} + 1$ ) jeweils vier Wichtungsfaktoren  $k_i$ , die dem Verhältnis  $N_{sci}/N_{Pb}^{nuc}$  entsprechen. Mit diesen Faktoren wird die Anzahl der Spalttereignisse im Szintillatorspektrum im jeweils entsprechenden Maximum gewichtet, um so nach einer Summation über die vier Maxima der Überhöhung die Anzahl der elektromagnetisch induzierten Spalttereignisse zu erhalten:

$$N_{Pb}^{em} = \sum_{i=1}^4 N_{Pb}^i - k_i N_{sci}^i \quad (3.10)$$

Zu der oben diskutierten Extrapolation der Zählratenverhältnisse für jeden spaltenden Kern gibt es noch zwei alternative Möglichkeiten, um die interessierenden Wichtungsfaktoren  $k_i$  zu bestimmen.

1. Isotope mit einem geringen Anteil an elektromagnetisch induzierter Spaltung könnten als Referenz für alle anderen Isotope herangezogen werden. Ideal wäre ein schwerer Targetkern, der keine elektromagnetisch induzierte Spaltung aufweist. Näherungsweise erfüllt  $^{225}\text{Ac}$  (Abbildung 18, oben) als der untersuchte Kern mit der niedrigsten Ordnungszahl bei gleichzeitig maximaler Neutronenzahl diese Forderung. Von allen mit ausreichender Statistik untersuchten Kernen weist er den geringsten Anteil an elektromagnetisch induzierter Spaltung auf. Deutlich zu erkennen ist der geringe Anteil an Spalttereignissen nach elektromagnetischer Anregung oberhalb der eingezeichneten Anpassung. Die in Abbildung 18 (oben) gezeigten Werte für  $N_{Pb}(Z_{sum})/N_{sci}(Z_{sum})$  könnten bei der Bestimmung von Spaltwirkungsquerschnitten nach elektromagnetischer Anregung anderer Kerne benutzt werden. Dieses Verfahren ist in Abbildung 18 (unten) durch die punktierte Linie angedeutet. Mit diesem Verfahren kann der Einfluß von Sekundärreaktionen auf das Extrapolationsverfahren bei Isotopen mit einem hohen Anteil an Spaltung nach elektromagnetischer Anregung untersucht werden.
2. Das Maximum mit einer Summenladung größer als die Summenladung des Sekundärstrahls  $Z_{sum} = Z_{sb} + 1$  ist rein nuklearen Ursprungs. Bei Ereignissen mit dieser Fragmentsummenladung wird vor der Spaltung ein Neutron des Projektils in ein Proton umgewandelt. Damit ist dieses Maximum rein nuklearen Ursprungs und im Prinzip ein sehr guter Ausgangspunkt für die Extrapolation. Als problematisch erweist sich jedoch die endliche Ladungsauflösung, die eine eindeutige Trennung der Maxima nicht erlaubt. Wie in Abbildung 17 auf Seite 41 zu sehen, sind solche Reaktionen auch relativ unwahrscheinlich, so daß zu der systematischen Unsicherheit durch die begrenzte Auflösung noch ein vergleichsweise hoher statistischer Fehler kommt. Aus diesen Gründen wurde diese Methode nicht verwendet.

In Abbildung 18 (unten) wurde eine Extrapolation durch Anpassung an die für  $^{224}\text{Th}$  gemessenen Daten mit einer Anpassung an die Daten von  $^{225}\text{Ac}$  als Referenz

zisotop verglichen. Es zeigt sich, daß die  $^{225}\text{Ac}$ -Gerade für die meisten Fälle unterhalb der individuellen Anpassung liegt. Die Ursache ist in Sekundärreaktionen zu suchen. Durch das dicke Bleitarget, eine Luftstrecke von 1.37 m und den Doppelszintillator ist es möglich, daß die Spaltfragmente nach der Spaltung in Sekundärreaktionen noch Ladungen verlieren. Bei einer starken elektromagnetischen Spaltkomponente wird dadurch die höchste Spitze depopuliert. Dadurch werden die Maxima bei niedrigeren Kernladungen dort stärker bevölkert, wo die Anpassung durchgeführt wird. Dieser Effekt sollte für die Uranisotope am stärksten sein, da sie den höchsten elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitt aufweisen. Es können so Spaltwirkungsquerschnitte, die durch die beiden Extrapolationsmethoden gewonnen wurden, miteinander verglichen werden, um den Einfluß von Sekundärreaktionen zu studieren. Für die Uranisotopenreihe beträgt die mittlere fehlergewichtete Abweichung beider Methoden  $(5\pm 1)\%$ .

Für die protonenreichsten Kerne zeigt sich ein weiteres Phänomen. Ein Vergleich der Summenspektren im Blei- und im Szintillatortarget zeigt für  $Z_{sum} = Z_{sb} - 1$  deutlich mehr Spalt Ereignisse im Bleitarget (siehe Abbildung 27 auf Seite 69). Für einige Kerne ist auch eine Überhöhung bei  $Z_{sum} = Z_{sb} - 2$  feststellbar. Diese Überhöhung ist deutlich stärker, als es die begrenzten Auflösungen der Summenspektren erwarten lassen, was sich durch einen Vergleich mit neutronenreicheren Isotopen ergibt (siehe Abbildung 16). Die Bindungsenergien für geladene Teilchen bei diesen Kernen sind geringer, so daß Spaltung nach Verlust von Protonen oder Alphateilchen nach elektromagnetischer Anregung - analog zur Spaltung nach Neutronenabdampfung (*Second-chance fission*) - möglich wird. Da solche Ereignisse ebenfalls zum elektromagnetisch induzierten Spaltwirkungsquerschnitt gehören, werden sie durch die Summation in Gleichung (3.10) bei der Bestimmung der Anzahl der Spalt Ereignisse nach elektromagnetischer Anregung berücksichtigt. Der Spaltwirkungsquerschnitt nach elektromagnetischer Anregung wird somit nach

$$\sigma_f^{em} = \sigma_f^{tot}(AT) \cdot k_{em} \cdot \frac{N_{Pb}^{em}}{N_{Pb}} \quad (3.11)$$

berechnet. In dieser Gleichung ist  $k_{em}$  ein Korrekturfaktor, der Mehrfachreaktionen berücksichtigt und im folgenden Abschnitt noch diskutiert wird. Der Normierungsfaktor  $N_{Pb}$  ist die Anzahl aller Ereignisse im Summenspektrum der Spaltfragmentladungen nach Spaltung im Bleitarget (ein solches Spektrum ist in Abbildung 17 auf Seite 41 dargestellt).

## 3.5 Korrekturen

### 3.5.1 Mehrfachreaktionen

Das Experiment erfordert eine Reihe von Detektoren zur Identifikation des Sekundärstrahls und zum Nachweis der Spaltfragmente. Da alle diese Detektoren in Transmission betrieben werden, sind sie eine mögliche Quelle von Reaktionen,

die das Meßergebnis verfälschen können. Weiterhin sind bei einer Massenbelegung des Bleitargets von  $3.03 \text{ g/cm}^2$  Mehrfachreaktion nicht mehr vernachlässigbar und müssen bei der Bestimmung von Spaltwirkungsquerschnitten berücksichtigt werden. Die Korrektur der Spaltwirkungsquerschnitte auf Mehrfachreaktionen in den verschiedenen Materieschichten soll hier diskutiert werden. Mehrfachreaktionen gehen in die Bestimmung der totalen Spaltquerschnitte und in die Aufteilung der Spaltquerschnitte in nuklear- und elektromagnetisch induzierte in unterschiedlicher Weise ein.

Der Einfluß von Sekundärreaktionen auf die Meßdaten wird für Spaltung in der Mitte des Bleitargets bestimmt. Da die Reaktionsquerschnitte nur schwach von der Strahlenergie abhängen, ergibt dieses eine gute Abschätzung für den gemittelten Einfluß von Sekundärreaktionen über die gesamte Targetdicke.

Wie sich im folgenden ergibt, erreichen diese Korrekturen im einzelnen nur Werte bis zu etwa 20 %, so daß sie nicht allzu kritisch in die Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte eingehen. In Anbetracht der Unsicherheiten der verwendeten Modelle, mit denen die Korrekturen bestimmt werden, wird angestrebt, die Korrekturfaktoren selbst mit einer Genauigkeit von etwa 3 % abzuschätzen. Auf die Korrektur von Effekten höherer Ordnung wird weitgehend verzichtet.

Die **totalen** Spaltquerschnitte werden auf der Grundlage der identifizierten Sekundärprojekte und der im Doppelszintillator nachgewiesenen Spaltungen im Bleitarget berechnet (siehe Gleichung (3.9)). Der Einfluß der Mehrfachreaktionen auf die Bestimmung der totalen Spaltquerschnitte wird im folgenden erläutert.

Im Gegensatz zu Reaktionen, die in Materieschichten an der Mittelebene des Fragmentseparators stattfinden, werden Reaktionen der Projektilfragmente in Materieschichten am Ausgang des Separators vor der interessierenden Spaltreaktion von den Nachweisdetektoren nicht erkannt, denn im allgemeinen liefert der Flugzeit-Szintillationsdetektor trotzdem fast unverfälschte Zeit- und Ortssignale. Eine Kernreaktion des Projektilfragments vor dem Spaltort verändert aber seine Zusammensetzung und damit seine Spaltwahrscheinlichkeit. Bei einem Verlust von Neutronen nimmt die Spaltbarkeit schwach zu, bei einem Verlust von Protonen dagegen stärker ab. Der größte Teil der Sekundärprodukte besitzt eine verminderte Spaltbarkeit, bei leichteren Produkten ist sie ganz vernachlässigbar. Die Berechnung des Spaltwirkungsquerschnittes nach Gleichung (3.9) mit  $k = 1$  unter Verwendung der Zahl der identifizierten Sekundärfragmente  $N_0$  würde daher den Spaltwirkungsquerschnitt unterschätzen. Bei der Bestimmung von  $N_0$  unter Ausschluß aller Sekundärreaktionen, würde der Spaltwirkungsquerschnitt dagegen überschätzt, da auch Spaltungen von Sekundärprodukten zur Spaltzählrate beitragen. Nach Modellrechnungen (siehe unten) kann eine realistische Abschätzung des Spaltwirkungsquerschnittes für das ausgewählte Projektilfragment gewonnen werden, wenn alle Sekundärreaktionsprodukte mit einer Kernladungszahl kleiner als  $Z = 80$  bei der Bestimmung von  $N_0$  ausgeschlossen werden. Konkret wird der Anteil der Projektilfragmente vor dem Spaltort, die zur Bildung von Ele-

menten unterhalb von Quecksilber führen, abgeschätzt und von der Anzahl der Sekundärprojekteile  $N_0$ , die in die Berechnung der Spaltquerschnitte eingeht, subtrahiert. Der Wert dieser Grenze bei  $Z = 80$  geht nicht kritisch in die Korrektur ein. Die Unsicherheit dieses Wertes wird bei der Bestimmung des experimentellen Fehlers berücksichtigt.

Sekundärreaktionen der Spaltfragmente hinter dem Spaltort führen zu einer Verfälschung der Zahl der Spaltreignisse  $N_f$  in Gleichung (3.9). Spaltfragmente, die bei einer Spaltung in der Mitte des Bleitargets entstehen, können in der zweiten Hälfte des Bleitargets, in der Luftstrecke und im Doppelszintillator durch weitere Kernreaktionen in zentralen Stößen in mehrere Bruchstücke zerplatzen, so daß sie im Doppelszintillator nicht mehr als solche erkannt werden. Die Nachweisschwelle des Doppelszintillators liegt bei einer Kernladung von  $Z = 20$ . Daher werden alle Kernreaktionen, bei denen mindestens ein Spaltfragment in Bruchstücke mit  $Z < 20$  zerfällt, abgeschätzt und ihr Anteil bei der Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte berücksichtigt. Die bei der Reaktion auch entstehenden kleineren Kernbruchstücke werden nicht berücksichtigt, da das Energieverlustsignal wegen der Abhängigkeit des Energieverlustes von  $Z^2$  von dem Kern mit der höchsten Kernladungszahl bestimmt wird.

Die **elektromagnetisch induzierte** Spaltung wird aus der mit der Doppelionisationskammer bestimmten Summenverteilung der Spaltfragmentkernladungen abgeleitet (siehe Abbildung 16 und 18). Die Überhöhung im oberen Teil dieser Verteilung wird der elektromagnetisch induzierten Spaltung zugeordnet (Gleichung (3.10)). Diese Analyse liefert den relativen Anteil von Spaltung nach elektromagnetischer Anregung am totalen Spaltquerschnitt (siehe Gleichung (3.11)). Hierbei wird der Einfluß von Sekundärreaktionen durch zwei Korrekturen berücksichtigt.

Der mit dem Analyseverfahren bestimmte Anteil elektromagnetisch induzierter Spaltung (Gleichung (3.10)) wird durch Sekundärreaktionen der Projektilfragmente vor dem Spaltort stärker beeinflußt als der oben besprochene totale Spaltquerschnitt. Schon ein Verlust von zwei oder mehr Protonen führt dazu, daß eine eventuell nachfolgende elektromagnetisch induzierte Spaltung im Ladungssummenspektrum nicht mehr als solche erkannt wird. Sie geht dann in die Größe  $N_{pb}^{em}$  in Gleichung (3.11) nicht mehr ein. Wird die Größe  $N_{pb}$  in Gleichung (3.11) aus dem gesamten Ladungssummenspektrum ermittelt, umfaßt sie - ebenso wie der totale Spaltquerschnitt - effektiv alle Sekundärreaktionen bis zum Spaltort mit  $Z \geq 80$ . Für eine korrekte Bestimmung des elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnittes aus Gleichung (3.11) muß sich  $N_{pb}$  aber auf die gleiche Gruppe von Projektilen beziehen wie  $N_{pb}^{em}$ . Daher wird die Größe  $N_{pb}$  entsprechend korrigiert, indem die Zählrate im Ladungssummenspektrum mit dem Verhältnis aus der Anzahl der Projektilfragmente, die vor dem Spaltort nicht mehr als zwei Protonen verloren haben, und der Anzahl der Projektilfragmente, die 80 oder mehr Protonen behalten haben, multipliziert wird.

Auch die Spaltfragmente können durch eine Reaktion in den Materieschichten hinter dem Spaltort bis zum Nachweis in der Doppelionisationskammer Protonen verlieren. Ereignisse, bei denen beide Spaltfragmente zusammen mehr als zwei Protonen verlieren, werden nicht mehr korrekt als Spaltereignisse nach elektromagnetischer Anregung identifiziert. Dadurch ist die aus Gleichung (3.10) bestimmte Anzahl elektromagnetisch induzierter Spaltereignisse geringer als die tatsächliche Anzahl. Dieser Verlust wird entsprechend korrigiert.

Im einzelnen wurden alle diese Korrekturen durch Rechnungen mit dem Abrasions-Ablations-Modell [GaS91, IgK95, JuJ98] bestimmt. Für drei unterschiedliche Sekundärstrahlen -  $^{233}\text{U}$ ,  $^{222}\text{Th}$  und  $^{212}\text{Ra}$  - wurden Modellrechnungen durchgeführt. Die drei Beispiele wurden ausgewählt, um einen Überblick zu erhalten, wie weit die Korrekturfaktoren von Kernladung und Kernmasse des Sekundärstrahls abhängen. In den Modellrechnungen wurden alle im Experiment auftretenden Materieschichten, beginnend vom Austrittsfenster des Separators bis zur Mitte des Sekundärtargets, für diese drei Sekundärstrahlen als Target betrachtet. Wie sich zeigt, ist die Kernmassen- und Kernladungsabhängigkeit der Korrekturfaktoren relativ gering, daher ist eine technisch sehr aufwendige Bestimmung der Korrekturfaktoren für alle untersuchten Sekundärstrahlen nicht notwendig.

Analog wurde die Kernladungs- und Kernmassenabhängigkeit der Korrekturfaktoren für Spaltfragmente dadurch bestimmt, daß für  $^{160}\text{Nd}$ ,  $^{119}\text{Pd}$  und  $^{70}\text{Ni}$  Modellrechnungen durchgeführt wurden, wobei die Materieschichten ab der zweiten Hälfte des Sekundärtargets als mögliche Quelle für Sekundärreaktionen der drei untersuchten Spaltfragmente betrachtet wurden. Hier ist die Beschränkung auf wenige Isotope unvermeidbar, da bei Spaltung mehrere hundert verschiedene Spaltfragmente produziert werden können.

Aus den Modellrechnungen wurden für jede Materieschicht und jeden der drei ausgewählten Sekundärstrahlen, beziehungsweise jedes der drei Spaltfragmente folgende Größen gewonnen:

- Der totale Reaktionswirkungsquerschnitt:  $\sigma^{tot}$ .
- Der nukleare Reaktionswirkungsquerschnitt:  $\sigma^{nuc}$ .
- Der Reaktionswirkungsquerschnitt für ladungsändernde Reaktionen:  $\sigma_{\Delta Z}$ .
- Der totale Spaltwirkungsquerschnitt:  $\sigma_f^{tot}$ .
- Die kernladungsändernden Wirkungsquerschnitte erhalten aus der Summation der Produktionswirkungsquerschnitte aller Isotope der einzelnen Elemente:  $\sigma(Z)$

Zur Berechnung der Korrekturen wurden die Materieschichten nach Elementen zusammengefaßt. Die Massenbelegungen des Experimentaufbaus hinter dem Fragmentseparator - beginnend mit dem Austrittsfenster des Separators - sind in den

Element	Massenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ 233U	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ 222Th	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ 212Ra
<sup>1</sup> H	45.5	5.92	5.73	5.57
<sup>6</sup> C	477.6	8.28	8.08	7.89
<sup>7</sup> N	84.0	1.34	1.31	1.28
<sup>8</sup> O	28.7	0.41	0.40	0.39
<sup>13</sup> Al	27.0	0.26	0.26	0.25
<sup>18</sup> Ar	162.9	1.17	1.15	1.12
<sup>22</sup> Ti	90.8	0.57	0.56	0.55
<sup>82</sup> Pb	1515.0	3.41	3.36	3.30

Tabelle 3: Materieschichten im Strahlengang am Ausgang des Fragmentseparators, gegliedert nach einzelnen Elementen. Aufgelistet sind die Massenbelegung vor der Mitte des Bleitargets und die entsprechenden totalen nuklearen Reaktionsraten.

Tabellen 3, 4 und 5 nach Elementen geordnet aufgelistet. Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte können mit der Kenntnis der Massenbelegungen in Reaktionsraten umgerechnet werden, mit denen dann die Korrekturfaktoren bestimmt werden. Die Reaktionsraten sind durch

$$R = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} = (1 - e^{-\frac{1}{\sigma_x T} d}) \quad (3.12)$$

gegeben. In dieser Gleichung ist  $N_0$  die Zahl der Projektile vor der Targetschicht und  $N_{nr}$  die Anzahl der Projektile, die im Target nicht reagiert haben. Die jeweiligen Reaktionswirkungsquerschnitte sind mit  $\sigma_x$  bezeichnet, die Zahl der Targetkerne pro Fläche ist  $T$  und  $d$  ist die Massenbelegung des Targets in mg/cm<sup>2</sup>. In den Tabellen 3 und 4 sind die nuklearen Reaktionsraten für die verschiedenen Sekundärstrahlen und Spaltfragmente in Prozent angegeben.

Im folgenden wird zunächst die Berechnung der oben aufgelisteten Korrekturen zur Bestimmung des **totalen** Spaltwirkungsquerschnitts erläutert.

Die Sekundärreaktionen der Projektilfragmente vor der Mitte des Bleitargets werden dadurch berücksichtigt, daß die Zahl der identifizierten Projektilfragmente  $N_0$  mit einem Korrekturfaktor  $1/F_{sb}$  versehen wird:

$$N_0^{norm} = \frac{N_0}{F_{sb}} \quad (3.13)$$

Wie oben erläutert, wird er so bestimmt, daß die Größe  $N_0^{norm}$  Sekundärreaktionen ausschließt, die zu Elementen mit  $Z < 80$  führen. Der Korrekturfaktor  $F_{sb}$  ergibt sich als Produkt der einzelnen Faktoren für die jeweiligen Materieschichten:

$$F_{sb} = \Pi_i \left( \frac{1}{1 - R_i} \right) \quad (3.14)$$

Element	Massenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ <sup>160</sup> Nd	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ <sup>119</sup> Pd	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ <sup>70</sup> Ni
<sup>1</sup> H	9.3	0.97	0.79	0.55
<sup>6</sup> C	109.9	1.62	1.40	1.08
<sup>7</sup> N	126.5	1.66	1.44	1.11
<sup>8</sup> O	38.9	0.46	0.40	0.31
<sup>13</sup> Al	27.0	0.22	0.19	0.15
<sup>18</sup> Ar	46.4	0.28	0.25	0.20
<sup>82</sup> Pb	1515.0	3.01	2.73	2.33

Tabelle 4: Materieschichten im Strahlengang am Ausgang des Fragmentseparators, gegliedert nach einzelnen Elementen. Aufgelistet sind die Massenbelegung nach der Mitte des Bleitargets bis zum Doppelszintillator, wobei auch 1 mm des Szintillatormaterials berücksichtigt wurde (siehe Text) und die entsprechenden totalen nuklearen Reaktionsraten.

Element	Massenbelegung [mg/cm <sup>2</sup> ]	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ <sup>160</sup> Nd	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ <sup>119</sup> Pd	Reaktionsrate $R_i = \frac{N_0 - N_{nr}}{N_0} [\%]$ <sup>70</sup> Ni
<sup>1</sup> H	28.7	2.94	2.42	1.69
<sup>6</sup> C	289.9	4.22	3.65	2.82
<sup>7</sup> N	167.4	2.19	1.90	1.47
<sup>8</sup> O	51.4	0.61	0.53	0.41
<sup>13</sup> Al	27.0	0.22	0.19	0.15
<sup>18</sup> Ar	200.0	1.22	1.07	0.86
<sup>82</sup> Pb	1515.0	3.01	2.73	2.33

Tabelle 5: Materieschichten im Strahlengang am Ausgang des Fragmentseparators, gegliedert nach einzelnen Elementen. Aufgelistet sind die Massenbelegung nach der Mitte des Bleitargets bis zum Ende des aktiven Volumens der Doppelionisationskammer und die entsprechenden totalen nuklearen Reaktionsraten.

Hierbei ist  $i$  der Index für die einzelnen Materieschichten. Die jeweiligen Reaktionsraten  $R_i$  wurden mit den Wirkungsquerschnitten

$$\sigma_i = \sum_{Z=1}^{79} \sigma(Z) \quad (3.15)$$

für die einzelnen Materieschichten  $i$  bestimmt wurden. Die für die drei untersuchten Sekundärstrahlen erhaltenen Faktoren  $F_{sb}$  sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Als Korrekturfaktor wurde für alle Sekundärstrahlen der Wert  $F_{sb} = 1.215$  gewählt. Die Schwankung von weniger als 2% für die verschiedenen Systeme ist klein ge-

Sekundärstrahl	$F_{sb}$
$^{233}\text{U}$	1.231
$^{222}\text{Th}$	1.215
$^{212}\text{Ra}$	1.187

Tabelle 6: Korrekturfaktor  $F_{sb}$  für verschiedene Sekundärstrahlen. Die Details der Berechnung des Korrekturfaktors finden sich im Text.

gen andere systematische Fehler und wird daher vernachlässigt. Der Ursprung der Schwankung liegt unter anderem in den unterschiedlichen Spaltwahrscheinlichkeiten der drei betrachteten Isotope bei niedrigen Anregungsenergien.

Der zweite Faktor zur Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts  $F_{imf}$  (*imf* = *intermediate mass fragment*) korrigiert den bereits diskutierten Verlust der Spaltfragmente, die vor ihrem Nachweis im zweiten Szintillationsdetektor durch zentrale Stöße in mehrere Bruchstücke zerplatzen. Die tatsächlich gebildete Anzahl der Spaltfragmente  $N_f^r$  ist daher gegeben durch:  $N_f^r = N_f \cdot F_{imf}$ , wobei  $N_f$  die Anzahl der im Doppelszintillator nachgewiesenen Spaltfragmente ist. Die Berechnung von  $F_{imf}$  erfolgt nach:

$$F_{imf} = \prod_i \left( \frac{1}{1 - 2 \cdot R_i - R_i^2} \right) \quad (3.16)$$

wobei in die Bestimmung der Reaktionsraten die Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_i = \sum_{Z=1}^{19} \sigma(Z) \quad (3.17)$$

die zur Bildung der Elemente mit den Ordnungszahlen  $Z = 1$  bis  $Z = 19$  führen eingehen. In diesen Korrekturfaktor gehen nur Materieschichten vom mittleren Spaltort bis zum Doppelszintillator ein, da die nachfolgende Doppelionisationskammer zur Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts nicht verwendet wird. Da ein 1 mm dicker Szintillationszähler bereits ausreichend hohe Energieverlustsignale liefert, um Spaltfragmente als solche zu erkennen, wurde nur 1 mm des 3 mm dicken Szintillatormaterials für diese Korrektur berücksichtigt. Die Unterschiede zwischen Gleichung (3.14) und Gleichung (3.16) ergeben sich dadurch, daß zwei Spaltfragmente voneinander unabhängig durch zentrale Kollisionen unter die Nachweisschwelle fallen können. Bereits der Verlust eines Spaltfragments reicht aus, daß Spaltung nicht mehr als solche erkannt werden kann. In die Bestimmung von  $F_{imf}$  gehen jeweils zwei identische Spaltfragmente ein. Im ersten Fall -  $^{160}\text{Nd}$  - ist das unrealistisch, da zwei solche Spaltfragmente durch die verwendeten Sekundärstrahlen nicht produziert werden können. Dennoch demonstriert dieser Fall - zusammen mit dem für  $^{70}\text{Ni}$  erhaltenen Faktor die geringe Variation von  $F_{imf}$  in Extremfällen. Für die drei gewählten Spaltfragmente ist  $F_{imf}$  in Tabelle 7 aufgelistet.

Spaltfragment	$F_{imf}$	$F_{imf}^*$
$^{160}\text{Nd}$	1.012	1.014
$^{119}\text{Pd}$	1.019	1.025
$^{70}\text{Ni}$	1.041	1.065

Tabelle 7: Korrekturfaktoren  $F_{imf}$  und  $F_{imf}^*$  für verschiedene Spaltfragmente. Die Details der Berechnung der Korrekturfaktoren finden sich im Text.

Als Faktor für die Korrektur wurde  $F_{imf} = 1.019$  als typischer Wert für symmetrische Spaltung gewählt. Die Unsicherheit dieser Korrektur beträgt etwa 2%. Da zu jedem kleineren Spaltfragment bei asymmetrischer Spaltung ein größerer Partner gehört, heben sich die Differenzen der Korrektur für verschiedene Spaltfragmente meist weg.

Das Produkt aus  $F_{sb}$  und  $F_{imf}$ , das den Einfluß von Sekundärreaktionen auf den totalen Spaltwirkungsquerschnitt ausdrückt, beträgt 1.238.

In Tabelle 7 finden sich auch Werte für den Korrekturfaktor  $F_{imf}^*$ . Die Berechnung dieses Korrekturfaktors erfolgt analog zur Berechnung von  $F_{imf}$  mit der Ausnahme, daß für diesen Korrekturfaktor alle Materieschichten bis zum Ausgang der Doppelionisationskammer verwendet wurden (Tabelle 5). Dieser Faktor geht in  $k_{em}$  in Gleichung (3.11) ein und korrigiert die Spaltfragmente, die durch zentrale Kollisionen unter die Nachweisschwelle der Doppelionisationskammer fallen und so die Anzahl  $N_{Pb}$  in Gleichung (3.11) verfälschen. Als Korrekturfaktor für alle Sekundärstrahlen wurde 1.025 gewählt, wobei die Schwankungen, die für die untersuchten Sekundärstrahlen etwa 4% betragen, sich wiederum für asymmetrische Spaltung weitgehend gegenseitig kompensieren.

Nach der Bestimmung der Korrekturfaktoren  $F_{sb}$  und  $F_{imf}$ , die sich auf die Berechnung der totalen Spaltwirkungsquerschnitte auswirken, wird im folgenden die Bestimmung der Korrekturfaktoren für die Berechnung der Spaltwirkungsquerschnitte nach **elektromagnetischer** Anregung erläutert.

Um den Korrekturfaktor  $F_{emsb}$  für die Größe  $N_{Pb}$  aus Gleichung (3.11) berechnen zu können, der in  $k_{em}$  eingeht, muß - wie bereits diskutiert - das Verhältnis  $V_i$  der Anzahl  $N_i^{fem}$  aller Isotope mit  $Z \geq Z_{sb} - 2$  zu der Anzahl  $N_i^f$  aller Isotope mit  $Z \geq 80$  bestimmt werden, wobei  $Z_{sb}$  die Kernladung des Sekundärstrahls ist und der Index  $i$  für die verschiedenen Materieschichten steht. Es gilt:

$$V_i = \frac{1 - R_i^{tot} + R_i^B}{1 - R_i^{tot} + R_i^C} \quad (3.18)$$

In dieser Gleichung ist der Ausdruck  $(1 - R_i^{tot})$  die Rate der Kerne, die nicht reagiert haben, wobei  $R_i^{tot}$  für die einzelnen Materieschichten mit dem totalen Reaktionswirkungsquerschnitt  $\sigma^{tot}$  berechnet wurde. In  $R_i^B$  gehen analog zu Gleichung (3.12)

Sekundärstrahl	$F_{emsb}$
$^{233}\text{U}$	0.987
$^{222}\text{Th}$	0.987
$^{212}\text{Ra}$	0.989

Tabelle 8: Korrekturfaktor  $F_{emsb}$  für verschiedene Sekundärstrahlen. Die Details der Berechnung des Korrekturfaktors finden sich im Text.

die Produktionswirkungsquerschnitte

$$\sigma_i^B = \sum_{Z=Z_{sb}-2}^{Z_{sb}} \sigma(Z) \quad (3.19)$$

ein, während die Reaktionsraten  $R_i^C$  mit den Wirkungsquerschnitten

$$\sigma_i^C = \sum_{Z=80}^{Z_{sb}} \sigma(Z) \quad (3.20)$$

berechnet werden. Damit ergibt sich der Korrekturfaktor  $F_{emsb}$  aus dem Produkt der gebildeten Verhältnisse:

$$F_{emsb} = \Pi_i V_i \quad (3.21)$$

Für die drei untersuchten Sekundärstrahlprojekte sind die so berechneten Korrekturfaktoren in Tabelle 8 aufgelistet. Es zeigt sich, daß die Korrektur sehr klein ist und eine Schwankung von 0.2% aufweist. Als Korrekturfaktor wurde der Wert  $F_{emsb} = 0.987$  gewählt.

Der zweite Korrekturfaktor, der für die Berücksichtigung von Mehrfachreaktionen bei der Bestimmung von Spaltwirkungsquerschnitten nach elektromagnetischer Anregung notwendig ist, behandelt Reaktionen der durch die Spaltung produzierten Fragmente in den Materieschichten nach dem Spaltort. Es wurde bereits erwähnt, daß diese Korrektur notwendig ist, weil Spaltfragmente durch Mehrfachreaktionen mehr als zwei Protonen verlieren können und das Ereignis dadurch nicht mehr als elektromagnetisch induzierte Spaltung erkannt werden kann. Für die Bestimmung des entsprechenden Korrekturfaktors  $F_{em}$  ist es wichtig zu berücksichtigen, daß der aufsummierte Ladungsverlust *beider* Spaltfragmente das Summenspektrum der Fragmentkernladungen beeinflusst. Daher ist der Korrekturfaktor gegeben durch:

$$F_{em} = \Pi_i \left( \frac{1}{(1 - R_i^{Z3})^2 - 2 \cdot R_i^{Z1} \cdot R_i^{Z2} - (R_i^{Z2})^2} \right) \quad (3.22)$$

Die Form dieser Gleichung ergibt sich durch die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten, mit denen beide Spaltfragmente zusammen mehr als drei Protonen verlieren können. In die Reaktionswahrscheinlichkeiten in dieser Gleichung

Spaltfragment	$F_{em}$
$^{160}\text{Nd}$	1.195
$^{119}\text{Pd}$	1.160
$^{70}\text{Ni}$	1.116

Tabelle 9: Korrekturfaktor  $F_{em}$  für verschiedene Spaltfragmente. Die Details der Berechnung des Korrekturfaktors finden sich im Text.

gehen nach Gleichung (3.12) die entsprechenden Wirkungsquerschnitte ein, so daß in  $R_i^{Z3}$  alle summierten Produktionswirkungsquerschnitte für Isotope eingehen, die mindestens drei Protonen verloren haben:

$$\sigma_i^{Z3} = \sum_{Z=1}^{Z_{sb}-3} \sigma(Z) \quad (3.23)$$

Die Reaktionswahrscheinlichkeiten  $R_i^{Z1}$  und  $R_i^{Z2}$  werden mit den Produktionswirkungsquerschnitten für die Isotopenreihen mit zwei beziehungsweise einem Protonen weniger als der Sekundärstrahl berechnet:

$$\sigma_i^{Z1} = \sigma(Z_{sb} - 1) \quad (3.24)$$

$$\sigma_i^{Z2} = \sigma(Z_{sb} - 2) \quad (3.25)$$

In Gleichung (3.22) werden alle Materieschichten bis zum Ende der Doppelionskammer berücksichtigt, da Mehrfachreaktionen der Spaltfragmente die Bestimmung der Summe der Fragmentladungen bis zum Ende dieses Detektors beeinflussen können. Für die drei betrachteten Spaltfragmente ist der Korrekturfaktor  $F_{em}$  in Tabelle 9 aufgelistet. Ebenso wie für den Korrekturfaktor  $F_{imf}$  heben sich auch hier die Unterschiede des schweren und des leichten Spaltfragments weitgehend weg. Als Korrekturfaktor wurde  $F_{em} = 1.160$  in der Analyse verwendet.

### 3.5.2 Nukleare Spaltung im Zählgas

Wie bereits erwähnt wurde, enthalten die Ereignisse, die bislang als Spalt Ereignisse in Blei bezeichnet wurden auch Spaltung nach nuklearer Anregung im Zählgas des Aktiven Targets. Spalt Ereignisse nach elektromagnetischer Anregung machen im Zählgas nur einen Anteil von 0.3% der extrahierten Spalt Ereignisse nach elektromagnetischer Anregung aus und können daher vernachlässigt werden. Die Korrektur der nuklearen und der totalen Spaltwirkungsquerschnitte stützt sich auf die nuklearen Reaktionsraten, die mit der Parametrisierung von Benesh *et al.* [BeC89] zuverlässig bestimmt werden können. Damit gilt:

$$\sigma_f^{nuc}(Pb) = \frac{R_{nuc}(Pb)}{R_{nuc}(P10) + R_{nuc}(Pb)} \cdot \sigma_f^{nuc}(AT) = F_{P10} \cdot \sigma_f^{nuc}(AT) \quad (3.26)$$

Sekundärstrahl	$F_{P10}$
$^{233}\text{U}$	0.914
$^{222}\text{Th}$	0.915
$^{212}\text{Ra}$	0.915

Tabelle 10: Der Korrekturfaktor  $F_{P10}$  für drei unterschiedliche Sekundärstrahlen, um nukleare Spalttereignisse im Zählgas des Aktiven Targets zu korrigieren.

Hier ist  $\sigma_f^{nuc}(Pb)$  der gesuchte nukleare Spaltwirkungsquerschnitt allein in den Bleifolien. Der effektive nukleare Spaltquerschnitt im Aktiven Target ist mit  $\sigma_f^{nuc}(AT)$  bezeichnet. Die nuklearen Reaktionsraten im Zählgas  $R_{nuc}(P10)$  und im Blei  $R_{nuc}(Pb)$  werden mit den entsprechenden nuklearen Reaktionswirkungsquerschnitten nach Gleichung (3.12) bestimmt. In die Berechnung der Reaktionsraten geht zwar das gesamte Bleitarget ein, aber es ist nicht sinnvoll, das gesamte Zählgas zu berücksichtigen. Das Aktive Target unterscheidet durch den unterschiedlichen Energieverlust von Projektil und Spaltfragmenten zwischen Spaltung vor, im und hinter dem Aktiven Target. Ein Spalttereignis auf den ersten Zentimetern des Aktiven Targets unterscheidet sich im Energieverlust nur schwach von einem Spalttereignis vor dem Aktiven Target und fällt daher nicht in die Analysebedingung für Spaltung im Aktiven Target, die in Abbildung 13 gezeigt ist. Entsprechendes gilt für Spalttereignisse auf den letzten Zentimetern der Zählgasstrecke. Daher wurden für die hier diskutierte Korrektur von den 54 cm der Länge des Zählgases lediglich 45 cm berücksichtigt. Das entspricht einer Massenbelegung von 67.3 mg/cm<sup>2</sup> Argon, 2.3 mg/cm<sup>2</sup> Kohlenstoff und 0.8 mg/cm<sup>2</sup> Wasserstoff. Der Korrekturfaktor  $F_{P10}$  ist in Tabelle 10 für drei Sekundärstrahlen angegeben. Es zeigt sich, daß der Faktor für die drei berechneten Sekundärstrahlen um weniger als 1% schwankt. Daher wurde für alle Sekundärstrahlen der Wert 0.915 gewählt.

Mit dem so gewonnenen Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{nuc}(Pb)$  ergibt sich für den totalen Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{tot}(Pb)$  in Blei:

$$\sigma_f^{tot}(Pb) = \sigma_f^{nuc}(Pb) + \sigma_f^{em} \quad (3.27)$$

In dieser Gleichung ist  $\sigma_f^{em}$  der Spaltwirkungsquerschnitt nach elektromagnetischer Anregung.

### 3.5.3 Nachweiseffizienz

Die Kenntnis der Nachweiseffizienz des Detektorsystems für Spaltfragmente ist notwendig, um absolute Spaltwirkungsquerschnitte zu bestimmen. In der vorliegenden Arbeit erfolgte der Nachweis der beiden Spaltfragmente in dem Doppelszintillator hinter dem Bleitarget (siehe Abschnitt 2.5.2). Die Effizienz dieses Detektors geht absolut in die Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte ein und muß daher ermittelt werden. Dagegen ist die Kenntnis der Effizienz der Doppel-

ionisationskammer nicht notwendig, da sie nicht in die Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte eingeht (siehe Gleichung (3.11)). Alle Spaltfragmente werden innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von 80 mrad im Laborsystem nach vorne emittiert. Der maximale Öffnungswinkel  $\Theta_{max}$  hängt sowohl von der kinetischen Energie des spaltenden *Compound*kerns als auch von der kinetischen Energie der Spaltfragmente im mitbewegten System gemäß

$$\tan \Theta_{max} = \frac{1}{\gamma_0 \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{\beta_f}\right)^2 - 1}} \quad (3.28)$$

ab. In dieser Gleichung sind die Geschwindigkeiten des Schwerpunktes  $\beta_0$  und der Spaltfragmente  $\beta_f$  in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit gegeben. Der Lorentzfaktor der Schwerpunktsbewegung ist mit  $\gamma_0$  bezeichnet. Für  $\beta_0 \gg \beta_f$  vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\tan \Theta_{max} = \frac{\beta_f}{\gamma_0 \beta_0} \quad (3.29)$$

In den gesamten Öffnungswinkel gehen außerdem noch die Kleinwinkelstreuung im Detektor und die Aufweitung des Strahls außerhalb des Separatorfokus ein. Die Fläche des Doppelszintillators wurde so gewählt, daß der maximale Öffnungswinkel der Spaltfragmente soweit wie möglich abgedeckt wird. Der Abstand zwischen beiden Szintillatoren des Doppelszintillators wurde daher so klein wie möglich gewählt, um einen möglichst geringen Bereich zwischen den Zählern zu haben, in dem Spaltfragmente nicht nachgewiesen werden können. Wichtig ist, daß die interessierende Größe nicht die Nachweeffizienz für einzelne Spaltfragmente ist, sondern die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die beiden Spaltfragmente in unterschiedlichen Szintillatoren nachgewiesen werden. Die Hauptursache für Verluste ist durch die endliche Strahlbreite in vertikaler Richtung gegeben. Dadurch können beide Spaltfragmente im gleichen Szintillator nachgewiesen werden, wenn die Spaltfragmente bis zum Doppelszintillator keinen ausreichenden Abstand in vertikaler Richtung haben. Da es nicht möglich war, die Nachweeffizienz des Doppelszintillators für Spaltung aus Experimentdaten zu bestimmen, wurde diese mittels einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt.

In der Simulation werden die Massen der Spaltfragmente durch zwei Gaußverteilungen - je eine für die schweren und eine für die leichten Spaltfragmente - beschrieben. Der Schwerpunkt der Fragmentmassen der schweren Gruppe liegt für  $^{233}\text{U}$  bei  $A = 138.4$  mit einer Breite von  $\sigma = 5.61$  [Wa88]. Die Masse der leichten Spaltfragmente ergibt sich durch Differenzbildung bei Vernachlässigung von Neutronenabdampfung. Als kinetische Energie der leichten Spaltfragmente wurde eine Gaußverteilung mit einem Schwerpunkt von 100 MeV und  $\sigma = 5.25$  MeV gewählt [QuR88]. Der Winkel und die Ortsverteilung in vertikaler Richtung des Sekundärstrahls am Spaltort wurden aus Experimentdaten gewonnen. Auch an diese Verteilungen wurden Gaußkurven angepaßt. Als Spaltort wurde die Mitte des Bleitargets gewählt, da die Effizienz in guter Näherung eine lineare Funktion

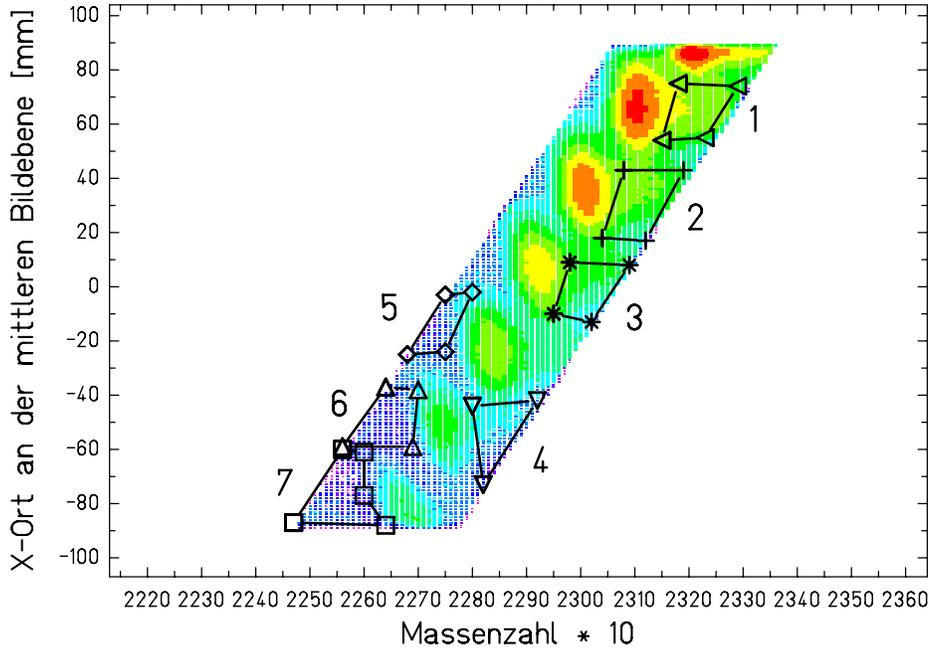


Abbildung 19: Um den Beitrag des Untergrundes im Identifikationsspektrum der Protactiniumkette in einer Separatoreinstellung, in der  $^{229}\text{Pa}$  in beiden Bildebenen zentriert war (siehe Abbildung 12 auf Seite 31), zu untersuchen, wurden unter den hier gezeigten Bedingungen weitere Analysen durchgeführt (siehe Abbildung 20).

der Targetdicke ist, und sich daher die Abweichungen der Effizienz vor und hinter der Mitte des Targets gegenseitig kompensieren. Die Simulationsrechnungen wurden mit einer kinetischen Energie von  $420 \text{ A MeV}$  durchgeführt, was der mittleren kinetischen Energie der Sekundärstrahlen im Bleitarget entspricht. Als Ergebnis wurde eine Effizienz für den Nachweis von Spaltung von  $\epsilon = 90\% \pm 2\%$  bestimmt, was einen Korrekturfaktor  $F_\epsilon = 1.111$  ergibt (siehe Gleichung (3.30)).

Zusammenfassend folgt für den Faktor  $k$  in Gleichung (3.9):

$$k = F_{sb} \cdot F_{imf} \cdot F_\epsilon = 1.376 \quad (3.30)$$

und für den Faktor  $k_{em}$  aus Gleichung (3.11) ergibt sich:

$$k_{em} = \frac{F_{em}}{F_{emsb} \cdot F_{imf}^*} = 1.147 \quad (3.31)$$

### 3.6 Untergrund

Das Identifikationsspektrum (siehe Abbildung 12 auf Seite 31) zeigt, daß sich nicht alle Ereignisse um die Maxima der interessierenden Sekundärstrahlen konzentrie-

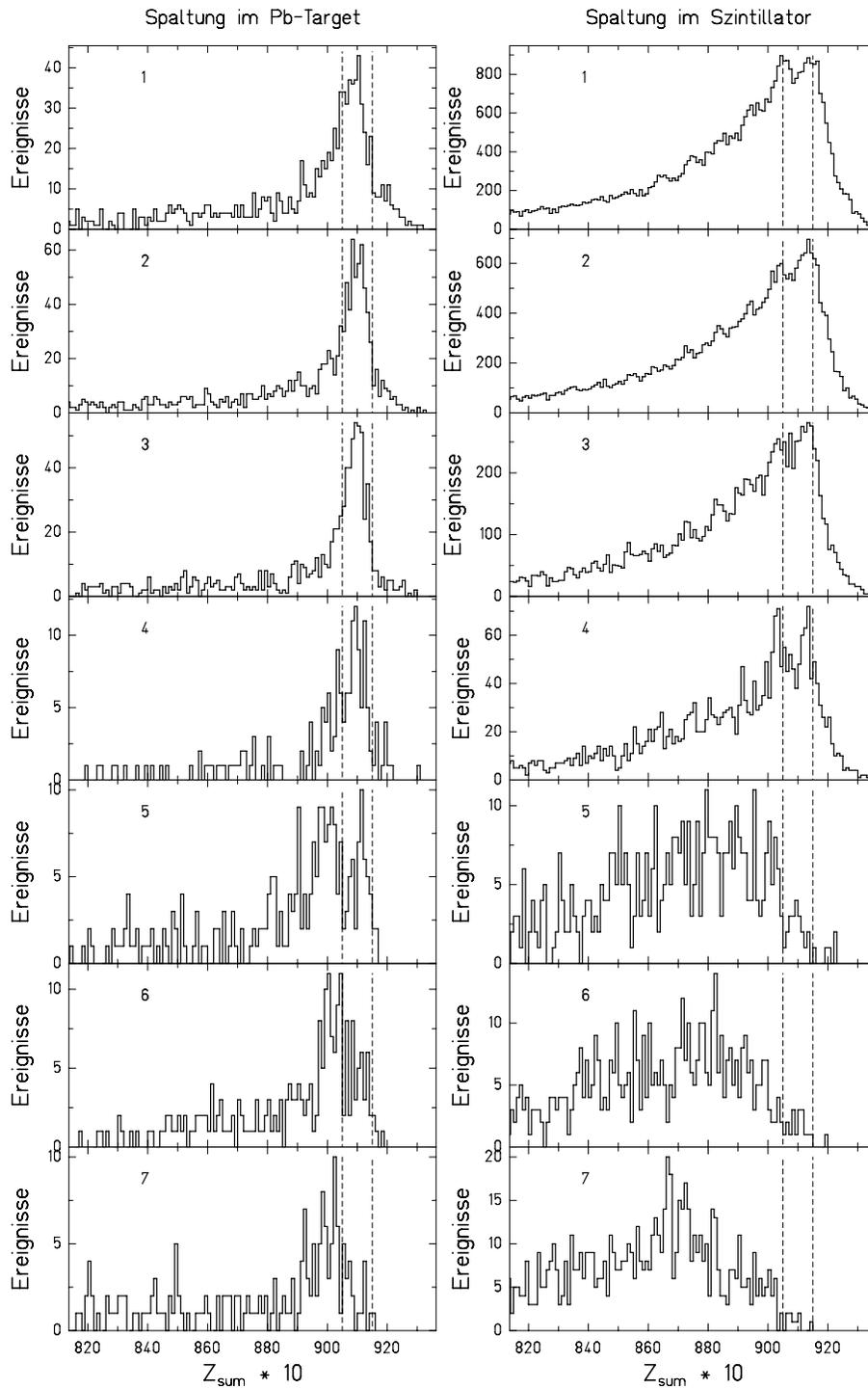


Abbildung 20: Die Summe der Spaltfragmentladungen  $Z_{sum}$ , analysiert unter den in Abbildung 19 gezeigten Bedingungen. Auf der linken Seite finden sich die Spaltereignisse im Bleitarget, und auf der rechten Seite diejenigen im Szintillatortarget. Eingezeichnet ist jeweils der Bereich des Spektrums, in dem die Kernladungssumme mit der Kernladung des Sekundärstrahls identisch ist. Die Nummern beziehen sich auf die Nummern der Bedingungen in Abbildung 19.

ren. Auch außerhalb der beispielsweise in Abbildung 12 dargestellten Analysebedingungen findet sich eine beträchtliche Anzahl von Ereignissen, die nicht identifiziert werden können. Diese Ereignisse bewirken einen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte. Der Ursprung und die Höhe dieses Untergrundes soll im folgenden näher untersucht werden. Dazu wurden im Identifikationsspektrum (Abbildung 19) Untergrundereignisse unter den dargestellten Bedingungen analysiert. Die Bedingungen wurden auf Bereiche gesetzt, in denen keine Ereignisse zu erwarten wären, wenn alle Projektilfragmente korrekt identifiziert würden. Die Analyse der Untergrundereignisse erfolgte analog zu der Analyse von korrekt identifizierten Ereignissen, so daß die in Abbildung 20 gezeigten Summenspektren gewonnen werden könnten. Der Untergrund besteht also zumindest teilweise aus spaltbaren Isotopen. Durch die Höhe des Untergrundes bedingt ist die Ereigniszahl nicht sehr hoch, aber ausreichend für einige qualitative Aussagen.

Alle Ereignisse, die unter Bedingungen, die sich auf der rechten Seite des Identifikationsspektrums befinden, analysiert wurden, zeigen Summenspektren mit einem ausgeprägten Maximum im Bereich der Kernladung des einfallenden Sekundärstrahls. Vermutlich ist der Ursprung des Untergrundes an diesen Stellen dadurch zu erklären, daß die Flugzeitmessung ein falsches Ergebnis geliefert hat und dadurch die Massenidentifikation zu höheren Werten hin verschoben wurde. Eine mögliche Ursache ist eine zu hohe Zählrate an der Mittelebene des Fragmentseparators. Damit handelt es sich hier nur um Ausläufer der benachbarten Maxima.

Die übrigen Bedingungen zeigen ein anders geartetes Summenspektrum. Hier fehlt das durch elektromagnetisch induzierte Spaltung erzeugte Maximum völlig. Dies deutet auf einen Untergrund aus Sekundärstrahlen mit niedriger Kernladung hin. Eine eindeutige Identifikation ist nicht möglich. Dieser Anteil des Untergrundes scheint in guter Näherung über den gesamten Bereich des Spektrums konstant zu sein. Dies deutet zumindest die Tatsache an, daß auch in der Korrelation der Ortsverteilungen in Abbildung 11 auf Seite 30 Ereignisse zu erkennen sind, die sich nicht eindeutig einer der Isotopenreihen zuordnen lassen, da sie sich an Positionen befinden, an denen bei einer optimalen Separation keine Ereignisse zu erwarten wären. Möglicherweise ist durch hohe Zählraten an der Mittelebene des Fragmentseparators auch die Ortsinformation des dortigen Szintillationsdetektors für einige Ereignisse verfälscht worden. Hohe Zählraten können dazu führen, daß Start- und Stoppsignale von Zeitmessungen nicht vom selben Teilchen stammen und so das Meßergebnis und damit die Isotopenidentifikation verfälscht wird.

Unter der Annahme eines konstanten Untergrundes kann die Höhe des Untergrundes abgeschätzt werden. Eine Korrektur der Spaltwirkungsquerschnitte auf den Einfluß des Untergrundes ist schwer möglich, da dieser nicht eindeutig identifizierbar ist und sich somit auch der Einfluß auf die Spaltwirkungsquerschnitte nicht abschätzen läßt. Isotope, in denen der Beitrag des Untergrundes zu groß wird, werden daher in der weiteren Analyse verworfen. Um ein solches Kriterium quantitativ zu ermitteln, wurde in allen Identifikationsspektren eine Bedingung auf den

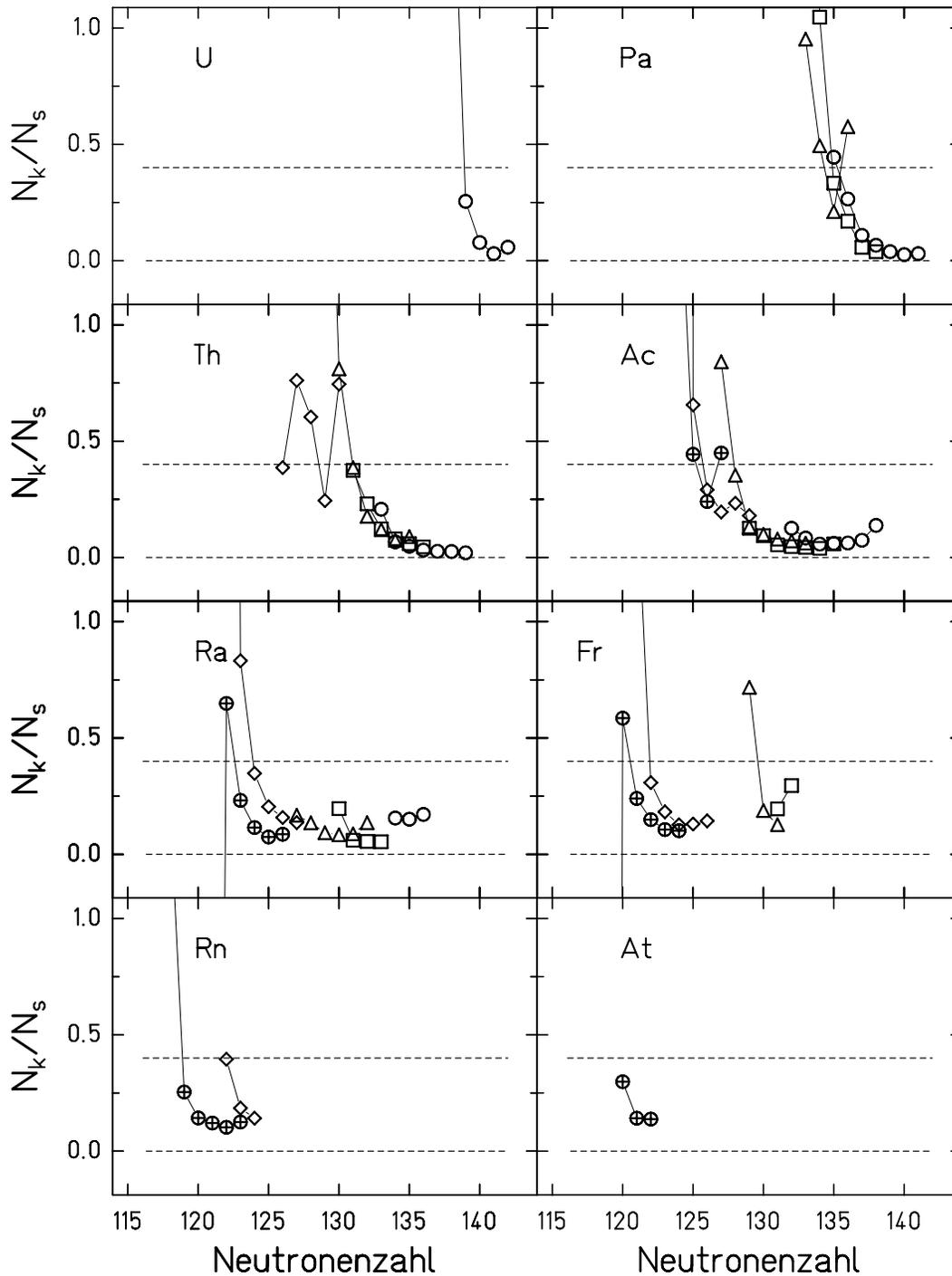


Abbildung 21: Dargestellt ist für jedes gemessene Isotop das Verhältnis der abgeschätzten Untergründereignisse  $N_k$ , die sich innerhalb der Identifikationsbedingung befinden, zu der Anzahl  $N_s$  der Ereignisse, die dem Sollkern entsprechen, für verschiedene Einstellungen des Separators. Zu sehen sind Meßpunkte, die in Separatoreinstellungen gewonnen wurden, in denen folgende Isotope an beiden Bilderebenen zentriert waren:  $^{229}\text{Pa}$  ( $\circ$ ),  $^{226}\text{Pa}$  ( $\square$ ),  $^{222}\text{Th}$  ( $\triangle$ ),  $^{215}\text{Ac}$  ( $\diamond$ ),  $^{211}\text{Ra}$  ( $\oplus$ ). Die Isotope, die sich innerhalb der gestrichelten Linien befinden, wurden zur weiteren Analyse verwendet.

Untergrund gesetzt. Das Verhältnis von Untergrundereignissen pro Fläche in diesem zweidimensionalen Spektrum läßt sich auf die Fläche der Analysebedingungen der ausgewählten Isotope umrechnen. Es ergibt sich für jedes Maximum, also für jedes ausgewählte Isotop, eine Anzahl von Ereignissen  $N_k$ , die dem Untergrund zugeordnet werden können. Es ergibt sich:

$$\frac{N_k}{N_s} = \frac{N_k}{N_0 - N_k} \quad (3.32)$$

In dieser Gleichung ist  $N_0$  die Anzahl aller Ereignisse einer Analysebedingung und  $N_s$  die Anzahl der Ereignisse des Sollkerns. Abbildung 21 zeigt dieses Verhältnis für alle Isotope, die in allen Separatoreinstellungen gemessen wurden. Einige Isotope treten mehrmals auf, da sie in mehr als einer Separatoreinstellung gemessen wurden. Der Verlauf des Verhältnisses als Funktion der Neutronenzahl zeigt systematisch ein Ansteigen des Untergrundes mit sinkender Neutronenzahl. Die Ursache dafür liegt in dem sinkenden Produktionswirkungsquerschnitt für solche Isotope bei konstantem Untergrund. In zwei Fällen wurde der Untergrund größer als die Anzahl der Sollisotope im Maximum. Diese Fälle, sowie alle in denen das Untergrund-zu-Sollkern-Verhältnis größer als  $N_k/N_s > 0.4$  war, wurden für die weitere Analyse verworfen. Maßgeblich für dieses Kriterium war das Auftreten großer Unterschiede in den Spaltwirkungsquerschnitten desselben Isotops in verschiedenen Einstellungen des Separators, das heißt bei verschiedenen Untergrundverhältnissen, zu vermeiden. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers, der durch den Untergrund bedingt ist, findet sich in Abschnitt 3.7.2.

Neben dem hier diskutierten Untergrund zeigen die Ergebnisse für eine Reihe der gemessenen Isotope systematische Abweichungen, wenn sie in verschiedenen Fragmentseparatoreinstellungen gemessen werden. Das gilt beispielsweise für das Verhältnis  $N_{sci}(Z_{sum})/N_{Pb}(Z_{sum})$ . Bei einem Vergleich zeigt sich, daß für einige der gemessenen Isotope dieses Verhältnis für alle Summen der Spaltfragmentkernladungen niedriger im Vergleich zu anderen Messungen desselben Isotops ist. Diese Abweichungen treten für Sekundärstrahlen auf, die nach einer ionenoptischen Rechnung in einer Fragmentseparatoreinstellung nur teilweise durch den Separator transmittiert werden. Ein Beispiel ist  $^{232}\text{Pa}$  in Abbildung 12 auf Seite 31. Dieses Isotop wurde an der mittleren Bildebene abgeschnitten. Warum Isotope mit Transmissionsverlusten ein abweichendes Verhalten zeigen, ist nicht völlig klar. Da sich aber das Verhältnis von Spaltung im Szintillator zu Spaltung in Blei ändert, liegt die Vermutung nahe, daß die Begrenzung der Transmission zu einer anderen Winkelverteilung am Ausgang des Separators führt und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spaltung im Szintillator und Spaltung in Blei unterschiedlich groß sind. Isotope, deren Transmission an der Mittelebene eingeschränkt ist, werden im folgenden nicht mehr berücksichtigt.

Die Reduktion der Datenmenge durch die oben diskutierten Einschränkungen ist in Abbildung 22 am Beispiel der gemessenen elektromagnetisch induzierten Spaltwirkungsquerschnitte der Protactinium-Isotope gezeigt. Dargestellt sind Meßpunkte, die in insgesamt drei Separatoreinstellungen mit unterschiedlicher Transmission

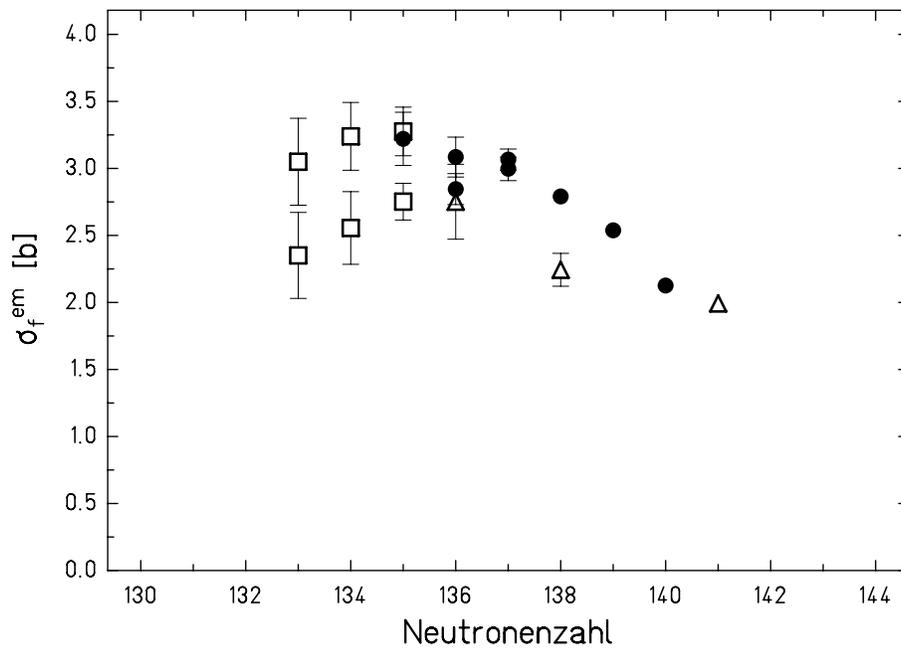


Abbildung 22: Die gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte für Protactinium-Isotope nach elektromagnetischer Anregung. Datenpunkte, die ein Untergrund-zu-Signal-Verhältnis von mehr als 0.4 (□) haben, und Meßpunkte von Isotopen, die an der Mittelebene des Fragmentseparators nicht vollständig nachgewiesen wurden (△), werden im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Die übrigbleibenden Meßpunkte sind ebenfalls dargestellt (volle Symbole). Eingezeichnet sind lediglich die statistischen Fehler der Meßpunkte.

und verschiedenen Untergrundverhältnissen gewonnen wurden. Nur die durch volle Kreise gekennzeichneten Datenpunkte werden im weiteren berücksichtigt.

## 3.7 Fehlerbetrachtung

### 3.7.1 Statistischer Fehler

**Statistischer Fehler des effektiven totalen Spaltwirkungsquerschnitts im Aktiven Target** Der effektive totale Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{\text{tot}}(AT)$  im Aktiven Target inklusive der Spaltung im Zählgas ergibt sich durch:

$$\sigma_f^{\text{tot}}(AT) = \frac{N_f}{N_0} \cdot \frac{F_\epsilon}{T} \cdot F_{sb} \cdot F_{imf} \quad (3.33)$$

Hier ist  $N_0$  die Anzahl der identifizierten Sekundärprojekte im Identifikationsspektrum (Abbildung 14 auf Seite 36, links) und  $N_f$  die Anzahl von Spaltereignissen im Aktiven Target im Doppelszintillatorspektrum (Abbildung 14, rechts). Die Korrektur für die Effizienz des Doppelszintillators ist  $F_\epsilon$ , die Anzahl der Targetatome pro Fläche ist  $T$ . Die Korrekturfaktoren für Verluste von Projektilen vor dem Spaltort  $F_{sb}$  und von Spaltfragmenten hinter dem Spaltort  $F_{imf}$  wurden bereits

diskutiert. Der relative statistische Fehler nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung ist damit:

$$\left(\frac{\Delta\sigma_f^{tot}(AT)}{\sigma_f^{tot}(AT)}\right) = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{N_f}}{N_f}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N_0}}{N_0}\right)^2} \quad (3.34)$$

Die Fehler der Faktoren  $F_\epsilon$ ,  $F_{sb}$  und  $F_{imf}$  werden in Abschnitt 3.7.2 behandelt.

**Statistischer Fehler des elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitts in Blei** Der Spaltwirkungsquerschnitt für Reaktionen nach elektromagnetischer Anregung  $\sigma_f^{em}$  in Blei ist

$$\sigma_f^{em} = \sigma_f^{tot}(AT) \cdot \frac{F_{em}}{F_{emsb} \cdot F_{imf}^*} \cdot \sum_{i=1}^4 \frac{N_{Pb}^i - k_i N_{sci}^i}{N_{Pb}} \quad (3.35)$$

Hier ist  $\sigma_f^{tot}$  der totale Spaltwirkungsquerschnitt,  $F_{em}$  die Korrektur für Ladungsverluste der Spaltfragmente. Die Anzahl aller Ereignisse im Ladungssummenspektrum für Blei ist  $N_{Pb}$ . Diese Anzahl wird durch das Produkt  $F_{emsb}$  und  $F_{imf}^*$  auf Verluste vor und nach der Spaltung korrigiert (siehe Abschnitt 3.5.1). Die Anzahl der Ereignisse in einem der ersten vier Maxima im Blei-Summenspektrum ist  $N_{Pb}^i$ , die entsprechende Anzahl für die gewichteten Maxima im Szintillatorsummenspektrum ist  $N_{sci}^i$ . Die Normierung für jedes Maximum erfolgt unabhängig durch das in Abschnitt 3.4 vorgestellte Extrapolationsverfahren.

Damit folgt für den relativen statistischen Fehler:

$$\left(\frac{\Delta\sigma_f^{em}}{\sigma_f^{em}}\right) = \left[ \left(\frac{1}{\sigma_f^{em}}\right)^2 \cdot \left(\sum_{i=1}^4 \left[ \left(\frac{\partial\sigma_f^{em}}{\partial N_{Pb}^i}\right)^2 \cdot \Delta N_{Pb}^i{}^2 + \left(\frac{\partial\sigma_f^{em}}{\partial N_{sci}^i}\right)^2 \cdot \Delta N_{sci}^i{}^2 \right] \right) + \left(\frac{\Delta\sigma_f^{tot}(AT)}{\sigma_f^{tot}(AT)}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N_{Pb}}}{N_{Pb}}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.36)$$

Der absolute Fehler für die Anzahl der Ereignisse in jedem Maximum  $j$  ist  $\Delta N_{Pb}^j$  für Spaltung in Blei und  $\Delta N_{sci}^j$  im Szintillator. Für jedes Maximum  $j$  gilt:

$$\left(\frac{\partial\sigma_f^{em}}{\partial N_{Pb}^j}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\sigma_f^{em}}\right)^2 \cdot (\Delta N_{Pb}^j)^2 = \left(\frac{\Delta N_{Pb}^j}{\sum_{i=1}^4 N_{Pb}^i - k_i N_{sci}^i}\right)^2 \quad (3.37)$$

$$\left(\frac{\partial\sigma_f^{em}}{\partial N_{sci}^j}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\sigma_f^{em}}\right)^2 \cdot (\Delta N_{sci}^j)^2 = \left(\frac{-k_i \cdot \Delta N_{sci}^j}{\sum_{i=1}^4 N_{Pb}^i - k_i N_{sci}^i}\right)^2 \quad (3.38)$$

Der Spaltwirkungsquerschnitt nach nuklearen Reaktionen im Aktiven Target ergibt sich aus der Differenz von totalem und elektromagnetisch induziertem Spaltwirkungsquerschnitt.

$$\sigma_f^{nuc}(AT) = \sigma_f^{tot}(AT) - \sigma_f^{em} \quad (3.39)$$

Der nukleare Spaltwirkungsquerschnitt in Blei folgt aus:

$$\sigma_f^{nuc}(Pb) = F_{P10} \cdot \sigma_f^{nuc}(AT) \quad (3.40)$$

Mit dem Faktor  $F_{P10}$  wird der Anteil an nuklear induzierter Spaltung im Zählgas korrigiert. Der statistische Fehler für den Spaltwirkungsquerschnitt nach nuklearer Anregung ist entsprechend:

$$\left( \frac{\Delta\sigma_f^{nuc}(Pb)}{\sigma_f^{nuc}(Pb)} \right) = \sqrt{\left( \frac{\Delta\sigma_f^{tot}(AT)}{\sigma_f^{nuc}(Pb)} \right)^2 + \left( \frac{-\Delta\sigma_f^{em}}{\sigma_f^{nuc}(Pb)} \right)^2} \quad (3.41)$$

Der totale Spaltwirkungsquerschnitt im Blei ohne den Beitrag der Spaltereignisse im Zählgas ergibt sich durch:

$$\sigma_f^{tot}(Pb) = \sigma_f^{nuc}(Pb) + \sigma_f^{em} \quad (3.42)$$

mit dem statistischen Fehler:

$$\left( \frac{\Delta\sigma_f^{tot}(Pb)}{\sigma_f^{tot}(Pb)} \right) = \sqrt{\left( \frac{\Delta\sigma_f^{nuc}(Pb)}{\sigma_f^{tot}(Pb)} \right)^2 + \left( \frac{\Delta\sigma_f^{em}}{\sigma_f^{tot}(Pb)} \right)^2} \quad (3.43)$$

### 3.7.2 Systematische Schwankungen der Meßwerte

Der systematische Fehler der in dieser Arbeit bestimmten Spaltwirkungsquerschnitte setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen. Sie lassen sich in zwei Klassen einteilen. Unsicherheiten in der Korrektur auf Sekundärreaktionen sind systematische Fehler im engeren Sinne, denn Unzulänglichkeiten der verwendeten Kernreaktionsmodelle wirken sich in ähnlicher Weise auf alle Meßwerte aus. Dieser Fehler kann nur theoretisch abgeschätzt werden. Dagegen hängt der Untergrund bei der Isotopenidentifikation der Sekundärstrahlen stark von der Separatoreinstellung ab. Daher wirkt er sich, ähnlich wie ein statistischer Fehler, unterschiedlich auf verschiedene Messungen aus. Das gilt auch für Schwankungen der Nachweihrscheinlichkeit durch Fluktuationen in der Lage des Sekundärstrahls. Diese Klasse von Fehlern kann daher mit Hilfe der Schwankungen der Meßwerte aus verschiedenen Fragmentseparatoreinstellungen bestimmt werden. Im einzelnen werden die systematischen Fehler wie folgt abgeschätzt.

Die Unsicherheiten in der Korrektur auf Sekundärreaktionen bei der Bestimmung der totalen Spaltwirkungsquerschnitte durch den Faktor  $k = F_{sb} \cdot F_{imf} = 1.238$

werden auf 3% abgeschätzt. Dieser Wert ergibt sich aus Schwankungen für die verschiedenen Sekundärstrahlen und Spaltfragmente (siehe Tabellen 6 und 7) sowie den Unsicherheiten der Kernreaktionsmodelle.

Die Korrektur der elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte auf Sekundärreaktionen um den Faktor  $k_{em} = F_{em}/(F_{emsb} \cdot F_{imf}^*) = 1.147$  ist mit einer Unsicherheit von etwa 3% verknüpft (siehe Abschnitt 3.5.1). Einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler der Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung liefert das Subtraktions- und Extrapolationsverfahren. Der Einfluß von Mehrfachreaktionen auf dieses Verfahren kann, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, durch einen Vergleich der zwei vorgestellten Extrapolationsverfahren bestimmt werden. Der hierdurch verursachte systematische Fehler wird mit 5% abgeschätzt.

Um die Unsicherheiten durch die oben beschriebene zweite Klasse von Einflüssen abzuschätzen, die sich stark mit der Separatoreinstellung ändern, wurden die einzelnen Meßwerte aus verschiedenen Einstellungen verglichen. Als Beispiel zeigt Abbildung 23 die einzelnen Meßwerte des elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitts für Protactinium-Isotope aus verschiedenen Einstellungen des Fragmentseparators. Die eingezeichneten Fehlerbalken, die einen systematischen Fehleranteil für die Isotopenidentifikation von  $\pm 10\%$ , die im engeren Sinn systematischen Fehler (siehe oben) und den statistischen Fehler beinhalten, scheinen die beobachteten Schwankungen der Meßwerte gut zu repräsentieren. Der gesamte Fehler für Spaltung nach elektromagnetischer Anregung wird berechnet, indem die im engeren Sinne systematischen Fehler (3%, 5% und 3%) linear addiert werden, denn es ist nicht unwahrscheinlich, daß die einzelnen Korrekturen der Einflüsse von Sekundärreaktionen in gleicher Weise fehlerhaft sind. Der fluktuierende systematische Fehler durch Untergrundbeiträge und Schwankungen der Strahlage in Höhe von 10% hat dagegen einen davon unabhängigen Ursprung und wird daher quadratisch addiert. Damit ergibt sich ein systematischer Fehler von 15%.

Der auf analoge Weise abgeschätzte systematische Fehler für nukleare Spaltwirkungsquerschnitte ist nur unwesentlich kleiner, da auch hier als größter Beitrag die Unsicherheit durch den Untergrund in der Isotopenidentifikation eingeht. Daher wird für den nuklear induzierten Spaltwirkungsquerschnitt und für den totalen Spaltwirkungsquerschnitt ebenfalls ein systematischer Fehler von 15% angenommen.

Der gesamte Fehler wird durch lineare Addition von statistischem und systematischem Fehler nach oben abgeschätzt.

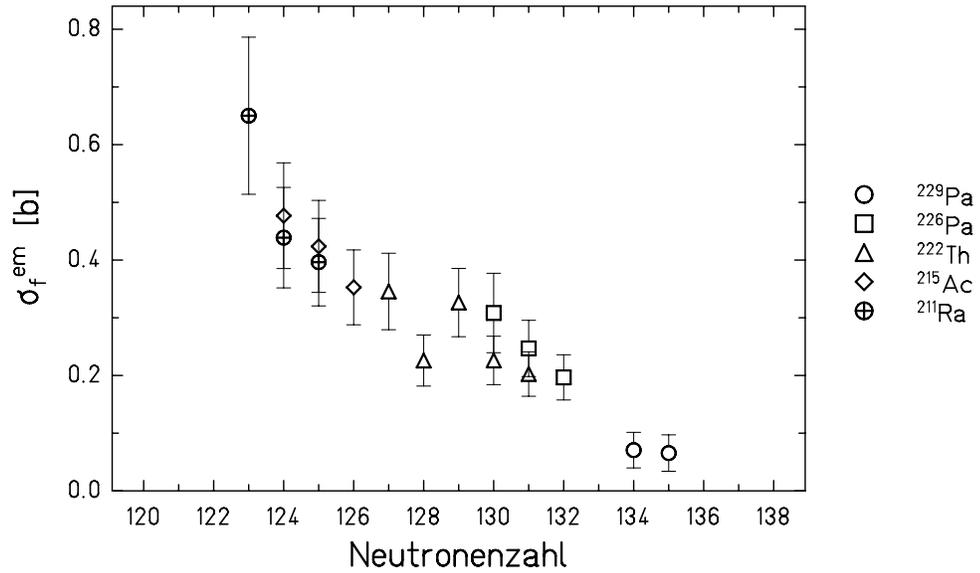


Abbildung 23: Die elektromagnetisch induzierten Spaltwirkungsquerschnitte aller ausgewerteten Radium-Isotope als Funktion der Neutronenzahl. Datenpunkte, die aus verschiedenen Separatoreinstellungen stammen, sind nicht zusammengefaßt. Aus der Legende rechts ist ersichtlich, welche Isotope in den beiden Bildebenen des Separators in den unterschiedlichen Einstellungen jeweils zentriert waren. Der dargestellte Fehler setzt sich in jedem Fall aus dem statistischen Fehler und einem linear addierten systematischen Fehler von 15 % zusammen.

### 3.8 Zusammenfassung der Datenpunkte

Die Datenpunkte verschiedener Fragmentseparatoreinstellungen wurden - gewichtet mit ihrem statistischen Fehler - zusammengefaßt. Es gilt die Beziehung [Kno89]

$$\sigma_{ges} = \sum_{i=1}^N a_i \cdot \sigma_i \quad (3.44)$$

Hier ist  $\sigma_{ges}$  der zusammengefaßte Wirkungsquerschnitt,  $\sigma_i$  der Wirkungsquerschnitt aus einer einzelnen Messung und  $a_i$  ein Wichtungsfaktor, der durch

$$a_j = \frac{1}{\Delta\sigma_j^2} \left( \sum_{i=1}^N \frac{1}{\Delta\sigma_i^2} \right)^{-1} \quad (3.45)$$

gegeben ist. Hier ist  $\Delta\sigma_i$  die Summe aus statistischem und systematischen Fehler für jeweils eine Messung. Der gesamte statistische Fehler  $\Delta\sigma_{ges}$  ergibt sich aus

$$\Delta\sigma_{ges}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\Delta\sigma_i^2}} \quad (3.46)$$

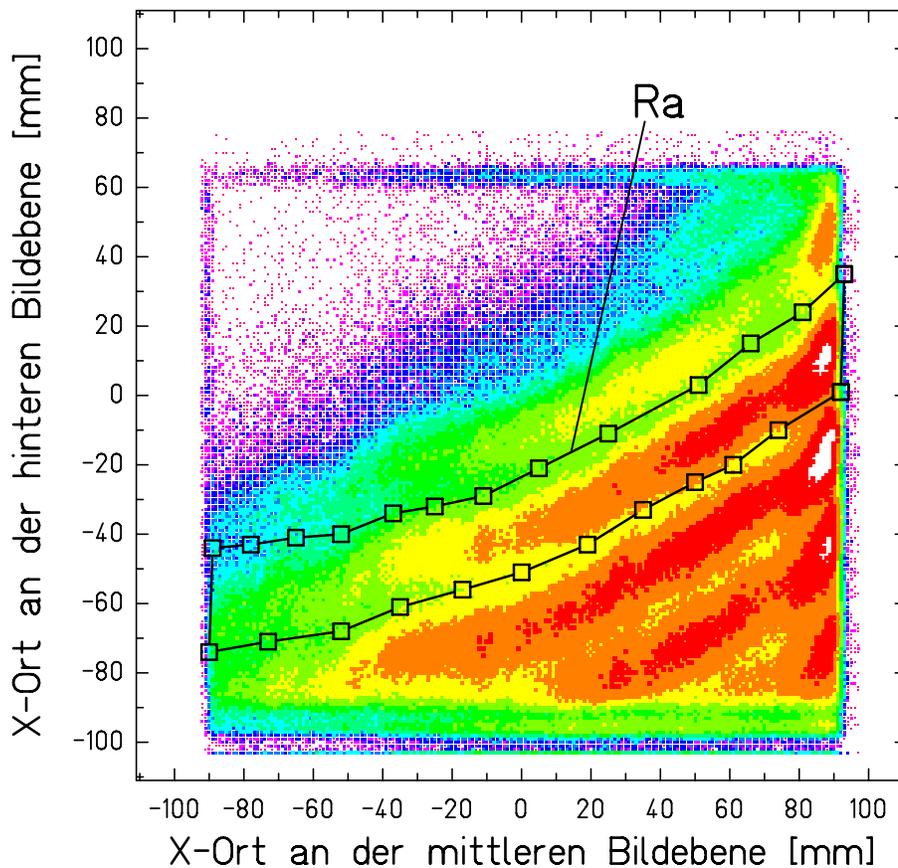


Abbildung 24: Dargestellt sind die Positionen der Projekttilfragmente an der mittleren und hinteren Bildebene des Fragmentseparators. Der eingezeichnete Polygonzug markiert Radium-Fragmente verschiedener Massenzahl. In dieser Einstellung des Separators war  $^{215}\text{Ac}$  in beiden Bildebenen zentriert.

### 3.9 Beispiel: $^{214}\text{Ra}$

In der nachfolgenden Diskussion (Kapitel 4) erweist sich insbesondere die Spaltwahrscheinlichkeit von magischen Isotonen mit 126 Neutronen als besonders interessant. Aufgrund der großen Bedeutung dieser Kerne soll die Analyse am Beispiel von  $^{214}_{88}\text{Ra}_{126}$  im Detail und mit der Darstellung aller relevanten Spektren erläutert werden. Dabei soll insbesondere demonstriert werden, daß selbst die relativ kleinen elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte dieser Kerne aus den Meßdaten zuverlässig bestimmt werden können. Gemessen wurde  $^{214}\text{Ra}$  in einer Einstellung des Fragmentseparators, in dem das Isotop  $^{215}\text{Ac}$  in beiden Bildebenen zentriert war.

Vor der Identifikation werden mit der in Abbildung 10 auf Seite 29 gezeigten Bedingung alle Kerne unterdrückt, die nicht in beiden Fragmentseparatorstufen dasselbe Massen-zu-Ladungs-Verhältnis haben. Die verbleibenden Kerne werden in einer zweidimensionalen Ortskorrelation zwischen der mittleren und der hinteren Bildebene des Separators dargestellt. Die einzelnen Kernladungen unterscheiden sich als klar getrennte Bänder in Abbildung 24. Die Reihe der Radiumisotopen ist

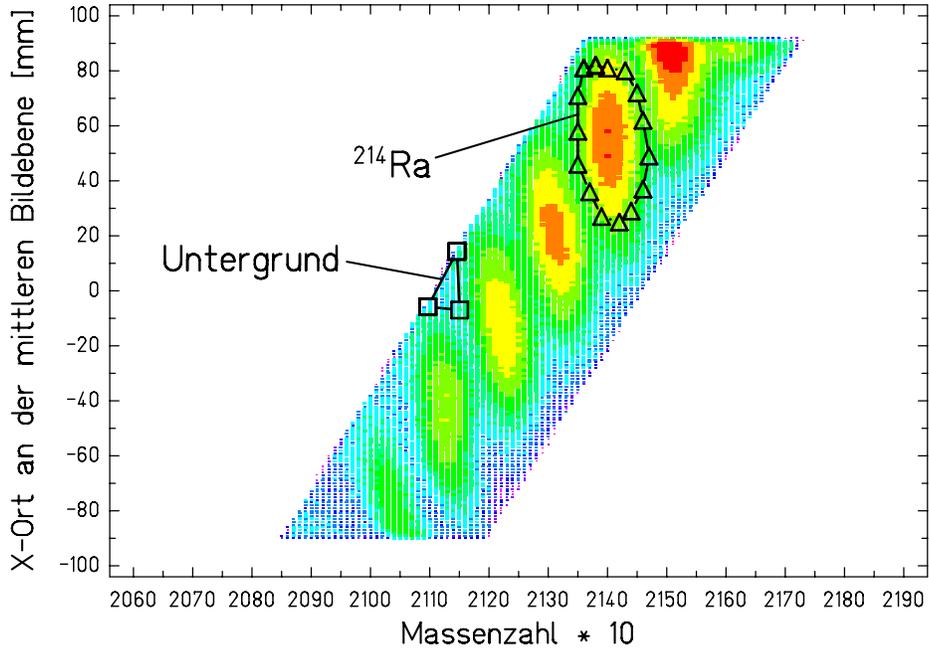


Abbildung 25: Das Identifikationsspektrum der Radiumisotope, die in einer Separatoreinstellung gemessen wurden, in der  $^{215}\text{Ac}$  zentriert war. Innerhalb des mit  $^{214}\text{Ra}$  gekennzeichneten Bereichs befinden sich 166792 Ereignisse. In dem zweiten markierten Fenster liegen 1253 Untergrund-Ereignisse.

mit der Bedingung markiert, unter der alle folgenden Spektren dieses Abschnitts akkumuliert wurden. Die Identifikation von  $^{214}\text{Ra}$  erfolgt mit Hilfe des in Abbildung 25 dargestellten Spektrums. In diesem Spektrum werden alle 166792 Ereignisse innerhalb des markierten Fensters ausgewählt und für die weitere Analyse dieses Isotops verwendet. Um einen möglichen Untergrund durch Fehlidentifikation abzuschätzen, wurde in Bereichen des Identifikationsspektrums, in dem keine korrekt identifizierten Ereignisse erwartet werden, die Anzahl der Ereignisse innerhalb des in Abbildung 25 gezeigten Bereiches bestimmt. Mit der durchschnittlichen Ereignisanzahl pro Fläche kann der Untergrund unter dem Maximum von  $^{214}\text{Ra}$  abgeschätzt werden. Damit kann ein Verhältnis von Untergrund zu Sollkern bestimmt werden.

$$\frac{N_k}{N_s} = \frac{N_k}{N_0 - N_k} \quad (3.47)$$

In dieser Gleichung ist  $N_k$  der Untergrund unter dem Maximum,  $N_s$  die Zahl der  $^{214}\text{Ra}$ -Ionen am Ausgang des Fragmentseparators. Die Zahl aller Ereignisse in der Identifikationsbedingung ist  $N_0$ . Für das vorliegende Beispiel ergab sich  $\frac{N_k}{N_s} = 0.083$ . Wie bereits in Abschnitt 3.6 gezeigt, kann der Einfluß dieses Untergrundes nicht durch eine Korrektur unterdrückt werden. Die Frage, ob die Untergrundereignisse den totalen Spaltwirkungsquerschnitt anheben oder absenken

wird weiter unten in diesem Abschnitt diskutiert.

Unter der Identifikationsbedingung, sowie unter der in Abbildung 13 auf Seite 34 gezeigten Bedingung, die Spaltung im Aktiven Target selektiert, und unter der Bedingung aus Abbildung 14 auf Seite 36 (rechts) wurde das Energieverlustspektrum der Doppelszintillatoren in Abbildung 26 auf der gegenüberliegenden Seite akkumuliert. Es ergeben sich  $N_f = 2046$  Spaltereignisse im Bleitarget. Damit läßt sich der effektive totale Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{tot}(AT)$  berechnen:

$$\sigma_f^{tot}(AT) = \frac{N_f}{N_0} \cdot \frac{M}{t \cdot A_\nu} \cdot F_\epsilon \cdot F_{sb} \cdot F_{imf} \quad (3.48)$$

Mit der Anzahl der Spaltereignisse  $N_f = 2046$ , der Anzahl der Ereignisse in der Identifikationsbedingung  $N_0 = 166792$ , der Molmasse des Bleitargets  $M = 207.19$  g/mol, der Avogadro-Konstante  $A_\nu$ , der Targetmassenbelegung  $t = 3.03$  g/cm<sup>2</sup>, der Effizienzkorrektur  $F_\epsilon = 1.111$ , der Korrektur für Verluste des Sekundärstrahls vor dem Spaltort  $F_{sb} = 1.215$  und der Korrektur für Verluste der Spaltfragmente durch Mehrfachreaktionen  $F_{imf} = 1.019$  ergibt sich ein effektiver totaler Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{tot} = 1.92$  b. Für den relativen statistischen Fehler ergibt sich nach Gleichung (3.34):  $\frac{\Delta\sigma_f^{tot}}{\sigma_f^{tot}} = 2.2\%$ . Der systematische Fehler beträgt 15 %.

Der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt wird aus dem Summenspektrum der Spaltfragmentkernladungen bestimmt. Um zu demonstrieren, daß in <sup>214</sup>Ra tatsächlich Spaltung nach elektromagnetischer Anregung stattfindet, dient das Spektrum in Abbildung 27. In diesem Bild wurden die Summenspektren aus Spaltung im Bleitarget und aus Spaltung im Szintillator übereinander gezeichnet. Es ist zu beachten, daß diese Spektren im *Spalt-Trigger-Mode* gemessen wurden, weshalb die Anzahl an Spaltereignissen größer ist, als das für die Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts der Fall war. Dabei wurde das Szintillatorspektrum innerhalb des eingezeichneten Fensters für die Summe der Spaltfragmentkernladungen auf das Bleispektrum normiert. Beide Spektren zeigen deutlich, daß die höchste Summe von Fragmentladungen mit  $Z_{sum} = 89$  nur schwach vorkommt, wie es für Spaltereignisse nach einer Ladungsaustauschreaktion (siehe Abschnitt 3.4) zu erwarten ist. Der Vergleich des Maximums mit  $Z_{sum} = 89$  mit den Maxima bei leichteren Kernladungen zeigt klar, daß der spaltende Sekundärstrahl - mit Ausnahme der Ladungsaustauschreaktionen - eine Kernladung von höchstens  $Z_{sb} = 88$  gehabt haben kann. Das Szintillatorspektrum in Abbildung 27 ist ausgefüllt gezeichnet, um die Differenz beider Spektren hervorzuheben. Diese Differenz zeigt eindeutig, daß elektromagnetisch induzierte Spaltung eines angeregten Kerns mit der Kernladung  $Z = 88$  stattgefunden hat. Der Untergrund könnte zu diesem Maximum nur beitragen, wenn er die gleiche Kernladung hätte. Dies schränkt die Möglichkeit eines Beitrages von Niederenergiespaltung aus falsch identifizierten Sekundärstrahlprojektilen für dieses Maximum stark ein. Lediglich andere Radium-Isotope könnten einen Beitrag zu der Summe der Fragmentladungen mit  $Z_{sum} = 88$  liefern. Die Ergebnisse dieses Experiments zeigen aber, daß alle neutronenreicheren Radium-Isotope mit einem geringeren Wirkungsquerschnitt spalten,

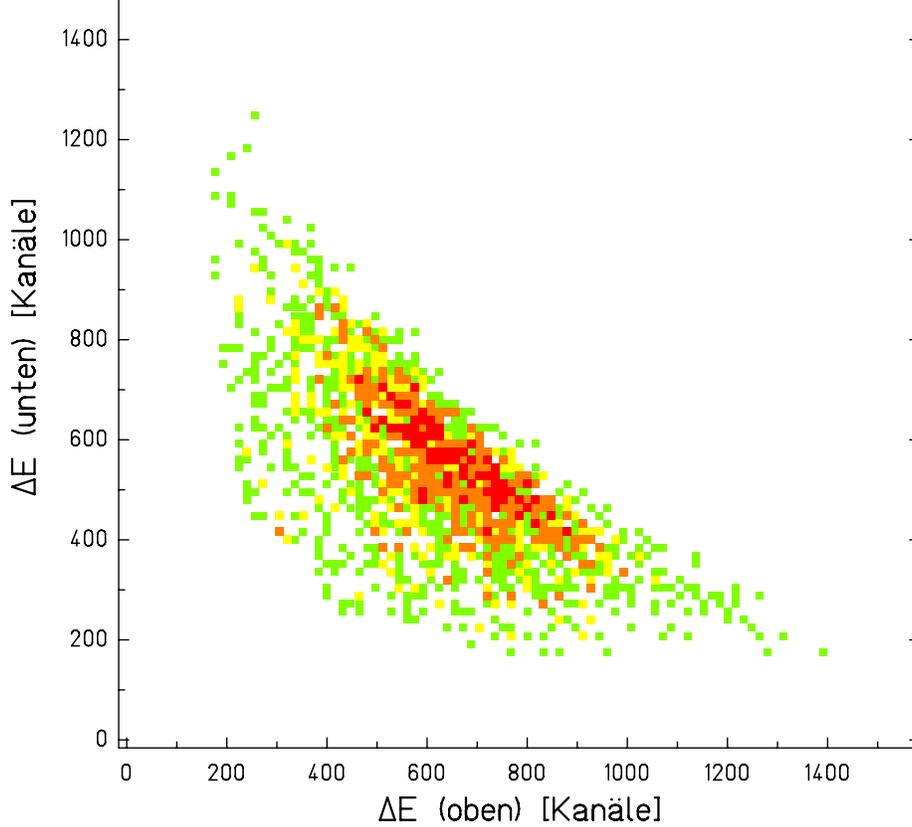


Abbildung 26: Das Energieverlustspektrum des Doppelszintillators. Dargestellt sind Spaltreignisse von  $^{214}\text{Ra}$  im Aktiven Target. Insgesamt befinden sich 2046 Ereignisse in dem Spektrum.

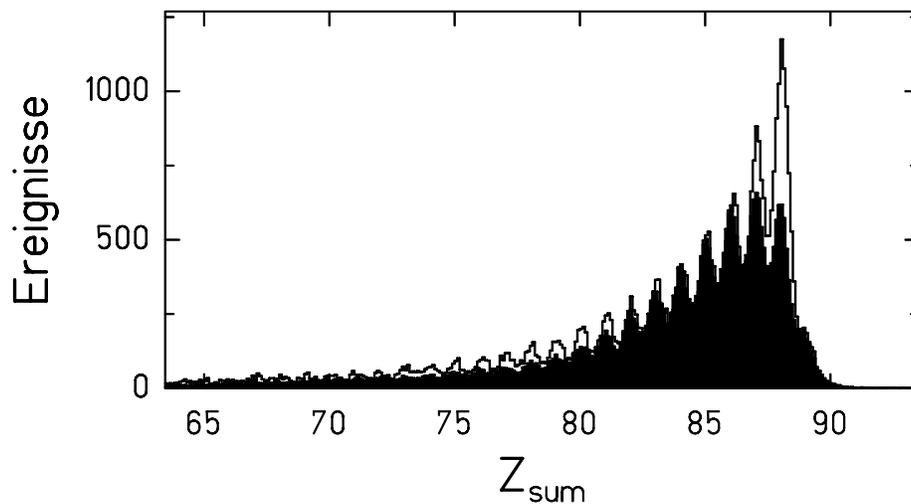


Abbildung 27: Die Summen der Spaltfragmentladungen  $Z_{sum}$  im Blei- und im Szintillatortarget. Das Szintillatortargetspektrum (gefüllte Fläche) wurde innerhalb der gezeigten Bedingung auf das Bleispektrum normiert. Die Differenz zeigt deutlich einen Anteil an Niederenergiespaltung im Bleitarget.

während für neutronenärmere Kerne die Produktionswirkungsquerschnitte stark zurückgehen.

Diese Aussage kann auf die Bestimmung des totalen Spaltwirkungsquerschnitts erweitert werden, der mit einer Messung im *Normal-Trigger*-Mode gewonnen wird, wie bereits beschrieben wurde. Für eine *Normal-Trigger*-Messung können ebenfalls die Spektren der Summen der Spaltfragmentkernladungen der beiden Targetmaterialien erhalten werden, die allerdings eine wesentlich geringere Anzahl an Ereignissen und daher eine höhere statistische Unsicherheit im Vergleich zu Abbildung 27 hätten. Bis auf die unterschiedliche Anzahl der Ereignisse sind die Spektren für die jeweiligen Targets identisch, da zwischen beiden Messungen lediglich der *Trigger*-Mode verändert wurde. Damit kann ausgeschlossen werden, daß Untergrundereignisse mit einer Kernladungszahl von mehr  $Z_{sb} = 88$  den totalen Spaltwirkungsquerschnitt beeinflussen. Wie oben bereits erläutert, kann der Untergrund den totalen Spaltwirkungsquerschnitt daher nur verringern, da er entweder geringere Spaltwirkungsquerschnitte oder niedrigere Produktionswirkungsquerschnitte als  $^{214}\text{Ra}$  aufweist.

Abbildung 27 zeigt aber auch eine vergleichsweise starke Überhöhung für Spaltung in Blei nach Verlust einer Kernladung. Diese Überhöhung läßt sich als Niederenergiespaltung nach Evaporation eines Protons interpretieren, die durch die niedrigeren Separationsenergien für geladene Teilchen bei neutronenarmen Kernen energetisch günstiger wird (siehe Anhang C). Die geringere Überhöhung bei einem Verlust von zwei Kernladungen kann analog als Spaltung nach dem Abdampfen eines Alpha-Teilchens oder von zwei Protonen verstanden werden. Eine andere Erklärung für diese Überhöhung ist Spaltung von Untergrund-Ereignissen nach elektromagnetischer Anregung. Gegen diese Erklärung spricht die Tatsache, daß die Erhöhung eine Funktion der Neutronenzahl ist und für neutronenarme Sekundärstrahlen am größten wird. Dieses Verhalten wird für die Abdampfung von geladenen Teilchen erwartet, da die Separationsenergien für geladene Teilchen mit fallender Neutronenzahl sinken.

Um den elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitt zu bestimmen, wurden die 25 Maxima der Spektren für beide Targets angepaßt. Für den Szintillator wurde das nicht-gewichtete Spektrum verwendet. Die Anzahl der Ereignisse in den ersten vier Maxima sind in Tabelle 11 auf der nächsten Seite zu finden. Das Verhältnis der Zählraten beider Spektren für jede Summe von Fragmentladungen ist in Abbildung 28 gezeigt. Hier manifestiert sich die Niederenergiespaltung in Blei durch eine deutliche Überhöhung bei  $Z_{sum} = 86$  bis  $Z_{sum} = 88$ . Eingezeichnet sind die exponentielle Anpassung an die Daten und die Anpassung an den Referenzkern  $^{225}\text{Ac}$ , um den Unterschied beider Methoden zu verdeutlichen. Die Wichtungsfaktoren  $k_i$  für die vier interessierenden Maxima sind durch die Anpassung gegeben. Sie sind in Tabelle 12 aufgelistet. Die Ereignisse im Szintillatorspektrum  $N_i^{sci}$  in Tabelle 11 werden mit diesen Faktoren multipliziert und ergeben so gewichtete Ereignisraten für das Szintillatortarget in den vier betrachteten Maxima. Aus der Differenz der Ereignisraten in den Bleimaxima  $N_i^{Pb}$  und den normierten Ereignis-

Nummer	Kernladung	Blei	Szintillator
1	89	1263±78	4721±127
2	88	8575±100	15023±139
3	87	6379±88	16274±144
4	86	4826±77	14999±138

Tabelle 11: Die Zählrate in den ersten vier Maxima des Summenspektrums der Spaltfragmentladungen, wie sie aus einer Anpassung (vergleiche Abbildung 17 auf Seite 41) gewonnen wurden, aufgeteilt nach den beiden Targets. Es ist zu beachten, daß das *nicht*-normierte Szintillatorspektrum verwendet wurde. Die Fehler sind die statistischen Fehler aus der Anpassung.

nisraten im Szintillator ergibt sich die Anzahl der elektromagnetisch induzierten Spaltereignisse in den vier Maxima  $N_i^{em}$ :

$$N_i^{em} = N_i^{Pb} - k_i \cdot N_i^{sci} \quad (3.49)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 13 auf Seite 73 eingetragen. Es zeigt sich, daß es kaum einen Unterschied zwischen der Anpassung an die Daten von  $^{214}\text{Ra}$  und der Anpassung an den Referenzkern  $^{225}\text{Ac}$  gibt. Im folgenden wird daher die an die Daten von  $^{214}\text{Ra}$  angepaßte Extrapolation verwendet.

Der elektromagnetisch induzierte Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{em}$  kann nun durch

$$\sigma_f^{em} = \sigma_f^{tot}(AT) \cdot \frac{F_{em}}{F_{emsb} \cdot F_{imf}^*} \cdot \sum_{i=1}^4 \frac{N_i^{em}}{N_{Pb}} \quad (3.50)$$

berechnet werden. In diese Gleichung gehen der effektive totale Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f^{tot}(AT) = 1.92$  b, sowie die Korrekturfaktoren  $F_{em} = 1.160$  für eine Änderung der Kernladung eines der Spaltfragmente durch Mehrfachreaktionen und  $F_{emsb} = 0.987$  für Mehrfachreaktionen, die vor der Spaltung zu einem Verlust von mehr als drei Protonen führen. Die Niederenergiespaltereignisse in den vier Maxima  $N_i^{em}$ , werden mit der in der Doppelionisationskammer gemessenen Anzahl von Ereignissen im *Spalt-Trigger*-Mode  $N_{Pb} = 46127$  normiert. Der Faktor  $F_{imf}^* = 1.025$  korrigiert die Anzahl Spaltfragmente, die durch Reaktionen nach der Spaltung nicht mehr zur Gesamtzahl  $N_{Pb}$  im Summenspektrum der Fragmentladungen beitragen können. Es folgt:  $\sigma_f^{em} = 0.37$  b mit einem relativen statistischen Fehler von 3.4 % und einem systematischen Fehler von 15 %.

Ein maximaler Fehler ergibt sich, falls die Ereignisse, die oben als Spaltung nach elektromagnetischer Anregung und der Abdampfung geladener Teilchen interpretiert wurden, ausschließlich Untergrundereignisse sind, wie bereits oben angesprochen wurde. Dadurch ergäbe sich eine Abweichung von:

$$\frac{\Delta\sigma_f^{em}}{\sigma_f^{em}} = \frac{\sum_{i=3}^4 N_i^{em}}{\sum_{i=1}^4 N_i^{em}} = 0.34 \quad (3.51)$$

Nummer	Kernladung	$k_i$ ( $^{214}\text{Ra}$ )	$k_i$ (Referenz)
1	89	0.237	0.235
2	88	0.253	0.254
3	87	0.270	0.274
4	86	0.288	0.296

Tabelle 12: Das Verhältnis der Ereignisse im Blei- und im Szintillatortarget für die Maxima zwischen  $Z = 86$  und  $Z = 89$ , die aus den in Abbildung 28 gezeigten Extrapolationen an die Daten von  $^{214}\text{Ra}$  und den Referenzkern  $^{225}\text{Ac}$  gewonnen wurden.

Dieser Wert stellt eine obere Abschätzung dar, da es, wie bereits erwähnt, physikalische Argumente dafür gibt, daß für protonenreiche Isotope die Abdampfung von geladenen Teilchen auch nach elektromagnetischer Anregung möglich ist. Außerdem würden Untergrundereignisse den totalen Spaltwirkungsquerschnitt erniedrigen (siehe oben), was die berechnete maximale Abweichung zumindest teilweise kompensieren könnte. Die Bestimmung von Spaltwirkungsquerschnitten nach elektromagnetischer Anregung ohne die Beiträge von  $N_3^{em}$  und  $N_4^{em}$  zu berücksichtigen scheint daher nicht geeignet, zumal die Linienauflösung des Ladungssummenspektrums auch zu einem Verlust an Ereignissen in dem Maximum  $Z_{sum} = Z_{sb}$  führen würde. Aufgrund der hohen systematischen Unsicherheit wird auf die Angabe von Wirkungsquerschnitten für Spaltung nach Emission von geladenen Teilchen verzichtet.

Zusammenfassend kann der Nachweis eines erheblichen Anteils an Spaltung nach elektromagnetischer Anregung im Fall von  $^{214}\text{Ra}$  als gesichert gelten, und die bestimmten Spaltwirkungsquerschnitte oberhalb von  $\sigma_f^{em} = 100$  mb können nicht allein durch Meßunsicherheiten erklärt werden.

Der nukleare Spaltwirkungsquerschnitt im Aktiven Target wird durch die Differenz

$$\sigma_f^{nuc}(AT) = \sigma_f^{tot}(AT) - \sigma_f^{em} \quad (3.52)$$

berechnet. Es ergibt sich ein Wert von  $\sigma_f^{nuc}(AT) = 1.55$  b. Der nukleare Spaltwirkungsquerschnitt im Blei folgt aus  $\sigma_f^{nuc}(Pb) = \sigma_f^{nuc}(AT) \cdot F_{P10}$  mit dem Korrekturfaktor  $F_{P10} = 0.915$ . Damit ist  $\sigma_f^{nuc}(Pb) = 1.42$  b mit einem statistischen Fehler von 2.9%. Der systematische Fehler beträgt ebenfalls 15%. Der totale Spaltwirkungsquerschnitt im Bleitarget für  $^{214}\text{Ra}$  wird nach

$$\sigma_f^{tot}(Pb) = \sigma_f^{nuc}(Pb) + \sigma_f^{em} \quad (3.53)$$

bestimmt. Es ergibt sich ein Wert von 1.79 b mit einem statistischen Fehler von 2.6% und einem systematischen Fehler von 15%.

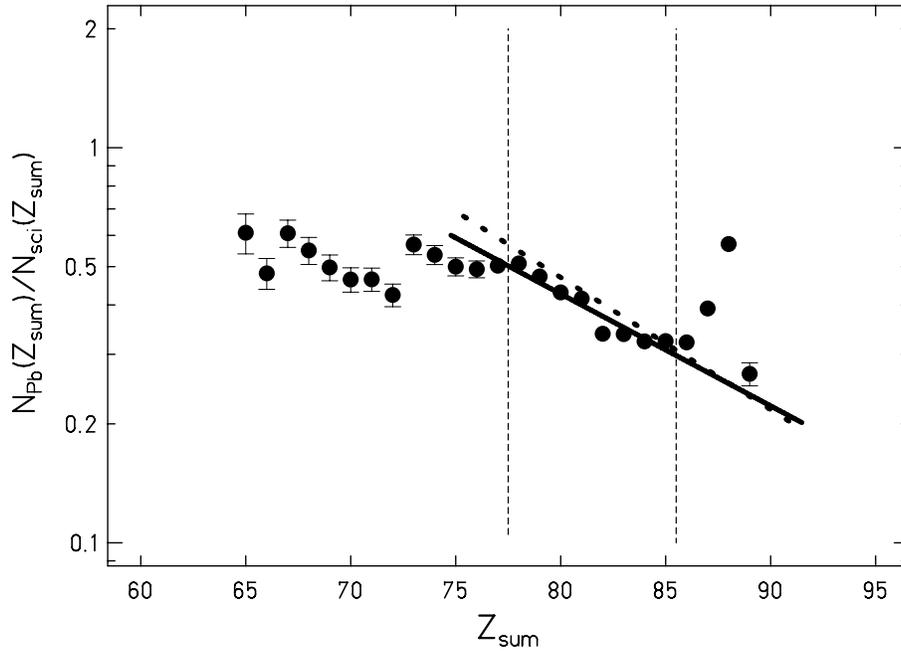


Abbildung 28: Das Extrapolationsverfahren für  $^{214}\text{Ra}$  (siehe Abbildung 18 auf Seite 42).

Nummer	Kernladung	$N_i^{em} (^{214}\text{Ra})$	$N_i^{em} (\text{Referenz})$
1	89	$144 \pm 84$	$154 \pm 84$
2	88	$4774 \pm 106$	$4765 \pm 106$
3	87	$1983 \pm 96$	$1921 \pm 96$
4	86	$501 \pm 87$	$389 \pm 87$

Tabelle 13: Die Zahl von elektromagnetisch induzierten Spaltreignissen eines  $^{214}\text{Ra}$ -Sekundärstrahls für vier Kernladungen. Die Zahlen wurden sowohl durch eine Extrapolation an die  $^{214}\text{Ra}$ -Daten, als auch an einen Referenzkern bestimmt. Der Anteil für  $Z = 89$  ist als Ausläufer des Maximums bei  $Z = 88$  zu verstehen. Er tritt auf, weil die an die einzelnen Maxima angepaßte Gausverteilung nicht ganz realistisch ist.

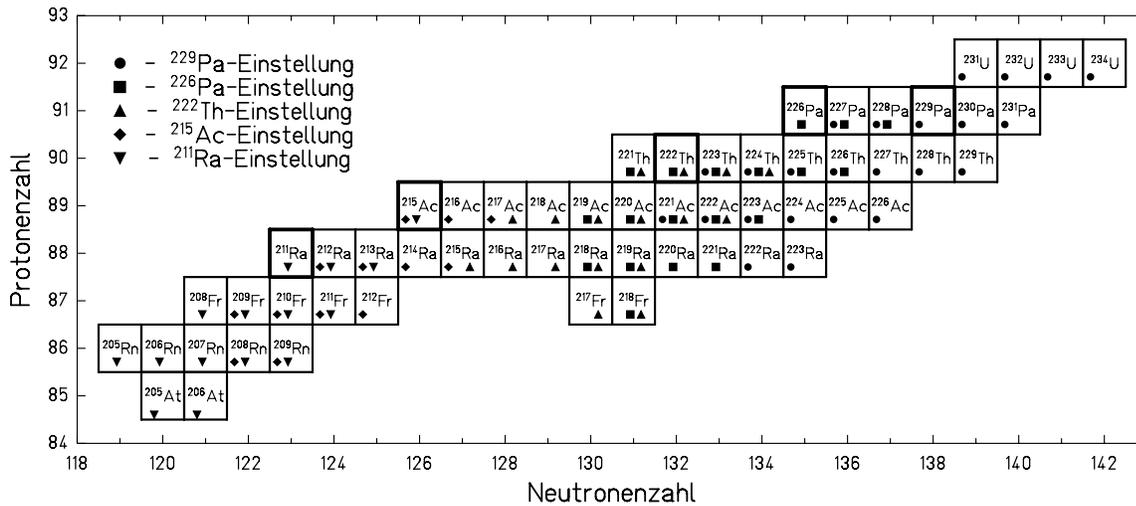


Abbildung 29: Ein Ausschnitt der Nuklidkarte. Dargestellt sind alle hier untersuchten Isotope. Mit den angegebenen Symbolen ist für jedes Isotop markiert, in welchen Einstellungen es gemessen wurde. Die Einstellungen des Separators sind mit dem Isotop bezeichnet, das in beiden Bildebenen zentriert war.

## 4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Im hier diskutierten Experiment wurden insgesamt 58 Isotope von acht verschiedenen Elementen untersucht. In Abbildung 29 sind diese Isotope auf einem Ausschnitt der Nuklidkarte eingezeichnet. In diesem Bild, aber auch in Tabelle 14 auf der nächsten Seite ist außerdem zu erkennen, mit welcher Fragmentseparatoreinstellung die unterschiedlichen Isotope gemessen wurden. Für die untersuchten Sekundärstrahlen wurden Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer und nuklearer Anregung sowie totale Spaltwirkungsquerschnitte gemessen. Alle Datenpunkte und ihre Fehler sind in den Tabellen 15 und 16 am Ende dieses Kapitels aufgelistet.

Die totalen Spaltwirkungsquerschnitte sind in ihrer absoluten Höhe hinsichtlich der Planung künftiger Experimente von Interesse und spiegeln die Summe von Spaltwirkungsquerschnitten nach nuklearer und nach elektromagnetischer Anregung wieder, die im folgenden diskutiert werden.

### 4.1 Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung

In Abbildung 30 auf Seite 76 sind alle im Rahmen dieser Arbeit gemessenen elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte  $\sigma_f^{em}$  im Bleitarget dargestellt. Zum Vergleich wurden die Datenpunkte zweier vorangehender Messungen herangezogen, bei denen ebenfalls Schwerionen mit relativistischen Energien in inverser Ki-

Element	Isotop	<sup>229</sup> Pa- Einstellung	<sup>226</sup> Pa- Einstellung	<sup>222</sup> Th- Einstellung	<sup>215</sup> Ac- Einstellung	<sup>211</sup> Ra- Einstellung
U	234	×	-	-	-	-
U	233	×	-	-	-	-
U	232	×	-	-	-	-
U	231	×	-	-	-	-
Pa	231	×	-	-	-	-
Pa	230	×	-	-	-	-
Pa	229	×	-	-	-	-
Pa	228	×	×	-	-	-
Pa	227	×	×	-	-	-
Pa	226	-	×	-	-	-
Th	229	×	-	-	-	-
Th	228	×	-	-	-	-
Th	227	×	-	-	-	-
Th	226	×	×	-	-	-
Th	225	×	×	-	-	-
Th	224	×	×	×	-	-
Th	223	×	×	×	-	-
Th	222	-	×	×	-	-
Th	221	-	×	×	-	-
Ac	226	×	-	-	-	-
Ac	225	×	-	-	-	-
Ac	224	×	-	-	-	-
Ac	223	×	×	-	-	-
Ac	222	×	×	×	-	-
Ac	221	×	×	×	-	-
Ac	220	-	×	×	-	-
Ac	219	-	×	×	-	-
Ac	218	-	-	×	-	-
Ac	217	-	-	×	×	-
Ac	216	-	-	-	×	-
Ac	215	-	-	-	×	×
Ra	223	×	-	-	-	-
Ra	222	×	-	-	-	-
Ra	221	-	×	-	-	-
Ra	220	-	×	-	-	-
Ra	219	-	×	×	-	-
Ra	218	-	×	×	-	-
Ra	217	-	-	×	-	-
Ra	216	-	-	×	-	-
Ra	215	-	-	×	×	-
Ra	214	-	-	-	×	-
Ra	213	-	-	-	×	×
Ra	212	-	-	-	×	×
Ra	211	-	-	-	-	×
Fr	218	-	×	×	-	-
Fr	217	-	-	×	-	-
Fr	212	-	-	-	×	-
Fr	211	-	-	-	×	×
Fr	210	-	-	-	×	×
Fr	209	-	-	-	×	×
Fr	208	-	-	-	-	×
Rn	209	-	-	-	×	×
Rn	208	-	-	-	×	×
Rn	207	-	-	-	-	×
Rn	206	-	-	-	-	×
Rn	205	-	-	-	-	×
At	206	-	-	-	-	×
At	205	-	-	-	-	×

Tabelle 14: Diese Tabelle zeigt, in welcher Separatoreinstellung die verschiedenen Isotope gemessen wurden. Die Separatoreinstellungen wurden nach dem jeweils in beiden Bildebenen des Separators zentrierten Isotop benannt.

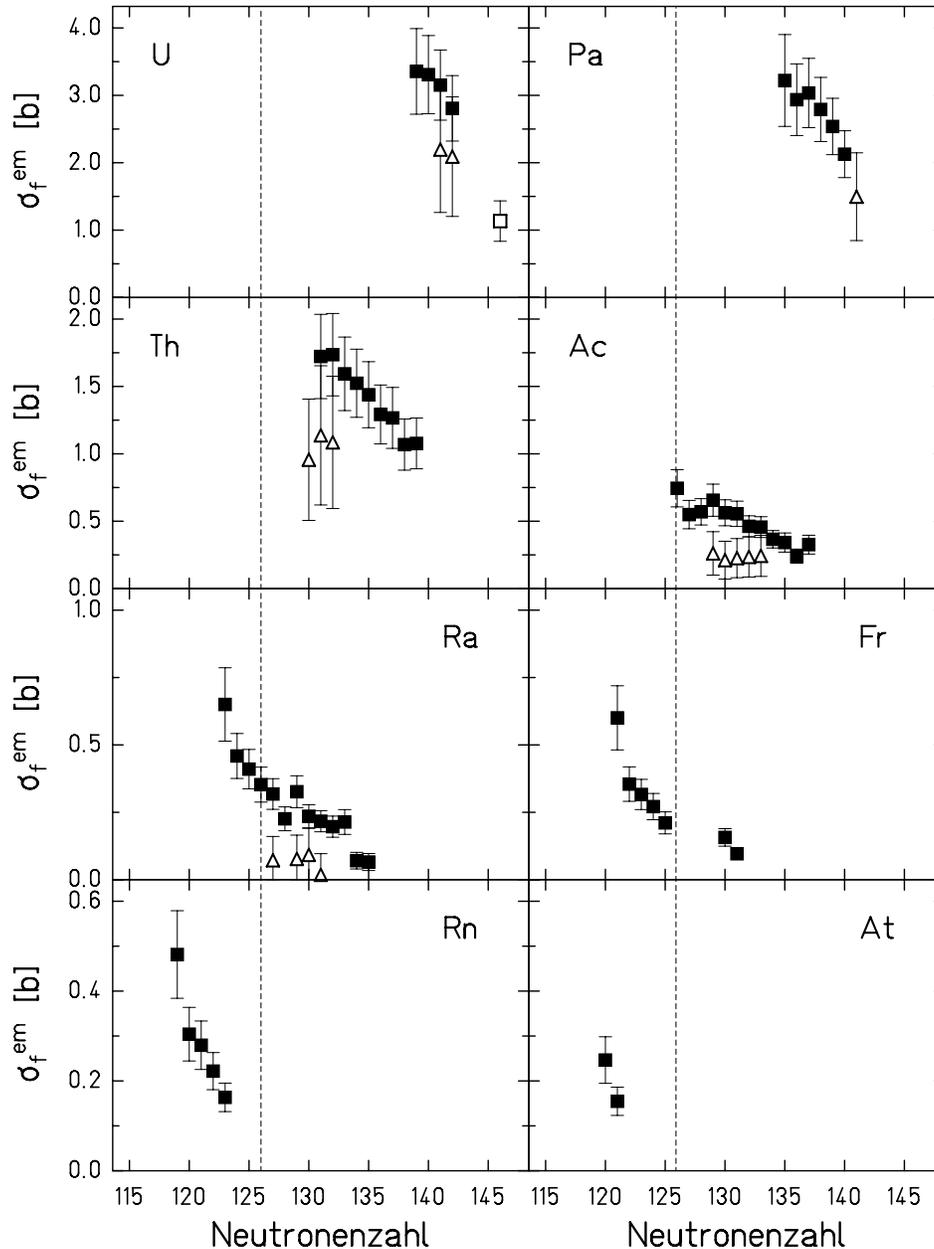


Abbildung 30: Die im Experiment gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung. Zum Vergleich ist ein Datenpunkt von Rubehn *et al.* [RuM95] für  $^{238}\text{U}$  eingezeichnet, wobei Target und Strahlenergie skaliert wurden, um einen Vergleich zu erlauben (offenes Quadrat). Weiterhin sind Ergebnisse von Grewe *et al.* [GrA97] dargestellt (offene Dreiecke). Die gezeigten Fehler beinhalten für die Daten dieser Arbeit und die Daten aus [GrA97] den systematischen und den statistischen Fehler. Der Fehler aus der Extrapolation nach [RuM95] ist geschätzt. Die gestrichelten Linien markieren Isotone mit 126 Neutronen.

nematik auf ihre elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte hin untersucht wurden. Rubehn *et al.* [RuM95] haben den elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitt von  $^{238}\text{U}$  für verschiedene Targets bei verschiedenen Energien untersucht. Eingezeichnet ist ein Punkt, der mit einer in [RuM95] gegebenen Systematik auf Spaltung bei 420 A MeV in einem Bleitarget skaliert wurde. Die Größe des Wirkungsquerschnitts paßt zu dem Trend der hier gemessenen Daten. Weiterhin sind auch die von Grewe *et al.* [GrA97] gemessenen Datenpunkte eingezeichnet. Diese Punkte wurden in einem Sekundärstrahlexperiment gewonnen, das der im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Messung voranging. Es zeigt sich für Uran, Protactinium und Thorium ein weitgehender Überlapp. Die Spaltwirkungsquerschnitte der Actinium- und Radiumisotope sind dagegen für die beiden Experimente unterschiedlich. Die Ursache für diese Diskrepanz liegt vermutlich in der Weiterentwicklung des experimentellen Aufbaus gegenüber der früheren Messung. Die Sekundärstrahlidentifikation wurde mittlerweile durch eine Flugzeitmessung ergänzt und durch eine Erhöhung des Anteils an vollständig ionisierten Fragmenten durch die Verwendung von Niobfolien verbessert. Die Auflösung bei der Bestimmung der Kernladung der Spaltfragmente konnte für das hier diskutierte Sekundärstrahlexperiment ebenfalls gesteigert werden, da die Auflösung der Flugzeitmessung der Spaltfragmente höher war und das verwendete Sekundärtarget eine geringere Massenbelegung hatte. Die im vorgangegangenen Experiment verwendete Ionisationskammer war nicht unterteilt, weshalb zur Trennung eine Zeitprojektionsmethode verwendet werden mußte. Vermutlich liegt in diesen schwierigen experimentellen Randbedingungen die Erklärung, daß die Daten der früheren Messung systematisch niedriger liegen.

Der Verlauf der in dieser Messung gewonnenen elektromagnetischen Spaltwirkungsquerschnitte ist glatt. Für alle Isotopenketten steigt der Spaltwirkungsquerschnitt mit sinkender Neutronenzahl an. Die absolute Höhe steigt außerdem stark mit der Kernladung des spaltenden Kerns an und liegt im Bereich von 100 mb bis zu 3.5 b. Nur diese relativ hohen Wirkungsquerschnitte ermöglichen Sekundärstrahlexperimente bei den gegenwärtig verfügbaren Primärstrahlintensitäten. Besonders interessant ist die Tatsache, daß für die 126-Neutronen-Isotone kein Minimum auftritt oder, mit anderen Worten, der Schalenabschluß keine Stabilisierung gegen Spaltung bewirkt. Ähnliche Erkenntnisse aus Fusions- und Fragmentationsdaten bei höheren Anregungsenergien wurden bereits in der Einleitung erwähnt. Die vorliegenden Daten lassen jedoch noch wesentlich detailliertere Aussagen zu.

## 4.2 Spaltwahrscheinlichkeiten

Für *Compound*kernreaktionen ist die Spaltwahrscheinlichkeit durch das Verhältnis aus dem Spaltwirkungsquerschnitt  $\sigma_f$  und dem Bildungswirkungsquerschnitt des

*Compound*kerns  $\sigma_{CN}$  gegeben:

$$P_f = \frac{\sigma_f}{\sigma_{CN}} \quad (4.1)$$

Der Bildungswirkungsquerschnitt des *Compound*kerns ist in vielen Fällen experimentell nicht direkt zugänglich und muß daher berechnet werden. Das ist im Fall von elektromagnetischer Anregung durch den in Anhang A beschriebenen Formalismus möglich. Für Spaltung ist dieser Formalismus nur bedingt verwendbar, da die Spaltwahrscheinlichkeit unterhalb der Spaltbarriere vernachlässigbar niedrig ist. Es erscheint sinnvoller, eine modifizierte Spaltwahrscheinlichkeit  $P_f^*$  zu definieren:

$$P_f^*(E^* > B_f) = \frac{\sigma_f^{em}}{\sigma^{em}(E^* > B_f)} \quad (4.2)$$

Hier wird nur der elektromagnetische Anregungswirkungsquerschnitt oberhalb der Spaltbarriere  $\sigma^{em}(E^* > B_f)$  berücksichtigt, unterhalb der Spaltbarriere aber vernachlässigt. Das ist in Abbildung 31 für zwei ausgewählte Kerne schematisch dargestellt. Oben in der Abbildung sind die Verhältnisse für einen deformierten Kern gezeigt, der nur wenig stärker gebunden ist, als das Tröpfchenmodell vorhersagt. Eine elektromagnetische Anregung der Riesenresonanz bevölkert hauptsächlich Energien, die schematisch auf der Ordinate angedeutet sind. Doch nur Kerne mit Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere tragen zum Spaltwirkungsquerschnitt in nennenswerter Weise bei. Im unteren Bild sind die Verhältnisse für einen sphärischen Kern dargestellt. Der Grundzustand dieses Kerns, auf dem die Riesenresonanz aufbaut, ist gegenüber dem Grundzustand des Tröpfchenmodells abgesenkt. Dadurch ist der Anteil der Riesenresonanz, der über die Spaltbarriere hinausragt, wesentlich geringer. Diesem Effekt wird durch die Einführung der modifizierten Spaltwahrscheinlichkeit Rechnung getragen.

Quantitativ ist das Ergebnis einer solchen Rechnung in Abbildung 32 zu sehen. Hier ist der differentielle elektromagnetische Anregungswirkungsquerschnitt als Funktion der Anregungsenergie am Beispiel von  $^{214}\text{Ra}$  gezeigt. Bei der Rechnung wurden die 1- und 2-Phonon Dipolriesenresonanz, sowie die isoskalare und die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz berücksichtigt. Die Beiträge höherer Multipolaritäten oder höherer Mehrfachanregungen wurden wegen ihres geringen Beitrags zum Wirkungsquerschnitt vernachlässigt. Die durchgezogene Linie zeigt die Summe der einzelnen Komponenten. Der schraffierte Bereich zeigt, bis zu welcher Energie die Spaltbarriere reicht. Der elektromagnetische Anregungswirkungsquerschnitt für die Berechnung der modifizierten Spaltwahrscheinlichkeit ergibt sich durch eine Integration des Spektrums oberhalb der Spaltbarriere.

Eine Annahme, die in die Berechnung des Anregungsspektrums eingeht, ist, daß der in Anhang A vorgestellte Formalismus zur Berechnung der elektromagnetischen Anregung für alle untersuchten Sekundärstrahlen verwendet werden kann. Dabei wird insbesondere angenommen, daß die verwendeten Parametrisierungen der Riesenresonanzen (siehe Anhang A) auch für protonenreiche Isotope gültig

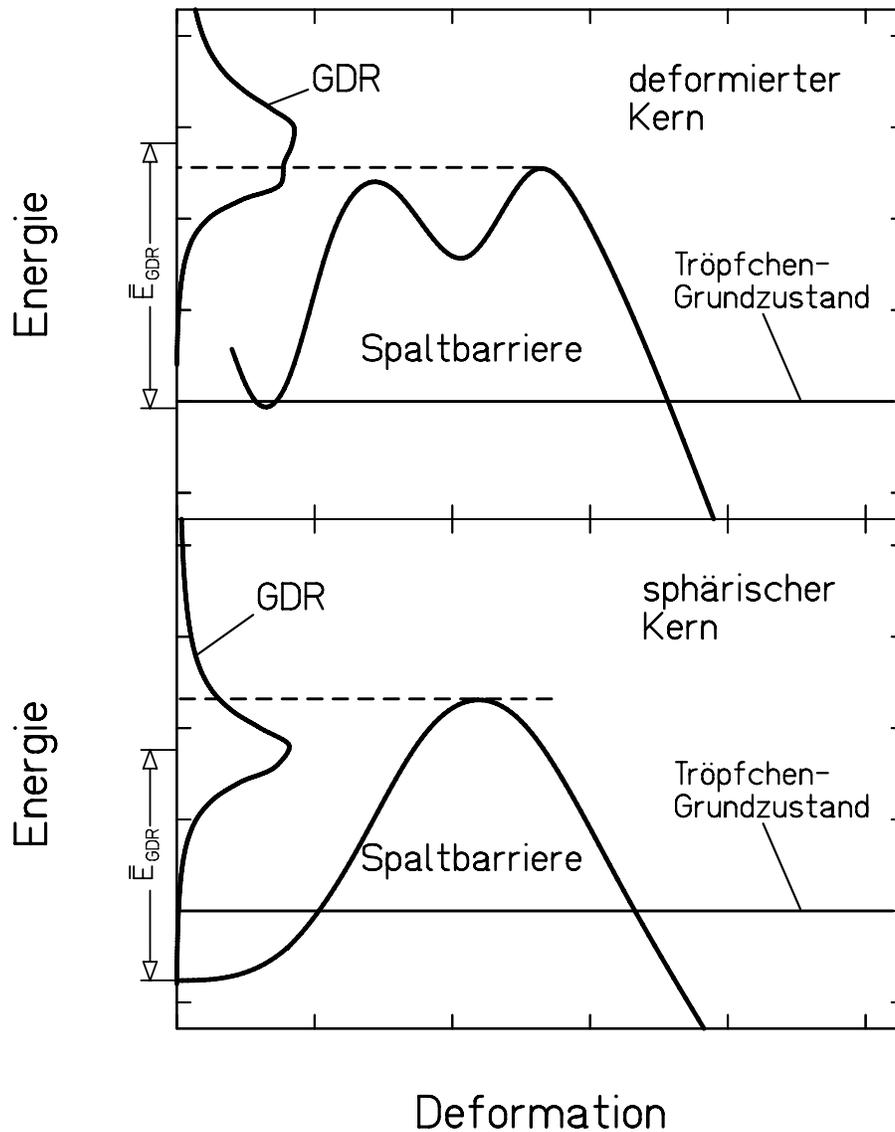


Abbildung 31: Schematische Darstellung zur Illustration des Einflusses des Grundzustandsschaleneffektes auf die meßbare Spaltwahrscheinlichkeit durch elektromagnetische Anregung. Oben: Ein deformierter Kern, dessen Grundzustand keine Schalenkorrektur aufweist. Nur wenn die elektromagnetische Anregung zu Anregungsenergien größer als die Spaltbarriere führt, ist Spaltung möglich (bei Vernachlässigung von Transmission durch die Barriere). Unten: Für sphärische Kerne mit starkem Grundzustandsschaleneffekt ändern sich die Verhältnisse. Die Spaltbarriere wird höher, und der Anteil des Anregungswirkungsquerschnitts oberhalb der Spaltbarriere sinkt, da die elektromagnetisch angeregten Riesenresonanzen auf dem Grundzustand aufgebaut werden.

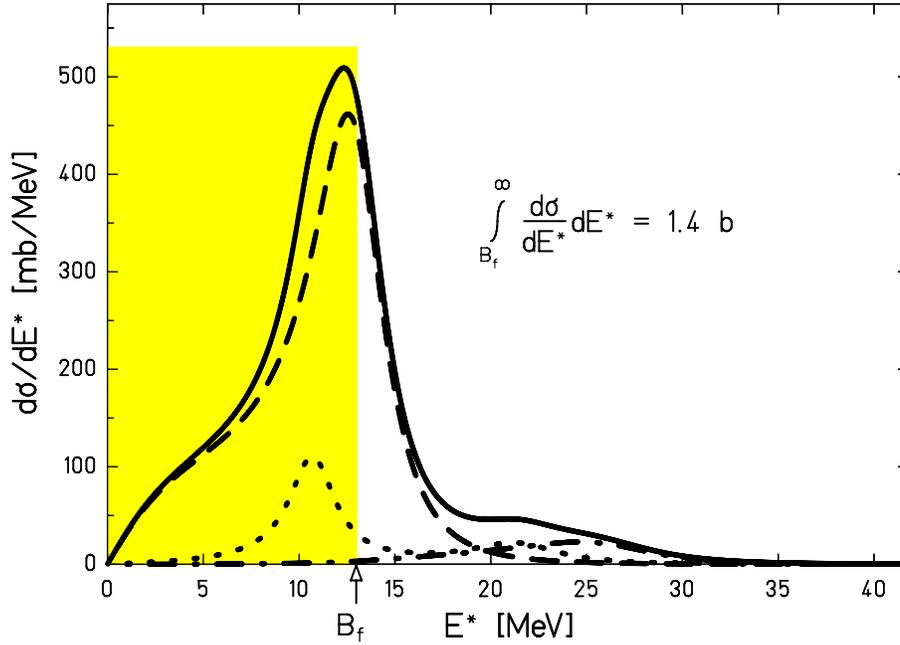


Abbildung 32: Die volle Linie ist das gesamte Anregungsenergiespektrum. Dargestellt sind auch die einzelnen Komponenten, die zur Anregung beitragen: Die 1-Phonon-Dipolriesenresonanz (gestrichelt), die 2-Phononen-Dipolriesenresonanz (strich-punktiert), sowie die 1-Phonon-Quadrupolriesenresonanzen (gepunktet). Der graue Bereich deutet an, welcher Teil der Anregungsfunktion unterhalb der verwendeten Spaltbarriere (siehe Text) in Höhe von  $B_f = 12.98$  MeV liegt.

sind. Die Spaltbarriere  $B_f$  wird als die Summe einer Spaltbarriere aus dem *rotating finite-range liquid drop* Modell [Sie86] und dem Grundzustandsschaleneffekt [MoN95] berechnet. Der Beitrag von Schaleneffekten an der Spaltbarriere wird vernachlässigt. Die Spaltwahrscheinlichkeit unterhalb der Spaltbarriere wird ebenfalls vernachlässigt, und oberhalb der Spaltbarriere wird der Transmissionskoeffizient gleich eins gesetzt.

Die Spaltwirkungsquerschnitte werden durch den Einfluß zweier Größen dominiert: Einerseits von der Höhe der Spaltbarrieren, die insbesondere im Bereich der 126-Neutronen Schale stark ansteigen (Abbildung 33), und andererseits von der Spaltwahrscheinlichkeit und deren Energieabhängigkeit oberhalb der Spaltbarriere. Die notwendigen Annahmen zur Abschätzung der Spaltbarriere weichen von bekannten Messungen nur insofern ab, als für einige deformierte Kerne eine kleine Korrektur der Spaltbarriere durch Schaleneffekte am Sattelpunkt von etwa 1 MeV [PaS88]

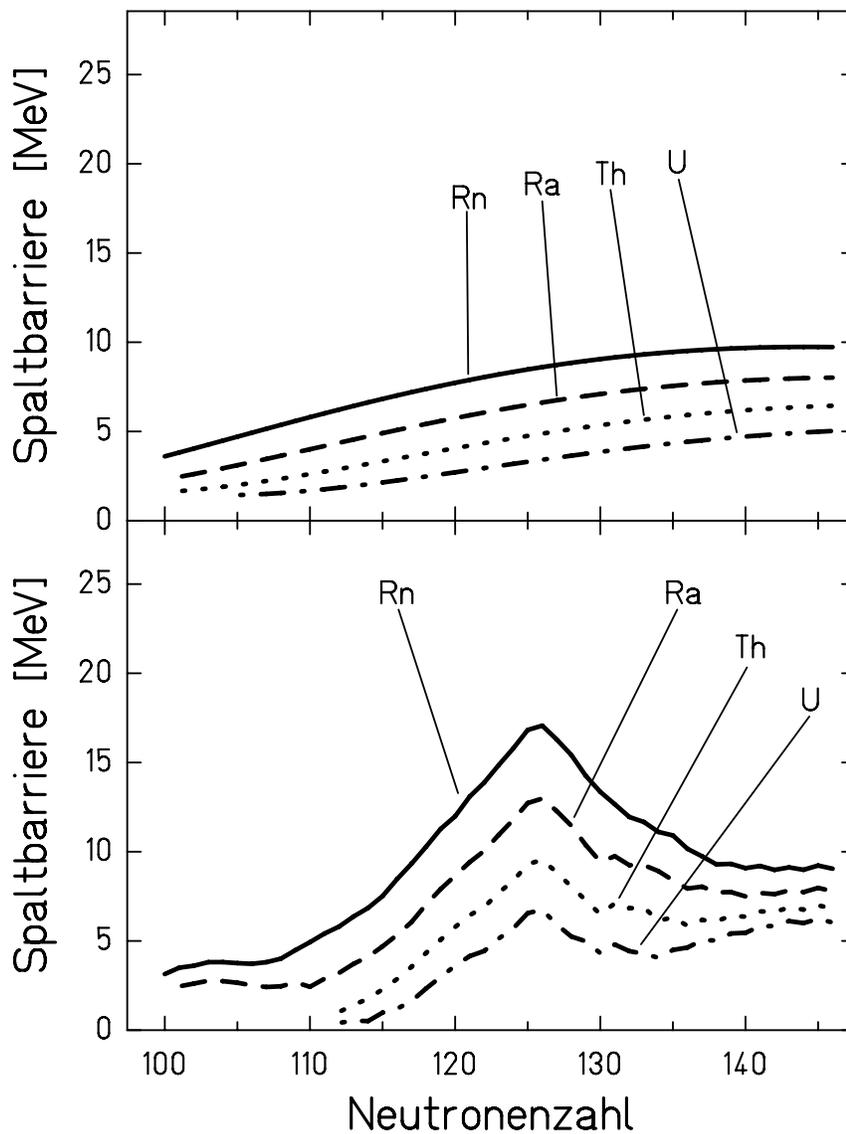


Abbildung 33: Spaltbarrieren in der Nähe der 126-Neutronen-Schale. Oben: Spaltbarrieren verschiedener Elemente nach einer Tröpfchenmodellrechnung [Sie86]. Unten: Spaltbarrieren nach einer mikroskopisch-makroskopischen Rechnung, die den Grundzustandsschaleneffekt berücksichtigt [MoN95].

nachgewiesen ist. Die verwendeten Spaltbarrieren sind in Anhang C aufgelistet.

Für die gemessenen Uran- und Protactiniumisotope zeigt Abbildung 34 einen Vergleich der erhaltenen Spaltwahrscheinlichkeiten für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere mit Spaltwahrscheinlichkeiten aus der Literatur. Messungen der Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie der Isotope  $^{231}\text{U}$ ,  $^{232}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Pa}$ ,  $^{231}\text{Pa}$  und  $^{232}\text{Pa}$  durch direkte Reaktionen [GaB76] zeigen oberhalb von  $E^* = (9 - 10)$  MeV ein Plateau. Wie von Caldwell *et al.* [CaD80] vorgeschlagen, wurde der Wert bei 11 MeV als repräsentativ für den Plateauwert angenommen. Im Vergleich liegen die Spaltwahrscheinlichkeiten in direkten Reaktionen bei

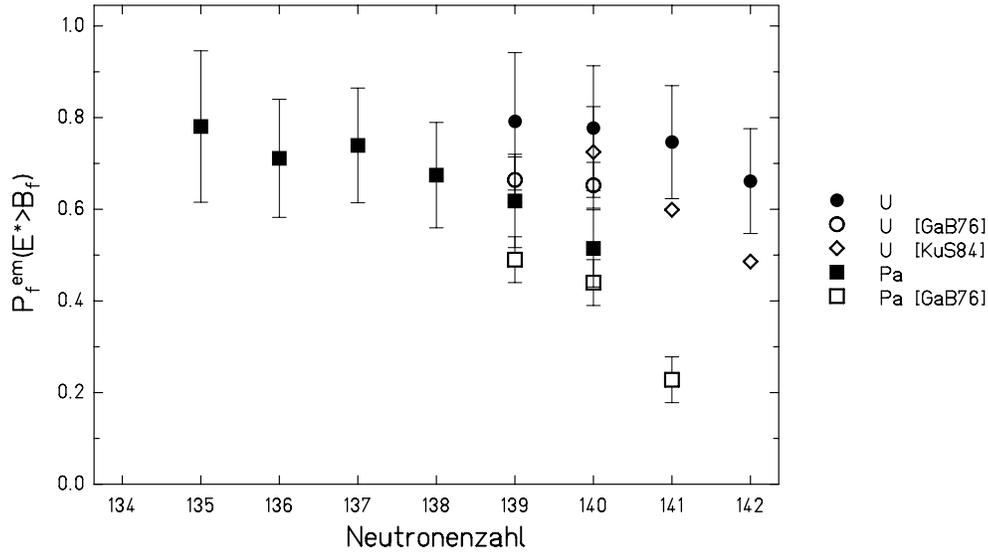


Abbildung 34: Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten (siehe Text) oberhalb der Spaltbarriere von Uran- und Protactiniumisotope (volle Symbole) mit Literaturdaten. Zum Vergleich sind Spaltwahrscheinlichkeiten aus direkten Reaktionen bei  $E^* = 11$  MeV [GaB76] eingezeichnet. Die Fehler für diese Daten ergeben sich durch die Ungenauigkeiten beim Ablesen der Daten, die größer als die angegebenen Fehler waren. Weiterhin sind Spaltwahrscheinlichkeiten nach neutroneninduzierter Spaltung von Uranisotopen bei einer Neutronenenergie von  $E_n = (2 - 4)$  MeV dargestellt [KuS84].

$E^* = 11$  MeV systematisch unterhalb der hier diskutierten Daten, zeigen aber im Trend eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler. Ein Grund für diese systematischen Unterschiede könnte darin liegen, daß die elektromagnetische Anregung zum Teil auch Energiezustände oberhalb von  $E^* > 20$  MeV bevölkert, für die der Plateauwert nicht mehr repräsentativ ist. Da von Gavron *et al.* nur Meßpunkte bis zu einer Anregungsenergie  $E^* < 15$  MeV existieren, ist ein genauerer Vergleich nicht möglich. Weiterhin sind in Abbildung 34 Datenpunkte eingezeichnet, die aus einer Kompilation von  $\Gamma_n/\Gamma_f$ -Werten [KuS84] von neutroneninduzierten Spaltreaktionen gewonnen wurden. Die Neutronenenergie lag bei  $E_n = (2 - 4)$  MeV. Die Daten liegen in allen Fällen etwas unter den Werten dieser Arbeit.

Eine größere Abweichung zwischen den hier bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten und Literaturdaten zeigt sich dagegen für die Isotope  $^{229}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$  und  $^{227}\text{Th}$  [Spe74], sowie für  $^{227}\text{Ac}$  und  $^{226}\text{Ac}$  [KoS73] bei einer Anregungsenergie von  $E^* = 11$  MeV. Die Ursache für diese Abweichung liegt wahrscheinlich darin, daß für diese Isotope die Spaltwahrscheinlichkeit bei  $E^* = 11$  MeV kein typischer Wert ist, und die Annahme, daß die Spaltwahrscheinlichkeit durch einen Plateauwert beschreiben werden kann, nicht mehr zutrifft. Auch Specht [Spe74] gibt die Spaltwahrscheinlichkeiten nur bis zu maximal  $E^* = 15$  MeV an, weswegen es nicht möglich ist einen angemessenen Vergleich durchzuführen.

Alle ermittelten Spaltwahrscheinlichkeiten mit Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere zeigt Abbildung 35 auf der nächsten Seite (Die Spaltwahrscheinlichkeiten sind am Ende dieses Kapitels in den Tabellen 17 und 18 aufgelistet). Für die Uran-, Protactinium- und Thoriumisotope ergibt sich ein klares Bild. Mit sinkender Kernladung des spaltenden Kerns sinkt auch die Spaltbarkeit, die hingegen mit niedrigerer Neutronenzahl ansteigt. Die Spaltwahrscheinlichkeiten der Isotopenketten sind klar voneinander getrennt. Für Isotope mit geringerer Kernladung ändert sich das Bild. Die Isotopenketten sind nicht mehr deutlich zu unterscheiden, und an der 126-Neutronen-Schale zeigt sich für diese Elemente ein Anstieg zwischen  $N = (126 - 128)$  in der Spaltwahrscheinlichkeit. Daraus läßt sich schließen, daß die in Abbildung 30 gezeigten Spaltwirkungsquerschnitte deshalb keine Struktur in der Nähe des Neutronenschalenabschlusses zeigen, weil sich der Einfluß der höheren Spaltbarriere und der Einfluß der ansteigenden Spaltwahrscheinlichkeit gegenseitig kompensieren.

Um den Unterschied zu bisher untersuchten Uran- und Protactiniumisotopen zu verdeutlichen, wurde für Abbildung 36 auf Seite 85 das Verhältnis der Zerfallsbreiten aus den experimentellen Spaltwahrscheinlichkeiten bestimmt:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{1 - P_f^{em}}{P_f^{em}} \quad (4.3)$$

Hier ist  $\Gamma_n$  die Zerfallsbreite durch Neutronenemission und  $\Gamma_f$  die Spaltbreite. Bei dieser Beziehung wurde angenommen, daß keine anderen Zerfallskanäle zum Abregungsprozeß beitragen. Für die schwersten der untersuchten Sekundärstrahlen ist diese Annahme gut erfüllt. Vielfach wurde in der Literatur der *Constant-Temperature-Ansatz* verwendet, um das Verhältnis der Zerfallsbreiten zu beschreiben [Mor73, VaH73]:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2 \cdot A^{2/3} \cdot T}{k} \cdot \exp\left(\frac{B_f - \langle B_n \rangle}{T}\right) \quad (4.4)$$

In dieser Gleichung ist die gemittelte Neutronenbindungsenergie  $\langle B_n \rangle$ , die Spaltbarriere durch  $B_f$  gegeben und  $T$  ist die Kerntemperatur, für die hier  $T = 0.5$  MeV gewählt wurde [GrA97]. Für die Konstante  $k$  wurde der Wert 10 MeV verwendet [VaH73]. Die Spaltbarrieren wurden aus der Summe der Spaltbarriere des Tröpfchenmodells [Sie86] und dem Grundzustandsschaleneffekt [MoN95] berechnet. Die Neutronenbindungsenergien stammen ebenfalls aus dem *finite-range liquid drop* Modell [MoN95]. Die mittleren Neutronenbindungsenergien  $\langle B_n(A, Z) \rangle$  eines Kerns mit der Massenzahl  $A$  und der Kernladungszahl  $Z$  wurden mit

$$\langle B_n(A, Z) \rangle = \frac{1}{4}[B_n(A - 1, Z) + 2B_n(A, Z) + B_n(A + 1, Z)] \quad (4.5)$$

berechnet, um Gerade-Ungerade Effekte zu unterdrücken [KuS84].

Der *Constant-Temperature-Ansatz* beschreibt die Meßwerte für bislang untersuchte Aktinide und Transurane relativ gut (siehe beispielsweise [KuS84]), liefert aber

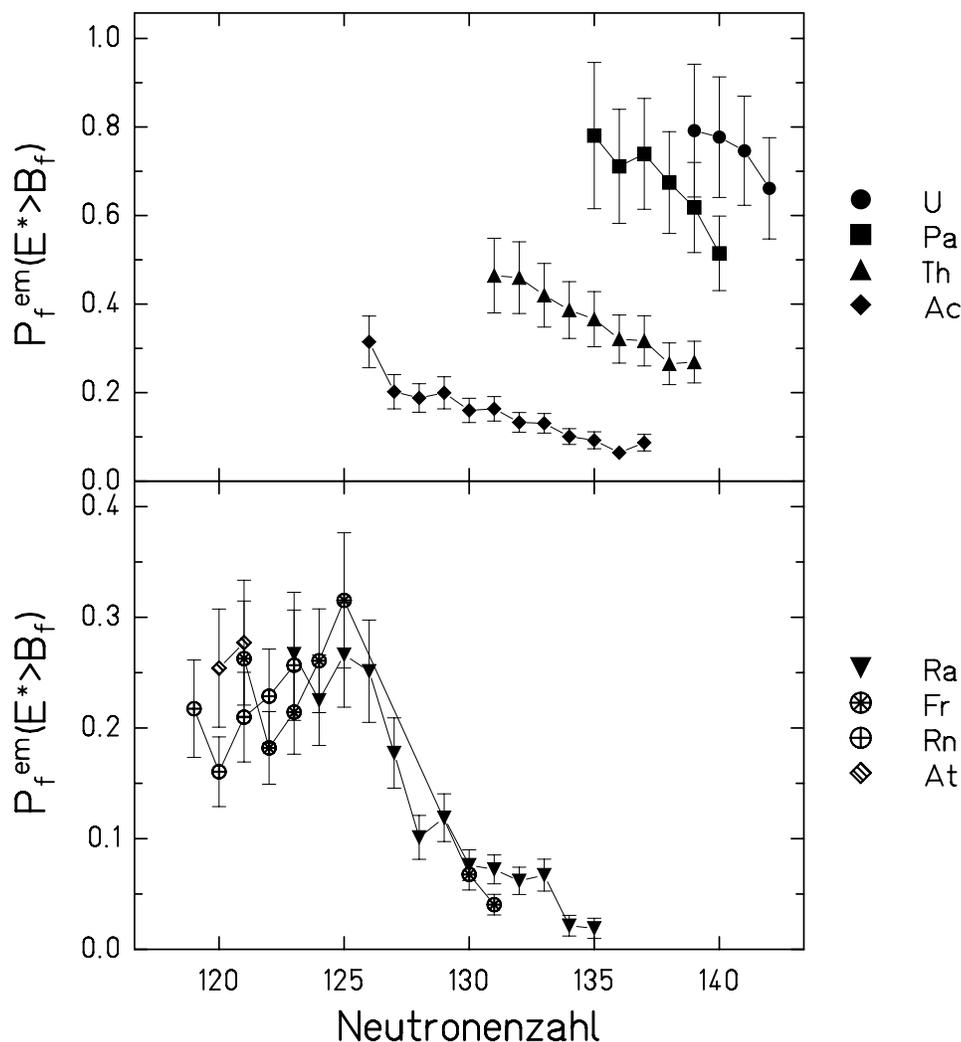


Abbildung 35: Die experimentell bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten nach elektromagnetischer Anregung  $\sigma_f^{em}$  für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere. Deutlich zeigt sich im Bereich von 126 Neutronen ein Anstieg der Spaltwahrscheinlichkeit. Die Zahlenwerte finden sich in den Tabellen 17 und 18.

für Kerne in der Nähe von  $^{208}\text{Pb}$  Ergebnisse, die nicht mit den experimentellen Daten übereinstimmen [Mor73]. Die Ursache für den Erfolg des relativ einfachen Ansatzes im Bereich der Aktiniden liegt in dem bereits angesprochenen Plateau, daß sich für  $\Gamma_n/\Gamma_f$  als Funktion der Anregungsenergie für diese Kerne ausbildet. Dieses Plateau wird von Gavron *et al.* [GaB76] durch den komplexen Einfluß der verschiedenen Kernformen mit ihren unterschiedlichen Symmetrieklassen auf die Niveaudichten über der inneren und der äußeren Spaltbarriere erklärt.

Die in dieser Arbeit bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten ermöglichen es, die Isotope in einem Bereich zu untersuchen, der zwischen den Aktiniden und den Kernen

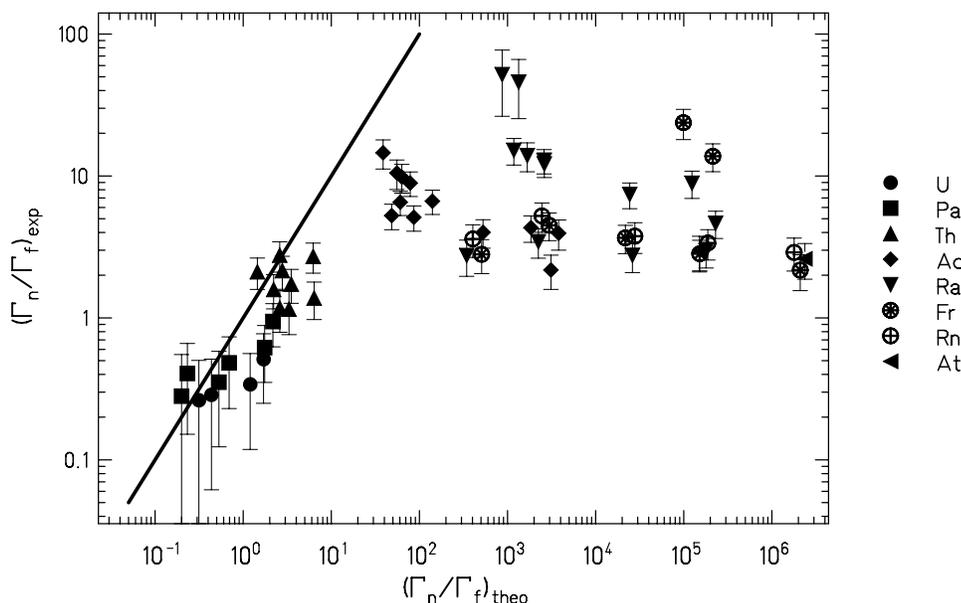


Abbildung 36: Das aus den experimentellen Ergebnissen bestimmte Verhältnis der Zerfallsbreiten  $\Gamma_n/\Gamma_f$  als Funktion des mit dem *Constant-Temperature*-Ansatz berechneten Verhältnisses. Die durchgezogene Linie ergibt sich bei perfekter Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Werten.

um Blei liegt. In Abbildung 36 wird deutlich, bis zu welchen Isotopen der einfache Ansatz mit den experimentell bestimmten Werten von  $\Gamma_n/\Gamma_f$  übereinstimmt und ab wann diese Beschreibung nicht mehr in der Lage ist, die experimentellen Ergebnisse zu reproduzieren. Für die schwereren Elemente spielt weniger die Kernmasse, als vielmehr die Kernladung eine entscheidende Rolle. Abbildung 36 zeigt, daß nur die Uran-, Protactinium- und Thoriumisotope durch den *Constant-Temperature*-Ansatz beschrieben werden können. Bereits für die Actiniumisotope treten deutliche Abweichungen auf, und alle Isotope mit niedrigerer Kernladungszahl können mit diesem Ansatz nicht mehr reproduziert werden. Die zunehmende Diskrepanz zwischen dem Ansatz und den Daten mit fallender Kernladungszahl hat ihren Ursprung darin, daß der Spaltbarkeitsparameter  $Z^2/A$  eines Kerns stark von der Kernladung abhängt, was die deutlichen Unterschiede in den Höhen der Spaltbarrieren für verschiedene Kernladungen bewirkt (siehe Abbildung 33). Dagegen ändert sich die Neutronenbindungsenergie für die hier betrachteten Kerne nur unwesentlich als Funktion der Neutronenzahl (siehe die Tabellen im Anhang C). Dadurch wird die Differenz  $B_f - \langle B_n \rangle$  mit fallender Kernladung immer größer und die *Constant-Temperature*-Näherung für die Niveaudichte [VaH73], die obigem Ansatz zugrunde liegt, verliert ihre Gültigkeit.

Die Daten zeigen, daß dieser Übergang zwischen Thorium und Actinium stattfindet.

det. Für Isotope mit noch kleinerer Kernladungszahl zeigen sich immer stärkere Abweichungen, wobei diese Abweichungen auch eine deutliche Abhängigkeit von der Kernmasse aufweisen. Die Ursache für die Massenabhängigkeit liegt in den ansteigenden Grundzustandsschaleneffekten, durch die die Spaltbarrieren stark erhöht werden (siehe Abbildung 33). Für die Isotope der Elemente unterhalb von Thorium ist die Verwendung des *Constant-Temperature*-Ansatzes offensichtlich nicht sinnvoll. Um die experimentellen Ergebnisse interpretieren zu können, muß daher eine geeignetere Modellvorstellung benutzt werden.

### 4.3 Einfluß der Kernstruktur auf die Spaltwahrscheinlichkeit

In der Einleitung wurde bereits diskutiert, daß theoretische Modelle und umfangreiche experimentelle Ergebnisse für Kerne um  $^{208}\text{Pb}$ , sowie für Aktiniden vorliegen. Das sind zwei Gebiete, die sich in ihrer Grundzustandsdeformation und in der Größe der Grundzustandsschaleneffekte unterscheiden.

Auch die in dieser Arbeit untersuchten Kerne unterscheiden sich erheblich in der Größe des Schaleneffektes und in der Kernform im Grundzustand. Zur Analyse der Daten wird daher ein Modell eingesetzt, das den Einfluß von Schaleneffekten auf die Niveaudichte sowie kollektive Anregungen für verschiedene Kernformen berücksichtigt. Es wurde schon von Junghans *et al.* [JuJ98, Jun98] im Rahmen eines verbesserten Abrasions-Ablations-Modells erfolgreich eingesetzt, um Produktionswirkungsquerschnitte von spaltbaren Kernen in der Umgebung von  $^{208}\text{Pb}$  zu beschreiben. In dieser Arbeit wird untersucht, ob dieses Modell geeignet ist, die Spaltwahrscheinlichkeit sphärischer Kerne bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere zu beschreiben.

Im folgenden werden die in dieses Modell eingehenden Parametrisierungen und zugrundeliegenden Ideen kurz erläutert. Das verbesserte Abrasions-Ablations-Modell [GaS91, IgK95], besteht aus zwei Teilen in denen die Anregung durch periphere Stöße mit nuklearer Wechselwirkung und die Abregung angeregter *Compoundkerne* beschrieben wird. Der erste Teil des Modells wird im Anhang B beschrieben und für die Modellrechnungen zur Interpretation der gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Wechselwirkung verwendet. Die Behandlung der Abregung von *Compoundkernen* ist jedoch für die Beschreibung aller im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten von Interesse.

Ein angeregter Kern wird durch Gleichverteilung der Anregungsenergie auf alle möglichen Freiheitsgrade zu einem *Compoundkern* [Boh36]. Nicht explizit betrachtet werden im hier diskutierten Modell Prozesse, in denen vor der Equilibrierung eines angeregten Kerns bereits eine Emission von Nukleonen vorkommt (*Präequilibriumsemission*) - im Fall von elektromagnetischer Anregung wäre das der direkte Zerfall der angeregten Riesenresonanzen. Für die Dipolriesenresonanz von  $^{208}\text{Pb}$  wird für den direkten Zerfall ein Anteil von etwa 20% vorher-

gesagt [WeW90].

Der Zerfall des *Compoundkerns* zurück in den Grundzustand erfolgt durch Evaporation von leichten geladenen Teilchen, Neutronen oder Spaltung. Bei höheren Anregungsenergien zerfällt der Kern durch Emission mehrerer Teilchen zurück in den Grundzustand - es findet eine *Evaporationskaskade* statt. Nach jedem Schritt in der Kaskade bildet sich ein neuer *Compoundkern*, und der nächste Zerfallskanal wird wieder entsprechend dem statistischen Gewicht bestimmt.

Die Konkurrenz zwischen den verschiedenen Zerfallsarten ist bei jedem Schritt durch die jeweiligen Zerfallsbreiten  $\Gamma_i$  bestimmt. Für die Spaltwahrscheinlichkeit  $P_f$  eines Kerns im Verlauf einer Evaporationskaskade mit  $N$  Schritten folgt:

$$P_f = 1 - P_s \quad (4.6)$$

mit

$$P_s = \prod_{n=0}^N \left(1 - \frac{\Gamma_f}{\sum_i \Gamma_i}\right)_n \quad (4.7)$$

In dieser Gleichung ist das Produkt  $P_s$  gleich der Überlebenswahrscheinlichkeit bezüglich Spaltung. Die Berechnung der Zerfallsbreiten erfolgt nach dem statistischen Modell [Boh36] (siehe Einleitung).

Als wesentlich für die Beschreibung der Überlebenswahrscheinlichkeit in der Nähe der 126-Neutronen-Schale hat sich zur Beschreibung von Produktionswirkungsquerschnitten aus der Projektilfragmentation die Berücksichtigung von kollektiven Niveaus in der Niveaudichte  $\rho(E)$  erwiesen [JuJ98]:

$$\rho(E) = K_{coll}(E) \cdot \rho_{intr}(E) \quad (4.8)$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $\rho_{intr}(E)$  die intrinsische Niveaudichte nach dem Modell unabhängiger Teilchen und  $K_{coll}$  einen Faktor, der die Erhöhung der Niveaudichte durch kollektive Anregungen beschreibt. Im hier diskutierten Modell werden sowohl Rotations- als auch Vibrationsanregungen berücksichtigt. Die Erhöhung der Niveaudichte durch Rotationsanregungen kann bis zu zwei Größenordnungen betragen. Sie wird im Modell mit einer Fermifunktion bei höheren Anregungsenergien ausgedämpft, da die kohärente Superposition von Einteilchenanregungen, die im mikroskopischen Bild die kollektiven Rotationen beschreibt, bei höheren Kerntemperaturen, die vergleichbar mit der Anregung dieser Einteilchenniveaus ist, nachhaltig gestört wird. Es treten Fluktuationen in den Kerndeformationen auf, so daß man nicht mehr von einer wohldefinierten Deformation sprechen kann. Kollektive Rotation und intrinsische Bewegung können dann nicht mehr getrennt werden. Eine Neuerung in diesem Modell ist die Einführung der deformationsunabhängigen Erhöhung durch Rotationsniveaus, die experimentelle Produktionswirkungsquerschnitte in Projektilfragmentationsreaktionen wesentlich besser beschreibt als ein deformationsabhängiger Ansatz. Die Ausdämpfung der Erhöhung und ihre Deformationsunabhängigkeit im hier diskutierten Modell ist in Abbildung 37 (oben) dargestellt.

Die Erhöhung der Niveaudichte durch Vibrationsanregungen  $K_{vib}(E)$  basiert auf einer Parametrisierung, die an die experimentellen Ergebnisse angepaßt wurde. Sie hängt dabei von der Anregungsenergie, sowie der Anzahl von Teilchen beziehungsweise Löchern bis zur nächsten abgeschlossenen Schale ab, wobei Protonen und Neutronen getrennt behandelt werden. Die Anregungsenergieabhängigkeit ist identisch mit der Energieausdämpfung der Erhöhung der Niveaudichte durch Rotationsanregungen (siehe Abbildung 37, oben). Im Modell wird die Erhöhung durch Vibrationsanregungen für Quadrupoldeformationen für  $|\beta_2| > 0.15$  vernachlässigt, was auch in Abbildung 37 (unten) deutlich zu sehen ist. Für größere Deformationen ist die Erhöhung der Niveaudichte allein durch den Beitrag der Rotationsbanden gegeben. In Abbildung 37 (unten) ist der kollektive Erhöhungsfaktor für einige Isotopenketten dargestellt.

Die absolute Größe der Erhöhungsfaktoren macht den Unterschied zu den von Gavron *et al.* [GaB76] beschriebenen Aktiniden deutlich, bei denen die Einführung kollektiver Anregungen die Spaltwahrscheinlichkeiten lediglich um Faktoren kleiner als zehn modifizierten. Da diese Kerne auch schon im Grundzustand stark deformiert sind, ist die Niveaudichte sowohl über dem Grundzustand als auch an der Spaltbarriere stark erhöht, so daß die Spaltwahrscheinlichkeit nur wenig durch den Beitrag kollektiver Anregungen beeinflusst wird. Bei den sphärischen Kernen um  $N = 126$  dagegen ist der Beitrag kollektiver Anregungen zur Niveaudichte über dem Grundzustand wesentlich geringer. Dadurch führt der Einfluß kollektiver Anregungen zu einer starken Erhöhung der Spaltwahrscheinlichkeit.

#### 4.4 Vergleich mit Modellrechnungen

Um die gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte interpretieren zu können, wurde ein Vergleich mit einem Modell durchgeführt, wobei die elektromagnetische Anregung mit den in Anhang A aufgeführten Beziehungen berechnet wurde. Zur Beschreibung des Abregungsprozesses wurde die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Niveaudichteparametrisierung [JuJ98, Jun98] verwendet. Die weiteren Details des Abregungsprozesses wurden dem Abrasions-Ablations-Modells [GaS91, IgK95, Jun94] entnommen. In Abbildung 38 (volle Linie) ist eine solche Rechnung zusammen mit den gemessenen Spaltwirkungsquerschnitten nach elektromagnetischer Anregung dargestellt.

Der Vergleich von Modellrechnung mit den Daten zeigt, daß für die gemessenen Uran-, Protactinium- und Thoriumisotope eine gute Übereinstimmung gegeben ist, aber für die Elemente unterhalb von Thorium im Bereich der 126-Neutronenschale das Modell nicht in der Lage ist, die Daten zu reproduzieren. Angesichts der guten Übereinstimmung der Beschreibung von Produktionswirkungsquerschnitten aus Fragmentationsreaktionen (siehe Abbildung 2 auf Seite 7) ist eine Diskrepanz von teilweise mehreren Größenordnungen zwischen Rechnung und experimentellen Spaltwirkungsquerschnitten erstaunlich.

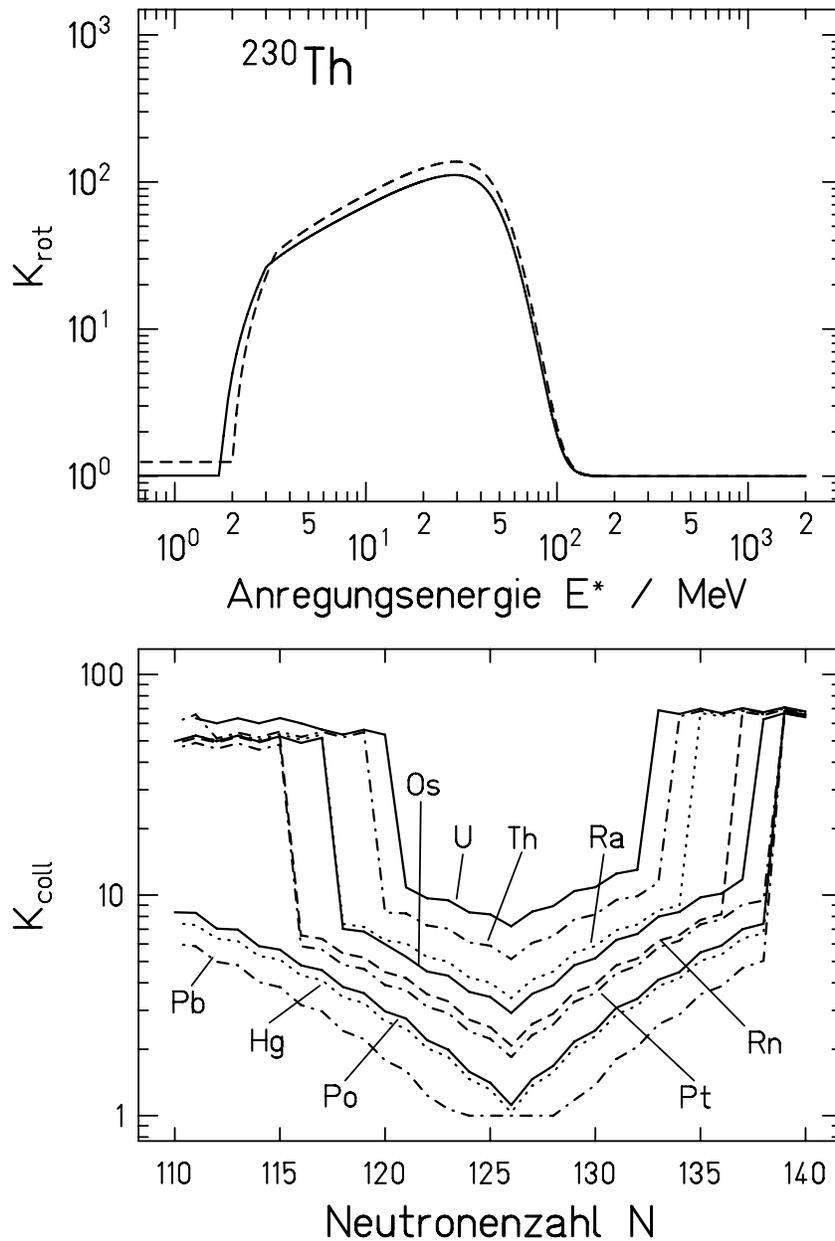


Abbildung 37: Abbildungen zur Verdeutlichung der Erhöhung der Niveaudichte durch kollektive Anregungen (aus [JuJ98] entnommen). Oben: Die energieabhängige Ausdämpfung der Erhöhung der Niveaudichte durch Rotationsbanden am Beispiel von  $^{230}\text{Th}$ . Dargestellt ist die Erhöhung im Grundzustand (durchgezogene Linie) und am Sattelpunkt (gestrichelte Linie). Unten: Die Erhöhung der Niveaudichte durch Rotations- und Vibrationsanregungen für eine Reihe von Isotopen mit gerader Kernladungszahl bei einer Anregungsenergie  $E^* = 10$  MeV.

Ein Irrtum in der experimentellen Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit scheint ausgeschlossen. Am Beispiel von  $^{214}\text{Ra}$  in Abschnitt 3.9 wurde die Analyse für einen Kern an der 126-Neutronen-Schale im Detail diskutiert. Die Rechnung (volle Linie) ergibt für diesen Kern einen Wert, der 65 mal kleiner als der des experimentellen Wertes ist. Das liegt weit jenseits der Fehler.

Es gibt mehrere mögliche Erklärungen für diesen Unterschied:

Es muß die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, daß die Beschreibung der Spaltbarriere nicht korrekt ist, da Schalenefekte am Sattelpunkt nicht berücksichtigt wurden. Da aber im Verlauf der Spaltwirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenzahl *keine* Strukturen feststellbar sind, müßte der Schalenefekt an der Barriere den gesamten Grundzustandsschalenefekt kompensieren, um die Daten zu erklären. Bei Berücksichtigung der Tatsache, daß Schalenefekte mit zunehmender Deformation schwächer werden, und angesichts aller bisher hierzu bekannten Messungen an deformierten Kernen ist diese Erklärung für sphärische Kerne nicht überzeugend.

Weiterhin könnte man vermuten, daß die Beschreibung der elektromagnetischen Anregung (siehe Anhang A) für Kerne in der Nähe der 126-Neutronen-Schale nicht korrekt ist. Wenn der Anteil der Kerne mit höheren Anregungsenergien größer wäre, als die Rechnung es vorhersagt, könnten höhere Spaltwirkungsquerschnitte erklärt werden, ohne daß die Evaporationsrechnung modifiziert werden müßte. Aber weder die experimentellen noch die theoretischen Befunde bei der Bestimmung des Anregungsspektrums nach elektromagnetischer Wechselwirkung erlauben Modifikationen in einem Ausmaß, wie es die Beschreibung der Daten erfordern würde. Dennoch bliebe die Möglichkeit offen, daß die Riesenresonanzen in ihrem Energieschwerpunkt bei den untersuchten protonenreichen Isotopen zu höheren Energien verschoben und mit der in Anhang A angegebenen Parametrisierung nicht mehr beschreibbar sind. Da der Protonenüberschuß für die Isotope in der Nähe des Schalenabschlusses in Bereichen liegt, für deren Ladungsdichte die Parametrisierung getestet ist, ist auch diese Möglichkeit unwahrscheinlich [BeF75].

Als letzte Möglichkeit bleibt, daß die 126-Neutronen-Schale bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere Spaltung als möglichen Zerfallskanal nicht unterdrückt, sondern begünstigt. Dies würde darauf hindeuten, daß die in den Modellrechnungen verwendeten Parametrisierungen die Niveaudichten dieser Kerne bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere bislang nicht korrekt beschreiben.

Um die letzte Möglichkeit näher zu untersuchen, wurden die drei weitere Modellrechnungen mit modifizierter Niveaudichte durchgeführt, die ebenfalls in Abbildung 38 dargestellt sind:

- In einer Modellrechnung, bei der auf die Erhöhung der Niveaudichte durch Vibrationsanregungen verzichtet wurde (gestrichelte Linie), ist die Niveaudichte sphärischer Kerne, die keine kollektiven Rotationen zeigen, allein durch intrinsische Niveaus bestimmt. Am Sattelpunkt dagegen ist die Ni-

veaudichte durch Rotationsanregungen stark erhöht. (Im Modell werden Vibrationsanregungen bei Sattelpunktsdeformationen vernachlässigt.) Für angeregte Kerne mit sphärischem Grundzustand folgt daraus, daß ein Zerfall durch Teilchenemission im Vergleich zur Spaltung stark unwahrscheinlich ist, da durch die kollektive Erhöhung der Niveaudichte am Sattelpunkt mehr Endzustände für Spaltung zur Verfügung stehen. Insgesamt sollte also mehr Spaltung beobachtet werden. Dies zeigt die Rechnung auch, jedoch liegt sie selbst bei Vernachlässigung der Vibrationsniveaus unterhalb der experimentellen Daten.

- Alternativ liefert eine Rechnung, in der der Einfluß von Schalen- und Paarungseffekten bei der Bestimmung der Niveaudichten und der Separationsenergien völlig vernachlässigt wurde (gepunktete Linie), einen zu hohen Spaltwirkungsquerschnitt. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu Abbildung 2 auf Seite 7, in der eine entsprechende Rechnung mit dem Abrasions-Ablations-Modell ohne Berücksichtigung mikroskopischer Effekte eine zufriedenstellende Beschreibung der Fragmentationsdaten liefert. Anscheinend ist eine Niveaudichteparametrisierung, die Daten mit einer höheren mittleren Anregungsenergie beschreiben kann, nicht in der Lage, Spaltung bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere zu beschreiben.

Eine gute Beschreibung der Daten würde eine Niveaudichte erfordern, die zwischen der makroskopischen Rechnung und der Rechnung ohne die Berücksichtigung der Vibrationsanregungen liegt.

- Um den Einfluß von kollektiven Niveaus in der Niveaudichte zu demonstrieren, wurde eine Rechnung auf der Basis der intrinsischen Niveaudichte (strich-punktiert) allein unter Berücksichtigung von Schalen- und Paarungseffekten durchgeführt. Es ist deutlich zu erkennen, daß diese Rechnung systematisch die niedrigsten Werte liefert.

Sowohl die Frage, ob die in den Rechnungen verwendete Niveaudichteparametrisierung bei niedrigen Anregungsenergien angemessen ist, als auch die Frage, wie Schaleneffekte am Sattelpunkt die Beschreibung der Daten beeinflussen, werden in den beiden folgenden Abschnitten näher untersucht.

Die Konsequenz, die bereits von Junghans *et al.* [JuJ98] gezogen wurde, bezieht sich auf die mögliche Produktion von sphärischen superschweren Isotopen im Bereich des bei  $Z = 114$  und  $N = 184$  vorhergesagten Schalenabschlusses und kann in dieser Arbeit erweitert werden. Im hier diskutierten Experiment konnte für Isotope mit 126 Neutronen *keine* Stabilisierung gegen Kernspaltung festgestellt werden, *obwohl* die Anregungsenergien nach elektromagnetischer Anregung im Bereich der Spaltbarriere lagen. Sollte sich dieses Ergebnis auf den vorhergesagten Schalenabschluß übertragen lassen, dann wären Abschätzungen von Produktionswirkungsquerschnitten für diese Kerne, die eine solche Stabilisierung voraussetzen, nicht realistisch.

Neben dem besonders interessanten Gebiet der sphärischen Kerne sollte auch auf die Diskrepanz zwischen Rechnung und Daten für Isotope mit  $N = 130$  bis  $N = 135$  hingewiesen werden. Hier ist der Unterschied zwischen Daten und Modell wesentlich geringer als für sphärische Kerne. Dennoch ist gerade diese Region wegen der hier vorkommenden statischen Oktupoldeformationen ebenfalls ein sehr interessantes Gebiet [BuN96]. Ein möglicher Grund für den Unterschied zwischen Modell und Daten ist in der nicht angemessenen Parametrisierung der Riesenresonanzen für solche Deformationen und in der Erhöhung der kollektiven Niveaudichte bei Brechung der Reflektions-Symmetrie zu suchen.

## 4.5 Schaleneffekte in der Niveaudichte

In den im vorigen Abschnitt besprochenen Rechnungen wurde der Einfluß von Schaleneffekten auf die Niveaudichte nach einer von Ignatyuk *et al.* [IgS75] vorgeschlagenen Parametrisierung berücksichtigt. Ignatyuk und Mitarbeiter schlugen vor, die Abnahme des Einflusses des Grundzustandsschaleneffekts  $\delta U$  auf die Niveaudichte mit steigender Anregungsenergie durch eine exponentiell abnehmende Energieverschiebung  $\delta E$  zu beschreiben. In die Formel für die Fermi-Gas-Niveaudichte [BoM75, KaR78, ScD82]

$$\rho = \frac{\exp(a \cdot E^*)}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sqrt{D}} \quad (4.9)$$

mit

$$D = \frac{18}{\pi^4} \cdot \sqrt{\tilde{a}} \cdot (E^*)^{5/2} \quad (4.10)$$

wird dazu der Niveaudichteparameter  $a$  modifiziert:

$$a = \frac{\tilde{a}}{E^*} (E^* + \delta U \cdot \delta E) \quad (4.11)$$

Hier ist  $\delta U$  durch

$$\delta E = -\delta U \cdot \exp\left(-\frac{E^*}{E_d}\right) \quad (4.12)$$

gegeben. In Gleichung 4.11 ist  $\delta U$  der Grundzustandsschaleneffekt,  $E^*$  die Anregungsenergie,  $E_d$  eine Konstante für einen gegebenen Kern und  $\tilde{a}$  der asymptotische Niveaudichteparameter.

In einer mikroskopischen Berechnung der Niveaudichte nach dem Modell der unabhängigen Teilchen wurde diese Parametrisierung an einigen Beispielen überprüft [ScD82]. Aus dem asymptotischen Verhalten der berechneten Niveaudichte bei hoher Anregungsenergie wurden der Grundzustandsschaleneffekt  $\delta U$  und der asymptotische Niveaudichteparameter  $\tilde{a}$  bestimmt. Damit ist nach Gleichung 4.11 die effektive Energieverschiebung  $\delta E$  gegeben, die in Abbildung 39 für

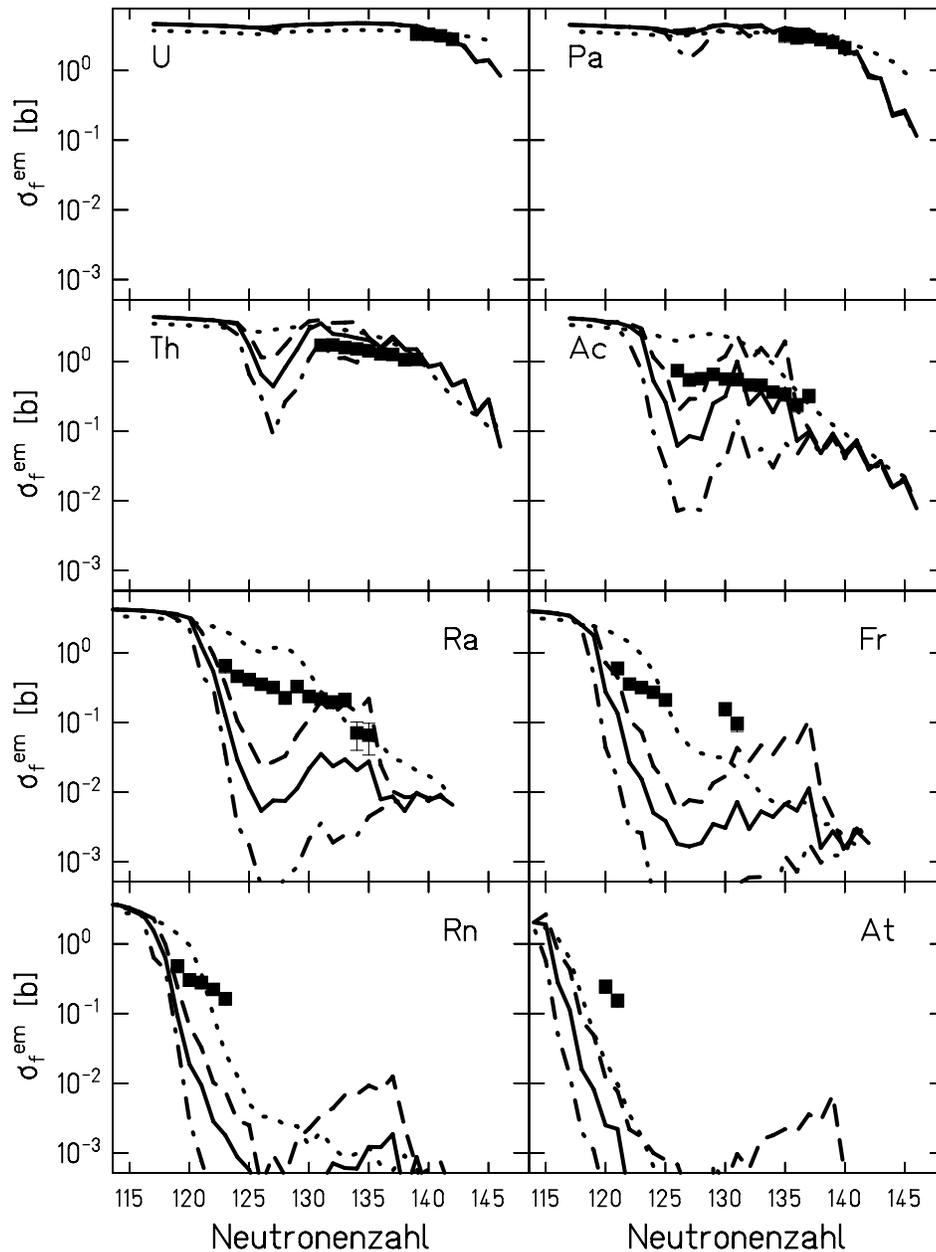


Abbildung 38: Vergleich der experimentellen Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung mit Modell-Rechnungen (siehe Text). Volle Linie: Eine Rechnung, in der die Paarungs- und Grundzustandschaleneffekte ebenso wie die Erhöhung der Niveaudichte durch kollektive Anregungen berücksichtigt sind. Gestrichelte Linie: Eine analoge Rechnung, allerdings wird nur eine Erhöhung der Niveaudichte durch Rotationsanregungen zugelassen. Strich-punktierte Linie: Eine Rechnung ohne Berücksichtigung von kollektiven Anregungen in der Niveaudichte. Gepunktete Linie: Eine Rechnung basierend auf dem Tröpfchenmodell ohne Berücksichtigung mikroskopischer Effekte.

zwei Beispiele dargestellt ist. Diese mikroskopische Rechnung berücksichtigte außer dem Einfluß der Schaleneffekte auch den Einfluß von Paarkorrelationen auf die Niveaudichte.

Es ist deutlich zu erkennen, daß oberhalb einer Anregungsenergie von  $E^* \approx 15$  MeV der Einfluß der Schalenstruktur auf die Niveaudichte gut mit einer Exponentialfunktion beschreiben läßt. Für solche Anregungsenergien ist damit die Annahme von Ignatyuk *et al.* [IgS75] bestätigt.

Für die Konstante  $E_d$  ergibt sich aus der mikroskopischen Rechnung [ScD82]:

$$E_d = \frac{0.4 \cdot A^{4/3}}{\tilde{a}} \quad (4.13)$$

Hier ist  $A$  die Massenzahl. Für den asymptotischen Niveaudichteparameter  $\tilde{a}$  wurde von Ignatyuk und Mitarbeitern [IgI75] folgende Beziehung vorgeschlagen, die die Abhängigkeit von der Kernform parametrisiert:

$$\tilde{a} = 0.073 \cdot A \text{ MeV}^{-1} + 0.095 \cdot B_s \cdot A^{2/3} \text{ MeV}^{-1} \quad (4.14)$$

In dieser Gleichung stellt  $B_s$  das Verhältnis der Oberfläche eines deformierten Kerns zu der Oberfläche eines sphärischen Kerns gleichen Volumens dar. In allen bisher gezeigten Modellrechnungen wurden die oben gezeigten Beziehungen und Parametrisierungen zur Beschreibung des Einflusses der Schaleneffekte auf die Niveaudichte verwendet.

Abbildung 39 zeigt, daß die oben angegebene exponentielle Beschreibung der effektiven Energieverschiebung  $\delta E$  (Gleichung 4.12) unterhalb einer Anregungsenergie von  $E^* = 10$  MeV nicht mehr angemessen ist, da sich die Steigung deutlich ändert. Diese Abweichung läßt sich nur zum Teil auf den Einfluß von Paarkorrelationen zurückführen [ScD82]. Bei diesen niedrigen Anregungsenergien ist zu erwarten, daß die Niveaudichte die speziellen Eigenschaften der Einteilchenniveaudichte an der Fermikante, die sich von Kern zu Kern ändern, in besonderer Weise wieder spiegelt [HuM72]. Diese Änderung in der Abschwächung der Schaleneffekte in der Niveaudichte bei steigender Anregungsenergie ist für die Beschreibung der experimentellen Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung von Bedeutung, da Niveaudichten bei Anregungsenergien von  $E^* < 15$  MeV eine wichtige Rolle bei der Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit der untersuchten Sekundärstrahlen spielen. Das soll durch Abbildung 40 am Beispiel von  $^{214}\text{Ra}$  verdeutlicht werden. Gezeigt ist links die Anregungsenergieverteilung von  $^{214}\text{Ra}$  nach elektromagnetischer Anregung (siehe Abbildung 32 auf Seite 80). In der Mitte ist die Spaltbarriere schematisch dargestellt, wobei die Energieskala mit der des Anregungsenergiespektrums identisch ist. Auf der rechten Seite der Abbildung befindet sich eine entsprechende Energieskala für  $^{213}\text{Ra}$ , die um die Neutronenseparationsenergie von  $^{214}\text{Ra}$  verschoben ist. Wenn durch elektromagnetische Anregung Energieniveaus unmittelbar an der Spaltbarriere angeregt werden, dann geht in die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für Neutronenevaporation die Niveaudichte von  $^{213}\text{Ra}$  bei einer Anregungsenergie von  $E^* \approx 5$  MeV ein. Diese Energie erhöht

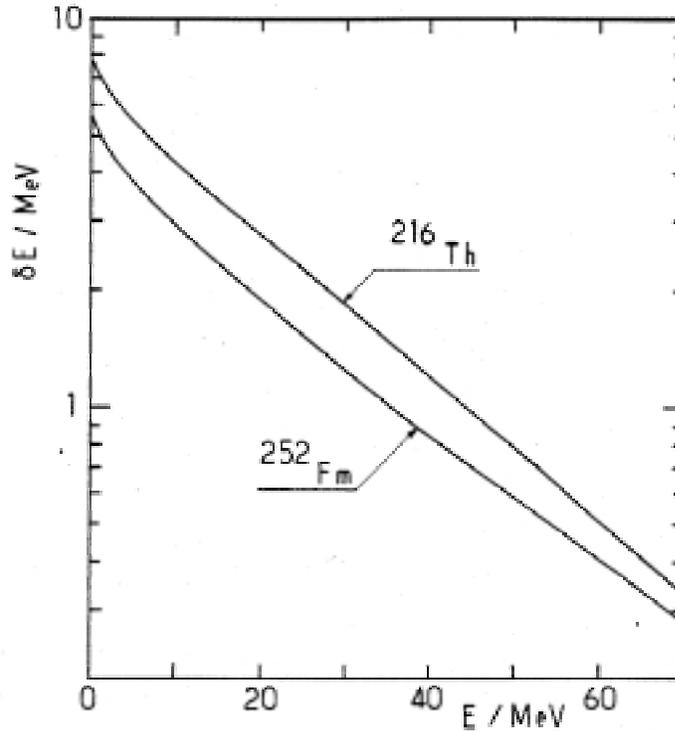


Abbildung 39: Effektive Energieverschiebung  $\delta E$ , die den Einfluß des Schaleneffekts als Funktion der Anregungsenergie parametrisiert am Beispiel zweier Isotope. Oberhalb einer Anregungsenergie von 15 MeV kann die Verringerung mit einer Exponentialfunktion zufriedenstellend beschrieben werden, während sich für niedrige Anregungsenergien eine deutliche Abweichung zeigt. Das Bild wurde [ScD82] entnommen.

sich durch die Breite des Anregungsenergiespektrums und verringert sich durch die kinetische Energie der Neutronen, die für eine Anregung des Tochterkerns nicht zur Verfügung steht.

Aus den mikroskopischen Rechnungen aus Abbildung 39 kann man schließen, daß die verwendete Parametrisierung für die Abschwächung der Schaleneffekte in der Niveaudichte bei Anregungsenergien von  $E^* \approx 5$  MeV nicht zutreffend ist, was nahelegt, eine Rechnung durchzuführen, in der die Konstante  $E_d$  aus Gleichung 4.12 verändert wird. Eine Variation dieser Konstante wurde bereits von Sahn *et al.* zur Beschreibung von Fusionsdaten für Isotope um die 126-Neutronen-Schale durchgeführt [SaC85], wobei ein fester Wert von  $E_d = 6$  MeV die Daten am besten reproduzierte. Sahn *et al.* berücksichtigten in dieser Beschreibung allerdings keine kollektiven Anregungen. Es ist aber zu beachten, daß die Fusionsreaktionen zu *Compoundkernen* mit einer Anregungsenergie führen, die deutlich höher ist, als die in dieser Arbeit betrachteten Kerne nach elektromagnetischer Anregung. Außerdem wurde die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Verdampfungsrückkernen nach dem Verlust von 4 Neutronen bestimmt, die entsprechend über vier Evaporationsschritte gemittelt ist. Es ist nicht zu erwarten, daß die stärkere

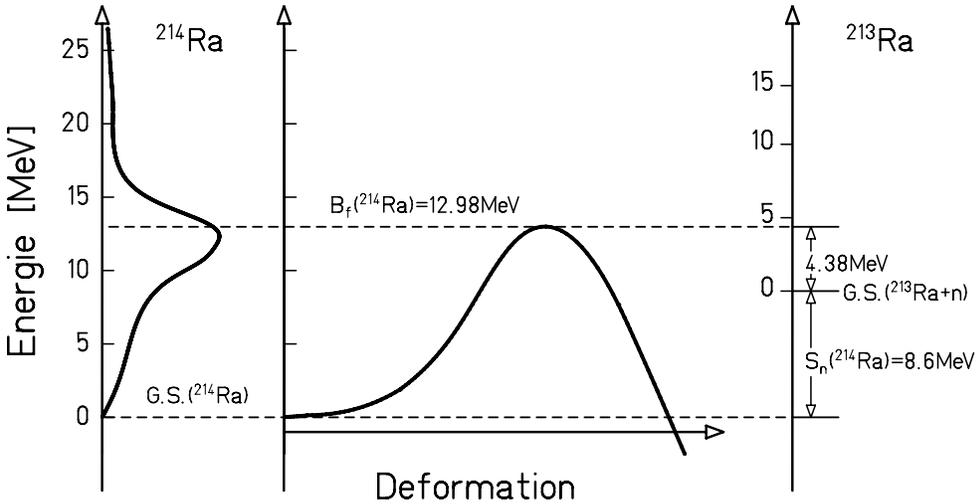


Abbildung 40: Schematische Darstellung der Relation von Anregungsenergieverteilung, Spaltbarriere und Neutronenseparationsenergie zueinander am Beispiel von  $^{214}\text{Ra}$ .

Reduktion der Schaleneffekte bei Anregungsenergien von  $E^* < 10$  MeV die Beschreibung dieser Fusionsdaten stark beeinflusst.

In Abbildung 41 ist die Konstante  $E_d$  für die Reihe der gemessenen Radiumisotope variiert worden, indem der Faktor 0.4 aus Gleichung (4.13) verändert wurde. Für diese Rechnung wurden in der Niveaudichte neben Schalen- und Paarungseffekten auch Rotations- und Vibrationsanregungen berücksichtigt. Die beste Übereinstimmung ergibt sich für eine Konstante  $E_d = 5.4$  MeV, wobei diese Konstante für  $^{214}\text{Ra}$  berechnet wurde. Für andere Isotope ergeben sich aufgrund der Massenabhängigkeit unterschiedliche Werte. Für den gleichen Kern ergibt sich nach Gleichung (4.13) mit dem ursprünglichen Faktor von 0.4 ein Wert von  $E_d = 26.9$  MeV (ebenfalls für  $^{214}\text{Ra}$ ).

In der Literatur findet sich für die Konstante auch der Wert  $E_d = 17 \pm 2$  MeV [Rei81], wobei allerdings eine andere Parametrisierung von  $\tilde{a}$  verwendet wurde ( $\tilde{a} \approx A/8$ ), die eine Erhöhung der Niveaudichte durch kollektive Anregungen bereits berücksichtigt, da sie an Neutronenresonanzdaten angepaßt wurde, die kollektive Anregungen enthalten.

Die Übereinstimmung der Rechnung mit  $E_d = 5.4$  MeV mit den Experimentdaten im Verlauf und in der absoluten Höhe ist bemerkenswert. In einem nächsten Schritt wurde diese Rechnung für alle gemessenen Isotope durchgeführt, was in Abbildung 42 dargestellt ist. Es zeigt sich, daß die Rechnung für die Radiumisotope zwar gut übereinstimmt, die Übereinstimmung der Rechnung mit den anderen Isotopenreihen ist jedoch weniger gut, aber für die Isotope der Elemente Franci-

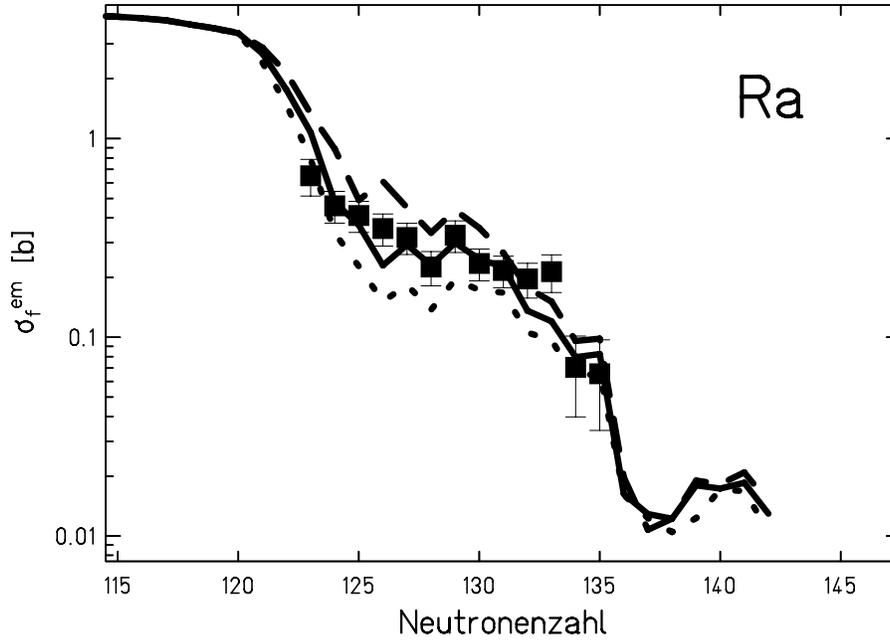


Abbildung 41: Die Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung für Radium-Isotope als Funktion der Neutronenzahl im Vergleich mit Modellrechnungen (siehe Text), in denen die Verringerung des Schaleneffekts als Funktion der Anregungsenergie variiert wurde. Gestrichelte Linie: Konstante  $E_d = 4.4$  MeV, volle Linie: Konstante  $E_d = 5.38$  MeV, gepunktete Linie: Konstante  $E_d = 6.73$  MeV.

um, Radon und Astat besser, als die bisher durchgeführten Rechnungen. Dagegen nimmt die Abweichung für Isotope mit einer Kernladungszahl oberhalb von  $Z = 88$  zu und ist größer als bei den Rechnungen mit unveränderter Konstante. Dieses Resultat kann mit Hilfe der Rechnung in Abbildung 39 interpretiert werden. Es zeigt sich, daß die Abschwächung des Schaleneffekts in der Niveaudichte sich für Anregungsenergien unterhalb von  $E^* = 10$  MeV nicht mehr durch eine Exponentialfunktion mit einer Konstante beschreiben läßt. Außerdem scheint sich das Verhalten der Reduktion als Funktion der Anregungsenergie für verschiedene Isotope zu ändern [ScD82]. Daher kann nicht erwartet werden, daß eine effektive Beschreibung durch eine Konstante, wie sie im Fall von Radium geglückt ist, für alle gemessenen Isotope gilt. Dennoch liefert sie für die gemessenen Isotope in der Nähe der 126-Neutronen-Schale - wie bereits erwähnt - eine gute Beschreibung der Daten. Für die Isotope der Elemente oberhalb von  $Z = 88$  ist eine Verbesserung der Beschreibung der Daten durch eine Änderung der Reduktion der Schaleneffekte nicht zu beobachten. Die Ursache dafür liegt vermutlich an der Komplexität der mikroskopischen Effekte in der Niveaudichte bei niedrigen Anregungsenergien.

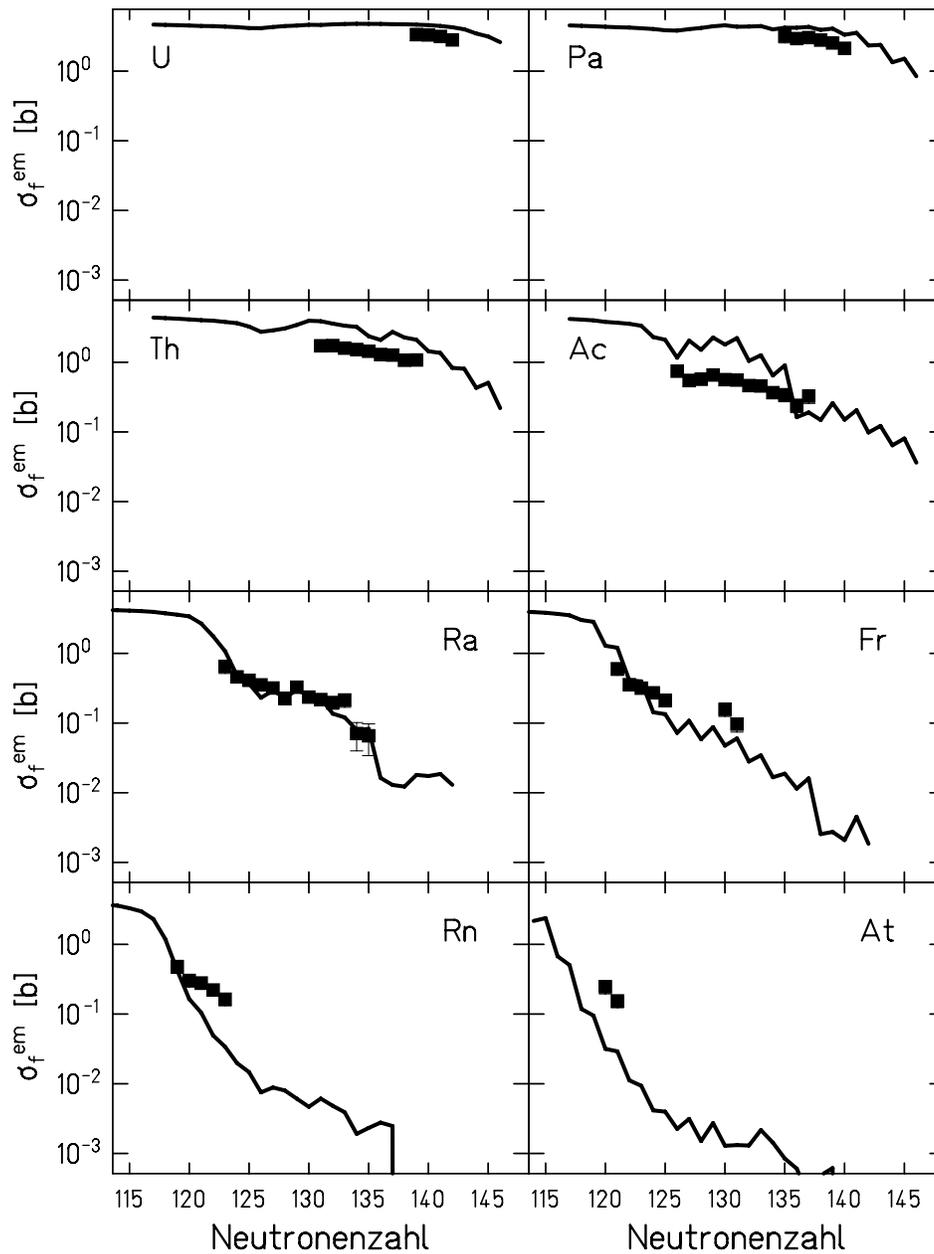


Abbildung 42: Vergleich einer Modellrechnung, in der die Exponentialfunktion für die Abschwächung der Schaleffekte verändert wurde, mit experimentellen Ergebnissen. Hier wurde die Konstante  $E_d$  auf einen Wert von  $E_d = 5.4$  MeV festgelegt, wobei  $E_d$  für  $^{214}\text{Ra}$  berechnet wurde(siehe Text).

## 4.6 Spaltbarrieren

Eine weitere in Abschnitt 4.4 diskutierte Möglichkeit, um den Unterschied zwischen Rechnungen und experimentellen Ergebnissen in Abbildung 38 zu erklären, ist die Höhe der Spaltbarrieren oder genauer gesagt ein möglicher Einfluß von Schaleneffekten am Sattelpunkt auf die Höhe der Spaltbarrieren, der bislang vernachlässigt worden ist. Um diese Möglichkeit genauer zu studieren, wurden mehrere Rechnungen mit unveränderter Abschwächung der Schaleneffekte (siehe Gleichung (4.13) und Abbildung 38 (durchgezogene Linien)) durchgeführt, in denen die Spaltbarriere  $B_f$  für alle berechneten Isotope um den gleichen konstanten Wert  $x$  verringert wurde:

$$B_f^* = (B_f^{LD} + \delta U) - x \quad (4.15)$$

In Gleichung (4.15) wird der Grundzustandsschaleneffekt mit  $\delta U$ , der Tröpfchenanteil der Spaltbarriere mit  $B_f^{LD}$  und die veränderte totale Spaltbarriere mit  $B_f^*$  bezeichnet. Das Ergebnis solcher Rechnungen ist in Abbildung 43 dargestellt. Um den Spaltwirkungsquerschnitt von  $^{214}\text{Ra}$  zu beschreiben, ist es notwendig, die Spaltbarriere um 3 MeV zu verringern, während für Kerne außerhalb der Schale ein Wert von etwa 1 MeV ausreichend ist. Nach der Literatur sind Schaleneffekte am Sattelpunkt von mehr als 1 MeV nicht zu erwarten [Mor73, Mye77, PaS88].

Um die Daten beschreiben zu können, wäre für die verschiedenen Isotopen jeweils eine unterschiedliche Korrektur der Spaltbarriere notwendig. Für  $^{215}\text{Ac}$  würde es ausreichen, die Spaltbarriere um 1.5 MeV zu senken, die Wirkungsquerschnitte, die für Francium und Radon gemessen wurden, würden dagegen eine wesentlich stärkere Korrektur erfordern, wobei das Maximum der Korrektur jeweils für die 126-Neutronen-Isotone erforderlich wäre.

Es ist unwahrscheinlich, daß das Maximum für Schalenkorrekturen am Sattelpunkt für mehrere Isotopenreihen mit dem Abschluß der 126-Neutronen-Schale verknüpft ist. Eine Beschreibung der Daten durch eine individuelle Anpassung der Spaltbarriere, wie sie beispielsweise von Andreyev *et al.* [AnB97] vorgeschlagen wurde, ist also möglich, aber physikalisch nicht sinnvoll.

Nicht ausgeschlossen ist, daß die Vernachlässigung der Schaleneffekte an der Spaltbarriere einen kleinen Beitrag zu der Diskrepanz zwischen Rechnung und experimentellen Ergebnissen in Abbildung 38 liefern. Die Abweichungen von zum Teil mehreren Größenordnungen können damit nicht erklärt werden.

## 4.7 Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Anregung

Der Schwerpunkt bei der Auswertung des hier diskutierten Experiments lag in der Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anre-

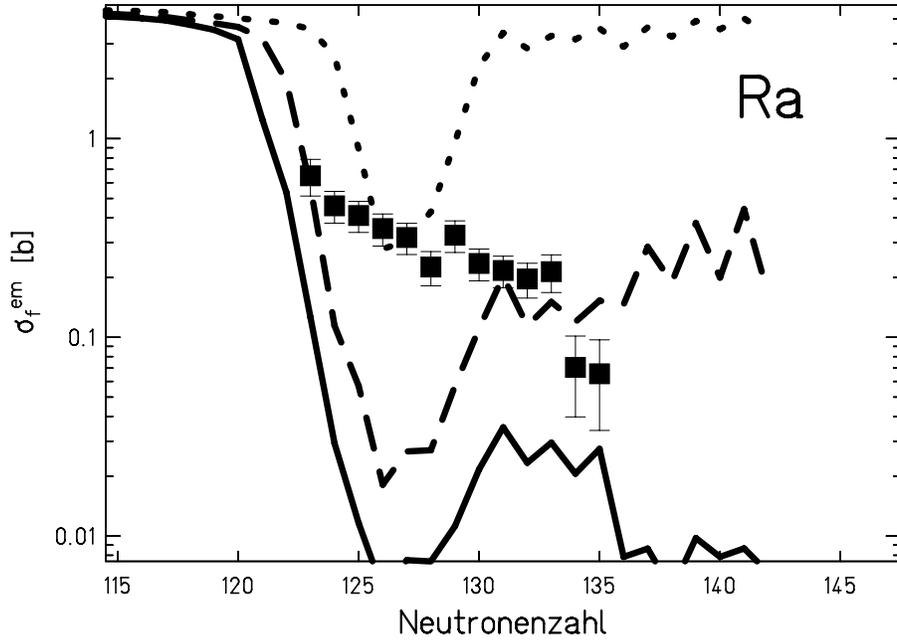


Abbildung 43: Vergleich verschiedener Modellrechnungen mit experimentellen Ergebnissen. In den Rechnungen wurde der Tröpfchenanteil der Spaltbarriere variiert. Volle Linie: Die Spaltbarriere wurde nicht verändert. Gestrichelte Linie:  $(B_f^{LD} + \delta U) - 1$  MeV. Gepunktete Linie:  $(B_f^{LD} + \delta U) - 3$  MeV

gung, die aufgrund des Einflusses von Kernstruktureffekten sicherlich die interessantesten Ergebnisse darstellen und daher auch bei der Interpretation im Vordergrund stehen. Neben diesen interessanten Ergebnissen wurden auch Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Anregung bestimmt. Die Meßergebnisse sind in Abbildung 44 zusammen mit einer Modellrechnung, die später diskutiert werden wird, dargestellt. Ein direkter Vergleich mit Meßwerten aus der Literatur ist nicht möglich, da Spaltung nach nuklearer Anregung bei relativistischen Energien bislang nur für  $^{238}\text{U}$  untersucht werden konnte. Die offenen Symbole zeigen den Spaltwirkungsquerschnitt nach nuklearer Anregung für  $^{238}\text{U}$  aus drei verschiedenen Experimenten [PoB94, HeB96, RuB96], die offensichtlich gut übereinstimmen. Diese Datenpunkte wurden bei unterschiedlichen Strahlenergien gewonnen, die die absolute Größe der Daten aber im Rahmen der Fehlerbalken nicht beeinflusst [RuB96]. Die absolute Größe der in der Literatur angegebenen Spaltwirkungsquerschnitte für  $^{238}\text{U}$  stimmt im Rahmen der Fehlerbalken mit den Daten dieser Arbeit für die untersuchten Uranisotope überein. Die experimentellen Ergebnisse zeigen zumindest für die Isotopenreihen bis Francium einen sehr flachen Verlauf der Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenzahl, was, wie im folgenden diskutiert werden wird, auch theoretisch zu erwarten ist.

Die Anregung eines relativistischen Projektils durch nukleare Wechselwirkung

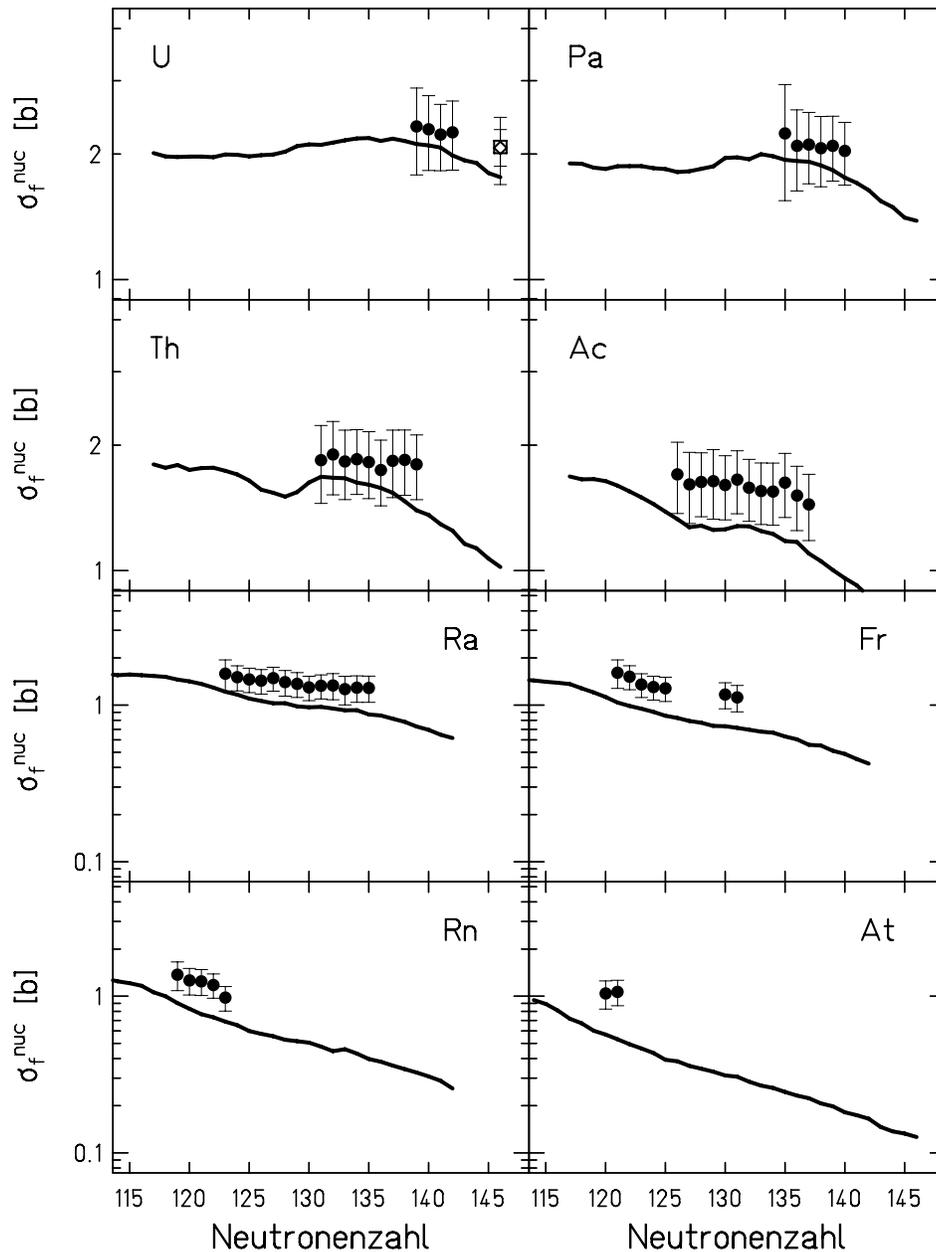


Abbildung 44: Spaltung nach nuklearer Anregung. Volle Symbole: Die im Experiment gemessenen nuklear induzierten Spaltwirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenzahl für verschiedene Elemente. Offenes Quadrat: Datenpunkt von Polikanov *et al.* [PoB94] für  $^{238}\text{U}$ . Offene Raute: Datenpunkt von Hesse *et al.* für  $^{238}\text{U}$ [HeB96]. Offener Kreis: Datenpunkt von Rubehn *et al.* [RuB96] für  $^{238}\text{U}$ , skaliert für ein Bleitarget. Die durchgezogene Linie zeigt eine Rechnung mit dem Abrasions-Ablations-Modell [GaS91, IgK95, JuJ98] für den nuklear induzierten Spaltwirkungsquerschnitt.

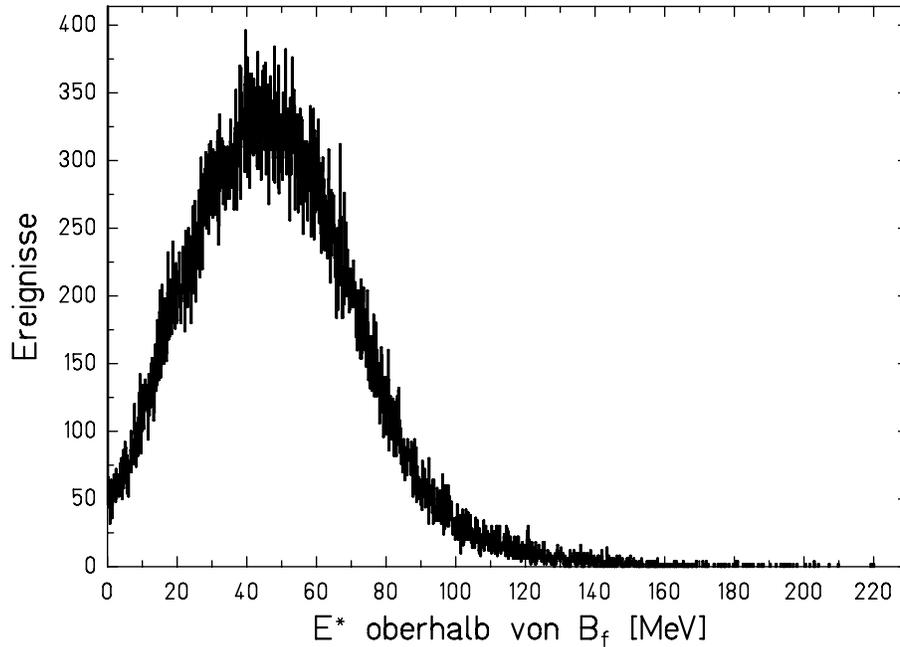


Abbildung 45: Mit dem Abrasions-Ablations-Modell [IgK95] berechnete Anregungsenergieverteilung von spaltenden Kernen für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere. Der reagierende Sekundärstrahl ist  $^{214}\text{Ra}$ . Der Mittelwert der Verteilung liegt bei 48 MeV, was einer Anregungsenergie von  $E^* = 61$  MeV über dem Grundzustand entspricht.

mit einem Targetkern kann als Abrasionsprozeß beschrieben werden (siehe Anhang B), in dessen Verlauf das Projektil ein oder mehrere Nukleonen verlieren kann. Dieser Nukleonenverlust führt zu Anregungsenergien des Projektils von bis zu 1 GeV und zu einer breiten Verteilung von sogenannten *Präfragmenten*. Bei der Berechnung von Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Abregungskanäle spaltbarer Präfragmente ist es notwendig, dynamische Effekte zu berücksichtigen [Kra40, HiR92, IgK95], da Spaltung als kollektiver Prozeß eine Deformation des gesamten Korns bis zur Zerreißpunktskonfiguration erfordert und damit wesentlich mehr Zeit als die Emission einzelner Nukleonen erfordert. Das führt dazu, daß Spaltung insbesondere bei hohen Anregungsenergien gegenüber Teilchenemission fast vollständig unterdrückt ist. Eine Beschreibung der dynamischen Behinderung der Spaltung ist im Rahmen des Abrasions-Ablations-Modells durch eine Erweiterung des von Kramers vorgeschlagenen und von Grangé und Weidenmüller [GrW80] erweiterten Diffusionsmodells möglich [IgK95, Jun94].

Abbildung 45 zeigt eine mit diesem Modell berechnete Anregungsenergieverteilung der *Präfragmente* vor der Spaltung. Die mittlere Energie eines Korns, der nach nuklearer Anregung spaltet, beträgt  $\langle E^* \rangle = 61$  MeV. Energien oberhalb von 100 MeV kommen kaum vor, was darauf zurückzuführen ist, daß Spaltung bei höheren Anre-

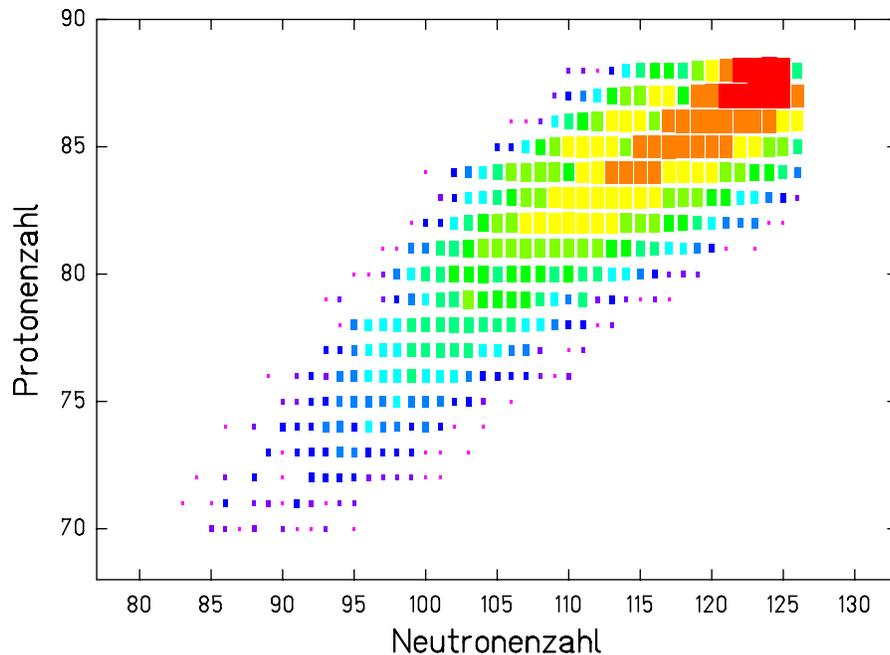


Abbildung 46: Mit dem Abrasions-Ablations-Modell [IgK95] berechnete Verteilung von spaltenden Kernen. Der reagierende Sekundärstrahl ist  $^{214}\text{Ra}$ . Die Schattierung und die Fläche der Symbole sind ein Maß für den Wirkungsquerschnitt. Die Darstellung ist logarithmisch.

gungsenergien aufgrund der dynamischen Behinderung stark unterdrückt ist. Sowohl die Breite der Anregungsenergieverteilung als auch ihr großer Mittelwert sind dafür verantwortlich, daß Kernstruktureffekte in der Spaltwahrscheinlichkeit eine untergeordnete Rolle spielen, obwohl für Isotope mit etwa 126 Neutronen der Beitrag von kollektiven Niveaus in der Niveaudichte nicht vernachlässigt werden darf [JuJ98, Jun98]. Das führt zu dem in Abbildung 44 sichtbaren glatten Verlauf sowohl der Rechnung, als auch der Daten als Funktion der Neutronenzahl. Die absolute Höhe der Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Anregung ändert sich auch als Funktion der Kernladung deutlich langsamer, als das bei Spaltung nach elektromagnetischer Anregung der Fall ist.

Ein weiterer Grund für den glatten Verlauf von Daten und Rechnung ist die Verteilung der spaltenden *Präfragmente* in Masse und Kernladung, die in Abbildung 46 gezeigt ist. Zu dem Spaltwirkungsquerschnitt nach nuklearer Anregung trägt eine Verteilung von Isotopen mit unterschiedlicher Spaltbarkeit und unterschiedlichen Spaltbarrieren bei, was ebenfalls dazu führt, daß Kernstruktureffekte in einem Gemisch aus einer Vielzahl spaltender Kerne die Spaltwirkungsquerschnitte nicht erkennbar verändern können.

Die in Abbildung 44 gezeigten Daten und die Rechnung des Abrasions-Ablations-

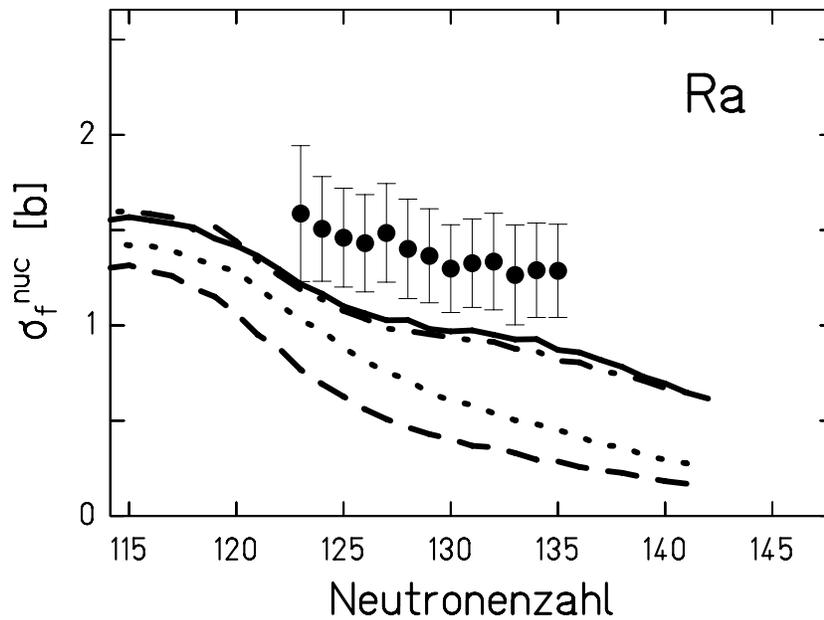


Abbildung 47: Experimentell bestimmte Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Anregung für verschiedene Radiumisotope. Zum Vergleich sind mehrere Verdampfungsrechnungen nach Ignatyuk *et al.* [IgK95] mit unterschiedlichem reduziertem Viskositätskoeffizienten (siehe Text) gezeigt. Volle Linie: Rechnung mit  $\beta = 1 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$  (identisch mit der in Abbildung 44 gezeigten Rechnung). Gestrichelte Linie: Rechnung mit  $\beta = 10 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Gepunktete Linie: Rechnung mit  $\beta = 0.1 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Strich-punktierte Linie: Rechnung mit  $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$

Modells zeigen für die Isotope der Elemente Uran, Protactinium und Thorium eine bemerkenswert gute Übereinstimmung, wenn auch die Rechnung die Datenpunkte in der Literatur etwas unterschätzt [RuB96]. Erst ab Actinium liefert die Modellrechnung Werte, die systematisch unterhalb der experimentellen Ergebnisse und außerhalb der Fehlerbalken liegen. Diese Abweichung der Rechnung von den experimentellen Ergebnissen wird mit fallender Kernladung des untersuchten Sekundärstrahls größer.

Da der Anteil an Spaltung in der Rechnung mit dem bereits beschriebenen Diffusionsmodell bestimmt wird, wurde die Vermutung untersucht, daß der in dieses Modell eingehende Parameter  $\beta$  nicht geeignet ist, um die Daten zu beschreiben. Der Parameter  $\beta$  ist der reduzierte Viskositätskoeffizient (der Reibungskoeffizient dividiert durch die reduzierte Masse), der die Kopplung zwischen intrinsischen und kollektiven Freiheitsgraden im Kern beschreibt. Die Stärke dieser Kopplung wiederum bestimmt die Spaltwahrscheinlichkeit nach:

$$P_f = P_f^{BW} \left( \left( 1 + \left( \frac{\beta}{2\omega_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\beta}{2\omega_0} \right) \exp \left( -\frac{\tau(\beta)}{\tau_\nu} \right) \quad (4.16)$$

In dieser Gleichung ist  $P_f^{BW}$  die Spaltwahrscheinlichkeit, die von Bohr und Wheeler auf der Grundlage des statistischen Modells eingeführt wurde [BoW39]. Im Diffu-

sionsmodell wird die Spaltbarriere durch zwei Oszillatorpotentiale angenähert. Die Krümmung des Potentials für den Sattelpunkt wird durch die Oszillatorfrequenz  $\omega_0$  beschrieben. Der Exponentialterm mit der charakteristischen Anstiegszeit  $\tau(\beta)$  bestimmt den Anstieg der Spaltbreite als Funktion der Zeit. Eine detaillierte Diskussion dieser Gleichung findet sich in den Referenzen [IgK95, Jun94].

Für die in Abbildung 44 gezeigte Rechnung wurde  $\beta = 1.0 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$  gewählt. In Abbildung 47 wurde der Viskositätskoeffizient variiert. Es zeigt sich, daß die berechneten Spaltwirkungsquerschnitte sowohl für deutlich höhere, als auch deutlich niedrigere Werte von  $\beta$  abnehmen, wohingegen eine Rechnung mit einem nur leicht veränderten Wert von  $\beta$  nahezu identische Spaltwirkungsquerschnitte liefert. Ein veränderter Wert von  $\beta$  kann offensichtlich keine höheren Spaltwirkungsquerschnitte liefern.

Als Ursache für den Unterschied zwischen den experimentellen Ergebnissen und der Rechnung für einige der Isotopenreihen kann natürlich auch der Ansatz des Diffusionsmodells in Frage gestellt werden. Wenn ein Teil der Präfragmente sich bereits in einem deformierten Zustand bildet, könnte das die Dauer des Spaltprozesses und die zeitliche Entwicklung der Spaltbreite beeinflussen. Derartige Anfangsbedingungen werden im verwendeten Diffusionsmodell nicht berücksichtigt. Da das Modell aber für Isotope mit höheren Kernladungszahlen mit dem Experiment gut übereinstimmt, ist die Ursache wahrscheinlich nicht im Diffusionsmodell zu suchen.

Eine weitere Möglichkeit, den Unterschied zwischen Daten und Modell zu erklären, ist die im Modell verwendete Beschreibung der Höhe der Spaltbarrieren für sehr protonenreiche Isotope in der Nähe der Linie der Protoneninstabilität. Es gibt Hinweise, daß diese Spaltbarrieren mit gängigen Modellrechnungen nicht übereinstimmen [DaV82]. Insbesondere für die leichteren der untersuchten Sekundärstrahlen nimmt der Anteil an Isotopen in der Nähe der Linie der Protoneninstabilität, die als *Präfragmente* spalten, zu. Diese letzte Möglichkeit bietet sich als wahrscheinlichste Erklärung für die systematischen Abweichungen bei den leichtesten Systemen.

## 4.8 Ausblick

Die Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung zeigen im Bereich der 126-Neutronen-Schale eine starke Abweichung von theoretischen Vorhersagen. Es ist sicherlich interessant, dieses spannende und für die Kernstruktur wichtige Problem weiter zu studieren. Zukünftig wäre ein neues Experiment, das die Statistik weiter verbessert, sicherlich wünschenswert, um auch für Thorium- und eventuell sogar für Protactinium-Isotope mit abgeschlossener Neutronenschale zu studieren. Interessant wäre auch die Untersuchung von Isotopen, die noch protonenreicher als die Isotone mit 126 Neutronen sind, und für die nach allen Modellrechnungen der Spaltwirkungsquerschnitt wieder ansteigen sollte. Für ein

derartiges Experiment sind jedoch wesentlich höhere Primärstrahlintensitäten notwendig, als sie bislang verfügbar sind. Da bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung aber bereits an einer Intensitätserhöhung gearbeitet wird, ist ein solches Experiment innerhalb der nächsten Jahre möglich. Für ein neues Experiment wäre eine bessere Untergrundunterdrückung - beispielsweise durch eine schnelle Energieverlustmessung an der Mittelebene des Separators - wünschenswert. Bei höheren Sekundärstrahlintensitäten könnte auch die Sekundärtargetdicke verringert werden, was die Korrektur auf Mehrfachreaktionen reduzieren würde.

Zum besseren Verständnis der elektromagnetischen Anregung wäre außerdem wichtig zu erfahren, ob sich die Riesenresonanzen für exotische Kerne so verhalten, wie bisherige Parametrisierungen es vorschlagen. Ein solches Experiment wäre bereits jetzt technisch durchführbar.

Für ein Experiment in fernerer Zukunft wäre es natürlich sehr interessant, mit einem anderen Anregungsmechanismus Spaltung von Projektilfragmenten als Funktion der Anregungsenergie zu studieren. Eine Möglichkeit wäre, Spaltung durch Elektronenstreuung in einem - bislang noch nicht verfügbaren - Schwerionen-Elektron-Collider zu induzieren.

Element	Isotop	$\sigma_f^{tot} [b]$	$\frac{\Delta\sigma_f^{tot}}{\sigma_f^{tot}} [\%]$	$\sigma_f^{em} [b]$	$\frac{\Delta\sigma_f^{em}}{\sigma_f^{em}} [\%]$	$\sigma_f^{nuc} [b]$	$\frac{\Delta\sigma_f^{nuc}}{\sigma_f^{nuc}} [\%]$
U	234	5.06±0.87	17.3	2.81±0.49	17.3	2.26±0.43	18.9
U	233	5.38±0.90	16.7	3.15±0.52	16.5	2.23±0.40	18.1
U	232	5.60±1.00	17.8	3.31±0.58	17.5	2.29±0.47	20.4
U	231	5.69±1.11	19.5	3.36±0.64	18.9	2.33±0.55	23.5
Pa	231	4.16±0.68	16.3	2.13±0.35	16.3	2.03±0.35	17.2
Pa	230	4.63±0.77	16.6	2.54±0.42	16.5	2.09±0.37	17.7
Pa	229	4.86±0.84	17.3	2.79±0.48	17.0	2.07±0.40	19.2
Pa	228	5.22±0.90	17.3	3.04±0.51	16.9	2.11±0.41	19.5
Pa	227	5.07±0.95	18.7	2.94±0.53	18.1	2.09±0.46	22.0
Pa	226	5.46±1.26	23.0	3.22±0.68	21.2	2.24±0.70	31.0
Th	229	2.88±0.49	17.1	1.08±0.19	17.5	1.80±0.32	17.7
Th	228	2.91±0.50	17.2	1.07±0.19	17.7	1.85±0.33	17.9
Th	227	3.10±0.54	17.5	1.27±0.23	17.9	1.84±0.34	18.4
Th	226	3.08±0.52	17.0	1.29±0.22	16.9	1.74±0.31	18.0
Th	225	3.33±0.57	17.2	1.44±0.24	17.0	1.82±0.33	18.3
Th	224	3.34±0.56	16.8	1.52±0.25	16.6	1.85±0.33	17.7
Th	223	3.41±0.60	17.5	1.59±0.27	17.1	1.83±0.35	19.0
Th	222	3.56±0.65	18.2	1.74±0.31	17.6	1.90±0.38	20.0
Th	221	3.57±0.67	18.8	1.72±0.31	18.2	1.84±0.39	21.2
Ac	226	1.77±0.32	18.0	0.33±0.07	21.4	1.44±0.26	18.1
Ac	225	1.75±0.31	17.6	0.24±0.05	21.7	1.51±0.27	17.6
Ac	224	1.97±0.34	17.5	0.34±0.07	20.8	1.63±0.29	17.5
Ac	223	1.94±0.33	16.9	0.37±0.06	17.7	1.55±0.26	17.0
Ac	222	2.03±0.34	16.6	0.46±0.08	16.9	1.55±0.26	16.8
Ac	221	2.06±0.34	16.7	0.46±0.08	16.9	1.58±0.27	17.0
Ac	220	2.18±0.37	16.9	0.55±0.09	16.9	1.65±0.28	17.2
Ac	219	2.15±0.37	17.1	0.56±0.10	17.1	1.61±0.28	17.5
Ac	218	2.30±0.42	18.2	0.66±0.12	18.2	1.64±0.31	19.0
Ac	217	2.19±0.37	17.1	0.57±0.10	17.2	1.63±0.29	17.5
Ac	216	2.16±0.40	18.7	0.55±0.11	19.2	1.61±0.31	19.4
Ac	215	2.50±0.46	18.5	0.74±0.14	18.6	1.70±0.33	19.4

Tabelle 15: Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer und elektromagnetischer Anregung, sowie die totalen Spaltwirkungsquerschnitte in Blei für die Elemente Uran, Protactinium, Thorium und Actinium. Die angegebenen Fehler sind die Summe aus dem statistischen und dem systematischen Fehler.

Element	Isotop	$\sigma_f^{tot} [b]$	$\frac{\Delta\sigma_f^{tot}}{\sigma_f^{tot}} [\%]$	$\sigma_f^{em} [b]$	$\frac{\Delta\sigma_f^{em}}{\sigma_f^{em}} [\%]$	$\sigma_f^{nuc} [b]$	$\frac{\Delta\sigma_f^{nuc}}{\sigma_f^{nuc}} [\%]$
Ra	223	1.35±0.26	19.5	0.07±0.03	48.2	1.29±0.24	19.0
Ra	222	1.36±0.27	19.6	0.07±0.03	43.7	1.29±0.25	19.2
Ra	221	1.48±0.30	20.4	0.21±0.05	21.5	1.27±0.26	20.7
Ra	220	1.53±0.29	18.8	0.20±0.04	19.9	1.34±0.25	19.0
Ra	219	1.56±0.27	17.4	0.22±0.04	18.1	1.33±0.23	17.5
Ra	218	1.53±0.27	17.6	0.24±0.04	18.2	1.30±0.23	17.7
Ra	217	1.69±0.30	17.8	0.33±0.06	18.1	1.37±0.25	18.1
Ra	216	1.63±0.30	18.5	0.23±0.04	19.6	1.40±0.26	18.6
Ra	215	1.76±0.30	17.3	0.32±0.06	17.9	1.49±0.26	17.4
Ra	214	1.78±0.31	17.6	0.35±0.06	18.4	1.43±0.26	17.8
Ra	213	1.90±0.33	17.4	0.41±0.07	17.8	1.46±0.26	17.7
Ra	212	1.96±0.35	17.8	0.46±0.08	18.2	1.51±0.27	18.2
Ra	211	2.24±0.47	21.0	0.65±0.14	20.9	1.59±0.36	22.5
Fr	218	1.24±0.24	19.2	0.10±0.02	23.1	1.12±0.21	19.2
Fr	217	1.32±0.25	18.8	0.16±0.03	20.7	1.17±0.22	18.9
Fr	212	1.49±0.26	17.6	0.21±0.04	19.4	1.28±0.23	17.7
Fr	211	1.59±0.27	17.2	0.27±0.05	18.0	1.30±0.23	17.4
Fr	210	1.65±0.28	17.1	0.32±0.06	17.7	1.35±0.23	17.3
Fr	209	1.73±0.30	17.4	0.35±0.06	18.0	1.52±0.26	17.4
Fr	208	2.21±0.44	19.7	0.60±0.12	19.8	1.61±0.33	20.6
Rn	209	1.23±0.22	17.6	0.16±0.03	19.4	0.98±0.17	17.9
Rn	208	1.39±0.24	17.6	0.22±0.04	18.6	1.18±0.21	17.7
Rn	207	1.52±0.28	18.5	0.28±0.05	19.3	1.24±0.23	18.9
Rn	206	1.56±0.30	18.9	0.30±0.06	19.6	1.26±0.24	19.3
Rn	205	1.85±0.37	19.9	0.48±0.10	20.2	1.37±0.29	20.8
At	206	1.22±0.22	18.4	0.15±0.03	20.4	1.07±0.20	18.5
At	205	1.29±0.26	19.9	0.25±0.05	21.0	1.04±0.21	20.4

Tabelle 16: Fortsetzung von Tabelle 15 für die gemessenen Isotope der Elemente Radium, Francium, Radon und Astat.

Element	Isotop	$P f_f^{em}(E^* > B_f)$	$\frac{\Delta P f_f^{em}(E^* > B_f)}{P f_f^{em}(E^* > B_f)} [\%]$
U	234	0.66±0.11	17.3
U	233	0.75±0.12	16.5
U	232	0.78±0.14	17.5
U	231	0.79±0.15	18.9
Pa	231	0.51±0.08	16.3
Pa	230	0.62±0.10	16.5
Pa	229	0.67±0.11	17.0
Pa	228	0.74±0.13	16.9
Pa	227	0.71±0.13	18.1
Pa	226	0.78±0.17	21.2
Th	229	0.27±0.05	17.5
Th	228	0.27±0.05	17.7
Th	227	0.32±0.06	17.9
Th	226	0.32±0.05	16.9
Th	225	0.37±0.06	17.0
Th	224	0.39±0.06	16.6
Th	223	0.42±0.07	17.1
Th	222	0.46±0.08	17.6
Th	221	0.46±0.08	18.2
Ac	226	0.09±0.02	21.4
Ac	225	0.06±0.01	21.7
Ac	224	0.09±0.02	20.8
Ac	223	0.10±0.02	17.7
Ac	222	0.13±0.02	16.9
Ac	221	0.13±0.02	16.9
Ac	220	0.16±0.03	16.9
Ac	219	0.16±0.03	17.1
Ac	218	0.20±0.04	18.2
Ac	217	0.19±0.03	17.2
Ac	216	0.20±0.04	19.2
Ac	215	0.31±0.06	18.6

Tabelle 17: Tabelle der experimentell bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten nach elektromagnetischer Anregung für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere (siehe Abschnitt 4.2) für die gemessenen Isotope der Elemente Uran, Protactinium, Thorium und Actinium. Angegeben sind die durch die experimentellen Unsicherheiten gegebenen Fehler (siehe Abschnitt 3.7).

Element	Isotop	$P f_f^{em}(E^* > B_f)$	$\frac{\Delta P f_f^{em}(E^* > B_f)}{P f_f^{em}(E^* > B_f)} [\%]$
Ra	223	0.02±0.01	48.2
Ra	222	0.02±0.01	43.7
Ra	221	0.07±0.01	21.5
Ra	220	0.06±0.01	19.9
Ra	219	0.07±0.01	18.1
Ra	218	0.08±0.01	18.2
Ra	217	0.12±0.02	18.1
Ra	216	0.10±0.02	19.6
Ra	215	0.18±0.03	17.9
Ra	214	0.25±0.05	18.4
Ra	213	0.27±0.05	17.8
Ra	212	0.23±0.04	18.2
Ra	211	0.27±0.06	20.9
Fr	218	0.04±0.01	23.1
Fr	217	0.07±0.01	20.7
Fr	212	0.32±0.06	19.4
Fr	211	0.26±0.05	18.0
Fr	210	0.21±0.04	17.7
Fr	209	0.18±0.03	18.0
Fr	208	0.26±0.05	19.8
Rn	209	0.26±0.05	19.4
Rn	208	0.23±0.04	18.6
Rn	207	0.21±0.04	19.3
Rn	206	0.16±0.03	19.6
Rn	205	0.22±0.04	20.2
At	206	0.28±0.06	20.4
At	205	0.25±0.05	21.0

Tabelle 18: Fortsetzung von Tabelle 17 für die gemessenen Isotope der Elemente Radium, Francium, Radon und Astat.

## 5 Zusammenfassung

Die Spaltwahrscheinlichkeiten von Isotopen in der Nähe der 126-Neutronen-Schale haben bereits in der Vergangenheit Fragen aufgeworfen, die wegen der Bedeutung dieser Kerne als Testfall für Experimente zur Produktion neuer schwerer Elemente besonders interessant und aktuell sind. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Spaltwahrscheinlichkeiten erstmals bei Anregungsenergien im Bereich der Spaltbarriere zu untersuchen und den Einfluß des Schalenabschlusses auf die Spaltwahrscheinlichkeiten zu studieren.

Zu diesem Zweck wurden im Rahmen dieser Arbeit die Spaltwirkungsquerschnitte von 58 Isotopen zwischen  $^{205}\text{At}$  und  $^{234}\text{U}$  bestimmt. Um diese kurzlebigen Isotope überhaupt untersuchen zu können, war es notwendig, sie als Sekundärstrahl zu präparieren. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Konzeption, dem Aufbau, der Durchführung und der Analyse dieses Sekundärstrahlexperiments, das einerseits aus Produktion, Separation und Identifikation der Projektilfragmente und andererseits aus dem Spaltexperiment zur Untersuchung dieser Sekundärstrahlen bestand. Für die Produktion, Separation und Identifikation wurde der Fragmentseparator der Gesellschaft für Schwerionenforschung mit seinem Detektorsystem eingesetzt. Als Reaktionsmechanismus zur Untersuchung der Spaltwahrscheinlichkeiten der produzierten Isotope wurde die elektromagnetische Anregung in einem Bleitarget gewählt, die hinreichend niedrige Anregungsenergien mit einem vergleichsweise hohen Anregungswirkungsquerschnitt verbindet. Dadurch, daß Spaltung in inverser Kinematik studiert wurde, konnten die beiden Spaltfragmente in einem dem Target nachfolgenden Detektorsystem mit hoher Effizienz nachgewiesen werden. Die Messung der Summe der Kernladungen beider Spaltfragmente erlaubte in Kombination mit einem Extrapolationsverfahren eine separate Bestimmung der Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer und elektromagnetischer Anregung.

Einige der experimentell bestimmten Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung konnten mit Literaturdaten einer früheren Messung verglichen werden und zeigten eine weitgehende Übereinstimmung. Durch Berechnung des elektromagnetischen Anregungsquerschnitts oberhalb der Spaltbarriere konnte die Spaltwahrscheinlichkeit für die gemessenen Isotope bestimmt werden.

Die Spaltwahrscheinlichkeit steigt für Isotope in der Nähe der 126-Neutronen-Schale an, was im Widerspruch zu bisherigen Annahmen steht. Ein Vergleich der experimentellen Spaltwirkungsquerschnitte mit einer Modellrechnung zeigt für Kerne in der Nähe der abgeschlossenen Neutronenschale eine Diskrepanz von teilweise mehreren Größenordnungen. Um diese Abweichungen vom bisherigen Verständnis näher zu untersuchen, wurden sowohl die Spaltbarrieren im Tröpfchenmodell als auch die in den Modellrechnungen verwendete Abschwächung des Schaleneffekts variiert. Es zeigt sich, daß eine Veränderung der Spaltbarriere lediglich durch eine individuelle Anpassung der Barrierenhöhe eine Beschreibung der Daten zulassen würde, was theoretisch nicht leicht zu rechtfertigen ist. Dagegen ist eine Beschreibung der Daten mit einer stärkeren Verringerung für niedrige

Anregungsenergien im Einklang mit bisherigen Vorstellungen.

Als mögliche Konsequenz könnte die Produktion neuer, schwerer Elemente im Bereich der sphärischen 184-Neutronenschale selbst bei niedrigen Anregungsenergien von nur wenig oberhalb der Spaltbarriere weit stärker durch Spaltung unterdrückt sein, als bislang angenommen wird.

Die ebenfalls untersuchten Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Wechselwirkung bestätigen bisherige Ergebnisse zur dissipativen Behinderung der Spaltung, obwohl die Modellrechnungen einen Teil der Daten leicht unterschätzen.

# A Elektromagnetische Anregung

Aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte ist bei den gegenwärtig verfügbaren Primärstrahlintensitäten elektromagnetische Wechselwirkung die beste Möglichkeit, um relativistische Projektilfragmente auf mittlere Anregungsenergien von etwa  $\langle E^* \rangle \approx 11$  MeV anzuregen. Die Beschreibung dieser Reaktion soll im folgenden kurz erläutert werden, um einerseits die zugrundeliegenden physikalischen Ideen und andererseits die für Modellrechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, verwendeten Parameter vorzustellen.

Bei Stoßparametern, die größer als die Summe der Kernradien von Target und Projektil sind, findet eine rein elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den beiden Reaktionspartnern statt. Die elektromagnetische Anregung eines Projektils mit relativistischer Geschwindigkeit kann mit der Weizsäcker-Williams-Methode der virtuellen Quanten [Jac82] beschrieben werden. Im Rahmen dieser Methode werden die sich schnell ändernden elektrischen und magnetischen Felder durch äquivalente Strahlungspulse beschrieben, deren Frequenzspektrum durch Fouriertransformation bestimmt werden kann. Dabei wird eine inkohärente Überlagerung der Frequenzkomponenten der Strahlungspulse angenommen. Aus dem Frequenzspektrum ergibt sich die Anzahl äquivalenter Photonen pro Energieintervall. Mittlerweile erlauben halbklassische und quantenmechanische Rechnungen (siehe den Übersichtsartikel von Bertulani und Baur [BeB88]) eine Analyse der äquivalenten Photonen in verschiedene Multipolaritäten, im Gegensatz zur Weizsäcker-Williams-Methode, die zwischen unterschiedlichen Multipolaritäten nicht unterscheidet. In den Modellrechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, gingen folgende Beziehungen ein:

$$\frac{dN_{E1}}{dE}(E_\gamma) = \frac{2}{\pi} \cdot Z_T^2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{E_\gamma} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2 \beta^2}{2} (K_1(\xi) - K_0(\xi)) \right] \quad (\text{A.1})$$

In dieser Gleichung sind  $K_0$  und  $K_1$  die modifizierten Besselfunktionen nullter und erster Ordnung,  $\beta = \frac{v}{c}$  mit  $v$  als Projektil- und  $c$  als der Lichtgeschwindigkeit. Die Photonenenergie ergibt sich mit  $E_\gamma = \hbar\omega$ . Die Targetkernladung ist  $Z_T$  und  $\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante. Der Faktor  $\xi$  ist gegeben durch:

$$\xi = \frac{E_\gamma b_{min}}{\hbar c \gamma \beta} \quad (\text{A.2})$$

Hierbei ist  $b_{min}$  der minimale Stoßparameter ohne nukleare Prozesse und  $\gamma$  der Lorentzfaktor. Analog gilt für E2-Photonen:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{E2}}{dE}(E_\gamma) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{Z_T^2 \alpha}{\beta^4} \cdot \frac{1}{E_\gamma} & \left[ 2(1 - \beta^2) K_1^2(\xi) + \xi(2 - \beta^2)^2 K_0(\xi) K_1(\xi) - \right. \\ & \left. \frac{1}{2} \xi^2 \beta^4 (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right] \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

In die Anregungswahrscheinlichkeit geht aber neben Anzahl, Energie und Multipolarität der äquivalenten Photonen auch deren Absorptionswahrscheinlichkeit im

Kern ein. Der Hauptbeitrag der Absorption stammt von der elektrischen Dipol-, sowie der isovektoriellen und der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz.

Bei Riesenresonanzen handelt es sich um kollektive Kernvibrationen, wobei es sich nicht um Oberflächenvibrationen, sondern um Volumenvibrationen handelt. Im Fall der Dipolriesenresonanz schwingen die Protonen des Kerns gegen die Neutronen. Modellrechnungen ergeben für die Amplitude dieser Schwingung wenige Prozent des Kerndurchmessers [MyS77]. Mikroskopisch betrachtet sind Riesenresonanzen kohärente Überlagerungen von Teilchen-Loch-Anregungen.

Riesenresonanzen sind seit langem bekannt und können durch Lorentzkurven parametrisiert werden. Eine ausführliche Darstellung bislang bekannter experimenteller und theoretischer Erkenntnisse über die Physik der Riesenresonanzen findet der Leser in zwei Übersichtsartikeln [Wou87, SpW81]. Die hier angegebenen Parametrisierungen der Resonanzen werden in der Dissertation von A. Grewe [Gre97] näher diskutiert.

Im Fall der Dipolriesenresonanz ergibt sich für deformierte Kerne eine Aufspaltung der Resonanz, die mit zwei Lorentzkurven parametrisiert werden kann. Für den Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{E1}$  ergibt sich:

$$\sigma_{E1}(E_\gamma) = \frac{2\Sigma_{E1}}{\pi} \cdot \left( \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\Gamma_1} \cdot \frac{E_\gamma^2 \Gamma_1^2}{(E_\gamma^2 - E_1^2)^2 + \Gamma_1^2 E_\gamma^2} + \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\Gamma_2} \cdot \frac{E_\gamma^2 \Gamma_2^2}{(E_\gamma^2 - E_2^2)^2 + \Gamma_2^2 E_\gamma^2} \right) \quad (\text{A.4})$$

Der Absorptionswirkungsquerschnitt ist auf die energiegewichtete Thomas-Reiche-Kuhn-Summenregel  $\Sigma_{E1} \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ mb} \cdot \text{MeV}$  bezogen. In dieser Arbeit wurden die mit der Summenregel berechneten Werte um 30% erhöht, um den Vereinfachungen, auf denen die Thomas-Reiche-Kuhn-Summenregel beruht (Vernachlässigung der Austauschströme in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung) Rechnung zu tragen [Gre97]. Die Breiten der Lorentzkurven sind  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_2$ , die durch  $\Gamma_i = \frac{0.026}{\text{MeV}} \cdot E_{Ei}^2 \text{ MeV}$  gegeben sind. Die mittlere Position der Resonanz liegt bei  $E_{E1} = 79 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV}$  und die Positionen der zwei Lorentzkurven  $E_i$  bei einer Aufspaltung der Resonanz sind durch

$$E_1 = \frac{E_{E1}}{1 + \delta} \quad (\text{A.5})$$

und

$$E_2 = \frac{E_{E1}}{1 - \delta/2} \quad (\text{A.6})$$

gegeben. Hierbei ist  $\delta$  der Deformationsparameter, nach der Definition von Bohr und Mottelson [BoM75].

Weitere Beiträge zum Absorptionswirkungsquerschnitt liefern die isoskalare und die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz. Hier kann die Summe der beiden Ab-

sorptionenwirkungsquerschnitte folgendermaßen berechnet werden:

$$\sigma_{E2}(E) = \frac{2}{\pi} \cdot E^2 \cdot \left( \frac{\Sigma_{is}}{\Gamma_{is}} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E^2 - E_{is}^2}{E\Gamma_{is}}\right)^2} + \frac{\Sigma_{iv}}{\Gamma_{iv}} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{E^2 - E_{iv}^2}{E\Gamma_{iv}}\right)^2} \right) \quad (\text{A.7})$$

Hier sind die Breiten der isokalaren und der isovektoriellen Quadrupolriesenresonanz durch  $\Gamma_{is} = 17.5 \cdot A^{-1/3}$  MeV und  $\Gamma_{iv} = 10.48 - 0.0733 \cdot A^{2/3} - 0.00174 \cdot A^{4/3}$  MeV gegeben. Die Positionen werden durch  $E_{is} = 64.7 \cdot A^{-1/3}$  MeV und  $E_{iv} = 130.0 \cdot A^{-1/3}$  MeV berechnet. Aus der Summenregel für die Quadrupolriesenresonanzen  $\Sigma_{QR} = 2.2 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot A^{2/3}$  mbarn/MeV ergeben sich die Gewichte für die einzelnen Komponenten:  $\Sigma_{is} = \Sigma_{QR} \cdot Z/A$  und  $\Sigma_{iv} = \Sigma_{QR} - \Sigma_{is}$ .

Der gesamte elektromagnetische Anregungsquerschnitt kann durch:

$$\sigma_{em} = \int_0^\infty \left( \frac{dN_{E1}}{dE}(E) \cdot \sigma_{E1}(E) + \frac{dN_{E2}}{dE}(E) \cdot \sigma_{E2}(E) \right) dE \quad (\text{A.8})$$

berechnet werden.

Für die Evaporationsphase, die der elektromagnetischen Anregung folgt, wird das bereits beschriebene Ablationsmodell verwendet.

Wichtig für das hier durchgeführte Experiment ist, daß die mittlere Anregungsenergie nach elektromagnetischer Anregung mit etwa 11 MeV (siehe Abbildung 32 auf Seite 80) niedrig genug ist, um Kernspaltung in einem Energiebereich zu studieren, in dem Kernstruktureffekte einen starken Einfluß haben können. In den Modellrechnungen in Kapitel 4 wird die mehrfache Anregung der Dipolriesenresonanz nicht berücksichtigt, die sowohl den gesamten Anregungsquerschnitt, als auch die Form des Anregungsenergiespektrums nur leicht modifizieren würde. In diesen als Monte-Carlo-Simulationen durchgeführten Modellrechnungen würde die Berücksichtigung von Mehrfachanregungen einige Größenordnungen mehr an Rechenzeit benötigen. Für die Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeiten aus den experimentellen Daten, (siehe Abschnitt 4.2) wurde die Mehrfachanregung jedoch berücksichtigt. Die für diese Rechnungen verwendeten Beziehungen finden sich in der Dissertation von Axel Grewe [Gre97], sowie in der Literatur [LIB90].

Wesentliche Eigenschaften der elektromagnetischen Anregung sind die Tatsachen, daß das Projektil Nukleonen erst durch Evaporation verlieren kann, daß bedingt durch die niedrige Anregungsenergie eine Emission von geladenen Teilchen unterdrückt ist, und daß daher der spaltende Compoundkern entweder mit dem Projektil in Masse und Ladung identisch oder nahezu identisch ist. Ausnahmen ergeben sich lediglich für sehr protonenreiche Isotope, bei denen die Protonenseparationsenergien wieder abnehmen. Der gesamte Anregungswirkungsquerschnitt beträgt typischerweise einige Barn. Für  $^{233}\text{U}$ , das bei 420 A MeV in einem Bleitarget angeregt wird, ergeben sich beispielsweise 4.2 b.

Weiterhin ist wichtig, daß durch elektromagnetische Anregung mit  $1 \hbar - 2 \hbar$  ein vernachlässigbar kleiner Drehimpuls übertragen wird, der die Höhe der Spaltbarriere

nicht verändert und die Anzahl der zugänglichen Niveaus oberhalb der Spaltbarriere auf solche mit niedrigem Drehimpuls beschränkt.

## B Abrasion

Sowohl für die Produktion, als auch für die Anregung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Sekundärstrahlen ist die relativistische Projektilfragmentation mit Spaltung als möglichem Evaporationskanal der dominante Reaktionsmechanismus. Wegen der Bedeutung für die Konzeption und die Auswertung des durchgeführten Experiments, sowie für die Interpretation der gewonnenen Ergebnisse für Spaltung nach nuklearer Anregung soll dieser Reaktionsmechanismus im folgenden kurz erläutert werden.

Bei Strahlenergien von  $1 A$  GeV ist der durch die Strahlenergie gegebene Relativimpuls von Projektil- und Target-Nukleonen mit  $1690 \text{ MeV}/c$  deutlich höher als der Fermiimpuls von etwa  $250 \text{ MeV}/c$ . Die *de Broglie*-Wellenlänge der Nukleonen ist mit  $0.12 \text{ fm}$  wesentlich kleiner als der Kernradius, so daß sich eine Beschreibung der Kern-Kern-Kollision als eine Kaskade von Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen rechtfertigen läßt. Eine interessante Konsequenz der hohen Relativimpulse und der relativ kurzen *de Broglie*-Wellenlängen ist, daß fast ausschließlich Nukleonen kollidieren, die sich im Überlappvolumen von Projektil und Target befinden (*Participants*). Durch die hohe Strahlenergie ist die Dauer der Kollision mit typischerweise  $10^{-23} \text{ s}$  so kurz, daß die Wellenfunktionen der Nukleonen außerhalb des Überlappvolumens (*Spectators*) durch die Kollision kaum beeinflusst werden. Zurück bleiben die Überlappzone mit großer Dichte und Temperatur (*Feuerball*) sowie die angeregten Überreste von Projektil und Target: Das *Projektil*- und das *Targetpräfragment*. Das Projektilpräfragment bewegt sich mit etwa der Projektilenergie weiter und ist daher für das Experiment wesentlich leichter zugänglich als das Targetpräfragment, das erst aus dem umgebenden Targetmaterial extrahiert werden muß, um untersucht werden zu können.

Unabhängig vom Stoßparameter ist eine Beschreibung als zweistufiger Prozeß möglich. In der ersten Stufe findet eine Anregung statt, in der dem Kern durch nukleare Wechselwirkung Anregungsenergie zugeführt wird. In der zweiten Stufe gibt der *Compoundkern* seine Anregungsenergie ab, wobei jedem möglichen Zerfallskanal ein entsprechendes statistisches Gewicht zugeordnet wird (siehe Kapitel 4.3).

Eine gute Beschreibung peripherer Reaktionen ist im Rahmen des verbesserten Abrasions-Ablations-Modells [GaS91] möglich. Dieses Modell wird sowohl zur Korrektur der experimentellen Ergebnisse (Abschnitt 3.5.1), als auch zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse verwendet. Es bietet neben der guten Beschreibung bisher gemessener Daten für  $A \lesssim 238$  [JoS98, JuJ98] auch eine vereinfachte anschauliche Vorstellung der ablaufenden, physikalischen Prozesse. Im Vergleich zu Rechnungen mit Kaskadenmodellen verbraucht das Abrasions-Ablations-Modell zudem wesentlich weniger Rechenzeit.

In der Abrasion, verliert das Projektil schlagartig Nukleonen im Überlappbereich und wird zu einem Präfragment. Die Anregungsenergie wird durch die Sum-

me der im Kernpotential gebildeten Löcher in Bezug auf die Fermienergie berechnet. Endzustandwechselwirkungen durch das Streuen von Nukleonen aus dem Überlappvolumen in den Bereich der *Spectator*-Nukleonen werden nicht berücksichtigt, aber später durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen korrigiert [ScB93]. Es ergibt sich eine mittlere Anregungsenergie pro abradierem Nukleon von  $\langle E^* \rangle = 27$  MeV. Dadurch führt schon die Abrasion weniger Nukleonen zu einem hoch angeregten Präfragment. Welche Nukleonen abradier werden, hängt von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Überlappvolumen ab. Je nach Stoßparameter bilden die durch die Abrasion erzeugten Präfragmente eine Verteilung, deren Maximum um das Protonen-zu-Neutronen-Verhältnis des Projektils zentriert ist. In einem statistischen Ansatz kann diese  $N/Z$ -Verteilung der Präfragmente durch die hypergeometrische Verteilung beschrieben werden. Eine Abrasion von ausschließlich Protonen oder Neutronen wird immer unwahrscheinlicher, je mehr Nukleonen aus dem Kernpotential des Projektils entfernt werden.

Wichtig im Zusammenhang mit Untersuchung der Spaltung nach nuklearer Anregung ist auch die Tatsache, daß die Präfragmente mit Drehimpulsen von  $10 \hbar$  -  $15 \hbar$  gebildet werden [JoI97], was im Vergleich zu fusionsinduzierten Reaktionen relativ niedrig ist und die Spaltwahrscheinlichkeit nur schwach beeinflusst.

## C Barrieren und Separationsenergien

In den folgenden Tabellen sind neben dem Grundzustandsschaleneffekt auch Spaltbarrieren und Separationsenergien für Kerne angegeben, die sich im Bereich der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Isotope befinden. Alle Werte entsprechen denen, die in den hier gezeigten Modellrechnungen verwendet wurden.

Der Grundzustandsschaleneffekt  $\delta U$  wurde [MoN95] entnommen. Die Spaltbarriere ergibt sich als Differenz eines Tröpfchenanteils [Sie86] und dem Grundzustandsschaleneffekt, wie er in der ersten Spalte der Tabellen angegeben wird. Die Neutronenseparationsenergie ist die Differenz

$$S_n(A, Z) = M(A + 1, Z) - M(A, Z), \quad (\text{C.1})$$

wobei die Kernmassen  $M(A, Z)$  nach [MoN95] berechnet werden. Analog werden die Protonenseparationsenergien durch

$$S_p(A, Z) = M(A + 1, Z + 1) - M(A, Z) \quad (\text{C.2})$$

bestimmt. Die Summe aus der Protonenseparationsenergie und einer effektiven Coulombbarriere für Protonen [Jon98] ist in der letzten Spalte angegeben.

Isotop	N	$\delta U$ [MeV]	$B_f$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_p$ [MeV]	$B_p$ [MeV]
$^{236}\text{U}$	144	-1.06	6.00	6.63	7.03	17.01
$^{235}\text{U}$	143	-1.22	6.11	5.30	6.66	16.65
$^{234}\text{U}$	142	-1.00	5.84	7.01	6.65	16.65
$^{233}\text{U}$	141	-1.04	5.82	5.64	6.22	16.23
$^{232}\text{U}$	140	-0.74	5.46	7.29	6.13	16.14
$^{231}\text{U}$	139	-0.77	5.42	5.92	5.68	15.70
$^{230}\text{U}$	138	-0.45	5.03	7.51	5.59	15.62
$^{229}\text{U}$	137	-0.54	5.04	6.20	5.15	15.19
$^{228}\text{U}$	136	-0.21	4.63	7.93	5.04	15.09
$^{227}\text{U}$	135	-0.16	4.50	6.50	4.67	14.73
$^{226}\text{U}$	134	0.19	4.06	7.85	4.06	14.13
$^{225}\text{U}$	133	-0.13	4.28	6.19	3.62	13.69
$^{224}\text{U}$	132	-0.37	4.43	8.00	3.64	13.72
$^{223}\text{U}$	131	-0.84	4.80	7.11	3.22	13.31

Tabelle 19: Die in den Modellrechnungen, die in dieser Arbeit gezeigt wurden, verwendeten Barrieren und Separationsenergien: Der Grundzustandsschaleneffekt  $\delta U$ , die Spaltbarriere  $B_f$ , die Neutronenseparationsenergie  $S_n$ , die Protonenseparationsenergie  $S_p$  und die Protonenseparationsenergie inklusive der effektiven Coulombbarriere  $B_p$  (siehe Text). Die Neutronenzahl ist mit  $N$  bezeichnet.

Isotop	N	$\delta U$ [MeV]	$B_f$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_p$ [MeV]	$B_p$ [MeV]
<sup>222</sup> U	130	-0.46	4.32	8.00	4.37	14.47
<sup>221</sup> U	129	-1.23	4.98	6.64	3.74	13.85
<sup>220</sup> U	128	-1.61	5.25	8.30	2.77	12.88
<sup>219</sup> U	127	-2.39	5.92	6.39	2.25	12.37
<sup>218</sup> U	126	-3.33	6.75	9.47	2.26	12.39
<sup>234</sup> Pa	143	-0.97	6.56	5.29	5.52	15.41
<sup>233</sup> Pa	142	-0.72	6.26	6.58	5.08	14.97
<sup>232</sup> Pa	141	-0.80	6.29	5.54	5.05	14.95
<sup>231</sup> Pa	140	-0.56	5.99	6.84	4.66	14.57
<sup>230</sup> Pa	139	-0.65	6.01	5.83	4.60	14.52
<sup>229</sup> Pa	138	-0.38	5.67	7.07	4.18	14.11
<sup>228</sup> Pa	137	-0.51	5.73	6.09	4.13	14.07
<sup>227</sup> Pa	136	-0.25	5.39	7.56	3.72	13.67
<sup>226</sup> Pa	135	-0.17	5.23	5.89	3.04	13.00
<sup>225</sup> Pa	134	-0.39	5.36	7.41	2.98	12.94
<sup>224</sup> Pa	133	-0.75	5.63	6.21	2.45	12.42
<sup>223</sup> Pa	132	-0.93	5.71	7.58	2.18	12.16
<sup>222</sup> Pa	131	-1.41	6.09	8.25	2.24	12.22
<sup>221</sup> Pa	130	0.16	4.41	7.37	0.77	10.77
<sup>220</sup> Pa	129	-0.83	5.29	5.67	0.82	10.82
<sup>219</sup> Pa	128	-2.14	6.49	7.78	0.84	10.85
<sup>218</sup> Pa	127	-3.03	7.26	6.40	0.76	10.78
<sup>217</sup> Pa	126	-3.91	8.02	9.11	0.41	10.44
<sup>216</sup> Pa	125	-3.79	7.78	8.33	0.34	10.38
<sup>215</sup> Pa	124	-3.05	6.91	9.81	0.00	10.05
<sup>214</sup> Pa	123	-2.55	6.28	8.50	-0.02	10.04
<sup>213</sup> Pa	122	-1.96	5.56	9.93	-0.36	9.71
<sup>232</sup> Th	142	-0.34	6.64	6.55	7.53	17.32
<sup>231</sup> Th	141	-0.41	6.66	5.15	7.12	16.92
<sup>230</sup> Th	140	-0.17	6.36	6.78	7.06	16.87
<sup>229</sup> Th	139	-0.28	6.41	5.41	6.52	16.33
<sup>228</sup> Th	138	-0.04	6.10	7.02	6.25	16.07
<sup>227</sup> Th	137	-0.18	6.17	5.69	5.67	15.51
<sup>226</sup> Th	136	0.07	5.85	6.88	5.43	15.27
<sup>225</sup> Th	135	-0.49	6.33	5.82	5.31	15.16
<sup>224</sup> Th	134	-0.38	6.13	6.89	4.85	14.71
<sup>223</sup> Th	133	-1.22	6.88	5.94	4.64	14.51
<sup>222</sup> Th	132	-1.27	6.83	7.64	4.60	14.48
<sup>221</sup> Th	131	-1.65	7.11	6.79	4.17	14.05

Tabelle 20: Fortsetzung von Tabelle 19.

Element	Isotop	$\delta U$ [MeV]	$B_f$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_p$ [MeV]	$B_p$ [MeV]
<sup>220</sup> Th	130	-1.14	6.49	7.42	4.21	14.11
<sup>219</sup> Th	129	-2.04	7.28	5.69	3.60	13.50
<sup>218</sup> Th	128	-2.92	8.04	7.71	3.47	13.38
<sup>217</sup> Th	127	-3.84	8.84	6.05	3.05	12.97
<sup>216</sup> Th	126	-4.66	9.54	9.04	2.94	12.87
<sup>215</sup> Th	125	-4.56	9.31	7.99	2.58	12.52
<sup>214</sup> Th	124	-3.75	8.37	9.79	2.55	12.49
<sup>213</sup> Th	123	-3.22	7.70	8.16	2.24	12.19
<sup>212</sup> Th	122	-2.55	6.90	9.90	2.17	12.13
<sup>211</sup> Th	121	-2.24	6.44	8.34	1.80	11.77
<sup>210</sup> Th	120	-1.72	5.78	10.50	1.72	11.71
<sup>229</sup> Ac	140	0.01	6.99	6.24	5.55	15.25
<sup>228</sup> Ac	139	-0.25	7.20	5.14	5.48	15.19
<sup>227</sup> Ac	138	-0.24	7.13	6.45	5.03	14.76
<sup>226</sup> Ac	137	-0.56	7.38	5.45	4.93	14.67
<sup>225</sup> Ac	136	-0.51	7.26	6.76	4.53	14.27
<sup>224</sup> Ac	135	-0.79	7.46	5.36	4.23	13.97
<sup>223</sup> Ac	134	-1.10	7.69	6.68	3.55	13.30
<sup>222</sup> Ac	133	-1.75	8.25	5.91	3.73	13.50
<sup>221</sup> Ac	132	-1.79	8.19	7.20	3.28	13.05
<sup>220</sup> Ac	131	-2.20	8.50	6.83	3.05	12.83
<sup>219</sup> Ac	130	-1.60	7.79	6.80	2.25	12.04
<sup>218</sup> Ac	129	-2.71	8.79	5.56	2.26	12.06
<sup>217</sup> Ac	128	-3.67	9.64	7.28	1.61	11.42
<sup>216</sup> Ac	127	-4.60	10.44	5.94	1.56	11.37
<sup>215</sup> Ac	126	-5.48	11.20	8.68	1.19	11.02
<sup>214</sup> Ac	125	-5.32	10.91	7.95	1.11	10.94
<sup>213</sup> Ac	124	-4.50	9.95	9.48	0.67	10.51
<sup>212</sup> Ac	123	-3.86	9.17	8.09	0.68	10.53
<sup>211</sup> Ac	122	-3.21	8.37	9.53	0.36	10.22
<sup>210</sup> Ac	121	-2.85	7.87	8.27	0.43	10.30
<sup>209</sup> Ac	120	-2.35	7.22	10.30	0.10	9.98
<sup>208</sup> Ac	119	-1.55	6.26	8.68	-0.16	9.73
<sup>207</sup> Ac	118	-0.97	5.52	10.42	-0.47	9.43
<sup>226</sup> Ra	138	0.03	7.72	6.35	7.34	16.97
<sup>225</sup> Ra	137	-0.35	8.04	5.04	6.98	16.61
<sup>224</sup> Ra	136	-0.31	7.94	6.46	6.58	16.21
<sup>223</sup> Ra	135	-0.85	8.40	4.68	6.15	15.79
<sup>222</sup> Ra	134	-1.44	8.91	6.86	6.21	15.87

Tabelle 21: Fortsetzung von Tabelle 19.

Isotop	N	$\delta U$ [MeV]	$B_f$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_p$ [MeV]	$B_p$ [MeV]
<sup>221</sup> Ra	133	-1.86	9.25	5.45	5.75	15.41
<sup>220</sup> Ra	132	-1.95	9.25	6.97	5.51	15.18
<sup>219</sup> Ra	131	-2.55	9.75	6.03	5.21	14.89
<sup>218</sup> Ra	130	-2.34	9.44	6.82	4.73	14.41
<sup>217</sup> Ra	129	-3.39	10.38	4.91	4.30	14.00
<sup>216</sup> Ra	128	-4.59	11.46	7.23	4.20	13.90
<sup>215</sup> Ra	127	-5.53	12.28	5.58	3.84	13.55
<sup>214</sup> Ra	126	-6.36	12.98	8.60	3.73	13.45
<sup>213</sup> Ra	125	-6.24	12.73	7.51	3.25	12.98
<sup>212</sup> Ra	124	-5.44	11.79	9.49	3.28	13.02
<sup>211</sup> Ra	123	-4.74	10.95	7.77	2.90	12.65
<sup>210</sup> Ra	122	-3.99	10.05	9.60	2.85	12.61
<sup>209</sup> Ra	121	-3.51	9.41	7.94	2.53	12.29
<sup>208</sup> Ra	120	-2.91	8.66	10.04	2.53	12.30
<sup>207</sup> Ra	119	-2.32	7.91	8.37	2.12	11.90
<sup>206</sup> Ra	118	-1.62	7.04	10.60	2.15	11.94
<sup>205</sup> Ra	117	-0.81	6.06	8.55	1.80	11.60
<sup>204</sup> Ra	116	-0.26	5.34	10.61	1.75	11.56
<sup>221</sup> Fr	134	-1.74	10.15	6.40	4.84	14.39
<sup>220</sup> Fr	133	-2.22	10.55	5.21	4.65	14.21
<sup>219</sup> Fr	132	-2.51	10.75	6.67	4.17	13.74
<sup>218</sup> Fr	131	-3.00	11.15	5.55	3.82	13.40
<sup>217</sup> Fr	130	-3.23	11.28	6.39	2.85	12.44
<sup>216</sup> Fr	129	-4.29	12.23	4.81	2.87	12.46
<sup>215</sup> Fr	128	-5.55	13.38	6.86	2.43	12.04
<sup>214</sup> Fr	127	-6.44	14.15	5.47	2.30	11.91
<sup>213</sup> Fr	126	-7.33	14.92	8.12	1.87	11.49
<sup>212</sup> Fr	125	-7.27	14.72	7.54	1.88	11.50
<sup>211</sup> Fr	124	-6.39	13.70	9.11	1.48	11.11
<sup>210</sup> Fr	123	-5.65	12.82	7.72	1.48	11.12
<sup>209</sup> Fr	122	-4.90	11.92	9.27	1.13	10.79
<sup>208</sup> Fr	121	-4.32	11.18	7.94	1.13	10.80
<sup>207</sup> Fr	120	-3.67	10.37	9.63	1.00	10.67
<sup>206</sup> Fr	119	-3.06	9.60	8.40	0.88	10.56
<sup>205</sup> Fr	118	-2.28	8.64	10.26	0.49	10.17
<sup>204</sup> Fr	117	-1.38	7.57	8.50	0.30	10.00
<sup>203</sup> Fr	116	-0.83	6.84	10.17	0.00	9.70
<sup>202</sup> Fr	115	-0.37	6.19	8.69	0.24	9.96
<sup>201</sup> Fr	114	0.03	5.61	10.38	-0.12	9.60
<sup>200</sup> Fr	113	0.35	5.09	8.92	-0.22	9.51

Tabelle 22: Fortsetzung von Tabelle 19.

Isotop	N	$\delta U$ [MeV]	$B_f$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_p$ [MeV]	$B_p$ [MeV]
$^{218}\text{Rn}$	132	-2.71	11.95	6.32	6.14	15.60
$^{217}\text{Rn}$	131	-3.51	12.66	4.58	5.88	15.35
$^{216}\text{Rn}$	130	-4.30	13.35	6.41	5.50	14.99
$^{215}\text{Rn}$	129	-5.30	14.25	4.38	4.94	14.43
$^{214}\text{Rn}$	128	-6.58	15.42	6.73	4.94	14.43
$^{213}\text{Rn}$	127	-7.56	16.29	5.05	4.57	14.08
$^{212}\text{Rn}$	126	-8.46	17.07	8.12	4.53	14.05
$^{211}\text{Rn}$	125	-8.35	16.83	7.14	4.14	13.67
$^{210}\text{Rn}$	124	-7.45	15.79	9.11	4.12	13.65
$^{209}\text{Rn}$	123	-6.66	14.86	7.38	3.65	13.19
$^{208}\text{Rn}$	122	-5.83	13.88	9.27	3.60	13.15
$^{207}\text{Rn}$	121	-5.20	13.09	7.80	3.27	12.82
$^{206}\text{Rn}$	120	-4.26	11.99	9.51	3.42	12.99
$^{205}\text{Rn}$	119	-3.72	11.28	8.00	2.96	12.54
$^{204}\text{Rn}$	118	-2.90	10.28	10.08	3.06	12.65
$^{203}\text{Rn}$	117	-2.13	9.33	8.19	2.57	12.16
$^{202}\text{Rn}$	116	-1.45	8.47	10.41	2.56	12.17
$^{201}\text{Rn}$	115	-0.69	7.51	8.32	2.01	11.63
$^{200}\text{Rn}$	114	-0.22	6.85	10.29	2.12	11.74
$^{215}\text{At}$	130	-5.37	15.47	5.85	3.67	13.05
$^{214}\text{At}$	129	-6.52	16.53	4.37	3.64	13.02
$^{213}\text{At}$	128	-7.76	17.66	6.36	3.20	12.60
$^{212}\text{At}$	127	-8.69	18.48	5.01	3.07	12.47
$^{211}\text{At}$	126	-9.58	19.25	7.73	2.73	12.14
$^{210}\text{At}$	125	-9.44	18.99	7.12	2.64	12.06
$^{209}\text{At}$	124	-8.52	17.94	8.65	2.20	11.63
$^{208}\text{At}$	123	-7.77	17.05	7.33	2.19	11.63
$^{207}\text{At}$	122	-6.94	16.07	8.94	1.88	11.32
$^{206}\text{At}$	121	-6.22	15.19	7.96	2.05	11.50
$^{205}\text{At}$	120	-5.07	13.88	9.05	1.34	10.80
$^{204}\text{At}$	119	-4.56	13.20	8.10	1.61	11.08
$^{203}\text{At}$	118	-3.59	12.05	9.58	0.99	10.47
$^{202}\text{At}$	117	-2.88	11.16	8.19	1.07	10.56
$^{201}\text{At}$	116	-2.15	10.24	9.86	0.55	10.05
$^{200}\text{At}$	115	-1.50	9.40	8.43	0.69	10.20

Tabelle 23: Fortsetzung von Tabelle 19.

# Literatur

- [AnB97] A.N. Andreyev, D.D. Bogdanov, V.I. Chepigin, A.P. Kabachenko, O.N. Malyshev, Yu.A. Muzichka, Yu.Ts. Oganessian, A.G. Popeko, B.I. Pustylnik, R.N. Sagaidak, G.M. Ter-Akopian, A.V. Yeremin:  
*Decay widths of highly excited Ra compound nuclei,*  
Nuclear Physics **A620** (1997) 229-248
- [Arm97] P. Armbruster:  
*Reaction aspects in the production of superheavy elements,*  
The Robert A. Welch Foundation, Proceedings of the 41st Conference on chemical research, The Transactinide elements, Houston, Texas (1998)
- [AuW95] G. Audi, A.H. Wapstra:  
*The 1995 update to the atomic mass evaluation,*  
Nuclear Physics **A595** (1995) 409-480
- [BeB88] C.A. Bertulani, G. Baur:  
*Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions,*  
Physics Reports **163** (1988) 299-408
- [BeC89] C.J. Benesh, B.C. Cook, J.P. Vary:  
*Single nucleon removal in relativistic nuclear collisions,*  
Physical Review **C40** (1989) 1198-1206
- [BeF75] B.L. Berman, S.C. Fultz:  
*Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons,*  
Review of Modern Physics **47** (1975) 713-761
- [Bic93] Bicron Corporation, Katalog, 1993
- [BjB73] S. Bjørnholm, A. Bohr, B.R. Mottelson:  
*Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contributions to nuclear level densities,*  
Proceedings of a IAEA-Symposium, Physics and Chemistry of Fission 1973, Rochester, Vienna, 1974
- [Boh36] N. Bohr:  
*Neutron capture and nuclear constitution,*  
Nature **137** (1936) 344-348
- [BoM75] A. Bohr, B.R. Mottelson:  
*Nuclear Structure, Vol. I + II,*  
W.A. Benjamin, Inc., London, 1975

- [BoW39] N. Bohr, J.A. Wheeler:  
*The Mechanism of Nuclear Fission*,  
Physical Review **56** (1939) 426
- [Boe98] C. Böckstiegel:  
*Bestimmung der totalen kinetischen Energien in der Niederenergiespaltung neutronenarmer radioaktiver Isotope*,  
Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (1998)
- [Boe94] C. Röhl:  
*Experimentelle Möglichkeiten zur Niederenergiespaltung relativistischer exotischer Aktiniden an der GSI*,  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1994)
- [BoS97] C. Böckstiegel, S. Steinhäuser, J. Benlliure, H.-G. Clerc, A. Grewe, A. Heinz, M. de Jong, A. R. Junghans, J. Müller, K.-H. Schmidt:  
*Total kinetic energies and nuclear-charge yields in the fission of relativistic  $^{233}\text{U}$  secondary projectiles*,  
Physics Letters **B398** (1997) 259-263
- [Bro94] T. Brohm:  
*Untersuchungen zur Projektilfragmentation radioaktiver Sekundärstrahlen*,  
Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1994)
- [BuN96] P.A. Butler, W. Nazarewicz:  
*Intrinsic reflection asymmetry in atomic nuclei*,  
Review of Modern Physics **68** (1996) 349-421
- [CaD80] J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, B. L. Berman, R.A. Alvarez, P. Mayer:  
*Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$* ,  
Physical Review **C21** (1980) 1215-1231
- [CaL97] F. Catara, E.G. Lanza, M.A. Nagarajan, A. Vitturi:  
*Effect of large neutron excess on the dipole response in the region of the giant dipole resonance*,  
Nuclear Physics **A624** (1997) 449-458
- [CoS62] S. Cohen, W.J. Swiatecki:  
*The deformation energy of a charged drop - Part IV*,  
Annals of Physics **19** (1962) 67-164
- [CoS63] S. Cohen, W.J. Swiatecki:  
*The deformation energy of a charged drop - Part V*,  
Annals of Physics **22** (1963) 406-437
- [CuB90] J.R. Cummings, W.R. Binns, T.L. Garrard, M.H. Israel, J. Klarmann, E.C. Stone, C.J. Waddington:

*Determination of the cross sections for the production of fragments from relativistic nucleus-nucleus interactions. I. Measurements,*  
Physical Review **C42** (1990) 2508-2529  
und  
*Determination of the cross sections for the production of fragments from relativistic nucleus-nucleus interactions. II. Parametric fits,*  
Physical Review **C42** (1990) 2530-2545

- [DaV82] M. Dahlinger, D. Vermeulen, K.H. Schmidt:  
*Empirical saddle-point and ground-state masses as a probe of the droplet model,*  
Nuclear Physics **A376** (1982) 94-130
- [EnB98] T. Enqvist, J. Benlliure, F. Farget, K.-H. Schmidt, P. Armbruster, C. Böckstiegel, M. de Jong, M. Bernas, L. Tassan-Got, A. Boudard, R. Legrain, C. Volant, J.-P. Dufour:  
*Systematic survey on projectile fragmentation and fission induced in Collisions of  $^{238}\text{U}$  at 1 a GeV with lead,*  
GSI-Jahresbericht 1997, GSI-Report 98-01 (1998)
- [Eri60] T. Ericson:  
*The statistical model and nuclear level densities,*  
Advances in Physics 9 (1960) 425-511
- [FaB98] F. Farget, J. Benlliure, T. Enqvist, J. Taieb, K.-H. Schmidt, P. Armbruster, M. Bernas, B. Mustapha, C. Stéfan, L. Tassan-Got, A. Boudard, S. Leray, R. Legrain, C. Volant, J.P. Dufour, S. Czajkowski, M. Prativkoff:  
*Spallation-reaction cross sections relevant for hybrid reactor systems*  
GSI-Jahresbericht 1997, GSI-Report 98-01 (1998)
- [GaB76] A. Gavron, H.C. Britt, E. Konecny, J. Weber, J.B. Wilhelmy:  
 *$\Gamma_n/\Gamma_f$  for actinide nuclei using ( $^3\text{He},df$ ) and ( $^3\text{He},tf$ ) reactions,*  
Physical Review **C13** (1976) 2374-2384
- [GaS91] J.-J. Gaimard, K.-H. Schmidt:  
*A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction,*  
Nuclear Physics **A531** (1991) 709-745
- [GeA92] H. Geissel, P. Armbruster, K. H. Behr, A. Brünle, K. Burkard, M. Chen, H. Folger, B. Franczak, H. Keller, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Röckl, K. Rykaczewski, 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. Wollnick, J. P. Dufour, Y. Fujita, D. J. Vieira, B. Sherrill:

*The GSI projectile fragment separator (FRS) - a versatile magnetic system for relativistic heavy ions -*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B70** (1992) 286-297

- [Goe91] F. Gönnerwein:  
*Mass, charge, kinetic energy of fission fragments,*  
Kapitel 7 in C. Wagemans: *The nuclear fission process*, CRC Press, Boca Raton, Florida (1991)
- [GrA97] A. Grewe, S. Andriamonje, C. Böckstiegel, T. Brohm, H.-G. Clerc, S. Czajkowski, E. Hanelt, A. Heinz, M.G. Itkis, M. de Jong, A. Jung-hans, M.S. Pravikoff, K.-H. Schmidt, W. Schwab, S. Steinhäuser, K. Sümmerer, B. Voss:  
*Fission barriers from electromagnetic fission of  $430 \cdot A$  MeV radioactive ion beams,*  
Nuclear Physics **A614** (1997) 400-414
- [Gre97] A. Grewe:  
*Elektromagnetische Spaltung von  $^{234}\text{U}$  - Ein Testfall für die Spaltung relativistischer Sekundärstrahlen,*  
Dissertation, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1997)
- [GrW80] P. Grangé, H.A. Weidenmueller:  
*Fission probability and the nuclear friction constant,*  
Physics Letters **B96** (1980) 26-30
- [HaG93] E. Hanelt, A. Grewe, K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, M. Steiner, K. Sümmerer, B. Voss, M. Weber, J. Weckenmann, C. Ziegler:  
*Momentum distributions of projectile fragments produced in the cold and hot fragmentation of relativistic  $^{136}\text{Xe}$  und  $^{197}\text{Au}$  projectiles,*  
Zeitschrift für Physik **A346** (1993) 43-46
- [HaJ83] G. Hansen, A.S. Jensen:  
*Energy dependence of the rotational enhancement factor in the level density,*  
Nuclear Physics **A406** (1983) 236-256
- [Ham85] Hamamatsu: *Technische Datenblätter* (1985)
- [Han92] E. Hanelt:  
*Untersuchung des Impulsverlust-Achromats und seine Anwendung auf die Messung der  $\beta$ -verzögerten Neutronenradioaktivität von  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  und  $^{19}\text{C}$ ,*  
Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1992)

- [HaS39] O. Hahn, F. Straßmann:  
*Über den Nachweis und das Verhalten der bei Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle,*  
Naturwissenschaften **27** (1939) 11
- [HaS92] E. Hanelt, K.-H. Schmidt:  
*A method for calculating phase-space densities in ion-optical systems,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A321** (1992) 434-438
- [HeB96] M. Hesse, M. Bernas, P. Armbruster, T. Aumann, S. Czajkowski, Ph. Dessagne, C. Donzaud, H. Geissel, E. Hanelt, A. Heinz, C. Kozhuharov, Ch. Miede, G. Münzenberg, M. Pfützner, C. Röhl, K.-H. Schmidt, W. Schwab, C. Stéphan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got:  
*Reaction and fission cross sections of 750 A MeV  $^{238}\text{U}$  ions on Pb, Cu and Al-targets,*  
Zeitschrift für Physik **A355** (1996) 69-75
- [Hei94] A. Heinz:  
*Aufbau eines Aktiven Targets und die Untersuchung der Spalteigenschaften exotischer Kerne,*  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1994)
- [HiR92] D. Hilscher, H. Rossner:  
*Dynamics of nuclear fission,*  
Annales de Physique Française **17** (1992) 471-552
- [Hul94] R. A. Hulse:  
*The discovery of a binary pulsar,*  
Review of Modern Physics **66** (1994) 699-710
- [HuM72] J.R. Huizenga, L.G. Moretto:  
*Nuclear level densities,*  
Annual Review of Nuclear Science **22** (1972) 427-464
- [Hof95] D. C. Hofmann, M.R. Lane:  
*Spontaneous Fission,*  
Radiochimica Acta, **70/71** (1995) 135-145
- [IgI75] A. V. Ignatyuk, M. G. Itkis, V. N. Okolovich, G. N. Smirekin, A. S. Tishin:  
*Fission of pre-actinide nuclei. Excitation functions for the  $(\alpha, f)$  reaction,*  
Soviet Journal of Nuclear Physics **21** (1975) 612-621
- [IgS75] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tiskin:  
*Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter,*  
Soviet Journal of Nuclear Physics **21** (1975) 255-257

- [IgI79] A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov, and G.N. Smirenkin:  
*Collective effects in level density and the probability of fission*,  
Soviet Journal of Nuclear Physics **30** (1979) 626-633
- [Ign85] A.V. Ignatyuk:  
*Statistical properties of excited atomic nuclei*,  
IAEA-Translation, INDC(CCP)-233/L, January (1985)
- [IgS85] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, M.G. Itkis, S.I. Mul'gin, and V.N. Okolovich:  
*Fissility of preactinides in charged-particle induced reactions*,  
Soviet Journal of Particle and Nuclear Physics **16** (1985) 307-336
- [IgK95] A. V. Ignatyuk, G. A. Kudyaev, A. Junghans, M. de Jong, H.-G. Clerc, K.-H. Schmidt:  
*Analysis of dissipative effects in nuclear fission observed in the fragmentation of  $^{238}\text{U}$  projectiles*,  
Nuclear Physics **A593** (1995) 519-534
- [IIM92] A.S. Iljinov, M.V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon, and P. Rossi:  
*Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei*,  
Nuclear Physics **A 543** (1992) 517-557
- [Jac82] J.J. Jackson:  
*Klassische Elektrodynamik*,  
2. Auflage, Berlin, New York, Walter de Gruyter Verlag (1982)
- [JoI97] M. de Jong, A.V. Ignatyuk, K.-H. Schmidt:  
*Angular momentum in peripheral fragmentation reactions*,  
Nuclear Physics **A613** (1997) 435-444
- [Jon98] M. de Jong :  
*Experimentelle Untersuchungen und Modellrechnungen zur Projekttil-fragmentation schwerer Kerne am Beispiel von  $^{208}\text{Pb}$* ,  
Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (1998)
- [JoS98] M. de Jong, K.-H. Schmidt, B. Blank, C. Böckstiegel, T. Brohm, H.-G. Clerc, S. Czajkowski, M. Dornik, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Heinz, H. Irnich, A.R. Junghans, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek, C. Scheidenberger, W. Schwab, S. Steinhäuser, K. Sümmerer, W. Trinder, B. Voss, C. Ziegler:  
*Fragmentation cross sections of relativistic  $^{208}\text{Pb}$  projectiles*,  
Nuclear Physics **A628** (1998) 479-492
- [JuC96] A. R. Junghans, H.-G. Clerc, A. Grewe, M. de Jong, J. Müller, K.-H. Schmidt:

- A self-calibrating ionisation chamber for the precise intensity calibration of high-energy heavy-ion beam monitors,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 370** (1996) 312-314
- [JuJ98] A.R. Junghans, M. de Jong, H.-G. Clerc, A.V. Ignatyuk, G.A. Kudyaev, K.-H. Schmidt:  
*Projectile-fragment yields as a probe for the collective enhancement in the nuclear level density,*  
Nuclear Physics **A629** (1998) 635-655
- [Jun94] A. Junghans:  
*Einfluß der Spaltung auf die Fragmentation relativistischer Projektile in peripheren Stößen,*  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (1994)
- [Jun98] A.R. Junghans:  
*Untersuchungen zur Kollektivität von Kernanregungen in der Fragmentation relativistischer Uranprojektile,*  
Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (1998)
- [KaR78] S.K. Kataria, V.S. Ramamurthy, and S.S. Kapoor:  
*Semiempirical nuclear level density formular with shell effects,*  
Physical Review **C 18** (1978) 549-563
- [Kno89] G.F. Knoll:  
*Radiation detection and measurement,*  
2. Auflage, Singapur, John Wiley & Sons Verlag (1989)
- [KoS73] E. Konecny, H.J. Specht, J. Weber:  
*Symmetric and asymmetric fission of Ra- and Ac-Isotopes,*  
Konferenzbeitrag, Third international symposium on the physics and chemistry of fission, Rochester, 1973 (IAEA Wien 1974)
- [Kra40] H.A. Kramers:  
*Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions,*  
Physica VII **4** (1940) 284-304
- [KuS84] V.M. Kupriyanov, G.N. Smirenkin, B.I. Fursov:  
*Systematics of neutron cross sections and other characteristics of the fission of transuranium nuclei,*  
Soviet Journal of Nuclear Physics **39** (1984) 281-295
- [LIB90] W.J. Llope, P. Braun-Munzinger:  
*Electromagnetic dissociation of relativistic heavy ions,*  
Physical Review **bf C41** (1990) 2644-2653

- [MeF39] L. Meitner, O.R. Frisch:  
*Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction*,  
Nature **143** (1939) 239-240
- [MoJ85] L. G. Moretto, K. X. Jing, R. Gatti, G. J. Wozniak, R. P. Schmitt:  
*Scaling laws, shell effects, and transient times in fission probabilities*,  
Physical Review Letters **75** (1995) 4186-4189
- [Mor73] L.G. Moretto:  
*Fission probabilities in lighter nuclei*,  
Konferenzbeitrag, Third international symposium on the physics and  
chemistry of fission, Rochester, 1973 (IAEA Wien 1974)
- [MoN95] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki:  
*Nuclear ground state masses and deformations*,  
The Atomic Data and Nuclear Data Tables, **59** (1995) 185-381
- [MoT72] L.G. Moretto, S.G. Thompson, J. Routti, R.C. Gatti:  
*Influence of shells and pairing on the fission probabilities of nuclei below  
radium*,  
Physcs Letters **B38** (1972) 471-74
- [Mue96] J. Müller:  
*Untersuchungen zu Impulshöhe und Auflösung von Ionisationskammern  
und Szintillationsdetektoren*,  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, September 1996
- [Mye77] W.D. Myers:  
*Droplet model of atomic nuclei*,  
Plenum Press, New York (1977)
- [MyS77] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, T. Kodama, L.J. El-Jaick, E.R. Hilf:  
*Droplet model of the giant dipole resonance*,  
Physical Review **C15** (1977) 2023-2043
- [Mor89] D.J. Morrissey:  
*Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic  
ions*,  
Physical Review **C39** (1989) 460-70
- [Nis55] S.G. Nilsson,  
Mat.Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk **29** (1955) No. 16
- [OgL85] Y.T. Oganessian, Y.A. Lazarev:  
*Heavy ions and nuclear fission*,  
Kapitel 1 in D.A. Bromley: *Treatise on heavy ion science - Volume 4:  
Extreme nuclear states*, Plenum Press, New York ((1985)

- [PaS88] Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster, K.-H. Schmidt:  
*Shell effects in the properties of the heaviest nuclei,*  
Nuclear Physics **A491** (1988) 267-80
- [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*  
Nuclear Instruments and Methods **B86** (1994) 213-218
- [PoB94] S. Polikanov, W. Bruechle, H. Folger, E. Jaeger, T. Krogulski, M. Schaedel,  
E. Schimpf, G. Wirth, T. Aumann, J. V. Kratz, E. Stiel, N. Trautmann:  
*Electromagnetic and nuclear fission of  $^{238}\text{U}$  in the reaction of 100, 500, 1000 A·MeV  $^{208}\text{Pb}$  with  $^{238}\text{U}$ ,*  
Zeitschrift für Physik **A350** (1994) 221-227
- [QuR88] U. Quade, K. Rudolph, S. Skorpa, P. Armbruster, H.-G. Clerc, W. Lang,  
M. Mutterer, C. Schmitt, J. P. Theobald, G. Goennenwein, J. Pannicke,  
H. Schrader, G. Siegert, D. Engelhardt:  
*Nuclide yields of light fission products from thermal-neutron induced fission of  $^{233}\text{U}$  at different kinetic energies,*  
Nuclear Physics **A487** (1988) 1-36
- [Rei81] W. Reisdorf:  
*Analysis of fissionability data at high excitation energies,*  
Zeitschrift für Physik **A300** (1981) 227-238
- [Ric74] A. Richter:  
*Level densities and fluctuation phenomena,*  
in J. Cerny: *Nuclear spectroscopy and reactions, Part B*, Academic Press, New York, 1974
- [RiS80] P. Ring, P. Schuck:  
*The Nuclear Many-Body Problem,*  
Springer Verlag, New York (1980)
- [RuB96] Th. Rubehn, R. Bassini, M. Begemann-Blaich, Th. Blaich, A. Ferrero,  
C. Gross, G. Imme, I. Iori, G. J. Kunde, W. D. Kunze, V. Lindenstruth,  
U. Lynen, T. Moehlenkamp, L. G. Moretto, W. F. J. Mueller, B. Ocker,  
J. Pochodzalla, G. Raciti, S. Reito, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel,  
V. Serfling, W. Trautmann, A. Trzcinski, G. Verde, A. Wörner, E. Zude,  
B. Zwioglinski:  
*Total and nuclear fission cross sections of  $^{238}\text{U}$  at relativistic energies,*  
Physical Review **C53** (1996) 3143-3146
- [RuJ96] Th. Rubehn, K. X. Jing, L. G. Moretto, L. Phair, K. Tso, G. J. Wozniak:  
*Scaling laws in  $^3\text{He}$  induced nuclear fission,*  
Physical Review **C54** (1996) 3062-3067

- [RuM95] Th. Rubehn, W.F.J. Müller, R. Bassini, M. Begemann-Blaich, Th. Blaich, A. Ferrero, C. Groß, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, T. Möhlenkamp, L.G. Moretto, B. Ocker, J. Pochodzalla, G. Raciti, S. Reito, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, V. Serfling, W. Tratmann, A. Trzcinski, G. verde, A. Wörner, E. Zude, B. Zwieglinski:  
*Electromagnetic fission of  $^{238}\text{U}$  at 600 and 1000 MeV per nucleon,*  
Zeitschrift für Physik **A353** (1995) 197-204
- [SaC85] C.-C. Sahn, H.-G. Clerc, K.-H. Schmidt, W. Reisdorf, P. Armbruster, F. P. Hessberger, J. G. Keller, G. Münzenberg, D. Vermeulen:  
*Fusion probability of symmetric heavy, nuclear systems determined from evaporation-residue cross-sections,*  
Nuclear Physics **A441** (1985) 316-43
- [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  $^{197}\text{Au}$  projectiles: a thermometer for peripheral nuclear collisions,*  
Physics Letters **B300** (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,*  
Zeitschrift für Physik **A308** (1982) 215-25
- [ScF79] K.-H. Schmidt, W. Faust, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H.-G. Clerc, D. Vermeulen, W. Lang:  
*Experimental determination of fission probabilities for proton-rich nuclei near the  $N = 126$  shell,*  
Proceedings of a IAEA-Symposium, Physics and Chemistry of Fission 1979, Jülich, Vienna, 1980
- [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,*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A260** (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. Röhl, 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*

- $^{238}\text{U}$ ,  
 Physics Letters **B 325** (1994) 313-316
- [ScM91] K.-H. Schmidt, W. Morawek:  
*The conditions for the synthesis of heavy nuclei*,  
 Reports on Progress in Physics **54** (1991) 949-1003
- [Sie86] A.J. Sierk:  
*Macroscopic model of rotating nuclei*,  
 Physical Review **C33** (1986) 2039-2053
- [Spe74] H.J. Specht:  
*Experimental observables and the fission barrier*,  
 Physica Scripta **10** (1974) 21-29
- [SpW81] J. Speth, A. van der Woude:  
*Giant resonances in nuclei*,  
 Reports of Progress in Nuclear Physics, **44** (1981) 719-786
- [StB96] S. Steinhäuser, C. Böckstiegel, H.-G. Clerc, A. Grewe, M. de Jong,  
 A. Junghans, J. Müller, J. Benlliure, A. Heinz, K.-H. Schmidt, M.  
 Pfützner:  
*Charge-Yield Distributions of Nuclei from  $^{234}\text{U}$  to  $^{218}\text{Ra}$* ,  
 Contribution to the conference on 'Dynamical Aspects of Nuclear Fis-  
 sion', Casta-Papiernicka (1996)
- [Ste98] S. Steinhäuser:  
*Untersuchung der Elementausbeuten in der Niederenergiespaltung neu-  
 tronentarmer radioaktiver Kerne*,  
 Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt (1998)
- [Str67] V.M. Strutinski:  
*Shell effects in nuclear masses and deformation energies*,  
 Nuclear Physics **A95** (1967) 420-42
- [Str68] V.M. Strutinski:  
*Shells in deformed nuclei*,  
 Nuclear Physics **A95** (1967) 420-42
- [Swi56] W.J. Swiatecki:  
*Systematics of fission thresholds*,  
 Physical Review **101** (1956) 97-99
- [Taieb] J. Taieb *et al.*,  
 in Vorbereitung
- [TuC76] D. Türck, H.-G. Clerc, H. Träger:  
*Experimental determination of the fission barriers of lead isotopes*,  
 Physics Letters **B63** (1976) 283-285

- [VaH73] R. Vandenbosch, J.R. Huizenga:  
*Nuclear fission*,  
Academic Press Verlag, London, 1973
- [VeC84] D. Vermeulen, H.-G. Clerc, C.C. Sahm, K.-H. Schmidt, J.G. Keller, G. Münzenberg, W. Reisdorf:  
*Cross sections for Evaporation Residue Production near the  $N=126$  Shell Closure*,  
Zeitschrift für Physik **A 318** (1984) 157-169
- [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, A. Magel, M. Pfützner:  
*The scintillation-detector equipment of the GSI projectile-fragment separator*,  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A364** (1995) 150-158
- [Vos95] B. Voss:  
*Untersuchung der Projektilfragmentation und der Isotopentrennung relativistischer Schwerionen am Fragmentseparator der GSI*,  
Dissertation, D17, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, März (1995)
- [Wa88] A. Wahl:  
*Nuclear-charge distributions and delayed neutron yields for thermal-neutron-induced fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and for spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$* ,  
Atomic Data and Nuclear Data Tables **39-1** (1988) 1-156
- [Wei37] V. Weisskopf:  
*Statistics and nuclear reactions*,  
Physical Review **52** (1937) 295-303
- [WeW90] Cao Wen-qiang, Wang Shun-jin:  
*Multistep compound nuclear reactions with giant resonances as doorway states*,  
Physical Review **C42** (1990) 1099-1103
- [Wou87] A. van der Woude:,  
*Giant Resonances*,  
Progress in Particle and Nuclear Physics **18** (1987) 217-293
- [Zie92] C. Ziegler:  
*Aufbau und Einsatz eines Sekundärelektronen-Transmissions-Monitors zur Messung des absoluten Teilchenstroms am Fragmentseparator*,  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, Oktober (1992)

# Abbildungsverzeichnis

1	Fusionsdaten für Kerne an der 126-Neutronen-Schale. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]TH4N.DAT . . . . .</i>	6
2	Produktionswirkungsquerschnitte von Projektilfragmenten der Reaktion $^{238}\text{U}$ auf Kupfer bei 950 A MeV am Beispiel einer Actinium-Isotopenkette. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ARND.SCOM . . . . .</i>	7
3	Ein Ausschnitt der Nuklidkarte im Bereich der schweren Kerne. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]NUCHART.SCOM . . . . .</i>	10
4	Schematische Darstellung des Fragmentseparators und des Detektorsystemes zur Identifikation von Sekundärstrahlen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]FRS.DAT . . . . .</i>	13
5	Der Aufbau des Sekundärstrahlexperiments am Ausgang des Fragmentseparators in schematischer Darstellung (Seitenansicht). <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]SETUPS4.DAT . . . . .</i>	19
6	Der Aufbau des Aktiven Targets (Seitenansicht). <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ATAR.DAT . . . . .</i>	20
7	Seitenansicht des aktiven Volumens der Doppelionisationskammer. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]TWIN.DAT . . . . .</i>	22
8	Schematische Darstellung einer einzelnen Anode. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ANODE.DAT . . . . .</i>	24
9	Schaltplan der Elektronikmodule der Doppelionisationskammer. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]SCHALT.DAT . . . . .</i>	27
10	Spektrum zur Unterdrückung von Fragmenten. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]QSTATE.DAT . . . . .</i>	29
11	Die Positionen der Projektilfragmente. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]S2S4.DAT . . . . .</i>	30
12	Das Identifikationsspektrum am Beispiel der Protactinium-Isotope. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]A_S2.DAT . . . . .</i>	31
13	Zweidimensionales Energieverlustspektrum der ersten und der dritten Sektion des Aktiven Targets. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ATAR_13.DAT . . . . .</i>	34
14	Bestimmung der totalen Spaltwahrscheinlichkeit am Beispiel von $^{230}\text{Pa}$ . <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]CROSSEVAL.SCOM . . . . .</i>	36

15	Kernladungen der Spaltfragmente von $^{226}\text{Th}$ nach Spaltung im Bleitarget. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ZVERT.DAT</i> . . . . .	37
16	Extraktion von Spaltung nach elektromagnetischer Anregung mittels der Summe der Kernladungen der Spaltfragmente. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ZSUM.SCOM</i> . . . . .	39
17	Anpassung von Gaußverteilungen an ein Summenspektrum von Spaltfragmentladungen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ZSUM_TH224.DAT</i> . . . . .	41
18	Illustration des Extrapolationsverfahrens zur Bestimmung der elektromagnetisch induzierten Spaltung im Bleitarget. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]KFACT.SCOM</i> . . . . .	42
19	Untersuchung des Untergrundes bei der Identifikation der Sekundärstrahlen an einem Beispiel. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]A_BACK.DAT</i> . . . . .	56
20	Die Summe der Spaltfragmentladungen $Z_{sum}$ , analysiert unter den in Abbildung 19 gezeigten Bedingungen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]BACK.SCOM</i> . . . . .	57
21	Untergrundverhältnisse bei der Isotopenidentifikation bei verschiedenen Separatoreinstellungen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]CRIT.SCOM</i> . . . . .	59
22	Spaltwirkungsquerschnitte bei verschiedenen Untergrundverhältnissen an einem Beispiel. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]DATA_PA.DAT</i> . . . . .	61
23	Die elektromagnetisch induzierten Spaltwirkungsquerschnitte aller ausgewerteten Radium-Isotope als Funktion der Neutronenzahl. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]DATA_RA</i> . . . . .	65
24	Positionsverteilung an der mittleren und hinteren Bildebene des Fragmentseparators mit $^{214}\text{Ac}$ als zentriertem Isotop. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]S2S4_RA214.DAT</i> . . . . .	66
25	Das Identifikationsspektrum der Radiumisotope, die in einer Separatoreinstellung gemessen wurden, in der $^{215}\text{Ac}$ zentriert war. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.PICS]IDNT_RA214.DAT</i> . . . . .	67
26	Das Energieverlustspektrum des Doppelszintillators. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.PICS]SC42NT_RA214.DAT</i> . . . . .	69

27	Die Summen der Spaltfragmentladungen $Z_{sum}$ im Blei- und im Szintillatortarget am Beispiel von $^{214}\text{Ra}$ . <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.PICS]RA214-ZSUM.SCOM . . . . .</i>	69
28	Das Extrapolationsverfahren für $^{214}\text{Ra}$ . <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.PICS]KFACT_RA214.DAT . . . . .</i>	73
29	Ein Ausschnitt der Nuklidkarte. Dargestellt sind alle hier untersuchten Isotope. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ALL_DATA.DAT . . . . .</i>	74
30	Die im Experiment gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]DATA.SCOM . . . . .</i>	76
31	Schematische Darstellung zur Illustration des Einflusses des Grundzustandsschaleneffektes auf die meßbare Spaltwahrscheinlichkeit durch elektromagnetische Anregung. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.PICS]BARRIER.SCOM . . . . .</i>	79
32	Berechnetes elektromagnetisches Anregungsenergiespektrum von $^{214}\text{Ra}$ mit einer Energie von 420 A MeV in einem Bleitarget. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]EMEX.SCOM . . . . .</i>	80
33	Spaltbarrieren in der Nähe der 126-Neutronen-Schale. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]FISBA_EVEN.SCOM . . . . .</i>	81
34	Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten (siehe Text) oberhalb der Spaltbarriere von Uran- und Protactiniumisotope (volle Symbole) mit Literaturdaten. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]EXPLIT.DAT . . . . .</i>	82
35	Die experimentell bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten nach elektromagnetischer Anregung $\sigma_f^{em}$ für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]PF.SCOM . . . . .</i>	84
36	Das aus den experimentellen Ergebnissen bestimmte Verhältnis der Zerfallsbreiten $\Gamma_n/\Gamma_f$ als Funktion des mit dem <i>Constant-Temperature</i> -Ansatz berechneten Verhältnisses. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]GFEX.DAT . . . . .</i>	85
37	Abbildungen zur Verdeutlichung der Erhöhung der Niveaudichte durch kollektive Anregungen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]ARND_THEO.SCOM . . . . .</i>	89
38	Vergleich der experimentellen Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung mit Modell-Rechnungen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]ZUSA.SCOM . . . . .</i>	93

39	Effektive Energieverschiebung $\delta E$ . <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]KHS_DAMP.PS . . . . .</i>	95
40	Schematische Darstellung der Relation von Anregungsenergieverteilung, Spaltbarriere und Neutronenseparationsenergie zueinander am Beispiel von $^{214}\text{Ra}$ . <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.PICS]BARRIER_RA.SCOM . . . . .</i>	96
41	Die Spaltwirkungsquerschnitte nach elektromagnetischer Anregung für Radium-Isotope als Funktion der Neutronenzahl im Vergleich mit Modellrechnungen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]ZUSA_RA.SCOM . . . . .</i>	97
42	Vergleich einer Modellrechnung, in der die Exponentialfunktion für die Abschwächung der Schaleneffekte verändert wurde, mit experimentellen Ergebnissen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]ZUSA_DAMP.SCOM . . . . .</i>	98
43	Vergleich verschiedener Modellrechnungen, in denen unterschiedliche Spaltbarrieren verwendet wurden, mit experimentellen Ergebnissen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]ZUSA_RA_BF.SCOM . . . . .</i>	100
44	Spaltung nach nuklearer Anregung. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]ZUSA_TNUC.SCOM . . . . .</i>	101
45	Mit dem Abrasions-Ablations-Modell [IgK95] berechnete Anregungsenergieverteilung von spaltenden Kernen für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]FEENUCLEAR.DAT . . . . .</i>	102
46	Mit dem Abrasions-Ablations-Modell berechnete Verteilung von spaltenden Kernen. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.TEX.X]FISNUC.DAT . . . . .</i>	103
47	Experimentell bestimmte Spaltwirkungsquerschnitte nach nuklearer Anregung für verschiedene Radiumisotope. Zum Vergleich sind mehrere Verdampfungsrechnungen mit unterschiedlichem reduziertem Viskositätskoeffizienten gezeigt. <i>Datensatz: FRS4\$ROOT:[HEINZ.EXEC]ZUSA_RANUC.SCOM . . . . .</i>	104

# Tabellenverzeichnis

1	Die Massenbelegungen der Folien im Aktiven Target. . . . .	20
2	Die im Experiment für die Ionisationskammern verwendeten Geräte zur Impulsverarbeitung. . . . .	26
3	Materieschichten im Strahlengang am Ausgang des Fragmentseparators, gegliedert nach einzelnen Elementen. Aufgelistet sind die Massenbelegung vor der Mitte des Bleitargets. . . . .	48
4	Materieschichten im Strahlengang am Ausgang des Fragmentseparators, gegliedert nach einzelnen Elementen. Aufgelistet sind die Massenbelegung nach der Mitte des Bleitargets bis zum Doppelszintillator . . . . .	49
5	Materieschichten im Strahlengang am Ausgang des Fragmentseparators, gegliedert nach einzelnen Elementen. Aufgelistet sind die Massenbelegung nach der Mitte des Bleitargets bis zum Ende des aktiven Volumens der Doppelionisationskammer . . . . .	49
6	Korrekturfaktor $F_{sb}$ für verschiedene Sekundärstrahlen. . . . .	50
7	Korrekturfaktoren $F_{imf}$ und $F_{imf}^*$ für verschiedene Spaltfragmente. . . . .	51
8	Korrekturfaktor $F_{emsb}$ für verschiedene Sekundärstrahlen. . . . .	52
9	Korrekturfaktor $F_{em}$ für verschiedene Spaltfragmente. . . . .	53
10	Der Korrekturfaktor $F_{P10}$ für drei unterschiedliche Sekundärstrahlen. . . . .	54
11	Die Zählrate in den ersten vier Maxima des Summenspektrums der Spaltfragmentladungen. . . . .	71
12	Das Verhältnis der Ereignisse im Blei- und im Szintillatortarget für die Maxima zwischen $Z = 86$ und $Z = 89$ . . . . .	72
13	Die Zahl von elektromagnetisch induzierten Spalt Ereignissen eines $^{214}\text{Ra}$ -Sekundärstrahls für vier Kernladungen. . . . .	73
14	Tabelle der in den verschiedenen Separatoreinstellungen untersuchten Isotope. . . . .	75
15	Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte. . . . .	107
16	Fortsetzung von Tabelle 15 für die gemessenen Isotope der Elemente Radium, Francium, Radon und Astat. . . . .	108

17	Tabelle der experimentell bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten nach elektromagnetischer Anregung für Anregungsenergien oberhalb der Spaltbarriere. . . . .	109
18	Fortsetzung von Tabelle 17 für die gemessenen Isotope der Elemente Radium, Francium, Radon und Astat. . . . .	110
19	Die in den Modellrechnungen, die in dieser Arbeit gezeigt wurden, verwendeten Barrieren und Separationsenergien. . . . .	119
20	Fortsetzung von Tabelle 19. . . . .	120
21	Fortsetzung von Tabelle 19. . . . .	121
22	Fortsetzung von Tabelle 19. . . . .	122
23	Fortsetzung von Tabelle 19. . . . .	123



# Danksagung

Während ich diese Zeilen schreibe, bin ich mir bewußt, daß die Danksagung in der Regel den am häufigsten gelesenen Teil einer Dissertation darstellt. Um dieser Tatsache gerecht zu werden, bitte ich um Verständnis, wenn meine Danksagung an dieser Stelle etwas länger ausfällt.

Eine der schönsten Erfahrungen während meiner Promotion war die Tatsache, daß ich mich nicht als Einzelkämpfer bewähren mußte, sondern immer wieder Hilfe und Unterstützung bekam, wann immer sie notwendig gewesen ist. An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, ohne die ich diese Arbeit nicht hätte durchführen können.

Meinem Doktorvater Professor Dr. Peter Armbruster danke ich für die Möglichkeit an einer Großforschungseinrichtung mit modernsten Mitteln promovieren zu können. Er hatte immer ein offenes Ohr für meine Probleme. Für sein Interesse an meiner Arbeit, für seine Begeisterung und für die vielen Diskussionen in denen er mich unterstützt und ermutigt hat, danke ich ihm herzlich.

Ich möchte mich ebenfalls bei Professor Dr. Hans-Georg Clerc bedanken, der ein sehr interessierter Begleiter meiner Promotion gewesen ist und mich stets gefördert hat. Insbesondere hat er mir die Möglichkeit gegeben mit seiner Arbeitsgruppe zusammen zu arbeiten und zu experimentieren.

Die meiste Arbeit und die meiste Mühe mit mir hatte zweifellos Dr. rer. nat. habil. Karl-Heinz Schmidt, der diese Arbeit betreut hat. Ich möchte mich für seine intensive Betreuung, die vielen Diskussionen, seine unendliche Geduld, seine ständige Hilfsbereitschaft und sein stetes Interesse an meiner Arbeit bedanken. Neben der wertvollen Unterstützung für meine Promotion war er sowohl ein Vorbild, als auch eine Motivation in weniger leichten Zeiten.

Meine Arbeit bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung wurde von Prof. Dr. Gottfried Münzenberg gefördert, der als Leiter der Gruppe Kernphysik II stets ein offenes Ohr für "seine" Doktoranden hat und sich nach Kräften für sie einsetzt. Dafür möchte ich ihm herzlich danken.

Adolf Brünkle, Karl-Heinz Behr und Charly Burkard, sowie ihre Werksstudenten haben alle möglichen mechanischen und elektrischen Probleme rund um das Experiment gelöst. Ohne ihr Engagement weit über das übliche Maß hinaus, wäre das Experiment niemals so reibungslos verlaufen.

Bernd Voss hat die zwei Detektoren konstruiert und gebaut, die zusammen das Herzstück des Experiments bilden: Die TWIN-MUSIC und die TOF-Wand. Es hat stets viel Spaß gemacht mit ihm zu arbeiten. Für seine Mühe und das Resultat selbiger, sowie seine stete Hilfsbereitschaft danke ich ihm sehr.

Marek Pfützner hat nicht nur an unserem Experiment teilgenommen, sondern war auch ein interessierter und angenehmer Diskussionspartner. Besonders möchte ich

mich dafür bedanken, daß er mich rechtzeitig zum Konferenzbeginn nach Zakopane brachte.

Ohne die Hilfe und die Unterstützung durch die Mitglieder “meiner“ Arbeitsgruppe wären weder das Experiment in der Form, in der es schließlich erfolgreich durchgeführt worden ist, noch meine Arbeit möglich gewesen:

- Arnd R. Junghans, meinem Zellengenossen mit mehr oder weniger vielen Mittelinitialen, danke ich herzlich dafür, daß er mich selbst dann klaglos ertragen hat, wenn ich eigentlich unerträglich war. Immer, wenn ich Hilfe brauchte war er bereit alles stehen und liegen zu lassen, um selbige zu gewähren. Zum Dank habe ich mir Mühe gegeben seinen anspruchsvollen Moralvorstellungen zu genügen.
- Mein besonderer Dank gilt Manuel de Jong für meine Rettung in Belgien, für die Rettung der TOF-Auflösung, für viele interessante Diskussionen, die sich um Physik und auch manches andere drehten. Dafür habe ich auch Nachsicht mit seiner ketzerischen Meinung über Autorenlisten.
- Jochen Müller war unser Datenaufnahme-Meister, ohne den das Experiment nie hätte funktionieren können. Für seine stete Hilfsbereitschaft - auch wenn es um weniger angenehme Aufgaben ging - bin ich ihm sehr dankbar.
- Steffen Steinhäuser hat unser Experiment in beispielhafter Weise geplant und organisiert, was sich als der Schlüssel zum Erfolg erwiesen hat. Bei der Auswertung habe ich von seiner Vorarbeit profitiert, wofür ich ihm dankbar bin.
- Corinne Böckstiegel hat sich um die TOF-Wand gekümmert, ohne die eine Ladungsauflösung nicht möglich gewesen wäre. Dafür möchte ich ihr danken.
- Axel Grewe war als mein Vorgänger das einzige Mitglied der Gruppe der sich direkt mit den Spaltwirkungsquerschnitten bei niedrigen Anregungsenergien befaßt hat. Ich danke ihm für seine Hilfe bei der Durchführung des Experiments.
- Mit Christian Engelmann habe ich mir in Finnland eine Wohnung geteilt. Seine gute Laune und die Ehre mit dem berühmten Entecker von  $^{78}\text{Ni}$  zusammen zu arbeiten haben vieles leichter gemacht.
- Jose Benlliure, mein spanischer Kollege und ehemaliger Postdoc, der es als erster von uns zum Professor gebracht hat, engagierte sich ebenfalls stark für unser Experiment.
- Fanny Farget danke ich vor allem für Ihre Motivation in der Schlußphase meiner Arbeit, die ich gerade da dringend nötig hatte. Danke für die Blume.
- Timo Enquist ist zwar stets schweigsam, aber sehr fleissig und hilfsbereit.

- Julien Taieb danke ich für seine steten Versuche mein Französisch zu verbessern. Merci bien.

Mit Haik Simon zusammen habe ich mich nicht nur auf eine meiner Diplomprüfungen, sondern auch auf meine Doktorprüfung vorbereitet. Seine etwas eigenwillige Art mich zu motivieren, war zwar ein wenig gewöhnungsbedürftig, überzeugte am Ende aber durch ihr Resultat. Nun lernt er zum Glück siegen und wird mich hoffentlich eines Tages an seinen Erfahrungen teilhaben lassen.

Mein anderer Motivationstrainer war Michel Fauerbach, der seinen Erfahrungsvorsprung mit mir teilte und mich auf Forschung nach der Promotion hoffen ließ.

I would like to thank Dr. Genadi Kudyaev and Professor Dr. A. V. Ignatyuk for their theoretical support, their kind hospitality in Russia, the many interesting things they have shown to me and for the way they encouraged my work.

Dr. Klaus Sümmerer danke ich für manch anregende Diskussion und besonders für seine Einführung in ISApac.

Dr. Bertram Blank danke ich für die Möglichkeit an zwei interessanten Experimenten teilzunehmen und so meinen wissenschaftlichen Horizont zu erweitern. Ich danke ihm außerdem dafür, daß er selbst am GANIL dafür sorgte, daß ich nicht außer Form geriet.

Ebenso wichtig, wie die direkte Unterstützung durch meine Kollegen war der Rückhalt durch Freunde und Familie außerhalb der Arbeit. Hier möchte ich allen danken, die dafür gesorgt haben, daß ich während meiner Promotion nicht nur an Physik gedacht habe.

Bei meiner Nichte entschuldige ich mich für die Zeit, die ich nicht mit ihr verbringen konnte und danke ihr dafür, daß sie es stets schaffte die Sonne für mich aufgehen zu lassen, wenn ich sie traf.

Meine Eltern haben mir die Möglichkeit gegeben zu promovieren. Sie haben mich stets nach Kräften unterstützt und begleitet. Sie halfen dann am meisten, wenn es für mich am schwersten war. Dafür werde ich ihnen stets dankbar sein.

Diese Arbeit widme ich meiner Nichte Theresa Heinz und meinem Großvater Heinrich Heinz.



## Lebenslauf:

Dipl.-Phys. Andreas Heinz

geb. 3. März 1967 in Darmstadt

Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Schulbildung:	
1973-77	Grundschule: Grund- und Hauptschule Urberach (heute Rödermark)
1977-79	Förderstufe, Grund- und Hauptschule Urberach
1979-83	Goetheschule, Gymnasium Dieburg
1983-86	Gymnasiale Oberstufe, Alfred-Delp-Schule, Dieburg
Schulabschluß:	Allgemeine Hochschulreife
Studium:	
WS 1986/87 - SS 1994	Physikstudium an der Technischen Hochschule Darmstadt:
1992-1994	Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, durchgeführt an der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt
Juli - November 1994	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik
seit November 1994	wissenschaftliche Hilfskraft bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung



Ich versichere hiermit, daß die vorliegende Arbeit meinen ersten Versuch der Promotion darstellt und ich sie selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Sämtliche Stellen, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, wurden mit Quellenangaben kenntlich gemacht.

Darmstadt, den 22.4.1998