Elektromagnetische Spaltung und Ladungspickup von ^{238}U bei E/A = 600 und 1000 MeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Thorsten Rubehn
aus Eschwege

Frankfurt am Main 1995

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe – Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. D. Wolf
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. K. Stelzer
Datum der Disputation:	10. Juli 1995

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird schwerioneninduzierte Spaltung von ^{238}U-Projektilen bei 600 und 1000 AMeV untersucht. Dabei wurden sieben verschiedene Targets verwendet: Be, C, Al, Cu, In, Au und U. Mit den Detektoren des Vorwärtsspektrometers ALADIN konnten alle Projektilfragmente ab $Z = 2$ mit individueller Ladungsauflösung nachgewiesen werden. Die Prozesse der elektromagnetischen Spaltung und des Ladungspickups werden untersucht.
Bei den für elektromagnetische Spaltung typischen Anregungsenergien werden neben den beiden Spaltfragmenten keine weiteren geladenen Teilchen evaporiert, und es ist eine Selektion des Kanals über die Summenladung der Spaltfragmente mit $Z_{sum} = 92$ möglich. Es wird gezeigt, daß damit der nukleare Untergrund um etwa 80% reduziert werden kann. Auch nach dieser Selektion wird neben dem elektromagnetischen ein nuklearer Anteil am Wirkungsquerschnitt gemessen. Unter der Annahme, daß der am Berylliumtarget gemessene Querschnitt fast ausschließlich durch nukleare Prozesse bedingt ist, kann mit dem Konzept der Faktorisierung der nukleare Untergrund für alle anderen Targets extrapoliert werden. Mit den benachbarten Kanälen $Z_{sum} < 92$ können die Annahmen der Faktorisierung überprüft und die Skalierungsfaktoren für die einzelnen Targets bestimmt werden.
Die nach Abzug des nuklearen Untergrunds bestimmten elektromagnetischen Spaltquerschnitte werden mit Weizsäcker-Williams (WW) - Rechnungen verglichen, die auf der Methode der äquivalenten Photonen basieren. Dabei wird bei beiden Projektilenergien eine gute Übereinstimmung gefunden. Ferner werden sowohl die systematischen Fehler in den experimentellen Ergebnissen, als auch in den Rechnungen diskutiert.
Untersuchungen des Protonen Odd-Even-Effekts und der Asymmetrie der Spalfragmentverteilungen in Verbindung mit Faltungsrechnungen, die die Anregungsenergieverteilung der WW-Rechnungen und Parametrisierungen des Odd-Even-Effekts und der Asymmetrie als Funktion der Energie berücksichtigen, geben Hinweise auf die elektromagnetische Zweiphononenanregung der Dipolriesenresonanz bei Uran.
Ferner werden die Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup von Uran bestimmt. Es kann gezeigt werden, daß über 90% der gebildeten Neptuniumkerne sofort spalten und der Prozeß daher über den Nachweis der Spaltfragmente beobachtbar ist. Vergleiche mit anderen Messungen und intranuklearen Kaskaden- plus Evaporationsrechnungen werden durchgeführt und der Produktionsprozeß diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Kommt es zu einer Kollision zweier Atomkerne, die so peripher ist, daß sich die Kerne außerhalb der Reichweite der starken Wechselwirkung ihres Stoßpartners befinden, dann kann eine Anregung von einem oder beiden Kollisionspartnern durch die langreichweitigen elektromagnetischen Kräfte verursacht werden. Bei relativistischen Geschwindigkeiten der Teilchen wird ein solcher Prozeß gewöhnlich im Rahmen der Quantenelektrodynamik beschrieben. Dabei wird die elektromagnetische Wechselwirkung als Austausch von virtuellen Photonen verstanden. Bei der elektromagnetischen Dissoziation (EMD) können die Kollisionspartner ein oder mehrere virtuelle Photonen genügend hoher Energie absorbieren und dadurch über ihre Teilchenemissionsschwelle angeregt werden. Zur Berechnung von elektromagnetischen Dissoziationsquerschnitten werden meistens Weizsäcker-Williams-Rechnungen (WW) in Verbindung mit experimentellen Photoabsorptionsquerschnitten verwendet. Dabei wird das Frequenzspektrum der virtuellen Photonen durch eine Fouriertransformation des elektromagnetischen Feldes, das beim Vorbeiflug der Kerne entsteht, bestimmt. Bei relativistischen Projektilenergien wirkt das Lorentz-kontrahierte elektromagnetische Feld mit zunehmender Geschwindigkeit während eines immer kürzeren Zeitintervalls, so daß es mehr Fourierkomponenten mit hohen Frequenzen enthält. Projektilenergien um 1 AGeV, wie sie am Schwerionensynchrotron SIS der GSI zur Verfügung stehen, ermöglichen damit eine effektive Anregung von Riesenresonanzen, die im Anregungsenergiebereich von 10-30 MeV liegen. Bei solchen relativistischen Schwerionenstößen werden daher für die elektromagnetische Dissoziation, bedingt durch die hohe Kernladung und die hohe Anregungswahrscheinlichkeit im Bereich der Riesenresonanzen, Wirkungsquerschnitte erwartet, die deutlich größer als die entsprechenden geometrischen Querschnitte sein können. So wird beispielsweise für die Reaktion $^{238}U + ^{238}U$ bei 1 AGeV ein EMD-Wirkungsquerschnitt von etwa 7 barn angegeben [Aum 94b].

Bedingt durch diese hohen Wirkungsquerschnitte und den bekannten Anregungsmechanismus bietet elektromagnetische Spaltung[1] bei relativistischen Energien die Möglichkeit, Spaltung bei niedrigen Anregungsenergien an einer Reihe von spaltbaren Kernen zu studieren. Dabei können neutronenarme Kerne untersucht werden, wie sie z.B. in Sekundärstrahlexperimenten am Fragmentseparator der GSI erzeugt werden können [Sch 94]. Weiterhin erlaubt die niederenergetische Spaltung von Uran die Produktion von neutronenreichen neuen Isotopen weit außerhalb des Tals der Stabilität [Ber 94a].
Wie bereits erläutert wurde, ist der Prozeß der elektromagnetischen Dissoziation abhängig von der Projektilgeschwindigkeit; mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit wird das virtuelle Photonenspektrum härter und die Intensität steigt an. Für Beschleuniger wie den Schwerionencollider RHIC (Brookhaven) oder den LHC (CERN) werden deshalb Wirkungsquerschnitte bei der Kollision zweier Bleikerne im Bereich von 100-200 barn erwartet [Nor 91, Vid 93]. Diese riesigen Fragmentationsquerschnitte bestimmen sehr dominant die Lebensdauer und die Luminosität des Schwerionenstrahls. Am LHC werden daher Überlegungen angestellt, anstatt Blei lieber Kalzium zu beschleunigen, da hier der Wirkungsquerschnitt zur elektromagnetischen Dissoziation wesentlich kleiner ist und zu einer Erhöhung der erwarteten Luminosität um etwa drei Größenordnungen führt [Vid 94].
Es erscheint daher für mehrere Fragestellungen interessant, den Prozeß der elektromagnetischen Dissoziation qualitativ und quantitativ zu verstehen und sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Unsicherheiten zu untersuchen.

Obwohl relativistische Schwerionen aufgrund ihrer hohen Ladung eine hervorragende Möglichkeit zur Untersuchung von elektromagnetischen Dissoziationsprozessen eröffnen, stellen sie, bedingt durch ihre hadronische Struktur, keine idealen elektromagnetischen Proben dar. Neben den elektromagnetischen finden daher auch nukleare Wechselwirkungen statt, wobei alle Zerfallskanäle in

[1] Der teilweise auch verwendete Begriff *Coulomb Spaltung* wird im allgemeinen im Zusammenhang mit niederenergetischen Prozessen benutzt, bei denen die Kollisionspartner aufgrund ihrer kinetischen Energie den Coulombwall nicht überwinden können [Obe 85].

der Regel durch beide Prozesse erzeugt werden können. Damit ergibt sich die experimentelle Schwierigkeit, die elektromagnetischen von den nuklearen Ereignissen des selben Ausgangskanals zu trennen. Um die beiden Prozesse zu trennen, wurden verschiedene Verfahren benutzt, die z.B. auf der Skalierung nuklearer Nachbarkanäle oder auf den Vorhersagen von Modellrechnungen beruhen [Mer 84, Aum 93, Jus 94, Rub 95].

Erste Hinweise auf elektromagnetische Dissoziationsprozesse wurden in Experimenten mit kosmischer Höhenstrahlung gefunden. Dabei wurde die Absorption von hochenergetischen Kohlenstoff- und Sauerstoffkernen in Wolfram untersucht. Im Energiebereich von 2 bis 15 AGeV wurde eine Abnahme der Absorptionslänge um einen Faktor ~2.5 beobachtet, der zunächst nicht erklärt werden konnte [Bal 72]. In einer kurz darauf folgenden Publikation postulierten Artu und Yodh den Prozeß der elektromagnetischen Fragmentation und lieferten damit die Erklärung zu dem beobachteten Phänomen [Art 72]. Die Autoren schlugen für weitergehende präzisere Untersuchungen Experimente mit relativistischen Schwerionen vor, wie sie zur damaligen Zeit am BEVATRON (Berkeley) verfügbar wurden.
Die daraufhin durchgeführten Messungen zur elektromagnetischen Dissoziation von Kohlenstoff und Sauerstoff mit verschiedenen Targets bei 1.2 und 2.1 AGeV von Heckman und Lindstrom zeigten gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Weizsäcker-Williams-Rechnungen [Hec 76]. Bei experimentellen Untersuchungen zum Ladungsänderungsprozeß konnte der elektromagnetische Anteil im Kanal $\Delta Z = 1$ für ^{56}Fe bestimmt werden [Wes 79]. Olsen und Mitarbeiter berichten von, durch elektromagnetische Dissoziation überhöhten, 1p-, 1n- und 2n - Wirkungsquerschnitte am ^{18}O - Projektil bei 1.7 AGeV [Ols 81]. Bei dieser Messung konnte, durch die Verwendung verschiedener Targets zwischen Beryllium und Uran, eine mit den WW-Rechnungen konsistente Targetabhängigkeit von $\sigma_{emd} \propto Z_{Target}^{1.8}$ bestimmt werden.
In den folgenden Jahren wurden, neben den Messungen zur Fragmentierung des Projektils, von Hill et al. eine Reihe von Experimenten zur Targetfragmentierung durchgeführt, bei denen radiochemische Techniken angewandt wurden, um xn - Prozesse an den Systemen ^{89}Y, ^{59}Co und ^{197}Au zu messen [Mer 84, Mer 86, Hil 88a, Hil 88b, Hil 89, Hil 91]. Bei diesen Messungen wurden einzelne Abweichungen von den Ergebnissen der WW-Rechnungen gefunden.
Jain et al. haben in einem Experiment erstmalig die Spaltung von Uranprojektilen

bei 960 AMeV in nuklearen Emulsionen gemessen [Jai 84]. Dabei konnten sogenannte "clean fission" Ereignisse selektiert werden, bei denen genau zwei Spaltfragmente und keine weiteren geladenen Teilchen oder Targetfragmente nachgewiesen wurden. In einer weiteren Messung wurden von Greiner et al. Spaltquerschnitte von ^{238}U-Projektilen bei 900 AMeV für eine Reihe von Targets zwischen Wasserstoff und Blei bestimmt [Gre 85]. Da die Resultate nicht allein durch den Anstieg des geometrischen Wirkungsquerschnitts erklärt werden konnten, wurde dies als ein Hinweis auf elektromagnetische Spaltung gedeutet.
Neuere Experimente haben elektromagnetische Multiphononanregungen durch die Messung von 1n- bis 3n - Wirkungsquerschnitten an Gold- und Bleiprojektilen untersucht [Aum 93, Hil 91]. Andere Veröffentlichungen berichten von der elektromagnetischen Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz in Blei und Xenon [Rit 93, Sch 93, Waj 94]. Während die einfachen Anregungen durch die Rechnungen gut beschrieben werden konnten, wurden die Wirkungsquerschnitte für die doppelte Anregung bei diesen Systemen zu klein vorhergesagt [Aum 95b, Eml 94]. Im Gegensatz dazu wurde in der Arbeit von Aumann [Aum 94b, Aum 95b] gezeigt, daß die experimentellen xn - Wirkungsquerschnitte für Uranprojektile gut durch entsprechende WW-Rechnungen beschrieben werden. Die Ursachen dieser Diskrepanzen werden gegenwärtig diskutiert [Eml 94, Aum 94b].
In Spaltexperimenten am Fragmentseparator der GSI haben Schmidt et al. [Sch 94] und Bernas et al. [Ber 94a] bei 300 und 750 AMeV die Ladungsverteilungen von Uranspaltfragmenten am Bleitarget gemessen. Neben der symmetrischen Komponente der Verteilung zeigte sich deutlich ein durch die niederenergetische elektromagnetische Anregung bedingter asymmetrischer Beitrag.
Justice et al. haben in einem Experiment am BEVALAC erstmalig die Targetabhängigkeit der elektromagnetischen Spaltung von ^{238}U-Projektilen bei 120 AMeV studiert. Der nukleare Anteil wurde durch Extrapolation des am Berylliumtarget gemessenen Wirkungsquerschnitts mittels eines geometrischen Modells bestimmt [Jus 94]. Bedingt durch systematische Unsicherheiten konnte lediglich eine grobe Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und WW-Rechnungen gefunden werden.
In einer kürzlich erschienenen Arbeit wird über nukleare und elektromagnetische Spaltung von Urantargets bei Verwendung von Bleiprojektilen bei 100, 500 und 1000 AMeV berichtet [Pol 94]. Dabei wurden beide Targetfragmente in Koinzidenz nachgewiesen. Die Autoren konnten die eletromagnetische von der nuklearen Komponente trennen, indem sie Vergleiche zwischen den experimentell

gemessenen Winkelverteilungen und Monte-Carlo Simulationen durchführten. Im Rahmen der damit verbundenen Unsicherheiten konnte bei 100 und 500 AMeV eine recht gute Übereinstimmung mit den WW-Rechnungen beobachtet werden, während der Wirkungsquerschnitt bei 1000 AMeV zu niedrig vorhergesagt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wird über die experimentelle Untersuchung von schwerioneninduzierter elektromagnetischer Spaltung von Uranprojektilen bei Strahlenergien von 600 und 1000 AMeV berichtet, wobei sieben verschiedene Targets im Massenbereich zwischen Beryllium und Uran verwendet wurden. Die Spaltfragmente können mit den verwendeten Detektoren individuell nachgewiesen werden, was eine Selektion von Ereignissen, bei denen die Summenladung der Spaltfragmente Z_{sum}=92 beträgt, ermöglicht. Daher zeichnet sich das hier vorgestellte Experiment durch eine hohe Selektivität für elektromagnetische Ereignisse aus, was den Beitrag durch nukleare Wechselwirkungen auf weniger als 20% reduziert und die damit verbundenen systematischen Fehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte, im Vergleich zu den oben erwähnten Experimenten, klein hält.
Es wird gezeigt, daß der nukleare Untergrund durch die Betrachtung der Nachbarkanäle ($Z_{sum} < 92$) anhand von experimentellen Daten unter Zuhilfenahme des Faktorisierungsansatzes extrapoliert werden kann. Weiterhin können Modelle, wie zum Beispiel das von Justice et al. verwendete geometrische Modell, die den nuklearen Anteil am gemessenen Wirkungsquerschnitt vorhersagen, so auf ihre Gültigkeit hin getestet werden.
Erstmalig werden bei elektromagnetischer Spaltung Observablen untersucht, die Aussagen über die Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz erlauben: dabei handelt es sich um den Protonen Odd-Even-Effekt und die Asymmetrie der Ladungsverteilung. Vergleiche dieser Variablen mit Faltungsrechnungen, die das Anregungsenergiespektrum der WW-Rechnungen unter Berücksichtigung von Multiphononanregungen verwenden, geben eindeutige Hinweise auf die Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz.

Neben den Untersuchungen zur elektromagnetischen Spaltung konnten durch die Selektion von Spaltfragmenten, bei denen die Summenladung um eine Einheit gegenüber der Kernladungszahl des Projektils erhöht war, auch Prozesse mit Ladungspickup studiert werden. Mehrere experimentelle Ergebnisse deuten darauf hin, daß der Ladungspickup durch zwei elementare Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen dominiert wird [Süm 95]: bei (n,p)-Kollisionen wird ein virtuelles Pion ausgetauscht und der Projektilkern erhält ein zusätzliches Proton. Der zweite Prozeß führt über die Bildung einer Δ-Resonanz im Targetkern zur Ladungsänderung, wobei ein Projektilneutron seinen Isospin ändert. Bedingt durch die zugeführte Anregungsenergie bei diesen Kollisionen zerfällt der durch Ladungspickup gebildete leicht spaltbare Neptuniumkern sofort. Die Wirkungsquerschnitte konnten durch den Nachweis der Spaltfragmente bestimmt und auf ihre Target- und Energieabhängigkeit hin untersucht werden.

Der experimentelle Aufbau und die Eichung der Detektoren wird im Kapitel 2 beschrieben. Im darauf folgenden Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte von elektromagnetischer Spaltung diskutiert. An dieser Stelle werden auch experimentelle Meßgrößen, die in die sogenannten Weizsäcker-Williams-Rechnungen eingehen, erläutert. Die Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte und die Selektion der elektromagnetischen Spaltereignisse, insbesondere in Bezug auf die Trennung von elektromagnetischer und nuklearer Komponente, wird in Abschnitt 4 vorgestellt. Im Kapitel 5 wird durch mehrere experimentell zugängliche Größen versucht, Informationen über die Anregungsenergie zu erhalten, um Vergleiche mit den theoretischen Rechnungen durchzuführen und Aussagen über die Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz machen zu können. Insbesondere werden hierbei das Maximum-zu-Minimum-Verhältnis der Ladungsverteilungen und der Protonen Odd-Even-Effekt diskutiert. Vor der abschließenden Diskussion wird im Kapitel 6 der Prozeß des Ladungspickups untersucht. Dabei werden die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit anderen Messungen und Rechnungen diskutiert.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der Aufbau des Experimentes am ALADIN-Spektrometer

Das dieser Arbeit zugrunde liegende Experiment wurde am ALADIN-Spektrometer der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt im Frühjahr 1993 durchgeführt. Dabei wurde die Fragmentierung des Projektilkerns bei relativistischen Geschwindigkeiten von 79% bis 87% der Lichtgeschwindigkeit untersucht. Da die bei Kernreaktionen in inverser Kinematik entstehenden Projektilfragmente etwa Strahlgeschwindigkeit haben, entstehen durch die Schwellen der Detektoren keine Nachweisineffizienzen. Durch die kinematische Fokusierung kann eine gute geometrische Akzeptanz erreicht werden. Es können die Ladung, der Impulsvektor und die Masse aller Projektilfragmente bestimmt werden, was eine vollständige kinematische Rekonstruktion der gemessenen Ereignisse erlaubt. In diesem Experiment wurde eine Reihe von Projektil-Target-Kombinationen gemessen, wobei sieben verschiedene Targets von Beryllium bis Uran und Xenon-, Gold- und Uranprojektile verwendet wurden. In dieser Arbeit werden nur die mit dem Uranstrahl erzielten Ergebnisse diskutiert.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Mit den Strahlzählern [Kem 93] wird neben der Ortsmessung der auftreffenden Teilchen sowohl der Nullpunkt für die Flugzeitmessung festgelegt, als auch die Elektronik getriggert. Der Strahl trifft dann auf das Target, in dem zwischen 1% und 4% der Strahlteilchen mit den Targetkernen reagieren. Ein Teil der Teilchen aus der Wechselwirkungszone wird im Si–CsI Targethodoskop nachgewiesen. Die Pro-

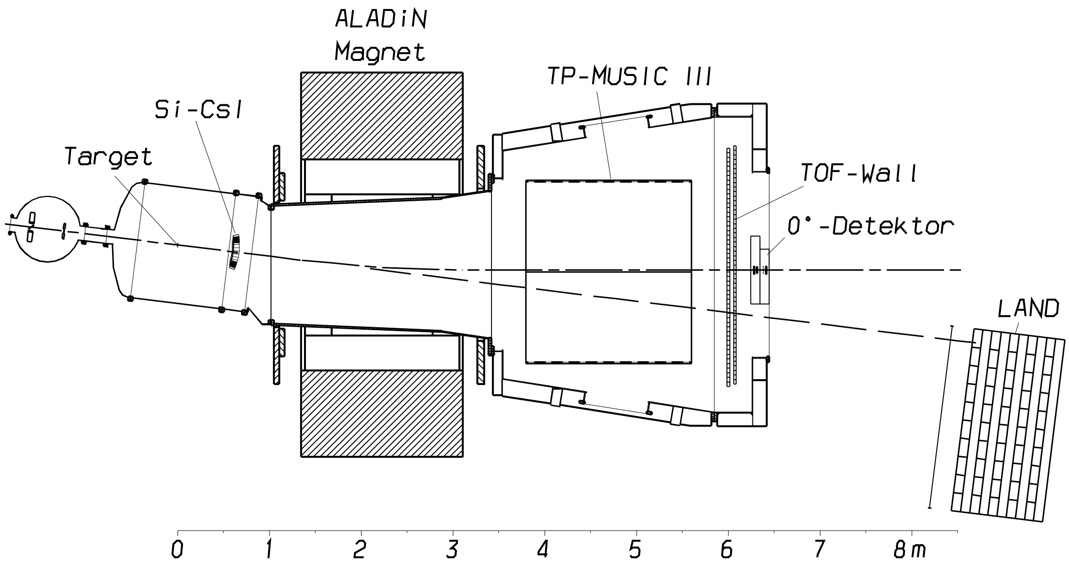

Abb. 2.1: *Skizze des ALADIN–Spektrometers für das Experiment. Der Strahl trifft von links her nach Passieren der Strahlzähler auf das Target. Im Magneten werden die Fragmente nach ihrer magnetischen Steifigkeit abgelenkt. Ihre Teilchenspuren, Flugzeiten und Ladungen werden danach in der Ionisationskammer MUSIC und der dahinter befindlichen Flugzeitwand TOF–WALL gemessen. Zum Nachweis der leichten geladenen Teilchen mittlerer Rapidität befand sich ein SiCsI–Hodoskop im Winkelbereich von 5-16 Grad in Vorwärtsrichtung um das Target. Der LAND Detektor diente dem Nachweis der etwa in Strahlrichtung emittierten Neutronen.*

jektilfragmente werden in einem engen Kegel von etwa 5^o um die Strahlachse emittiert und im Magnetfeld gemäß ihrer Steifigkeit verschieden stark abgelenkt. In der Ionisationskammer MUSIC werden die Kernladungszahl und die Flugbahnen der Fragmente mit $Z \geq 2$ bestimmt. Die Fragmente treffen dann auf die Flugzeitwand, wo die Kernladungszahlen der leichten Fragmente und die Flugzeiten aller Fragmente gemessen werden.

2.2 Die Komponenten des Experimentes

2.2.1 Die Strahlzähler und die Targets

Die Strahlzähler sollen die Position und den Zeitpunkt des Auftreffens eines Strahlteilchens auf das Target bestimmen. Im Experiment wurden ein zeit- und

ein ortsempfindlicher Strahlzähler verwendet. Der den Zeitnullpunkt messende Startzähler besteht aus einer 76 μm dicken Szintillatorfolie, die in einem Winkel von 45^o zur Strahlachse steht und von zwei senkrecht zur Strahlachse stehenden Fotovervielfachern ausgelesen wird. Mit dieser Anordnung ließ sich eine Zeitauflösung von 100 ps (FWHM) erreichen. Zur Bestimmung des Durchflugortes wurde eine 50 μm dicke Szintillatorfolie, welche an allen vier Kanten von Fotovervielfachern ausgelesen wurde, verwendet. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung betrug 2 mm (FWHM). Die Massenbelegung der beiden Strahlzähler betrug mit 19 mg/cm^2 annähernd 10% des leichtesten Targets.
Bei dem Experiment wurden sieben verschiedene Targets eingesetzt. Das leichteste Target bestand aus Beryllium, das schwerste aus Uran. Bei der Wahl der Targetdicken wurde einerseits eine genügend hohe Reaktionsrate, andererseits eine möglichst geringe Beeinflussung der Messung durch Sekundärreaktionen berücksichtigt. Die durch die Targetdicke bedingten Effekte werden in Abschnitt 4.3 ausführlich diskutiert. In Tab. 2.1 sind die verwendeten Targets mit ihrer mittleren Masse, der Kernladungszahl und der Massenbelegung aufgeführt. Es wurde bei Strahlraten von etwa 5000 Teilchen/sec gemessen.

Target	Be	C	Al	Cu	In	Au	U
$< A >$	9	12	27	63	115	197	238
Z	4	6	13	29	49	79	92
m $[\frac{mg}{cm^2}]$	187±2	195±8	392±3	418±2	800±10	478±9	483±9[a]

[a] Bei 1000 AMeV war das Urantarget um 45^0 gegen die Strahlachse gedreht

Tab. 2.1: *Mittlere Masse, Kernladungszahl und Dicke der im Experiment verwendeten Targets.*

2.2.2 Das Targethodoskop

Das sich in einem Vorwärtswinkelbereich von $5^o - 17^o$ hinter dem Target befindliche Si-CsI-Hodoskop hat die Aufgabe, Teilchen mittlerer Rapidität aus der Reaktionszone und leichte Fragmente des Targets nachzuweisen. Das Hodoskop ist in Abb. 2.2 schematisch gezeigt. Es ist aus 84 3×3 cm^2 großen Elementen aufgebaut, jedes bestehend aus einem 300 μm dicken Siliziumzähler und einem 6 cm

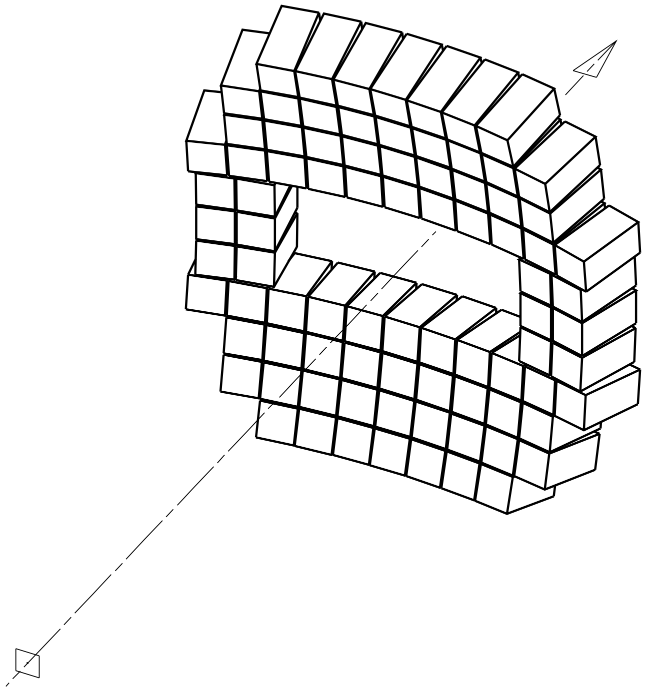

Abb. 2.2: *Schematische Abbildung des Aufbaus des Targethodoskopes. Der Detektor besitzt 84 Elemente, die jeweils aus einem 300 μm dicken Siliziumzähler und einem 6 cm langen CsI-Kristall bestehen. Mit dem Hodoskop konnte die Multiplizität leichter Teilchen aus der Reaktionszone gemessen werden.*

langen CsI–Kristall, der von einer Photodiode ausgelesen wird. Die untere Nachweisschwelle liegt bei 10 AMeV, H- und He-Kerne können bis zu einer Energie von 150 AMeV gestoppt werden. In diesem Energiebereich ist eine Teilchenidentifikation nach dem ΔE-E-Prinzip möglich. Bei den im Experiment verwendeten Einschußenergien von 600 AMeV bis 1 AGeV, bei denen die meisten Teilchen mittlerer Rapidität eine größere Energie als 150 AMeV haben, liefert das Hodoskop neben der Ladungsinformation nur die Multiplizität dieser Teilchen.

2.2.3 Der Dipolmagnet

Das Kernstück des ALADIN-Spektrometers ist der Dipolmagnet, der bei einem maximalen Strom von 2500 A ein magnetisches Feld von 1.6 Tesla erzeugt. Der Magnet hat eine Apertur von 1.5 $\times$ 0.5 m^2 und ein Biegevermögen von maximal 2.3 Tm. Beim Durchqueren werden die Fragmente entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit abgelenkt. Der Magnetstrom wurde so eingestellt, daß der um etwa 8^o abgelenkte Strahl auf den Zentraldetektor der Flugzeitwand traf. Aus dem

Ablenkwinkel, dem Ort, der Flugzeit und der Ladung der Fragmente läßt sich deren Impuls und Masse bestimmen. Direkt am Magneten schließt sich die Detektorkammer des ALADIN-Spektrometers an. Um Streuung und Energieverlust der Fragmente zu vermeiden, ist das gesamte Spektrometer bis hierhin evakuiert.

2.2.4 Der MUSIC Detektor

In der Detektorkammer des Spektrometers befindet sich in einer Atmosphäre aus P10 (90% Argon und 10% Methan) die Time Projection Multiple Sampling Ionization Chamber (MUSIC). Mit diesem Detektor wird die Ladung der Projektilfragmente gemessen und deren Bahn durch die Ionisationskammer aufgezeichnet. Aus den Positionen und Winkeln der Flugbahnen kann die magnetische Steifigkeit der Teilchen bestimmt werden. Um die Ladungsnachweisschwelle zu senken, wurden, im Vergleich zum Vorgängermodell [Bau 87, Lin 93], zusätzlich zu den Anodensektionen noch 18 Proportionalzähler eingebaut. Es können damit alle Fragmente zwischen $2 \leq Z_{frag} \leq Z_{Strahl}$ gemessen werden. Auf den Aufbau und die Eichung dieses Detektors wird in Abschnitt 2.3 eingegangen.

2.2.5 Die Flugzeitwand

Mittels MUSIC und Magnet konnte, wie bereits beschrieben, die magnetische Steifigkeit $\vec{R}$ der Fragmente bestimmt werden. Durch die Messung der Flugzeit ist auch die Geschwindigkeit und damit über die Beziehung

$$\vec{R} = \frac{m\vec{v}}{Z} \tag{2.1}$$

die Masse bekannt. Die Geschwindigkeit kann aus der Flugzeit durch die Messung der Bahn in der MUSIC rekonstruiert werden.

Die Flugzeitwand besteht aus zwei hintereinander liegenden Ebenen, in denen sich jeweils 96 Szintillatorstäbe befinden. Die Vorder- und Rückwand sind gegeneinander um eine halbe Stabbreite verschoben. Die Dimension der Szintillatoren beträgt 1100 x 25 mm^2 bei einer Dicke von 10 mm. Die beidseitige Auslese erfolgt durch Photomultiplier. Jeweils acht Szintillatorstäbe sind zu einem Modul zusammengefaßt. In einer 0.6 mm starken Messingabschirmung wurden Deltaelektronen unterhalb von 750 keV gestoppt. Die Flugzeitauflösung beträgt 150 ps. Leichte Fragmente konnten mit individueller Ladungsauflösung bis etwa Z=14 nachgewiesen werden. Detailliertere Beschreibungen zum Aufbau und der Eichung der Flugzeitwand finden sich in den Arbeiten [Sch 95, Wör 95].

Der direkte Strahl wurde durch das jeweils angepaßte Magnetfeld auf den Zentraldetektor der Flugzeitwand (ZDF) gelenkt, da die am SIS verfügbaren Strahlraten von den Röhren der Flugzeitwand aufgrund ihrer hohen Signalverstärkung nicht mehr verarbeitet werden können. Dazu wurden bei den beiden im Strahlfokus liegenden Szintillatoren der Vorder- und Rückwand die zentralen 40 mm durch Lichtleiter ersetzt. Diese inaktive Zone wurde durch den ZDF abgedeckt. Eine ausführliche Diskussion über den Aufbau und die Spezifikationen dieses Zählers findet sich in der Arbeit [Gro 94].

2.2.6 Der Neutronendetektor LAND

Um auch die vom Projektil emittierten Neutronen nachweisen zu können, wurde der Neutronendetektor LAND (Large Area Neutron Detector) [Bla 92] hinter dem ALADIN-Spektrometer aufgestellt.
Der Detektor besteht aus 200 sogenannten Paddles, von denen je 20 in einer Ebene zusammengefaßt sind. Die Ebenen sind gegeneinander um 90 Grad gedreht, so daß die Ausrichtung der Paddles abwechselnd horizontal und vertikal ist. Dabei wird eine Frontfläche von 2 m x 2 m abgedeckt. Ein Paddle ist aus 10 Plastikszintillatoren aufgebaut, die an beiden Seiten durch Photomultiplier ausgelesen werden. Zwischen den Szintillatoren befinden sich Eisenplatten, die als Konvertermaterial für die Neutronen dienen. Um geladene Teilchen im LAND diskriminieren zu können, wird der Detektor durch zwei Ebenen mit Plastikszintillatoren abgedeckt.
Der LAND Detektor hat eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 90% für Neutronen bei Energien von $E_{neutron} \geq 300$ MeV und eine Zeitauflösung von etwa 500 ps (FWHM). Die erreichte Ortsauflösung beträgt 5 cm (FWHM). In der Arbeit [Zud 95] wird auf den Detektor weiter eingegangen.

2.3 Aufbau und Eichung des MUSIC Detektors

Bei der MUSIC handelt es sich um eine Ionisationskammer, die neben mehreren Anodenstreifen zusätzliche Proportionalzähler besitzt. Der dynamische Bereich des Detektors erstreckt sich von Heliumfragmenten bis zu den jeweiligen Strahlprojektilen; für alle nachgewiesenen Fragmente konnte eine individuelle Ladungsauflösung erreicht werden.

Fliegt ein relativistisches geladenes Teilchen durch das Gasvolumen der Ionisationskammer, dann erzeugt es, eine Ionisationsspur, wobei der Energieverlust nach der Bethe-Bloch Formel annähernd proportional zum Quadrat der Kernladungszahl Z ist. Im homogenen elektrischen Feld des Detektors driften die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode. Dabei ist die Driftgeschwindigkeit unabhängig vom Ort. Aus der Driftzeit der Elektronen kann der Abstand der Spur von der Anode bestimmt werden. Der zeitliche Verlauf der verschiedenen Anoden- bzw. Proportionalzähler- Signale wird bei der MUSIC mit Flash-ADCs aufgenommen. Durch die Messung des Abstands der Spur von den einzelnen Anodenstreifen, bzw. Proportionalzählern ist damit sowohl die Bestimmung der Position als auch des Winkels in der Ebene möglich, die durch die Vektoren des elektrischen Feldes (x) und der Kammerlängsachse (z) aufgespannt wird. Die Messung der y-Orte und der Winkel in der y-z-Ebene wird durch eine Ladungsdivision bei den Signalen der Proportionalzähler ermöglicht.

Aufbau

Der schematische Aufbau der MUSIC ist in Abb. 2.3 gezeigt. Der Detektor besitzt einen etwa 3.6 m^3 großen Feldkäfig, der durch eine Kathode in der Mitte getrennt ist. Die Kathode besteht, wie auch das Eintritts- und Austrittsfenster, aus einer 10 μm dicken mit Aluminium beschichteten Mylarfolie. Der Abstand zwischen der Kathode und den beiden Frischgittern beträgt jeweils 1 m, der zwischen Frischgittern und Anodenebenen 1.5 cm. Die Länge in Strahlrichtung beträgt 1.80 m, die Höhe 1 m.

Um ein homogenes elektrisches Feld im Driftraum des Detektors zu erreichen, wurden mit Aluminiumstreifen beidseitig bedampfte Folien als Ein- und Austrittsfenster eingebaut und entsprechende Leiterplatten an den Ober- und Unterseiten angebracht. Die Potentialstreifen haben eine Breite von jeweils 10 mm und einen Zwischenraum von 3 mm. Sie sind auf den beiden Seiten um 13/2 mm gegeneinander verschoben. Die zugehörigen Streifen der Platten und Fenster sind so miteinander verbunden, daß Potentialringe um den Driftraum entstehen. Zwischen zwei benachbarten Ringen befinden sich zwei parallel geschaltete 60 MΩ-Widerstände. Die Enden der Widerstandskette wurden auf das Potential der Kathode, bzw. des Frischgitters gelegt.

In den Anodenebenen befinden sich insgesamt 48 in Strahlrichtung nebeneinander angeordnete Anodenstreifen mit einer Breite von 3 bzw. 6 cm und 18

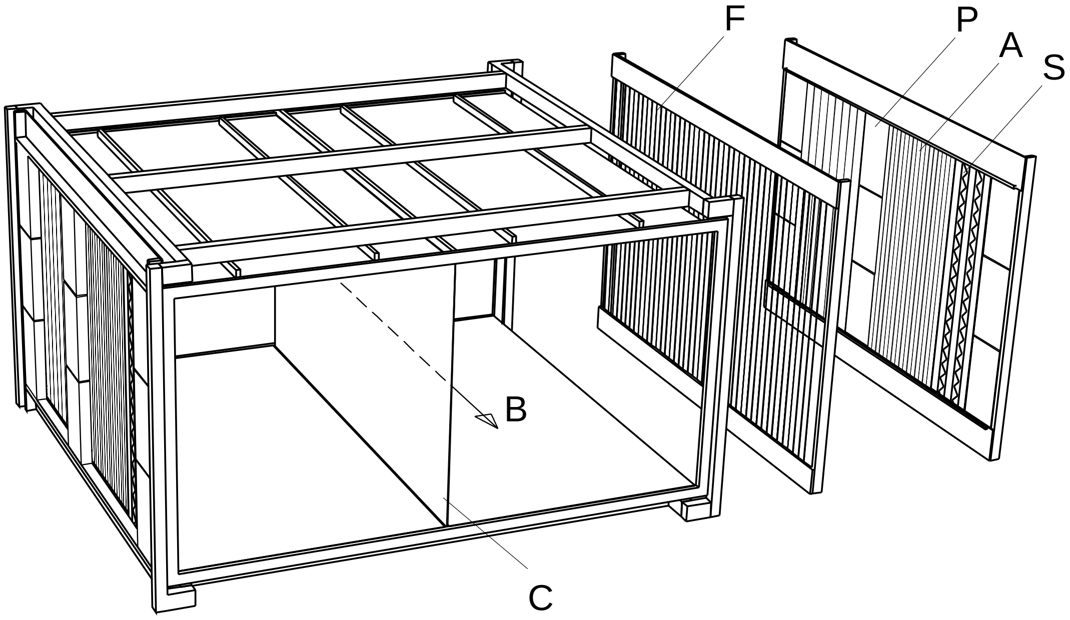

Abb. 2.3: *Schematische Abbildung des MUSIC-Detektors. Die Kathode (C) teilt den Feldkäfig in zwei gleichgroße Hälften. In einem Abstand von jeweils 1m sind die Frischgitter (F) angebracht. Auf jeder Seite befinden sich in einer 15mm hinter dem Frischgitter liegenden Ebene 24 Anodenstreifen in drei Gruppen (A) und 9 Proportionalzähler (P). Damit wird die Kernladungszahl sowie eine vertikale (y) und horizontale (x) Position des durchfliegenden Teilchens gemessen. Zusätzlich wurden in jeder Feldkäfighälfte 2 doppelte Sägezahnanoden (S) betrieben, die der y-Eichung der Proportionalzähler dienten. Das Austrittsfenster wurde zur übersichtlicheren Darstellung weggelassen.*

Proportionalzähler, die jeweils zu Modulen mit 3 übereinanderliegenden Zählern zusammengefaßt sind. Jeder Anodenstreifen ist mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker bestückt, der direkt an der Rückseite der Anodenplatten montiert ist. Durch die kurzen Signalleitungen konnte das Signal-zu-Rausch-Verhältnis reduziert werden.

Die Proportionalzähler haben eine Breite von 8 cm und eine Höhe von 31 cm. Um ein Übersprechen auf die benachbarten Anodensektionen zu minimieren, wurde ein 3 cm breiter Rahmen verwendet. Zwischen den 62 Anodendrähten jedes Zählers befinden sich jeweils 100 Ω Widerstände. Die Signale werden am oberen und unteren Ende dieser Widerstandskette ausgelesen. Durch diese Ladungsdivision kann die y-Position der Spuren bestimmt werden. Um Raumladungeffekte durch die in den Driftraum gelangten Ionen der Sekundärionisation zu vermeiden, wurden die Zähler mit einer Gateelektronik betrieben. Dieses Gate wurde nur für

Spuren geöffnet, die den Triggerkriterien genügten. Zur Eichung der y-Positionen der Proportionalzähler wurden 4 Doppelsägezahnanoden eingebaut. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der Eichung der Proportionalzähler findet sich in der Arbeit [Möh 95].
Die mittels eines impulsformenden Verstärkers verarbeiteten Signale wurden von Flash-ADCs bei einer Sampling-Rate von 17 MHz ausgelesen. Bei der in diesem Experiment erreichten Driftgeschwindigkeit von 5.6 cm/μs ergibt sich daraus, daß die Teilchenspur in Driftrichtung etwa alle 3 mm abgetastet wurde. Pro Ladungspuls ergeben sich damit etwa 10 Messungen. Der Ort als auch die Amplitude wurden bei der Auswertung durch eine Anpassung einer Gaussfunktion bestimmt.

Zählgas

Der Detektor wurde mit der Argon-Methan-Mischung P10 (90% Ar, 10% CH_4) betrieben. Generell eignen sich Mischungen aus Edelgasen mit Molekülgasen, da diese Moleküle sich schon bei Elektronenenergien von unter 1 eV zu Rotationen und Schwingungen anregen lassen. Die Energie der Driftelektronen wird dadurch reduziert, bis der Bereich des sogenannten Ramsauer-Minimums erreicht ist und eine maximale Driftgeschwindigkeit möglich wird. Beim Ramsauer-Minimum nimmt der Streuquerschnitt als Funktion der Elektronenenergie aufgrund quantenmechanischer Interferenzeffekte um mehr als eine Größenordnung ab. Für den Betrieb einer Ionisationskammer ist es demnach sinnvoll, die Energie der driftenden Elektronen im Bereich des Ramsauer-Minimums zu halten, um wenig Wechselwirkungen mit den Molekülen des Zählgases zu haben und damit eine hohe Driftgeschwindigkeit zu erreichen. Dieses Maximum der Driftgeschwindigkeit befindet sich bei der verwendeten Gasmischung bei einem reduzierten elektrischen Feld von $\frac{E}{P} = 0.2 \frac{V}{cm\ mbar}$. Damit ergibt sich bei Atmosphärendruck eine Spannung von 16 kV an der Kathode und 350 V an der Anode.
Einen weiteren Vorteil von Edelgasmischungen stellt die hohe Reinheit dar, in der sie erhältlich sind. Da die Elektronen Driftwege bis zu einem Meter haben, sind die gemessenen Signale sensitiv auf Verunreinigungen des Zählgases. Durch solche unerwünschten Beimischungen werden sowohl die Amplituden als auch die Driftgeschwindigkeit beeinflußt. Detailliertere Betrachtungen über die Verwendung von Zählgasen und den Einfluß von Verunreinigungen finden sich in meiner Diplomarbeit [Hof 92].
Bei diesem Experiment wurde der MUSIC-Detektor im Gas-Durchfluß betrieben.

Dazu wurde bei einem durch ein Nadelventil konstant gehaltenen Fluß laufend frisches Zählgas in die Detektorkammer eingelassen. Um den Druck konstant zu halten, wurde die Kammer mit einem Gasauslaß versehen. Das austretende Gas wurde durch ein Ölbad (*Bubbler*) geleitet, um keine Luft aus der Atmosphäre auf dem umgekehrten Weg in das Detektorsystem gelangen zu lassen. Durch den Durchflußbetrieb konnte eine sehr gute Langzeitstabilität bezüglich der Amplitude und Driftgeschwindigkeit erreicht werden.
Bedingt durch die im Vergleich zu den Elektronen um etwa vier Größenordnungen geringere Driftgeschwindigkeit der positiven Ladungsträger wurde der Schwerionenstrahl in die Nähe der Kathode gelegt, um Raumladungsstörungen und den Driftweg der Ionen zu minimieren [Man 92].

2.3.1 Ortseichung

In Abb. 2.4 ist das Driftzeitspektrum der Elektronen gezeigt. Der starke Abfall definiert eine absolute Position im Detektor, den Ort der Kathode. Mit dem Zeitnullpunkt der Driftzeit ergibt sich die Driftgeschwindigkeit als Proportionalitätskonstante und es kann die Ortseichung durchgeführt werden. Aus der Schärfe der sogenannten Kathodenkante ergibt sich eine intrinsische Ortsauflösung von kleiner als 1 mm (FWHM). Um die Ortsauflösung im gesamten Ortsraum bestimmen zu können, kann die Varianz der Abweichungen der von den einzelnen Anoden gemessenen Positionen verwendet werden. Für Fragmente mit einer Ladungszahl größer 20 ergibt sich eine über alle Orte und Ladungen gemittelte Auflösung von 0.4 mm (FWHM). Für leichtere Fragmente wird ein Anstieg bis zu 1.9 mm (FWHM) bei der Schwelle von Z=8 beobachtet.
Die Winkelauflösung des Detektors kann aus den Datensätzen abgeschätzt werden, in denen der Magnet ausgeschaltet war. Über die Breite der Verteilung bei der Rekonstruktion des Vertex, von dem man weiß, daß er im Target liegt, kann die Winkelauflösung zu ≤ 1 mrad bestimmt werden.

2.3.2 Ladungseichung

Nach der Bethe-Bloch-Formel besteht zwischen der in der MUSIC gemessenen Amplitude und der Ladungszahl des detektierten Fragments der folgende Zusammenhang:

$$Amplitude \propto Z^2/\beta^2, \tag{2.2}$$

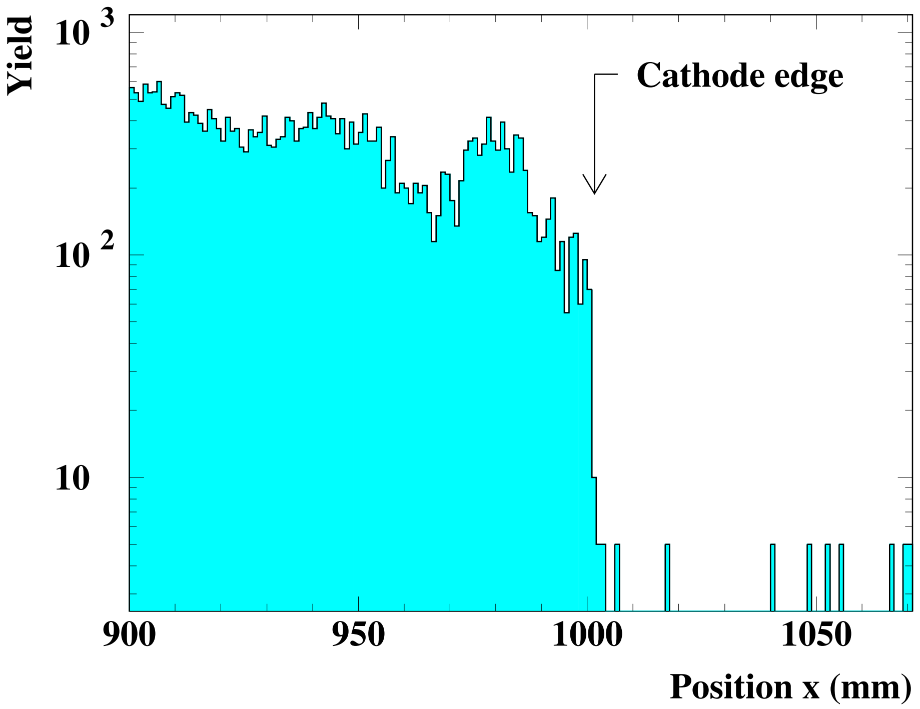

Abb. 2.4: *Inklusives Ortsspektrum von Fragmenten in einer der beiden Feldkäfighälften. An der Kathode erkennt man deutlich den starken Abfall von mehr als einer Größenordnung.*

wobei β die Geschwindigkeit des Teilchens darstellt. Bei konstanter Geschwindigkeit ist demnach die Amplitude annähernd proportional zum Quadrat der Ladungszahl. Diese Annahme ist für die detektierten Projektilfragmente bei Einschußenergien zwischen 600 und 1000 AMeV gut erfüllt. Auf Terme höherer Ordnung wurde im Rahmen einer Linearisierung korrigiert.

Zur Absoluteichung wurden die im Trigger untersetzten Strahlteilchen verwendet. Dabei wurden die Eichparameter jeweils so gewählt, daß die gemessene Amplitude dem Quadrat der Ladungszahl des Projektils (Xe, Au, U) entspricht. Die zweite Feldkäfighälfte, in der sich kein Strahl befand, konnte relativ dazu geeicht werden.

In einem weiteren Schritt wurden die Ortsabhängigkeiten der Amplitude berücksichtigt. Die durch die Ionisation entstandenen freien Elektronen durchlaufen bei der Drift im homogenen elektrischen Feld verschiedene Prozesse, die zu einer Abschwächung des Signals führt. Dabei stellt bei der Amplitudenabschwächung die

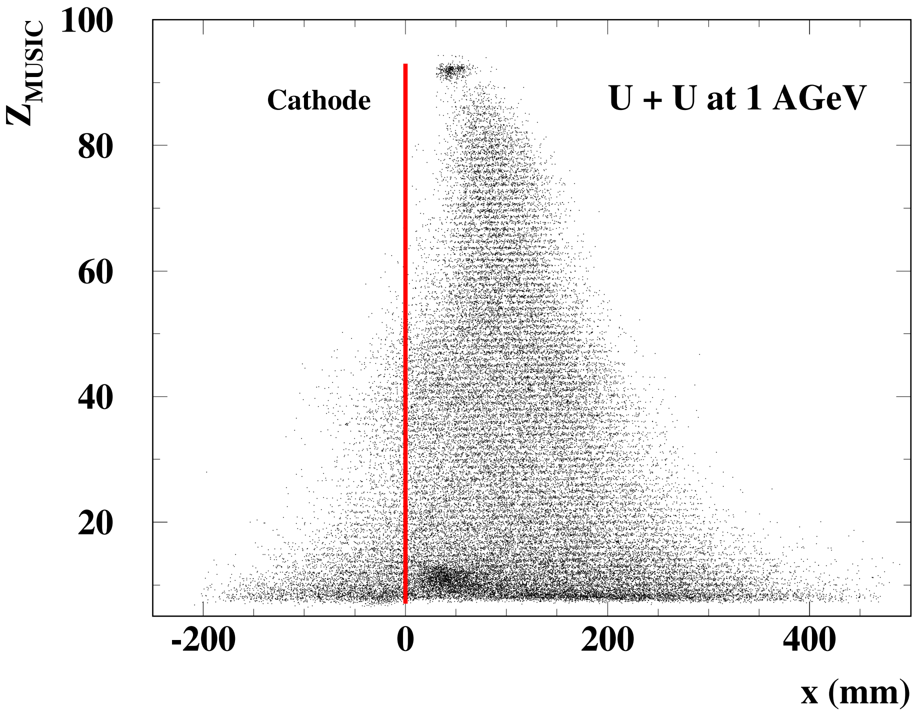

Abb. 2.5: *Verteilung der Uranfragmente als Funktion des Ortes in der MUSIC. Die individuelle Ladungsauflösung ist gut zu erkennen. Die Verschiebung der Positionen der schweren Reaktionsprodukte relativ zur Position des Strahles zu größeren x-Werten ist auf den Verlust von Neutronen zurückzuführen [Zud 95].*

Diffusionsverbreiterung den wesentlichen Effekt dar [Hof 92]. Das Integral des Ladungspulses bleibt erhalten. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß die Amplitude numerisch genauer zu bestimmen ist, weshalb die Amplitudenbestimmung der Integralbestimmung vorgezogen worden ist [Mül 94].

Einen weiteren Beitrag zu den Ortsabhängigkeiten geben die durch die geometrischen Breiten der Einzeldetektoren (Anodenstreifen und Proportionalzähler) bedingten Winkeleffekte. Die durch den zunehmenden Winkel der Trajektorie bedingte Verbreiterung des Pulses in Driftrichtung führt zu kleineren Amplituden, wogegen der Energieverlust über den Einzeldetektoren größer wird.

Diesen Effekten wurde in der Eichung Rechnung getragen. Anhand der gemessenen Flugzeit konnte dann noch auf die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Fragmentgeschwindigkeit korrigiert werden. Dafür ist die in Abschnitt 2.3.3

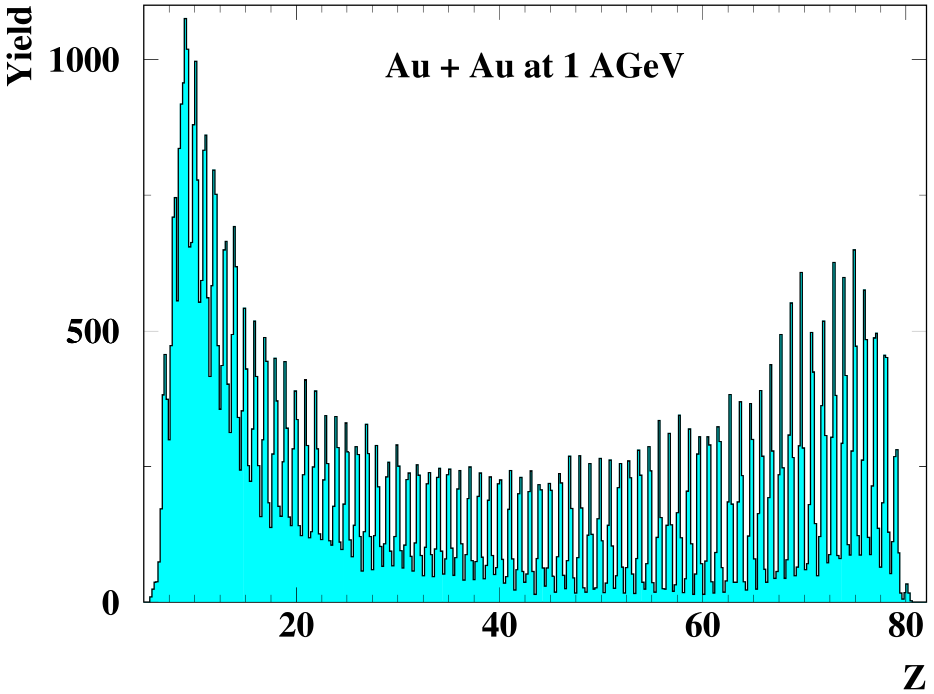

Abb. 2.6: *Ladungsauflösung der MUSIC bei der Fragmentierung von Gold bei einer Einschußenergie von 1 AGeV. Die Ladungsauflösung beträgt bei den mittelschweren und schweren Fragmenten $\Delta Z = 0.4$ (FWHM) und steigt mit abnehmender Ladungszahl bis auf 0.8 (FWHM) bei $Z = 8$.*

erläuterte Rekonstruktion der Teilchenspuren notwendig. Um die Nachweiseffizienz nicht durch die Rekonstruktion zu reduzieren, wurden bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Spaltkanäle nur die Informationen der MUSIC verwendet und es wurde auf diese Korrektur verzichtet. Eine individuelle Auflösung der Summenladung ist selbst bei 600 AMeV möglich, da sich die geschwindigkeitsbedingten Amplitudenänderungen der einzelnen Spaltfragmente in erster Näherung kompensieren.

In Abb. 2.5 ist die Ladungsverteilung der Reaktion U + U bei einer Einschußenergie von 1 AGeV gezeigt. Schwere Fragmente haben eine schmalere Ortsverteilung, die einerseits durch die kleinere relative Massenbreite und damit die kleine Varianz der magnetischen Steifigkeit bedingt ist, andererseits durch ihren Ursprung aus peripheren Reaktionen, wodurch sie eine kleinere Polarwinkelverteilung auf-

weisen. Im Bereich der mittelschweren Fragmente ist bei der Fragmentierung von Uran deutlich die Spaltkomponente zu erkennen. Die Ortsverteilung wird aufgrund der durch Coulombabstoßung der beiden Spaltfragmente relativ hohen Transversalimpulse breiter.
In Abb. 2.6 ist die Ladungsverteilung der MUSIC (nur Anoden) am Beispiel Au + Au bei 1 AGeV gezeigt. Ab Z=20 beträgt die Auflösung ΔZ = 0.4 (FWHM). Sie steigt zu den leichteren Fragmenten an und erreicht bei Sauerstoff ΔZ = 0.8 (FWHM).

2.3.3 Rekonstruktion der Teilchenspuren

Im folgenden sollen die Rekonstruktion der Teilchenspuren und die damit verbundene Bestimmung der Impulse und Massen lediglich kurz beschrieben werden, da diese Größen für die Untersuchungen dieser Arbeit nicht relevant sind.
Die MUSIC liefert für jedes nachgewiesene Fragment eine Position und einen

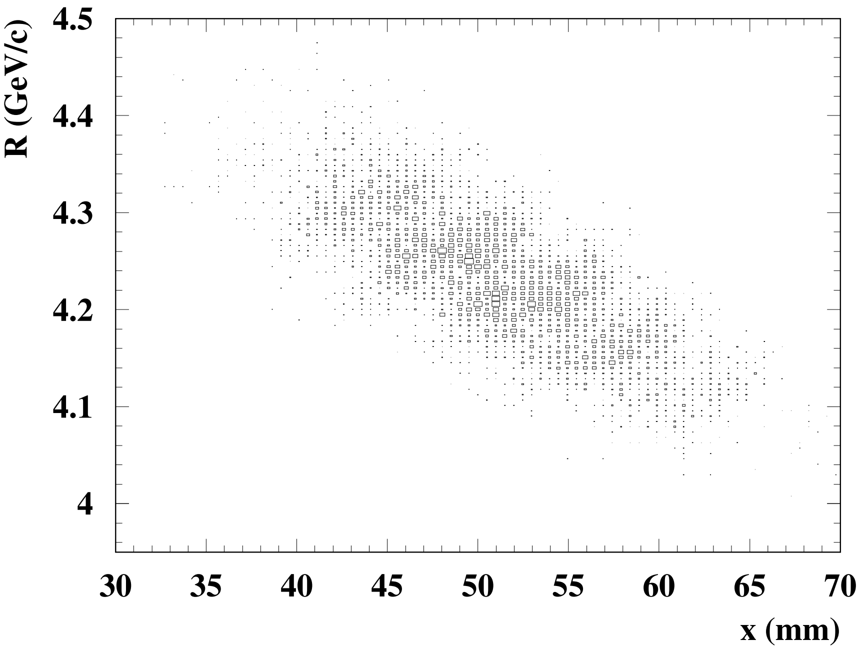

Abb. 2.7: *Magnetische Steifigkeit als Funktion der x-Position in der MUSIC für Strahlteilchen. Die relative Auflösung der magnetischen Steifigkeit kann mit den Ladungszuständen des Goldprojektils abgeschätzt werden. Sie ergibt sich zu 1.5% (FWHM).*

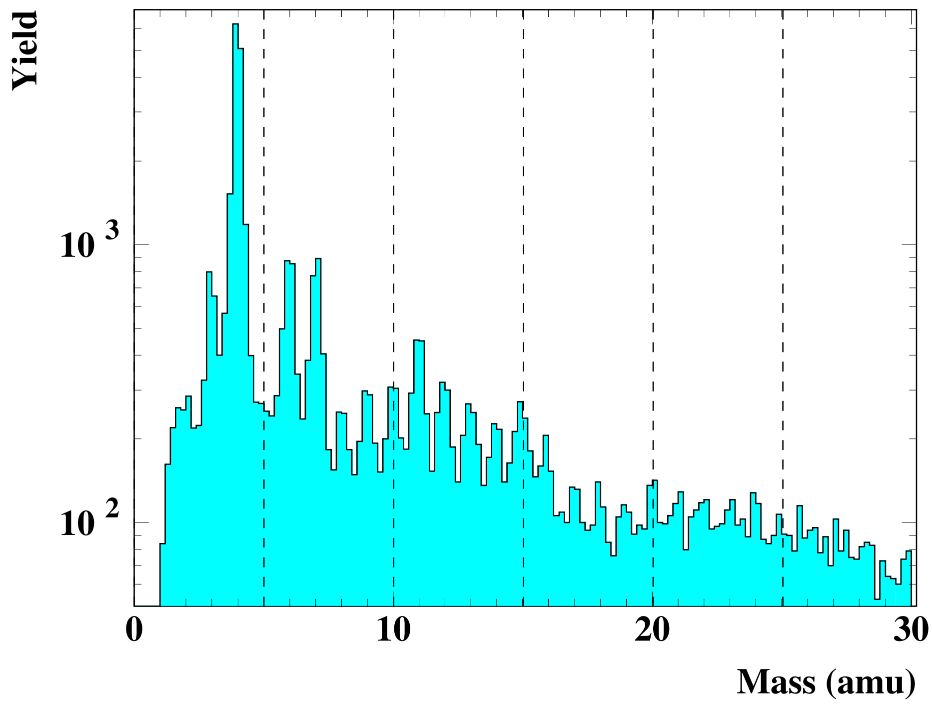

Abb. 2.8: *Inklusives Massenspektrum, wie es bei der Reaktion Au + Au bei 600 AMeV am ALADIN-Spektrometer gemessen wurde. Es können individuelle Massen bis A = 25 aufgelöst werden.*

Winkel in der Biegeebene (x-z-Ebene). Die y-Positionen und der Winkel in der y-z-Ebene werden, wie bereits beschrieben, von den Proportionalzählern durch eine Ladungsteilungskette bestimmt. Zusätzlich liefert die Flugzeitwand eine Ladungszahl und eine x/y-Position. Bei Vielfachaufbrüchen müssen die einzelnen Treffer in den Detektoren zu Trajektorien zusammengesetzt werden. Es werden alle Treffer in der MUSIC, inklusive den Vieldrahtproportionalzählern, mit der Flugzeitwand kombiniert. Dazu werden die Treffer in der MUSIC mittels der gemessenen Orte und Winkel auf die Flugzeitwand projeziert. Die Zuordnung der Treffer geschieht dann, wenn innerhalb bestimmter Grenzen der Ort und die Ladungszahl übereinstimmen.

Verschiedene Ursachen können dazu führen, daß keine eindeutige Zuordnung erzielt werden kann. Dazu gehören Reaktionen des Fragments im Zählgas oder im Trennfenster zwischen MUSIC und Flugzeitwand. Die wesentlichste Ursache

ist jedoch die Mehrdeutigkeit von Trajektorien, besonders bei leichten Fragmenten. Diese Effekte werden im Hinblick auf die Effizienzbestimmung in der Arbeit [Möh 95] erörtert.
Nach der Rekonstruktion der Teilchenspuren konnten, wie bereits oben erwähnt, die Impulse und die Massen der Fragmente bestimmt werden, da die Größen magnetische Steifigkeit, Geschwindigkeit und Ladungszahl bekannt sind.
Da der ALADIN-Magnet keine homogene Feldverteilung besitzt, wurde diese vermessen. Um den Orten und Winkeln in der MUSIC eine Steifigkeit zuordnen zu können, wurden verschiedene Teilchenbahnen durch das Spektrometer simuliert. Damit ergibt sich eine Abbildung der Größen Steifigkeit, Targetemissionswinkel und -ort auf den Ortsraum der MUSIC. Mit Tschebyscheff-Polynomen als Entwicklungsfunktionen konnte die Umkehrfunktion an die MUSIC-Koordinaten der simulierten Events angepaßt werden. Eine Abschätzung für die Auflösung der magnetischen Steifigkeit kann man durch die Betrachtung der Leertarget-Messungen bekommen. In Abb. 2.7 kann man die einzelnen Ladungszustände des Strahls erkennen, die durch ihre unterschiedlichen Steifigkeiten in der MUSIC an verschiedenen Orten nachgewiesen werden. Es ergibt sich eine relative Breite der magnetischen Steifigkeit von 1.5% (FWHM).
Abb. 2.8 zeigt ein inklusives Massenspektrum bis zu $A = 30$. Die Massen der Fragmente konnten bis etwa $A = 25$ individuell aufgelöst werden. Oberhalb können die einzelnen Massenlinien nicht mehr getrennt werden.

Kapitel 3

Theorie

Bei der elektromagnetischen Dissoziation handelt es sich um einen Prozeß, bei dem ein Kern durch das elektromagnetische Feld des Kollisionspartners über seine Teilchenemissionsschwelle angeregt wird und dementsprechend zerfällt. Handelt

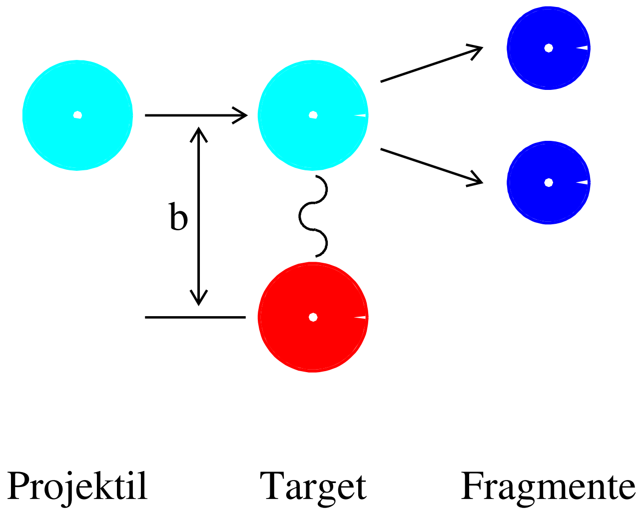

Abb. 3.1: *Schematische Darstellung der elektromagnetischen Spaltung. Der Projektilkern wird durch das elektromagnetische Feld des Kollisionspartners über seine Teilchenemissionsschwelle angeregt. Der Zerfallskanal ist in diesem Fall die Spaltung. Dabei muß der Stoßparameter so groß sein, daß keine nuklearen Wechselwirkungen mehr stattfinden können.*

es sich bei dem Zerfallskanal um Spaltung, dann spricht man im allgemeinen von elektromagnetischer Spaltung. Dieser Prozeß ist in Abb. 3.1 schematisch gezeigt. In normaler Kinematik sind dabei die Rollen von Projektil und Target auszutauschen.

Bei relativistischen Projektilgeschwindigkeiten wirkt das lorentzkontrahierte elektromagnetische Feld beim Vorbeiflug des Projektils am Targetkern während eines sehr kurzen Zeitintervalls, sodaß es Fourierkomponenten mit sehr hohen Frequenzen enthält. Bei Projektilenergien um 1 AGeV ist damit eine effektive Anregung von Riesenresonanzen, die im Anregungsenergiebereich von etwa 10-30 MeV liegen, möglich. Da die Anregungsenergien der Riesenresonanzen oberhalb der Bindungsenergien der Nukleonen liegen, zerfallen diese dominant durch Emission von Nukleonen, bei leicht spaltbaren Kernen durch Spaltung [Bee 90].

Unmittelbar zu erwarten sind die durch die Lorentzkontraktion und die Zeitvariation des Feldes bedingte Abhängigkeit von der Einschußenergie und die Abhängigkeit der Feldstärke vom Stoßparameter. Bei relativistischen und ultrarelativistischen Energien können die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Dissoziation die des geometrischen Querschnittes um ein Vielfaches übertreffen. So werden bei Energien der Beschleuniger RHIC (Brookhaven) und LHC (CERN) für die elektromagnetische Dissoziation von Blei Wirkungsquerschnitte von über 100 barn, bzw. über 200 barn erwartet [Vid 93].

Schwerionenreaktionen haben bei diesen Prozessen den Vorteil, daß die Ionen sehr hohe Ladungen tragen und damit den Wirkungsquerschnitt stark ansteigen lassen. Theoretische Vorhersagen zu den Wirkungsquerschnitten für relativistische elektromagnetische Spaltung wurden ab Einschußenergien von 1 GeV/Nukleon von Norbury publiziert [Nor 91]. Sie lassen für die Reaktion ^{238}U + ^{238}U bei 1 AGeV Querschnitte von etwa 2 barn erwarten.

3.1 Riesenresonanzen

Wie bereits erläutert wurde, liegen die typischen Anregungsenergien der hier betrachteten elektromagnetischen Prozesse im Bereich der Riesenresonanzen.

Riesenresonanzen werden als kollektive Schwingung vieler Nukleonen verstanden. Je nach angeregtem Freiheitsgrad unterscheidet man zwischen elektrischer und magnetischer Resonanz. Im anschaulichen Bild schwingen bei der elektrischen Riesenresonanz die Neutronen und Protonen gegenphasig (isovektoriell) oder

gleichphasig (isoskalar), bei der magnetischen Riesenresonanz handelt es sich um die Schwingung von Nukleonen mit gegensätzlichem Spin. Desweiteren wird nach verschiedenen Multipolen unterschieden.
Durch reelle Photonen kann die elektrische isovektorielle Dipolriesenresonanz (GDR) angeregt werden, andere Multipole sind stark unterdrückt. Im Gegensatz zu Experimenten mit reellen Photonen ist die Anregung der Quadrupolriesenresonanz (GQR) bei elektromagnetischen Prozessen nur im ultrarelativistischen Grenzfall ($\gamma \gg 1$) vernachlässigbar. Dann ist das elektromagnetische Feld äquivalent einer einfallenden ebenen Welle, wie im Fall der reellen Photonen. Für langsamere Projektile ist das Feld nicht mehr homogen, was zu einer verstärkten Anregung der GQR führt [Ber 88]. Im folgenden werden deshalb sowohl die Anregungen der GDR als auch der GQR berücksichtigt. Eine ausführliche Diskussion der Riesenresonanzen findet man u.a. in dem Report [Wou 87].

3.2 Die Methode der äquivalenten Photonen

Klassisch gesehen kann der Vorbeiflug eines Kernes im Ruhesystem des Kollisionspartners als ein kurzer elektromagnetischer Puls beschrieben werden. In der Sprache der Quantenmechanik wird der gleiche Prozeß durch den Austausch von einem oder mehreren virtuellen Photonen verstanden. In der auf Fermi [Fer 24] zurückgehenden Methode des äquivalenten Photonenspektrums konnten beide Beschreibungen vereinigt werden. Durch eine Fourieranalyse wird dabei der klassische elektromagnetische Puls in ein Frequenzspektrum virtueller Photonen überführt. Eine weiterführende Diskussion der Methode der äquivalenten Photonen findet man in dem Artikel [Ber 88].
Wird nun ein Projektilkern durch die Absorption eines Photons über seine Teilchenemissionsschwelle angeregt, dann läßt sich im Rahmen der äquivalenten Photonen Methode der Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten Ausgangskanal ψ mit dem folgenden Ausdruck berechnen.

$$\sigma_{emd}^{\psi} = \int \sigma_{\gamma,\psi}(\omega)\ N(\omega)\ d\omega \tag{3.1}$$

Hierbei ist ω die Energie des Photons, $\sigma_{\gamma,\psi}$ der Photodissoziationsquerschnitt und $N(\omega)$ das virtuelle Photonenspektrum.
Eine Erweiterung durch die zusätzliche Betrachtung der verschiedenen Multipolaritäten wird in einer Arbeit von Bertulani und Baur [Ber 85] diskutiert. Gl.3.1

erweitert sich dann durch die Summation über alle Multipolaritäten $\pi\, l$ zu

$$\sigma_{emd}^{\psi} = \sum_{\pi\, l} \int \sigma_{\gamma,\psi}^{\pi\, l}(\omega)\ N^{\pi\, l}(\omega)\ d\omega. \tag{3.2}$$

3.3 Das virtuelle Photonenspektrum

Die einfachste Beschreibung des virtuellen Photonenspektrums geht auf die Arbeiten von Weizsäcker und Williams zurück [Wei 34, Wil 34] und wird üblicherweise als Weizsäcker-Williams (WW) Näherung bezeichnet. Eine Herleitung findet sich in dem Buch von Jackson [Jac 75]. Die Quelle der virtuellen Photonen bewegt sich bei einer Geschwindigkeit $\vec{\beta}$ und einem Stoßparameter b entlang einer geraden Bahn. Bei relativistischen Geschwindigkeiten wird das Feld in Bewegungsrichtung kontrahiert. In der WW-Näherung wird das elektrische Feld nun durch einen in Strahlrichtung und einen dazu senkrecht stehenden elektromagnetischen Strahlungspuls beschrieben. Durch die Fourieranalyse kann das virtuelle Photonenspektrum bestimmt werden:

$$n(\omega, b) = \frac{Z_T^2 \alpha}{\pi^2 \beta^4} \frac{\omega^2}{\gamma^2} \Big(K_1^2(\xi) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(\xi) \Big). \tag{3.3}$$

Hierbei sind $\xi = \omega b/\gamma\beta$, K_0 und K_1 die modifizierten Besselfunktionen nullter und erster Ordnung, α die Feinstrukturkonstante, Z_T die Kernladungszahl des Targets, β die Geschwindigkeit und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.
Die Integration über den Stoßparameter b im Interval b_{min} bis ∞ liefert das Photonenspektrum

$$N(\omega) = \int\limits_{b_{min}}^{\infty} 2\pi\ b\, n(\omega, b)\ db = \frac{2 Z_T^2 \alpha}{\pi \omega \beta^2} \Big(\xi\ K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\beta^2 \xi^2}{2} (K_1(\xi)^2 - K_0(\xi)^2) \Big), \tag{3.4}$$

wobei $\xi = \omega b_{min}/\gamma\beta$ gilt. Bei reinen elektromagnetischen Prozessen wird der Abschneideparameter b_{min} so gewählt, daß die beiden Kerne sich nicht berühren. Das bedeutet, daß im Falle von zwei harten Kugeln b_{min} die Summe der beiden Radien darstellt. Eine ausführliche Diskussion dazu findet sich in Abschnitt 3.5. Das Photonenspektrum (Gl.3.4) ist in Abb. 3.2 als Funktion der Photonenenergie ω dargestellt. Zum Vergleich werden Rechnungen bei Einschußenergien von 100 und 1000 AMeV gezeigt. Das Spektrum wird mit zunehmender Energie des Projektils härter und intensiver.

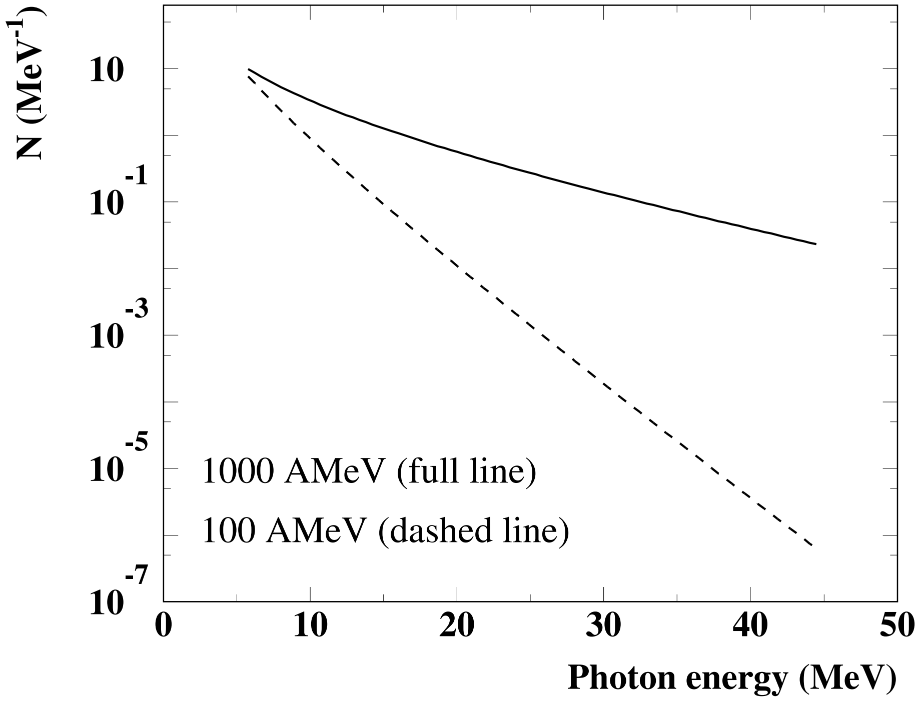

Abb. 3.2: *Photonenspektrum bei Einschußenergien von 100 und 1000 AMeV für das System U + U. Das Spektrum wird mit zunehmender Projektilenergie härter.*

Die Multipolerweiterung der elektromagnetischen Wechselwirkungen erlaubt eine Beschreibung des virtuellen Photonenspektrums für alle Multipolaritäten, wie in dem Report von Bertulani und Baur [Ber 88] ausgeführt wird. Es kann gezeigt werden, daß das Photonenspektrum für E1-Anregungen identisch zu dem aus der einfachen WW-Näherung ist [Hof 84]. Die wichtigsten Beiträge liefern die Multipolaritäten E1, E2 und M1.
Für die virtuellen Photonenspektren der E1- und E2-Anregungen ergeben sich dann die analytischen Ausdrücke:

$$N^{E1}(\omega) = \frac{2Z^2\alpha}{\pi\omega\beta^2}\left(\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\beta^2\xi^2}{2}\left(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)\right)\right) \tag{3.5}$$

und

$$N^{E2}(\omega) = \frac{2Z^2\alpha}{\pi\omega\beta^4}\left(2\left(1-\beta^2\right)K_1^2(\xi) + \left(2-\beta^2\right)^2\xi K_0(\xi)K_1(\xi)\right.$$

$$-\tfrac{\xi^2\beta^4}{2}\Big(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)\Big)\Big). \tag{3.6}$$

Da der Wirkungsquerschnitt für die Absorption von M1-Photonen wesentlich kleiner ist als die zu erwartenden Fehler des Experiments und der Rechnungen, wurden nur die dominierenden Multipolaritäten E1 und E2 berücksichtigt [Ale 89].

3.4 Mehrfachanregungen

Die Wahrscheinlichkeit für die Coulombanregung der Dipolriesenresonanz ist bei schweren Systemen so groß, daß neben der einfachen Anregung, die durch die Absorption eines Photons bedingt ist, auch eine Mehrfachanregung stattfinden kann (siehe Abb. 3.4). Die Lebensdauer der GDR kann über die Breite Γ_{GDR} durch $\tau_{decay} \geq \frac{\hbar c}{\Gamma_{GDR}}$ zu etwa 40 fm/c abgeschätzt werden. Die Wechselwirkungszeit bei der Kollision ergibt sich mit $\tau_{Coll} \cong \frac{b_{min}}{\gamma\beta}$ zu 8.5 fm/c. Da τ_{Coll} wesentlich kleiner als τ_{decay} ist, ist die Mehrfachanregung aus dem Grundzustand möglich. Hierbei werden dann mindestens zwei Photonen vom Projektilkern absorbiert. Der wichtigste Prozeß ist dabei die Anregung der Doppeldipolriesenresonanz (*double giant dipole resonance, DGDR*). In dem Report von Chomaz und Frascaria [Cho 95] wird die Mehrfachanregung von Kernen ausführlich diskutiert, auf die Anregung der DGDR im speziellen wird in der Publikation von Emling [Eml 94] eingegangen.

Llope und Braun-Munzinger [Llo 90, Llo 92] haben einen Rahmen zur Berechnung dieser Mehrfachanregungen vorgeschlagen. Dabei wird der Prozeß als einfache oder mehrfache Anregung eines klassischen harmonischen Oszillators beschrieben.

Ist $m_\gamma(b)$ die mittlere Anzahl von Photonen, die vom Projektil bei einer Kollision mit Stoßparameter b absorbiert werden, dann kann die Wahrscheinlichkeit P für die Absorption von n Photonen durch eine Poissonverteilung beschrieben werden.

$$P^n(b) = \frac{1}{n!} m_\gamma^n(b) e^{-m_\gamma(b)} \tag{3.7}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte für eine Mehrfachanregung kann durch wiederholte Faltung der Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons bei einem festen Stoßparameter beschrieben werden. Nach der Integration über den Stoßparameter kann der Wirkungsquerschnitt für die 1-Phononen-Anregung

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\omega} = \int e^{-P(b)} N(\omega, b)\sigma_\gamma(\omega) 2\pi b\, db \tag{3.8}$$

und der 2-Phononen-Anregung bestimmt werden

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\omega} = \frac{1}{2}\int e^{-P(b)} 2\pi b\, db \int N(\omega', b)\sigma_\gamma(\omega') N(\omega-\omega', b)\sigma_\gamma(\omega-\omega')\, d\omega'. \tag{3.9}$$

Für den gesamten Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann

$$\sigma_{n-phonon} = \int d\omega \Big(\frac{d\sigma^{(1)}}{d\omega} + \frac{d\sigma^{(2)}}{d\omega} + ...\Big), \tag{3.10}$$

wobei $d\sigma^{(n)}/d\omega$ den Beitrag der n-ten Anregung darstellt.
Es sollte bemerkt werden, daß die Wahrscheinlichkeit $P(b)$ für die Einfachanregung mit abnehmenden Stoßparameter ungefähr mit $1/b^2$ ansteigt. In der Störungstheorie ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für Zweifachanregungen daher zu $P^2(b)/2$ [Ber 94b]. Bedingt durch den schnellen Abfall der 2-Phononenanregung mit b ($\sim 1/b^4$) folgt, daß die DGDR im wesentlichen bei $b \approx b_{min}$ angeregt wird.
Bei elektromagnetischer Spaltung weisen Vergleiche zwischen Rechnungen, die nur die 1-Phononenanregung berücksichtigen und solchen, die zusätzlich die 2-Phononenanregung des GDR beinhalten, lediglich kleine Unterschiede ($< 2.5\%$) im Wirkungsquerschnitt auf. Dies kann dadurch verstanden werden, daß die höheren Spaltwahrscheinlichkeiten im Bereich der DGDR zu einem Großteil durch die Umverteilung von 1-Phononen- zu 2-Phononenanregungen kompensiert werden.

3.5 Der Abschneideparameter b_{min}

Um die Photonenspektren, die zu reiner elektromagnetischer Anregung führen, aus den Gleichungen 3.5 und 3.6 berechnen zu können, muß der Abschneideparameter b_{min} bekannt sein. Eine einfache Möglichkeit ist die Parametrisierung von b_{min} unter der Annahme, daß die Kerne harte Kugeln sind. Dann ergibt sich der Abschneideparameter als die Summe der beiden Kernradien:

$$b_{min}^{hard\ sphere} = r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}). \tag{3.11}$$

Eine Erweiterung dieser Parametrisierung ergibt sich dadurch, daß Kerne eine diffuse Oberfläche haben:

$$b_{min}^{soft\ sphere} = r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - d). \tag{3.12}$$

Die Parameter d und r_0 werden dabei so gewählt, daß die diffuse Oberfläche um den Kern beschrieben wird. Diese Parametrisierung mit r_0 = 1.35 fm und d = 0.83 wurde auch in anderen EMD Rechnungen und Experimenten verwendet [Wes 79, Pri 88].

Die Parametrisierung von Benesh, Cook und Vary (BCV) [Ben 89] wurde durch Anpassungen an Glauber-Rechnungen bei etwa 1 AGeV für eine Serie von Projektilen und Targets gefunden. Dabei ist der oben eingeführte Parameter d abhängig von der Größe der Projektil- und Targetkerne:

$$b_{min}^{BCV} = r_0\left(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - x\left(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3}\right)\right) \tag{3.13}$$

mit r_0 = 1.34 fm und x = 0.75.

Die Parametrisierung von Kox et al.[Kox 87] wurde durch Anpassungen an experimentelle Daten entwickelt und ist in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Reaktionsquerschnitten von mittelschweren Kernen bei mittleren und hohen Energien:

$$b_{min}^{Kox} = r_0\left(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + a_0\frac{A_p^{1/3}A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - c\right) \tag{3.14}$$

wobei A_p und A_t die Massen der Target- und Projektilkerne, r_0= 1.1 fm, a_0 = 1.85 und c eine energieabhängige Größe ist, die in der Arbeit [Tow 88] parametrisiert worden ist. Es ist nicht klar, inwieweit eine Extrapolation zu schweren Systemen, wie sie in unserem Experiment gemessen wurden, möglich ist.

In Abb. 3.3 sind die oben vorgestellten Parametrisierungen des Abschneideparameters als Funktion der Targetmasse dargestellt. Als Projektil wurde ^{238}U bei einer Energie von 1000 AMeV gewählt. Bei der Kox-Parametrisierung ergeben sich deutlich höhere Werte für b_{min} als bei den anderen Parametrisierungen. Bei schweren Targets ist der Abschneideparameter damit etwa 10% größer.

Eine endgültige Entscheidung für eine der Parametrisierungen wäre nur durch den Vergleich der Rechnungen mit gemessenen totalen Reaktionsquerschnitten möglich. Diese experimentellen Ergebnisse fehlen jedoch für schwere Systeme, bei denen die Unterschiede in den Parametrisierungen signifikant werden.

Bei den bislang beschriebenen Parametrisierungen wird immer ein scharfer Abschneideparameter verwendet. Dies kann, bedingt durch die diffusen Oberflächen,

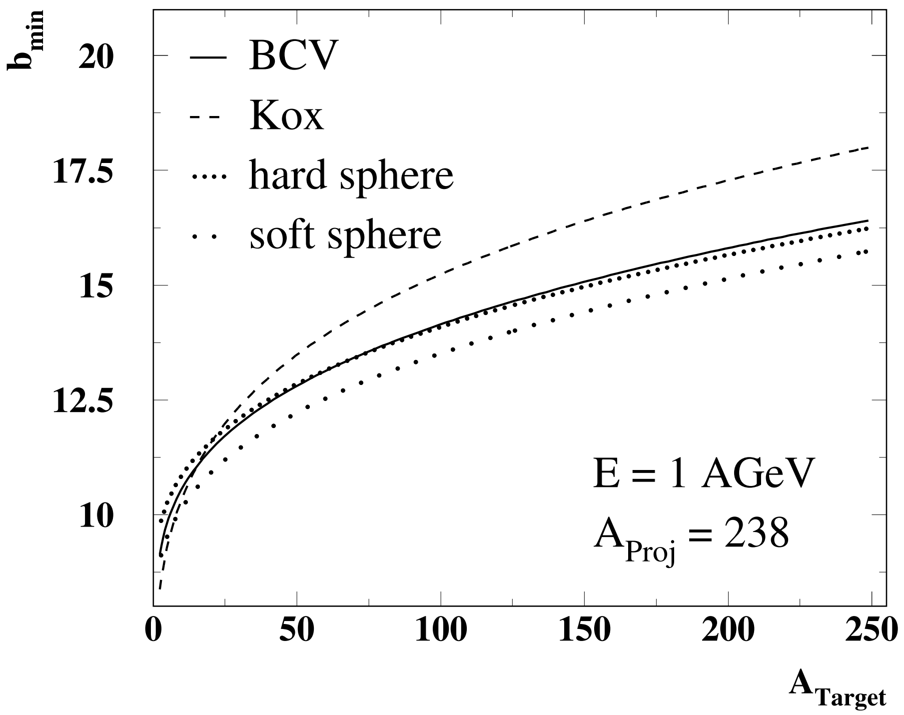

Abb. 3.3: *Vergleich zwischen den verschiedenen Parametrisierungen für den Abschneideparameter b_{min}. Alle Rechnungen wurden für ein ^{238}U- Projektil bei einer Energie von 1 GeV/Nukleon durchgeführt.*

nur eine Näherung sein.

In der Publikation [Aum 95a] werden daher die Ergebnisse eines mikroskopischen Ansatzes zur Auflösung dieses Problems gezeigt. In diesem Modell wird die elektromagnetische Anregungwahrscheinlichkeit nicht mittels dem über alle Stoßparameter integrierten Photonenspektrum bestimmt, sondern durch Integration von Gleichung 3.3. Die Stoßparameter sind dabei mit den aus Glauberrechnungen bestimmten Wahrscheinlichkeiten gewichtet, die daher rühren, daß beim Stoß keine nuklearen Wechselwirkungen auftreten. Im Rahmen der Rechnungen werden der gemessene Verlauf des Kerndichte und der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt verwendet. Für sehr periphere Stöße wird erwartet, daß die verwendeten Glauber- Rechnungen eine sehr gute Näherung darstellen [Ber 95]. In Abb. 3.4 wird die Anregungswahrscheinlichkeit als Funktion des Stoßparameters b dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen die Ergebnisse der mikro-

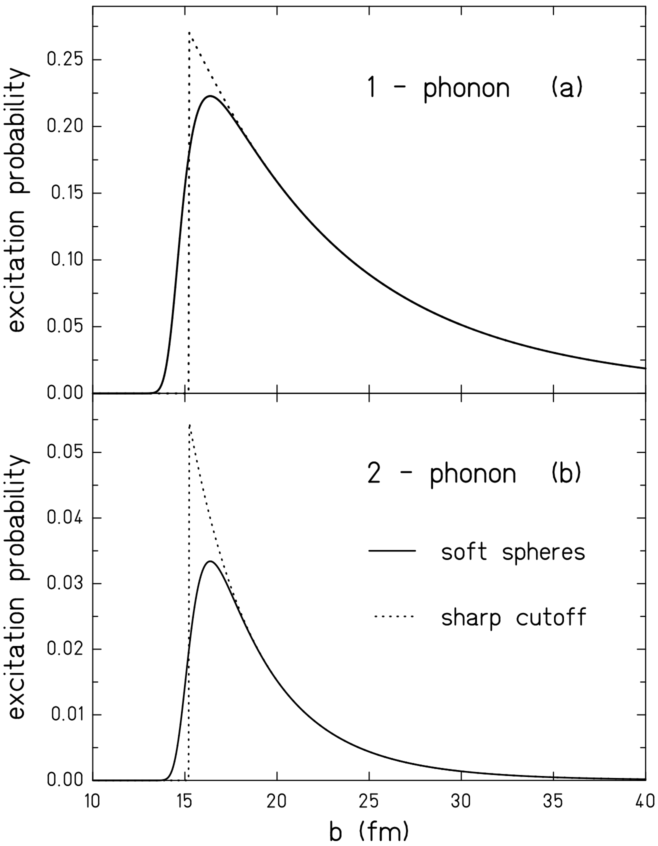

Abb. 3.4: *Anregungswahrscheinlichkeiten für einfache und doppelte elektromagnetische Anregung als Funktion des Stoßparameters. Die durchgezogenen Linien stellen die Ergebnisse der mikroskopischen Rechnung dar, die gestrichelten Linien die Ergebnisse bei Verwendung der BCV- Parametrisierung. Die Abbildung wurde aus der Arbeit [Aum 95a] entnommen.*

skopischen Rechnung dar, die gestrichelten Linien die Ergebnisse bei Verwendung der BCV- Parametrisierung. Die Ergebnisse sind sowohl für einfache (1-Phonon), als auch für doppelte (2-Phonon) Anregungen gezeigt. Da in die Wirkungsquerschnitte das Integral über den Stoßparameter eingeht, ergibt sich, daß der Unterschied in den Wirkungsquerschnitten bei Verwendung des mikroskopischen Ansatzes und der BCV-Parametrisierung kleiner als 1% ist. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen werden deshalb Parametrisierungen für einen "scharfen" Abschneideparameter verwendet.

In der bisherigen Diskussion wurde, wie auch in nahezu allen Veröffentlichungen,

davon ausgegangen, daß die Kerne und damit auch ihre Ladungsverteilungen sphärisch sind. Ein ^{238}U-Kern besitzt jedoch die Form eines prolaten Ellipsoids, die Deformation beträgt $\beta_{def} = 30\%$. In einer Veröffentlichung von Bertulani [Ber 93] wird der durch die Deformationen der Projektile bedingte Effekt berechnet. Dabei werden zwei relevante Effekte berücksichtigt: die Variation des Abschneideparameters bedingt durch die Orientierung des Projektils und die Modifikation des zeitabhängigen elektromagnetischen Feldes, die durch die Deformation entsteht. Wenn über alle Orientierungen gemittelt wird, ergibt sich bei einer Deformationen von $\beta_{def} = 0.3$ z.B. für die Reaktion ^{238}U + ^{208}Pb mit einer Einschußenergie von 1 AGeV ein Wirkungsquerschnitt von 5932 mb, während sich für sphärische Kerne ein Wert von 5922 mb errechnet. Bei realistischen Deformationen der Kerne sind die Erhöhungen der Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Anregungen daher vernachlässigbar.
Bislang wurde davon ausgegangen, daß sich die Teilchen auf geraden Bahnen bewegen. Da jedoch durch die Coulomb-Wechselwirkung eine Ablenkung verursacht wird, ist besonders bei niedrigeren Energien eine Modifizierung des Abschneideparameters b_{min} nötig. Wie in dem Report [Ber 88] gezeigt wird, kann die Rückstoßkorrektur durch eine Reskalierung in der Form $b_{min} \rightarrow b_{min} + (\pi/2)a$ durchgeführt werden. Der Parameter a ist dann gegeben durch

$$a = \frac{Z_P Z_T e^2}{\mu \beta^2 \gamma}, \tag{3.15}$$

wobei μ die reduzierte Masse des Projektils und Targets ist.

3.6 Wirkungsquerschnitte für Photospaltung

Um die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung nach Gleichung 3.2 berechnen zu können, muß neben den Photonenspektren und dem Abschneideparameter auch noch der Wirkungsquerschnitt für Photospaltung $\sigma_{\gamma,f}$ bekannt sein. Im folgenden wird neben dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma,f}$ auch der totale photonukleare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma,tot}$ verwendet. Mittels der Spaltwahrscheinlichkeit P_f, auf die noch eingegangen werden wird, sind die beiden Wirkungsquerschnitte verbunden:

$$\sigma_{\gamma,f}(\omega) = \sigma_{\gamma,tot}(\omega) P_f(\omega). \tag{3.16}$$

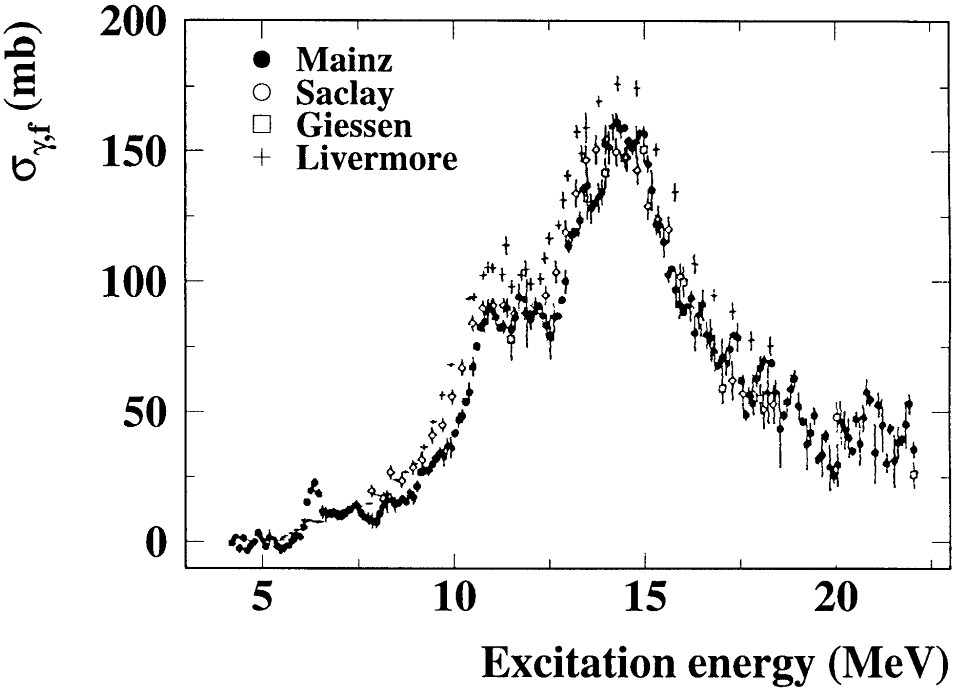

Abb. 3.5: *Gemessene Photospaltquerschnitte als Funktion der Anregungsenergie. Es werden die Daten verschiedener Messungen gezeigt. Die Messungen aus Mainz (e,e'f) [Web 90b], Saclay [Vey 73] und Gießen [Rie 84] sind in guter Übereinstimmung. Systematische Abweichungen zu höheren Wirkungsquerschnitten weisen die Daten aus Livermore [Cal 80] auf. Die Abbildung wurde aus der Arbeit [Web 90b] entnommen.*

Bedingt durch die Anregungen der Riesenresonanzen kann der totale photonukleare Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photonenenergie durch Lorentzverteilungen beschrieben werden. Im Fall der Dipolriesenresonanz (GDR) von Uran ergibt sich damit für die doppelhöckrige Verteilung die Summe zweier Lorentzkurven:

$$\sigma_{\gamma,tot}(\omega) = \sigma_1 \frac{\omega^2\Gamma_1^2}{(\omega^2-\omega_1^2)^2+\Gamma_1^2\omega^2} + \sigma_2 \frac{\omega^2\Gamma_2^2}{(\omega^2-\omega_2^2)^2+\Gamma_2^2\omega^2}. \tag{3.17}$$

$\sigma_{1/2}$ ist die Amplitude, $\Gamma_{1/2}$ die Breite und $\omega_{1/2}$ der Mittelwert der Verteilung. Diese doppelhöckrige Verteilung ist eine Folge der permanenten Deformation des ^{238}U-Kerns [Cho 95].

Es finden sich verschiedene Messungen für $\sigma_{\gamma,f}$ und $\sigma_{\gamma,tot}$ der GDR von ^{238}U. Veysièrre und Mitarbeiter haben in Saclay die Photospaltquerschnitte mit der Reaktion (γ, f) bestimmt [Vey 73]. Weitere Messungen wurden in Moskau von Gurevich et al. [Gur 76], in Livermore von Caldwell et al. [Cal 80], in Gießen von

Ries et al. [Rie 84], am Mainzer MAMI A von Weber und Mitarbeitern [Web 90b] und an der Universität von Illinois von Wilke et al. [Wil 90] durchgeführt.

Resonanz	ω (MeV)	Γ (MeV)	σ (mbarn)
GDR	10.96	2.90	301
GDR	14.04	4.53	369
GQR(IS)	9.9	3.0	6.3
GQR(IV)	21.6	5.0	20

Tab. 3.1: *Verwendete Lorentzparameter der Dipol- (GDR) und Quadrupolriesenresonanz (GQR) von ^{238}U [Vey 73, Web 90b, Pit 80]*

Die Daten sind in Abb. 3.5 gezeigt. Nahezu alle Messungen, inklusive der Daten der Arbeiten [Gur 76, Wil 90], die nicht dargestellt sind, zeigen eine gute Übereinstimmung. Systematisch erhöhte Wirkungsquerschnitte weisen hingegen die Ergebnisse der Livermore-Messung auf. Diese systematische Abweichung zeigt sich auch bei den nicht gezeigten Messungen von ^{235}U. Für die GDR werden in den Rechnungen dieser Arbeit die Wirkungsquerschnitte der Livermore-Daten, die zu etwa 16% höheren Wirkungsquerschnitten für elektromagnetische Spaltung führen, nicht verwendet.

Wie bereits im Abschnitt 3.3 erläutert, muß neben der Dipolriesenresonanz auch die Quadrupolriesenresonz berücksichtigt werden. Die Parameter der isoskalaren Komponente wurden aus der Arbeit von Weber [Web 90b] genommen, während Pitthan und Mitarbeiter den isovektoriellen Anteil der GQR bestimmt [Pit 80] haben. Die verwendeten Lorentzparameter sind in Tab. 3.1 zusammengestellt.

Um die Photospaltquerschnitte bestimmen zu können, muß die Spaltwahrscheinlichkeit bekannt sein. Diese ist bis etwa 20 MeV gemessen worden [Cal 80, Vey 73], für höhere Anregungsenergien müssen die Ergebnisse einer Rechnung verwendet werden, die im folgenden erläutert werden soll.

Erhöht man die Anregungsenergie eines Urankerns über seine Spaltbarriere B_f, dann beginnt er zu spalten. Bei weiterer Erhöhung kommt man in den Bereich, wo neben dem Mutterkern auch die durch Neutronenevaporation entstandenen Tochterkerne zur Spaltung beitragen. Diese Schwellen E_x sind durch die Bindungsenergie B_E und die jeweiligen Spaltbarrieren gegeben.

$$E_x(i) = B_f(i) + \sum_{j=0}^{i} \Big(B_E(j) - B_E(j+1) \Big) \tag{3.18}$$

Hierbei stellt i die Anzahl der evaporierten Neutronen dar. Unter der Annahme, daß Γ_n/Γ_f im verwendeten Energiebereich konstant ist und die Neutronen bei einer scharfen Energie evaporiert werden, kann die totale Spaltwahrscheinlichkeit P_f^* einfach bestimmt werden [Boh 39].

$$P_f^*(j) = \begin{cases} \frac{1}{1+\Gamma_n/\Gamma_f(j)} & j = 0 \\ \frac{1}{1+\Gamma_n/\Gamma_f(j)} \Big(1 - P_f^*(j-1)\Big) & j \geq 1 \end{cases} \tag{3.19}$$

Die Spaltbarrieren, Γ_n/Γ_f-Werte und Bindungsenergien sind in Tab. 3.2 aufgeführt.

Isotop	Γ_n/Γ_f	B_f (MeV)	B_E (MeV)	Referenz
^{238}U	3.9	5.7	1801.7	[Wag 91]
^{237}U	2.8	6.1	1795.5	[Wag 91]
^{236}U	2.1	5.6	1790.4	[Wag 91]
^{235}U	1.4	5.9	1783.9	[Wag 91]
^{234}U	0.99	5.6	1778.6	[Wag 91]
^{233}U	0.49	5.7	1771.7	[Wag 91]
^{232}U		5.1	1766.0	[Bjø 80]

Tab. 3.2: *Γ_n/Γ_f-Werte und Spaltbarrieren B_f für Uranisotope. Die Bindungsenergien wurden der Ref. [Aud 93] entnommen.*

Da die Neutronen nicht bei einer scharfen Energie evaporiert werden, muß dies berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß mindestens j Neutronen bei einer Energie E abgedampft werden, ist nach [Kel 81] gegeben durch

$$W^*(j) = \begin{cases} 1 & j = 1 \\ 1 - exp(-\frac{-(E-E_x(j))}{T}) \sum_{i=0}^{2j-3} \left(\frac{E-E_x(i)}{T}\right)^i \frac{1}{i!} & j \geq 2 \end{cases} \tag{3.20}$$

wobei $j \geq 2$ und die Temperatur T über die Niveaudichte η gemäß $T = \sqrt{(E/\eta)}$ bestimmt werden kann. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß genau j Neutronen abgedampft werden, ist dann $W(j) = W^*(j) - W^*(j+1)$.

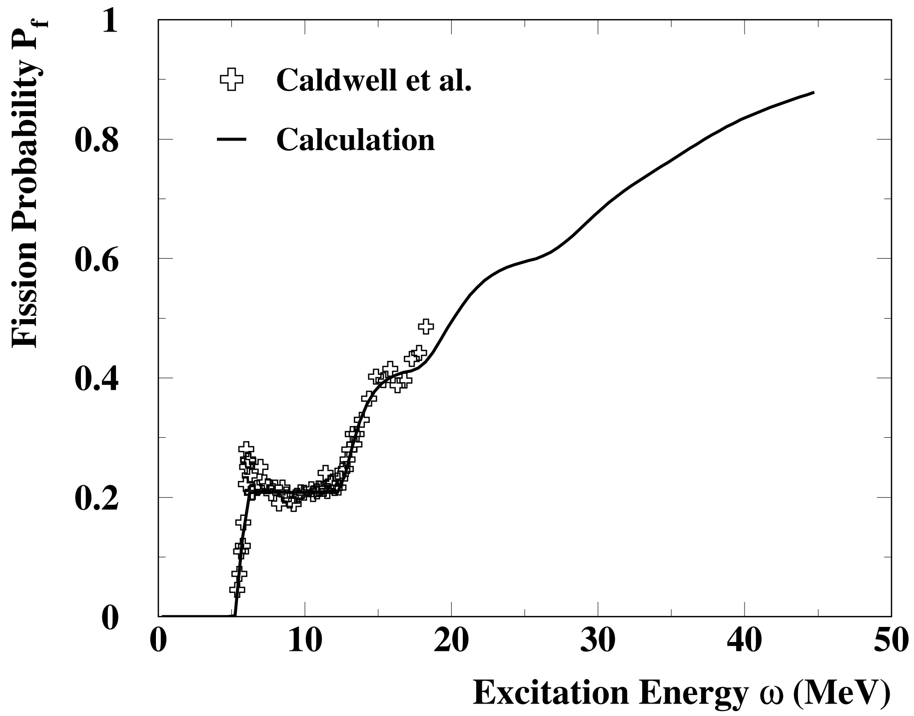

Abb. 3.6: *Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie. Zum Vergleich sind die experimentellen Ergebnisse der Arbeit von Caldwell et al. eingezeichnet [Cal 80].*

Die totale Spaltwahrscheinlichkeit von Uran bei einer gegebenen Anregungsenergie E kann nun mit den obigen Beziehungen bis zur Evaporation von sechs Neutronen wie folgt berechnet werden:

$$P_f = \sum_{j=1}^{6} P_f^*(j) W(j). \tag{3.21}$$

In Abb. 3.6 sind die so bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten dargestellt. Bis etwa 20 MeV sind die Ergebnisse der Rechnung in Übereinstimmung mit den Meßwerten der Referenzen [Cal 80, Vey 73]. Um die Spaltwahrscheinlichkeiten bei höheren Anregungsenergien zu vergleichen, wurde die Verdampfungsrechnung *HIVAP* [Rei 92] benutzt. Die Parameter wurden dabei so gewählt, daß die gemessenen Spaltquerschnitte gut reproduziert werden konnten. Die Abweichungen zwischen den beiden Rechnungen für die Wirkungsquerschnitte von elektromagnetischer

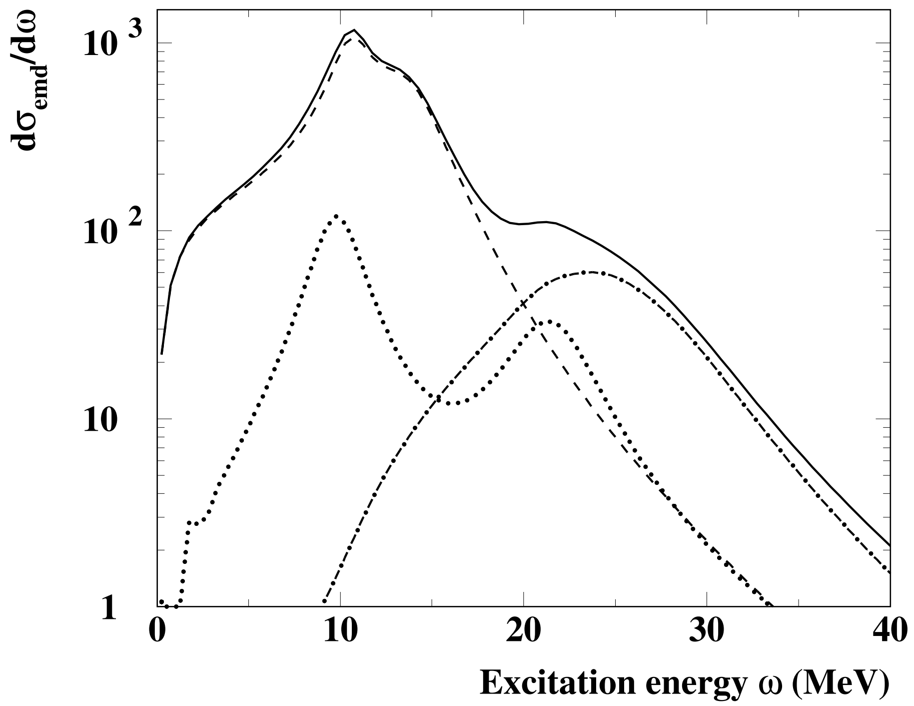

Abb. 3.7: *Differenzielle Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Dissoziation als Funktion der Anregungsenergie bei einer Einschußenergie von 1 AGeV. Eingezeichnet sind die Beiträge durch die Anregung der einfachen GDR (gestrichelte Linie), der GQR (gepunktete Linie) und der doppelten GDR (gepunktstrichelte Linie). Die Summe ist als durchgezogene Linie dargestellt.*

Spaltung betragen weniger als 1%.

Bislang wurden die Spaltwahrscheinlichkeiten unter Vernachlässigung der an Riesenresonanzen gekoppelten Rotationszustände betrachtet. Wenn es möglich ist, höhere Rotationsbanden zu bevölkern, dann steigt die Spaltwahrscheinlichkeit an [Van 73, Wag 91]. In Arbeiten von Baur und Baron [Bau 89a, Bau 89b] wird die Anregungswahrscheinlichkeit für diese Zustände berechnet. Bei einem Urankern ergibt sich für die elektromagnetische Anregungswahrscheinlichkeit der Grundzustandsrotationsbande ein maximaler Wert von etwa 20%. Höhere Rotationszustände können vernachlässigt werden, weshalb die oben diskutierten Spaltwahrscheinlichkeiten nicht verändert werden.

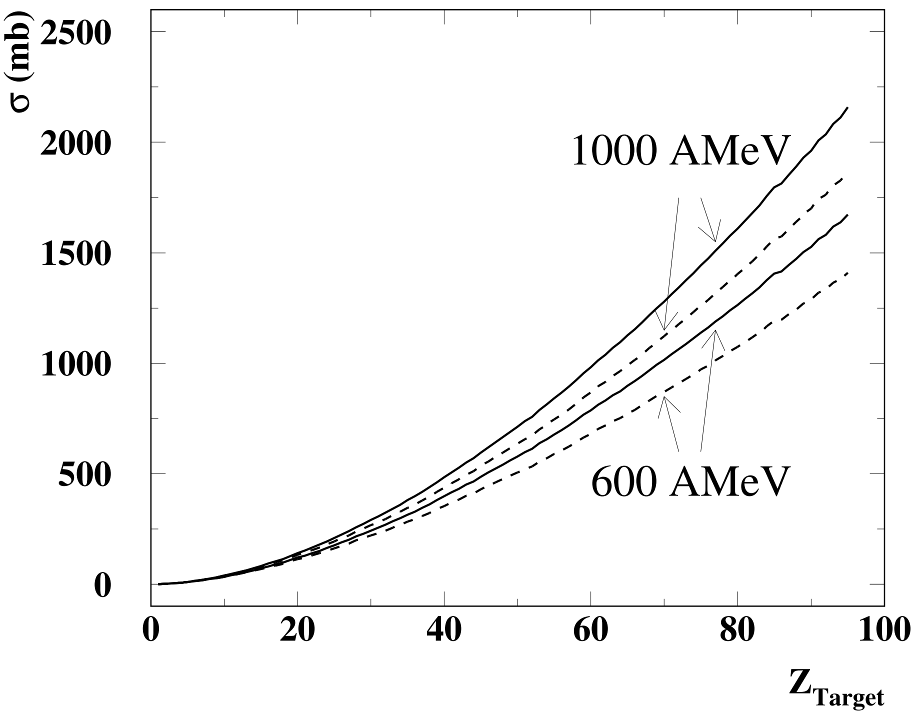

Abb. 3.8: *Berechnete Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung von Uran bei Einschußenergien von 600 und 1000 AMeV. Für den Abschneideparameter b_{min} wurde die BCV- (durchgezogene Linien) und die Kox-Parametrisierung (gestrichelte Linien) verwendet.*

3.7 Ergebnisse

In Abb. 3.7 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Dissoziation von Uran als Funktion der Anregungsenergie gezeigt. Neben der Summe sind die Beiträge durch die Anregung der einfachen GDR, der GQR und der doppelten GDR eingezeichnet. Die Dominanz der einfachen GDR ist deutlich zu erkennen. Auf die Verteilung wird bei den Betrachtungen zur Anregungsenergie im Kapitel 5 weiter eingegangen.

Gemäß Gleichung 3.2 wurden die äquivalenten Photonenspektren mit den über die Spaltwahrscheinlichkeit erhaltenen Wirkungsquerschnitten für Photospaltung $\sigma_{\gamma,f}^{\pi l}$ gefaltet, um den Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Spaltung zu berechnen. Die numerische Integration über die Photonenenergie ω wurde im

Interval 5.8 bis 45 MeV durchgeführt, so daß, wie aus Abb. 3.7 zu ersehen ist, neben den E1- und E2-Anregung auch die der doppelten Dipolriesenresonanz voll berücksichtigt werden konnten.
In Abb. 3.8 sind die Vorhersagen der WW-Rechnungen dargestellt. Für den Abschneideparameter b_{min} wurden die Parametrisierungen von Kox (Gl.3.14) und Benesh, Cook und Vary (BCV) (Gl.3.13) verwendet. Es sind die Ergebnisse für die beiden Einschußenergien 600 und 1000 AMeV gezeigt.
Die Ergebnisse der Rechnungen sind für die in diesem Experiment verwendeten Targets in den Tab. 3.3 und Tab. 3.4 aufgelistet und werden im Kapitel 7 diskutiert.

Target	σ^{600}_{BCV}	$\sigma^{600}_{BCV,E1}$	$\sigma^{600}_{BCV,E2}$	σ^{600}_{Kox}	σ^{1000}_{BCV}	$\sigma^{1000}_{BCV,E1}$	$\sigma^{1000}_{BCV,E2}$	σ^{1000}_{Kox}
Be	6	5	1	7	7	6	1	7
C	14	11	3	14	15	13	2	15
Al	55	45	10	54	64	54	9	62
Cu	228	191	38	208	273	236	37	251
In	560	473	87	492	690	602	88	616
Au	1240	1059	182	1056	1577	1389	188	1376
U	1581	1355	227	1333	2036	1799	237	1764

Tab. 3.3: *Berechnete Wirkungsquerschnitte in mb für elektromagnetische Spaltung von* ^{238}U *bei 600 (links) und 1000 AMeV (rechts).*

Target	σ^{600}_{GDR}	σ^{600}_{DGDR}	σ^{1000}_{GDR}	σ^{1000}_{DGDR}
Be	5	0	6	0
C	11	0	13	0
Al	44	1	53	1
Cu	183	8	227	9
In	428	45	550	52
Au	878	181	1167	222
U	1085	270	1460	339

Tab. 3.4: *Beiträge der einfachen und doppelten Anregung der Dipolriesenresonanz am E1-Wirkungsquerschnitt unter Verwendung der BCV-Parametrisierung.*

Kapitel 4

Experimentelle Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt sollen die nachgewiesenen Spaltereignisse untersucht und neben den totalen Spaltquerschnitten die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung bestimmt werden.

4.1 Selektion der Ereignisklasse

4.1.1 Die Spaltereignisse

Mit den Detektoren des ALADIN-Spektrometers ist es möglich, die Bahnen und die Kernladungszahlen mehrerer Teilchen eines Ereignisses nachzuweisen. Die Korrelation zwischen den beiden schwersten Fragmenten kann in einem zweidimensionalen Diagramm dargestellt werden. Dafür werden Ereignisse selektiert, bei denen 2 Fragmente mit einer Ladungszahl von $Z \geq 8$ detektiert wurden. In Abb. 4.1 sind die beiden schwersten Fragmente, Z_1 und Z_2, ereignisweise durch einen Zufallszahlengenerator vertauscht worden.

Im Bereich von $Z_1 \cong Z_2 \cong 45$ erkennt man deutlich die Gruppe der Spaltereignisse. Um diese Ereignisse quantitativ zu erfassen, wird ein Polygonzug durch das Tal in der Z-Verteilung Abb. 4.1 gelegt. Im folgenden soll die Bedingung $(Z_1 > 25) \wedge (Z_2 > 25) \wedge (Z_1 + Z_2 > 70)$ zur Definition der Spaltereignisse verwendet werden.

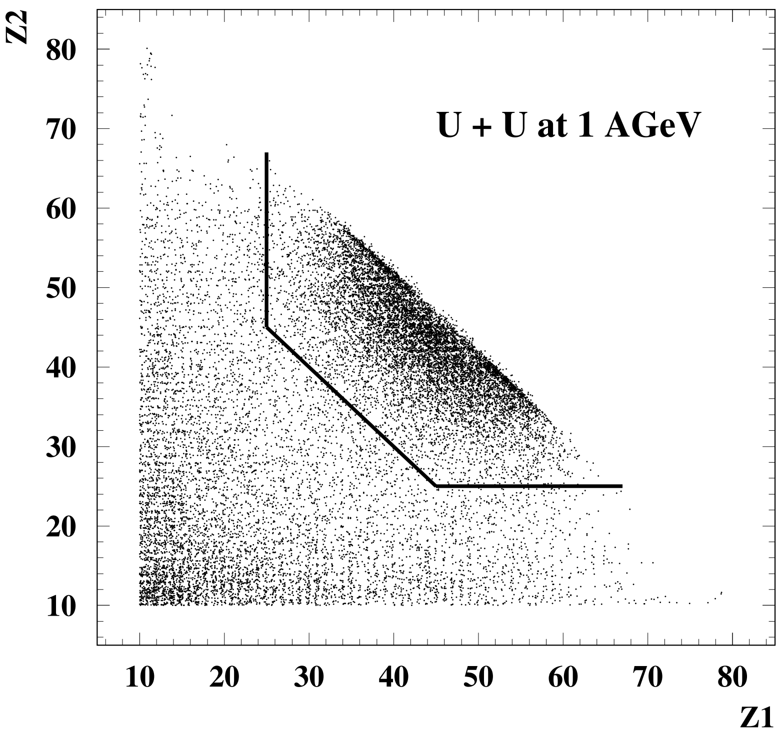

Abb. 4.1: *Die Z-Verteilung der Ereignisse, bei denen mindestens 2 Fragmente mit $Z \geq 8$ in der MUSIC detektiert wurden. Die Spaltreaktionen heben sich deutlich von den Fragmentationsreaktionen ab. Der Polygonzug bezeichnet die angenommene Trennlinie zwischen Spaltung und Fragmentation.*

4.1.2 Weitere Selektionskriterien

Neben der Selektion von Spaltereignissen kann die Klasse der potentiellen elektromagnetischen Spaltereignisse durch zwei weitere Bedingungen angereichert werden.

Experimente zur Photospaltung von Uran zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit für die Emission von leichten Teilchen bei den im Rahmen dieses Experiments typischen Anregungsenergien (siehe Abb. 3.7) im Bereich von 10^{-3} liegen [Ver 94]. Deshalb führt elektromagnetische Spaltung von Uran zu einer Summenladung von $Z_{sum} = 92$. Gleichzeitig dürfen in dem Hodoskop bei elektromagnetischer Spaltung keine geladenen Teilchen nachgewiesen werden.

Durch diese weiteren Forderungen können die nuklearen Ereignisse mit großem

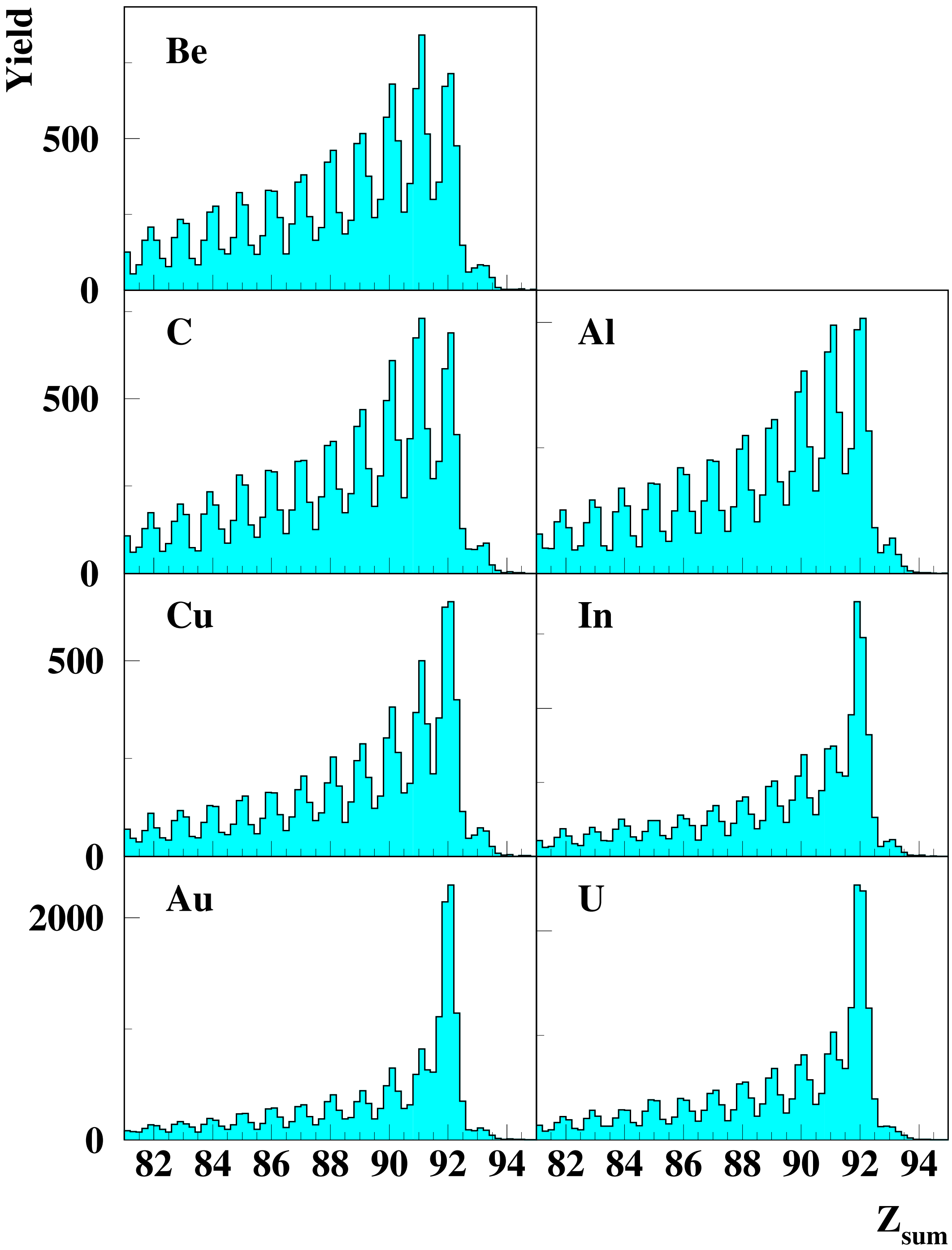

Abb. 4.2: *Summenladungsspektrum Z_{sum} der Spaltfragmente bei verschiedenen Targets. Mit zunehmender Targetmasse wird ein deutlicher Anstieg von Ereignissen, bei denen $Z_{sum} = 92$ gilt, beobachtet.*

Energietransfer oder Ladungsverlust deutlich unterdrückt werden.

4.1.3 Erste Hinweise auf elektromagnetische Prozesse

In Abb. 4.2 sind die Verteilungen der Summenladungen von Spaltfragmenten bei Verwendung verschiedener Targets dargestellt. Die Summenladungen können mit $\Delta Z_{sum} = 0.65$ (FWHM) individuell aufgelöst werden. Deutlich zu erkennen ist die relativ starke Zunahme von Ereignissen mit $Z_{sum} = 92$ mit zunehmender Kernladungszahl des Targets, wie dies für elektromagnetische Prozesse erwartet wird.
Die Ladungsverteilung der Spaltfragmente unter den Bedingungen, daß die Sum-

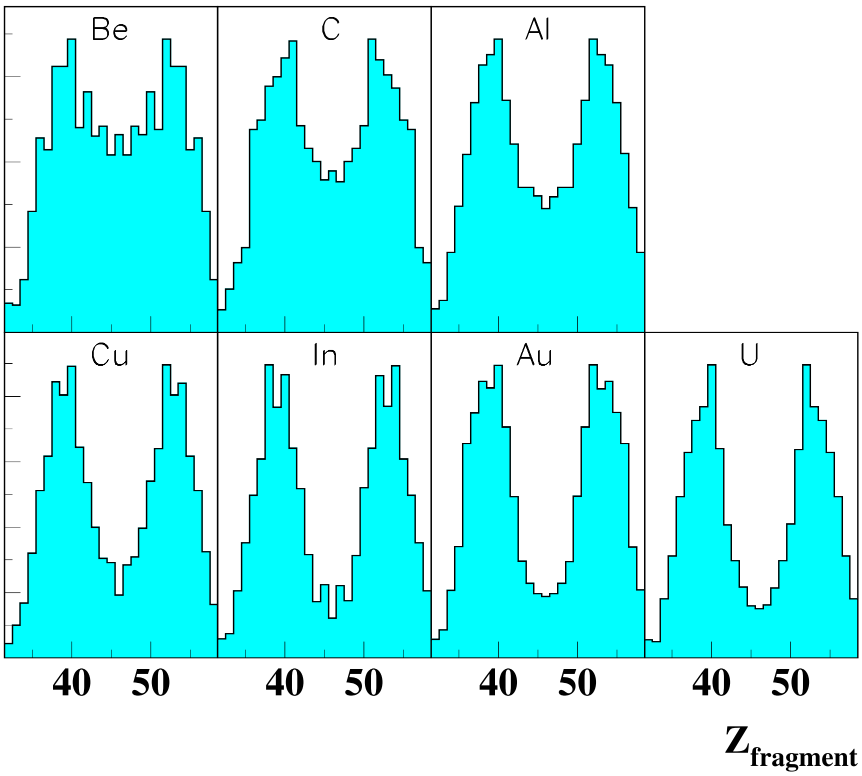

Abb. 4.3: *Ladungsverteilung der Spaltfragmente von Uran für verschiedene Targets unter der Bedingung, daß die Summe der Ladungszahlen 92 ergibt und die Multiplizität im Si-CsI Hodoskop null ist. Es ist ein deutlicher Anstieg in der Asymmetrie mit zunehmender Kernladungszahl des Targets zu erkennen.*

menladung 92 ergibt und kein geladenes Teilchen im Hodoskop nachgewiesen wurde, ist in Abb. 4.3 gezeigt. Mit zunehmender Ladungszahl des Targets steigt der Anteil von asymmetrischer Spaltung an. Da für reine elektromagnetische Spaltung keine Targetabhängigkeit der Asymmetrie erwartet wird, deutet der beobachtete Anstieg auf einen weiteren Beitrag hin, der mit einer unterschiedlichen Targetabhängigkeit skaliert. Wie später gezeigt werden wird, ist dieser Anteil durch nukleare Wechselwirkungen bedingt.

Aus Messungen von leichtteilcheninduzierter Spaltung ist bekannt, daß die Asymmetrie im Ladungs- und Massenspektrum der Spaltfragmente ein empfindliches Maß für die Anregungsenergie des Systems darstellt [Van 73, Wag 91]. Höhere Anregungsenergien führen zu symmetrischer Spaltung. Die Asymmetrie bei elektromagnetischer Spaltung ist, wie in Abb. 3.7 gezeigt wurde, durch die Anregung der GDR bei etwa 12 MeV dominiert, und sollte deshalb zu asymmetrischer Spaltung führen. Da der nukleare Anteil des Wirkungsquerschnitts annähernd mit $Z_t^{1/3}$ ansteigt, der elektromagnetische hingegen mit etwa $Z_t^{1.8}$, sollte das Verhältnis zwischen elektromagnetischer und nuklearer Spaltung mit zunehmender Ladungszahl des Targets größer werden. Damit läßt sich die Zunahme des Maximum-zu-Minimum-Verhältnisses verstehen. Auf die Bestimmung der Anregungsenergien aus den sogenannten *Peak to Valley-Ratios* wird in Abschnitt 5 eingegangen.

4.2 Detektorbedingte Ineffizienzen und Fehlzuordnungen

Bedingt durch die endliche Ladungsauflösung und Ineffizienzen im Detektorsystem werden einige Ereignisse falsch oder gar nicht nachgewiesen. Um dennoch Wirkungsquerschnitte angeben zu können, müssen diese Effekte bestimmt oder abgeschätzt werden.

4.2.1 Mißidentifikationen der Ladungszahlen

Mit der MUSIC konnte eine individuelle Ladungsauflösung der Summenladungen $Z_1 + Z_2$ von $\Delta\, Z_{sum} = 0.65$ (FWHM) erreicht werden. Das bedeutet, daß 18% der Ereignisse, bei denen eine Summenladung von 92 erreicht wurde, im wesentlichen den Kanälen $Z_{sum} = 91$ und $Z_{sum} = 93$ zugeordnet wurden. Ebenso gilt dies für den umgekehrten Fall. Spaltereignisse, die eine von 92 verschiedene Summenla-

dung erreichten, wurden mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit als $Z_{sum} = 92$ fehlidentifiziert.
Um diese Mißidentifikationen zu berücksichtigen, wurden bei allen Messungen die Auflösungen bestimmt und die entsprechenden Entfaltungen durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Summenladungsspektren im allgemeinen sehr gut durch eine Serie von Gaussfunktionen der gleichen Breite beschrieben werden können, wobei die einzelnen Verteilungen jeweils um eine Ladungszahl gegeneinander verschoben sind (siehe Abb. 6.1).

4.2.2 Detektoreffizienzen

Damit zwei Fragmente in der MUSIC getrennt nachgewiesen werden können, müssen ihre Trajektorien in der Driftkammer soweit voneinander entfernt sein, daß die einzelnen Signale keinen zu großen Überlapp haben und daher als ein Fragment mit entsprechend großer Amplitude oder als zwei Teilchen mit erhöhten Amplituden nachgewiesen werden.
Um die damit verbundenen Ineffizienzen für Spaltfragmente bestimmen zu können, wurden Monte Carlo-Rechnungen durchgeführt. Dabei wurde die Spaltung der Uranprojektile im Schwerpunktsystem als isotrop angenommen. Die beiden Fragmentladungen wurden entsprechend den Verteilungen aus Abb. 4.3 gewürfelt. Ihre Massen erhielten die Spaltfragmente durch ein konstantes N/Z-Verhältnis, wobei insgesamt etwa 3 Neutronen abgedampft wurden [Wag 91].
Die Geschwindigkeit, mit der sich die beiden Spaltfragmente voneinander wegbewegen, ist durch die Viola-Systematik gegeben [Vio 85]. Die Parametrisierung basiert auf der Berechnung der Relativgeschwindigkeit der beiden Spaltfragmente aus dem Coulomb-Potential, das sich ergibt, wenn die beiden Fragmente am Spaltungspunkt als sich berührende Kugeln angenommen werden. Die mittlere kinetische Energie der Fragmente im CM-System ist dann gegeben durch:

$$E_{kin} = (0.1189 \pm 0.0011)\frac{Z^2}{A^{1/3}} + (7.3 \pm 1.5)MeV. \tag{4.1}$$

Weiterhin wurden noch die Kleinwinkelstreuungen der Fragmente im Target und den Detektormaterialien, inklusive Zählgas, berücksichtigt. Die Streuung ist durch eine Gaußsche Approximation mit der Breite

$$\theta = \frac{13.6\ MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}}\Big(1 + 0.038 \log(x/X_0)\Big) \tag{4.2}$$

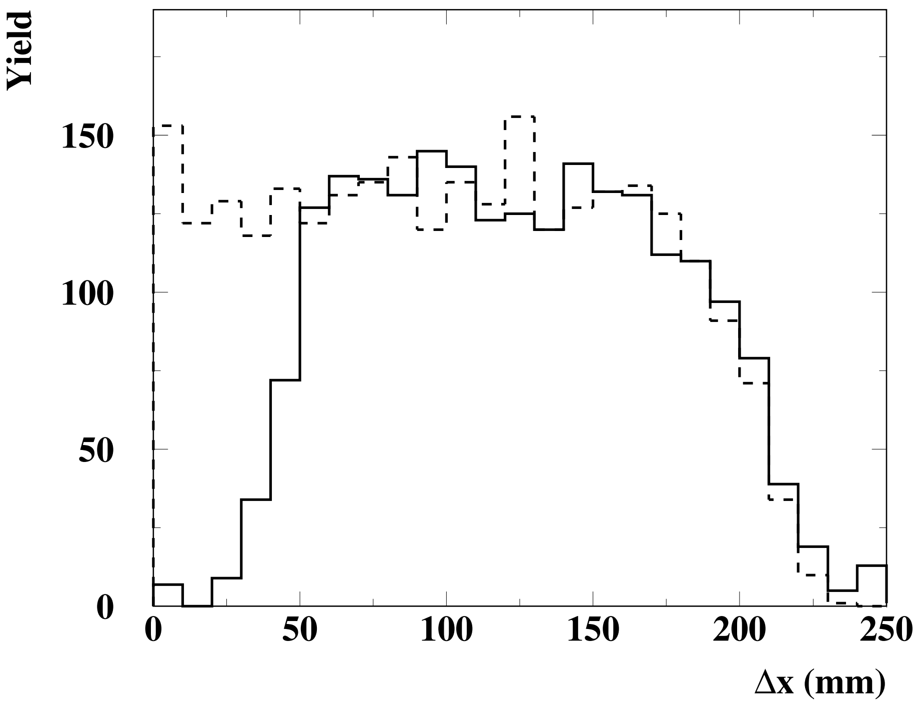

Abb. 4.4: *Differenzortsspektrum der beiden Spaltfragmente. Es sind sowohl die experimentellen (durchgezogene Linien) als auch die simulierten Daten (gepunktete Linien) gezeigt.*

gegeben, wobei p der Impuls, β die Geschwindigkeit und z die Ladungszahl des Fragmentes sind. x/X_0 ist die Dicke des streuenden Mediums in Einheiten der Strahlungslänge [Cer 92].

Die Trajektorien der Spaltfragmente in der MUSIC nach Durchqueren des ALADIN-Magneten wurden mit einem experimentspezifischen Filter bestimmt [Beg 94]. Dabei wurden die gleichen Abbildungen auf den Ortsraum der MUSIC verwendet wie bei der Analyse der experimentellen Daten (siehe Abschnitt 2.3.3).

Durch den Vergleich der experimentellen und simulierten Ortsspektren kann die Effizienz bestimmt werden. In Abb. 4.4 sind die relativen Ortsspektren (Distanz zwischen den Orten der beiden Spaltfragmente) aufgetragen. Im Bereich großer Relativabstände der Fragmente ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Rechnung zu beobachten. Wie bereits oben beschrieben, können Trajektorien, die zu dicht beieinander liegen, mit der MUSIC nicht mehr eindeutig

nachgewiesen werden. Im folgenden werden deshalb nur solche Ereignisse selektiert, bei denen die beiden Trajektorien mindestens 50 mm voneinander entfernt waren. Da die Viola-Geschwindigkeit, mit der sich die Spaltfragmente voneinander wegbewegen, konstant ist, ergibt sich bei niedrigeren Strahlgeschwindigkeiten eine breitere Ortsverteilung als bei höheren. Dadurch wird die Effizienz bei gleichbleibender Geometrie mit zunehmender Strahlenergie kleiner. Es ergibt sich eine Effizienz von (78.8±5)% bei 1000 AMeV und (85.8±5)% bei 600 AMeV.
Um die Sensitivität auf die verwendeten Parameter der Monte-Carlo-Rechnungen zu testen, wurden die Asymmetrie der Spaltfragmentverteilung variiert und die berechnete Viola-Geschwindigkeit mit 15% (FWHM) ausgeschmiert. Die Unterschiede zwischen diesen Ergebnissen und den oben bestimmten Effizienzen sind kleiner als 0.2%, bzw. 1%.
Bei den Monte-Carlo-Rechnungen wurde davon ausgegangen, daß die Spaltwinkelverteilung isotrop ist; eine starke Anisotropie könnte hingegen die Effizienz beeinflussen. Üblicherweise wird die Winkelverteilung in der Form $W(\theta) = 1 \pm a_2 \cos^2(\theta)$ angegeben, wobei a_2 ein Maß für die Anisotropie darstellt. Rechnungen mit Werten von $a_2 = 0.4$ - 0.5, wie sie für schmale Energiebereiche bei Photospaltexperimenten berichtet wurden [Wil 90, Jau 94], verändern die Effizienz lediglich um 1% und sind daher vernachlässigbar.

4.3 Verluste durch Reaktionen im Target und den Detektormaterialien

Durch Reaktionen der Uranprojektile im Target und der Spaltfragmente im Target, Druckfenster, Detektormaterial und -gas kann die Anzahl von Spaltereignisse eines festen Summenladungskanals reduziert werden. Bei den Sekundärreaktionen reicht es aus, wenn *eines* der beiden Spaltfragmente so wechselwirkt, daß sich seine Ladungszahl ändert.
Die Wirkungsquerschnitte für Prozesse mit Ladungsänderung sind in mehreren Experimenten für eine Fülle von Projektil-Target Kombinationen gemessen worden. Webber et al. haben die Wirkungsquerschnitte für eine ganze Reihe von Projektilen zwischen Kohlenstoff und Nickel im Bereich von 300 bis 1700 AMeV gemessen [Web 90a]. Für schwerere Projektile wie Lanthan oder Gold und Targets zwischen Kohlenstoff und Kupfer geben Binns et al. [Bin 87] die Wirkungsquerschnitte an. He und Price [He 94] haben die Ladungsänderungsprozesse von

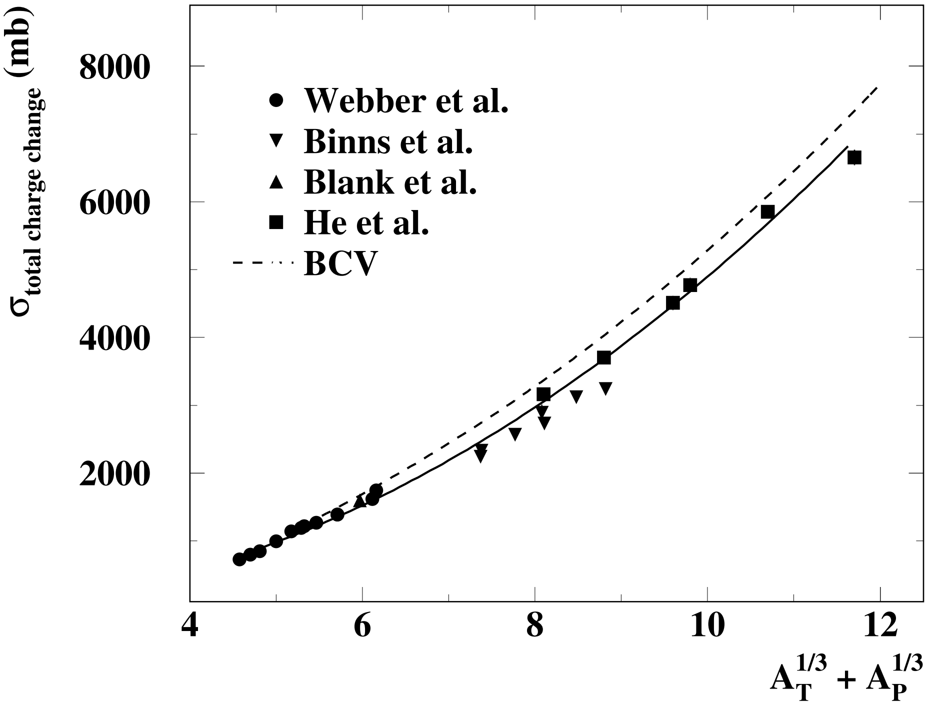

Abb. 4.5: *Totale experimentelle Wirkungsquerschnitte für Ladungsänderung bei einer Reihe von Projektil-Target Kombinationen. Die Daten wurden aus den Arbeiten [Web 90a, Bin 87, Bla 93, He 94] entnommen. Die durchgezogene Linie stellt einen Fit an die Daten dar, die gestrichelte Kurve ergibt sich durch Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts unter Verwendung der BCV-Parametrisierung.*

Goldprojektilen bei 11.4 AGeV bei verschiedenen Targets zwischen Kohlenstoff und Blei publiziert. In Abb. 4.5 sind die Ergebnisse dieser Messungen als Funktion von $A_T^{1/3} + A_P^{1/3}$ gezeigt. Die Daten konnten am besten mit der Funktion $p_1(A_T^{1/3} + A_P^{1/3} - p_2)^2$ beschrieben werden, wobei $p_1 = 59.90 \pm 0.72$mb und $p_2 = 0.96 \pm 0.03$ die Fitparameter darstellen. Zum Vergleich sind noch die mittels BCV-Parametrisierung berechneten totalen Reaktionsquerschnitte gezeigt. Der fehlende Anteil zwischen Ladungsänderungsquerschnitten und den totalen Reaktionsquerschnitten rührt von Reaktionen mit Neutronenverlust her.

Allgemein kann der Anteil der Ereignisse η bestimmt werden, bei denen eine Reaktion mit Ladungsänderung stattfindet:

$$\eta = \sigma_{charge\ change} \frac{N_A}{A} m. \tag{4.3}$$

Hierbei ist $\sigma_{charge\ change}$ der Ladungsänderungsquerschnitt, N_A die Avogadrokonstante, A das mittlere Molekulargewicht und m die Dicke des Materials in mg/cm^2. Im Falle des Targets wurde die vereinfachte Annahme gemacht, daß die Spaltfragmente in der Mitte des Targets erzeugt wurden.

Target	η_{Proj} (%)
Be	2.0 ± 0.15
C	1.7 ± 0.10
Al	1.8 ± 0.15
Cu	1.0 ± 0.08
In	1.3 ± 0.09
Au	0.5 ± 0.04
U	0.5 ± 0.03

Tab. 4.1: *Der Anteil der Ereignisse η_{Proj}, bei denen das Uranprojektil im (halben) Target eine Reaktion mit Ladungsänderung macht.*

Material	η_{Frag} (%)
Fenster	2.0 ± 0.3
Gas	3.0 ± 0.4
Be - Target	5.8 ± 0.2
C - Target	2.2 ± 0.2
Al - Target	2.4 ± 0.2
Cu - Target	1.4 ± 0.2
In - Target	2.0 ± 0.3
Au - Target	0.8 ± 0.2
U - Target	0.8 ± 0.2

Tab. 4.2: *Der Anteil der Ereignisse η_{Frag}, bei denen mindestens ein Spaltfragment in verschiedenen Materialien und Targets eine Reaktion mit Ladungsänderung macht.*

Der Anteil der Uranprojektile η_{Proj}, die durch eine Wechselwirkung mit Ladungsänderung verloren gehen, ist in Tab. 4.1 aufgeführt. Die Fehler wurden über die Wirkungsquerschnitte der BCV-Rechnungen abgeschätzt. In Tab. 4.2 sind die durch die Ladungsänderung von mindestens einem Fragment bedingten Verluste η_{Frag} in den verschiedenen Materialien und Targets aufgeführt. Bei der folgenden Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden die Effekte für die beiden Spaltfragmente dann berücksichtigt, wenn Ereignisse mit einer festen Summenladung, wie z.B. $Z_{sum} = 92$, betrachtet wurden.

4.4 Die totalen Wirkungsquerschnitte

4.4.1 Totale Spaltquerschnitte

Mit den in Abb. 4.1 gezeigten Selektionskriterien und den oben beschriebenen Korrekturen können die totalen Spaltquerschnitte bestimmt werden. Dabei wird nicht unterschieden, ob es sich um nukleare oder elektromagnetische Spaltung handelt.

In Abb. 4.6 und Tab. 4.3 sind die experimentellen totalen Spaltquerschnitte dieser Messung dargestellt. Im Vergleich dazu finden sich in der Abb. 4.6 die Ergebnisse anderer Messungen [Gre 85, Arm 93, Ber 94a, Pol 94] zwischen 750 und 1000 AMeV. Die offensichtliche Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von Greiner et al. [Gre 85] und den restlichen Messungen wurden schon in den Arbeiten [Arm 93, Sch 94, Pol 94] diskutiert. Bei der Messung von Greiner et al. bei 900 AMeV am BEVALAC (Berkeley) konnte lediglich das Summensignal aller Reaktionsprodukte gemessen werden, ohne dabei die Multiplizität der Ereignisse zu kennen. Die Spaltereignisse wurden deshalb nur durch eine obere und untere

Target	$\sigma^{1000}_{fission}$ (mb)	$\sigma^{600}_{fission}$ (mb)
Be	$1078 \pm 7 \pm 55$	$1249 \pm 7 \pm 64$
C	$1126 \pm 8 \pm 73$	$1250 \pm 6 \pm 81$
Al	$1313 \pm 8 \pm 67$	$1354 \pm 9 \pm 69$
Cu	$1860 \pm 16 \pm 93$	$1772 \pm 12 \pm 89$
In	$2329 \pm 20 \pm 121$	$2205 \pm 23 \pm 115$
Au	$3715 \pm 23 \pm 197$	$3400 \pm 29 \pm 180$
U	$4221 \pm 36 \pm 405$	$3583 \pm 24 \pm 190$

Tab. 4.3: *Experimentelle Spaltquerschnitte für Spaltung von Uran bei 1000 und 600 AMeV. Es sind sowohl die statistischen, als auch die systematischen Fehler angegeben.*

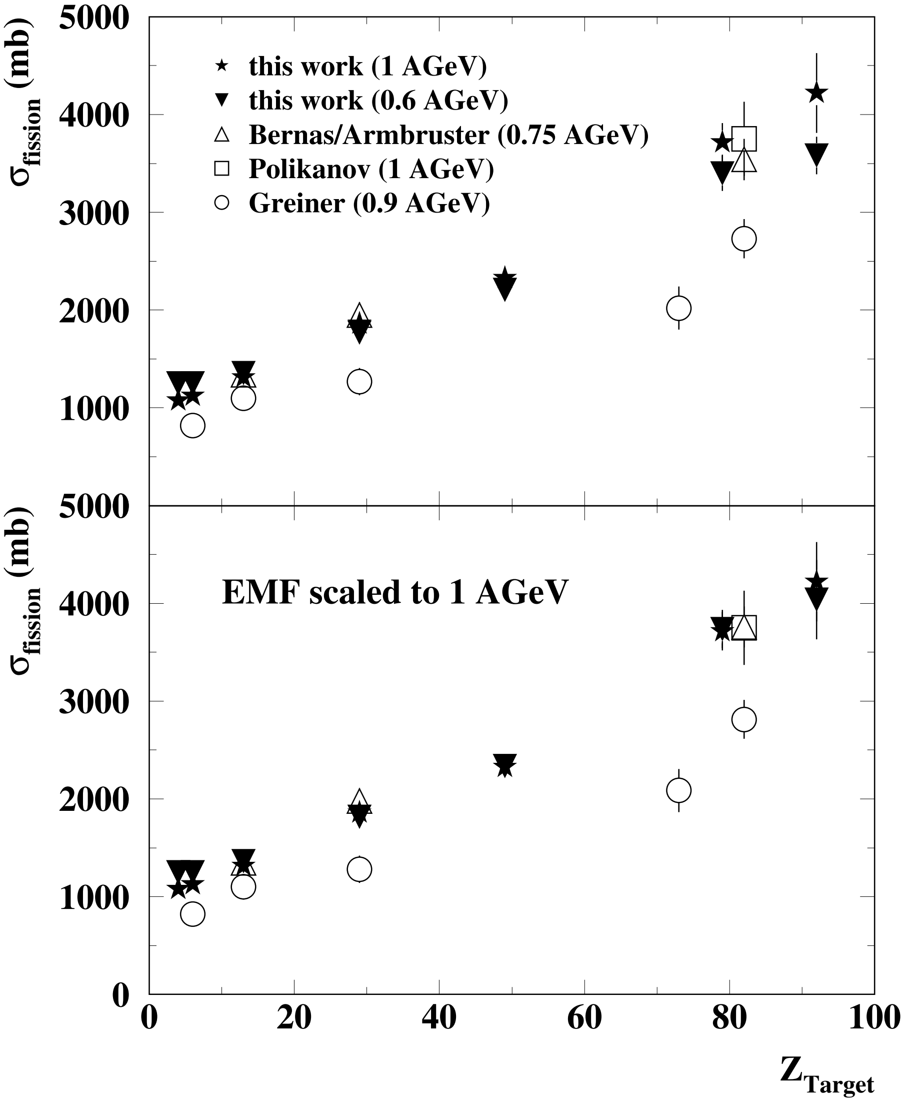

Abb. 4.6: *Experimentelle Wirkungsquerschnitte für Spaltung von ^{238}U im Vergleich mit anderen Messungen [Arm 93, Ber 94a, Pol 94, Gre 85]. Im unteren Teil wurden die berechneten elektromagnetischen Anteile am totalen Spaltquerschnitt der Daten bei 600, 750 und 900 AMeV auf 1000 AMeV skaliert. Mit Ausnahme der Daten von Greiner et al. wird eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Messungen gefunden.*

Grenze im Summensignal um den Mittelwert bei $\sum Z_i^2 = 2(\frac{92}{2})^2$ selektiert.
Wie bereits im Kapitel 3 gezeigt wurde, sind die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung stark energieabhängig. Um dies zu berücksichtigen, wurden die zu erwartenden Unterschiede im elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt berechnet und zu den Daten bei niedrigeren Energien entsprechend addiert, so daß ein Vergleich bei einer einheitlichen Strahlenergie von 1 AGeV möglich ist. Der nukleare Anteil am totalen Spaltquerschnitt von ^{238}U ist in diesem Bereich in guter Näherung unabhängig von der Energie [Pol 94]. Im unteren Teil von Abb. 4.6 sind die so erhaltenen Daten aufgetragen. Es ergibt sich, mit Ausnahme der Daten von Greiner et al., eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den einzelnen Messungen.

4.4.2 Potentielle elektromagnetische Spaltereignisse

Der totale Wirkungsquerschnitt für die potentiellen elektromagnetischen Spaltereignisse, die unter den oben diskutierten Kriterien ($Z_{sum} = 92$ und $M_{hodo} = 0$) selektiert wurden, ergibt sich dann zu:

$$\sigma_{tot} = \frac{n_{events}\ A}{n_{beam}\ N_A\ m}\Big(1+\eta_{Proj}\Big)\Big(1+\eta_{Frag}\Big)\epsilon, \tag{4.4}$$

wobei n_{events} die Anzahl der selektierten Ereignisse, A die mittlere Massenzahl des Targets, n_{beam} die totale Anzahl der Starttrigger nach der Totzeit, N_A die

Target	σ_{tot}^{600} (mb)	σ_{tot}^{1000} (mb)
Be	$196 \pm 7 \pm 11$	$174 \pm 4 \pm 9$
C	$208 \pm 4 \pm 14$	$183 \pm 5 \pm 12$
Al	$309 \pm 10 \pm 17$	$252 \pm 5 \pm 14$
Cu	$453 \pm 13 \pm 26$	$521 \pm 13 \pm 28$
In	$796 \pm 24 \pm 54$	$938 \pm 19 \pm 52$
Au	$1486 \pm 38 \pm 87$	$1974 \pm 24 \pm 112$
U	$1751 \pm 25 \pm 106$	$2365 \pm 51 \pm 231$

Tab. 4.4: *Totale experimentelle Wirkungsquerschnitte für Spaltung von Uran bei 600 und 1000 AMeV. Es wurden nur solche Ereignisse selektiert, bei denen die Summenladung 92 beträgt und keine geladenen Teilchen im Hodoskop nachgewiesen werden konnten. Wiederum sind die statistischen und systematischen Fehler getrennt aufgeführt.*

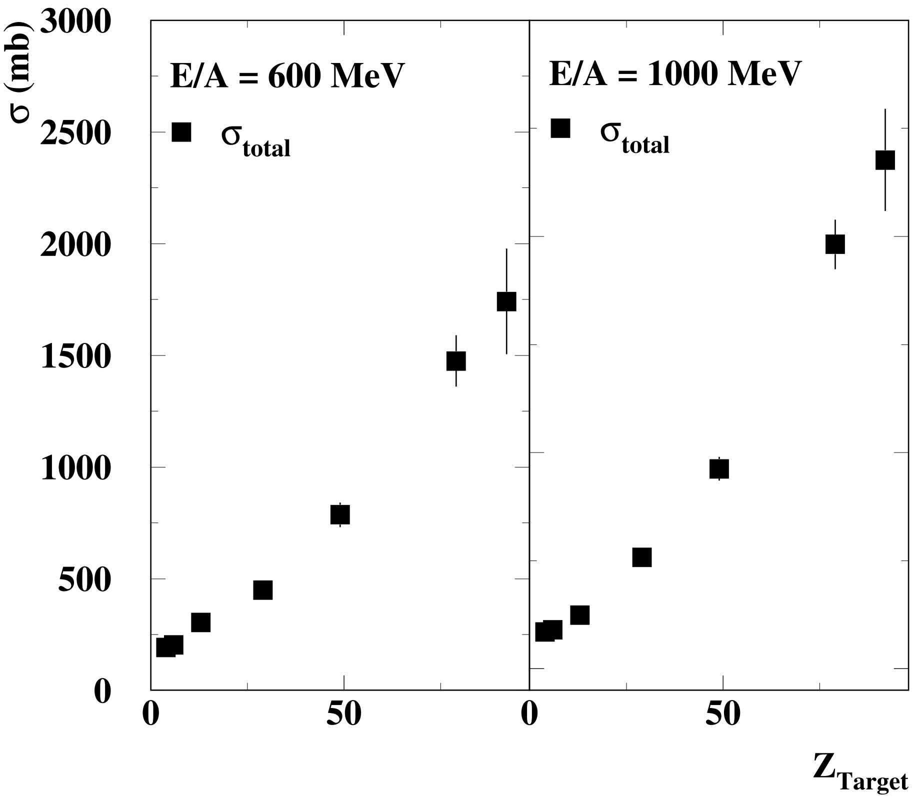

Abb. 4.7: *Totale experimentelle Wirkungsquerschnitte für solche Spaltereignisse, bei denen die Summenladung 92 beträgt und keine geladenen Teilchen im Hodoskop nachgewiesen werden konnten. Es ist ein deutlich stärkerer Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Ladungszahl des Targets zu erkennen, als dies bei nuklearen Prozessen der Fall ist.*

Avogadro-Konstante und m die Targetdicke aus Tab. 2.1 darstellt. Ferner werden die oben beschriebenen Korrekturen auf die Verluste durch die Targetdicke η_{Proj} und durch Sekundärreaktionen η_{Frag} als auch auf die Effizienz ϵ berücksichtigt.

Für die Ereignisse einer festen Summenladung, bei denen $Z_{sum} \neq 92$ ergeben sich zu Gl. 4.4 analoge Ausdrücke für die Wirkungsquerschnitte. Auf diese Ereignisklassen wird u.a. im Rahmen der nuklearen Untergrundbestimmung in Abschnitt 4.5 eingegangen.

Die totalen Wirkungsquerschnitte für die "potentiellen" elektromagnetischen Spaltereignisse bei 600 und 1000 AMeV sind in Tab. 4.4 und in in Abb. 4.7 gezeigt. Sie wurden auf die Auflösung und die Effizienz korrigiert. Deutlich zu erkennen ist der starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Kernladungszahl des verwendeten Targets. Dieser Anstieg ist deutlich stärker, als dies für nukleare Reaktionen gefunden wurde. Die aus den WW-Rechnungen erwartete Energieabhängigkeit führt zu den unterschiedlichen Steilheiten der Kurven.

4.5 Nuklearer Untergrund

Mit den oben eingeführten Selektionskriterien konnte ein Großteil der Ereignisse, die durch nukleare Wechselwirkungen entstanden sind, ausgeschlossen werden. Hierbei entsprach die Summenladung der beiden Spaltfragmente nicht mehr der Kernladungszahl des Uranprojektils oder es wurden leichte geladene Teilchen im Hodoskop nachgewiesen. Beim Berylliumtarget, von dem erwartet wird, daß nahezu alle Ereignisse durch nukleare Wechselwirkungen bedingt sind, genügten lediglich 20% der Spaltereignisse diesen Kriterien.
Trotzdem enthalten die im Abschnitt 4.4 gezeigten Wirkungsquerschnitte neben den Ereignissen, die durch elektromagnetische Prozesse entstanden sind, auch noch solche, die auf periphere nukleare Reaktionen zurückgeführt werden können:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{emf} + \sigma_{nucl}. \tag{4.5}$$

Hierbei stellt σ_{emf} den Anteil durch elektromagnetische Spaltung und σ_{nucl} den nuklearen Untergrund dar.
Um den nuklearen Untergrund bestimmen zu können, wurden zwei verschiedene Methoden angewandt: ein *geometrisches Modell* und das *Konzept der Faktorisierung*. Bei beiden Ansätzen wird die gleiche Annahme gemacht: der am Berylliumtarget unter den erläuterten Selektionskriterien gemessene totale Wirkungsquerschnitt ist nahezu ausschließlich durch nukleare Prozesse bedingt. Dies kann selbstkonsistent gemacht werden, indem der berechnete elektromagnetische Anteil (7 mb) am gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt wird.

4.5.1 Das geometrische Modell

Beim geometrischen Modell [Ben 89, Jus 94] wird davon ausgegangen, daß die geometrische Größe des Targetkerns der dominierende Faktor für die Targetabhängigkeit des nuklearen Wirkungsquerschnitts σ_{nucl} ist. Ist der Wirkungsquerschnitt σ_{nucl} für ein Target gemessen, dann kann er für alle anderen Targets durch Skalierung bestimmt werden.

Weiterhin wird die Annahme gemacht, daß sich die Kerne auf geraden Trajektorien bewegen. Da bei den Reaktionen, die zum nuklearen Untergrund beitragen, lediglich einige wenige Nukleonen verloren gehen, wird erwartet, daß es sich dabei nur um periphere Stöße handelt. Das entsprechende Stoßparameterintervall geht von b_{min}, wo sich die Oberflächen der Kollisionspartner gerade berühren, bis zu einem etwas kleineren Stoßparameter $b_{min} - \Delta\, b$. Die Fläche für eine so definierte Kreisscheibe der Breite $\Delta\, b$ definiert den geometrischen Wirkungsquerschnitt und ist gegeben durch:

$$\sigma_{nucl}^{geom} = 2\pi\Big(b_{min} - a - \frac{\Delta\, b}{2}\Big)\Delta\, b. \tag{4.6}$$

In diesem Modell wird angenommen, daß der Überlapp Δb für jedes Target identisch ist. Der Parameter a beschreibt die Rückstoßkorrektur und wurde, wie auch der Abschneideparameter b_{min}, bereits in Abschnitt 3.5 diskutiert.
Mit der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts am Berylliumtarget σ_{tot}^{Be} kann, unter Berücksichtigung des berechneten elektromagnetischen Anteils, der Überlapparameter $\Delta\, b$ bestimmt und der nukleare Untergrund für alle schwereren Targets berechnet werden.

4.5.2 Konzept der Faktorisierung

Unter der Annahme, daß die Projektilfragmentation in peripheren nuklearen Reaktionen als Zweistufenprozeß beschrieben werden kann, wird der Produktionsquerschnitt für einen spezifischen Fragmentationskanal σ_{PT}^{F} als Produkt des Formationsquerschnittes γ_T^P, der vom Target und Projekil abhängt, und des Verzweigungsverhältnisses γ_P^F darstellt, wobei letzteres nur vom Projektil und dem Fragmentationskanal abhängig ist. Dies führt zum häufig verwendeten Faktorisierungsansatz [Ols 83, Hec 76]:

$$\sigma_{PT}^{F} = \sigma_P^F \sigma_T^P. \tag{4.7}$$

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$R_F(T) = \frac{\sigma_{U,T}^F}{\sigma_{U,Be}^F} = \frac{\gamma_T^U}{\gamma_{Be}^U} \tag{4.8}$$

sollte dann für alle Fragmentationskanäle, die aus nuklearen Reaktionen stammen, konstant sein.

Ist das Verhältnis $R_F(T)$ bekannt, dann kann der nukleare Wirkungsquerschnitt für alle Targets T wiederum über den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt des Berylliumtargets bestimmt werden:

$$\sigma_{nucl}(T) = \left(\sigma_{tot}(Be) - \sigma_{emf}^{WW}(Be)\right) < R_F(T) > . \tag{4.9}$$

Um die Werte $R_F(T)$ für die einzelnen Targets zu bestimmen und das Konzept der Faktorisierung für die hier betrachteten Spaltereignisse zu testen, wurden die nuklearen Ereignisse, bei denen eine Summenladungen der beiden Spaltfragmente von kleiner 92 gemessen wurde, verwendet. Darauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

In mehreren Experimenten wurde das Konzept der Faktorisierung auf seine Gültigkeit hin getestet [Hil 88b, Kau 80, Mer 86]. So wurde es zur Bestimmung des nuklearen Untergrunds bei Messungen von elektromagnetischer Dissoziation, inbesondere bei der Bestimmung von xn-Wirkungsquerschnitten angewendet [Mer 84, Mer 86, Aum 93, Hil 91].

4.5.3 Ergebnisse und Diskussion der beiden Methoden

Geometrisches Modell

Die nuklearen Wirkungsquerschnitte lassen sich im Rahmen des geometrischen Modells einfach nach Gl. 4.6 berechnen und sind in Abb. 4.8 mit gestrichelten Linien aufgetragen.

Um die Gültigkeit des Modells zu testen, wurden die Spaltereignisse betrachtet, bei denen die Summenladung ungleich 92 war, bzw. die Multiplizität der leichten geladenen Teilchen im Hodoskop größer als null war. Für diese Ereignisklassen wird erwartet, daß sie nuklearer Natur sind. In Abb. 4.8 sind exemplarisch die Wirkungsquerschnitte für die Ereignisse aufgetragen, bei denen die Summenladung 91 beträgt und die, bei denen $Z_{sum} = 92$ gilt und mindestens ein geladenenes Teilchen im Hodoskop nachgewiesen wurde. Die durchgezogenen Linien stellen einen empirischen linearen Fit mit $A_T^{1/3}$ dar. Die beobachtete Abhängigkeit ist offenbar nicht konsistent mit den systematisch niedrigeren Vorhersagen des geometrischen Modells. Es kann vermutet werden, daß dies durch die Annahme der konstanten Überlappbreite $\Delta\, b$ für alle Targets bedingt ist.

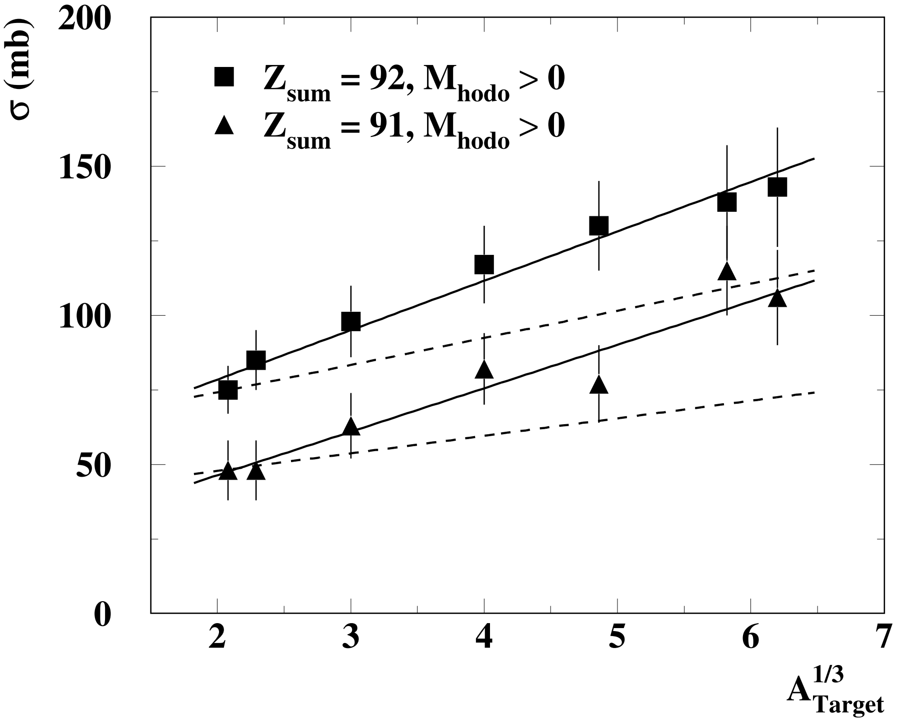

Abb. 4.8: *Wirkungsquerschnitte als Funktion der Targetgröße am Beispiel solcher Spaltereignisse, bei denen die Summenladung 91 beträgt (Quadrate) und solcher, bei denen die Summenladung 92 beträgt, aber geladene Teilchen im Hodoskop nachgewiesen wurden (Dreiecke). Die gestrichelte Linie zeigt die Ergebnisse des geometrischen Modells, die durchgezogene Linie stellt einen Fit an die Daten dar.*

Faktorisierung

Die Skalierungsfaktoren $R(T)$ für die verschiedenen Targets wurden mittels der Ereignisse bestimmt, bei denen die Summenladung kleiner 92 war oder leichte geladene Teilchen im Targethodoskop nachgewiesen wurden. Dafür wurden bei allen Targets T die Verhältnisse für die Fragmentationskanäle F mit verschiedenen Summenladungen bestimmt.

In Abb. 4.9 sind die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Summenladungen als Funktion der Größe des Targetkerns aufgetragen. Die Linien stellen Fits dar, die mit $A_T^{1/3}$ ansteigen. In Abb. 4.10 werden die Verhältnisse $R_F(T)$ für verschiedene Targets als Funktion der Summenladung der Spaltfragmente verglichen. Für ein festes Target ist die Varianz klein, was das Konzept der Faktorisierung bestätigt.

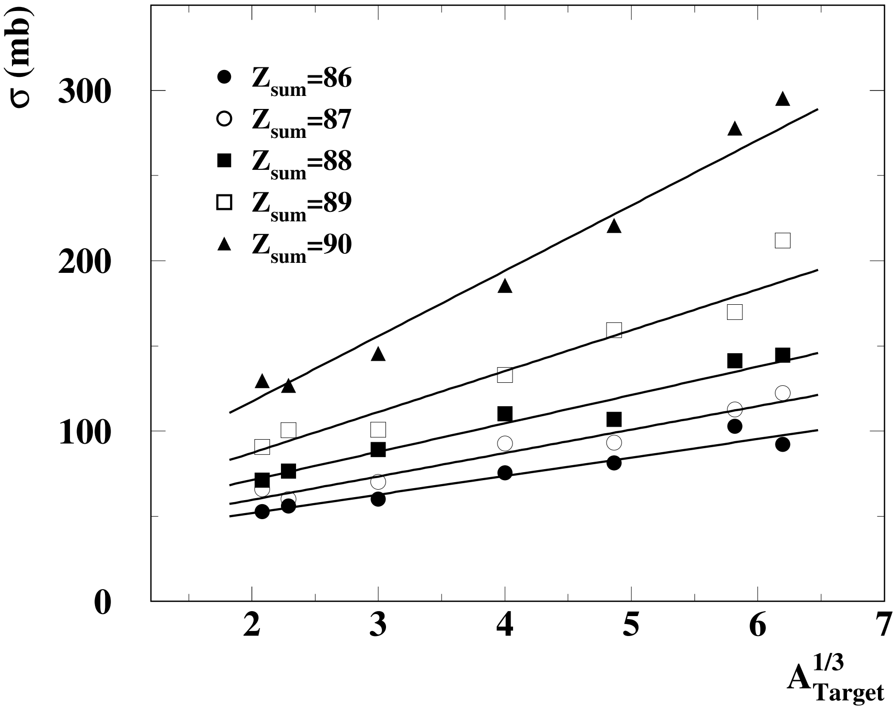

Abb. 4.9: *Wirkungsquerschnitte als Funktion der Targetgröße für Ereignisse mit verschiedenen Summenladungen zwischen 86 und 90 bei 1000 AMeV. Die Geraden stellen Fits dar, die mit $A_T^{1/3}$ ansteigen.*

Durch die Mittelwertbildung

$$R(T) = < R_F(T) > \tag{4.10}$$

konnten die Werte für alle Targets bestimmt werden. Sie sind in Tab. 4.5 mit ihren Unsicherheiten aufgeführt, wobei die doppelte Standardabweichung angegeben wurde, um eventuelle systematische Fehler zu berücksichtigen.
Da das Konzept der Faktorisierung deutlich weniger Annahmen über den Verlauf der nuklearen Wirkungsquerschnitte mit der Größe des Targets macht und die gemessenen nuklearen Querschnitte nicht durch die Ergebnisse des geometrischen Modells reproduziert werden können, wird zur Bestimmung des nuklearen Untergrunds die Faktorisierung benutzt.
In Tab. 4.6 sind die über Gl. 4.9 bestimmten Wirkungsquerschnitte des nuklearen Untergrundes für die Ereignisse, bei denen die Summenladung 92 beträgt und

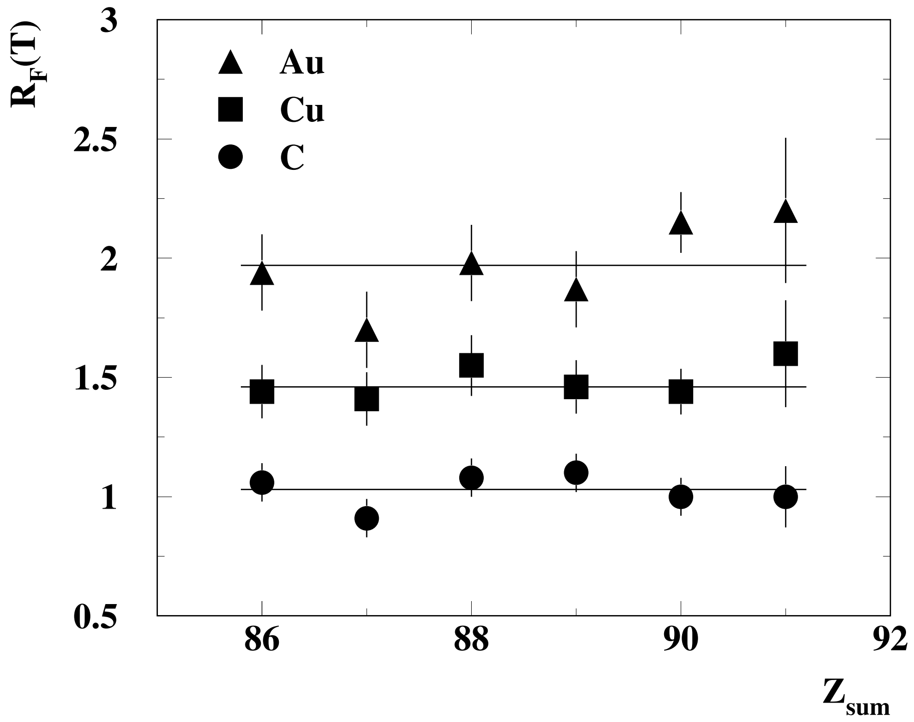

Abb. 4.10: *Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte $R_F(T)$ für verschiedene Targets als Funktion der Summenladung der Spaltfragmente Z_{sum}.*

$M_{hodo} = 0$ ist, aufgeführt.

4.5.4 Nukleare und elektromagnetische Anregungen

Bislang wurden voneinander unabhängige nukleare und elektromagnetische Anregungen angenommen. Im sehr peripheren Überlappbereich der beiden Kerne können jedoch sowohl Interferenzeffekte als auch Stufenprozesse der nuklearen und der elektromagntischen Wechselwirkung stattfinden.

Bertulani und Zelevinsky haben in der Arbeit [Ber 94b] die Beiträge durch die nukleare Anregung der Riesenresonanzen untersucht. Dabei wird bei den betrachteten peripheren Reaktionen zwischen Projektil und Targetkern, analog zum Bohr-Mottelson Modell, eine kollektive Anregung angenommen. Für die Reaktion ^{136}Xe + ^{208}Pb bei 0.69 AGeV ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{nukl} = 5.3\ mb$ für die nukleare Anregung der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz. Da die Wir-

1000 AMeV	Be	C	Al	Cu	In	Au	U
$< R(T) >$	1.0	1.03	1.14	1.46	1.62	1.97	2.14
$2\sigma < R(T) >$		0.04	0.02	0.02	0.12	0.22	0.24

600 AMeV	Be	C	Al	Cu	In	Au	U
$< R(T) >$	1.0	1.03	1.11	1.24	1.34	1.54	1.58
$2\sigma < R(T) >$		0.04	0.02	0.02	0.10	0.18	0.21

Tab. 4.5: *Mittlere Verhältnisse $R(X)$ für die verschiedenen Targets bei 1000 und 600 AMeV.*

Target	σ_{nucl}^{600} (mb)	σ_{nucl}^{1000} (mb)
Be	$190 \pm 7 \pm 0$	$167 \pm 4 \pm 0$
C	$195 \pm 7 \pm 8$	$172 \pm 4 \pm 6$
Al	$212 \pm 8 \pm 5$	$191 \pm 5 \pm 4$
Cu	$235 \pm 9 \pm 8$	$244 \pm 6 \pm 5$
In	$256 \pm 10 \pm 18$	$272 \pm 6 \pm 21$
Au	$294 \pm 11 \pm 35$	$330 \pm 8 \pm 36$
U	$302 \pm 11 \pm 38$	$358 \pm 9 \pm 40$

Tab. 4.6: *Wirkungsquerschnitte des nuklearen Untergrunds für 600 und 1000 AMeV, bestimmt mit dem Konzept der Faktorisierung. Es sind die statistischen und systematischen Fehler angegeben.*

kungsquerschnitte für nukleare Anregungen der Riesenresonanzen gering sind, ergeben sich auch kleine Werte für die Interferenz von elektromagnetischen und nuklearen Prozessen [Ber 95]. In einer Arbeit von Benesh et al. [Ben 89] wird der durch Interferenz bedingte Anteil am xn-Wirkungsquerschnitt berechnet. Für die Reaktion ^{197}Au + ^{238}U bei 0.96 AGeV ergeben sich Werte zwischen 0.3 und 0.6% des elektromagnetischen xn-Wirkungsquerschnitts.
Bei peripheren Stößen mit Stoßparametern im Bereich von b_{min} konkurrieren die beiden Prozesse der nuklearen und elektromagnetischen Anregung. Durch die hohen Anregungswahrscheinlichkeiten werden auch Doppelreaktionen erwartet, das heißt, daß nach einer nuklearen Wechselwirkung im selben Stoß aufbauend auf die nukleare Anregung die Anregung der elektromagnetischen Riesenresonanz erfolgt

(und umgekehrt). Die Wahrscheinlichkeit für nukleare Reaktionen, bei denen kein Proton des Projektils verloren geht, kann mit intranuklearen Kaskadenrechnungen [Süm 90, Rei 94] zu 16% bestimmt werden. Aus Abb. 3.4 kann eine Coulomb-Anregungswahrscheinlichkeit von ~28% abgelesen werden. Damit ergibt sich für eine Stufenreaktion bei diesen peripheren Stössen eine Wahrscheinlichkeit von etwa 4%; da diese Reaktionen annähernd 30% des Wirkungsquerschnitts für elektromagnetische Dissoziation darstellen, kann der Anteil der Stufenanregungen zu rund 1% abgeschätzt werden.

Aufgrund der angegebenen Größe können die hier beschriebenen Effekte im Rahmen der Meßgenauigkeit des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments vernachlässigt werden.

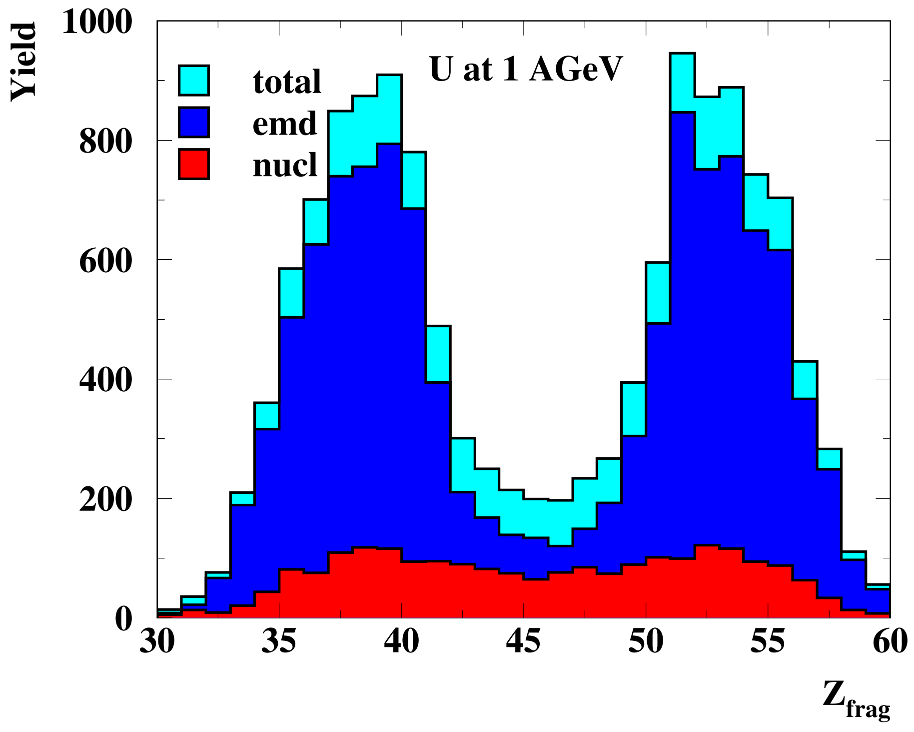

Abb. 4.11: *Ladungsverteilung der selektierten Spaltfragmente bei der Reaktion U + U. Die Verteilung ist in hellgrau dargestellt. Um den nuklearen Anteil zu bestimmen, wurde die Verteilung des Berylliumtargets skaliert (mittelgrau) und abgezogen (dunkelgrau).*

4.6 Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung

Die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung von Uran lassen sich mit dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und dem nuklearen Untergrund σ_{nucl} bestimmen.

$$\sigma_{emf} = \sigma_{tot} - \sigma_{nucl} \tag{4.11}$$

In Abb. 4.11 ist die Ladungsverteilung der nach den oben beschriebenen Kriterien selektierten Ereignisse gezeigt. Der nukleare Anteil wurde durch die Skalierung der Verteilung für das Berylliumtarget bestimmt. Die Verteilung der elektromagnetischen Spaltereignisse wurde durch die entsprechende Subtraktion gewonnen. Der durch die gute Selektion der Ereignisklasse bedingte relativ geringe Anteil des nuklearen Untergrunds von weniger als 20% an den totalen Spaltereignissen ist gut zu erkennen.

4.6.1 Targetabhängigkeit

In Abb. 4.12 sind die experimentellen Wirkungsquerschnitte für die elektromagnetische Spaltung von Uran bei Projektilenergien von 600 und 1000 AMeV als Funktion der Kernladungszahl des Targets gezeigt. Die Ergebnisse sind zudem in Tab. 4.7 aufgeführt.

Target	σ_{emf}^{600} (mb)	σ_{emf}^{1000} (mb)
Be	$6 \pm 10 \pm 11$	$7 \pm 6 \pm 9$
C	$12 \pm 8 \pm 16$	$11 \pm 6 \pm 13$
Al	$97 \pm 13 \pm 18$	$61 \pm 7 \pm 15$
Cu	$218 \pm 16 \pm 27$	$277 \pm 14 \pm 28$
In	$541 \pm 26 \pm 57$	$666 \pm 20 \pm 56$
Au	$1192 \pm 40 \pm 94$	$1644 \pm 25 \pm 118$
U	$1449 \pm 27 \pm 112$	$2007 \pm 52 \pm 234$

Tab. 4.7: *Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung von Uran bei 600 und 1000 AMeV. Es sind zunächst die statistischen und danach die systematischen Fehler angegeben.*

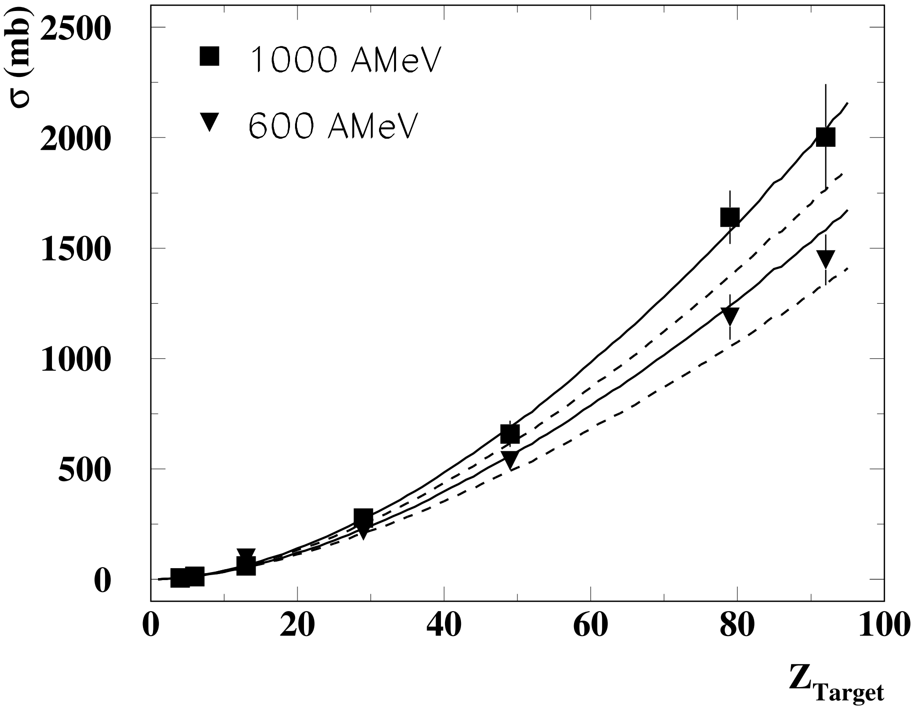

Abb. 4.12: *Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung von Uran bei 600 und 1000 AMeV als Funktion der Ladungszahl des Targets. Die Linien zeigen die Ergebnisse der WW-Rechnungen bei Verwendung der BCV (durchgezogene Linien) und der Kox-Parametrisierung (gestrichelt) für den Abschneideparameter* b_{min}.

Die in Abschnitt 3.7 beschriebenen Ergebnisse der WW-Rechnungen sind ebenfalls in Abb. 4.12 dargestellt. Der beobachtete Anstieg entspricht gut dem zu erwartenden. Dabei wurden sowohl die BCV-Parametrisierung, als auch die Parametrisierung des Abschneideparameters von Kox verwendet. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte σ_{cf} werden von den WW-Rechnungen bei Verwendung des BCV-Abschneideparameters gut beschrieben, während die Kox-Parametrisierung systematisch zu niedrige Wirkungsquerschnitte liefert. Eine endgültige Entscheidung für eine der beiden Beschreibungen mit den Ergebnissen dieser Arbeit ist jedoch nicht möglich, da es, wie bereits erläutert, noch Unsicherheiten bei denen in die Rechnung eingehenden Wirkungsquerschnitten für Photospaltung gibt, welche in der gleichen Größenordnung von 10-15% liegen. Die Ergebnisse der hier vorgestellten Messung sind auch mit denen in Abschnitt 3.5 ausgeführten

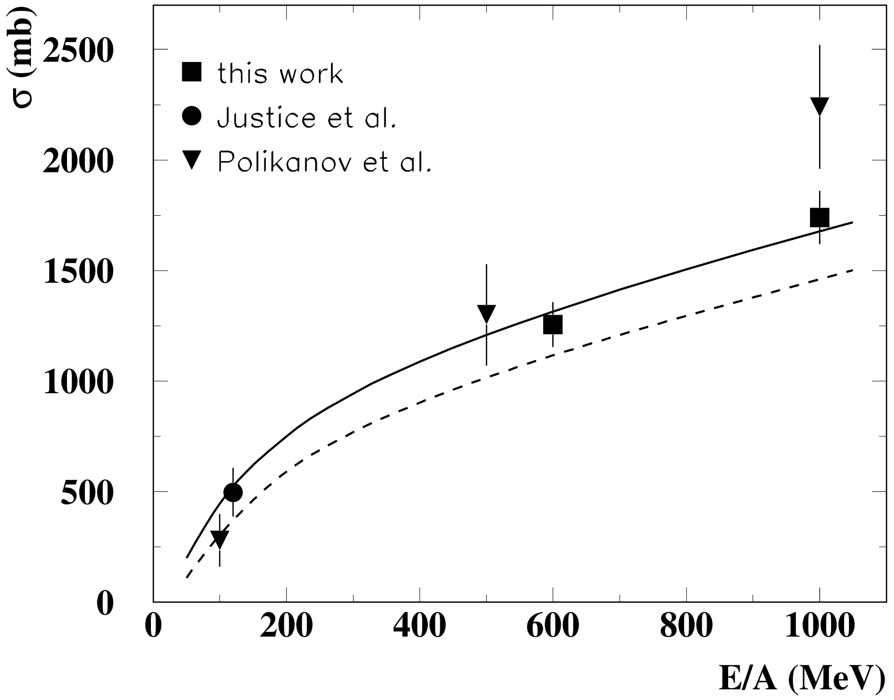

Abb. 4.13: *Elektromagnetische Spaltquerschnitte als Funktion der Strahlenergie für das System ^{238}U + ^{208}Pb im Vergleich zu den Vorhersagen der WW-Rechnungen. Die Ergebnisse dieser Messung wurden durch Interpolation auf das Pb-Target gewonnen. Weiterhin sind die Ergebnisse der Messungen von [Jus 94] und [Pol 94] eingetragen. Es wurde die BCV und die Kox-Parametrisierung verwendet (durchgezogene und gestrichelte Linien).*

Glauber-Rechnungen von Aumann und Bertulani [Aum 95a] in guter Übereinstimmung.

4.6.2 Energieabhängigkeit

Um Aussagen über eine Anregungsfunktion zu machen, ist in Abb. 4.13 die Energieabhängigkeit von elektromagnetischer Spaltung gezeigt. Zum Vergleich wurden die Ergebnisse von zwei weiteren Arbeiten hinzugefügt. Die Ergebnisse der Messung von Justice et al. [Jus 94] bei einer Energie von 120 AMeV sind bereits in der Einleitung erwähnt worden. In einem Experiment von Polikanov und Mitar-

beitern wurde am Fragmentseparator der GSI die elektromagnetische Komponente am totalen Spaltquerschnitt bei der Reaktion U + Pb bei 100, 500 und 1000 AMeV bestimmt [Pol 94]. Um die Dekomposition durchführen zu können, wurden die gemessenen Winkel- und Geschwindigkeitsverteilungen verwendet. Das Experiment konnte damit jedoch nicht vollständig elektromagnetische Spaltung und nukleare Spaltung bei niedrigen Anregungsenergien und kleinem Impulstransfer separieren. Die Autoren der Veröffentlichung [Pol 94] sehen deshalb den Unterschied zwischen den experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitten ihrer Arbeit nicht als signifikant an.
Da weder bei der Messung von Justice et al. noch bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment ein Bleitarget verwendet wurde, mußte, um Vergleiche durchführen zu können, zur Erlangung dieser Ergebnisse zwischen den anderen Targets interpoliert werden.
Die Übereinstimmung zwischen den einzelnen Experimenten und den theoretischen Vorhersagen bei Verwendung der BCV-Parametrisierung ist – mit Ausnahme des 1 AGeV-Punktes der Messung von Polikanov et al. – gut. Wie auch bei den vorher gezeigten Targetabhängigkeiten liefern die Rechnungen mit der Kox-Parametrisierung allgemein zu niedrige Werte.

Kapitel 5

Anregungsenergie

Neben der Untersuchung der Wirkungsquerschnitte ist auch die Betrachtung von Observablen, die Aufschluß über die Anregungsenergie des elektromagnetischen Spaltprozesses geben, von Interesse. Experimentell zugängliche Größen, wie die Asymmetrie der Ladungsverteilung und der Protonen Odd-Even-Effekt, werden mit Simulationsrechnungen, die Ergebnisse der Weizsäcker-Williams-Rechnungen verwenden, verglichen.

5.1 Minimum-zu-Maximum-Verhältnis

Die Asymmetrie der Ladungsverteilung von Spaltfragmenten ist, wie bereits bei der Diskussion von Abb. 4.3 erläutert wurde, ein sensitives Maß für die Anregungsenergie des spaltenden Kerns. Dies wurde in den letzten Jahrzehnten an vielen Experimenten untersucht. Eine gute Zusammenstellung und Diskussion dieser Daten findet sich in den Büchern von Vandenbosch & Huizenga [Van 73] und Wagemans [Wag 91]. Es wurden sowohl Messungen der Fragmentverteilungen mit Bremsstrahlung als auch mit vorwiegend leichten Teilchen, wie Neutronen, Protonen und α - Teilchen, durchgeführt. Die Anregungsenergieverteilung bei den Experimenten mit Bremsstrahlung ist durch ein typisches Bremsstrahlungsspektrum mit einer entsprechenden Maximalenergie gegeben. Im Gegensatz dazu wurden bei teilcheninduzierter Spaltung Messungen bei festen Projektilenergien, und damit einer diskreten Anregungsenergie, durchgeführt.
Um einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und der Asymmetrie in der Ladungsverteilung der Spaltfragmente, die durch das Maximum-zu-Minimum-Verhältnis beschrieben werden kann, zu erhalten, wurden verschie-

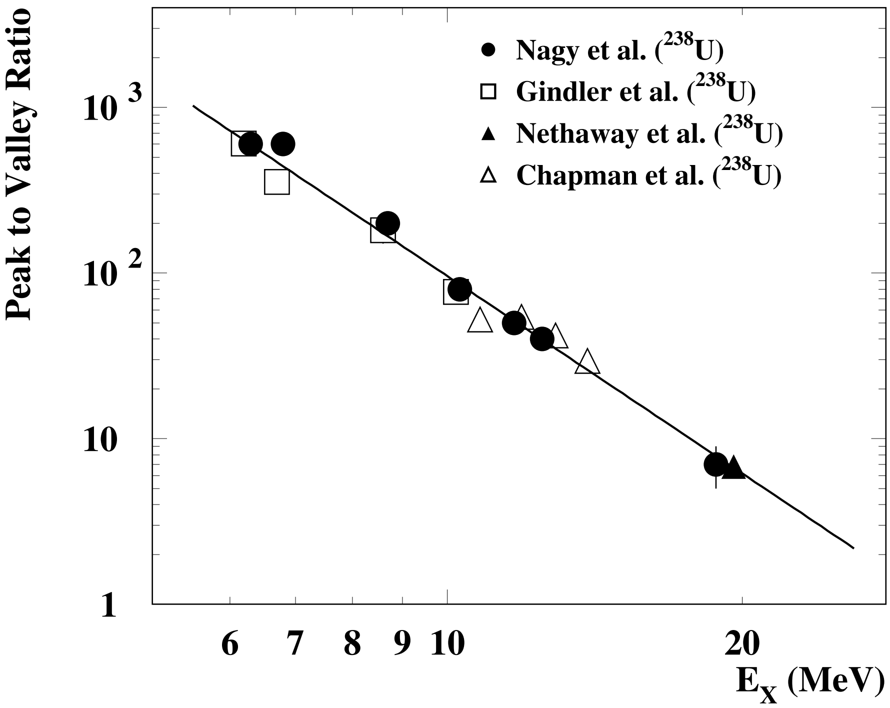

Abb. 5.1: *Maximum-zu-Minimum-Verhältnis der Ladungsverteilung von Uran als Funktion der Anregungsenergie. Es wurden die Daten von fünf verschiedenen Messungen zur neutroneninduzierten Spaltung von Uran verwendet [Nag 78, Gin 83, Net 72, Cha 78].*

dene Messungen zur neutroneninduzierten Spaltung von ^{238}U zusammengetragen [Nag 78, Gin 83, Net 72, Cha 78]. Die Anregungsenergie E_x läßt sich aus der Bindungsenergie des zusätzlichen Neutrons im Kern ΔB_E und der Neutronenenergie E_n bestimmen:

$$E_x = E_n + \Delta B_E. \tag{5.1}$$

Die Bindungsenergien wurden dafür aus den Massentabellen der Referenz [Aud 93] entnommen.

In Abb. 5.1 sind die Ergebnisse dieser Messungen doppelt-logarithmisch aufgetragen. Um die Daten zu beschreiben, wurde ein Potenzgesetz der Form

$$\ln(PV) = p_1 + p_2 \ln(E_x) \tag{5.2}$$

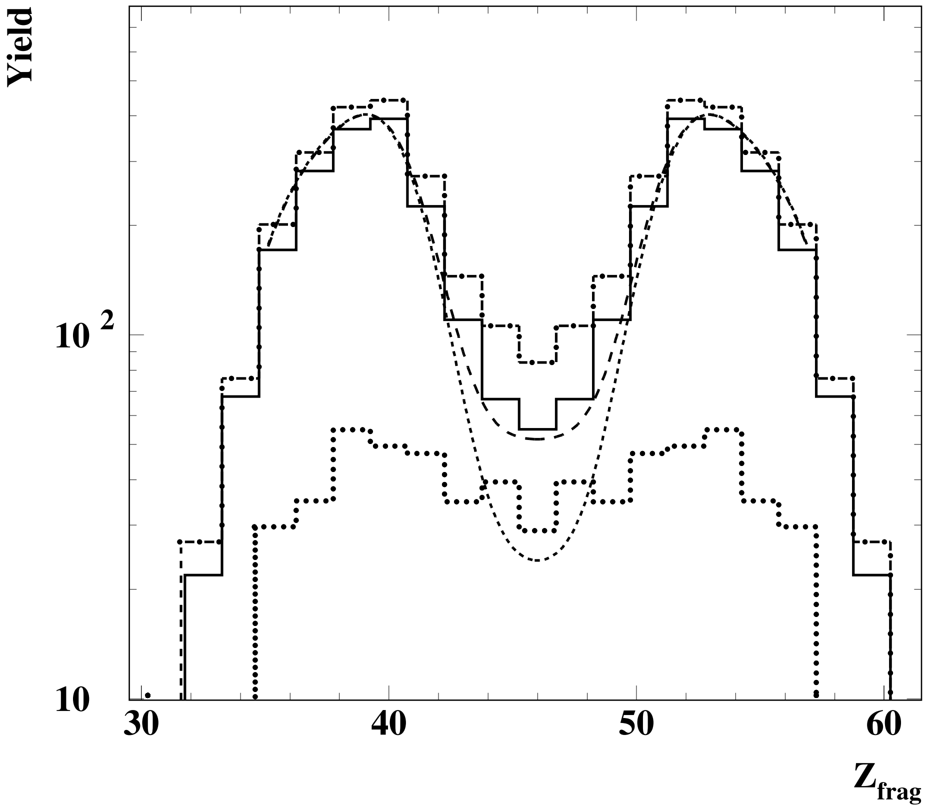

Abb. 5.2: *Ladungsverteilungen der Spaltfragmente bei der Reaktion U + U bei 1 AGeV. Die verschiedenen Histogramme zeigen das gemessene totale Spektrum (punktgestrichelte Linie), den nuklearen Untergrund (gepunktete Linie) und die resultierende Fragmentverteilung für elektromagnetische Spaltereignisse (durchgezogene Linie). Die Kurven stellen die Resultate von Faltungsrechnungen dar, wobei die Anregung der DGDR vernachlässigt (kurz-getrichelte Linie) und berücksichtigt wurde (langgestrichelte Linie).*

angepaßt, wobei E_x in MeV gemessen wird. Dabei wurden die Fitparameter $p_1 = 13.68 \pm 1.19$ und $p_2 = -3.96 \pm 0.50$ bestimmt. PV gibt das Maximum-zu-Minimum-Verhältnis (*Peak to Valley- Ratio*) der Spaltfragmentverteilung an.

In Abb. 5.2 ist der im Experiment gemessene elektromagnetische Anteil des Ladungsspektrums bei der Spaltung von Uran gezeigt. Wie in Abschnitt 4.5 beschrieben wurde, kann der nukleare Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt durch Skalierung des am Berylliumtargets gemessenen Spektrums bestimmt und subtrahiert werden. Aus der Verteilung ergibt sich ein Maximum-zu-Minimum-Verhältnis von $PV = 7.2 \pm 1.0$. Dies entspricht nach Gl.5.2 einer *diskreten* Anregungsenergie von 19.1 ± 0.8 MeV. Über die Anregungsenergie*verteilung*, die durch das virtuelle Photonenspektrum und die den Photospaltquerschnitt $\sigma_{\gamma,f}$ gegeben ist, kann jedoch durch die alleinige Messung der Asymmetrie in dieser Form keine Aussage gemacht werden.

Im unteren Teil der Abb. 5.3 ist die sich aus den WW-Rechnungen ergebende Verteilung der Anregungsenergie für elektromagnetische Spaltung unter Berücksichtigung der doppelten Dipolriesenresonanz gezeigt. Das Minimum-zu-Maximum-Verhältnis ist im oberen Teil als punktgestrichelte Linie eingezeichnet. Da der Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Asymmetrie nicht linear ist, wird das Maximum-zu-Minimum-Verhältnis und damit die gemessene mittlere Anregungsenergie durch die höherenergetischen Ausläufer der Verteilung nach oben verschoben. Das bedeutet, daß die Messung des Maximum-zu-Minimum-Verhältnisses besonders sensitiv auf Beiträge mit höheren Anregungsenergien ist.

Aus der Anregungsenergieverteilung der WW-Rechnungen kann auch die "wirkliche" mittlere Anregungsenergie bestimmt werden: sie ergibt sich zu 15.2 MeV, was bei einer monoenergetischen Anregung nach der obigen Parametrisierung einem Maximum-zu-Minimum-Verhältnis von $PV = 16$ entspräche. Dieser Wert ist als Pfeil neben dem erwartungsgemäß höher liegenden experimentellen Ergebnis von etwa 19 MeV für die mittlere Anregungsenergie eingezeichnet.

Um Vergleiche zwischen der Theorie und dem experimentellen Ergebnis durchführen zu können, wurde eine Faltungsrechnung verwendet, die die Anregungsenergieverteilung für elektromagnetische Spaltung aus den Weizsäcker-Williams-Rechnungen und den oben vorgestellten Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Asymmetrie bei der Bildung der Spaltfragmente enthält. Wie in Abb. 5.2 gezeigt wird, ergibt sich unter Berücksichtigung der Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz (DGDR) ein Maximum-zu-Minimum-Verhältnis von $PV_{MC} = 7.6 \pm 2.6$, was einer *festen* Anregungsenergie von 19.0 ± 1.9 MeV entspricht und in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ist. Rechnungen, bei denen die Anregung der DGDR vernachlässigt wurde, ergeben hingegen ein Maximum-zu-Minimum-Verhältnis von 16.2 ± 3.2.

5.2 Der Protonen Odd-Even-Effekt

Neben der Messung des Maximum-zu-Minimum-Verhältnisses konnte durch die im Experiment erzielte individuelle Ladungsauflösung ein weiterer Effekt beob-

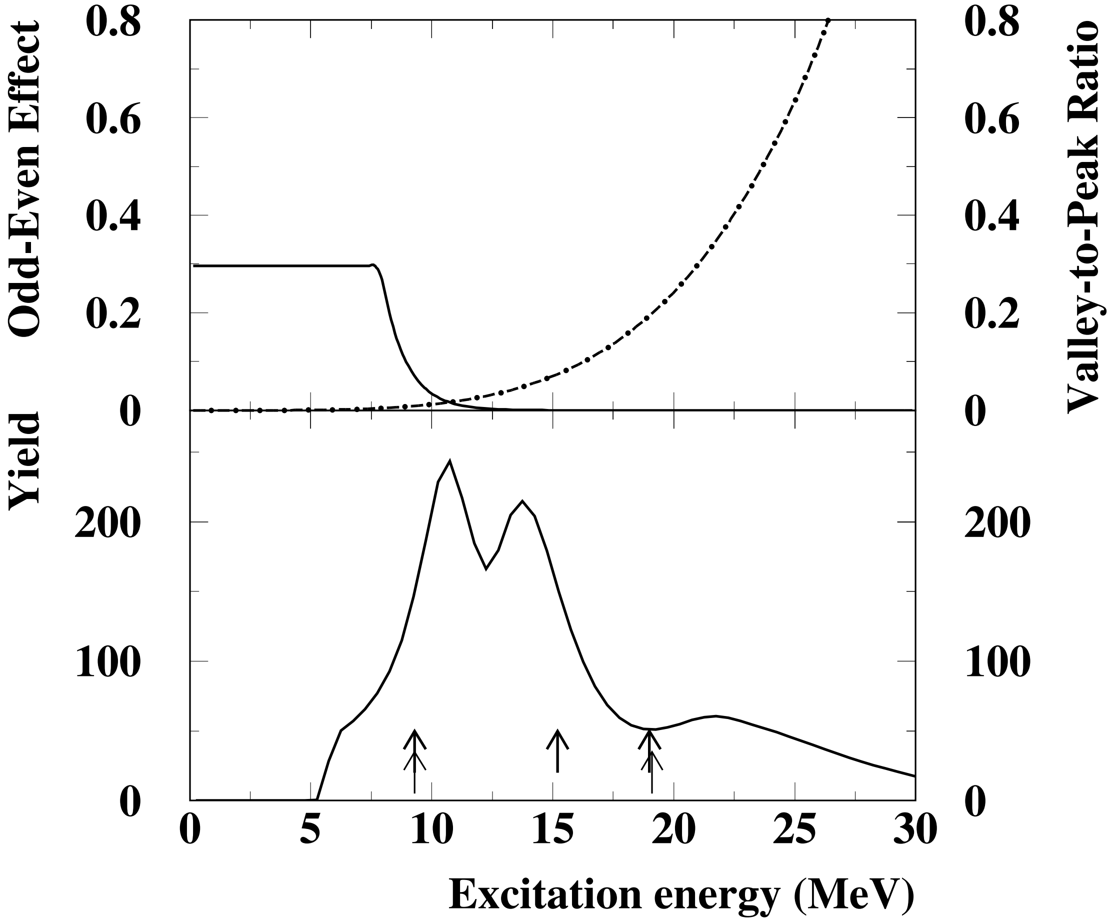

Abb. 5.3: *Im unteren Teil der Abbildung ist die Anregungsenergieverteilung für elektromagnetische Spaltung gezeigt. Im oberen Teil sind auf der rechten Achse das Minimum-zu-Maximum-Verhältnis (gepunktstrichelt) und auf der linken Ordinate der Protonen Odd-Even-Effekt als Funktion der Anregungsenergie aufgetragen (durchgezogene Linie). Der Pfeil bei 15.2 MeV deutet den berechneten Wert für die mittlere Anregungsenergie an, die beiden Pfeile bei etwa 19 MeV ergeben sich aus der experimentellen und berechneten Bestimmung der mittleren Anregungsenergie durch die Asymmetrie der Spaltfragmentverteilung. Aufgrund des Verlaufs des Minimum-zu-Maximum-Verhältnisses ergibt sich ein relativ zum berechneten Mittelwert zu höheren Anregungsenergien verschobener Wert für die mittlere Anregungsenergie. Der Protonen-Odd-Even-Effekt hingegen wird durch die Anteile bei niedriger Anregungsenergie dominiert. Es ergibt sich sowohl ein experimenteller als auch ein gerechneter Wert von etwa 9.3 MeV.*

achtet werden, der Aussagen über die Anregungsenergie gestattet. Der *Protonen Odd-Even-Effekt* besteht darin, daß bei der niederenergetischen Spaltung von Kernen mehr Fragmente mit gerader Ladungszahl, als solche mit ungerader Kernladungszahl produziert werden. Der Effekt kann gemäß

$$\delta = \frac{Y_{even} - Y_{odd}}{Y_{even} + Y_{odd}} \tag{5.3}$$

bestimmt werden, wobei Y_{even} und Y_{odd} die totalen Ausbeuten an Fragmenten mit gerader bzw. ungerader Ladungszahl darstellen. Die Protonen befinden sich dabei am Sattelpunkt noch in ungebrochenen Paaren. Es ist zwar genügend Energie vorhanden, um den Kern zu spalten, jedoch reicht diese nicht aus, um die Protonenpaare aufzubrechen. Der Effekt ist daher nur bei niedrigen Anregungsenergien beobachtbar. Einen guten Überblick über Messungen und Rechnungen zum Odd-Even - Effekt geben die Arbeiten [Boc 89, Wag 91].
In der Arbeit [Pom 93] wird der gemessene Protonen Odd-Even- Effekt für Uran wie folgt parametrisiert:

$$\delta = \begin{cases} 0.296 & wenn\ 0 \leq E_x < E_b \\ 0.296\exp(-\frac{E-E_b}{T}) & wenn\ E_b \leq E_x \leq \infty \end{cases} \tag{5.4}$$

Dabei ist die Schwellenenergie E_b über die Spaltbarriere B_f durch $E_b = 2.15$ MeV $+ B_f$ bei $T = 1$ MeV gegeben. Die Parametrisierung des Effektes ist im oberen linken Teil von Abb. 5.3 gezeigt. Bis zur Schwellenenergie ist der Wert von δ konstant, dann fällt er exponentiell rasch ab und verschwindet.
In Abb. 5.4 ist das experimentelle Ladungsspektrum der Fragmente bei der elektromagnetischen Spaltung von Uran gezeigt. Zur Verdeutlichung wurden die Fragmente mit gerader Kernladungszahl hellgrau, die mit ungerader Ladungszahl dunkelgrau eingefärbt. Die Produktion von geraden Kernen ist deutlich bevorzugt und es ergibt sich ein Odd-Even-Effekt von $\delta = (7 \pm 1.5)\%$, was wiederum nach Gl.5.4 einer *diskreten* Anregungsenergie von 9.3 MeV entspräche.
Um auch hier Vergleiche zwischen den experimentellen Ergebnissen und Modellrechnungen durchführen zu können, wurde die oben erläuterte Simulationsrechnung um den Odd-Even-Effekt erweitert. Dabei wurden bis 15 MeV experimentelle Spaltwahrscheinlichkeiten benutzt [Cal 80], um die Anregungsenergieverteilung für elektromagnetische Spaltung zu bestimmen. Wie in Abb. 5.5 zu erkennen ist, sind die experimentellen Ergebnisse bei etwa 6 MeV gegenüber den berechneten Spaltwahrscheinlichkeiten überhöht. Diese Überhöhung und der folgende

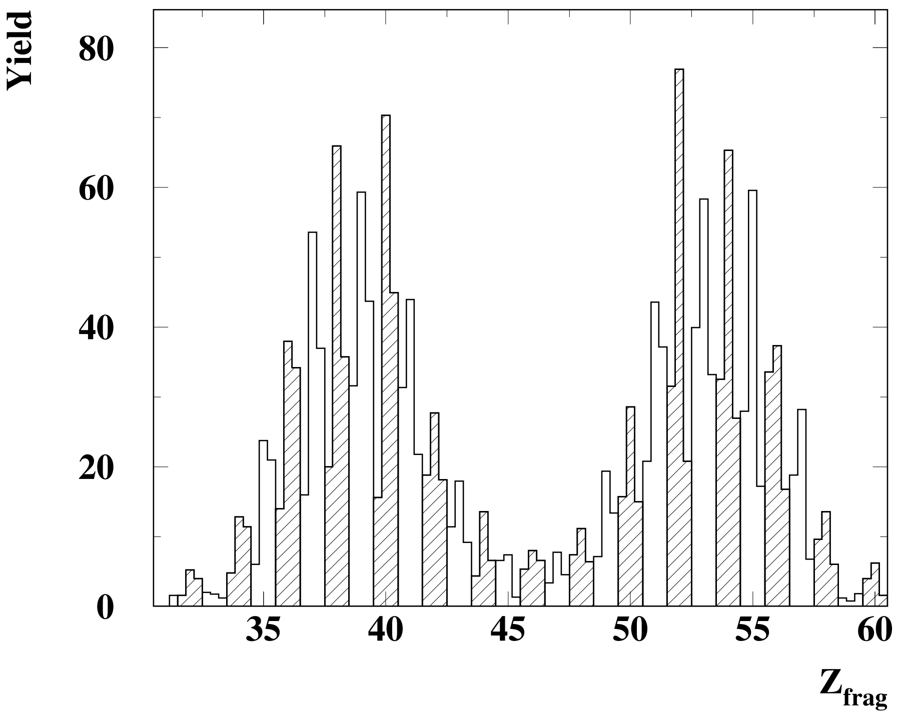

Abb. 5.4: *Ladungsverteilung der Spaltfragmente bei der Reaktion U + U bei 1 AGeV. Zur besseren Übersicht wurden die Fragmente mit gerader Kernladungszahl hellgrau, die mit ungerader Ladungszahl dunkelgrau eingefärbt. Man erkennt deutlich, daß die Fragmente mit gerader Kernladungszahl bevorzugt produziert worden sind.*

Abfall ist durch das Aufgehen des konkurrierenden Neutronenevaporationskanals bedingt.

Die Spaltereignisse werden bei gegebener Anregungsenergie so gewürfelt, daß es gemäß Gl.5.4 einen entsprechenden Überschuß an Fragmenten mit gerader Kernladungszahl gibt. Da zu der hier betrachteten Spaltung nicht nur ein Uranisotop beiträgt, und die Größe des δ-Effekts von der Spaltbarriere des jeweiligen Isotopes abhängt, muß neben der Anregungsenergieverteilung auch die jeweilige Isotopenverteilung bekannt sein. Diese wurde über den Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Spaltwahrscheinlichkeit abgeschätzt, der in Abschnitt 3.6 diskutiert wurde und in Abb. 5.5 gezeigt ist. Die totale Spaltwahrscheinlichkeit erhöht sich im wesentlichen dann, wenn Neutronenabdampfung möglich wird und der Tochterkern zu spalten beginnt. Unter der Annahme, daß die Spalt-

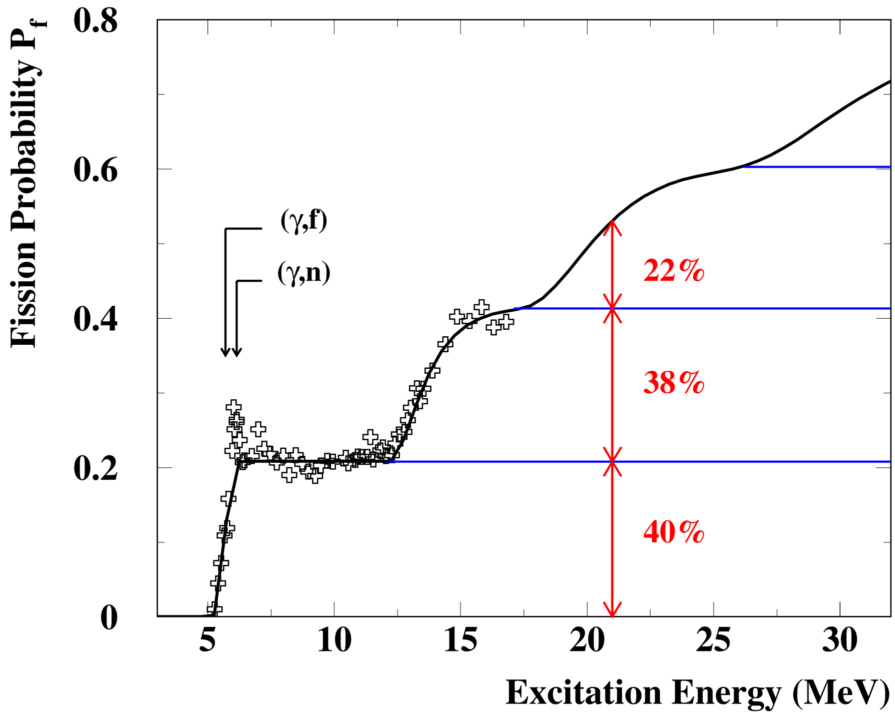

Abb. 5.5: *Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie. Bei niedrigen Anregungsenergien wurden die experimentellen Daten verwendet, ab etwa 15 MeV die Ergebnisse der Rechnungen (durchgezogene Linie). Die Isotopenverhältnisse bei einer gegebenen Anregungsenergie wurden, wie in dem gezeigten Beispiel bei $E_x = 21$ MeV, über die Spaltwahrscheinlichkeiten bestimmt.*

wahrscheinlichkeiten der einzelnen Isotope als Funktion der Anregungsenergie konstant bleiben, kann das Isotopenverhältnis über die Anteile an der totalen Spaltwahrscheinlichkeit bei gegebener Anregungsenergie bestimmt werden. Im Rahmen der Simulationsrechnungen ergibt sich ein Odd-Even-Effekt von $\delta_{MC} = (7.1\pm1.5)\%$, was einer *monoenergetischen* Anregung von 9.2 MeV entspricht und in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis ist.

5.3 Neutronen

Neben dem Maximum-zu-Minimum-Verhältnis und dem Protonen Odd-Even-Effekt war in diesem Experiment durch die Messung der Multiplizität von emit-

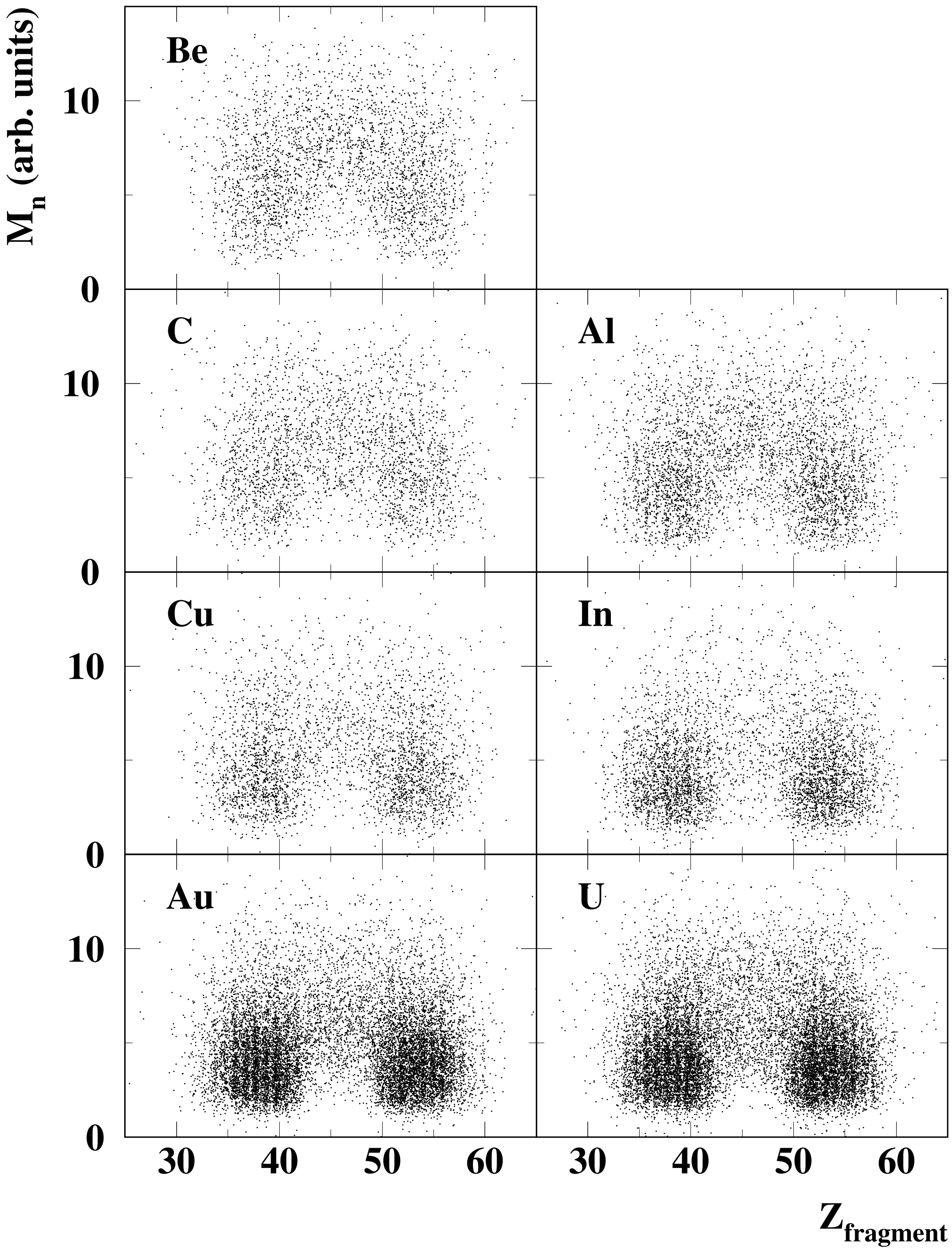

Abb. 5.6: *Multiplizität der im LAND nachgewiesenen Neutronen als Funktion der Ladungszahl der Spaltfragmente für die potentiellen elektromagnetischen Spaltereignisse für verschiedene Targets. Neben dem schon beobachteten Übergang zu asymmetrischer Spaltung ist mit zunehmender Kernladung des Targets auch die Abnahme der mittleren Neutronenmultiplizität zu beobachten.*

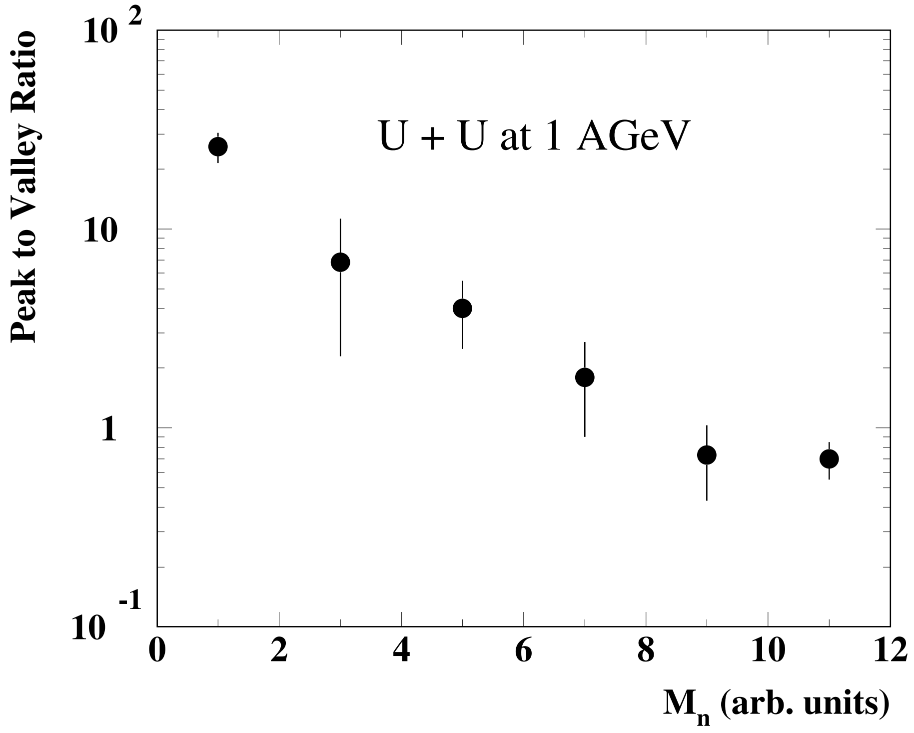

Abb. 5.7: *Minimum-zu-Maximum-Verhältnis der Ladungsverteilung von Spaltfragmenten als Funktion der Multiplizität der im LAND nachgewiesenen Neutronen.*

tierten Neutronen durch den LAND-Detektor noch eine weitere Größe zugänglich, die mit der Anregungsenergie des spaltenden Systems korreliert ist. Dies begründet sich aus der Tatsache, daß mit wachsender Anregungsenergie des spaltenden Kerns mehr Neutronen evaporiert werden [Wag 91].

In Abb. 5.6 ist die Neutronenmultiplizität M_n im LAND-Detektor gegen die Ladungszahl der Spaltfragmente aufgetragen. Neben dem schon in Abb. 4.2 gezeigten Übergang zur zunehmend asymmetrischeren Spaltung als Funktion der Kernladungszahl des Targets ist die Abnahme der mittleren Neutronenmultiplizität beobachtbar. Zudem ist in Abb. 5.7 das Maximum-zu-Minimum-Verhältnis der Spaltfragment-Ladungsverteilung gegen die gemessene Neutronenzahl aufgetragen. Wie zu erwarten, nimmt das Verhältnis mit steigender Neutronenmultiplizität ab. Dies ist mit der abnehmenden mittleren Anregungsenergie beim Übergang zu schwereren Targetkernen konsistent, da hier, wie bereits in Abschnitt 4.1.3 diskutiert wurde, der elektromagnetische Anteil an Spaltung relativ

zum nuklearen Anteil ansteigt.
In der Arbeit von Veysiérre et al. [Vey 73] wird die Neutronenverteilung bei Spaltung von Uran bei einer exemplarischen mittleren Neutronenzahl von $\bar{\nu} = 3$ und $\bar{\nu} = 4$ gezeigt. Die Verteilungen weisen eine Breite von etwa 3 Neutronen (FWHM) auf und erlauben daher keine scharfen Beschränkungen in der Anregungsenergie durch die gemessene Neutronenmultiplizität. Damit ist durch die Messung der Neutronenmultiplizität auch keine ereignisweise Bedingung auf einen bestimmten Anregungsenergiebereich möglich.

5.4 Resümee

Die beiden untersuchten Größen, das Maximum-zu-Minimum-Verhältnis und der Protonen Odd-Even-Effekt, lassen, wie gezeigt wurde, Aussagen über die Anregungsenergieverteilung zu. Dabei sind die Effekte auf verschiedene Energiebereiche sensitiv.
Vergleiche mit Faltungsrechnungen, die das Anregungsenergiespektrum der WW-Rechnungen und Parametrisierungen des Maximum-zu-Minimum-Verhältnisses und des Protonen Odd-Even-Effekts verwenden, zeigen eine gute Übereinstimmung für beide Größen, wenn die Anregung der DGDR berücksichtigt wird. Rechnungen, bei denen nur einfache Anregungen erlaubt waren, weisen deutlich höhere Ergebnisse auf, die nicht mit den experimentellen Werten vereinbar sind. Dies stellt eine Evidenz für die Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz dar. Ferner kann dieses Ergebnis neben der guten Beschreibung der experimentellen Wirkungsquerschnitte als weiteres Indiz für die Gültigkeit der WW-Rechnungen verstanden werden.

Kapitel 6

Ladungspickup von Uran

Neben den Ereignissen, bei denen die Summenladung der Spaltfragmente 92 beträgt, ist auch die Betrachtung der Spaltereignisse, bei denen $Z_{sum} = 93$ ist, von Interesse.
Prozesse, bei denen sich die Ladungszahl des Projektils durch eine Wechselwirkung mit dem Targetkern (und umgekehrt) erhöht, werden allgemein als Ladungspickup bezeichnet. Bei Verwendung von Uran kann der durch Ladungspickupprozesse gebildete Neptuniumkern, bedingt durch seine Anregungsenergie, spalten und daher über die beiden Spaltfragmente nachgewiesen werden. In Abb. 6.1 sind diese Ereignisse mit einer Summenladung von 93 deutlich zu erkennen.

6.1 Einführung

Beim sogenannten Ladungspickup erhöht sich bei der Reaktion die Ladungszahl des Projektilkerns (Targetkerns), wobei es sich bei relativistischen Energien nicht um die Aufnahme eines Protons aus dem Targetkern (Projektilkern) als solches handelt, sondern vielmehr um Prozesse mit Ladungsänderung im eigentlichen Sinn.
Obwohl nuklearer Ladungspickup bei relativistischen Projektilen, die mit einer Anzahl von verschiedenen Targets wechselwirken, in verschiedenen Experimenten beobachtet wurde, sind die Prozesse, die für den Ladungszuwachs verantwortlich sind, bislang nicht vollständig untersucht und verstanden. Dies wird nicht zuletzt auf die geringe Anzahl und die unzureichende Qualität der zugänglichen Daten zurückgeführt [Nil 94].
Im Rahmen einer einfachen Betrachtung können die Reaktionen, in gewisser Hin-

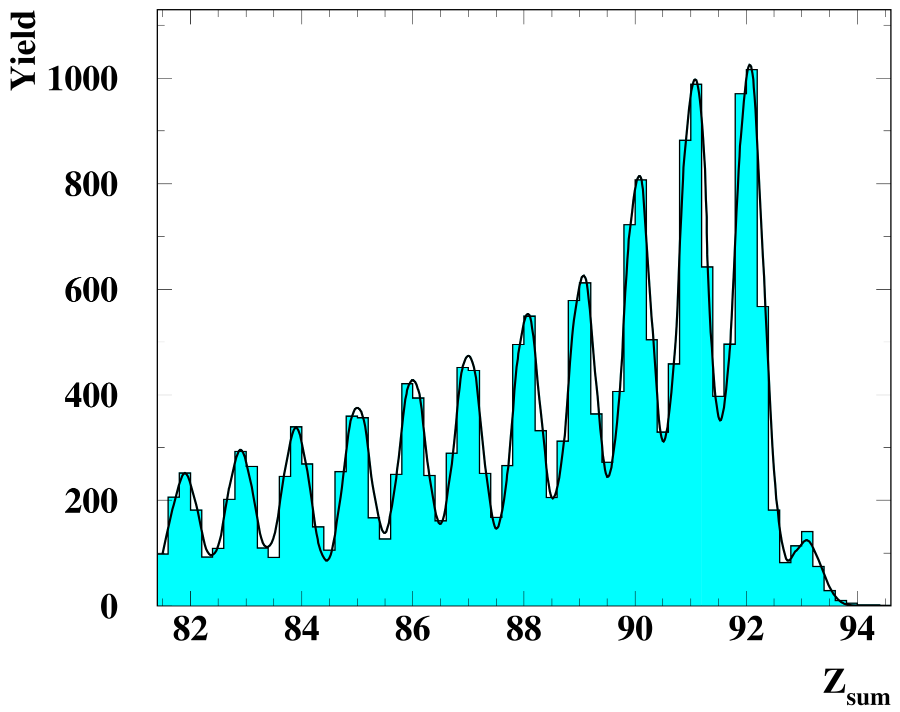

Abb. 6.1: *Summenladungsspektrum der Spaltfragmente, gemessen am Al-Target bei 1000 AMeV. Es ist deutlich der Peak bei $Z_{sum} = 93$ zu erkennen, der durch Ladungspickup bedingt ist. Die durchgezogene Linie stellt einen Fit durch eine Reihe von äquidistanten Gaußfunktionen gleicher Breite dar.*

sicht, als eine Verallgemeinerung von (p,xn)-Prozessen betrachtet werden, bei denen die Targetkerne durch energetische Protonen beschossen werden. Bei den hier betrachteten Ladungspickupreaktionen übernehmen, aus dem Ruhesystem des Projektils betrachtet, die Protonen der Targetkerne diese Rolle. Die Gültigkeit dieser Beschreibung wird im Bezug auf die Verwendbarkeit der Parametrisierung von (p,xn)-Reaktionen für Ladungspickupprozesse in der Arbeit von Ren Guoxiao [Ren 89] diskutiert, im Rahmen dieser Arbeit wird darauf in Abschnitt 6.4.1 eingegangen.
Führt man Ladungspickup hingegen auf elementare nukleare Wechselwirkungen zurück, wie dies in der Arbeit von Sümmerer et al. [Süm 95] getan wird, so dominieren bei relativistischen Energien zwei Prozesse:

- (n, p) Kollisionen, bei denen ein virtuelles Pion ausgetauscht wird und

- die Anregung der Δ-Resonanz im Target, bei der ein Neutron des Projektils seinen Isospin ändert.

Diese beiden Prozesse, (n, p) und die Anregung der Δ-Resonanz, konnten durch Impulsanalysen bei Messungen am SATURNE (Saclay) nachgewiesen werden [Bac 86, Roy 88a, Roy 88b]. Unter Berücksichtigung solcher elementarer nuklearer Prozesse können Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup über die Verwendung von internuklearen Kaskaden- plus Evaporationsmodellen berechnet werden [Süm 95]. Dieses Modell wird in Abschnitt 6.4.2 diskutiert.

6.2 Experimentelle Wirkungsquerschnitte

6.2.1 Spaltung der Präfragmente

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup konnten bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment nur über die Messung der Spaltfragmente mit Z_{sum}=93, und nicht über den direkten Nachweis der Neptuniumkerne, bestimmt werden. Dabei liegt die Annahme zugrunde, daß die Neptuniumkerne aufgrund der Anregungsenergie sofort spalten, was durch eine Messung zum Ladungspickup von Uran bei 960 AMeV und die später beschriebenen intranuklearen Kaskaden- plus Evaporationsrechnungen bestätigt wird [Wes 92]. Bei dem am BEVALAC durchgeführten Experiment wurde kein Ereignis mit einer Kernladungszahl von 93 nachgewiesen, was den Autoren Abschätzungen des Wirkungsquerschnitts für die Bildung von nicht spaltenden Neptuniumkernen von <7.7 mb und der Spaltwahrscheinlichkeit von >90.8% erlaubt.
Die Anregungsenergie und die damit verbundene Spaltwahrscheinlichkeit kann einfach abgeschätzt werden: ein angeregter Aktinidenkern verliert durch Neutronenevaporation Energie, wobei pro Neutron etwa 5-7 MeV davongetragen werden [Wes 91]. Als konkurrierender Prozeß tritt die Spaltung auf. Die relativen Beiträge von Neutronenevaporation und Spaltung werden, wie bereits erläutert, durch das Γ_n/Γ_f-Verhältnis ausgedrückt, das sich für leicht spaltbare Isotope nur leicht ändert [Van 73]. Nach jeder Neutronenevaporation ergibt sich etwa die gleiche Wahrscheinlichkeit für Spaltung. Dieses Stufenverhalten wurde schon in Abb. 3.6 gezeigt. Unter der einfachen Annahme, daß die Spaltwahrscheinlichkeit P_f bei jeder Stufe des Abkühlens konstant ist, $\Gamma_n/\Gamma_f = const(E_x, Isotop)$, kann die mittlere Anregungsenergie abgeschätzt werden.

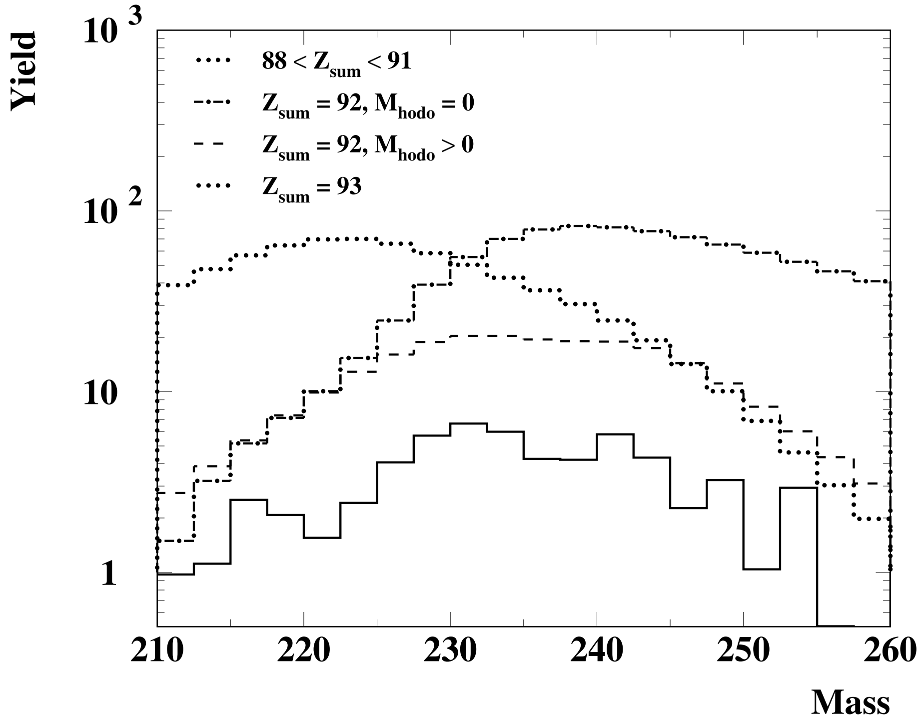

Abb. 6.2: *Summenmassenverteilungen der Spaltfragmente $A_1 + A_2$ bei 1 AGeV für verschiedene Z_{sum}-Kanäle. Deutlich zu erkennen sind die Verschiebungen in den mittleren Massen. Durch die im Rahmen dieser Analyse erreichte Massenauflösung von 4% sind die gezeigten Verteilungen deutlich verbreitert.*

$$1 - P_f = \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f + \Gamma_n}\right)^{E_x/E_{evap}} \tag{6.1}$$

Dabei ist E_x die Anregungsenergie und E_{evap} die Evaporationsenergie. Nach Umformung ergibt sich

$$E_x = -E_{evap}\frac{\log(1 - P_f)}{\log(1 + \Gamma_n/\Gamma_f)}. \tag{6.2}$$

Bei typischen Werten von $\Gamma_n/\Gamma_f \approx 1.5$ im Fall des am wahrscheinlichsten überlebenden Präfragments ^{239}Np ergibt sich ein minimales Verhältnis von $E_x/E_{evap} = 4.6$. Bei einer typischen Evaporationsenergie von etwa 8 MeV ergibt sich damit eine untere Abschätzung der Anregungsenergie von 40 MeV [Wes 92].
Um die Ergebnisse dieser einfachen Abschätzung anhand der hier gemessenen

Daten zu testen, sind in Abb. 6.2 die experimentellen Summenmassenverteilungen der Spaltfragmente unter verschiedenen Z_{sum}-Bedingungen gezeigt. Die Massenverteilungen sind von der Anregungsenergie des Präfragments abhängig. Da die mittlere Anregungsenergie der elektromagnetischen Spaltereignisse klein ist (rund 15 MeV), ergibt sich im Vergleich zu den nuklearen Spaltkanälen, bei denen $Z_{sum} < 92$ oder $Z_{sum} = 92 \wedge M_{hodo} > 0$ ist, eine deutlich höhere mittlere Summe der Spaltfragmentmassen. Die mittlere Summenmasse der beiden Spaltfragmente, bei denen $Z_{sum} = 93$ beträgt, ist gegenüber denen der elektromagnetischen Spaltung um etwa 6 Masseneinheiten reduziert. Dies ist konsistent mit den oben vorgestellten Ergebnissen und Abschätzungen.

6.2.2 Wirkungsquerschnitte

Die potentiellen Ladungspickup-Ereignisse wurden, wie bereits erläutert, durch die Forderung einer Summenladung der Spaltfragmente von 93 selektiert. Wie auch bei den Ereignissen der elektromagnetischen Spaltung wurde, wie in Abschnitt 4 beschrieben, auf Ineffizienzen, Fehlzuordnungen und Verlust durch weitere Reaktionen des Projektils und der Fragmente korrigiert.

Target	$\sigma^{600}_{\Delta Z=+1}$ (mb)	$\sigma^{1000}_{\Delta Z=+1}$ (mb)
Be	$61 \pm 3 \pm 4$	$27 \pm 2 \pm 2$
C	$77 \pm 2 \pm 5$	$36 \pm 2 \pm 3$
Al	$76 \pm 4 \pm 4$	$45 \pm 2 \pm 3$
Cu	$93 \pm 3 \pm 5$	$58 \pm 3 \pm 4$
In	$99 \pm 3 \pm 30$	$52 \pm 3 \pm 16$
Au	$186 \pm 9 \pm 19$	$64 \pm 3 \pm 12$
U	$151 \pm 4 \pm 17$	$99 \pm 6 \pm 22$

Tab. 6.1: *Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup von Uran bei 600 und 1000 AMeV. Es sind zunächst die statistischen und danach die systematischen Fehler angegeben.*

In Abb. 6.3 und Tab. 6.1 sind die so bestimmten Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup von Uran bei 600 und 1000 AMeV dargestellt. Ein deutlicher Anstieg mit der Masse des Targetkerns ist zu beobachten. Da das Verhältnis von Ereignissen mit einer Summenladung von 93 zu denen mit $Z_{sum} = 92$ bei zunehmender Kernladungszahl des Targets rasch abnimmt, werden die Fehler aus

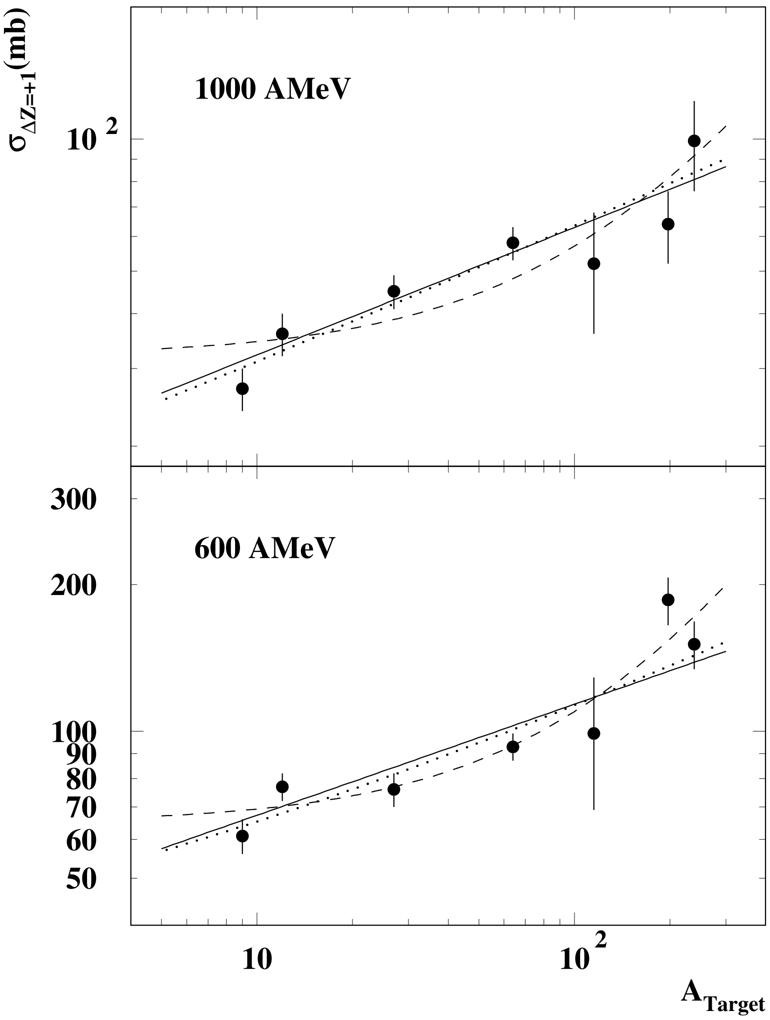

Abb. 6.3: *Experimentelle Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup von Uran bei 600 und 1000 AMeV als Funktion der Targetmasse. Die Linien stellen lineare Fits (gestrichelt) und angepaßte Potenzgesetze (durchgezogen) dar. Ferner sind Fits an die Daten gezeigt, die mit $A^{1/3}$ ansteigen.*

der Entfaltung immer größer.

Die in Abb. 6.3 eingezeichneten Linien stellen Fits der in der Publikation [Nil94] vorgeschlagenen linearen Funktion

$$\sigma_{\Delta Z=+1} = \delta + \epsilon A_T \tag{6.3}$$

und eines Potenzgesetzes

$$\sigma_{\Delta Z=+1} = \alpha (A_T)^\beta \tag{6.4}$$

dar, um die Targetabhängigkeit parametrisieren und vergleichen zu können. Dabei wurden die in Tab. 6.2 angegebenen Werte bestimmt. In Verbindung mit den Ergebnissen anderer Messungen bei schweren Systemen zwischen 0.6 und 11 AGeV, die ebenfalls aufgeführt sind, läßt sich jedoch, bedingt durch die Unsicherheiten in den experimentellen Werten, kein eindeutiger Trend in der Targetabhängigkeit erkennen.
Bei höheren Energien wurde in zwei verschiedenen Experimenten die Targetabhängigkeit des Ladungspickupprozesses von Goldprojektilen mit einer Reihe von Targets bei 10.6 und 11.4 AGeV am AGS in Brookhaven gemessen [He 93, Nil 94]. Wie in der letzteren Referenz diskutiert wird, zeigen auch die Ergebnisse dieser aktuellen Messungen deutlich verschiedene Targetabhängigkeiten, die nicht miteinander vereinbar sind.

E (AGeV)	Proj.	α (mb)	β	δ (mb)	ϵ (mb)
0.56 [1]	Au	38.0 ± 1.6	0.51 ± 0.02	59.4 ± 2.1	4.87 ± 0.17
0.6	U	39.8 ± 8.3	0.23 ± 0.07	64.8 ± 4.7	0.45 ± 0.12
0.67 [1]	Au	41.5 ± 2.5	0.04 ± 0.03	41.4 ± 1.6	0.39 ± 0.12
0.77 [1]	Au	38.8 ± 2.4	-0.08 ± 0.03	36.3 ± 1.4	-0.31 ± 0.10
0.91 [1]	Au	26.8 ± 1.8	0.10 ± 0.03	28.8 ± 1.3	0.34 ± 0.09
1.0	U	16.5 ± 5.5	0.29 ± 0.09	32.1 ± 0.25	0.25 ± 0.08
10.6 [1]	Au	7.91 ± 0.34	0.18 ± 0.01	10.15 ± 0.29	0.063 ± 0.006
11.4 [1]	Au	6.90 ± 1.60	0.36 ± 0.07	11.1 ± 1.80	0.25 ± 0.05

Tab. 6.2: *Fitparameter aus den Gleichungen 6.3 und 6.4. Die mit [1] gekennzeichneten Daten wurden den Arbeiten [Nil 94] und [He 93] entnommen.*

Wie in Abb. 6.3 zu erkennen ist, können unsere Daten jedoch gut durch eine $A_T^{1/3}$-Abhängigkeit beschrieben werden, wie sie auch bei der Bestimmung des nuklearen Untergrunds im Fall der elektromagnetischen Spaltung gefunden wurde.

6.3 Experimente bei relativistischen Energien

Der Prozeß des Ladungspickups ist bei einer Anzahl von Projektil- Targetkombinationen gemessen worden. Dabei wurden Projektile zwischen Kohlenstoff und Uran im Energiebereich von 0.5-2 AGeV am BEVALAC (Berkeley) und SATUR-

NE (Saclay) verwendet. In Tab. 6.3 sind Messungen bei Strahlenergien im Bereich von etwa 1 bis 2 AGeV aufgeführt. Eine ausführliche Darstellung zu den einzelnen Messungen findet sich in der Arbeit von He [He 93].

Projektil	Target(s)	Energie (AGeV)	Referenz
^{12}C	C	0.9	[Roy 88b]
^{12}C	C	1.05	[Ols 81]
^{12}C	C	2.1	[Ols 81]
^{18}O	Be	1.7	[Ols 83]
^{20}Ne	C	0.95	[Bac 86]
^{20}Ne	C	0.9	[Roy 88a]
^{56}Fe	CR-39	1.57	[Ren 89]
^{56}Fe	C, Al, Cu, Pb	1.57	[Cum 90]
^{84}Kr	CR-39	1.45	[Ren 89]
^{84}Kr	H, CH_2, C, Al, Cu, Sn, Pb	1.1, 1.4	[Nil 94]
^{108}Ag	H, CH_2, Li, C, Al, Cu, Sn, Pb	0.9, 1.1, 1.4	[Nil 94]
^{139}La	CR-39	1.28	[Ren 89]
^{139}La	H, C, Al, Cu	0.9	[Cum 90]
^{165}Ho	H, C, Al, Cu	0.9	[Cum 90]
^{165}Ho	C, Cu, In, Sn, Pb, U	0.98	[Wes 91]
^{197}Au	H, C, Al, Cu	0.9	[Cum 90]
^{197}Au	Al	0.9	[Ger 88]
^{238}U	BP-1	0.98	[Wes 92]

Tab. 6.3: *Zusammenstellung von Experimenten bei Strahlenergien im Bereich von etwa 1 bis 2 AGeV.*

In der ersten systematischen Studie zu Ladungspickupreaktionen von Ren Guoxiao et al. [Ren 89] wird gezeigt, daß die Projektilabhängigkeit des Prozesses im Energiebereich von 1-2 AGeV recht gut durch den funktionalen Zusammenhang

$$\sigma_{\Delta Z=+1} = a\gamma_{PT} A_P^2 \tag{6.5}$$

beschrieben werden kann, wobei $\gamma_{PT} = (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 1)$ den Faktor für periphere Reaktionen und $a = 1.7 \cdot 10^{-4}$ mb darstellt. Die Daten aus Tab. 6.3 sind in Abb. 6.4 zusammen mit dem Fit aus Gl. 6.5 dargestellt. Mit einigen Ausnahmen

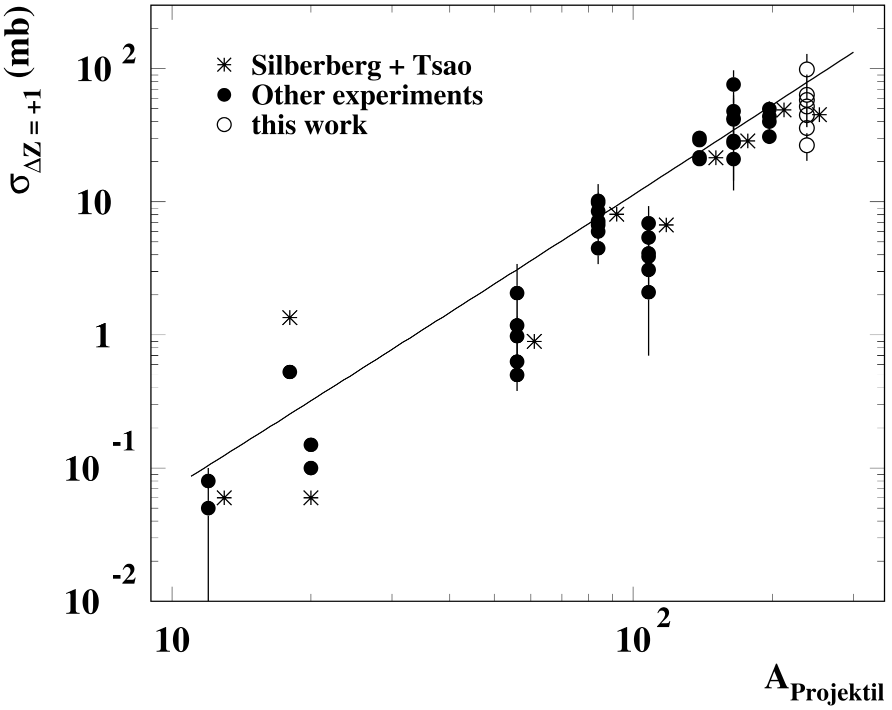

Abb. 6.4: *Projektilabhängigkeit des Ladungspickupprozesses im Bereich von 1-2 AGeV Strahlenergie. Die Referenzen der verwendeten Daten sind in Tab. 6.3 aufgeführt. Die Ergebnisse unserer Messung bei 1 AGeV sind ebenfalls eingezeichnet. Die Vorhersagen der Parametrisierung von Silberberg und Tsao [Sil 77] sind zur besseren Übersicht leicht zu höheren Massen verschoben. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis von Gl. 6.5 dar.*

werden die gemessenen Daten innerhalb eines Faktors 2 durch die Funktion beschrieben. Obwohl detailliertere Effekte durch diesen einfachen Zusammenhang nicht erklärt werden können, bleibt die Beobachtung der Projektilabhängigkeit von A_P^2 doch interessant [He 93]. Die Autoren der Arbeit [Ren 89] sprechen von "der stärksten A_P-Abhängigkeit, die je in nuklearen Prozessen beobachtet worden ist". Dies scheint zunächst im Widerspruch zu den bereits erläuterten Ergebnissen der Saclay-Messungen zu stehen, die den Ladungsaustausch durch elementare Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen erklären und eine lineare Abhängigkeit von der Projektilmasse erwarten lassen. Es soll schon hier erwähnt werden, daß die im späteren Abschnitt 6.4.2 diskutierten intranuklearen Kaskaden- plus Evaporationsrechnungen zeigen, daß der beobachtete starke Anstieg mit A_P nicht durch die Bildung der Präfragmente, sondern die nachfolgende Evaporation von Protonen bedingt ist.

6.4 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

6.4.1 Die Parametrisierung von Silberberg und Tsao

Wie bereits anfangs erwähnt, können die von der Parametrisierung von Silberberg und Tsao [Sil 77] vorhergesagten Wirkungsquerschnitte für (p,xn)-Reaktionen häufig auch mit angemessener Genauigkeit für Ladungspickupprozesse verwendet werden, nachdem sie auf schwere Targets skaliert wurden [Ren 89].
Die Parametrisierung basiert auf einer Reihe von empirisch angepaßten Gleichungen an etwa 700 publizierte Wirkungsquerschnitte von (p,xn)-Reaktionen. Bei diesen Reaktionen wird das Proton vom Targetkern absorbiert oder einem Ladungsaustausch unterworfen, bei dem x Neutronen emittiert werden.
Die empirisch bestimmten Gleichungen wurden benutzt, um die Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup bei verschiedenen Systemen und Energien zu berechnen. Dabei wurden die Rollen von Projektil und Target vertauscht. Um die Tatsache zu berücksichtigen, daß die verwendeten Targets schwerer als Protonen sind, wird eine Faktorisierung mit $\gamma_{PT} = A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 1.0$ angenommen und der Wirkungsquerschnitt mit dem Verhältnis aus $\gamma_{PT}/\gamma_{PT}^{Proton}$ korrigiert [Ren 89]. Ferner muß bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte über alle Werte von x, der Anzahl der emittierten Neutronen, summiert werden.
In Abb. 6.4 sind die Ergebnisse dieser Rechnungen eingetragen. Für jedes Projekil wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit lediglich das Ergebnis von einem Target (in der Regel Aluminium) eingezeichnet. Es kann eine recht gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und berechneten Wirkungsquerschnitten beobachtet werden, die bei fast allen Messungen innerhalb eines Faktors 2 liegt.

6.4.2 Intranukleares Kaskaden- und Verdampfungsmodell

Mittels internuklearer Kaskaden- und Verdampfungsrechnungen können die Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup bestimmt werden, ohne auf empirische Parametrisierungen zurückgreifen zu müssen, vielmehr werden die elementaren nuklearen Wechselwirkungen berücksichtigt [Süm 95]. Dafür wurde das Programm-

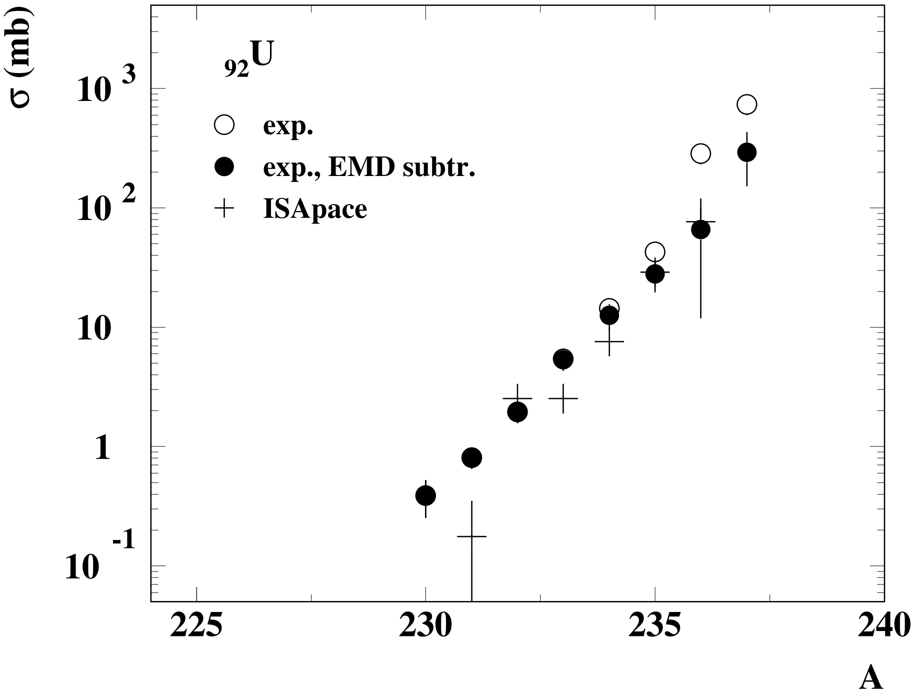

Abb. 6.5: *Mit ISAPACE berechnete Wirkungsquerschnitte für Uranisotope, die in der Reaktion* $^{238}U + ^{64}Cu$ *bei 950 AMeV gebildet werden, im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen, die am Fragmentseparator der GSI gemessen wurden [deJ 94, Cle 94]. Da ISAPACE keine elektromagnetischen Dissoziationsprozesse berücksichtigt, wurden die mittels WW-Rechnungen bestimmten elektromagnetischen Anteile am 1n-4n-Wirkungsquerschnitt von den experimentellen Daten abgezogen.*

paket ISAPACE benutzt, das sich aus dem intranuklearen Kaskadenmodell ISABEL, welches eine verallgemeinerte Monte-Carlo-Simulation von Nukleon-Nukleon-Stößen auf Kern-Kern-Stöße darstellt, und dem statistischen Evaporationscode PACE zusammensetzt. Die Abregung der gebildeten Präfragmente geschieht durch die sequentielle Emission von leichten Teilchen und γ-Quanten. Weiterhin wird als konkurrierender Prozeß die Spaltung behandelt. Diskussionen zu ISAPACE finden sich u.a. in den Arbeiten [Rei 94, Süm 95, Bla 92a]. In der Arbeit von Sümmerer et al. [Süm 95] wird gezeigt, daß bei Verwendung der ISAPACE-Rechnungen für eine Vielzahl von nicht spaltenden Systemen eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten und den berechneten Wirkungsquer-

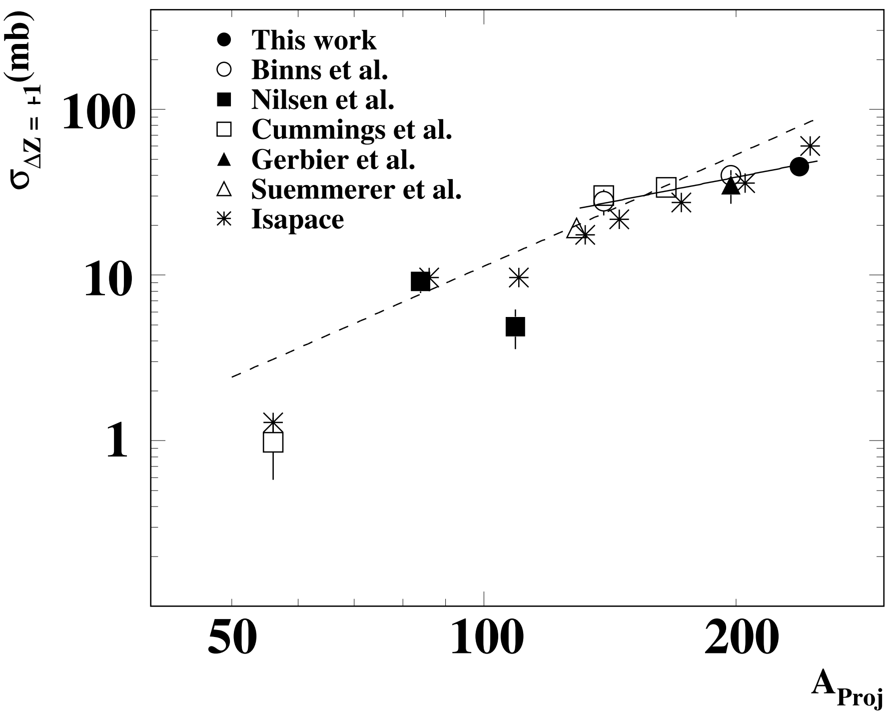

Abb. 6.6: *Experimentelle Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup als Funktion der Projektilmasse. Bei allen Messungen wurde ein Aluminiumtarget verwendet. Die gestrichelte Linie zeigt die bereits diskutierte quadratische Abhängigkeit, die durchgezogene Gerade eine lineare Abhängigkeit mit A_P. Zur besseren Übersicht wurden die Ergebnisse der Isapace-Rechnungen [Süm 95] leicht zu höheren Massen verschoben.*

schnitten erzielt werden kann.

Um die Beschreibung der Spaltung im Programmpaket ISAPACE auch bei Reaktionen im Energiebereich von 1 AGeV zu testen, wurden in Abb. 6.5 die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Bildung von Uranisotopen in der Reaktion ^{238}U + ^{64}Cu bei 950 AMeV mit experimentellen Daten verglichen [deJ 94, Cle 94]. Da ISAPACE die elektromagnetische Dissoziation nicht berücksichtigt, wurden die mittels WW-Rechnungen bestimmten elektromagnetischen 1n-4n-Wirkungsquerschnitte von den experimentellen Ergebnissen subtrahiert. Es zeigt sich, daß ISAPACE die durch Spaltung dominierten Daten [Cle 94] gut beschreiben kann.

In Abb. 6.6 sind die Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup von Projektilen mit

$A_P > 50$ bei Verwendung eines Aluminiumtargets im Energiebereich um 1 AGeV gezeigt. Die ebenfalls eingezeichneten Ergebnisse der ISAPACE-Rechnungen beschreiben die Daten gut. Die gestrichelte Linie stellt die in Abb. 6.4 diskutierte quadratische Abhängigkeit von A_P dar. Für schwere Projektile weichen die Meßwerte systematisch davon ab und weisen einen annähernd linearen Verlauf auf. Diese Abweichung von der quadratischen Abhängigkeit läßt sich durch die Ergebnisse der Rechnungen verstehen: die berechneten Wirkungsquerschnitte der Präfragmente steigen etwa linear mit der Projektilmasse an, was aufgrund der im Programm ISABEL verwendeten Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen zu erwarten war und konsistent mit den Ergebnissen der Messungen am SATURNE ist. Der in Abb. 6.4 dargestellte rasche Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei leichten Projektilen ist auf die Evaporation von Protonen während des Zerfalls zurückzuführen, die durch eine niedrige Protonenbindungsenergie bedingt ist. Im Bereich der schweren Projektile ist die Wahrscheinlichkeit für Protonenevaporation vernachlässigbar.

In guter Übereinstimmung mit der Messung und den obigen Abschätzungen ergibt sich bei den ISAPACE-Rechnungen ein mittlerer Massenverlust von $\Delta A_{sum} =\sim 10$ Neutronen und eine Spaltwahrscheinlichkeit der Neptuniumpräfragmente von $\sim$98%.

6.5 Energieabhängigkeit

Um die Energieabhängigkeit des Ladungspickupprozesses zu untersuchen, wurden neben den Daten dieser Arbeit weitere Messungen an schweren Projektilen herangezogen, wobei die Skalierung der Wirkungsquerschnitte auf Uran mittels der Silberberg-Tsao-Rechnungen durchgeführt wurde. Es wurden Daten verwendet, bei denen der Ladungspickup-Wirkungsquerschnitt von Goldprojektilen [Bin 89, Ger 88] und Holmiumprojektilen [Cum 90, Wes 91] angegeben wurde. Um die Targetabhängigkeit zu eliminieren, wurde bei allen Messungen, soweit dies möglich war, das Aluminiumtarget gewählt.

In Abb. 6.7 sind die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Projektilenergie aufgetragen. Neben den experimentellen Ergebnissen sind die Resultate der Silberberg-Tsao-Parametrisierung und auch einige Ergebnisse der ISAPACE-Rechnungen aufgetragen. Mit Ausnahme der beiden Meßpunkte unterhalb von 550 AMeV beschreiben sowohl die empirische Parametrisierung als auch die Ergebnisse der

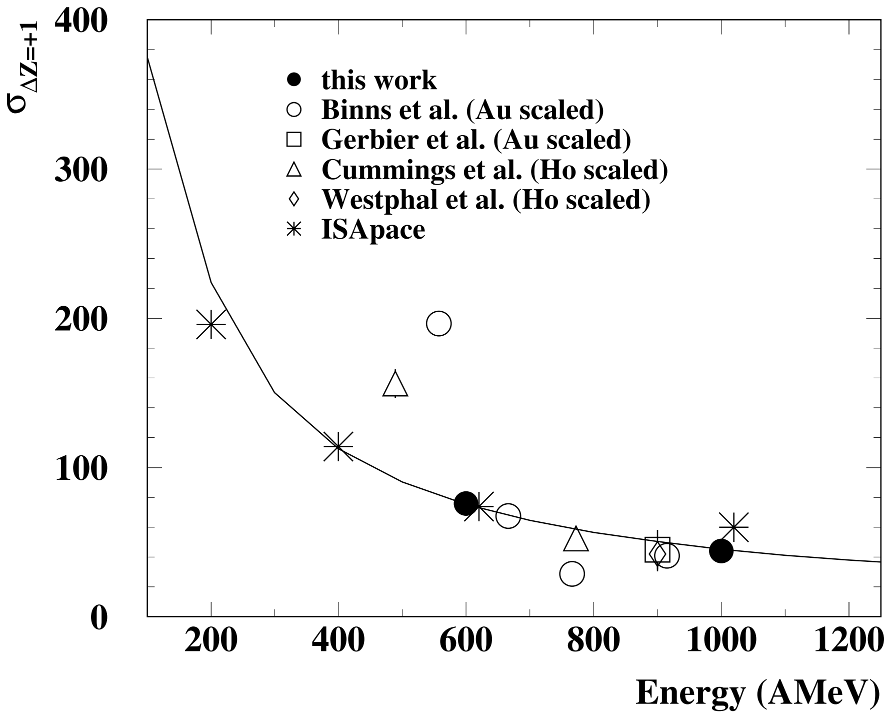

Abb. 6.7: *Experimentelle Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup als Funktion der Strahlenergie. Neben den experimentellen Daten sind auch die Vorhersagen der Silberberg-Tsao-Parametrisierung (durchgezogene Linie) und einige Ergebnisse der ISAPACE-Rechnungen eingezeichnet.*

ISAPACE-Rechnungen die Daten gut.

6.6 Resümee

Obwohl der Prozeß des Ladungspickups durch die ISAPACE-Rechnungen gut beschrieben zu sein scheint, wären weitere systematische Untersuchungen, insbesondere im Bezug auf die hier nur kurz angeschnittene Targetabhängigkeit und die Energieabhängigkeit von Interesse, da die vorhandenen experimentellen Ergebnisse zu starke Unsicherheiten aufweisen.
Um weitere Informationen über die Energieabhängigkeit des Ladungspickupprozesses zu erhalten, wären auch Daten bei Energien unterhalb von 500 AMeV wünschenswert. Die vorhandenen Messwerte in diesem Bereich zeichnen sich durch

relativ starke Schwankungen aus, wodurch nicht klar ist, ob der Wirkungsquerschnitt tatsächlich mit abnehmender Energie so stark ansteigt, wie dies aus Abb. 6.7 entnommen werden kann.

Kapitel 7

Diskussion

In dieser Arbeit konnten durch den individuellen Nachweis der einzelnen Spaltfragmente die Prozesse der elektromagnetischen Dissoziation und des nuklearen Ladungspickups von Uranprojektilen bei Einschußenergien von 600 und 1000 AMeV untersucht werden. Im folgenden werden die beiden Prozesse unabhängig voneinander diskutiert.
Zudem wurden die totalen Spaltquerschnitte von ^{238}U für sieben verschiedene Targets bestimmt. Diese zeigen, unter Berücksichtigung der stark energieabhängigen elektromagnetischen Anteile, sehr gute Übereinstimmung mit anderen Messungen [Arm 93, Pol 94]. Wie auch in diesen beiden Arbeiten berichtet wird, weisen die Daten einer Messung von Greiner et al. [Gre 85], bei der lediglich die Summensignale gemessen wurden konnten und keine Information über die Multiplizität der Ereignisse verfügbar war, systematisch niedrigere Wirkungsquerschnitte auf.

Elektromagnetische Spaltung

Um die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Spaltung berechnen zu können, wurden Weizsäcker-Williams (WW)-Rechnungen durchgeführt. Diese basieren auf der Methode der äquivalenten Photonen, wobei der elektromagnetische Puls während der Kollision durch einen Austausch von virtuellen Photonen verstanden wird. Bei den Rechnungen wurden sowohl die Anregungen der Quadrupolriesenresonanz (GQR), als auch die einfache und doppelte Anregung der Dipolriesenresonanz (GDR) berücksichtigt.
Im Rahmen der theoretischen Beschreibung ergeben sich zwei dominante Unsicherheiten: die in die Rechnungen eingehenden experimentellen Wirkungsquer-

schnitte für Photospaltung von ^{238}U sind nicht eindeutig, was sich im wesentlichen durch die unterschiedlichen Ergebnisse verschiedener Messungen begründet. Dabei sollte bemerkt werden, daß die Photospaltquerschnitte von fünf der sechs beschriebenen Messungen [Vey 73, Gur 76, Cal 80, Rie 84, Web 90b, Wil 90] innerhalb ihrer Fehler in guter Übereinstimmung sind. Lediglich die in einigen anderen Arbeiten [Jus 94, Pol 94] verwendeten Ergebnisse aus Livermore [Cal 80] weisen systematisch höhere Werte auf. Hier wären weitere, genauere Untersuchungen wünschenswert. Die zweite Unsicherheit ergibt sich aus der Wahl des Abschneideparameters b_{min}, unterhalb dessen die nuklearen Wechselwirkungen dominant werden. Eine endgültige Entscheidung für eine der Parametrisierungen wäre durch den Vergleich der Rechnungen mit gemessenen totalen Reaktionsquerschnitten möglich. Solche experimentellen Ergebnisse fehlen jedoch für schwere Systeme, bei denen die Unterschiede in den Parametrisierungen signifikant werden.

Durch die in dem hier beschriebenen Experiment erzielte individuelle Ladungsauflösung der Spaltfragmente und die Messung der Multiplizität von geladenen Teilchen aus der Wechselwirkungszone konnte eine gute Selektion von potentiellen elektromagnetischen Spaltereignissen erreicht werden. Bei den für elektromagnetische Spaltung typischen Anregungsenergien ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission von weiteren geladenen Teilchen in der Größenordnung von 10^{-3} [Ver 94]. Durch die damit verbundene Forderung nach einer Summenladung der Spaltfragmente von $Z_{sum} = 92$ und der Bedingung, daß kein geladenes Teilchen aus der Wechselwirkungszone nachgewiesen wurde, konnte der nukleare Anteil um etwa 80% reduziert werden.
Um den verbleibenden nuklearen und elektromagnetischen Anteil am gemessenen Wirkungsquerschnitt zu separieren, wurde das Konzept der Faktorisierung angewandt. Anhand der Ereignisse, bei denen die Summenladung $Z_{sum} < 92$ war, konnte die Gültigkeit dieses Ansatzes mit experimentellen Daten überprüft werden. Ferner konnten die Skalierungsfaktoren bestimmt werden, um dann den nuklearen Untergrund im $Z_{sum} = 92$-Kanal vom Berylliumtarget zu den schweren Targets zu extrapolieren. Für das System U + U ergibt sich ein nuklearer Anteil von weniger als 20%, wodurch die systematischen Fehler klein gehalten wurden.
Die Messung der nuklearen Nachbarkanäle $Z_{sum} < 92$ erlaubte weiterhin die Überprüfung von anderen Ansätzen, wie dem in der Arbeit von Justice et al. [Jus 94] verwendeten geometrischen Modell. Es wurde gezeigt, daß dieser ein-

fache Ansatz die Targetabhängigkeit der nuklearen Wirkungsquerschnitte nicht beschreiben kann.

Durch die Verwendung von sieben verschiedenen Targets zwischen Beryllium und Uran konnte die Targetabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von elektromagnetischer Spaltung untersucht werden. Der zu erwartende starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Kernladungszahl des Targets ($\propto Z^{1.8}$) wurde bestätigt, und es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und denen der WW-Rechnungen, wenn der Abschneideparameter b_{min} gemäß BCV parametrisiert wird.
Bei dem hier vorgestellten Experiment handelt es sich, neben der Messung von Justice et al. [Jus 94] am BEVALAC, um die einzige Messung der Targetabhängigkeit von elektromagnetischer Spaltung. In der Arbeit von Justice et al. wurden die Wirkungsquerschnitte bei einer Energie von 120 AMeV für fünf verschiedenen Targets präsentiert. Die Resultate zeigen eine relative Abweichung des Wirkungsquerschnitts beim Urantarget von den restlichen Targets, wodurch sich ein zu niedriges Ergebnis für Uran oder/und ein zu hohes Ergebnis für die restlichen vier Targets ergibt. Da als zweitschwerstes Target das verhältnismäßig leichte Silber (Z = 47) verwendet wurde, konnte dort nicht geklärt werden, ob es sich um eine systematische Abnahme des Querschnittes mit der Ladungszahl des Targets handelt oder um eine experimentelle Unzulänglichkeit. Zudem sind die systematischen Fehler groß und es konnte nur eine grobe qualitative Übereinstimmung mit den WW-Rechnungen gezeigt werden. Die Ergebnisse des hier vorgestellten Experiments, das jedoch bei deutlich höheren Projektilenergien durchgeführt wurde, geben keine Hinweise auf Abweichungen von den Vorhersagen der WW-Rechnungen.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Energieabhängigkeit elektromagnetischer Spaltung von Uran untersucht, wozu die Ergebnisse von zwei weiteren Messungen herangezogen wurden. Neben den bereits erwähnten Ergebnissen der Messung von Justice et al. bei 120 AMeV wurden die Resultate von Polikanov et al. [Pol 94] bei 100, 500 und 1000 AMeV verwendet. In dieser Messung wurden die totalen Spaltquerschnitte unter Verwendung eines Bleistrahls und eines Urantargets bestimmt. Die Trennung des elektromagnetischen vom nuklearen Beitrag wurde durch Vergleiche der Winkelverteilungen mit Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt. Die damit verbundene Unsicherheit bei nuklearen Reaktionen mit niedriger Anregungsenergie und kleinem Impulstransfer führt zu relativ großen systematischen Fehlern. Mit Ausnahme des Polikanovschen Ergebnisses bei 1 AGeV zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und den theoretischen Werten. Weitere Messungen bei anderen Energien wären nötig, um die Energieabhängigkeit genauer studieren zu können.

Über die Messung des Minimum-zu-Maximum-Verhältnisses im Ladungsspektrum der Spaltfragmente und des Protonen Odd-Even-Effekts konnten Aussagen über die Anregungsenergie gemacht werden. Dabei stellte sich heraus, daß diese beiden Größen auf verschiedene Bereiche der Anregungsenergieverteilung sensitiv sind. Während der Odd-Even-Effekt im wesentlichen sensitiv auf niedrige Energien ist, reagiert das Minimum-zu-Maximum-Verhältnis empfindlich auf Beiträge hoher Anregungsenergien. Vergleiche mit Faltungsrechnungen, die die Anregungsenergiespektren der WW-Rechnungen und Parametrisierungen des Minimum-zu-Maximum-Verhältnisses und des Protonen Odd-Even-Effekts als Funktion der Anregungsenergie verwenden, zeigen bei Berücksichtigung der doppelten Dipolriesenresonanz für beide Größen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Rechnungen, bei denen hingegen die doppelte GDR vernachlässigt wurde, sind mit den experimentellen Ergebnissen nicht kompatibel. Dieses Resultat stellt daher eine deutliche Evidenz für die Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz bei Uran dar.

In einem, in gewisser Weise komplementären, Experiment am Fragmentseparator (FRS) der GSI konnten die xn-Wirkungsquerschnitte von ^{238}U-Projektilen bei 600 und 950 AMeV gemessen werden, wobei drei verschiedene Targets (Al, Cu und Pb) zur Verwendung kamen [Aum 94a, Aum 94b, Aum 95b]. Da die verschiedenen xn-Kanäle auf unterschiedliche Anregungsmoden sensitiv sind, ist der indirekte Nachweis der Mehrfachanregung der Riesenresonanzen möglich. Die 3n- und 4n-Kanäle sind dabei auf die Anregung der doppelten Dipolriesenresonanz (DGDR) empfindlich, während die 1n- und 2n-Kanäle durch die einfache Dipol- und Quadrupolriesenresonanz bestimmt werden [Aum 93, Aum 94b]. Die experimentellen Ergebnisse der 1n-, 2n-, 3n- und 4n-Wirkungsquerschnitte, die in Abb. 7.1 gezeigt werden, sind in guter Übereinstimmung mit den WW-Rechnungen, während der starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Ladungszahl des Targets im 3n- und 4n-Kanal nur durch die Anregung der DGDR erklärt werden kann. Es sollte dabei bemerkt werden, daß im Rahmen dieser WW-Rechnungen die selbe Parametrisierung der Spaltwahrscheinlichkeit, wie sie

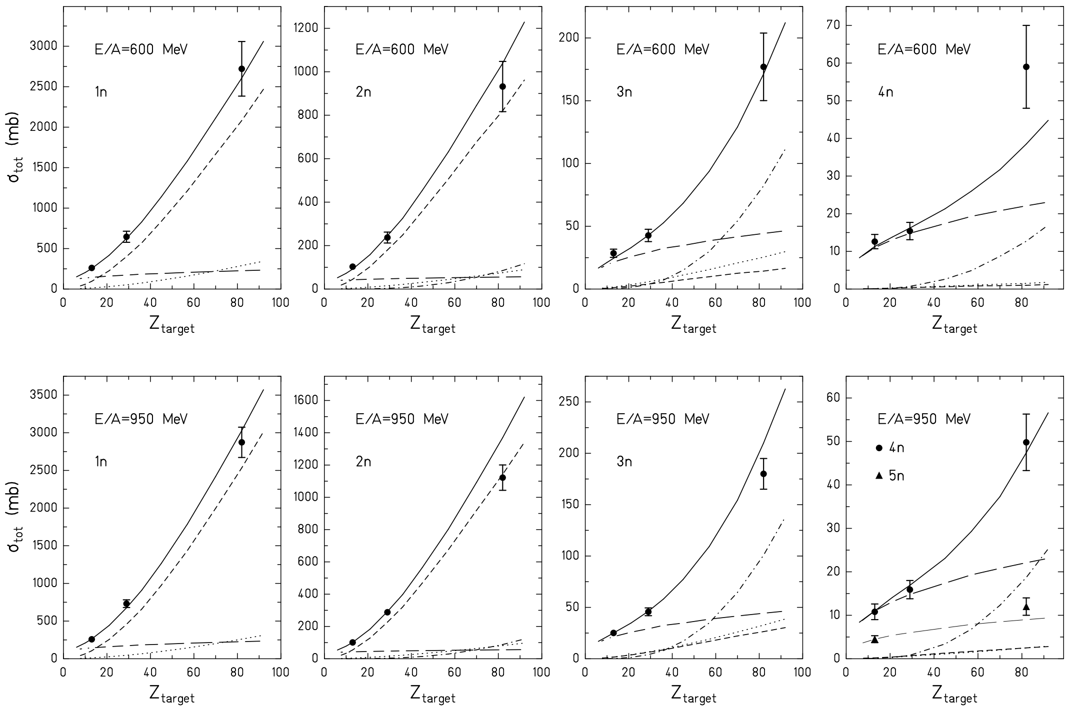

Abb. 7.1: *Experimentelle xn-Wirkungsquerschnitte bei Uranprojektilen als Funktion der Ladungszahl des Targets. Zum Vergleich wurden die Ergebnisse der WW-Rechnungen eingezeichnet. Dabei sind die einzelnen Beiträge durch die GDR (kurze Striche), die GQR (gepunktet), der DGDR (gepunktstrichelt) und den nuklearen Untergrund (lange Striche) dargestellt. Die Abbildung wurde der Arbeit [Aum 94b, Aum 95b] entnommen.*

im Abschnitt 3 beschrieben wurde, Verwendung fand.
Diese Resultate stellen somit neben der Messung des Maximum-zu-Minimum-Verhältnisses im Ladungsspektrum der Spaltfragmente und des Protonen Odd-Even-Effekts einen sensitiven Test der Anregungsenergieverteilung dar und bestätigen unabhängig die Ergebnisse dieser Arbeit.

Ladungspickup

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Wirkungsquerschnitte für Ladungspickup von Uran bei relativistischen Energien bestimmt. Dabei konnte gezeigt werden, daß mindestens 91% der durch Ladungspickup gebildeten Neptuniumkerne bei einer typischen Anregungsenergie von mindestens 40 MeV spalten und daher über die Spaltfragmente nachzuweisen sind.
Vergleiche mit Messungen bei anderen Projektilen im Energiebereich von etwa 1 bis 2 AGeV zeigen gute Übereinstimmung und können durch intranukleare Kaska-

den (INC)- und Evaporationsrechnungen gut beschrieben werden. Die Urandaten setzen den Trend schwerer Projektile fort und weisen eine deutliche Abweichung von der bekannten $A^2_{Projektil}$-Abhängigkeit auf. Dies kann als ein weiterer Hinweis auf die Beschreibung durch elementare nukleare Prozesse verstanden werden, die bereits in Experimenten am SATURNE nachgewiesen wurden. Bei diesen Prozessen wird, in guter Übereinstimmung mit INC-Rechnungen, für die Produktionsquerschnitte der gebildeten Präfragmente mit $\Delta Z = +1$ ein etwa linearer Anstieg mit der Projektilmasse $A_{Projektil}$ erwartet. Die experimentell beobachtete, deutlich steilere Abhängigkeit bei leichteren Projektilen ist, wie die nachfolgenden Evaporationsrechnungen zeigen, durch das Abdampfen von Protonen bedingt [Süm 95].

Bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit konnten die Ergebnisse dieser Arbeit und anderer Messungen an schweren Projektilen ab etwa 580 AMeV gut durch die auf schwere Targets skalierte empirische Parametrisierung von (p,xn)-Reaktionen von Silberberg und Tsao beschrieben werden. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der intranuklearen Kaskaden- und Evaporationsrechnungen ISAPACE.

Um die gegenwärtig bestehenden Unsicherheiten, insbesondere bezüglich der Target- und der Energieabhängigkeit des Ladungspickupprozesses, zu klären, wären jedoch weitere systematische Messungen wünschenswert.

Literaturverzeichnis

[Ala 88] The ALADIN Collaboration:
Proposal for a Forward Spectrometer at the 4π Detector
GSI-Report 88-08 (März 1988) ISSN 0171-4546,
GSI-Nachrichten 02-89 (1988)

[Ale 89] Aleixo, A.N.F., Bertulani, C.A.:
Coulomb excitation in intermediate-energy collisions
Nucl. Phys. A **505**, 448 (1989)

[Arm 93] Armbruster, P. et al.:
Fission cross sections of 750 MeV/u ^{238}U-ions in Al, Cu and Pb-targets
GSI Scientific Report, S. 73 (1993)

[Art 72] Artu, X., Yodh, G.B.:
Coulomb dissociation of relativistic nuclei
Phys. Lett. **40B**, 43 (1972)

[Aud 93] Audi, G. et al.:
The 1993 Atomic Mass Evaluation
Nucl. Phys. A **565**, 1 (1993)

[Aum 93] Aumann, T. et al.:
Inclusive measurements of electromagnetic dissociation of ^{197}Au targets
Phys. Rev. C **47**, 1728 (1993)

[Aum 94a] Aumann, T. et al.:
Electromagnetic dissociation of ^{238}U-projectiles – Evidence for the Double Giant Dipole Resonance
Jahresbericht, Institut für Kernchemie, Universität Mainz (1993) und
GSI Scientific Report, S. 69 (1993)

[Aum 94b] Aumann, T.:
Zwei-Phononen-Anregung der Dipolriesenresonanz in ^{197}Au und ^{238}U mit relativistischen Schwerionen
Doktorarbeit, Universität Mainz (1994)

[Aum 95a] Aumann, T., Bertulani, C.A., Sümmerer, K.:
Neutron removal in peripheral relativistic ion collisions
Phys. Rev. C **51**, 416 (1995)

[Aum 95b] Aumann, T. et al.:
Few-Neutron Removal from ^{238}U at Relativistic Energies
eingereicht bei Z. Phys. A

[Bac 86] Bachelier, D. et al.:
First observation of the Δ resonance in relativistic heavy-ion charge-exchange reactions
Phys. Lett. B **172**, 23 (1986)

[Bal 72] Balasubrahmanyan, V.K., Crannell, C.J., Hagen, F.A., Ormes, J.F., Ryan, M.J.:
Proc. XII. Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Tasmania, p.1207 (1972)

[Bar 90/92] Barrette, J. et al.:
Electromagnetic dissociation of ^{28}Si at $E/A = 14.6$ GeV by nucleon emission
Phys. Rev. C **41**, 151 (1990) und
Electromagnetic dissociation of relativistic ^{28}Si into $p + {}^{27}Al$
Phys. Rev. C **45**, 2427 (1992)

[Bar 90b] Baroni, G. et al.:
Electromagnetic dissociation of 200 GeV/nucleon ^{16}O and ^{32}S ions in nuclear emulsions
Nucl. Phys. A **516**, 673 (1990)

[Bar 95] Barrette, J. et al.:
Electromagnetic dissociation of relativistic ^{28}Si
Phys. Rev. C **51**, 865 (1995)

[Bau 86] Baur, G. and Bertulani, C.A.:
Multistep fragmentation of heavy ions in peripheral collisions at relativistic energies
Phys. Rev. C **34**, 1654 (1986)

[Bau 87] Bauer, G.:
Entwicklung einer orts- und ladungsempfindlichen Vielfach-Ionisationskammer
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1987)

[Bau 89a] Baur, G. and Baron, N.:
Studies on multiple electromagnetic excitation with fast heavy ions:

scaling properties for the excitation of rotational-vibrational states
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15**, 661 (1989)

[Bau 89b] Baur, G.:
Multiple electromagnetic excitation with relativistic heavy ions
Z. Phys. A **332**, 203 (1989)

[Bee 90] Beene, J.R. et al.:
Heavy-Ion Coulomb Excitation and Photon Decay of the Giant Dipole Resonance
Phys. Rev. C **41**, 920 (1990)

[Beg 94] Begemann-Blaich, M.:
private Mitteilung (1994)

[Ben 89] Benesh, C.J., Cook, B.C., Vary, J.P.:
Single nucleon removal in relativistic nuclear collisions
Phys. Rev. C **40**, 1198 (1989)

[Ber 85] Bertulani, C.A. and Baur, G.:
Relativistic Coulomb collisions and the virtual radiation spectrum
Nucl. Phys. A **442**, 739 (1985)

[Ber 88] Bertulani, C.A. and Baur, G.:
Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions
Phys. Rep. **163**, 299 (1988)

[Ber 93] Bertulani, C.A.:
Relativistic Coulomb excitation by a deformed projectile
Phys. Lett. B **319**, 421 (1993)

[Ber 94a] Bernas, M. et al.:
Projectile fission at relativistic velocities: a novel and powerful source of neutron-rich isotopes well suited for in-flight isotopic separation
Phys. Lett. B **331**, 19 (1994)

[Ber 94b] Bertulani, C.A., Zelevinsky, V.:
Excitation of multiphonon giant resonance states in relativistic heavy ion collisions
Nucl. Phys. A **568**, 931 (1994)

[Ber 95] Bertulani, C.A.:
private Mitteilung (1995)

[Bin 87] Binns, W.R. et al.:
Systematics of the release of residual nuclei from relativistic nucleus-nucleus interactions
Phys. Rev. C **36**, 1870 (1987)

[Bin 89] Binns, W.R. et al.:
Charge, mass and energy changes during fragmentation of relativistic nuclei
Phys. Rev. C **39**, 1785 (1989)

[Bjø 80] Bjørnholm et al.:
Rev. Mod. Phys. **52**, 725 (1980)

[Bla 92] Blaich, Th. et al.:
A large area detector for high-energy neutrons
Nucl. Inst. Meth. A **314**, 136 (1992)

[Bla 92a] Blaich, Th. et al.:
Calculations for fission decay from heavy ion reactions at intermediate energies
Phys. Rev. C **45**, 689 (1992)

[Bla 93] Blank, B. et al.:
Nuclear charge-changing reactions with secondary beams from ^{58}Ni fragmentation
GSI Scientific Report 1993, GSI-94-01, S. 54 (1994)

[Boc 89] Bocquet, J.P., Brissot, R.:
Mass, energy and nuclear charge distribution of fission fragments
Nucl. Phys. A **502**, 213c (1989)

[Boh 39] Bohr, N., Wheeler, J.A.:
The Mechanism of Nuclear Fission
Phys. Rev. **56**, 426 (1939)

[Bre 88] Brechtmann, C. and Heinrich, W.:
Fragmentation cross sections of ^{32}S at 0.7, 1.2 and 200 GeV/Nucleon
Z. Phys. A **331**, 463 (1988)

[Cal 80] Caldwell, J.T., Dowdy, E.J., Berman, B.L., Alvarez, R.A., Meyer, P.:
Giant resonance for the actinide nuclei: photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U, ^{236}U, ^{238}U and ^{232}Th
Phys. Rev. C **21**, 1215 (1980)

[Cer 92] *Particle Properties Data Booklet*
Particle Data Group, CERN and Berkeley, June 1992

[Cha 78] Chapman, T.C., Anzelon, G.A., Spitale, G.C., Nethaway, D.R.:
Fission product yields from 6-9 MeV neutron-induced fission of ^{235}U and ^{238}U
Phys. Rev. C **17**, 1089 (1978m)

[Cho 95] Chomaz, Ph., Frascaria, N.:
Multiple phonon excitation in nuclei: experimental results and theoretical description
Phys. Rep. **252**, 275 (1995)

[Cle 94] Clerc, H.-G. et al.:
The influence of fission on the fragmentation of relativistic ^{208}Pb and ^{238}U projectiles in peripheral collisions
TH Darmstadt, Preprint IKDA 94/17 (1994)

[Cum 90] Cummings, J.R. et al.:
Determination of the cross sections for the production of fragments from relativistic nucleus-nucleus interactions
Phys. Rev. C **42**, 2508 (1990)

[deJ 94] de Jong, M.:
Messung von Produktionswirkungsquerschnitten projektilnaher Fragmente aus der Fragmentation von ^{208}Pb und ^{238}U
Diplomarbeit, TH Darmstadt (1994)

[Eml 94] Emling, H.:
Electromagnetic excitation of the two-phonon giant dipole resonance
Prog. Part. Nucl. Phys. Vol. 33, 729 (1994)

[Fer 24] Fermi, E.:
Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen
Z. Phys. **29**, 315 (1924)

[Ger 88] Gerbier, G., Ren Guoxiao, Price, P.B.:
Abnormally large momentum loss in charge pickup by 900 MeV/Nucleon Au nuclei
Phys. Rev. Lett. **60**, 2258 (1988)

[Gin 83] Gindler, J.E., Glendenin, L.E., Henderson, D.J., Meadows, J.W.:
Mass distribution in monoenergetic-neutron-induced fission of ^{239}Pu
Phys. Rev. C **27**, 2058 (1983)

[Gle 81] Glendenin, L.E., Gindler, J.E., Henderson, D.J., Meadows, J.W.:
Mass distribution in monoenergetic-neutron-induced fission of ^{235}U
Phys. Rev. C **24**, 2600 (1981)

[Gre 85] Greiner, D.E. et al.:
Uranium nuclear reactions at 900 MeV/nucleon
Phys. Rev. C **31**, 416 (1985)

[Gro 94] Groß, C.:
Entwicklung und Test eines 0°-Detektors für die ALADIN-Flugzeitwand
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1994)

[Gui 90] Jing Guiru, Williams, W.T., Price, P.B.:
Energy dependence of cross section for charge pickup of relativistic heavy ions
Phys. Rev. C **42**, 769 (1990)

[Gur 76] Gurevich, G.M., Lazareva, L.E., Mazur, V.M., Solodukhov, G.V. and Tulupov, B.A.:
Giant resonance in the total photoabsorption cross section of $Z \approx 90$ *nuclei*
Nucl. Phys. A **273**, 326 (1976)

[He 93] He, Y.D., Price, P.B.:
Measurement of cross section for charge pickup by 11.4 AGeV gold ions
Phys. Lett. B **298**, 50 (1993)
PhD thesis, University of California at Berkeley (1993)

[He 94] He, Y.D., Price, P.B.:
Nuclear and electromagnetic fragmentation of 2.25 TeV ^{197}Au *nuclei*
Z. Phys. A **348**, 105 (1994)

[Hec 76] Heckman, H. and Lindstrom, P.J.:
Coulomb dissociation of relativistic ^{12}C *and* ^{16}O *nuclei*
Phys. Rev. Lett. **37**, 56 (1976)

[Hil 88a] Hill, J.C., et al.:
Electromagnetic dissociation for high-Z projectiles and at ultrarelativistic energies
Phys. Rev. Lett. **60**, 999 (1988)

[Hil 88b] Hill, J.C., et al.:
Electromagnetic dissociation of ^{59}Co *and* ^{197}Au *targets by relativistic* ^{139}La *projectiles*
Phys. Rev. C **38**, 1722 (1988)

[Hil 89] Hill, J.C., et al.:
Two-neutron emission from electromagnetic dissociation of ^{59}Co *and*

^{197}Au *targets by relativistic heavy ions*
Phys. Rev. C **39**, 524 (1989)

[Hil 91] Hill, J.C., Wohn, F.K., Schwellenbach, D.D.:
Observation of very large electromagnetic dissociation cross sections
Phys. Lett. B **273**, 371 (1991)

[Hof 84] Hoffmann, B. und Baur, G.:
Coulomb dissociation at nonrelativistic and relativistic energies
Phys. Rev. C **30**, 247 (1984)

[Hof 92] Hofmann, Th.:
Suche nach Verunreinigungen von Zählgasen in Ionisationskammern
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Jac 75] Jackson, J.D.:
Classical Electrodynamics
Wiley, New York (1975)

[Jai 84] Jain, P.L. et al.:
Fission of Uranium Nuclei in Flight at Relativistic Energies
Phys. Rev. Lett. **52**, 1763 (1984)

[Jau 94] Jauho, P.P. et al.:
Isotopic product distribution in the near symmetric mass region in proton induced fission of ^{238}U
Phys. Rev. C **49**, 2036 (1994)

[Jus 94] Justice, M.L.:
Electromagnetic dissociation of ^{238}U *at 120 MeV/nucleon*
Phys. Rev. C **49**, R5 (1994)
Ph.D. Thesis, LBL, University of California (1991)

[Kau 80] Kaufman, S.B., Steinberg, E.P., Wilkins, B.D., Henderson, D.J.:
Target fragmentation of ^{197}Au *by relativistic heavy ions*
Phys. Rev. C **22**, 1897 (1980)

[Kel 81] Keller, J.G.:
Analyse der Produktionsquerschnitte schwerer Verdampfungsrestkerne nach Fusionsreaktionen mit Hilfe von Modellrechnungen
Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1981)

[Kem 93] Kempter, J.:
Analyse und Bau eines positionsempfindlichen Szintillationsdetektors
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Kox 87] Kox, S. et al.:
Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range
Phys. Rev. C **35**, 1678 (1987)

[Lin 93] Lindenstruth, V.:
Dynamik der Multifragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1993)

[Llo 90] Llope, W.J. and Braun-Munzinger, P.:
Electromagnetic dissociation of relativistic heavy ions
Phys. Rev. C **41**, 2644 (1990)

[Llo 92] Llope, W.J. and Braun-Munzinger, P.:
Multiple electromagnetic excitations of relativistic projectiles
Phys. Rev. C **45**, 799 (1992)

[Man 92] Mang, M.:
Raumladungseffekte der Proportionalzähler in einer Vielfachionisationskammer
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Mer 84] Mercier, M.T. et al.:
Electromagnetic dissociation of ^{197}Au by relativistic heavy ions
Phys. Rev. Lett. **52**, 898 (1984)

[Mer 86] Mercier, M.T. et al.:
Electromagnetic dissociation of ^{59}Co,^{89}Y and ^{197}Au by relativistic heavy ions to Z=26
Phys. Rev. C **33**, 1655 (1986)

[Möh 95] Möhlenkamp, T.:
Doktorarbeit, Universität Dresden (1995)

[Mül 94] Müller, W.F.J.:
private Mitteilung (1994)

[Nag 78] Nagy, S., Flynn, K.F., Gindler, J.E., Meadows, J.W., Glendenin, L.E.:
Mass distribution in monoenergetic-neutron-induced fission of ^{238}U
Phys. Rev. C **17**, 163 (1978)

[Net 72] Nethaway, D.R., Mendoza, B.:
Comparison of yields from fission of ^{233}U, ^{234}U, ^{235}U, ^{236}U and ^{238}U with 14.8 MeV neutrons
Phys. Rev. C **6**, 1827 (1972)

[Nil 94] Nilsen, B.S. et al.:
Charge-pickup by heavy relativistic nuclei
Phys. Rev. C **50**, 1065 (1994)

[Nor 90] Norbury, J.W.:
Electric quadrupole excitations in the interactions of ^{89}Y *with relativistic nuclei*
Phys. Rev. C **41**, 372 (1990) und
Electric quadrupole excitations in relativistic nucleus-nucleus collisions
Phys. Rev. C **42**, 711 (1990)

[Nor 91] Norbury, J.W.:
Relativistic Coulomb fission
Phys. Rev. C **43**, R368 (1991)

[Obe 85] Oberacker, V.E., Pinkston, W.T., Kruse, H.G.W.:
Coulomb fission
Rep. Prog. Phys. **48**, 327 (1985)

[Ols 81] Olsen, D.L. et al.:
Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O *nuclei*
Phys. Rev. C **24**, 1529 (1981)

[Ols 83] Olsen, D.L. et al.:
Factorization of fragment-production cross sections in relativistic heavy-ion collisions
Phys. Rev. C **28**, 1602 (1983)

[Pit 80] Pitthan, R., Buskirk, F.R., Houk, W.A., Moore, R.W.:
Giant multipole resonances in the deformed fissionable nucleus ^{238}U
Phys. Rev. C **21**, 28 (1980)

[Pol 94] Polikanov, S. et al.:
Electromagnetic and nuclear fission of ^{238}U *in the reaction of 100, 500 and 1000 AMeV* ^{208}Pb *with* ^{238}U
Z. Phys. **A** 350, 221 (1994)

[Pom 93] Pommé, S., Jacobs, E., Persyn, K., De Frenne, D., Govaert, K., Yoneama, M.-L.:
Excitation energy dependence of the charge odd-even effects in the fission of ^{238}U *close to the fission barrier*
Nucl. Phys. A **560**, 689 (1993)

[Pri 88] Price, P.D. et al.:
Electromagnetic spallation of 6.4 TeV ^{32}S *nuclei*
Phys. Rev. Lett. **61**, 2193 (1988)

[Rei 92] Reisdorf, W. und Schädel, M.:
How well do we understand the synthesis of heavy elements by heavy ion induced fusion?
Z. Phys. A **343**, 47 (1992)

[Rei 94] Reinhold, J.:
Produktionsquerschnitte und longitudinale Impulsverteilungen neutronenarmer Fragmente in der Reaktion ^{129}Xe + ^{27}Al bei E_{lab} = 790 AMeV
Doktorarbeit, Technische Universität München (1994)

[Ren 89] Ren Guoxiao, Price, P.B., Williams, W.T.:
Systematics of charge-pickup reactions by GeV/nucleon heavy nuclei
Phys. Rev. C **39**, 1351 (1989)

[Rie 84] Ries, H. et al.:
Absolute photfission cross sections for $^{235,238}U$ in the energy range 11.5-30 MeV
Phys. Rev. C **29**, 2346 (1984)

[Rit 93] Ritman, J.L. et al.:
First observation of the Coulomb-excited double giant resonance in ^{208}Pb via double-γ decay
Phys. Rev. Lett. **70**, 533 (1993) und Phys. Rev. Lett. **70**, 2659 (1993)

[Roy 88a] Roy-Stephan, M. et al.:
Excitation of the Δ resonance in heavy ion charge exchange reactions
Nucl. Phys. A **482**, 373c (1988)

[Roy 88b] Roy-Stephan, M. et al.:
Collective excitations of the spin-isospin modes
Nucl. Phys. A **488**, 187c (1988)

[Rub 95] Rubehn, Th. et al.:
Electromagnetic fission of ^{238}U at 600 and 1000 MeV per nucleon
Z. Phys. A (1995), im Druck

[Sch 93] Schmidt, R. et al.:
Electromagnetic excitation of the double giant dipole resonance in ^{136}Xe
Phys. Rev. Lett. **70**, 1767 (1993)

[Sch 94] Schmidt, K.H. et al.:
Low-energy fission studies of neutron-deficient projectile fragments of ^{238}U
Phys. Lett. B **325**, 313 (1994)

[Sch 95] Schüttauf, A.:
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Sil 77] Silberberg, R., Tsoa, C.H.:
Cross sections for (p,xn) reactions, and astrophysical applications
Astrophys. J. Suppl. Ser. **35**, 129 (1977)

[Süm 90] Sümmerer, K. et al.:
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons
Phys. Rev. C **42**, 2546 (1990)

[Süm 95] Sümmerer, K. et al.:
Charge-pickup processes in relativistic heavy-ion reactions
eingereicht bei Phys. Rev. C

[Tow 88] Townsend et al.:
Comment on: Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range
Phys. Rev. C **37**, 892 (1988)

[Van 84] Vandenbosch, R. et al.:
Nonequilibrium excitation-energy division in deeply inelastic collisions
Phys. Rev. Lett. **52**, 1964 (1984)

[Van 73] Vandenbosch, R., Huizenga, J.R.:
Nuclear Fission
Academic Press, New York (1973)

[Ver 94] Verboven, M., Jacobs, E. and De Frenne, D.:
Emission of light charged particles in photon induced fission
Phys. Rev. C **49**, 991 (1994)

[Vey 73] Veysièrre, A. et al.:
A study of the photofission and photonuclear processes in the giant dipole resonance pf ^{232}Th, ^{238}U *and* ^{237}Np
Nucl. Phys. A **199**, 45 (1973)

[Vid 93] Vidović, M., Greiner, M. und Soff, G.:
Electromagnetic dissociation of Pb nuclei in peripheral ultrarelativistic heavy ion collisions
Phys. Rev. C **48**, 2011 (1993)

[Vid 94] Vidović, M.:
Die Photon-Photon-Fusion und Photon-Gluon-Fusion in hochenergetischen Schwerionen-Kollisionen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1994)

[Vio 85] Viola, V.E., Kwiatkowski, K., Walker, M.:
Systematics of fission fragment total kinetic energy release
Phys. Rev. C **31**, 1550 (1985)

[Wag 91] Wagemans, C.:
The Nuclear Fission Process
Boca Raton, Ann Arbor, Boston, London: CRC Press 1991

[Waj 94] Wajda, E. et al.:
Electromagnetic excitation of the two-phonon giant dipole resonance
Nucl. Phys. A **569**, 141c (1994)

[Web 90a] Webber, W.R., Kish, J.C., Schrier, D.A.:
Total charge and mass changing cross sections of relativistic nuclei in hydrogen, helium and carbon targets
Phys. Rev. C **41**, 520 (1990)

[Web 90b] Weber, Th. et al.:
(e,e'f) coincidence experiments on ^{235}U *and* ^{238}U
Nucl. Phys. A **510**, 1 (1990)

[Wei 34] v. Weizsäcker, C.F.:
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen
Z. Phys. **88**, 612 (1934)

[Wes 91] Westphal, A.J., Jing Guiru, Price, P.B.:
Measurement of cross sections for charge pickup by relativistic holmium ions on heavy targets
Phys. Rev. C **44**, 1687 (1991)

[Wes 79] Westfall, G.D.:
Fragmentation of relativistic ^{56}Fe
Phys. Rev. C **19**, 1309 (1979)

[Wes 92] Westphal, A.J., Price, P.B., Snowdon-Ifft, D.P.:
Upper limit on the cross section for nuclear charge pickup by relativistic uranium ions
Phys. Rev. C **45**, 2423 (1992)

[Wil 34] Williams, E.J.:
Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae
Phys. Rev. **45**, 729 (1934)

[Wil 90] Wilke, W. et al.:
Photofission of ^{238}U *with monochromatic gamma rays in the energy*

range 11 - 16 MeV
Phys. Rev. C **42**, 2148 (1990)

[Wör 95] Wörner, A.:
Kritisches Verhalten in der Multifragmentation von Kernen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Wou 87] van der Woude, A.:
Giant Resonances
Prog. Nucl. Phys. **18**, 219 (1987)

[Zud 95] Zude, E.:
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt dabei

- *Prof. Dr. Uli Lynen* für die Betreuung dieser Arbeit und die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsbedingungen bei der GSI
- *Dr. Walter F.J. Müller* und *Dr. habil. Wolfgang Trautmann* für ihr stetiges Interesse an dem Fortgang meiner Arbeit und die vielen anregenden und kritischen Diskussionen
- *Dr. Marieluise Begemann-Blaich* für das mehrfache zeitraubende Korrekturlesen
- *Dr. Thomas Aumann*, der mir bei den anfänglichen Schwierigkeiten der WW - Rechnungen geholfen hat und mir sowohl seinen Code, der Mehrfachanregungen berechnet, als auch mehrere Ergebnisse seiner Messungen zur Verfügung gestellt hat
- *Dr. Klaus Sümmerer* für die Bereitstellung des ISAPACE-Codes und die darüber hinaus gehenden Diskussionen
- *Prof. Dr. C.A. Bertulani* für einige anregende und hilfreiche Diskussionen
- *Prof. Dr. Monique Bernas* für einige interessante Gespräche und den guten Informationsaustausch zwischen den Ergebnissen der FRS-Gruppe und unseren Messungen
- *der "Besatzung der MS MUSIC"*, die trotz anfänglicher Schwierigkeiten das Schiff nicht sinken lies
- *den Mitinsassen meines Zimmers: Dr. Marieluise Begemann-Blaich, Ulf Kleinevoß, Andreas Schüttauf und Dr. Carsten Schwarz* für die gute Atmosphäre
- *meiner Familie und besonders meiner Frau Kirsten* für ihr Verständnis und die Unterstützung während der gesamten Zeit
- *allen Mitarbeitern der ALADIN-Kollaboration*, die an der Durchführung des Experiments S114 beteiligt waren:
  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, W.F.J. Müller, B. Ocker, J. Pochodzalla, G. Raciti, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, W. Trautmann, A. Trzinski, G. Verde, A. Wörner, E. Zude, B. Zwieglinski

Thorsten Rubehn
geb. Hofmann

Lebenslauf

Geburtsdatum	7. Dezember 1966
Geburtsort	Eschwege
Familienstand	verheiratet
Staatsangehörigkeit	deutsch

1973 – 1977	Grundschule in Rüsselsheim und in Hattersheim–Okriftel
1977 – 1983	Gymnasialzweig der Gesamtschule Hattersheim/Main
1983 – 1986	Gymnasiale Oberstufe Hofheim/Taunus Abschluß Abitur
1986 – 1987	Wehrdienst in Schwalmstadt
1987 – 1992	Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main Abschluß Diplom am 12. Mai 1992 Thema der Diplomarbeit: *Suche nach Verunreinigungen von Zählgasen in Ionisationskammern*
ab Juni 1992	Promotions–Studium an der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt

Frankfurt, den 25. April 1995