

Projektilfragmentation von ^{36}Ar und ^{40}Ar
Schwerionen bei 400 MeV/Nukleon

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Gheorghe Iancu

eingereicht beim Fachbereich 7
der Universität-Gesamthochschule-Siegen

Siegen 2004

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. Wolfgang Heinrich
Prof. Dr. Claus Grupen

Datum der Disputation: 26. August 2004

Prüfer: Prof. Dr. Wolfgang Heinrich
Prof. Dr. Claus Grupen
Prof. Dr. Alexandru-Sorin Marculescu

Internetpublikation der Universitätsbibliothek Siegen: urn:nbn:de:hbz:467-796

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Fragmentationsmechanismen für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne im Energiebereich bei 400 MeV/Nukleon in Kollisionen mit folgenden Targetkernen: *H*, *C*, *Al*, *Cu*, *Ag* und *Pb*. wobei die Untersuchung der partiellen und totalen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Fragmentladungszahl und der Energie sowie die Überprüfung der in Siegen entwickelten Parametrisierung WQHI im Vordergrund stand. Die relativen Abweichungen der Vorhersagen dieser Parametrisierung zu den experimentellen Daten haben eine Standardabweichung von 16%. Das ist eine deutliche Verbesserung im Vergleich zur Parametrisierung NUCNUC von Silberberg und Tsao, für welche die Varianz 27% beträgt.

Messungen von Fragmentationswirkungsquerschnitten wurden mit dieser experimentellen Technik in Siegen bereits für unterschiedliche Projektil-Ionen und bei unterschiedlicher Energie durchgeführt. In diesem Experiment erfolgten erstmals Messungen für zwei unterschiedliche Isotope als Beamteilchen.

Die gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte zeigen für alle Targets für Fragmente mit gerader Ladungszahl einen relativ zu den benachbarten ungeraden Ladungen erhöhten Wert (Gerade-Ungerade-Effekt). Dieses Verhalten ist für ^{36}Ar -Projektil ausgeprägter. Die experimentellen Daten dieser Arbeit bestätigen damit die Annahme von Kox et al., dass der Gerade-Ungerade-Effekt eine Abhängigkeit vom Projektilisospin sowie auch von der Struktur des Fragmentes aufweist. Ein Vergleich zwischen den Daten der ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektile zeigt eine deutliche Vergrößerung der partiellen Wirkungsquerschnittswerte für die geraden Fragmentladungen und ^{36}Ar -Projektile.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlage	5
2.1	Elektromagnetische Dissoziation.....	6
2.2	Totale Wirkungsquerschnitte	8
2.3	Partielle Wirkungsquerschnitte	9
2.4	Impulsüberträge auf die Fragmente.....	11
2.5	Propagationsrechnung	11
3	Experiment und Ergebnisse.....	14
3.1	Experimenteller Aufbau.....	14
3.2	Bestrahlung.....	15
3.3	Detektoreigenschaften.....	15
3.3.1	Spurbildung	15
3.3.2	Targetdicke	17
3.3.3	Ätzung	19
3.3.4	Ladungsaflösung	20
3.4	Vermessung der Detektoren.....	21
3.4.1	Messverfahren.....	22
3.5	Daten Korrekturen.....	24
3.5.1	Reduzierung des Untergrundes	24
3.5.2	Shading Korrektur	28
3.5.3	Tracing Verfahren.....	31
3.6	Eichung der Detektoren.....	33
3.6.1	Ladungskorrekturen	34
3.7	Propagation.....	36
3.8	Fehler.....	38
3.9	Ergebnisse	39
4	Totale Wirkungsquerschnitte	41
4.1	Elektromagnetische Dissoziation.....	41
4.2	Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte	47
5	Partielle Wirkungsquerschnitte	56
5.1	Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für leichte Targets.....	58
5.2	Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für schwere Targets	65

Inhaltsverzeichnis

5.3	Faktorisierungsregel.....	71
5.4	Datenparametrisierung	73
5.5	Direkter Datenvergleich.....	77
6	Zusammenfassung.....	78
	Anhang A	81
	Literaturverzeichnis.....	88

1 Einleitung

Die Abschätzung des durch Teilchen der kosmischen Strahlung verursachten Strahlungsrisikos ist von größter Bedeutung für die Weltraumfahrt. Von besonderem Interesse sind dabei wegen ihres starken Ionisierungsvermögens die kosmischen Schwerionen. Um eine effektive Abschirmung zu entwickeln werden vertiefte Kenntnisse über die Fragmentation hochenergetischer Schwerionen benötigt. Messungen der Transversal- und Longitudinalkomponente des Impulses haben gezeigt, dass das resultierende Fragment einer Kernreaktion mit fast unverändertem Impuls weiterfliegt. Eine andere Anwendung, von Schwerionenstrahlen ist die Krebsstrahltherapie. Durch den scharfen Braggpeak führt die Anwendung von Kernen mit höherer Ladungszahl zu in der Tiefe eng begrenzten Bereichen hoher Ionisation. Da Fragmente der Schwerionenprojekte mit nahezu gleicher Geschwindigkeit weiter fliegen, aber eine größere Reichweite haben ist auch für diese Anwendung ein detailliertes Verständnis der Fragmentationsmechanismen von Schwerionen wichtig.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Fragmentationsmechanismen für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne im Energiebereich bei 400 MeV/Nukleon in Kollisionen mit folgenden Targetkernen: H , C , Al , Cu , Ag und Pb . Zur Messung von Wirkungsquerschnitten wurden experimentelle Aufbauten mit dem Polymer $CR-39$, einem Plastik-Kernspur-Detektor, benutzt.

Messungen von Fragmentationswirkungsquerschnitten wurden mit dieser experimentellen Technik in Siegen bereits für unterschiedliche Projektil-Ionen und bei unterschiedlicher Energie durchgeführt. In diesem Experiment erfolgten erstmals Messungen für zwei unterschiedliche Isotope als Beamtteilchen. Ausgehend von den bisher in Experimenten verifizierten theoretischen Modellen für die totalen Reaktionswirkungsquerschnitte ist ein leicht größerer Wert für ^{40}Ar im Vergleich mit ^{36}Ar zu erwarten. Für die partiellen Wirkungsquerschnitte haben die bisherigen Experimente mit anderen Schwerionen signifikante Abweichungen von den theoretischen Vorhersagen gezeigt. Es existieren zwei Modelle, eine empirische Formel von Webber[We90b, We90c] und das Programm YIELDX welches auf einem Modell von Silberberg und Tsao beruht [Si93, Ts93, Si98, Ts98]. Die Vorhersagen beider Modelle unterscheiden sich für identische Reaktionen teilweise deutlich voneinander. Ein Vergleich der in diesem Experiment gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen beider Modelle ist daher von besonderem Interesse.

Zur Berechnung der totalen Reaktionswirkungsquerschnitte existieren sowohl energieabhängige wie nicht energieabhängige Modelle. Überraschend gute Übereinstimmungen mit dem existierenden Datenmaterial [F100, Hi93a] zeigen im Energiebereich von 450 MeV/Nukleon bis 3.6 GeV/Nukleon und für Targets schwerer als Wasserstoff Modellvorhersagen, die keine Energieabhängigkeit beinhalten. Sie wurden für hoch relativistische Energien entwickelt, wo der Wirkungsquerschnitt in eine Sättigung geht.

Zu kleinerer Energie hin fallen die totalen Wirkungsquerschnitte. Eine klar definierte Grenze für diesen Abfall mit fallender Energie und für schwerere Targets existiert nicht. Für das H -Target hat sich für diese Grenze aus den bisher in Siegen durchgeführten Experimenten ein Wert von etwa 1 GeV/Nukleon ergeben [F100, Hi93a, Ru92]. Die in Siegen gemessenen

Kapitel 1. Einleitung

Daten haben gezeigt, dass der entsprechende Wert für schwerere Targets bei kleinerer Energie liegen muss [F100, Hi93a].

Für schwerere Targets als Wasserstoff ergibt die Anwendung der einfachen Faktorisierungsregel für den Bereich kleinerer Fragmentladungen [F100, Hi93a] große Abweichungen von den experimentell gemessenen Daten. Da die existierenden theoretischen Modelle auf der Gültigkeit dieser Faktorisierungsregel basieren, ist die Richtigkeit der Vorhersage dieser Modelle stark beeinträchtigt.

Bisherige Messungen von Fragmentationswirkungsquerschnitten beschränken sich auf:

- die Messwerte von Webber [We90a, We90b, We90c] mit ^{40}Ar -Projektilen bei 521 MeV/Nukleon und 792 MeV/Nukleon für H und C -Target
- die Messwerte der Transport Collaboration (Knott et. all) [Ch94, Kn94, Kn97] mit ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilen für H -Target.

Es existieren keine Daten für die Reaktionen beim Stoß auf schwerere Targets.

Die existierenden Daten zeigen Abweichungen von den Vorhersagen. Die Daten von Knott zeigen einen starken gerade-ungerade Effekt. Dieser Effekt, der basierend auf dem Kernschalenmodell zu verstehen ist, erwies sich als besonders ausgeprägt für das ^{36}Ar -Projektil. Die Daten von Webber zeigen Abweichungen von dem erwarteten exponentiellen Anstieg der partiellen Wirkungsquerschnitte mit der Fragmentladungszahl. Diese Abweichung ist besonders stark für Cl -Fragmente.

Die Abweichungen zwischen den experimentellen Daten bisheriger Experimente und den Modellvorhersagen werden in dieser Arbeit überprüft. Ausgehend von in Siegen erzielten Messergebnissen wurde ein Modell zur Berechnung von Fragmentationswirkungsquerschnitten entwickelt (WGHI) [Hi93a]. Für dieses Modell wurde in der Arbeit von Flesch [F100] eine Verbesserung vorgeschlagen. Diese Formel wird für die neuen Daten dieser Arbeit überprüft.

Die Arbeit ist wie folgend strukturiert:

In Kapitel 2 wird eine Einführung in die für diese Arbeit interessanten Aspekte der Physik der Fragmentationen von Schwerionen präsentiert.

Kapitel 3 stellt den experimentellen Aufbau dar und beschreibt den Weg von den gemessenen Daten zu den Ladungsspektren und weiter zu den Fragmentationswirkungsquerschnitten.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit den totalen Fragmentationswirkungsquerschnitten. Hier werden die Ergebnisse dieser Arbeit auf erkennbare Systematik untersucht und ein Vergleich mit den theoretischen Modellvorhersagen durchgeführt.

In Kapitel 5 werden die partiellen Reaktionswirkungsquerschnitte diskutiert. Es erfolgt ein Vergleich mit den Daten anderer Experimentatoren sowie mit theoretischen Vorhersagen.

2 Theoretische Grundlagen

Schwerionenreaktionen sind stark abhängig von der kinetischen Energie des Projektils. Aufgrund der Coulombkraft existiert eine Schwelle für die Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen. Im Bereich niedriger Energie (unterhalb der Coulombsche Schwelle) kommt es zu einer elastischer Streuung. In höheren Energiebereichen, typischerweise oberhalb etwa 5 MeV/Nukleon Laborenergie, ist das gegenseitige Coulombpotential überwunden und es kommt zu der Berührung der beteiligten Kerne. In diesem Energiebereich, etwas oberhalb der Schwelle, ist die Reaktion stark abhängig vom Stoßparameter. Ein zentraler Stoß führt zu einem angeregten Compoundkern, welcher dann mittels der Kernreaktionen (α -, β -, γ -Emissionen) sowie auch durch Emissionen einzelner Nukleonen wieder in einen stabilen Endzustand gelangt. Bei halbzentralen Stößen sind viele Nukleonen nicht mehr primär am Stoß beteiligt. Hier kommt es zu einer Wechselwirkung von einzelnen Nukleonen in den Überlappungsregionen. Jedoch ist die Grenze zwischen den direkt und sekundär teilnehmenden Nukleonen nicht scharf.

Im Bereich relativistischer Strahlenergie ist die Separation zwischen den beiden Klassen der primär beziehungsweise sekundär beeinflussten Nukleonen eindeutig. Das „abrasion-ablation model“ von Bowman [Bo73] beschreibt die Reaktion. In diesem Energiebereich sind die Nukleonen und auch der Kern als klassische Teilchen zu verstehen. Aus diesem Grund und aufgrund der kurzen Reichweite der Kernkräfte sind die geometrischen Konzepte einsetzbar. In **Abbildung 2.1** ist schematisch das „abrasion-ablation model“ skizziert.

Die primär teilnehmenden Nukleonen bilden den sogenannten „Fireball“, ein hadronisches Gemisch hoher Dichte und Temperatur. Dieser „Fireball“ wird stark gestreut und emittiert, nahezu isotrop im Schwerpunktsystem der beteiligten Nukleonen, Teilchen wie Photonen, Mesonen, Leptonen und Nukleonen. Die sekundär beeinflussten Nukleonen, die „Spectators“, bilden vorerst zwei Cluster mit einer vergleichbar sehr schwachen Anregungsenergie.

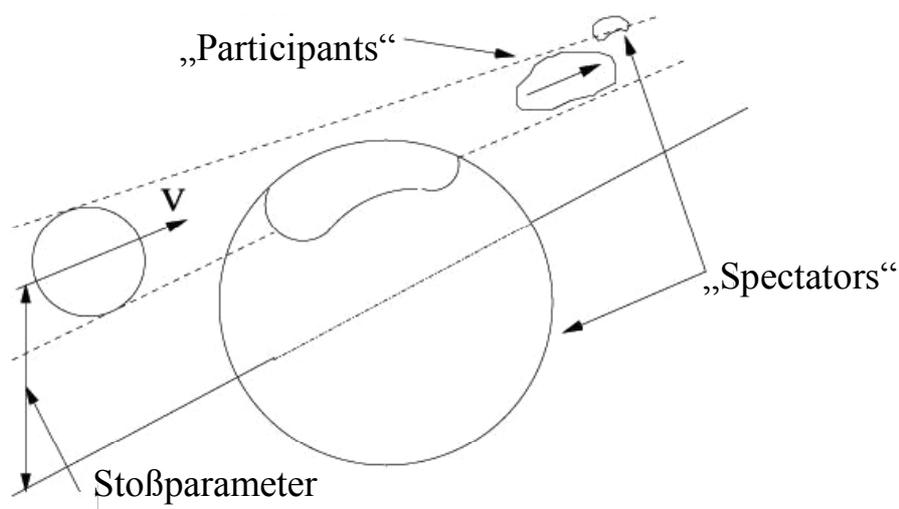


Abbildung 2.1 „Participants“ und „Spectators“ in einer Schwerionenkollision bei relativistischer Energie. Entnommen aus [He93]

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

Die Anregung der Target- und der Projektilspectator nimmt durch die Absorption von aus dem „Fireball“ emittierten Teilchen zu. Durch Abdampfung einzelner Nukleonen oder Aufbruch in mehrere größere Bruchstücke gelangen die „spectators“ in einen ladungsstabilen Zustand.

Eine Klassifizierung dieser Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Größe der Fragmente sowie ihrer Multiplizität wird von Hüfner [Hu85] angegeben. Danach sind die Reaktionen in vier Klassen einteilbar:

- Spallation – In einer Wechselwirkung wird ein Fragment mit großer Masse- bzw. Ladungszahl im Bereich $\frac{2}{3} A_p < A_F < A_p$ erzeugt, wobei A_p die Projektil- und A_F die Fragmentmasse sind. Dieses Fragment entsteht in einem peripheren Stoß mit großem Stoßparameter. Ein vollkommen anderer Reaktionsmechanismus, durch den ebenfalls schwere Fragmente erzeugt werden, der aber nicht auf der starken Wechselwirkung beruht, ist die Fragmentation durch die elektromagnetische Wechselwirkung (elektromagnetische Dissoziation (ED)). Dabei spürt der an einem Targetkern mit relativistischer Geschwindigkeit vorbeifliegende Projektilkern dessen Coulombfeld als elektromagnetischen Puls. Durch diesen Strahlungspuls angeregt emittiert der Projektilkern Nukleonen.
- Deep spallation – Nach einer Wechselwirkung entsteht ein Fragment mit einer Masse kleiner als $2/3 A_p$. Diese ist ebenfalls eine periphere Reaktion allerdings mit etwas kleinerem Stoßparameter.
- Fission – Nach einer Wechselwirkung entstehen zwei Fragmente mit ungefähr der halben Projektilmasse.
- Multifragmentation – In einer Wechselwirkung werden mehr als zwei Fragmente erzeugt. Die Massen der einzelnen Fragmente sind jeweils kleiner als $1/3 A_p$.

Dieses ist natürlich nur ein sehr grobes Schema, und die Übergänge von einem Reaktionstyp zu einem anderen sind fließend. Für die Fragmentation leichterer Kerne ist allerdings der Bereich der Fission unterdrückt und man beobachtet hauptsächlich Spallation und Multifragmentation.

In diesem Experiment sind die Projektile ^{36}Ar und ^{40}Ar Kerne. Gemäss der Definition für Multifragmentation beobachtet man mehrere Fragmente mit Massenzahl kleiner als $1/3 A_p$. Das heißt Fragmente mit Ladungszahl $Z_F < 7$. Die kleinste auflösbare Ladungszahl, limitiert durch die Detektorempfindlichkeit, ist für dieses Experiment $Z_F = 7$. Es ist also zu erwarten, dass wir Wechselwirkungen vom Typ der Multifragmentation nur in geringem Umfang sehen werden.

2.1 Elektromagnetische Dissoziation

Zur elektromagnetischen Dissoziation kommt es, wenn ein Projektilkern an einem Targetkern hoher Ladung vorbeifliegt. Der Stoßparameter liegt jenseits der Reichweite der starken Wechselwirkung. Das dabei von dem Projektilkern als Strahlungspuls empfundene elektrische Feld kann mit der Weizsäcker-Williams-Methode [Wi34, We34] in ein Spektrum virtueller Photonen transformiert werden:

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

$$\begin{aligned}
 N(\omega) &= \int_{b_{\min}}^{\infty} 2 \cdot \pi \cdot b \cdot N(\omega, b) \cdot db \\
 &= \frac{2}{\pi} \cdot Z_P^2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \left[\xi \cdot K_0(\xi) \cdot K_1(\xi) - \frac{\beta^2 \cdot \xi^2}{2} \cdot (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right] \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

mit $\xi = \frac{\omega \cdot b_{\min}}{\gamma \cdot \beta \cdot c}$

$\alpha = \frac{e^2}{\hbar \cdot c}$ - Feinstrukturkonstante

$N(\omega, b)$ – energieabhängiges Spektrum virtueller Photonen für der Stoßparameter b

$N(\omega)$ – energieabhängiges Spektrum virtueller Photonen summiert für alle Stoßparameter

wobei

K_0, K_1 – modifizierte Besselfunktionen

b_{\min} – minimaler Stoßparameter, bei dem eine reine elektromagnetische Wechselwirkung noch möglich ist

β – Projektilgeschwindigkeit (auf c , bzw. Lichtgeschwindigkeit, normiert)

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$\omega = 2 \cdot \pi \cdot \nu$ mit ν - Frequenz des elektromagnetischen Strahlungspulses

Der minimale Stoßparameter b_{\min} definiert also die Grenze zwischen der elektromagnetischen Dissoziation und der Fragmentation durch starke Wechselwirkung. Natürlich ist eine elektromagnetische Wechselwirkung auch bei kleinerem Stoßparametern möglich, dort ist aber die Reaktionswahrscheinlichkeit durch starke Wechselwirkung nahe bei Eins. Der elektromagnetische Strahlungspuls wäre aber im theoretischen Modell als Anregungsenergie auch bei kleineren Stoßparametern zu berücksichtigen.

Die vernünftige Wahl des minimalen Stoßparameters hängt also unmittelbar von der Bestimmung des totalen nuklearen Wirkungsquerschnitts σ_{tot}^{nuk} ab. Daraus kann b_{\min} mit Hilfe geometrischer Überlegungen durch:

$$b_{\min} = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}^{nuk}}{\pi}} \quad (2.2)$$

bestimmt werden.

Der Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Dissoziation ist dann:

$$\sigma_{emd} = \int_0^{\infty} N(E_\gamma) \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma) \cdot dE_\gamma \quad (2.3)$$

mit

$N(E_\gamma)$ – virtuelles Photonenspektrum des Targetkerns

$\sigma_\gamma(E_\gamma)$ – photonuklearer Wirkungsquerschnitt für den Projektilkern

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die elektromagnetische Dissoziation setzt somit die Kenntnis der photonuklearen Wirkungsquerschnitte für den Projektilkern voraus.

2.2 Totale Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt ist proportional zu der Wahrscheinlichkeit, dass eine Reaktion zwischen zwei Kernen, bzw. Projektil- und Targetkern, stattfindet. Experimentell bestimmt man diesen, indem man eine gewisse Anzahl Projektilkerne beschleunigt und diese auf das Target leitet. Aus dem Verhältnis der Anzahl der einfallenden und der ohne Wechselwirkung durch das Target laufenden Kerne berechnet man den Reaktionswirkungsquerschnitt. Theoretisch setzt sich der gemessene Wirkungsquerschnitt aus Beiträgen der elektromagnetischen Dissoziation und der starken Wechselwirkung zusammen.

$$\sigma_{mess} = \sigma_{emd} + \sigma_{nuk} \quad (2.4)$$

Der Anteil der elektromagnetischen Dissoziation ist wie in **Kapitel 2.1** beschrieben. Der nukleare Anteil ist energieabhängig und geht mit steigender Energie in einen Sättigungswert über.

Die Modellvorhersagen für die totalen Reaktionswirkungsquerschnitte lassen sich in Modelle für das H-Target, z.B. Webber [We90b], Letaw [Le83], und Modelle für beliebige Targets, z.B. Lindstrom [Li75], Hoang [H085], Vary [Be89], Binns [Bi87], Kox [Ko87], Westfall [We79] einteilen. Alle Modelle sind weiter in energieabhängige und nicht energieabhängige Vorhersagen zu unterteilen. Der am häufigsten benutzte theoretische Ansatz ist das geometrische Überlappmodell.

Das Überlappmodell basiert auf dem „hard-sphere“ Modell wo die Kerne als harte Kugeln (wie Billardkugeln) betrachtet werden. Daraus ergibt sich für den geometrischen Wirkungsquerschnitt :

$$\sigma_{geom} = \pi \cdot (R_p + R_T)^2 \quad (2.5)$$

mit dem Projektil- bzw. Targetradius R_p und R_T .

Besitzt der Projektilkern A_p und der Targetkern A_T Nukelonen und beträgt der Radius eines Nukleons r_0 , so gilt:

$$\sigma_{geom} = \pi \cdot r_0^2 \cdot (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})^2 \quad (2.6)$$

Bei der Herleitung von **Gleichung 2.6** wurde vorausgesetzt, dass die beiden Kerne scharf begrenzte Oberflächen besitzen. Es wird angenommen, dass die Kernladungsverteilung gleichzeitig die hadronische Massenverteilung des Kerns repräsentiert.

Um den schon früh entdeckten Unterschied zwischen dem geometrischen Modell und durchgeführten Messungen zu beschreiben, wurde erstmals von Bradt und Peters [Br50] das sogenannte „overlap model“ vorgeschlagen. Es führt in den geometrischen Wirkungsquerschnitt den Parameter ΔR ein, welcher die unscharfe Grenze des Kerns berücksichtigt. Für den totalen Wirkungsquerschnitt gilt jetzt:

$$\sigma_{ov} = \pi \cdot r_0^2 \cdot (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - \Delta R)^2 \quad (2.7)$$

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

Es ist offensichtlich, dass dieses Modell einige Schwächen aufweist. Es fehlt die Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte und für den Überlappparameter wurden oft mehrere Parametrisierungen abhängig von Projektil- und Targetmasse vorgeschlagen. Effekte wie die elektromagnetische Dissoziation werden nicht erfasst. Es ist jedoch bemerkenswert, dass für relativistische Energien, wo der totale Wirkungsquerschnitt keine Energieabhängigkeit aufweist, die vorhergesagten Werte eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigen. Auch in diesem Experiment liefert die Parametrisierung von Lindstrom, die auf dem Überlappmodell beruht, gute Übereinstimmungen mit den Daten.

2.3 Partielle Wirkungsquerschnitte

Bei der Beschreibung systematischer Eigenschaften von partiellen nuklearen Wirkungsquerschnitten spielen zwei Konzepte eine zentrale Rolle, die „limiting fragmentation“ und die Faktorisierung.

Der aus der Hochenergiephysik übernommene Begriff „limiting fragmentation“ beinhaltet folgende Aussage: Wenn bei ansteigender Projektilenergie im Stoß erzeugte Teilchen im Ruhesystem des Projektils (bei der Projektilfragmentation) eine endliche Energie behalten, dann geht die Häufigkeitsverteilung dieser Reaktionsprodukte mit ansteigender Projektilenergie in eine Sättigung.

Faktorisierung ist die Tatsache, dass die relativen Häufigkeiten der in peripheren Stößen erzeugten Projektilfragmente von der Art des Targets unabhängig sind. Mit folgender sehr einfacher geometrischer Vorstellung kann die Faktorisierungsregel erklärt werden.

Die in **Abbildung 2.2** dargestellte Scheibe mit dem Radius $R(P,T)$ repräsentiert den totalen nuklearen Wirkungsquerschnitt. Die konzentrisch angeordneten Ringe stellen die Anteile des totalen nuklearen Wirkungsquerschnittes dar, in denen Fragmente unterschiedlicher Masse produziert werden.

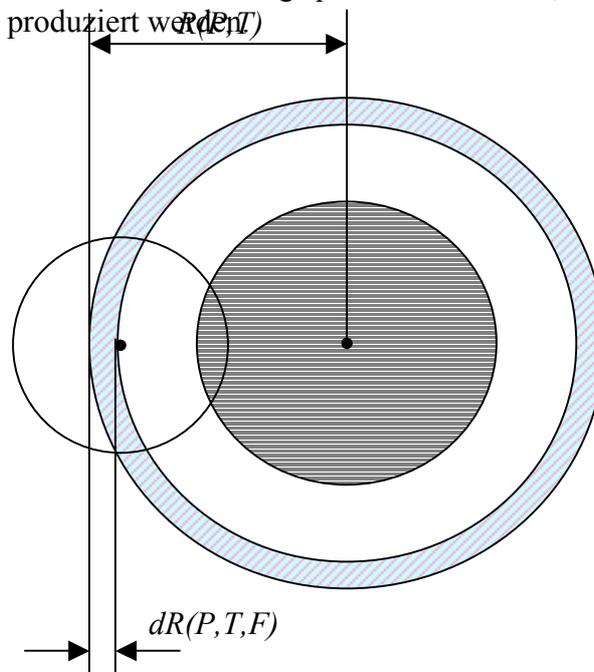


Abbildung 2.2 Partiieller Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Fragments F mit einer beliebigen Ladung. Definition von $dR(P,T,F)$ und den Radius für den totalen Reaktionwirkungsquerschnitt $R(P,T) = R_P + R_T$.

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

Für $R(P, T)$ gilt:

$$\sigma_{tot}(P, T) = \pi \cdot R^2(P, T) \quad (2.8)$$

mit $\sigma_{tot}(P, T)$ - totaler Reaktionswirkungsquerschnitt

In dem oben beschriebenen geometrischen Bild ist der totale Reaktionswirkungsquerschnitt als Summe aller partiellen Wirkungsquerschnitte zu verstehen. Mathematisch kann das wie folgt geschrieben werden:

$$\sigma_{tot}(P, T) = \int d\sigma_{tot}(P, T) = \int_F \sigma_{part}(P, T, F) dX_F \quad (2.9)$$

wobei $\sigma_{part}(P, T, F)$ der partielle Wirkungsquerschnitt ist und dX_F den Differenzierungsfaktor darstellt, welcher fragmentabhängig ist. Wenn die **Gleichung 2.8** differenziert wird, dann folgt:

$$d\sigma_{tot}(P, T) = 2 \cdot \pi \cdot R(P, T) \cdot dR(P, T) \quad (2.10)$$

Der Faktor $dR(P, T)$ definiert schließlich den Bereich für die Erzeugung eines bestimmten Fragments F und ist im geometrischen Bild als fragmentabhängiger Anteil $dR(P, T)$ des Projektilradius zu verstehen. Daraus folgt entsprechend **Gleichung 2.9**:

$$dR(P, T) = dR(P, F) = dX_F \quad (2.11)$$

Gleichungen 2.10 und **2.11** bestimmen den partiellen Wirkungsquerschnitt als:

$$\sigma_{part}(P, T, F) = \gamma_P^T \cdot \gamma_{P, F} \quad (2.12)$$

mit

$$\begin{aligned} \gamma_P^T &= 2 \cdot \pi \cdot R(P, T) \\ \gamma_{P, F} &= dR(P, F) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Aus **Gleichung 2.8** folgt für den Projektil-Targetfaktor:

$$\gamma_P^T = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{tot}(P, T)}{\pi}} \quad (2.14)$$

Für praktische Anwendungen wird der Projektil-Targetfaktor normiert auf ein Referenztarget wie z.B. das C-Target.

$$\gamma_P^T = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}(P, T)}{\sigma_{tot}(P, T = C)}} \quad (2.15)$$

Die **Gleichung 2.12** nennt man die Faktorisierungsregel.

2.4 Impulsüberträge auf die Fragmente

Die Messungen der Longitudinal- und Transversalimpulse der Projekttilfragmente im Bezugssystem des Projektils zeigen, dass diese gaußförmig verteilt sind mit einer Standardabweichung von etwa 200-300 MeV/Nukleon. Goldhaber [Go74] betrachtet den Kern als Fermigas. Der Impuls eines Fragmentes der Massenzahl A_F entspricht der Summe der Impulse der A_F Nukleonen, die statistisch aus der Menge der A_P Nukleonen des Projektils entnommen werden. Daraus folgt, dass die Impulse der Fragmente gaußförmig verteilt sind mit einer Varianz

$$V(P, F) = \frac{p_F^2}{5} \frac{A_F (A_P - A_F)}{A_P - 1} \quad (2.16)$$

mit

p_F – Fermiimpuls der Nukleonen des Projektils

Dieser experimentell bestätigte Ansatz unterstützt die Faktorisierungsregel. So hat das in der „Ablation“ Phase entstandene Präfragment im Mittelwert dieselbe kinetische Energie wie das Projektil. Die Standardabweichung der Lateralimpulsverteilung ist durch die Fermibewegungen der Nukleonen zu erklären. Es spielt also bei der Transversal- und Longitudinalimpulsverteilung keine Rolle, welches Target an dem Stoßprozess teilgenommen hat.

2.5 Propagationsrechnung

Die Propagationsrechnung ist eine differentielle Methode zur Berechnung der totalen und partiellen Wirkungsquerschnitte der gemessenen Anzahl der Teilchen in verschiedenen Materietiefen. Das allgemeine Verfahren wird im folgenden vorgestellt [A174].

In der Tiefe x in einem Target wird eine Anzahl $N_i(x)$ von Kernen der Ladung Z_i gemessen. Beim Durchdringen einer weiteren Materieschicht der Dicke dx kommt es aufgrund von Fragmentationsreaktionen der Kernsorte i zu einer Abnahme der Anzahl N_i . Die Fragmentation schwererer Kerne, d.h. mit der Ladung $Z_j > Z_i$, führt zu einer Zunahme von N_i . Diese Prozesse können mittels folgender Differentialgleichung beschrieben werden:

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

$$dN_i = -N_i \cdot \sigma_i \cdot dx + \sum_{j \leq i} N_j \cdot \sigma_{ij} \cdot dx \quad (2.17)$$

wobei

$$x = \frac{N_A \cdot \rho \cdot z}{A} [cm^{-2}] \quad (2.18)$$

mit: N_A - Avogadrozahl
 ρ - Dichte des Targets
 z - Tiefe im Target
 A - Targetmasse

Dabei ist σ_i der totale Wirkungsquerschnitt für eine Ladungsänderung von $\Delta Z \geq 1$, σ_{ij} der partielle Wirkungsquerschnitt für die Fragmentation eines Kernes der Ladung Z_j in einen Kern der Ladung Z_i . Die Wirkungsquerschnitte σ_i und σ_{ij} hängen vom Targetmaterial ab.

Die allgemeine Lösung des linearen Gleichungssystems (2.17) ist [Al74]:

$$N_i(x) = N_i(0) \cdot e^{-\sigma_i x} + \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} \left(e^{-\sigma_i x} - e^{-\sigma_j x} \right) \quad (2.19)$$

für $i = 1, \dots, m$ (m - Anzahl der möglichen Ladungszahlen)

mit

$$k_{ij} = \frac{1}{\sigma_j - \sigma_i} \left(\sigma_{ji} N_j(0) - \sum_{n=j+1}^{i-1} \sigma_{in} k_{nj} + \sum_{n=1}^{j-1} \sigma_{ji} k_{jn} \right) \quad (2.20)$$

Gleichungen 2.19 und **2.20** beschreiben die Entwicklung einer Ladungsverteilung $N(0)$ beim Weg durch das Target der Dicke x zu einer Verteilung $N(x)$. In dieser Form werden sie zur Extrapolation von Ladungsverteilungen innerhalb des Detektors auf die Targetoberfläche verwendet.

Wenn man das Differentialgleichungssystem nach den Wirkungsquerschnitten der Projektilkerne auflöst, gilt:

$$\sigma_1 = \frac{1}{x} \cdot \ln \left(\frac{N_1(0)}{N_1(x)} \right) \quad (2.21)$$

Kapitel 2. Theoretische Grundlage

$$\sigma_{i1} = \frac{1}{N_1(0)} \cdot \left[\sum_{n=2}^{i-1} \sigma_{in} k_{n1} + (N_i(x) - N_i(0) \cdot e^{-\sigma_i x} - \right. \\ \left. - \sum_{j=2}^{i-1} k_{ij} (e^{-\sigma_i x} - e^{-\sigma_j x})) \cdot \frac{\sigma_1 - \sigma_i}{(e^{-\sigma_i x} - e^{-\sigma_j x})} \right] \quad (2.22)$$

Die Wirkungsquerschnitte des Projektilkerns in einem bestimmten Target sind in **Gleichungen 2.19** bis **2.22** bezeichnet als:

σ_1 – totaler Wirkungsquerschnitt des Projektils für $\Delta Z \geq 1$

σ_{i1} – partielle Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines Fragments der Ladung Z_i ,
wobei $i \geq 2$

Um die gesuchten Größen zu berechnen, sind die Vorkenntnisse für den Rest der σ_i und σ_{ji} erforderlich.

3 Experiment und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau und seine Komponenten, sowie die Bearbeitung der Rohmessdaten diskutiert. Der experimentelle Aufbau wurde benutzt, um die totalen und partiellen Wirkungsquerschnitte für Beamtteilchen zu messen. Nach der Detektorbestrahlung mit der gewünschten Beamdichte wird ein kompliziertes und empfindliches Verfahren eingesetzt, um die Detektordaten zu gewinnen. Die mit einem automatisierten Messmikroskop gemessenen Rohdaten werden aufbereitet und von fehlerhaft detektierten Teilchenspuren (Untergrund) bereinigt. Aus diesen verfeinerten Messdaten werden dann in einer Propagationsrechnung die Fragmentationswirkungsquerschnitte bestimmt.

Es werden folgende Punkte besprochen:

- Experimenteller Aufbau
- Bestrahlung
- Detektoreigenschaften
- Vermessung der Detektoren
- Korrekturen der Daten
- Eichung der Detektoren (Ladungseichung)
- Propagation
- Fehler
- Ergebnisse

3.1 Experimenteller Aufbau

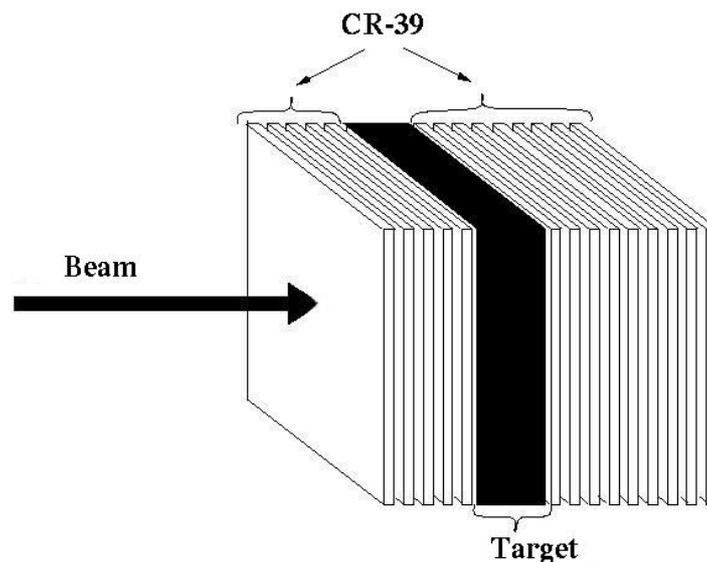


Abbildung 3.1: Typischer Stackaufbau eines Experimentes zur Messung der Wirkungsquerschnitte für Fragmentation

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

In der **Abbildung 3.1** ist ein typischer experimenteller Aufbau dargestellt. Er besteht aus zwei Komponenten. Eine ist das Targetmaterial und die andere das Detektormaterial. Als Detektor wurden Plastikfolien aus dem Polymer *CR-39* benutzt. Mehrere *CR-39* Plastikdetektoren im Format $10 \times 10 \times 0.06 \text{ cm}^3$ wurden auf beiden Seiten eines Targets befestigt. Um mechanische Beschädigungen zu verhindern, war jede *CR-39* Folie beidseitig mit einer dünnen Schutzfolie bedeckt. In jedem experimentellen Aufbau waren vor dem Target vier und hinter dem Target acht Folien montiert. Sie wurden benutzt, um die Anzahl der durchgehenden Teilchen zu zählen und die Ladungszahlen der durchgehenden Ionen zu messen. Die Dicke des Targets wurde als $0,2 \cdot \lambda$ gewählt, wobei λ die mittlere freie Weglänge für eine nukleare Wechselwirkung innerhalb des verwendeten Targets ist. Detaillierte Informationen über die Dicke der verschiedenen Targets werden in **Kapitel 3.3.2** gegeben.

Ein kompletter Satz experimenteller Aufbauten, welcher jeweils bei der Bestrahlung mit einem Projektil bei einer Energie verwendet wurde, enthielt folgende Targetmaterialien: CH_2 , *C*, *Al*, *Cu*, *Ag* und *Pb*. Das liefert die Fragmentationswirkungsquerschnitte für *Ar* mit den folgenden chemischen Elementen: *H*, *C*, *Al*, *Cu*, *Ag* und *Pb*.

3.2 Bestrahlung

Die Detektoren wurden am Beschleuniger SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt bestrahlt. Zwei komplette Targetsets wurden mit ^{36}Ar und ^{40}Ar bei 400 AMeV exponiert. Die Beamdichte betrug ungefähr $1000 / \text{cm}^2$ und war möglichst homogen verteilt. Diese Dichte war ein guter Kompromiss, um die benötigte Statistik zu erreichen und gleichzeitig Probleme durch überlappende Spuren in den Detektoren bei zu hoher Teilchendichte zu vermeiden.

3.3 Detektoreigenschaften

Durch Materie fliegende Schwerionen werden abgebremst und verlieren Energie durch Ionisierung und Anregung der Targetatome. In Plastikdetektoren entstehen dadurch schmale Beschädigungsspuren von 3 bis 10 nm Durchmesser [F175].

Das benutzte Detektormaterial ist *CR-39*, ein Polymer mit der chemischen Zusammensetzung: $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$. Das ist ein Plastikdetektor, der Energieverluste registrieren kann. Der Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch Formel [Ja98] beschrieben. Diese Formel verbindet die Größe des Energieverlustes mit der Ladungszahl der durchdringenden Ionen. Daher, ist der Plastikdetektor in diesem Experiment als Ladungsdetektor benutzt worden.

3.3.1 Spurbildung

Die eindringenden Teilchen brechen durch die Ionisation die Molekularketten auf und produzieren freie Radikale. Die chemischen Eigenschaften des Plastikmaterials werden damit geändert. Bestimmte chemische Stoffe, z.B. $NaOH$, ätzen diese beschädigten Regionen mit einer höheren Rate ab als das unbeschädigte Material. Dadurch wird die schmale Spur von beschädigtem Material schnell abgetragen. Ist die Grenze des beschädigten Bereiches erreicht, wird die Ätzfigur mit der geringeren Ätzgeschwindigkeit für ungeschädigtes Material ausgedehnt. Das geätzte Loch kann auf diese Weise in Form eines Kegels vergrößert werden, bis es mit einem optischen Mikroskop sichtbar wird.

Geladene Teilchen, die sich durch den Detektor bewegen, erzeugen im Detektormaterial entlang ihrer Bahn Bereiche mit starker Ionisation. Ätzbare Spuren können in diesen Regionen nur dann entstehen, wenn die erzeugte Ionenanzahl eine gewisse Schwelle überschreitet. Diese Schwelle ist materialabhängig. Für $CR-39$ ist hierfür ein Energieverlust von mindestens $30-40 \text{ MeV} / \text{g} / \text{cm}^2$ erforderlich (**Abbildung 3.2**).

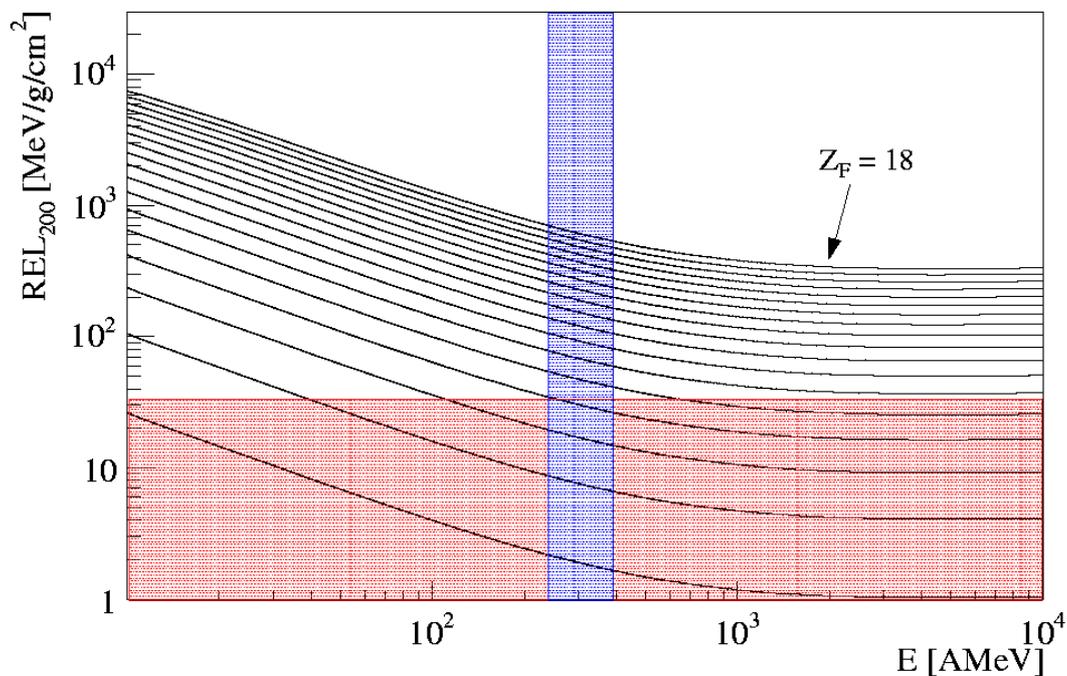


Abbildung 3.2: Beschränkter Energieverlust REL_{200} in $CR-39$ für Ladungen $Z = 2$ (von unten) bis $Z = 18$. Mit rot ist der unempfindliche Bereich des Detektors und mit blau der Energiebereich dieses Experimentes markiert

Der Energieverlust eines geladenen Teilchens wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben. Beim Spuraufbau in Plastikdetektoren müssen aber die hochenergetischen δ - Elektronen besonders berücksichtigt werden. Diese Elektronen deponieren ihre Energie weit entfernt von der Bahn der Schwerionen und leisten damit keinen Beitrag zur Spurbildung. Ein Maß für die Größe der zur Spurbildung beitragenden Ionisation ist die vom Projektil auf die Elektronen des Targets übertragene Energie pro Wegstück dE / dx , wobei Beiträge auf

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Elektronen mit einer Energie $\omega > \omega_0$ wegen des oben beschriebenen Effektes ausgenommen sind. Für CR-39 setzt man $\omega_0 = 200 \text{ eV}$ an. Den Anteil des Energieverlustes mit $\omega < \omega_0$ bezeichnet man als REL (Restricted Energy Loss). Sowohl die Bethe-Bloch Formel als auch der REL ergeben, dass die übertragene Energie pro Wegstück stark abhängig von der Ladung des Teilchens ist und keine Abhängigkeit von der Masse des Teilchen zeigt. Deshalb ist es notwendig zu betonen, dass das CR-39 ein ladungsempfindlicher Detektor ist, der keine Massenänderung nachweisen kann.

Ladungen einzelner Schwerionen sind in dem beschriebenen Experiment unterscheidbar, weil für die gewählte Targetdicke $(0,2 \cdot \lambda)$ der Unterschied im Energieverlust eines Teilchens vor und hinter dem Target klein ist im Vergleich zu benachbarten Ladungen. Beispielsweise ist der Unterschied zwischen

$$REL_{Z=7}^{\text{vor dem Target}} = 90.66 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g} \quad \text{und} \quad REL_{Z=7}^{\text{hinter dem Target}} = 97.51 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g}$$

klein im Vergleich zu dem Unterschied zwischen $REL_{Z=7}^{\text{vor dem Target}}$ und

$$REL_{Z=6}^{\text{vor dem Target}} = 66.56 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g}.$$

3.3.2 Targetdicke

Zur Optimierung der Targetdicke müssen zwei konkurrierende Vorgänge berücksichtigt werden:

- In dem Experiment wird die Teilchenanzahl vor und hinter dem Target für alle Ladungen gezählt. Aus dem Unterschied der Anzahlen vor und hinter dem Target ergeben sich mit Hilfe einer Propagationsrechnung (siehe weiter unten) die Fragmentationswirkungsquerschnitte. Da die Fragmentation ein statistischer Prozess ist, wird eine höhere Wechselwirkungsanzahl eine bessere Statistik liefern und die statistischen Messfehler verkleinern. Unter diesem Aspekt wäre es also sinnvoll, möglichst dicke Targets zu benutzen.
- Andererseits kommt es im Target auch zu Fragmentationswechselwirkungen der Fragmente. Dieser störende Prozess wird in der Propagationsrechnung zwar berücksichtigt, dafür werden aber die Wirkungsquerschnitte für Fragmentationen der Fragmente benötigt, welche nur mit größeren Unsicherheiten bekannt sind. Zur Vermeidung dadurch entstehender systematischer Fehler ist es also wünschenswert, möglichst dünne Targets zu benutzen. Weiterhin wird durch den Energieverlust der Ionen im Target die Differenz im REL für Targetanfang und Targetende für ein dickes Target erhöht und damit die Ladungsidentifizierung erschwert oder sogar unmöglich gemacht.

Diese Prozesse wurden bereits von C. Brechtmann [Br88a] untersucht. Er kam zu dem Ergebnis, dass eine Targetdicke von ungefähr 20%-30% λ ein optimaler Wert ist. λ ist die mittlere freie Weglänge des einfallenden Teilchens im Targetmaterial.

Der theoretische Ausdruck für λ ist:

$$\lambda = \frac{A}{\rho \cdot N_A \cdot \sigma} \quad (3.1)$$

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

mit:

- A - Massenzahl des Targetmaterials
- N_A - Avogadro'sche Zahl
- ρ - Dichte des Targetmaterials
- σ - Ladungsändernder Wirkungsquerschnitt

Für gemischte Targets wird λ beschrieben durch:

$$\lambda = \frac{1}{\sum k_i \cdot \sigma_i}, k_i = \frac{\rho \cdot N_A}{\sum p_i \cdot A_i} \quad (3.2)$$

- i - Nummer der Komponente des Targetgemisches
- p_i - Elementanteil der Komponente i im Molekül des Materials

Die mittlere freie Weglänge wurde mit Hilfe der theoretischen Modelle für die Beamteilchen sowie für alle detektierbaren Ladungen ($6 \leq Z \leq 18$) abgeschätzt. Benutzt wurden die theoretischen Modelle von Webber, Vary, Lindstrom und Westfall. Allen Formeln ist gemeinsam, dass mit wachsender Massenzahl die mittlere freie Weglänge fällt. Das bedeutet, dass das kritischste Element zur Auswahl der Targetdicke dasjenige mit der größten Massenzahl ist, in unserem Experiment also das Beamenteilchen ^{40}Ar .

Der totale Wirkungsquerschnitt für ^{40}Ar in den benutzten Targets ist in **Tabelle 3.1** angegeben.

	$\sigma_{total} [mb]$			
	<i>Webber</i>	<i>Vary</i>	<i>Lindstrom</i>	<i>Westfall</i>
Target	Projektil: ^{40}Ar			
<i>H</i>	554,2	671,7	604,3	739,3
<i>C</i>	1469,4	1503,4	1330,8	1429,9
<i>Al</i>	2048,8	1997,5	1994,1	1906,9
<i>Cu</i>	2932,6	2774,5	2878,3	2694,4
<i>Ag</i>	3653,4	3436,7	3500,0	3385,8
<i>Pb</i>	4817,5	4558,4	4556,2	4581,9

Tabelle 3.1: Totale Wirkungsquerschnitte von ^{40}Ar in den verschiedenen Targets berechnet mit den theoretischen Formeln von Webber[2], Vary[15], Lindstrom[13] und Westfall[18]

Die Werte für λ wurden mit Hilfe der **Gleichungen 3.1** und **3.2** berechnet und in **Tabelle 3.2** präsentiert. Für σ_{total} wurde ein Mittelwert für jedes Target aus den theoretisch-berechneten Werten von **Tabelle 3.1** gebildet.

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Projektile ^{40}Ar						
Target	CH2	C	Al	Cu	Ag	Pb
$\lambda[\text{cm}]$	3,6	5,1	8,3	4,0	4,7	6,3

Tabelle 3.2: Die mittlere freie Weglänge von ^{40}Ar in verschiedenen Targets abgeschätzt mit Hilfe der Gleichungen 3.1 und 3.2. Der σ_{total} ist für jedes Target als Mittelwert zwischen verschiedenen theoretischen Modellen gewählt worden.

Die Targetdicke kann jetzt mit Hilfe der **Gleichung 3.3** optimiert werden, um den Einfluss der Fragmentation der Fragmente niedrig zu halten.

$$d_{\text{max}} \leq 0,2 \cdot \lambda \quad (3.3)$$

Die benutzten Targetdicken sind in **Tabelle 3.3** zusammengestellt.

Target	CH2	C	Al	Cu	Ag	Pb
$d[\text{mm}]$	8	10	10	8	8	8

Tabelle 3.3: Experimentell benutzte Targetdicken in mm

3.3.3 Ätzung

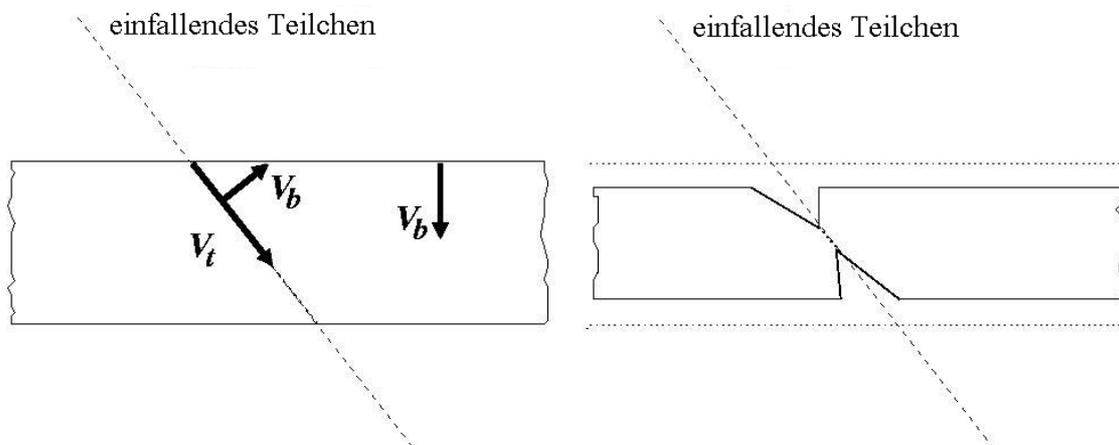


Abbildung 3.3 Ätzvorgang einer Spur. v_T ist die Spurätzrate und v_B die Materialätzrate

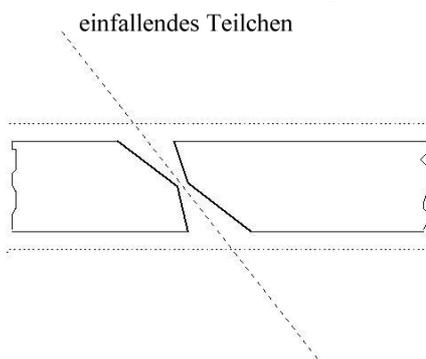
Die Spurgröße eines Teilchen liegt im Bereich von 10 nm . Damit sie mit einem Lichtmikroskop sichtbar wird, benötigt man eine Prozedur, um die Spuren zu vergrößern.

Die in diesem Experiment benutzte Prozedur ist die chemische Ätzung. Die Ätzung erfolgt durch die schnelle Auflösung der durch Ionisation veränderten Regionen des Spurkerns.

Die lineare Ätzrate der chemischen Lösung entlang der Spur wird mit v_T (Spurätzrate) bezeichnet. Das unbeschädigte Material wird mit einer geringeren Ätzrate v_B (Materialätzrate)

e) abgeätzt. Die Materialätzrate ist normalerweise eine Konstante für ein gegebenes Material und eine gegebene Ätzlösung. Zusätzlich zu den erwähnten Faktoren für die Materialätzrate ist die Spurätzrate auch von der Stärke der Beschädigung, die im Spurkern zu finden ist, abhängig. Die **Abbildung 3.3** stellt die Entwicklung der geätzten Spur dar. Je größer die Ätzzeit ist, desto ausgedehnter wird der Ätzkegel. Eine zu lange Ätzzeit wird aber zu einer sogenannten Überätzung führen.

Die **Abbildung 3.4** zeigt das Beispiel einer durch längere Ätzzeit zerstörten Spur. Für solche Spuren wird die Unterscheidung zwischen dem Ätzkegel am Ort eines Teilchendurchgangs und einer Untergrundstruktur für das automatische Messsystem erschwert. Ein anderes Problem ist die Überlappung benachbarter Spuren. Je mehr geätzt wird, desto größer werden die Spuren und desto wahrscheinlicher ist es, dass benachbarte Ätzkegel ineinander wachsen. Die überlappenden Spuren sind nicht immer einfach identifizierbar, deshalb muss man deren Anzahl möglichst gering halten. Die Ätzdauer ist durch die Forderung bestimmt, dass höchstens etwa 7% der Ätzkegel mit anderen in Überlapp geraten dürfen. Damit bleibt der Fehler im Endergebnis (experimentelle Wirkungsquerschnitte), der aufgrund der Zuordnung von Ladungen an überlappende Spuren zustande kommt, gegenüber dem statistischen Fehler vernachlässigbar.



Alle Folien wurden bei 60°C in 6 – normaler Natronlauge geätzt. Vor dem Ätzen wurden die Dicken der Folien gemessen. Diese Werte werden zur Korrektur auf Wechselwirkungen im Detektor benötigt. Die Ätzzeit betrug 75 Stunden. Die Dicke der Folien nimmt dabei um etwa $100\ \mu\text{m}$ ab. Während des Ätzens wird also das Material an der Oberfläche mit etwa $0,6\ \mu\text{m}/\text{h}$ abgetragen.

Abbildung 3.4 Überätzung einer Spur

3.3.4 Ladungsauflösung

Die Ladungsauflösung bei der Messung eines einzelnen Ätzkegels beträgt zwischen $\sigma_z = 0.31 e$ für $Z = 6$ und $\sigma_z = 0.27 e$ für $Z = 18$. Diese Auflösung ist aber problematisch besonders für die Trennung zwischen den Beamtteilchen $Z = 18$ und der schwersten Fragmentladung $Z = 17$. Eine verbesserte Auflösung wird durch Übereinanderlegen mehrerer CR-39 Folien erreicht. Nach einer Rekonstruktion der Teilchenbahn erhält man eine Ladungsmessung auf jeder Folienoberfläche. Aus dem Mittelwert der Einzelmessungen kann die Ladung eines Teilchens im Prinzip beliebig genau gemessen werden.

Die besondere Eignung von Plastikdetektoren für unsere Experimente liegt also in der hohen Ladungsauflösung bei gleichzeitig geringer Detektordicke. Die Vorteile gegenüber anderen Detektoren sind die kleineren Fluktuationen im Energieverlust (seltene δ -Elektronen sind in der detektierten Energie nicht mitgezählt) und eine sehr große Ortsauflösung.

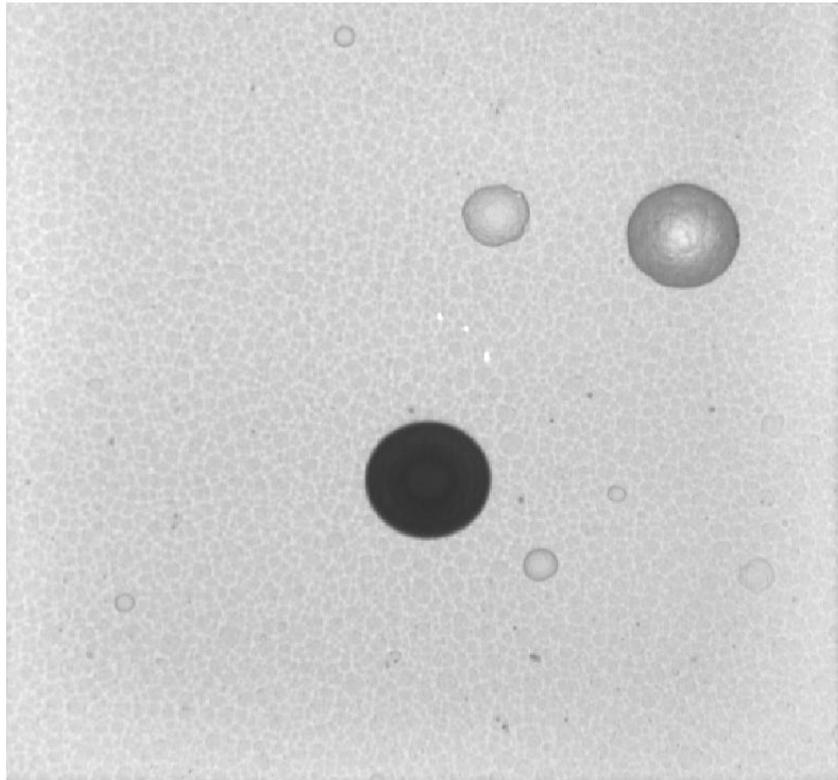


Abbildung 3.5 Typisches Videobild einer mit $400 \text{ MeV/Nukleon } ^{40}\text{Ar}$ -Ionen bestrahlten Detektorfolienseite nach dem Ätzen. Der Bildausschnitt beträgt $255 \times 255 \mu\text{m}^2$. In der Mitte (schwarz) ein typisches Objekt.

Unter den verfügbaren Plastikdetektoren ist *CR-39* besonders geeignet. Von Vorteil ist seine glatte Oberfläche mit wenigen Strukturen, was zu eindeutig identifizierbaren Spuren bei einer niedrigen Untergrundrate führt. Die relativ niedrige Untergrundrate ermöglicht auch eine saubere Spurgeometrie. Der Fehler durch Oberflächenstrukturen, welche bei der automatisierten Vermessung fälschlicher Weise als Spuren erkannt werden (Untergrund) bleibt klein.

3.4 Vermessung der Detektoren

Im allgemeinen wird der Ätzprozess an jeder Detektoroberfläche kegelförmige Strukturen, die der Teilchenbahn entsprechen, erzeugen. Da in diesem Experiment die Bestrahlungsrichtung möglichst senkrecht zur Detektoroberfläche gewählt wurde, erscheinen die Ätzfiguren von Spuren an der Detektoroberfläche als Kreise. Ein typisches Objekt ist in der **Abbildung 3.5** dargestellt. Für dieses Experiment ist eine Spur durch die Summe aller Ätzkreise auf verschiedenen Folienseiten, die zu derselben Teilchenbahn gehören, gegeben. Im Folgenden werden diese Ätzkreise als „Objekte“ bezeichnet. Für n Detektorfolien wird die Anzahl der Objekte, die zu einer Spur gehören, $2 \cdot n$ sein. Die Messung einer Teilchenspur bedeutet die Identifizierung möglichst vieler ihr zugehöriger Objekte, idealerweise $2 \cdot n$. Es ist erstrebenswert, dass möglichst alle von den Detektorfolien registrierten Objekte gemessen werden.

Die Ergebnisse des Messverfahrens hängen empfindlich von einstellbaren Parametern ab. Gemeinsam mit richtigen Objekten werden auch Oberflächenstrukturen gemessen. Durch geeignete Wahl einer Kontrast – Helligkeits Schwelle kann die Anzahl der gemessenen Untergrundstrukturen minimiert werden. Mit den optimal eingestellten Parametern werden idealerweise alle Objekte, die zu eine Teilchenspur gehören, gemessen und gleichzeitig der

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Untergrund weitgehend reduziert. Es ist zu beachten, dass das Ziel der Messung ist, alle vom Detektor registrierten Objekte zu erfassen. Die Beseitigung von Untergrundstrukturen darf nicht zum Verlust von Messobjekten führen. Da die Grenze zwischen geätzten Untergrundstrukturen und richtigen Objekten nicht immer scharf definierbar ist, müssen die Parameter für die Schwellen von Kontrast- und Helligkeitsschwelle sehr vorsichtig gewählt werden, so dass keine guten Objekte verloren gehen.

Nachdem sicher gestellt wurde, dass alle nützlichen Objekte (Ätzkreise) vermessen werden, bleibt immer ein Beitrag durch fehlerhaft gemessene Objekte (Untergrundstrukturen). Diese Untergrundstrukturen können nach der Messung bei der Rekonstruktion der Teilchenbahn (Tracing) weitgehend eliminiert werden.

Ein auf ein Target einfallendes Schwerion wird durch seine physikalischen Parameter wie Ladungszahl Z , Massenzahl A und Energie E beschrieben. Aus der Bethe-Bloch Formel ist ersichtlich, dass nur Ladung und Energie vom Detektor nachgewiesen werden können. Diese Größen sind aber nicht direkt messbar. Sie können mit Hilfe der Geometrie der Ätzkreise (kleine und große Halbachse bei Ätzellipsen) ermittelt werden.

3.4.1 Messverfahren

Die Anzahl der zu vermessenden Teilchenspuren in einem Experiment ist normalerweise sehr hoch. Mit einer Detektorfolie von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und einer Beamdichte von ungefähr $1000 \text{ Teilchen / cm}^2$ resultiert eine Anzahl von 100000 Teilchen pro Folienseite. Die Bewältigung dieser Messaufgabe wurde durch ein vollautomatisches Meßsystem ermöglicht, das an der Universität Siegen entwickelt wurde [Br88b, Dr86, He95, Hi93b, No88, Ru91].

Die wesentlichen Komponenten des Systems sind:

- Bildanalysesystem basierend auf einem 16 MHz MC 68020 Mikroprozessor
- 4 Laser Autofokus Systeme
- 4 CCD Videokameras, Video Monitor
- 4 Mikroskope mit mikroprozessorgesteuertem Tisch
- Rechner

Die zu vermessende Detektorfolie wird auf dem Mikroskoptisch fixiert und Bild für Bild abgefahren. Das Bildanalysesystem bearbeitet das von der Videokamera aufgenommene und in 512×512 Bildpunkten digitalisierte Bild. Die typische Dauer einer Bildanalyse liegt unter 1 s. Mit der benutzten optischen Vergrößerung betrug die Größe der Gesichtsfelder $0,263 \text{ mm}^2$. Für die Detektorgröße von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sind also 196×196 Bilder zu messen. Die Dauer einer Messung für eine Detektoroberfläche beträgt 12 Stunden. Die zu einem Target gehörenden Detektorfolien können folglich in 6 Tagen vermessen werden.

Das Bildanalysesystem ICA (Image Contour Analysis) ist in der Lage, elliptische Objekte in einem Bild zu erkennen. Es kann überlappende Objekte zerlegen und getrennt messen. Beim Verfahren der Folien auf dem Mikroskoptisch muss dafür gesorgt werden, dass die Gesichtsfelder um den doppelten Durchmesser der Ätzkegel von Projektilkernen überlappen. Dadurch wird gewährleistet, dass auch Objekte, die sich aus zwei überlappenden Ätzkegeln zusammensetzen, wenigstens einmal völlig erfasst werden. Die Eliminierung doppelt gemessener Spuren kann durch den Vergleich der Koordinaten erfolgen. Um die Objekte zu identifizieren, ist ein Kontrast – Helligkeit Verfahren angewendet worden. Jeder Bildpunkt hat einen Kontrast- und einen Helligkeitswert. Man setzt jeweils eine Schwelle für beide Parameter. Diejenigen Pixel, die unterhalb der Schwellen liegen, zählen als detektierte Pixel. Weil diese Parameter auch die gemessene Größe einer Ätzfigur beeinflussen, ist bei ihrer Festlegung zu überprüfen, ob der Rand der Fläche richtig erkannt wird. **Abbildung 3.6A**

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

zeigt ein typisches Bild der Detektoroberfläche. Idealerweise sind die richtigen Objekte, wie in **Abbildung 3.6D** gezeigt, anzupassen.

In **Abbildung 3.6B** wird gezeigt, was ICA bei der Anwendung der richtigen Kontrast – Helligkeits Parameter sieht. Als Folge, ergeben sich detektierte Flächen wie in **Abbildung 3.6E** gezeigt. Falsch gewählte Parameter können zu einer völlig anderen Spurfläche führen (**Abbildung 3.6C** und **3.6F**).

Die Arbeitsweise des Bildanalyseesystems setzt sich aus folgenden Schritten zusammen:

- Die Objektsuche erfolgt in einem quadratischen Gitter. Der Anfangspunkt ist die Mitte des Bildes.
- Sollte ein Objekt gefunden sein, erfolgt die Erkennung seines Randes. Danach wird ein Wert für die von diesem Rand eingeschlossene Oberfläche bestimmt. Diese Oberfläche wird nicht immer mit der Oberfläche einer angepassten Ellipse (**Abbildung 3.6F**) übereinstimmen.
- Die Form des Umrisses wird analysiert und, wenn notwendig, in Komponenten zerlegt. Die gefundenen Umrisspunkte werden durch eine Ellipse oder durch einen Kreis angepasst.
- Es werden Werte für kleine und große Halbachsen, die zentrale Helligkeit und Güte der Anpassung bestimmt.

Bei der Messung wird ein Datenfile mit Rohdaten erzeugt. Die mittlere detektierte

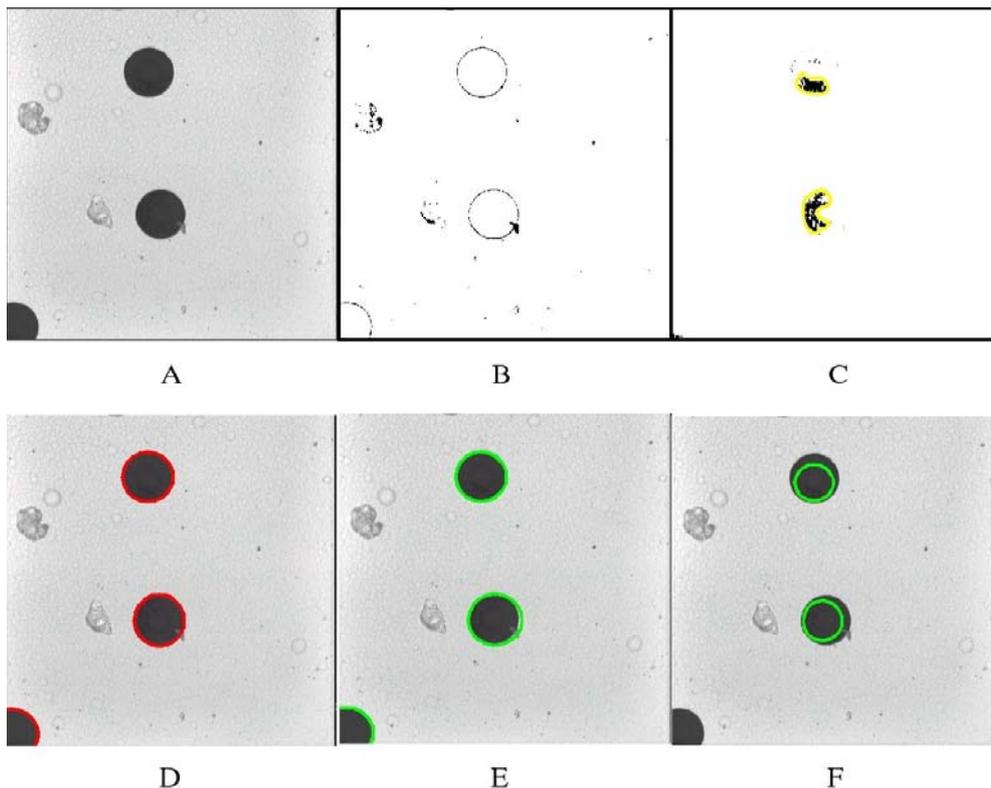


Abbildung 3.6 A) Detektoroberfläche mit Teilchenspuren und Untergrundstrukturen; B) Nach der Anwendung der Kontrast-Helligkeit Schwellen sind nur die schwarz dargestellten Pixels erfasst. Diese Pixel werden vom ICA für die Spurerkennung benutzt; C) Wie B, aber für andere Kontrast-Helligkeit Parameter; D) Gewünschtes Messergebnis für Spuren; E) Bei optimalen Schwellen vom ICA erkannte Spuren; F) erkannte Spuren für die in Bild C benutzten Kontrast-Helligkeit Schwellen

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Objekteanzahl für eine Folienseite liegt zwischen 100000 und 160000, abhängig von der Anzahl der Untergrundstrukturen.

3.5 Datenkorrekturen

Mit einer möglichst optimal gewählten Parametereinstellung des Messsystems wurden alle auf den Detektoren detektierten Objekte gemessen. Zusammen mit den gewünschten Ätzkegeln wurden dabei auch Oberflächenstrukturen als Objekte erfasst und gemessen. Das Hauptziel der nachfolgenden Messdatenverarbeitung ist die Beseitigung möglichst vieler als Objekte erfasster Oberflächenstrukturen und die Korrektur der Daten bezüglich systematischer Fehler des Messsystems. Unter diesen Fehlern des Messsystems sind die Probleme bei der automatischen Messung durch die Bildanalyse sowie die Fehler durch die Mechanik des Mikroskop einzuordnen. In diesem Kapitel werden die angewendeten Prozeduren für Korrekturen dargestellt.

3.5.1 Reduzierung des Untergrundes

Der Untergrund, bzw. die Oberflächenstrukturen, die als gültige Objekte akzeptiert und vermessen worden sind, besteht hauptsächlich aus Materialdefekten welche in dem Ätzprozess zu größeren Strukturen ausgedehnt wurden. Es werden Korrekturprozeduren und Cuts bezüglich der vorhandenen Messgrößen benutzt, um den Untergrund möglichst zu beseitigen.

In dem File mit den gemessenen Rohdaten sind Informationen über alle vom ICA gemessenen Objekte gespeichert. Dies sind Größen, wie etwa die kleine Halbachse der angepassten Ellipse, die Exzentrizität, die zentrale Helligkeit, die Koordinaten des Mittelpunktes sowie die eingeschlossene Oberfläche. Um die geeigneten Cuts für diese Daten zu finden, ist eine eindeutige Definition des Untergrundes in Bezug auf diese Größen zu finden.

Es ist schon erwähnt worden, dass die Untergrundstrukturen vorwiegend geätzte Defekte im Plastikmaterial sind. Die Länge dieser Strukturen ist im Vergleich zu einer durch die ganze Detektorfolie laufenden Spur eines Schwerions typisch kleiner. Weil die Ätzung entlang dieser Struktur erst beginnt, wenn die über der Struktur liegende Oberfläche abgeätzt ist und gleichzeitig sehr bald endet, ist eine Konzentration von Untergrundobjekten im Bereich kleinerer Werte der Halbachse der Ätzfigur zu finden. Außerdem sind diese Objekte normalerweise überätzt, das heißt flach und schalenförmig. Deshalb hat die zentrale Helligkeit für die Oberflächenstrukturen sehr häufig höhere Werte. Die Form der Defekte im Plastik ist nicht unbedingt linear und verläuft nicht senkrecht zur Oberfläche. Daher wird die entstehende Ätzfigur selten ein Kreis sein. Eher wird sie vom Meßsystem durch eine Ellipse angenähert. Weiterhin unterscheidet sich die vom Rand der Struktur eingeschlossene Fläche von der Fläche der angepassten Ellipse. Sie wird im allgemeinen kleiner sein.

Mit Hilfe der Theorie des Energieverlustes und des Verständnisses des Ätzprozesses kann man versuchen, die Eigenschaften guter Objekte, das heißt Oberflächenätzfiguren von Schwerionenspuren, vorherzusagen. Die Bethe-Bloch Formel zeigt, dass die im Detektor abgelagerte Energie direkt proportional dem Quadrat der Ladungszahl Z des Ions ist. Gleichzeitig ist es bekannt, dass der Ätzprozess kegelförmige Objekte mit einer Ellipse als Oberflächenfigur entwickelt, deren Flächen ebenfalls der deponierten Energie proportional sind. Daher wird ein Histogramm der angepaßten Flächen πab mehrere Häufungspunkte zeigen, wobei die häufigsten Objekte, welche gleichzeitig die größte Fläche haben, den

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Beamteilchen (Ar) entsprechen (**Abbildung 3.7**). Zu kleineren Flächen hin wird jede Spitze der nächst kleineren Ladungszahl zugeordnet.

Ausgehend von der Tatsache, dass die Teilchenenergie relativ hoch und die Reichweite somit groß ist im Vergleich zur Detektordicke, sind keine stoppenden Projektile oder deren Fragmente zu erwarten. Folglich soll die zentrale Helligkeit der guten Objekte kleine Werte haben. Mit fallender Ladungszahl wird die abgegebene Energie geringer und der abgeätzte Kegel flacher. Aufgrund der steigenden Zentralhelligkeit flacher Ätzkegel wird der Unterschied zum Untergrund geringer. Der Detektor war bei der Bestrahlung senkrecht zu der Beamrichtung orientiert. Weil die Energie und der Impuls der Beamteilchen sehr hoch ist im Vergleich zum Transversalimpuls der Fragmente, ist die Form der Ätzfiguren ein Kreis. Das bedeutet, dass die Exzentrizität und das Verhältnis angepaßter zu eingeschlossener Oberfläche nahezu eins sind.

In der **Abbildung 3.7** ist ein Histogramm der Rohdaten für die angepaßte Oberfläche dargestellt. Die Spitze mit der höchsten Ereignisanzahl enthält, wie bereits gesagt, die gemessenen Flächen für die Beamteilchen (Ar). Auf der rechten Seite sind einige Ereignisse zu sehen, die nach den oben angestellten Überlegungen einer höheren Ladungszahl als derjenigen die Beamteilchen entsprechen müssten. Der Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen mit Ladungs- pick-up, die so etwas verursachen könnten, ist aber sehr gering. Derartige Reaktionen sind für das hier beschriebene Experiment praktisch vernachlässigbar. Deswegen sind diese Objekte entweder als große angepaßte Untergrundstrukturen, oder nicht erkannte überlappende Objekte zu verstehen.

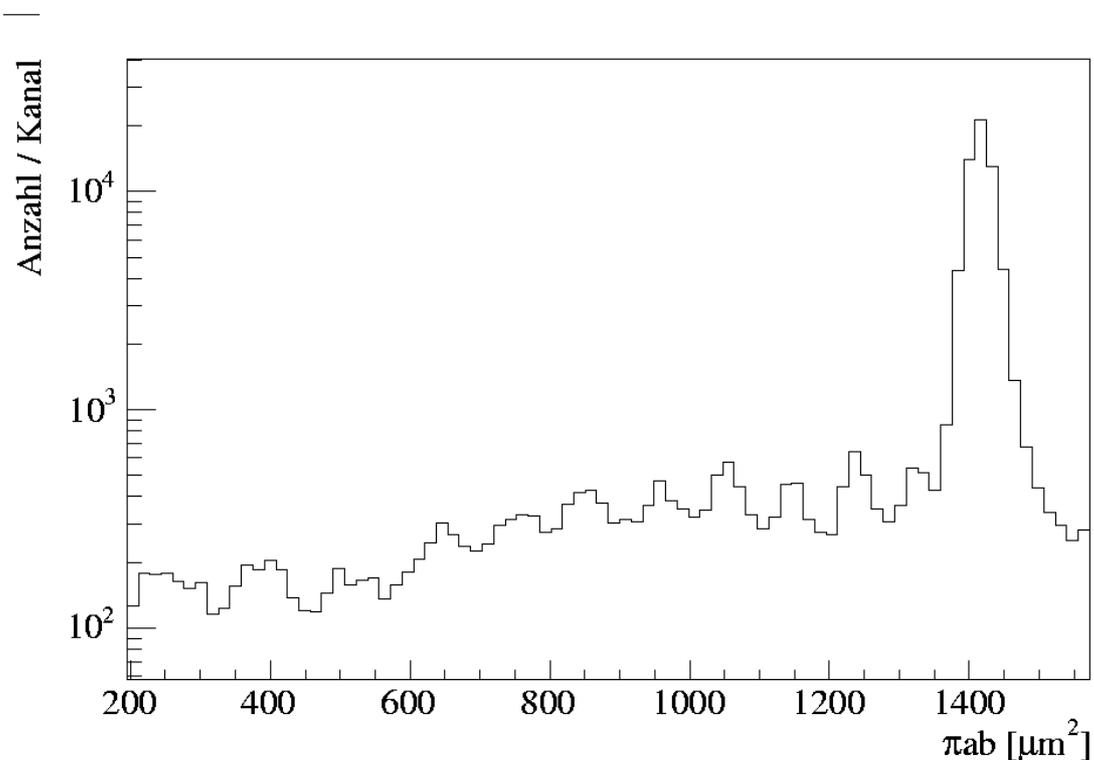


Abbildung 3.7 Flächenverteilung der Rohdaten. Der Beampeak, deutlich erkennbar, rechts mit der größten Anzahl an detektierten Objekten.

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Mit den notwendigen Kenntnissen, was Untergrund und was ein gutes Objekt ist, können nun Cuts angebracht werden. Hierfür haben sich die zentrale Helligkeit, die eingeschlossene Oberfläche ea , die angepaßte Oberfläche πab , die kleine und große Halbachse b und a und die Exzentrizität e als geeignete Parameter erwiesen.

In **Abbildung 3.8** ist die zentrale Helligkeit gegen die angepaßte Oberfläche πab dargestellt. Hier ist der Untergrund einfach zu erkennen. Er ist als Anhäufung in Form eines dichten Bandes bei höherer zentraler Helligkeit zu sehen. Für große Werte des πab entsteht in dieser Darstellung eine deutliche Trennung des Untergrundes von den guten Objekten. Für kleinere Werte wird die Unterscheidung zwischen guten und schlechten Objekten kritisch, denn, wie gesagt, werden mit der Abnahme der Ladungszahl und damit entsprechend der abgegebenen Energie, die Ätzkegel immer flacher und damit heller. Eine andere Region, wo unbrauchbare Untergrundstrukturen deutlich zu unterscheiden sind, ist bei sehr kleinen Werten von πab und zentraler Helligkeit, bzw. unterhalb der beiden gestrichelten Linien zu finden. Die gestrichelten Linien in **Abbildung 3.8** stellen die Grenzen der Cuts dar, welche durchgeführt wurden.

In **Abbildung 3.9** ist die zentrale Helligkeit gegen das Verhältnis von angepaßter zur eingeschlossenen Oberfläche $\frac{\pi ab}{ea}$ für die übriggebliebenen Daten dargestellt. Hier ist der

Untergrund erkennbar in den Werten von $\frac{\pi ab}{ea}$. Die beliebige Form der Untergrundstrukturen führt dazu, dass für die Oberfläche einer Untergrundstruktur das Verhältnis $\frac{\pi ab}{ea}$ größer als 1 ist. Diese Objekte haben auch einen entsprechend höheren

zentralen Helligkeitswert, der spezifisch für die Untergrundstrukturen ist. Die $\frac{\pi ab}{ea}$ Werte oberhalb 1 sind also Untergrundstrukturen sowie gute Objekte für welche die Fittprozedur eine leicht erhöhte Fläche geliefert hat. Diese liegen aber typischerweise nahe bei eins und nicht oberhalb eines Wertes von 1,05. Die Daten unterhalb von 1 (für $\frac{\pi ab}{ea}$) sind neben

Untergrund hauptsächlich überlappende Objekte. Diese Objekte können von Werten unterhalb 1 bis zu einem Wert von 0,5 liegen. Unterhalb 0,5 sind nur Untergrundobjekte zu finden, da die maximale Überlappfläche nicht größer als das doppelte der angepaßten Fläche sein kann.

In **Abbildung 3.9** werden mit den gerasterten Linien die Cuts dargestellt. Alle Objekte, die außerhalb des Bereichs (0,5; 1,1) liegen, sind Untergrundstrukturen und werden deswegen weggeschnitten.

Die Daten sind weiter mit Hilfe der Exzentrizität verfeinert worden. Bei der Bestrahlung wurden die Beamentilchen senkrecht zu der Detektoroberfläche eingeschossen. Weil der Transversalimpuls klein im Vergleich zum Impuls der Projektilteilchen ist, werden die gültigen Objekte eine Exzentrizität von nahezu 1 haben. Mit einer Schwelle von 0,8 wird der meiste noch verbliebene Untergrund abgeschnitten.

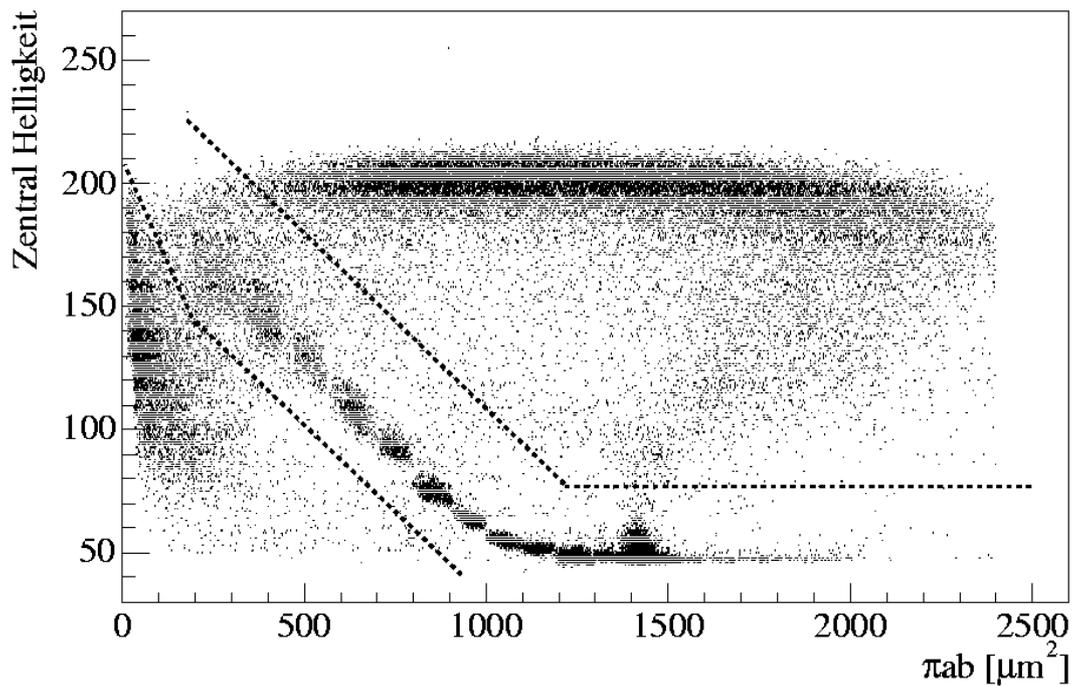


Abbildung 3.8 Scatterplot der Zentralhelligkeit gegen die Fläche detektierter Objekte auf einer Folienseite. Jeder Punkt entspricht einem Objekt. Die gestrichelte Linie zeigt die durchgeführten Cuts.

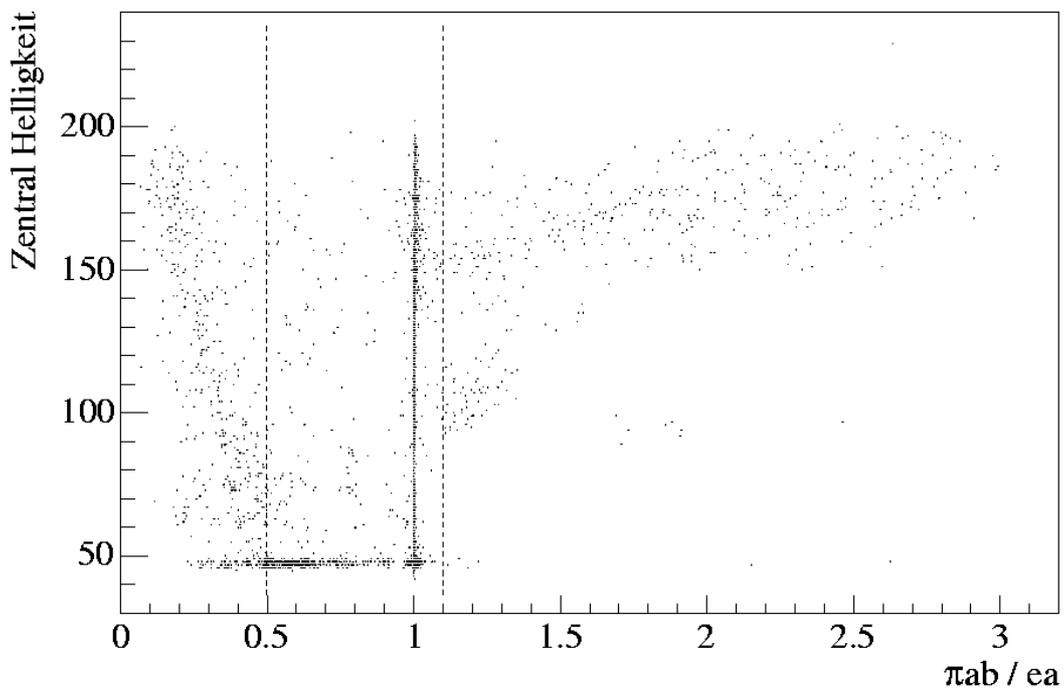


Abbildung 3.9 Scatterplot der Zentralhelligkeit gegen das Verhältnis von angepaßter zur eingeschlossenen Fläche detektierter Objekte auf einer Folienseite. Die gestrichelten Linien zeigen die durchgeführten Cuts.

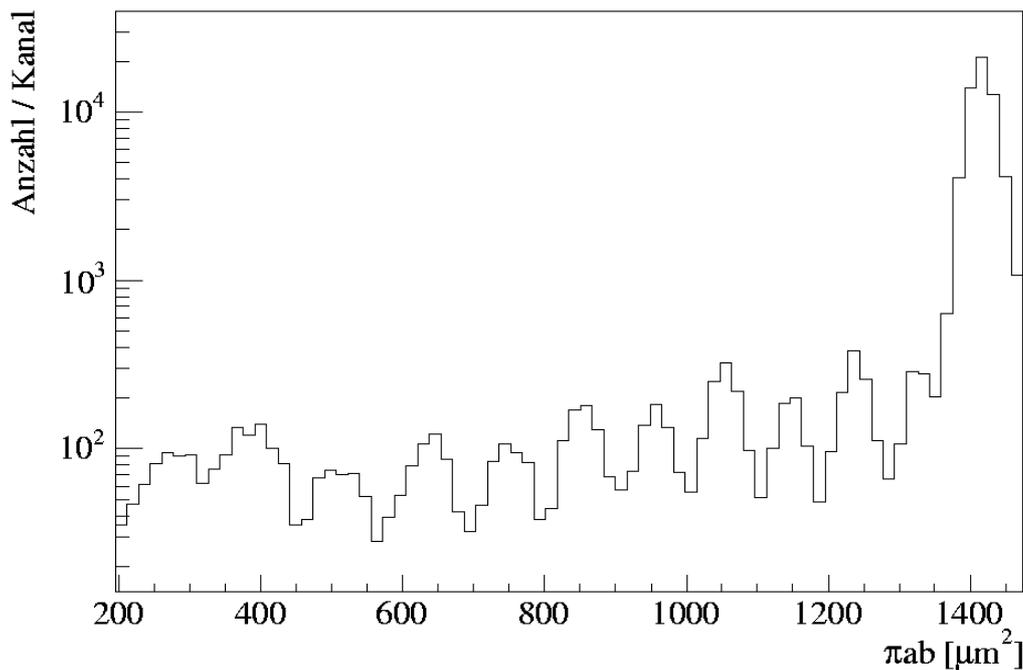


Abbildung 3.10 Flächenverteilung nach Untergrundreduzierung. Alle Ladungsspeaks sind deutlich zu erkennen, von der Beamladung $Z = 18$ bis zur Fragmentladung $Z = 7$.

Nach Durchführung obengenannter Cuts sind die Ladungsspitzen deutlich erkennbar (**Abbildung 3.10**). Die verbliebene Teilchenanzahl ist auf jeder Seite jetzt ungefähr 70000.

3.5.2 Shading Korrektur

Unter dem Shadingeffekt versteht man die Tatsache, dass für das gleiche an verschiedenen Bereichen des Videobilds vermessene Objekt verschiedene Flächen ermittelt werden. Der Shadingeffekt setzt sich aus zwei Fehlerquellen zusammen: die Verzerrung des Videobildes und die unterschiedliche Ausleuchtung der Objekte. Daraus folgt, dass die korrigierte Fläche $A_{Neu}(x, y)$ beschrieben werden kann durch:

$$A_{Neu}(x, y) = \alpha(x, y) \overline{A} + \beta(x, y) \overline{A}^{-0.5} \quad (3.4)$$

mit: $\alpha(x, y)$ - eine Verzerrungsmatrix
 $\beta(x, y)$ - eine Matrix, welche die unterschiedliche Ausleuchtungen beschreibt
 \overline{A} - die gemessene Fläche

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

926,4	925,5	925,7	927,7	927	925,8	925,5	926,6	925,6	929,4	923,9	928
932,8	927,4	930,8	930,1	928,4	930,1	929,6	932,7	931,2	935,4	934,5	935,6
929,4	929,9	929,3	928,5	928,7	931,2	929,5	930,8	933,5	930,5	936,6	935,1
927,6	930,3	929,8	926,8	931	932,5	933,6	933	931,4	935,2	935,4	934,7
932,9	932,4	930,7	930,3	932,8	933,6	932,7	931,8	932,9	933,9	937,8	936
931,7	927,8	933	931,8	931,4	931,6	930,9	935	934,9	935,2	935,6	936
933,6	929,7	931,7	931	930,9	931,5	934,1	930,8	936,6	936,3	937,5	936,8
934,8	928,3	930,4	931,7	931,6	932,7	934	936,2	934,8	934,7	938,8	938,9
933,7	932,2	932,9	931,8	931,4	932,2	934	938,1	937,4	934,9	937,6	938,9
930,1	929,8	931,9	929,5	934,9	931,3	932,8	937	937,1	935,7	936,6	939,3
932,7	931,6	931,4	929,7	932,8	934,8	933,5	938,1	934,6	940,5	934,2	940,5
927,8	929,3	930,4	929,6	932,3	931,2	935,3	933,1	934,7	935	936,6	939,1
932,1	927,6	933,6	929,6	934,6	933,3	933,9	935	937,4	936,9	937,4	936,8
931,6	928,6	930	930,1	931,8	931,6	933,4	934,6	936	938	937	938
932,9	929,7	932,6	929,3	931,7	930,6	933,6	934,4	936	936	937,6	938,9
934,8	929,1	930,3	932,4	932,6	932,9	933,9	936,4	936,4	938,1	936,3	938,3
932,7	929,5	930,8	929,9	931,7	931,5	932,5	935,3	937,3	939,3	939,5	939
932,3	926,6	931	927,9	932,7	929,2	934,7	932,9	936,4	936,8	935	937,3
927,7	928,3	927,2	930,8	929,8	932,1	932,2	933,7	934	934,7	935,8	936,1
927,8	928,7	930,2	927,3	929,8	930,5	931,3	930,7	931,3	934,3	936	934,1
929,3	928	927,6	927,6	927,4	932,3	926,2	929,6	931,4	932,5	934,2	935,2

Tabelle 3.4 Die gemessene Oberfläche eines einzigen Spurkegels an verschiedenen Bildkoordinaten

30,1	25,8	23,8	22,2	18,8	16,7	15,7	14,4	13,1	11,6	10,3	8,7	7,5	6,3
32,2	27	25	22,6	20,5	18,9	17,2	16,6	14,6	13,8	12,2	10,6	10,7	8,7
31	26,3	24,3	19,6	17,3	15,8	16,4	15,3	14,1	12,9	8,6	6,8	8,2	7,4
26,2	23,4	21,3	17,8	17	14,7	15,3	14,6	12,6	10,5	8	6,4	5,6	4,3
26,4	21,6	19,3	17,1	15,6	14,8	14,2	11,6	9,3	9,1	8	5,4	2,8	2,4
24,3	20	17,7	16,2	14,5	14,2	11,3	9,9	7,6	6	4,2	2,1	0,9	0,5
22,7	19,1	16,8	15,8	13,3	12,1	9,5	8,3	5	4,2	2,3	0,3	-0,2	-1,6
22,1	18,4	16,3	14,4	12,1	10,1	8,2	6,4	3,7	3,5	1,2	-0,1	-1,8	-2,8
21,7	17,3	14,6	12,5	10,4	8,2	6,7	5,3	3,6	1,9	1,1	-1,2	-2,5	-3,9
18,7	15,8	13,7	10,7	8,8	7,3	5,3	4,5	2,7	2,5	-0,6	-2,5	-4,4	-6,1
19,9	14,8	11,7	9,7	8,1	6	4,2	3,6	4,3	9,1	4,8	0,1	-6,2	-7,2
16,7	13,2	11,2	10,1	7,6	5	4,1	2	5,3	10,6	8,7	0	-7,6	-9,1
16,5	13	11,1	10,4	6,7	5,5	1,5	0,5	0,5	2,5	0,8	-6	-9,1	-10,6
15,3	13,1	11,2	9,4	6,8	5	1,5	-0,3	-3,8	-4,4	-7	-9,6	-10,9	-11,7
13,9	11,7	9,2	8,7	4,7	2,5	0,3	-2,1	-4,7	-6,9	-9,4	-10,9	-12,9	-13,4
14,7	12,2	8,5	7	4	2,1	-0,7	-3,6	-7,1	-9,3	-12,5	-14	-15,9	-14,7
15	11,1	9,3	6,8	5	2,3	-1,5	-4	-7,7	-9,9	-14,5	-13,6	-16,1	-15,3
14,8	10,3	9,2	6,7	3,9	1,8	-0,7	-3,3	-6,7	-9,8	-12,7	-13,3	-14,6	-15,2
15,1	10,2	8	7,3	4,1	2	-0,8	-3,1	-4,7	-7,7	-9,6	-12	-13,2	-14,2
14,4	10	7,3	5,4	3,7	1,4	-0,7	-1,6	-3,1	-5,2	-8,4	-10	-12,4	-15
9	7,4	6,7	4	0,2	0,3	-3,1	-5,7	-5,1	-5,7	-9,6	-11,7	-15,2	-18,1

Tabelle 3.5 Die Abweichungen vom Mittelwert der in der Tabelle 3.5 gemessenen Oberfläche eines Spurkegels

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Um die 2 Matrizen $\alpha(x,y)$ und $\beta(x,y)$ zu gewinnen, werden verschieden große Objekte in 18 Klassen eingeteilt und jeweils in einem 21×21 Raster im Videofeld mehrfach vermessen. Die mittlere Fläche und die Koordinaten werden abgespeichert. **Tabelle 3.6** zeigt für die gewählten Größenklassen den Mittelwert und Standardabweichung der Messwerte der eingeschlossenen Fläche in einem Punkt der 21×21 Raster. In **Tabelle 3.4** ist als Beispiel ein Teil des ermittelten Datensatzes (nur 12×21 von den insgesamt 21×21 Positionen) angegeben. **Tabelle 3.5** zeigt für die Daten aus **Tabelle 3.4** die Abweichungen vom Mittelwert. Ausführliche Informationen über die Methode findet man in der Arbeit von G.Rusch [Ru92].

$\langle ea \rangle$	143,06	203,38	295,46	361	522,67	580,02	649,79	680,13	723,95
σ_{ea}	3,57	2,32	3,34	5,19	4,58	4,18	3,01	3,01	3,59
$\langle ea \rangle$	830,68	903,29	936,61	986,55	1159	1314	1480,5	1582,3	1639,7
σ_{ea}	3,4	4,94	6,17	5,1	4,29	4,24	3,89	9,65	7,63

Tabelle 3.6: Mittelwert und Standardabweichung der gemessenen eingeschlossenen Oberfläche für 18 Größenklassen in einem Raster von 21×21 Positionen

In **Abbildung 3.11** ist die korrigierte Flächenverteilung dargestellt. Eine deutliche Verbesserung ist für die größeren Flächen zu sehen, für welche dieser Effekt des Shadings auch viel ausgeprägter ist.

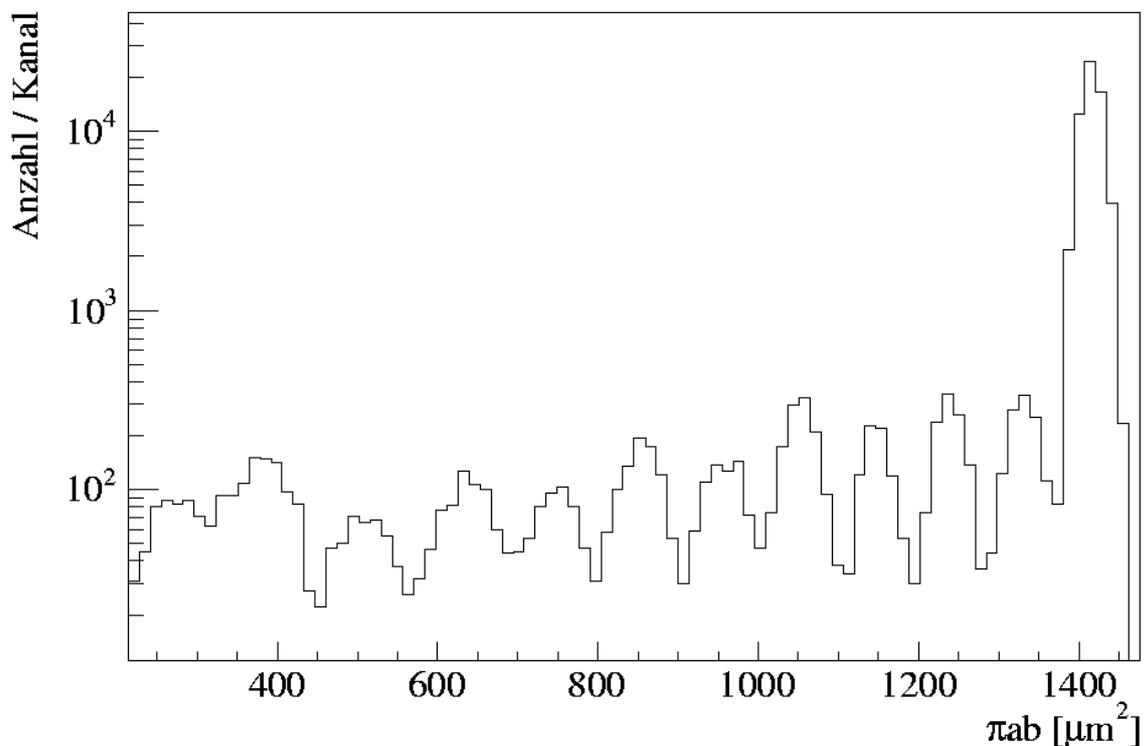


Abbildung 3.11 Flächenverteilung nach der Shadingkorrektur.

3.5.3 Tracing Verfahren

Der nächste Schritt in der Bearbeitung der Daten ist die Identifizierung von Teilchenspuren, welche zu einer Teilchenbahn durch aufeinander folgende Foliensoberflächen gehören. Die nach diesem Schritt nicht einer Spur zugeordneten Daten können als Untergrundstrukturen erkannt und beseitigt werden.

Grundsätzlich ist das Verfahren sehr einfach: Es müssen auf der ersten Folienseite die guten Objekte als Anfangspunkte von Spuren ausgewählt werden und dann die dadurch definierten Spuren auf die nächsten Folienseiten verlängert werden. Aus physikalischer Sichtweise ist eine Spur die Summe aller beschädigter Regionen entlang einer Teilchenbahn. Für die Tracingsoftware ist eine Spur eine Kette von entsprechenden Objekten (wie die vermessenen Oberflächenfiguren der geätzten Kegel genannt worden sind). Zu jeder Spur gehört im Idealfall ein Objekt auf jeder Folienseite aller Folien.

Die Tracingsoftware hat die Aufgabe, die richtigen Objekte auf jeder Folienseite zu finden und zu verknüpfen. Wegen der Schwierigkeit, für jede Spur ein gutes Objekt auf der ersten Folienseite zu definieren, ist es notwendig, für die Tracingsoftware zuzulassen, dass eine Spur auch auf anderen als der ersten Folienseite beginnt.

Das Tracingverfahren ist ein sehr wichtiger Bestandteil der Datenanalyse. Es hat drei Ziele: Verbesserung der Ladungsauflösung, weitere Elimination von Untergrund und Definition der für die weitere Analyse benutzten Flächen auf den Detektoren vor und hinter dem Target.

Die Verbesserung der Ladungsauflösung ist für die weitere Bearbeitung der Daten notwendig. In **Abbildung 3.11** sind die Häufigkeitsmaxima, die verschiedenen Ladungszahlen entsprechen, und die zugehörigen Verteilungen zu erkennen. Nach dem Tracingverfahren werden die Anzahlen der Teilchen für jede Ladung aus derartigen Verteilungen bestimmt und in der anschließenden Propagationsrechnung benutzt. Mit dem vorliegenden Spektrum (z.B. in **Abbildung 3.11**) sind die verschiedenen Ladungen, die zwischen zwei Maxima liegen, nicht sauber getrennt. Deshalb ist eine noch bessere Ladungsauflösung wünschenswert. Dies kann mit dem Tracing erreicht werden. Jeder Detektorsatz umfasst 12 Folien, das sind 24 Folienseiten. Nach einem erfolgreichen Tracing sollten die gespeicherten Objektketten idealerweise 24 Komponenten haben, die einer Teilchenspur entsprechen. Wenn keine Wechselwirkung vorgekommen ist, sind die Flächenunterschiede der Objekte entlang einer Spur durch die Fehler des Messsystems für eine Einzelmessung bedingt. Nach der Ladungseichung kann eine Prozedur zur Bestimmung mittlerer Ladungszahlen benutzt werden, um die Unterschiede der Einzelmessungen zu korrigieren. Nähere Informationen sind in **Kapitel 3.6.1** zu finden.

Alle Objekte, die nach dem Tracing keiner Spur zugeordnet wurden, zählen als Untergrund und werden deswegen bei der weiteren Bearbeitung ignoriert.

Bei der Propagationsrechnung werden 2 Ladungsspektren benutzt. Ein Spektrum für die letzte Folie vor dem Target und ein anderes für die erste Folie hinter dem Target. Aus diesen zwei Ladungsspektren wird die Teilchenanzahl für jede Ladung gezählt. Sehr wichtig ist die Definition der Flächen auf den Folien, für die diese Ladungsspektren bestimmt werden. Man muss hier eine konsistente Fläche definieren, innerhalb der die Teilchen gezählt werden. Die natürliche Wahl wären zwei hintereinander liegende gleich große Flächen. Bei der Bestrahlung sollte der Beam in den Detektor unter einem Winkel von 0° gegen die Oberflächennormale eintreten. Fehler am experimentellen Aufbau führen zu einem Eintrittswinkel größer als 0° . Eine kleine Abweichung von ungefähr 3° führt dazu, dass für eine Targetdicke von 1 cm, eine Verschiebung der Flächen um $500 \mu\text{m}$ entsteht. Die richtige Fläche muss für jede Folie neu definiert werden. Dies erfolgt mit Hilfe der identifizierten Spuren. Die

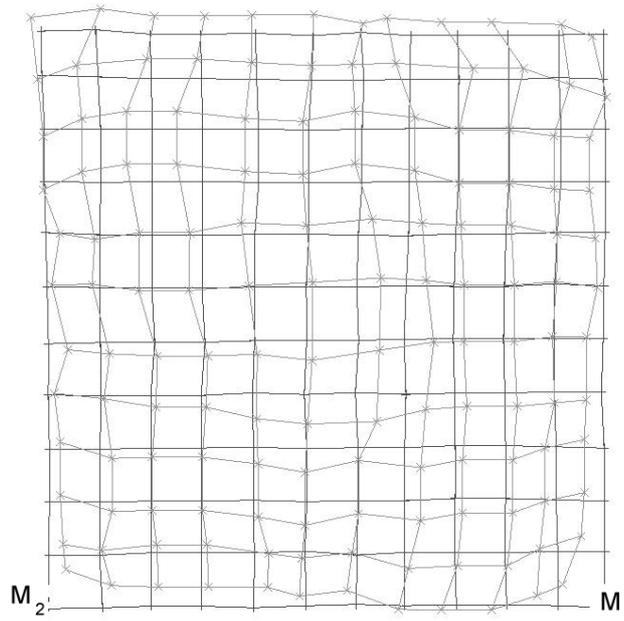


Abbildung 3.12 Veränderung verschiedener Messfelder von eine Folienseite zur anderen während des Traceverfahrens. Das gesamtes Feld ist $8 \times 8 \text{ cm}^2$ groß, wobei die Abweichungen gegenüber den Positionen in der Darstellung um einen Faktor 100 vergrößert sind.

Abbildung 3.12 zeigt, wie sich die benutzte Fläche auf 2 hintereinander liegenden Folien verändert.

Es wurden die Spuren auf allen vorhandenen Folienseiten vermessen. Dies erfolgte, indem für jede Folie zwei Markierungen (M_1 , M_2) definiert wurden, die typischerweise durch die Folienecken zugeordnet waren. Da diese Ecken mit einer Ungenauigkeit von bis zu $100 \mu\text{m}$ definiert sind, führt dies zu einer Verschiebung und einer Verdrehung der vermessenen Oberflächen von einer Folie zur nächsten. Weiterhin bringen die Fehler in der Mechanik des Messtisches Ungenauigkeiten in die gemessenen Objektkoordinaten.

Die Aufgabe der Tracesoftware ist die Bestimmung von Dreh-, Verschiebungs- und Verdrehungs-Transformationen, um die Koordinaten zu korrigieren. Zur Vereinfachung des Rechenproblems werden kleinere Regionen, typischerweise 11×11 Stück (siehe **Abbildung 3.12**), definiert und eine lokale Transformation für jede einzelne Region gesucht. Aus den lokalen Transformationen wird dann eine globale Transformation berechnet. Mit der globalen Transformation werden dann die neuen Koordinaten der Objekte ermittelt.

Um die Transformationen zu finden, geht das Programm folgendermaßen vor:

- Auf der Vorderseite der ersten Folie werden alle Objekte gesucht, die in einer Geradenrichtung, senkrecht zu der Folienebene, einen entsprechenden Partner auf der Rückseite haben. Die Konvergenz kann kontrolliert werden, indem der Prozentsatz zugeordneter Objekte bestimmt wird. Für das Tracen durch den Detektor kann die Schwelle auf einen Wert von 80% gesetzt werden. Es ist die Güte der Untergrund-Eliminierung, die hier eine entscheidende Rolle spielt.
- Das gefundene Muster von Objekten wird für die Verlängerung der Spuren auf weitere Folienseiten benutzt.

Durch das Tracen wurden 99% aller Untergrundobjekte gefunden und eliminiert.

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Die **Abbildung 3.12** zeigt für 2 gemessene Oberflächen die durch ein erfolgreiches Traceverfahren bestimmte Flächenzuordnung. Die gemessene Fläche ist $8 \times 8 \text{ cm}^2$ groß und die Abweichungen sind die kalkulierten Werte in $\mu\text{m}/20$. Das entspricht einer Skala von ungefähr 1:0,01.

3.6 Eichung der Detektoren

Ziel der Eichung ist es, jedem auf einer Oberfläche detektierten Objekt eine Ladung zuzuordnen. An jedes Maximum der Flächenverteilung für jede Folienseite wurden Gaußfunktionen angepasst. Dafür wurden jeweils Mittelwert und Standardabweichung bestimmt. Das Maximum mit der größten Ereignisanzahl entspricht den Beamteilchen (Ar) $Z = 18$. Die bei kleineren Flächen liegenden Maxima entsprechen den Fragmenten.

Um den auf den verschiedenen Folien gemessenen einzelnen Objekten eine Ladung zuzuweisen, muss berücksichtigt werden, dass die Zuordnung von Fläche zur Ladungszahl sich von einer Folie zur nächsten leicht ändert. Zur Eichung wird eine bestimmte Prozedur benutzt.

Diese Eichungsprozedur basiert auf folgenden Tatsachen. Die Energie der einfallenden Teilchen liegt in dem Bereich wo nach der Bethe-Bloch Formel [Ja98] der Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ durch der Faktor $\frac{Z^2}{\beta^2}$ definiert ist. Damit gilt:

$$\left. \begin{array}{l} \pi ab_{\text{Beam}} \approx k_1 \cdot \frac{1}{\beta^2} \\ \pi ab_{\text{Fragments}} \approx k_2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \end{array} \right\} \Rightarrow \pi ab_{\text{Beam}} \approx \frac{k_1}{k_2} \pi ab_{\text{Fragments}} \quad (3.5)$$

Die Energie pro Nukleon eines in einer Wechselwirkung erzeugten Fragmentes ist nahezu genau so groß wie diejenige der Beamteilchen. Deshalb ergibt sich eine lineare Abhängigkeit zwischen πab_{Fragment} und πab_{Beam} . In **Abbildung 3.13** ist die Funktion $\pi ab_{\text{Fragment}} = f(\pi ab_{\text{Beam}})$ dargestellt. Mit der Least Squares Methode wurde für jede Fragmentladung eine Kalibrierungslinie bestimmt. Diese Eichlinien erlauben es, bei bekannter mittlerer Fläche der Beamteilchen für eine Folienseite, jedem detektierten Objekt entsprechend seiner Fläche eine Ladungszahl zuzuordnen. Diese durch Messung bestimmten Ladungszahlen sind zwangsläufig nicht ganzzahlig.

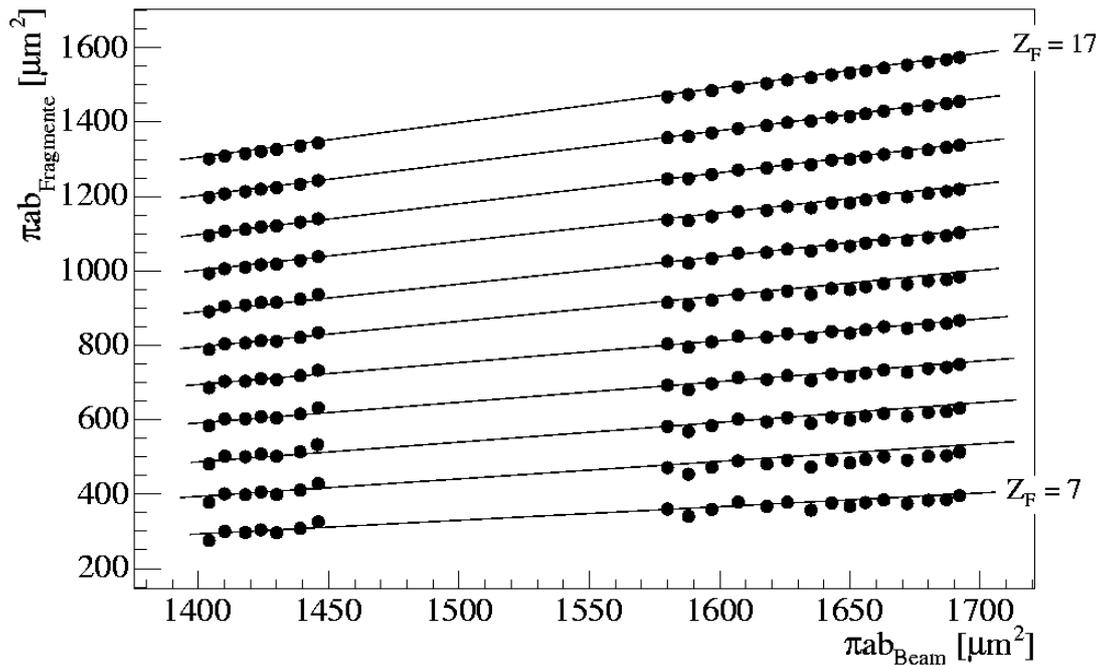


Abbildung 3.13 Darstellung der mittleren Fläche für verschiedene Fragmentladungen gegen die mittlere Projekttilfläche. Die Daten einer Folienseite liegen auf einer senkrechten Linie.

3.6.1 Ladungskorrekturen

Zur Vorbereitung der Propagationsrechnung kann man die Ladungsauflösung weiter verbessern. Die Abweichungen der Ladungsspektren vom Mittelwert sind in der statistischen Abweichung des Energieverlustes innerhalb des Detektors zu suchen.

Für Korrekturen dieser Fehler können die Ergebnisse des Traceverfahrens benutzt werden. Eine Spur, die beim Tracen definiert wurde, besteht aus maximal $2 \cdot n$ zugeordneten Objekten, wobei n die Folienanzahl ist. Jedes Objekt hat eine Ladungszahl zugewiesen bekommen. In einer Spur, in der keine Wechselwirkung stattgefunden hat, haben die Objekte, innerhalb der Standardabweichung, die gleichen Z -Werte. Die Ladungswerte dieser Spuren können einfach durch den Mittelwert für die gegebene Spur ersetzt werden. Problematisch dagegen sind die Spuren in denen eine Wechselwirkung stattgefunden hat. Diese Spuren haben als Charakteristika Veränderungen der Ätzkegelgröße in zwei aufeinanderfolgenden Folienseiten. Die Entscheidung ob eine Wechselwirkung geschehen ist muss aber ausgehend von Informationen aus mehreren benachbarten Ladungsmessungen getroffen werden. Zur Bestimmung von Wechselwirkungspunkten werden verschiedene Schritte durchgeführt:

- Ätzkegel mit außergewöhnlicher Größe werden nicht berücksichtigt.
- Zunächst werden aus 3, dann aus 5 aufeinander folgenden Ladungswerten der mittelgrößte gesucht und damit der mittlere in der Reihenfolge ersetzt. Durch diese operation (Medianfilter) ergibt sich eine Reduktion von Fluktuationen ohne dass dabei die Wechselwirkungen in ihrer Lage geändert werden.
- Das Verfahren zur endgültigen Separation von Spurstücken verschiedener Ladungen wird im folgenden kurz beschrieben:
Es wird der erste Ladungswert auf einer Spur genommen und unter den folgenden Werten einer gesucht, der sich um weniger als $\Delta Z = 0.4e$ vom ersten unterscheidet. Daraus wird ein Mittelwert gebildet. Mit der berechneten Zahl wird die Suche

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

fortgesetzt. Falls auf drei hintereinander liegenden Folienseiten kein Wert innerhalb der Toleranz gefunden wird, wird die Suche abgebrochen. Alle akzeptierenden Ladungswerte vom Beginn bis zum Ende der Spur werden durch den Mittelwert ersetzt. Das Verfahren wird mit dem ersten noch nicht zugewiesenen Ladungswert wiederholt bis das Ende der Spur erreicht ist. Weil falsche Zuordnungen für Segmente mit Länge $L = 2$ und $L = 1$ aufgrund der Fluktuationen nicht ausgeschlossen werden können, werden Spursegmente mit einer Länge $L < 3$ dem am besten passenden Nachbarsegment zugeteilt.

- In Falle einer Wechselwirkung werden die letzten zwei Schritte für das neue Spurstück angewendet.

Eine andere Fehlerquelle sind auch die nicht zugeordneten Objekte. In dem Messverfahren oder in dem Traceverfahren kann es passieren, dass ein Objekt nicht gemessen oder nicht zugeordnet wird. Das führt zu einer Lücke in der durch Tracing verketteten Spur und zu einem modifizierten Ladungsspektrum auf der Folienseite, wo dieses Objekt fehlt. Diese Art von Fehler kann man korrigieren. Wenn eine Lücke in einem Spurstück zu finden ist, sich also nicht am Ende eines Spurstücks befindet, kann man das fehlende Objekt durch den bereits berechneten Mittelwert ersetzen.

Die **Tabelle 3.5** gibt typische Werte der Standardabweichungen in Einheiten von Ladungszahlen nach der Ladungskorrektur. In **Abbildung 3.14** ist das Ladungsspektrum nach den obengenannten Korrekturen dargestellt.

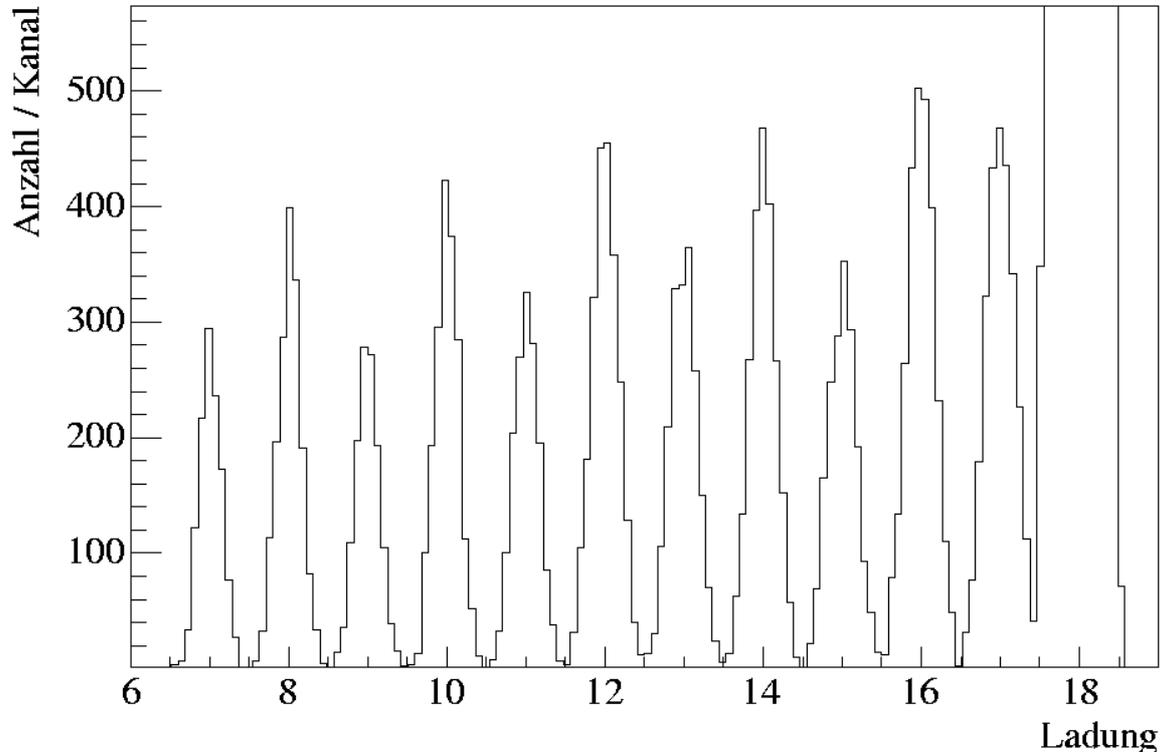


Abbildung 3.14 Resultierende Ladungsauflösung für ^{40}Ar -Projekttilfragmente auf der vierten Detektorseite hinter einem Al-Target.

<i>Charge</i>	<i>7</i>	<i>8</i>	<i>9</i>	<i>10</i>	<i>11</i>	<i>12</i>	<i>13</i>	<i>14</i>	<i>15</i>	<i>16</i>	<i>17</i>	<i>18</i>
σ	0.12e	0.13e	0.13e	0.13e	0.14e	0.15e	0.16e	0.16e	0.15e	0.16e	0.17e	0.17e

Tabelle 3.7 Die Ladungsauflösung für das in Abbildung 2.14 dargestellte Spektrum

3.7 Propagation

Die Propagation erfolgt im Prinzip mit Hilfe der **Gleichungen 2.19** und **2.20**. Die gemessenen Daten liefern die Anzahlen der Teilchen N_i und $N_i(0)$ vor und hinter dem Target. Zusätzliche Massnahmen:

Im Prinzip wird in drei Schritten vorgegangen:

- 1) Zunächst werden die Ladungsspektren, die für die Targetpropagation benötigt werden, vorbereitet. Dabei ist zu berücksichtigen, dass zwischen den gemessenen Spektren auf der letzten Folie vor dem Target und auf der ersten nach dem Target und dem Target selbst eine Schutzfolie und eine abgeätzte Oberfläche liegen. Die Ladungsverteilung direkt auf den beiden Targetoberflächen werden durch Extrapolation aus der innerhalb des Folienstapels gemessenen Ladungsverteilung bestimmt.
- 2) Die Spektren für die Propagation durch das Target müssen für äquivalente Flächen vor und hinter dem Target definiert werden. Damit werden die Vielfachstreuung der durch das Target fliegenden Projektil- und Fragmentkerne sowie die Abweichung der Strahlungsrichtung von der Normalenrichtung des Detektors, bzw. eine Beamdivergenz, berücksichtigt.
 - Die Vielfachstreuung ist ein statistischer Prozess, der für kleinere Ablenkwinkel gaußverteilt ist. Der Erwartungswert liegt bei 0 und für die Standardabweichung gilt:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{4\pi N_A}{A_T} \cdot \left(\frac{2 \cdot Z_T Z_P \cdot e^2}{4\pi \epsilon_0 \cdot c p \beta} \right)^2 \cdot \ln(204 \cdot Z_T^{-1/3}) \cdot \rho \cdot x \quad (3.6)$$

mit

- Z_T und A_T – Ladungs- und Massenzahl des Targetkerns
- Z_P – Ladungszahl des Projektilkerns
- p, β – Impuls, bzw. relative Geschwindigkeit des Projektilkerns
- ρ – Dichte des Targetmaterials
- x – Dicke des Targetmaterials
- N_A – Avogadrosche Zahl
- ϵ_0 – Dielektrizitätskonstante
- e – Elementarladung
- c – Lichtgeschwindigkeit

Die **Gleichung 3.6** verrät uns, dass mit steigender Massen- und Ladungszahl des Targetmaterials auch die Standardabweichung der Ablenkwinkel steigt. Die

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Vielfachstreuung ist also besonders kritisch für schwerere Targets. Die Zählbereiche vor und hinter dem Target werden dann wie folgt gewählt:

- mit Hilfe der **Gleichung 3.6** wird die Standardabweichung für den Ablenkwinkel berechnet.
- als maximaler Ablenkwinkel wird dann die $3 \cdot \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ definiert.
- anhand der gegebenen Targetdicke wird dann eine Länge definiert, um welche die Zählbereiche durch Streuung verfälscht sein könnten. Wenn innerhalb dieser Bereiche die Beamdichte konstant ist, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Damit wird gewährleistet, dass trotz der statistischen Fluktuationen die vom ursprünglichen Zählbereich ausgehende Anzahl der Kerne auch hinter dem Target betrachtet wird.

- Die **Abbildung 3.15** stellt die benutzte Methode für die Berücksichtigung der Beamdivergenz dar. Innerhalb der Messfläche wird vor dem Target der Zählbereich definiert (Ursprungszählbereich). Er ist so gewählt worden, dass die Vielfachstreuung berücksichtigt werden kann (siehe oben). Betroffen vom Beamdivergenzeffekt sind die Randbereiche der Detektorfolie. Für die Ermittlung des Zählbereiches hinter dem Target werden vier kleinere Korrekturflächen definiert (siehe **Abbildung 3.15**), die an den Ecken des vorderen Zählbereichs liegen. Mit Hilfe des Traceverfahrens werden für alle in diesen Flächen enthaltenen Spuren die Verschiebungsvektoren ermittelt, die nach der Spurverfolgung resultieren. Dann wird ein Mittelwert für die Verschiebungsvektoren jeder Korrekturfläche gebildet. In **Tabelle 3.8** sind typische Werte für die resultierenden Winkel angegeben.

Flächenr.	1		2		3		4	
	θ_x	θ_y	θ_x	θ_y	θ_x	θ_y	θ_x	θ_y
Winkel [grad]	-0,015	0,123	-0,100	-0,039	0,077	-0,162	0,043	0,11

Tabelle 3.8 Die aus den Verschiebungsvektoren ermittelten Winkel für die Bestimmung des Zählbereiches hinter dem Target (siehe Text)

- 3) Die zwei gewonnenen Ladungsspektren dienen nun zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für das gegebene Target.

Mit den oben beschriebenen Prozeduren werden für jede Folienseite vor und hinter dem Target die Ladungsspektren bestimmt. Ziel der Propagationsrechnung ist, die Berechnung der totalen und partiellen Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der beobachteten Ladungsanzahlen. Dies erfolgt mit den im **Kapitel 2.3** angegebenen Differentialgleichungen **2.19** und **2.20**. Wie die **Gleichungen 2.19** und **2.20** zeigen, sind für die Propagationsrechnung die Vorkenntnisse für die Fragmentation der Fragmente erforderlich. Diese Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe der semiempirischen Formel von Webber [We90b, We90c] für H-Target bestimmt. Eine Skalierung auf schwerere Targets wurde mit Hilfe der in **Kapitel 2.3** genannten (**Gleichung 2.12**) Faktorisierungsregel erreicht. Totale

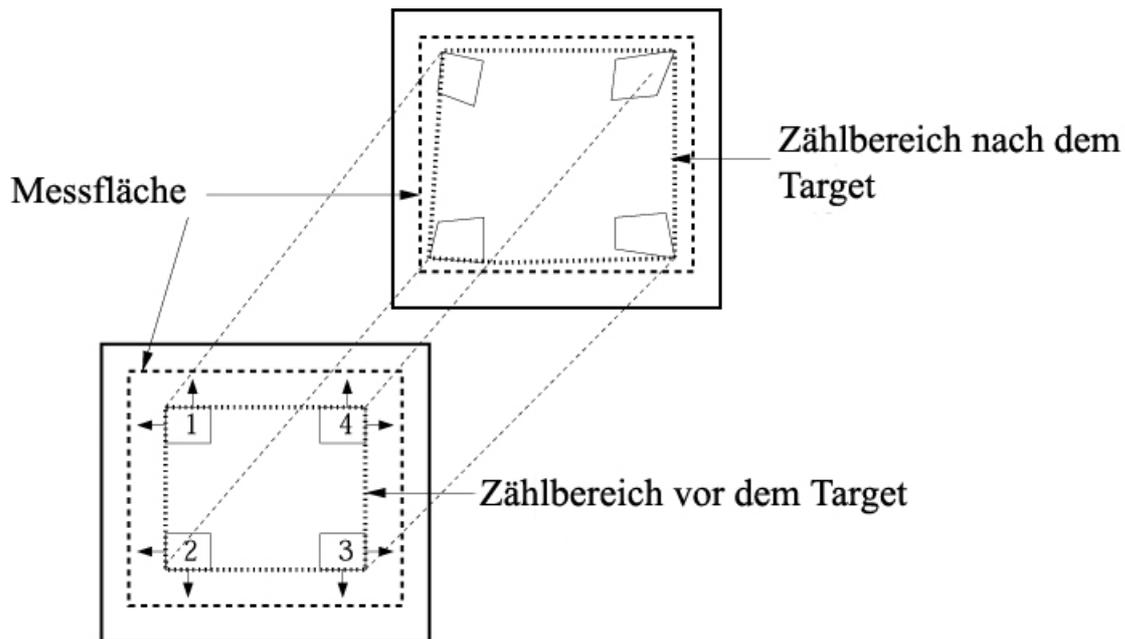


Abbildung 3.15 Identifizierung der Zählbereiche vor und hinter dem Target. Dargestellt sind die letzte Folie vor dem Target und die erste hinter dem Target, zusammen mit der Korrekturfläche 1,2,3,4 (siehe Text).

Wirkungsquerschnitte mit $\Delta A \geq 1$ wurden mit der semiempirischen Formel von Silberberg und Tsao [Si93, Ts93] berechnet.

Mit dem oben skizzierten Verfahren wurde eine erste Näherung für die Wirkungsquerschnitte für die Fragmentation der Fragmente, aber auch der Projektilkerne berechnet.

Systematische Abweichungen dieser experimentellen Werte von den vorher mit den semiempirischen Formeln berechneten wurden für die Projektilkerne erkannt und auf die Wirkungsquerschnitte für die Fragmentation der Fragmente übertragen. Damit wurden unter Anwendung der **Gleichungen 2.21** und **2.22** die Wirkungsquerschnitte der Projektilkerne aus dem Experiment bestimmt. Die dazu berechneten Korrekturen sind aber vernachlässigbar im Vergleich zum statistischen Fehler.

3.8 Fehler

In der Fehlerrechnung zur Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte sind folgende Fehler zu berücksichtigen:

1. Der statistische Fehler in der Anzahl der detektierten Fragmente
2. Fehler bei der Ladungszuordnung von überlappenden Spuren
3. Fehler bei der Propagation:
 - Dicke der CR39 Detektorfolien und statistische Fehler
 - Dicke der Schutzfolien und statistische Fehler
 - Dicke des Targetmaterials
 - Fehler im Wirkungsquerschnitt für die Fragmentation der Fragmente nach Silberberg und Tsao

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Die Fehler sind unabhängig und quadratisch unter der Wurzel zu addieren. **Tabelle 3.9** gibt am Beispiel des Stacks mit Al-Target eine Übersicht über die absolute Größenordnung der Einzelfehler.

Z_F	σ_{tot}	$\sigma(Z_F)$										
		17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7
σ [mb]	1763,5	154,9	142,1	93,7	111,5	78,5	84,3	48,1	69,1	38,1	56,0	42,0
$\Delta\sigma$ [mb]	26,9	8,2	7,6	5,9	6,9	5,6	5,7	4,4	4,9	4,0	4,4	4,1
$\Delta\sigma_{\text{Stat}}$	26,6	8,0	7,4	5,8	6,8	5,5	5,6	4,3	4,8	3,9	4,3	4,0
$\Delta\sigma_{\text{Überlapp vor dem Target}}$	0,3	0,1	0,1	0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1
$\Delta\sigma_{\text{Überlapp nach dem Target}}$	0,3	<0,1	0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1
$\Delta\sigma_{\text{Propagation vor dem Target}}$	0,3	0,1	0,1	<0,1	<0,1	<0,1	0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1
$\Delta\sigma_{\text{Propagation nach dem Target}}$	0,8	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	<0,1	0,1	<0,1
$\Delta\sigma_{\text{Target Dicke}}$	4,24	1,2	1,1	0,8	0,1	0,7	0,7	0,6	0,6	0,5	0,5	0,4
$\Delta\sigma_{\text{Totale } \sigma \text{ der Fragmente}}$	-	1,0	0,9	0,7	0,8	0,7	0,7	0,6	0,5	0,4	0,5	0,4
$\Delta\sigma_{\text{Partielle } \sigma \text{ der Fragmente}}$	-	0,6	0,5	0,4	0,5	0,4	0,4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,3

Tabelle 3.9 Die Werte für die verschiedenen Fehlerursachen bei der Berechnung der totalen und partiellen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar in Al-Target.

3.9 Ergebnisse

In diesem Unterkapitel werden in **Tabelle 3.10** die gemessenen totalen und partiellen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte angegeben.

Kapitel 3. Experiment und Ergebnisse

Wirkungsquerschnitte in mb						
Fragmentation von ³⁶Ar						
Energie in der Targetmitte	361 AMeV	361 AMeV	359 AMeV	322 AMeV	321 AMeV	318 AMeV
Target	H	C	Al	Cu	Ag	Pb
$\sigma_{\text{tot}}(\Delta Z)$	466,2±21,9	1290,8±16,1	1763,5±26,9	2389,1±34,4	3006,6±54,8	4083,8±98,7
$Z_F = 17$	86,7±7,7	122,7±4,7	154,9±8,2	191,3±9,9	248,3±17,4	312,8±19,5
$Z_F = 16$	94,7±8,2	124,3±5,1	142,1±7,6	169,7±9,5	219,7±15,4	281,5±17,6
$Z_F = 15$	51,3±6,0	79,9±3,6	93,7±5,9	109,5±7,3	110,4±11,0	120,1±10,6
$Z_F = 14$	71,2±7,2	91,3±4,0	111,5±6,9	153,2±8,8	184,2±14,9	210,3±15,7
$Z_F = 13$	27,5±4,3	57,0±3,1	78,5±5,6	88,2±6,8	98,6±10,6	125,5±10,9
$Z_F = 12$	30,6±4,8	71,9±3,4	84,3±5,7	112,3±7,2	132,5±11,3	176,8±13,3
$Z_F = 11$	13,6±3,7	37,4±2,7	48,1±4,4	66,3±5,9	76,0±9,0	77,4±9,6
$Z_F = 10$	13,8±3,5	48,3±2,8	69,1±4,9	75,4±6,1	111,4±11,0	118,1±11,5
$Z_F = 9$	5,5±3,1	29,1±2,4	38,1±4,0	46,4±5,2	46,7±7,7	53,1±8,4
$Z_F = 8$	13,9±3,7	53,4±3,1	56,0±4,4	81,6±6,2	118,4±11,1	122,5±11,0
$Z_F = 7$	8,5±3,6	31,0±2,7	42,0±4,1	64,9±5,9	59,8±7,9	81,6±9,4
Fragmentation von ⁴⁰Ar						
Energie in der Targetmitte	361 AMeV	361 AMeV	359 AMeV	322 AMeV	321 AMeV	318 AmeV
Target	H	C	Al	Cu	Ag	Pb
$\sigma_{\text{tot}}(\Delta Z)$	436,1±21,3	1330,7±14,9	1825,0±27,3	2463,3±33,4	3183,0±57,4	4254,1±96,2
$Z_F = 17$	125,1±10,3	167,1±6,0	209,9±10,4	256,6±12,9	328,6±20,2	403,6±23,0
$Z_F = 16$	101,5±8,5	132,2±5,2	150,9±8,1	180,6±9,7	235,5±16,7	307,5±19,5
$Z_F = 15$	47,4±5,6	83,1±4,0	85,5±5,6	99,7±6,7	100,6±10,3	109,1±10,9
$Z_F = 14$	50,7±5,6	80,4±3,8	98,1±6,2	124,3±8,5	152,5±12,8	175,2±14,2
$Z_F = 13$	24,4±4,2	51,6±3,0	65,2±4,7	79,1±6,4	81,6±9,4	103,8±10,8
$Z_F = 12$	20,0±4,0	60,1±3,3	68,9±5,0	81,5±6,4	97,9±9,7	133,8±11,9
$Z_F = 11$	9,2±3,4	34,1±2,5	49,9±4,5	60,3±5,7	61,9±8,5	62,9±8,5
$Z_F = 10$	8,5±3,4	35,6±2,7	52,2±4,6	53,9±5,4	82,7±9,8	81,7±9,6
$Z_F = 9$	3,6±3,0	26,4±2,3	34,7±3,7	41,0±4,8	42,3±7,9	48,0±7,8
$Z_F = 8$	6,2±3,4	43,6±2,8	39,3±4,2	47,4±5,4	80,6±9,5	83,8±9,3
$Z_F = 7$	5,5±3,1	26,7±2,4	33,7±3,9	45,7±4,9	45,1±7,6	62,7±8,3

Tabelle 3.10 Gemessene partielle und totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ³⁶Ar und ⁴⁰Ar bei 400 MeV/Nukleon

4 Totale Wirkungsquerschnitte

Im Rahmen dieser Arbeit wurden totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar und ^{40}Ar – Projektile in Kollisionen mit Targetkernen H , C , Al , Cu , Ag und Pb im Energiebereich von 320 MeV/Nukleon bis 370 MeV/Nukleon gemessen. Diese Wirkungsquerschnitte bestehen hauptsächlich aus einem Beitrag der nuklearen Wechselwirkung. Nur für Pb und Ag Targetkerne ist ein sehr geringer zusätzlicher Anteil durch elektromagnetische Dissoziation zu erwarten. Dieser elektromagnetische Anteil ist im Extremfall für Pb etwa von der gleichen Größe wie die Fehler der experimentellen Werte.

In diesem Kapitel sollen die gemessenen totalen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte mit Ergebnissen anderer Experimentatoren und Vorhersagen theoretischer Modelle verglichen werden. Die benutzten Modelle sind die energieabhängigen Formeln zur Berechnung nuklearer Wirkungsquerschnitte von Kox [Ko87] und Letaw [Le83] für H -Target und Kox [Ko87] und Lindstrom [Li75] für die anderen Targets. Da die benutzten Modelle nur massenändernde Wirkungsquerschnitte beschreiben, wurde der Anteil des reinen Neutronenverlustes $\sigma(\Delta Z = 0)$ nach dem Modell von Silberberg und Tsao [Si93, Ts93] berechnet und von den Vorhersagen subtrahiert.

Die existierenden experimentellen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar und ^{40}Ar beschränken sich auf die Experimente von Chen et al. [Ch94] für H -Target und Webber [We90b, We90c] für H - und C -Target.

4.1 Elektromagnetische Dissoziation

Bei Stößen zweier Kerne, in denen der Stoßparameter jenseits der Reichweite der starken Wechselwirkung liegt, kann es zum Aufbruch des Projektils im elektromagnetischen Feld des Targetkerns kommen. Dieser Prozess wird als elektromagnetische Dissoziation bezeichnet.

Die elektromagnetischen Prozesse und deren Anteil an den Fragmentationswirkungsquerschnitten sind seit einiger Zeit untersucht worden. Der Anteil dieser Prozesse bei sehr hohen Energien ist von grösster Bedeutung, da der elektromagnetische ladungsändernde Wirkungsquerschnitt den rein nuklearen Anteil um mehrere Größenordnungen übertreffen kann.

Die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte spielen eine wichtige Rolle für die Überprüfung theoretischer Modelle. Ein wichtiger systematischer Ansatz ist die Faktorisierungsregel (**Gleichung 2.12**), in der die rein nuklearen Anteile der totalen Wirkungsquerschnitte den so genannten “Projektile-Target-Faktor” bilden. Der Projektile-Target-Faktor ist gemäss **Gleichung 2.15** zu berechnen. Ein möglichst genauer Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt ist erforderlich, um die obengenannte Regel zu überprüfen. In diesem Unterkapitel soll der Beitrag der elektromagnetischen Dissoziation zu den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitten untersucht werden.

Der elektromagnetische ladungsändernde Wirkungsquerschnitt setzt sich zusammen aus dem Produkt des virtuellen Photonenspektrums und den photonuklearen Wirkungsquerschnitten summiert über alle Energien (**Gleichung 2.3**).

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

Das Spektrum $N(E_\gamma)$ virtueller Photonen kann mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Methode kalkuliert werden (**Gleichung 2.1**). Der Nachteil der Weizsäcker-Williams Methode ist, dass sie die auf das Target einfallende Photonenstrahlung nicht in Multipolaritäten entwickelt liefert. Da aber verschiedene in Multipolaritäten klassifizierbare Schwingungen von Kernen bekannt sind, ist eine solche Entwicklung der Strahlung in entsprechende Photonenpektren wünschenswert. Die Wirkungsquerschnitte für elektromagnetische Dissoziation werden weiterhin durch den Ansatz von Weizsäcker-Williams leicht unterschätzt. Eine verbesserte Entwicklung der Photonenpektren wurde von Bertulani und Bauer [Be88] vorgeschlagen. Die hier berechnete elektromagnetische Dissoziation berücksichtigt die Multipolaritäten nach Bertulani und Bauer [Be88] wie folgt:

$$N_{E1}(\omega) = \frac{2}{\pi} \cdot Z_P^2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\xi \cdot K_0(\xi) \cdot K_1(\xi) - \frac{\beta^2 \cdot \xi^2}{2} \cdot (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right] \quad (4.1)$$

$$N_{E2}(\omega) = \frac{2}{\pi} \cdot Z_P^2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{\beta^4} \cdot \left[2 \cdot (1 - \beta^2) \cdot K_1^2(\xi) + \xi \cdot (2 - \beta^2)^2 \cdot K_0(\xi) \cdot K_1(\xi) - \frac{\beta^4 \cdot \xi^2}{2} \cdot (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right] \quad (4.2)$$

mit $\xi = \frac{\omega \cdot b_{\min}}{\gamma \cdot \beta \cdot c}$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar \cdot c}$$

wobei

K_0, K_1 – die modifizierte Besselfunktionen sind,
 b_{\min} – der minimalen Stoßparameter ist, bei dem eine reine elektromagnetische Wechselwirkung noch möglich ist.

Ein Vergleich mit dem Ansatz von Weizsäcker-Williams (**Gleichung 2.1**) zeigt mit dem Photonenpektrum für elektrische Dipolstrahlung N_{E1} (**Gleichung 4.1**) nach Bertulani und Bauer völlige Übereinstimmung. Für sehr große Energien werden alle Strahlungsarten gleich stark sein. Für den Bereich kleinerer Photonenenergie ist aber N_{E2} wesentlich größer als N_{E1} . Deswegen es ist notwendig, besonders für kleinere Projektilenergien (unterschiedlich von der Photonenenergie), wo die Anzahl virtueller Photonen rasch mit steigender Photonenergie abnimmt, eine möglichst genaue Betrachtung der einzelnen Multipolaritäten zu benutzen. In **Abbildung 4.1** ist der Quotient aus dem N_{E2} und N_{E1} Spektrum für das ^{40}Ar -Projektil bei 400 AMeV und Pb-Target gezeigt.

Die Formel zur Berechnung elektromagnetischer Wirkungsquerschnitte hat nach Bertulani und Bauer folgende Form:

$$\sigma_{\text{emd}} = \int_0^\infty [N_{E1}(E_\gamma) \cdot \sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma) + N_{E2}(E_\gamma) \cdot \sigma_\gamma^{E2}(E_\gamma)] \cdot dE_\gamma \quad (4.3)$$

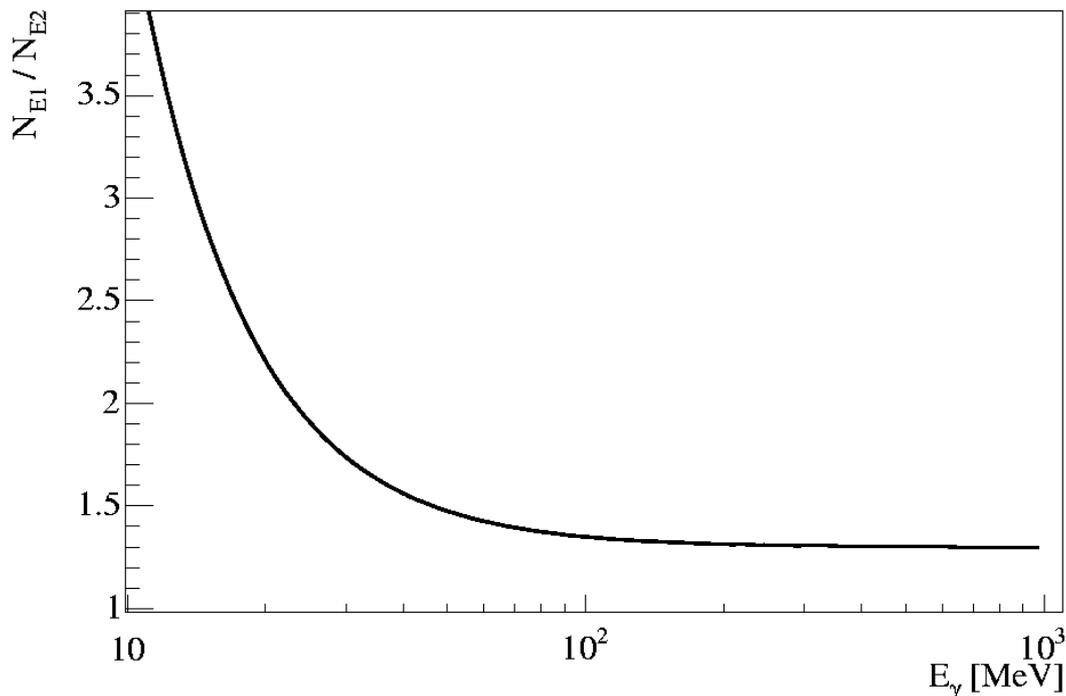


Abbildung 4.1 Quotient aus den virtuellen N_{E2} und N_{E1} Photonenspektren für ^{40}Ar -Projekte bei 400 A MeV und Pb -Target

Um diese Formel anzuwenden, ist es erforderlich, dass die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Multipolaritäten, bzw. σ_{γ}^{E1} und σ_{γ}^{E2} , bekannt sind. Da für ^{36}Ar und ^{40}Ar keine gemessenen elektromagnetischen Wirkungsquerschnitte verfügbar sind, wurde der σ_{emd} -Anteil wie folgend berechnet. Mit der Hilfe der Beschreibung der Riesenresonanzen nach Eisenberg und Greiner [Gr75], kann die Lage der Dipol- und Quadrupolresonanzen approximiert werden. Bergere [Be77] hat die Resonanzen durch eine Lorentz Kurve parametrisiert und die Breite bestimmt. Die über die Photonenergie integrierte relative Stärke für die Dipol- und Quadrupolanregung σ_{γ}^{E1} und σ_{γ}^{E2} kann mit Hilfe der Regel von Thomas-Reiche-Kuhn und mit Kenntnissen über die Resonanzlage und Resonanzbreite angegeben werden als:

$$\frac{\sigma_{\gamma}^{E2}}{\sigma_{\gamma}^{E1}} \approx 0.018 \frac{A}{N} \quad (4.4)$$

Der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt ist dann:

$$\sigma_{emd} = \int_0^{\infty} \left[N_{E1}(E_{\gamma}) + N_{E2}(E_{\gamma}) \cdot 0,018 \cdot \frac{A}{N} \right] \cdot \sigma_{\gamma}^{E1}(E_{\gamma}) \cdot dE_{\gamma} \quad (4.5)$$

Der minimale Stoßparameter b_{\min} ist der einzige zu bestimmende Parameter, um die obengenannte Formel zu benutzen. b_{\min} ist mit Hilfe der **Gleichung 2.2** zu berechnen. Dieser Parameter ist sehr stark mit dem geometrischen Bild des totalen Reaktionswirkungsquerschnittes verbunden. Zu dessen Berechnung wird das Overlap-Modell benutzt. Dabei handelt es sich um eine auf Bradt und Peters [Br50] zurückgehende

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

Beschreibung von totalen Wirkungsquerschnitten im geometrischen Bild. Danach ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt als:

$$\sigma_{tot}^{nuk} = \pi \cdot r_0^2 \cdot (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \Delta R)^2 \quad (4.6)$$

wobei r_0 etwa dem Radius eines Nukleons entspricht, und ΔR die Abnahme der hadronischen Massenverteilung an der Oberfläche der Kerne beschreibt. Diese beiden Parameter wurden durch eine Anpassung an experimentelle Daten gewonnen. Im folgenden sind vier Parametrisierungen von **Gleichung 4.6** kurz präsentiert:

- Westfall [We79]

Durch Anpassung an Reaktionswirkungsquerschnitte:

$$r_0 = 1,47 \text{ fm}$$

$$\Delta R = 1.12$$

Durch Anpassung an ladungsändernde Reaktionswirkungsquerschnitte:

$$r_0 = 1,35 \text{ fm}$$

$$\Delta R = 0,83$$

- Lindstrom [Li75]:

Durch Anpassung an Reaktionswirkungsquerschnitte:

$$r_0 = 1,29 \text{ fm}$$

$$\Delta R = \begin{cases} 0 & \text{für } A_{\min} \geq 36 \\ 1 - 0,028 \cdot A_{\min} & \text{sonst} \end{cases}$$

$$\text{mit } A_{\min} = \text{Minimum}(A_P, A_T)$$

- Vary [Be89]:

Durch Anpassung an Reaktionswirkungsquerschnitte:

$$r_0 = 1,29 \text{ fm}$$

$$\Delta R = 0,75 \cdot (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$$

- Hoang [Ho85]:

Durch Anpassung an Reaktionswirkungsquerschnitte:

$$r_0 = 1,31 \text{ fm}$$

$$\Delta R = \frac{4,45}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}}$$

In **Abbildung 4.2** ist der minimale Stoßparameter als Funktion der Massenzahl des Targets für ^{36}Ar und ^{40}Ar dargestellt. Die verschiedenen Kurven entsprechen den verschiedenen Modellen für den Überlappterm. Diese Modelle beschreiben alle die totalen Reaktionswirkungsquerschnitte.

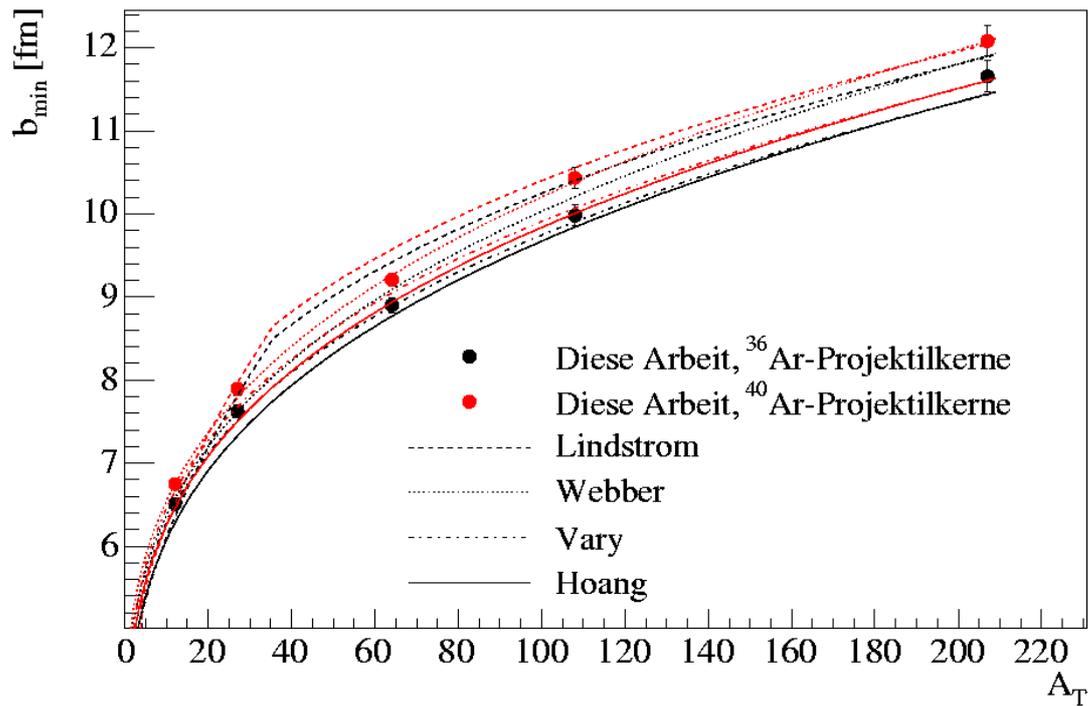


Abbildung 4.2 Bestimmung des minimalen Stoßparameters b_{\min} mit Hilfe verschiedener Überlapp-Modelle. Die eingezeichneten Datenpunkte entsprechen den mit dem totalen gemessenen Wirkungsquerschnitt berechneten Werten.

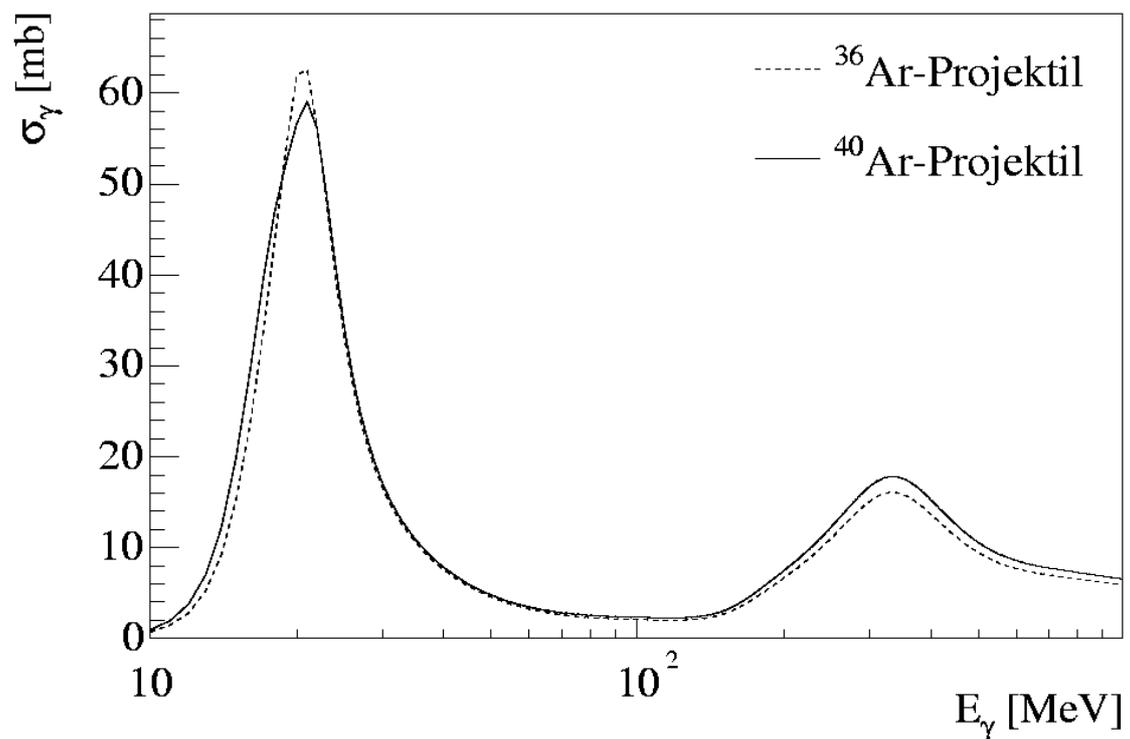


Abbildung 4.3 Photonuklearer Wirkungsquerschnitt für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne.

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

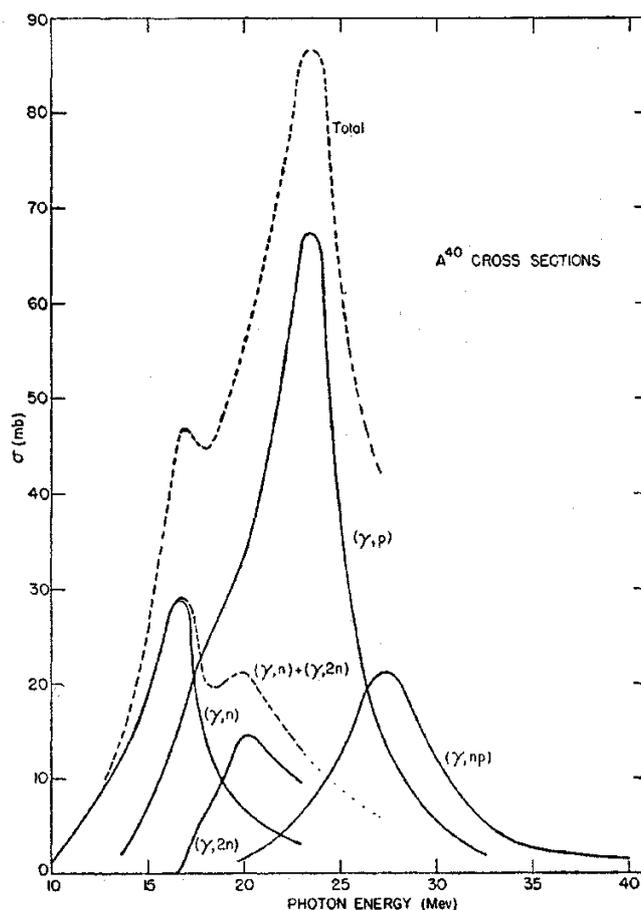


Abbildung 4.4 Photonuklearer Wirkungsquerschnitt für ^{40}Ar -Projektilkern genommen aus Penfold und Garwin [Pe59].

Für den photonuklearen Wirkungsquerschnitt von *Ar* existieren experimentelle Werte von Penfold und Garwin [Pe59] nur für das ^{40}Ar Isotop (**Abbildung 4.4**). Als Vergleich dazu kann die Software GEANT4 zur Berechnung der photonuklearen Wirkungsquerschnitte benutzt werden. **Abbildung 4.3** zeigt die damit berechneten Werte für den ^{36}Ar - und den ^{40}Ar -Projektilkern. Dieser energieabhängige Wirkungsquerschnitt wird in GEANT4 mit Hilfe einer Parametrisierung berechnet, die im GEANT4 Manual[GE04] beschrieben ist. Die freien Parameter sind an die Daten von über 50 Kernen angepaßt, für welche die elektromagnetische Dissoziation experimentell untersucht wurde [GE04]. Es ist eine leichte Unterschätzung der GEANT4 Parametrisierung im Vergleich zu den experimentellen Werten erkennbar. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für elektromagnetische Dissoziation mit $\Delta Z \geq 1$ für die Projektile ^{36}Ar und ^{40}Ar wurden die experimentellen Werte der entsprechenden Kanäle des photonuklearen Wirkungsquerschnitts aus **Abbildung 4.4** benutzt. Der Unterschied zwischen dem photonuklearen Wirkungsquerschnitt für ^{36}Ar und ^{40}Ar ist, wie die **Abbildung 4.3** zeigt, sehr klein. Deswegen wurden für die Abschätzung der elektromagnetischen Dissoziation für ^{36}Ar ebenfalls die in **Abbildung 4.4** dargestellte Daten benutzt.

In **Abbildung 4.3** und **4.4** sind unterschiedliche Beiträge der photonuklearen Prozesse zu erkennen. Im Energiebereich bis ungefähr 30 MeV beobachtet man eine kollektive Anregung des Kerns. Hier ist die Wellenlänge der Photonen in der Größenordnung des Kerndurchmessers. Die Absorption des Photons erfolgt durch kollektive Anregung des Kerns. Zu diesen Anregungen gehören elektrische und magnetische Monopol-, Dipol-, und höhere Schwingungen. Dieses ist der Energiebereich der Riesenresonanz. Die Abregung der Riesenresonanz findet hauptsächlich über die Emission einzelner Nukleonen statt. Für

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

schwere Kerne sind dies fast ausschliesslich Neutronen, da durch die hohe Coulomb Barriere dieser Prozess energetisch ungünstig für die Protonen ist.

Zwischen 30-140 MeV wird die Wellenlänge der Photonen zu klein um kollektive Anregungen des ganzen Kerns zu bewirken. Andererseits ist das Photon nicht in der Lage, seine gesamte Energie an ein einzelnes Nukleon abzugeben. In diesem Bereich erfolgen die Reaktionen bevorzugt mit einem Neutron-Proton Paar. Das ist der Quasideutroneffekt.

Mit 140 MeV ist die Schwelle für Produktion von Pionen erreicht. Es werden jetzt Nukleonenresonanzen angeregt. Der Zerfall dieser Resonanzen kann zu einer Kernfragmentierung führen.

Mit Hilfe der **Gleichung 2.3** kann jetzt der elektromagnetische ladungsändernde Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Die berechneten Werte sind in **Tabelle 4.1** dargestellt.

Totaler ladungsändernder elektromagnetischer Wirkungsquerschnitt in mb		
Target	Ag	Pb
σ_{EMD}	^{36}Ar bei 400 MeV/Nukleon	
	43,07	94,5
	^{40}Ar bei 400 MeV/Nukleon	
	41,33	92,1

Tabelle 4.4 Totale ladungsändernde elektromagnetische Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar und ^{40}Ar

4.2 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte

In **Abbildung 4.5** sind die in dieser Arbeit gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für H-Target zusammen mit den Ergebnissen der Chen et al. (Transport Kollaboration) [Ch97], sowie den Vorhersagen der Modelle von Kox[Ko87] und Letaw[Le83] dargestellt. Das Projektil ist ^{36}Ar . Man erkennt, dass die in dieser Arbeit gemessene Werte in guter Übereinstimmung mit den Daten der Transport Kollaboration bei vergleichbarer Energie sind. Die beiden Modelle beschreiben die in Siegen gemessenen Wirkungsquerschnitte innerhalb der statistischen Messfehler sehr gut.

In **Abbildung 4.6** ist der totale Wirkungsquerschnitt für das H-Target und ^{40}Ar Projektile dargestellt. Zusätzlich sind auch ein Messwert der Transport Kollaboration [Ch94] sowie zwei Werte von Webber[We90b] bei etwas anderen Energien gezeigt. Der in dieser Arbeit gemessene Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit dem der Transport Kollaboration überein. Der Wert von Webber bei 500 AMeV liegt deutlich höher als die Modellvorsagen und die anderen experimentellen Daten. Im Allgemeinen verträgt sich der gemessene totale Wirkungsquerschnitt für das H-Target recht gut mit dem gemessenen Wert der Transport Kollaboration sowie mit den theoretischen Vorhersagen von Kox und Letaw. Für den Bereich höherer Energie gehen die Daten von Webber sowie diejenigen der Transport Kollaboration in eine Sättigung. Dies wird für eine Energie oberhalb etwa 1 GeV/ Nukleon erwartet. Jedoch weichen die Daten im mittleren Energiebereich deutlich von den theoretischen Vorhersagen weit über die statistischen Fehler hinaus ab. Ein Wiederholung unseres Experimentes bei dieser Energie könnte mehr Information bringen.

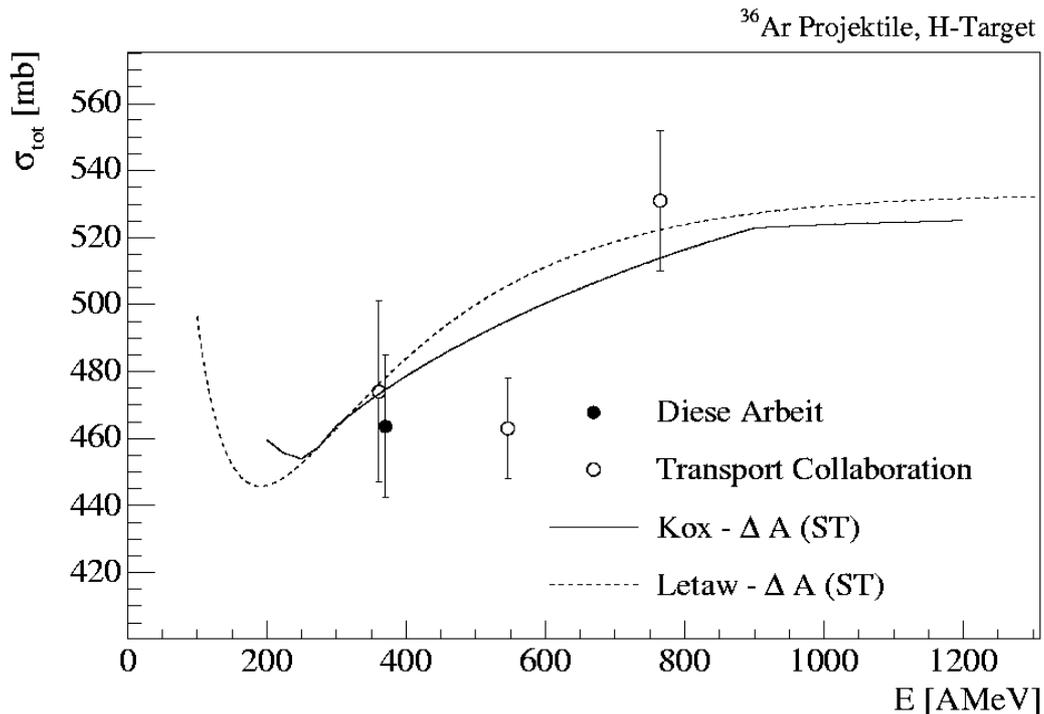


Abbildung 4.5 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für *H*-Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit, Messwerte der Transport Kollaboration und Werte für eine Modellvorhersage von Kox [Ko87] sowie eine Modellvorhersage von Letaw [Le83]. Die Modellvorhersagen sind jeweils um den Beitrag für $\Delta Z=0$ Reaktionen korrigiert (siehe Text).

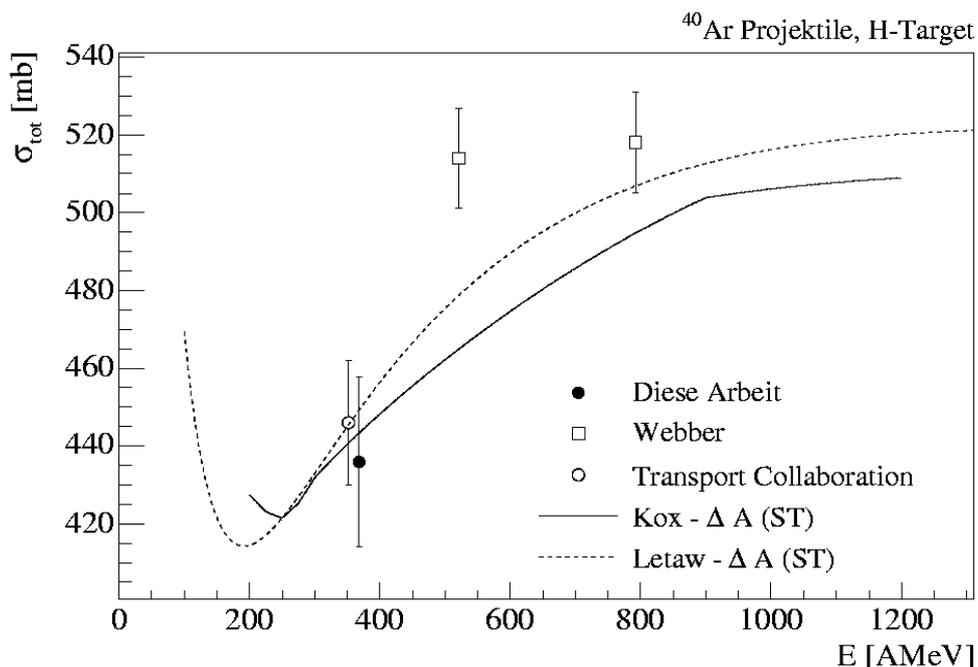


Abbildung 4.6 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für *H*-Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit, Messwert der Transport Kollaboration, Messwerte von Webber et al. [We90b] und Werte für eine Modellvorhersage von Kox [Ko87] sowie für eine Modellvorhersage von Letaw [Le83]. Die Modellvorhersagen sind jeweils um den Beitrag für $\Delta Z=0$ Reaktionen korrigiert (siehe Text).

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

In **Abbildung 4.7** wird ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die beiden Projektile in Kollision mit dem H-Target durchgeführt. Die ladungsändernden Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar scheinen größer zu sein als diejenigen für ^{40}Ar . Die theoretischen Modelle von Kox und Letaw machen entsprechende Vorhersagen. Der totale masseändernde Wirkungsquerschnitt beträgt 511 mb (Letaw [Le83]) und $508,1\text{ mb}$ (Kox [Ko87]) für das ^{36}Ar -Projektil und $550,1\text{ mb}$ (Letaw) und $544,7\text{ mb}$ (Kox) für das ^{40}Ar -Projektil. Der Wirkungsquerschnitt für Neutronenverlust beträgt nach Silberberg und Tsao [Si83, Ts83] $34,8\text{ mb}$ für ^{36}Ar und $102,5\text{ mb}$ für ^{40}Ar . Der größere Wert des ladungsändernden Wirkungsquerschnitts für ^{36}Ar ist also damit zu begründen, dass der Neutronenverlust für das ^{40}Ar viel wahrscheinlicher ist als für ^{36}Ar . Das ^{40}Ar ist ein neutronenreicher Kern, der mit einer relativen großen Wahrscheinlichkeit in seine verschiedenen Isotope fragmentieren wird. Der Kanal für eine $\Delta Z = 0$ Reaktion ist für diesen Kern von Bedeutung. Dagegen ist ^{36}Ar ein neutronenarmer Kern, für den die Wahrscheinlichkeit für eine $\Delta Z = 0$ Reaktion nahe bei Null liegt.

In **Abbildung 4.8** sind die totalen Wirkungsquerschnitte für ^{40}Ar und C-Target als Funktion der Projektilenergie dargestellt. Zusammen mit dem experimentellen Ergebnis dieser Arbeit sind zwei Werte von Webber[We90b] sowie Vorhersagen des Modells von Kox (abzüglich des Anteils für reinen Neutronenverlust) aufgetragen.

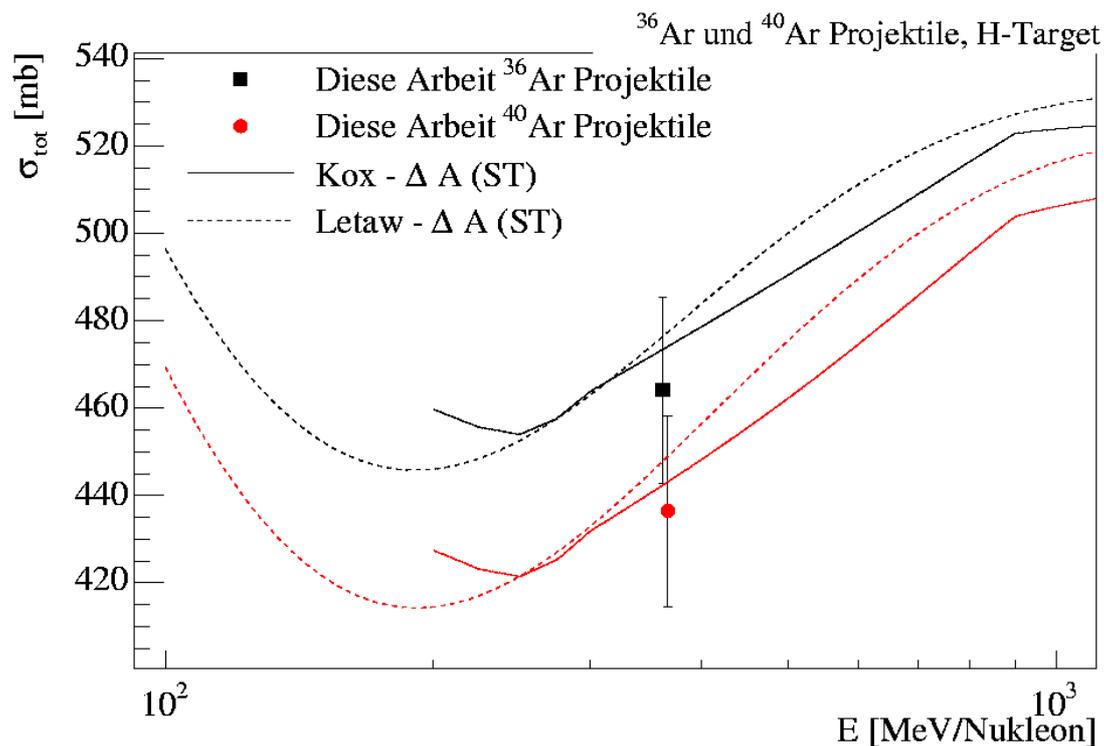


Abbildung 4.7 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektile in Kollision mit H-Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit und Werte für eine Modellvorhersage von Kox [Ko87] sowie für eine Modellvorhersage von Letaw [Le83] (gestrichelte Linie). Die Modellvorhersagen sind jeweils um den Beitrag für $\Delta Z=0$ Reaktionen korrigiert (siehe Text). Die rote Linie ist die Modellvorhersage für das ^{40}Ar -Projektil.

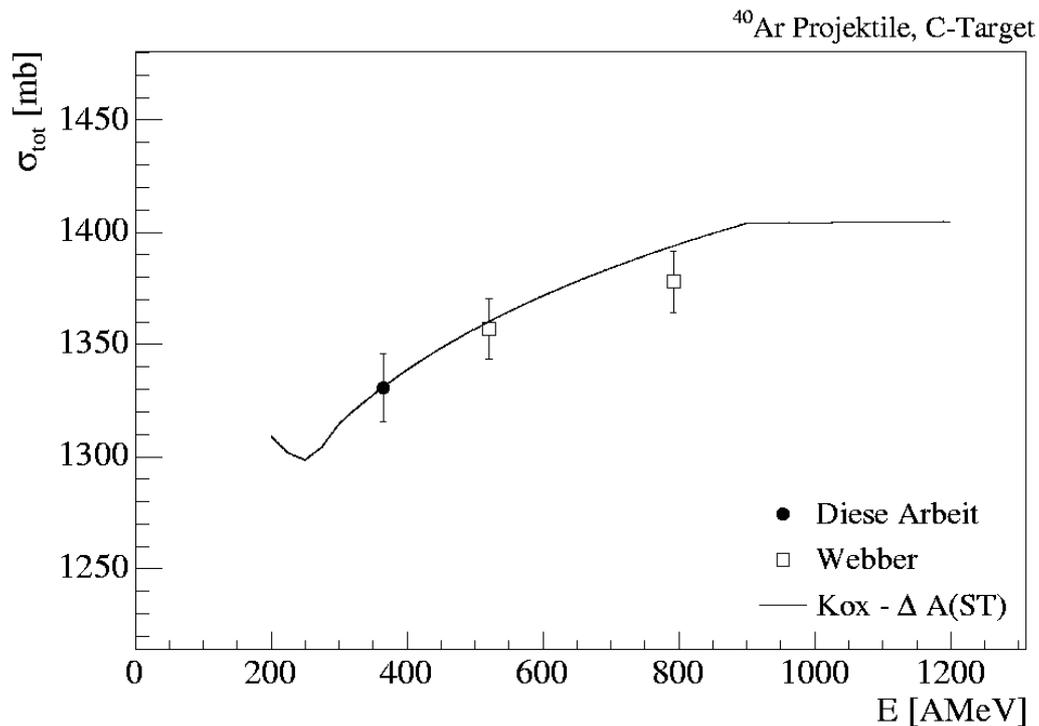


Abbildung 4.8 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektilkern in Kollision mit einem C-Target. Dargestellt ist ein Messwert dieser Arbeit, Messwerte von Webber et al. [We90b] und Werte für eine Modellvorhersage von Kox [Ko87]. Die Modellvorhersage ist um den Beitrag für $\Delta Z=0$ Reaktionen korrigiert (siehe Text).

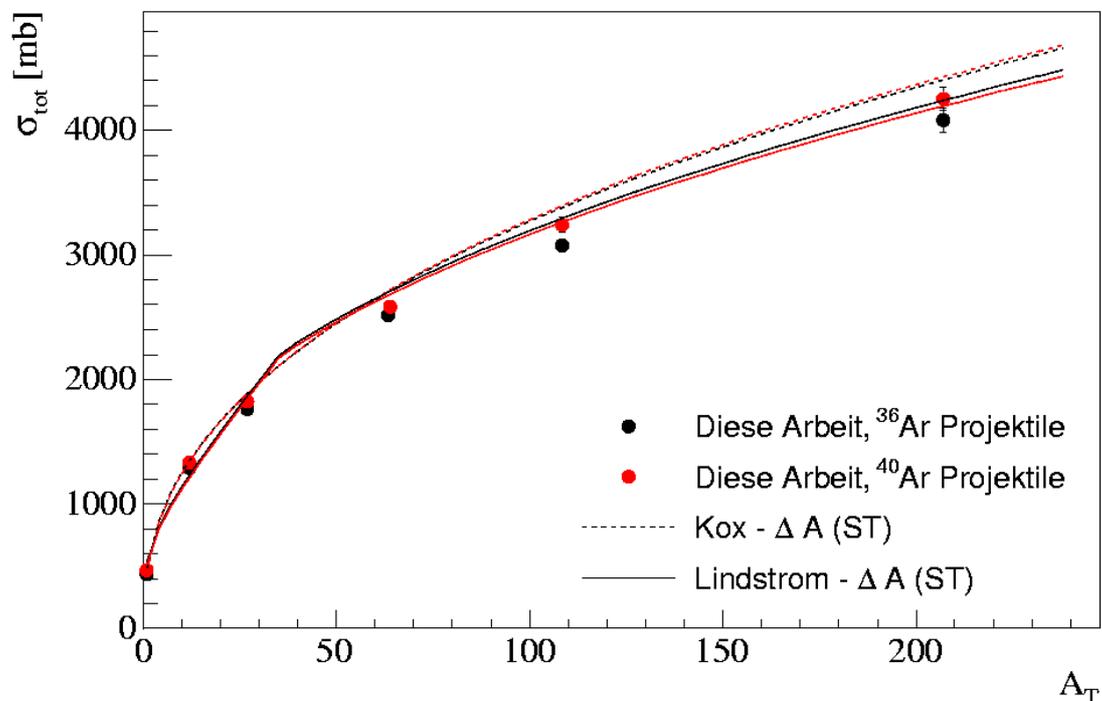


Abbildung 4.9 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte als Funktion der Targetmasse. Gezeigt sind Messwerte dieser Arbeit, die Modellvorhersage von Kox [Ko87], sowie die Modellvorhersage von Lindstrom [Li75]. Die Modellvorhersagen sind jeweils um den Beitrag für $\Delta Z=0$ Reaktionen korrigiert (siehe Text). Die gestrichelten Kurven gelten für das ³⁶Ar-Projektile und die durchgezogene Kurven für das ⁴⁰Ar-Projektile

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

Unser Datenpunkt zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten von Webber und mit der theoretischen Vorhersage im Bezug auf die Parametrisierung von Kox. Wie für das H-Target scheint der Wirkungsquerschnitt für das C-Target bei etwa 1 $GeV/Nukleon$ in eine Sättigung zu gehen.

In **Abbildung 4.9** sind alle gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte gemeinsam als Funktion der Targetmasse dargestellt. Die Vorhersagen der Modelle von Kox und Lindstrom sind zum Vergleich aufgetragen. Es ist zu bemerken, dass das theoretische Modell von Kox einen größeren Wirkungsquerschnitt für die schwereren Targets *Cu*, *Ag* und *Pb* vorhersagt. Das Modell von Lindstrom zeigt, mit Ausnahme der *Cu* Wirkungsquerschnitte, eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten.

Das Lindstrom Modell ist ein theoretisches Modell basierend auf dem geometrischen Überlapp-Modell. Gemeinsam ist diesen Modellen die Energieunabhängigkeit. Die bemerkenswerte Übereinstimmung des Wirkungsquerschnittes für Targets schwerer als C mit dem Lindstrom Modell lässt die Annahme zu, dass in dem Energiebereich dieses Experiments keine Energieabhängigkeit zu beobachten ist. Das ist allerdings nicht völlig neu. Andere, mit derselben experimentellen Technik in Siegen gemessene totale Wirkungsquerschnitte zeigen für die Targets schwerer als C im Rahmen der Messgenauigkeit keine Energieabhängigkeit.

Ein Vergleich mit Vorhersagen energieunabhängiger Modelle ist deswegen angemessen. Im **Tabelle 4.2** werden die nuklearen Anteile der gemessenen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte den Modellvorhersagen gegenübergestellt. Die Modelle Vary und Hoang liefern massenändernde Wirkungsquerschnitte. Um einen Vergleich der gemessenen Daten zu ermöglichen, wurden diese nach Silberberg und Tsao [Si83, Ts83] auf ladungsändernde umgerechnet.

Die Vorhersage von Lindstrom beschreibt die gemessenen Werte für ^{40}Ar recht gut. Eine Ausnahme ist für den Wirkungsquerschnitt für *Cu* zu bemerken, der systematisch etwas kleiner zu sein scheint und besser durch die Parametrisierung von Webber beschrieben wird. Für ^{36}Ar -Projektilkerne passt die Parametrisierung von Vary am besten. Nur der Wert für *Pb*-Target wird besser durch die Parametrisierung von Westfall beschrieben. Die Parametrisierung von Hoang liefert in beiden Fällen etwa zu niedrige Werte.

	^{36}Ar Projektil				
Target	Exp. Daten	Westfall	Lindstrom	Vary	Hoang
<i>Al</i>	1763,5±26,9	1835,7	1845,4	1767,9	1685,6
<i>Cu</i>	2389,1±34,4	2486,5	2578,5	2371,5	2308,0
<i>Ag</i>	3006,6±54,8	3094,9	3213,2	2948,3	2908,7
<i>Pb</i>	4083,8±98,7	4142,0	4224,38	3892,83	3899,2

	^{40}Ar Projektil				
Target	Exp. Daten	Westfall	Lindstrom	Vary	Hoang
<i>Al</i>	1825,0±27,3	1760,0	1838,7	1759,6	1674,9
<i>Cu</i>	2463,3±33,4	2398,2	2586,14	2378,6	2313,4
<i>Ag</i>	3183,0±57,4	2996,3	3241,9	2958,4	2917,8
<i>Pb</i>	4254,1±96,2	4027,9	4258,9	3924,4	3930,5

Tabelle 4.5 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit in mb (oben für ^{36}Ar Projektilkerne und unten für ^{40}Ar Projektilkerne) im Vergleich mit den Modellen von Westfall [We79], Lindstrom [Li75], Vary [Be89], Hoang [Ho85].

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

Eine sehr wichtige Rolle bei der Beschreibung der partiellen Wirkungsquerschnitte spielen die Targetfaktoren. Diese sind bestimmt durch das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für das jeweilige Target und für das H -Target:

$$\gamma_P^T = \sqrt{\frac{\sigma_{(P,T)}}{\sigma_{(P,T=H)}}} \quad (4.7)$$

Der Targetfaktor erlaubt zusammen mit dem Projektil-Fragmentfaktor die Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte. Dies wird als schwache Faktorisierungsregel bezeichnet (**Gleichung 2.6**). Dieser Ansatz ist deswegen von besonderer Bedeutung, weil die Faktorisierung erlaubt, für ein Target gemessene partielle Wirkungsquerschnitte auf ein anderes Target zu skalieren.

Westfall[We79] hat im Rahmen seiner Arbeit zwei unterschiedliche Ansätze für die Parametrisierung der Targetfaktoren vorgeschlagen. Das dabei verfolgte Ziel war die Gewinnung einer energieunabhängigen Beschreibung. Das Projektil im Experiment von Westfall war ^{56}Fe bei einer Energie von 1.88 GeV/Nukleon . Eine Parametrisierung erfolgt durch einen nur vom Target abhängigen Faktor:

$$\gamma_P^T = \gamma_T = a \cdot A_T^b \quad (4.8)$$

mit: $a = 1.272 \pm 0.044$
 $b = 0.177 \pm 0.010$

Die andere Parametrisierung erfolgt durch den stärker an das geometrische Bild angelehnten Ansatz durch einen vom Target und Projektil abhängigen Faktor:

$$\gamma_P^T = c \cdot (A_T^{1/3} + A_P^{1/3} - d) \quad (4.9)$$

mit: $c = 0.39 \pm 0.024$
 $d = 1.2 \pm 0.3$

In **Abbildung 4.10** ist die Parametrisierung, gemäss **Gleichung 4.8**, zusammen mit den in dieser Arbeit gemessenen Daten dargestellt. Man erkennt, dass diese Parametrisierung die experimentellen Daten überschätzt. Der Unterschied zwischen der Parametrisierung und den Daten wächst mit fallender Targetmasse.

In **Abbildung 4.11** sind die experimentell gewonnenen Daten mit der zweiten Parametrisierung von Westfall (**Gleichung 4.9**) zusammen dargestellt. Es ist eine recht gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten für alle Targets außer H -Target zu erkennen.

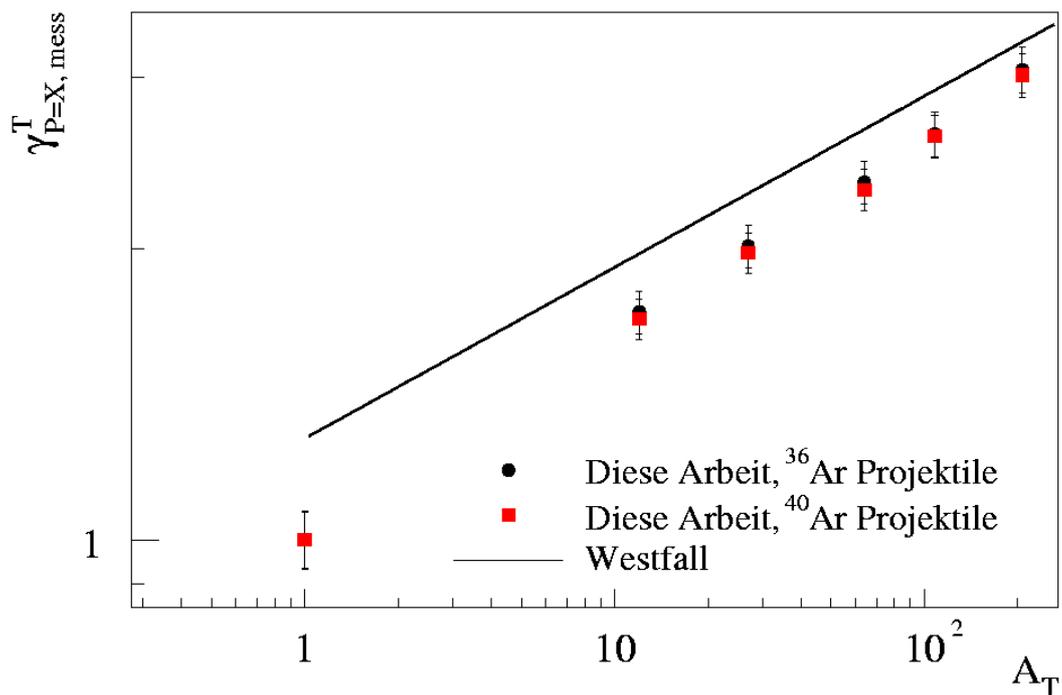


Abbildung 4.10 Targetfaktoren γ_p^T als Funktion der Targetmasse. Die Linie entspricht einer vom Projektil und von der Energie unabhängigen Parametrisierung von Westfall, gemäß Gleichung 4.8.

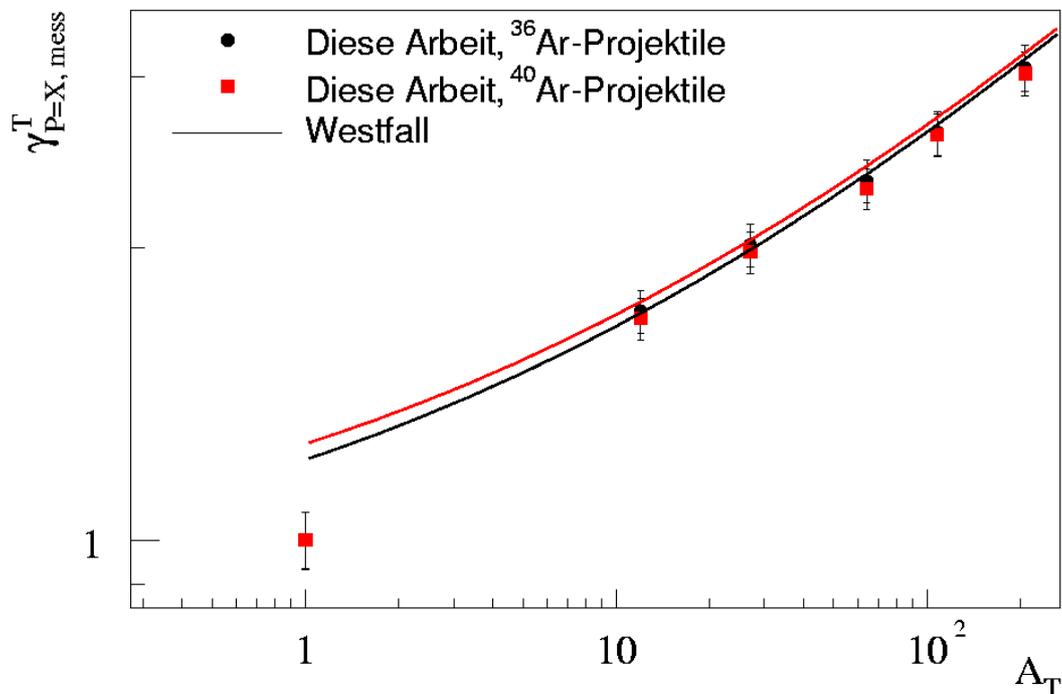


Abbildung 4.11 Targetfaktoren γ_p^T als Funktion der Targetmasse. Die Linie entspricht einer energieunabhängigen Parametrisierung von Westfall, gemäß Gleichung 4.9.

Kapitel 4. Totale Wirkungsquerschnitte

Ein Vergleich zwischen beiden Bildern zeigt, dass die erste vorgeschlagene Parametrisierung (**Gleichung 4.8**) eine schlechtere Anpassung liefert als die zweite Parametrisierung (**Gleichung 4.9**). Die Wahl eines Targetfaktors, der nur vom Target abhängig ist, zeigt sich als nicht erfolgreich. Die zweite Parametrisierung beschreibt die schwereren Targets besser hat aber eine Tendenz (steigend für kleinere Targetmassen) die nicht den experimentellen Daten entspricht. In der doppeltlogarithmischen Darstellung zeigen die Daten eine deutlich lineare Abhängigkeit von der Targetmasse, was auf ein Potenzgesetz hinweist. Ein Potenzgesetz mit einem vom Projektil abhängigen Exponenten würde die Daten besser beschreiben.

Diesen Zusammenhang hat bereits F.Flesch [Fl00] erkannt und in seiner Arbeit angewendet. Er hat für den Parameter b in **Gleichung 4.8** folgende Formel vorgeschlagen:

$$b = b_1 \cdot A_p + b_2 \quad (4.10)$$

mit: $b_1 = -0.0011 \pm 0.0002$
 $b_2 = 0.246 \pm 0.006$

Für den Parameter a (siehe **Gleichung 4.8**) hat Flesch den folgenden Wert bestimmt:

$$a = 1.272 \pm 0.044 \quad (4.11)$$

In **Abbildung 4.12** sind die gemessenen γ_T^P der Parametrisierung von Flesch gegenübergestellt. Die in der Arbeit von Flesch angepassten Parameter zeigen, innerhalb der Messfehler, eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Die parametrisierte Linie liegt für alle Werte systematisch etwas tiefer.

In **Abbildung 4.13** sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar -Projektilkerne und für alle Targets gegenüber denen für ^{40}Ar -Projektilkerne dargestellt. Die Wirkungsquerschnittswerte für ^{40}Ar -Projektilkerne sind systematisch größer als die für ^{36}Ar -Projektilkerne. Für die schwereren Targets wie Cu -, Ag - und Pb -Target ist dieser Unterschied signifikant (im Bereich von hundert Millibarn) und deutlich außerhalb der Größe der Fehlerbalken. Im Bereich der mittleren Targetmasse sind die gemessenen Unterschiede kleiner als die Fehlerbalken. Eine Ausnahme macht das H -Target wo aufgrund der höheren Wahrscheinlichkeit für eine $\Delta Z = 0$ Reaktion der totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitt für das ^{36}Ar -Projektil größer ist als für das ^{40}Ar -Projektil.

Die existierenden theoretischen Modelle beschreiben die gemessenen totalen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte innerhalb der Fehlerbalken gut, jedoch nicht einheitlich. Für schwere Targets wie Al , Cu , Ag und Pb sind die gemessenen Werte am besten mit Lindstrom für ^{40}Ar -Projektilkerne und Vary für ^{36}Ar -Projektilkerne zu beschreiben. Eine Ausnahme ist für das Pb -Target zu beobachten für ^{36}Ar und für das Cu -Target für ^{40}Ar . Diese Wirkungsquerschnitte vertragen sich am besten mit der Parametrisierung von Westfall.

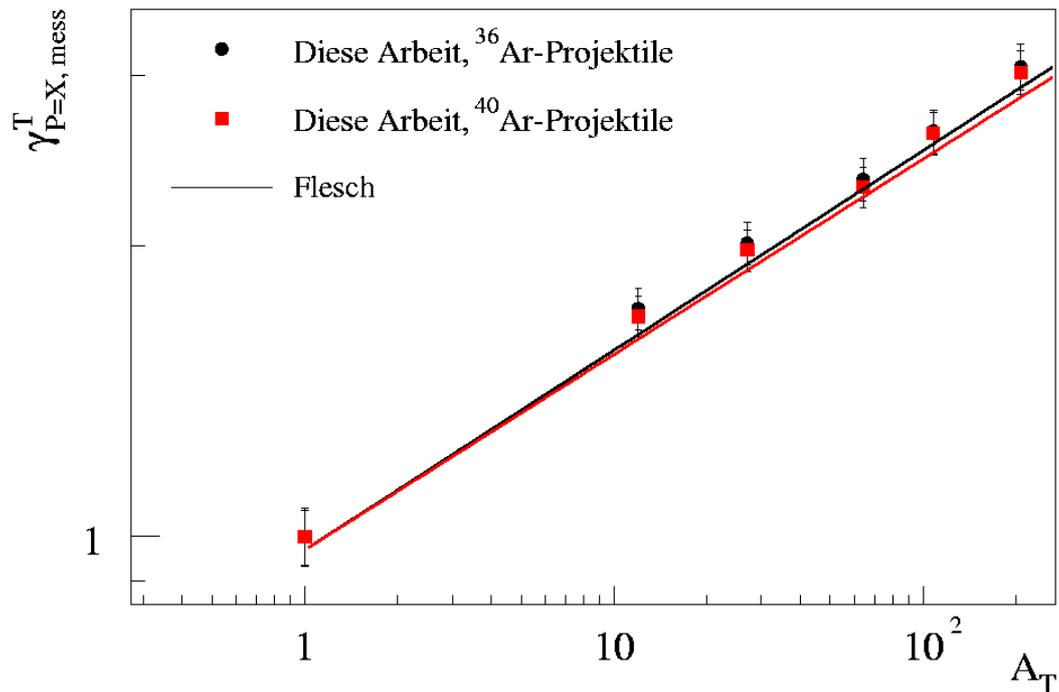


Abbildung 4.12 Targetfaktoren γ_P^T als Funktion der Targetmasse. Die Linie entspricht einer energieunabhängigen Parametrisierung von Flesch, gemäß Gleichung 4.8 mit den Parametern aus Gleichungen 4.10 und 4.11.

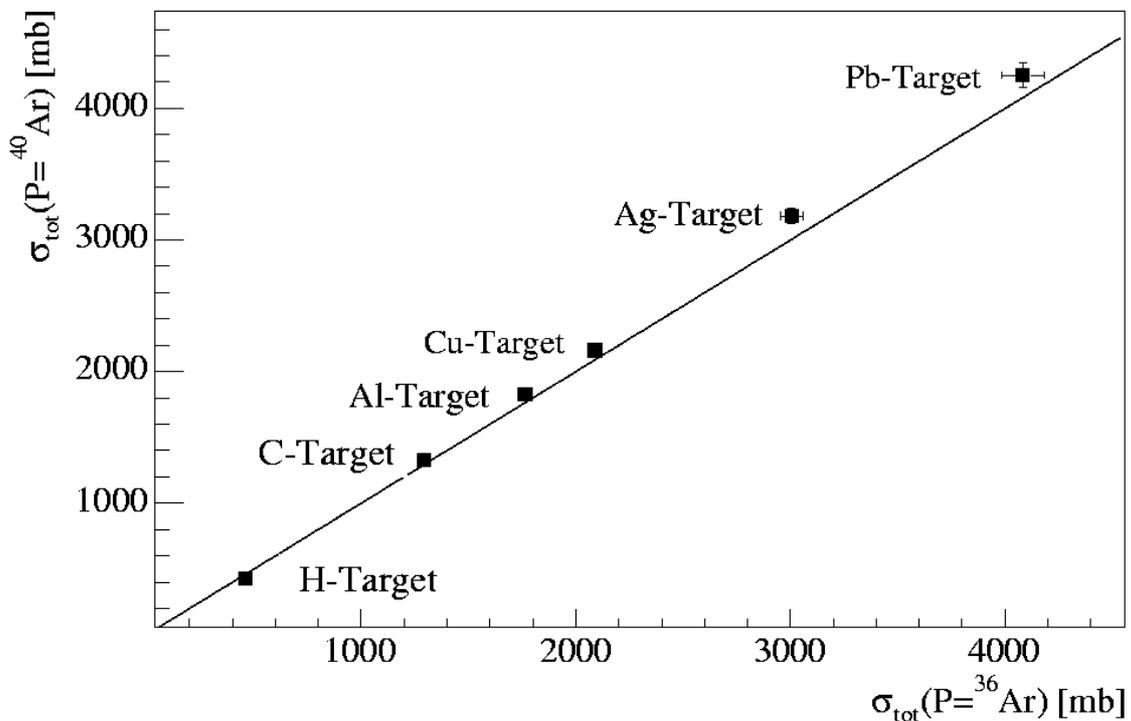


Abbildung 4.13 Totale ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar aufgetragen gegen die Wirkungsquerschnitte für ^{40}Ar .

5 Partielle Wirkungsquerschnitte

Genauere Kenntnisse über die Fragmentation hochenergetischer Schwerionen sind von besonderem Interesse für Arbeitsbereiche in der Astrophysik, für die Beurteilung von Strahleneffekten der kosmischen Strahlung in der Weltraumfahrt sowie bei der Strahlentherapie mit Schwerionen. Neben den totalen Wirkungsquerschnitten, welche erlauben, die Wahrscheinlichkeiten für Kern-Kern Stöße beim Durchdringen einer bestimmten Materietiefe anzugeben, sind die partiellen Wirkungsquerschnitte von besonderer Bedeutung, denn sie beschreiben welche Bruchstücke in den Stößen entstehen.

Messungen der Longitudinal- und Transversalimpulse der Projektilfragmente zeigen im Bezugssystem des Projektils eine gaußförmige Verteilung mit einer Standardabweichung von nur etwa 200-300 MeV/c die sich nur wenig mit der Projektilenergie ändert. Als Folge dieser im Vergleich zum Projektilimpuls geringen Impulsüberträge bewegen sich die resultierenden Projektilfragmente mit fast unverändertem Impuls (pro Nukleon) in Vorwärtsrichtung weiter. Wegen der verringerten Ladungszahl des Fragments ist dessen Energieverlust geringer als derjenige des ursprünglichen Ions und folglich seine Reichweite größer. Bei der Beschreibung von Strahleneffekten eines in Materie eindringenden Schwerionenstrahls ist daher eine Berücksichtigung der Projektilfragmente unbedingt notwendig.

Die existierenden Modelle zur Berechnung partieller Wirkungsquerschnitte sind in ihrer Vorhersagefähigkeit begrenzt durch die unzureichenden Kenntnisse über die Kräfte zwischen den Nukleonen und deren Komponenten, den Quarks. Begrenzte Vorhersagen sind möglich mit empirischen Modellen wie Webber und Silberberg und Tsao (YIELDX)[Si93, Ts93] für das H -Target und Silberberg und Tsao (NUCNUC)[Si98, Ts98, Ts99] für schwerere Targets. In dieser Arbeit wird die Gültigkeit der Faktorisierungsregel für die partiellen nuklearen Wirkungsquerschnitte überprüft, da sie die Basis für alle theoretischen Parametrisierungen ist. Eine in Siegen entwickelte Parametrisierung, die auf einer korrigierten Form der Faktorisierungsregel und der schon existierenden Parametrisierung von Silberberg und Tsao [Si93, Ts93] und Webber [We90b] basiert, wird ebenfalls überprüft.

In **Abbildung 5.1** sind die in dieser Arbeit für verschiedene Targets gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Fragmentladung Z_F für die beiden Projektile ^{36}Ar und ^{40}Ar dargestellt. Für das ^{36}Ar -Projektil zeigen die Wirkungsquerschnitte für die geraden Fragmentladungen relativ zu den beiden benachbarten ungeraden Fragmentladungen eine Erhöhung (Gerade-Ungerade-Effekt). Ein ähnliches, wenn auch abgeschwächtes Verhalten, ist auch für die schwereren Targets für das ^{40}Ar Projektil erkennbar.

Im folgenden Unterkapitel sollen die in dieser Arbeit gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte mit Ergebnissen anderer Experimentatoren sowie mit theoretischen Modellen von Silberberg und Tsao [Si93, Ts93] und Webber [We90b] verglichen werden. Die zur Verfügung stehenden Ergebnisse anderer Experimentatoren beschränken sich auf die Daten der Transport Kollaboration (Knott et al.) [Kn96, Kn97] mit ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilen in Kollision mit H -Target, und Webber [We90c] mit ^{40}Ar -Projektil in Kollision mit H -, und C -Target. Deswegen erfolgt der Vergleich getrennt für leichte (H - und C -Target) und schwere (Al -, Cu -, Ag - und Pb -Target) Targets.

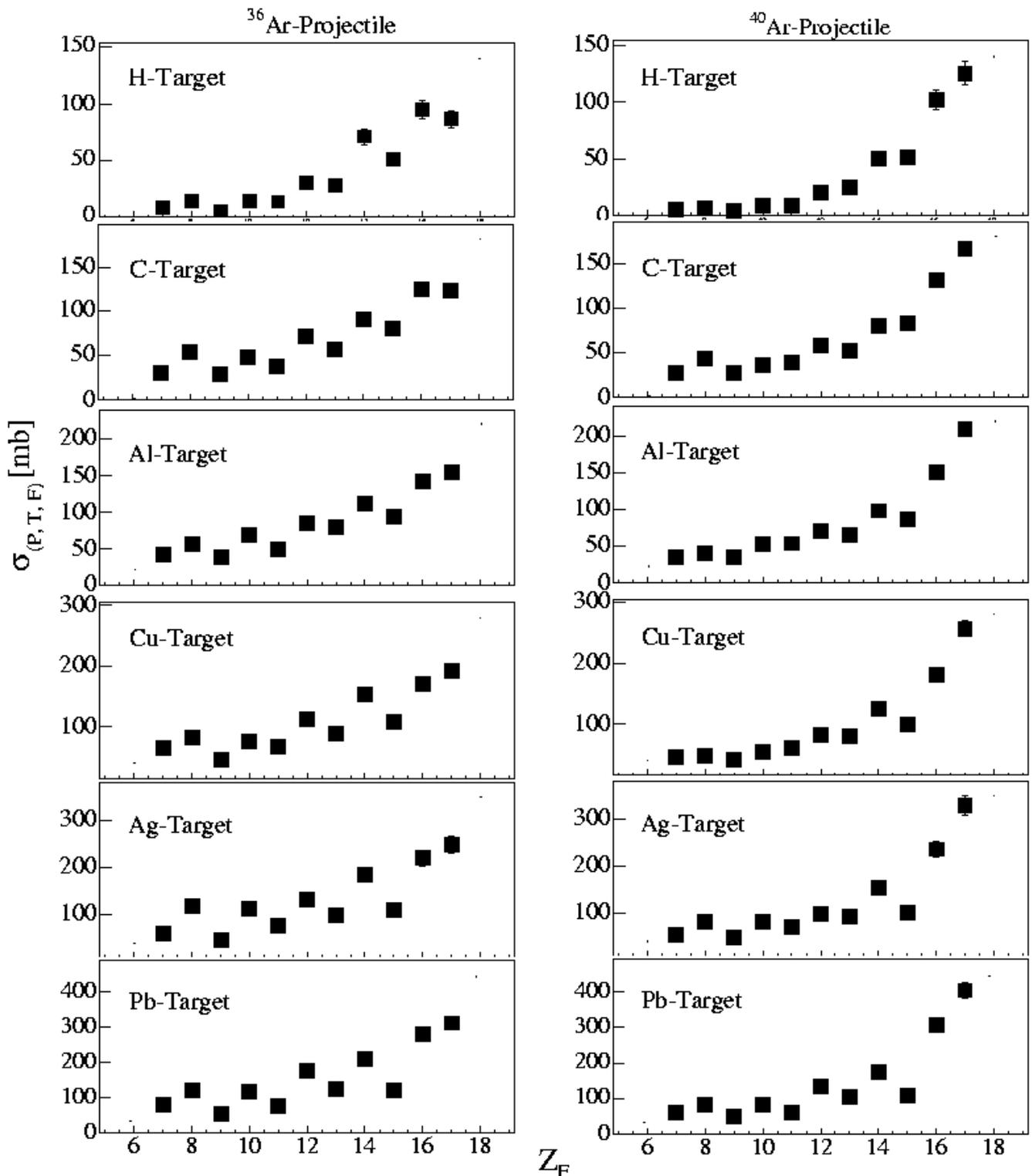


Abbildung 5.1 Gemessene partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektile in Kollisionen mit Wasserstoff, Kohlenstoff, Aluminium, Silber und Blei als Funktion der Fragmentladung Z_F .

5.1 Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für leichte Targets

Von Knott [Kn96] wurden Wirkungsquerschnitte für H -Target und Projektile zwischen ^{22}Ne und ^{58}Ni gemessen. Die Daten zeigen eine vom Isospin des Projektils abhängige Stärke des Gerade-Ungerade-Effekts, wobei die Projektile mit Isospin $T_Z=-2$ keinen Gerade-Ungerade-Effekt zeigen, wogegen dieser für $T_Z=0$ sehr ausgeprägt ist. Knott [Kn96] schließt daraus, dass die Wirkungsquerschnitte beeinflusst werden:

- durch die interne Kernstruktur des Fragments
- durch den Isospin des Projektils: $T_Z = Z - \frac{A}{2}$,
- durch die Wechselwirkungsenergie.

Danach sollten die gemessenen Wirkungsquerschnitte einen durch die Struktur der Fragmentkerne erhöhten Wirkungsquerschnitt für die Protonenabschlüsse $1s_{1/2}$ ($Z=8$) und den Unterschalenabschluss $1d_{5/2}$ ($Z=14$) zeigen. Weiterhin erwartet man einen deutlich stärkeren Gerade-Ungerade-Effekt für die Wirkungsquerschnitte des ^{36}Ar Projektils ($T_Z=0$) im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten für ^{40}Ar ($T_Z=-2$). Dieser Unterschied kann durch die Paarbindungsenergie eines Protonenpaares im Fragment erklärt werden. Für Projektile mit $T_Z=-2$, die vier Neutronen mehr aufweisen als Protonen, sollte dann das Auftreten von Fragmenten mit gerader Protonenzahl relativ zu neutronenarmen Kernen unterdrückt sein.

Um dieses näher zu untersuchen, soll zunächst eine von der Fragmentladungszahl Z abhängige Hilfsgröße V eingeführt werden.

$$V_{\text{gerade}} = \frac{\sigma_{\text{gemessen}}(Z_{\text{gerade}})}{\bar{\sigma}(Z_{\text{ungerade}})} \quad (5.1)$$

mit
$$\bar{\sigma}(Z_{\text{ungerade}}) = \frac{\sigma(Z_{\text{gerade}} - 1) + \sigma(Z_{\text{gerade}} + 1)}{2}$$

und
$$V_{\text{ungerade}} = \frac{\sigma_{\text{gemessen}}(Z_{\text{ungerade}})}{\bar{\sigma}(Z_{\text{gerade}})} \quad (5.2)$$

mit
$$\bar{\sigma}(Z_{\text{gerade}}) = \frac{\sigma(Z_{\text{ungerade}} - 1) + \sigma(Z_{\text{ungerade}} + 1)}{2}$$

Bedingt durch die Definition von V sind die Ergebnisse für die Fragmentladung $Z_F = 7$ und $Z_F = 17$ von dem folgenden Vergleich ausgeschlossen.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

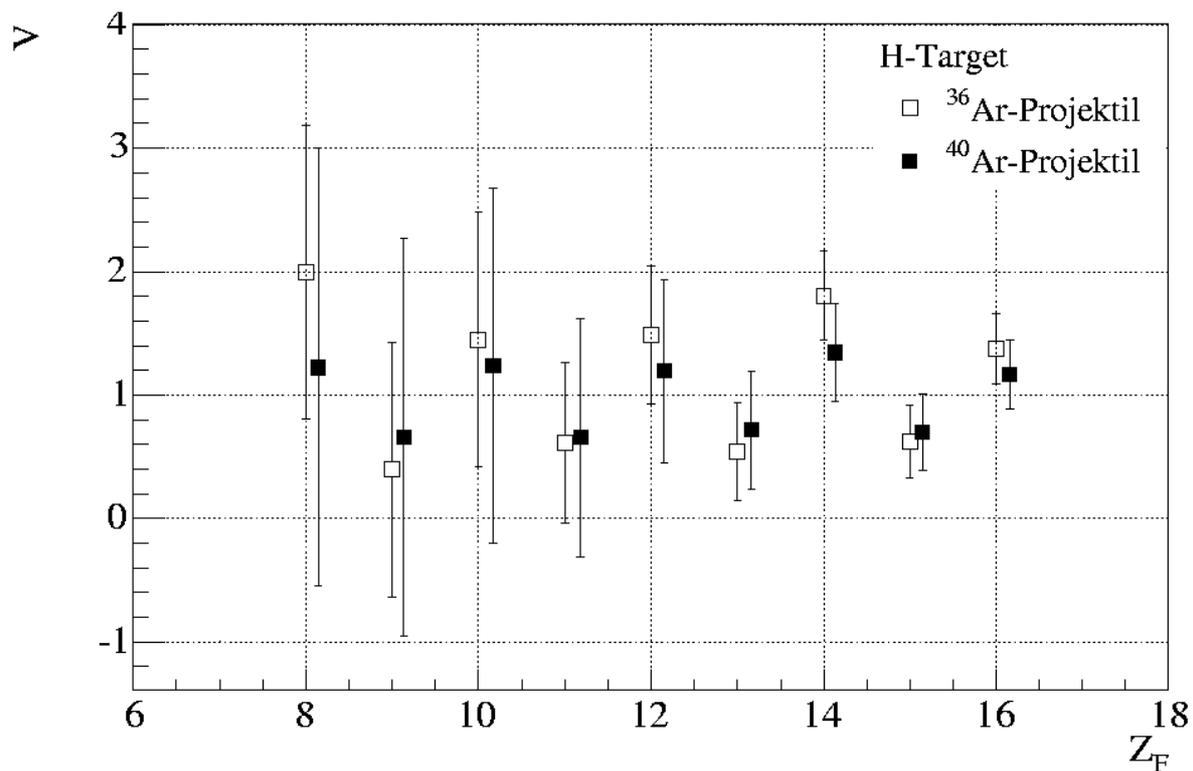


Abbildung 5.1 Nach Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnete Verhältnisse V für die Projektile ^{36}Ar mit Isospin $T_Z=0$ und ^{40}Ar mit Isospin $T_Z=-2$ für H -Target.

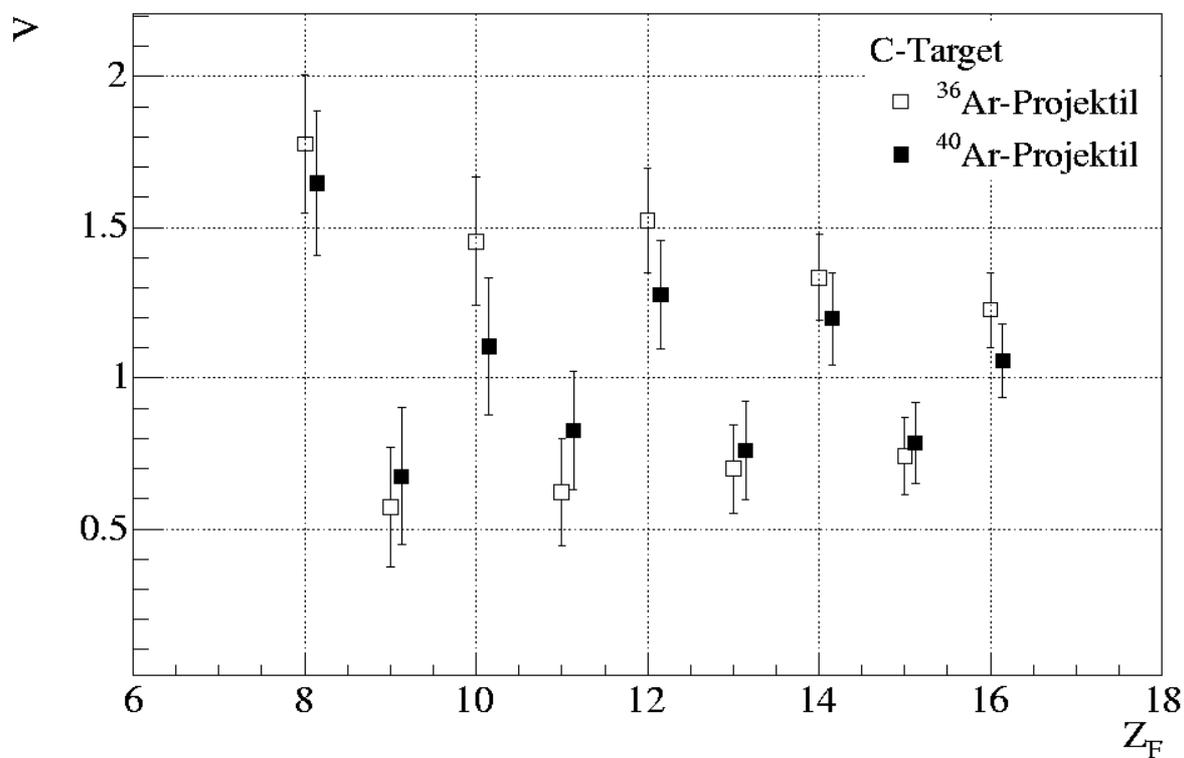


Abbildung 5.2 Nach Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnete Verhältnisse V für die Projektile ^{36}Ar mit Isospin $T_Z=0$ und ^{40}Ar mit Isospin $T_Z=-2$ für C -Target.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

In **Abbildung 5.2** und **5.3** sind berechnete Werte (**Gleichungen 5.1** und **5.2**) von V für verschiedene Fragmentladungen für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit H - und C -Target dargestellt. Für beide Projektilkerne und Targets ist ein Gerade-Ungerade-Effekt zu erkennen. Dieser Effekt ist allerdings stärker für das ^{36}Ar -Projektil, welches ein Kern mit Isospin $T_Z = 0$ ist. Für das Wasserstoff Target weist das ^{36}Ar -Projektil einen deutlich erkennbaren Effekt für höhere Ladungszahlen der Fragmente ($Z_F > 12$) auf. Für den Rest der Fragmente sowie für alle Fragmente für ^{40}Ar -Projektilkern kann wegen der großen Fehlerbalken keine eindeutige Aussage gemacht werden.

Für das C -Target ist der Gerade-Ungerade-Effekt für ^{36}Ar - sowie für ^{40}Ar -Projektilkerne stark ausgeprägt und deutlich zu erkennen. Diese Bilder bestätigen die Annahme von Knott, dass der Gerade-Ungerade-Effekt eine Abhängigkeit von der Fragmentstruktur sowie vom Isospin des Projektilkerns zeigt.

In **Abbildung 5.4** und **5.5** werden die in dieser Arbeit für ein H -Target gemessenen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und Fragmentladungen von $Z_F = 9 - 17$ mit experimentellen Daten von Knott [Kn96] (Transport Collaboration) sowie mit den Modellvorhersagen von Webber verglichen. Um eine übersichtliche Darstellung zu gewährleisten, werden die geraden und ungeraden Fragmente in zwei unterschiedlichen Grafiken gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte für die Fragmentladung $Z_F = 17$ und $Z_F = 16$ zeigen, innerhalb der Messfehler, eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von Webber sowie mit experimentellen Daten von Knott. Im mittleren Fragmentladungsbereich, $Z_F = 15$ bis $Z_F = 11$, liegen die von Knott gemessenen Werte systematisch oberhalb der in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte. Die Modellvorhersage (Linien) liegt in diesem Bereich oberhalb der experimentellen Daten dieser Arbeit. Sie ist nicht in Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit gemessenen Werten und auch nicht mit den Wirkungsquerschnitten der Transport Collaboration.

In **Abbildung 5.6** und **5.7** sind die in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte für ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit H -Target, die experimentellen Daten der Transport Collaboration, die experimentellen Daten von Webber sowie die theoretische Parametrisierung von Webber dargestellt. Die Ergebnisse für gerade und ungerade Ladungszahlen sind in unterschiedlichen Grafiken dargestellt. Für ungerade Ladungszahlen findet man, innerhalb der Fehlerbalken, eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Knott (Transport Collaboration) sowie mit der theoretischen Vorhersage von Webber. Die einzige Ausnahme ist für die Fragmentladung $Z_F = 13$ zu beobachten. Hier liegt der Messwert etwas tiefer als die theoretische Vorhersage, verträgt sich aber recht gut mit dem von Knott [Kn96] (Transport Collaboration) gemessenen Wert. Die Wirkungsquerschnitte für die geraden Ladungszahlen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentell gemessenen Werten der Transport Collaboration. Das theoretische Modell von Webber sagt die Wirkungsquerschnittswerte gut für die Fragmente $Z_F = 16$, $Z_F = 10$, $Z_F = 8$ vorher, überschätzt aber die Werte für $Z_F = 14$ und $Z_F = 12$.

Der Vergleich mit den Daten der Transport Collaboration für das H -Target und für ^{36}Ar - sowie ^{40}Ar -Projektilkerne zeigt für höhere und niedrigere Ladungszahlen eine sehr gute Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit gemessenen Daten. Das theoretische Modell von Webber zeigt für diese Ladungswerte eine gute Übereinstimmung mit beiden Experimenten. Im mittleren Ladungsbereich sind die in dieser Arbeit gemessenen Werte für das ^{36}Ar -Projektil nicht in Übereinstimmung mit den Daten der Transport Collaboration. Das theoretische Modell bevorzugt keinen der Datensätze. Im mittleren Ladungsbereich vertragen sich die

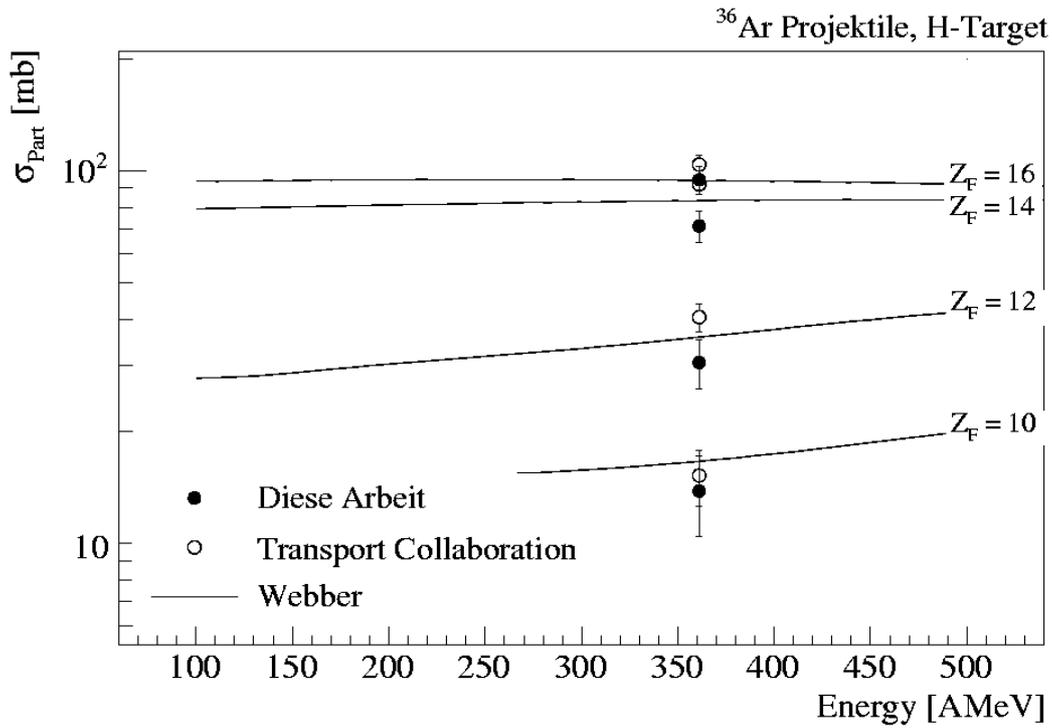


Abbildung 5.3 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und H-Target. Dargestellt sind die Messwerte für ungerade Ladungszahlen aus dieser Arbeit, der Transport Collaboration sowie eine Modellvorhersage von Webber.

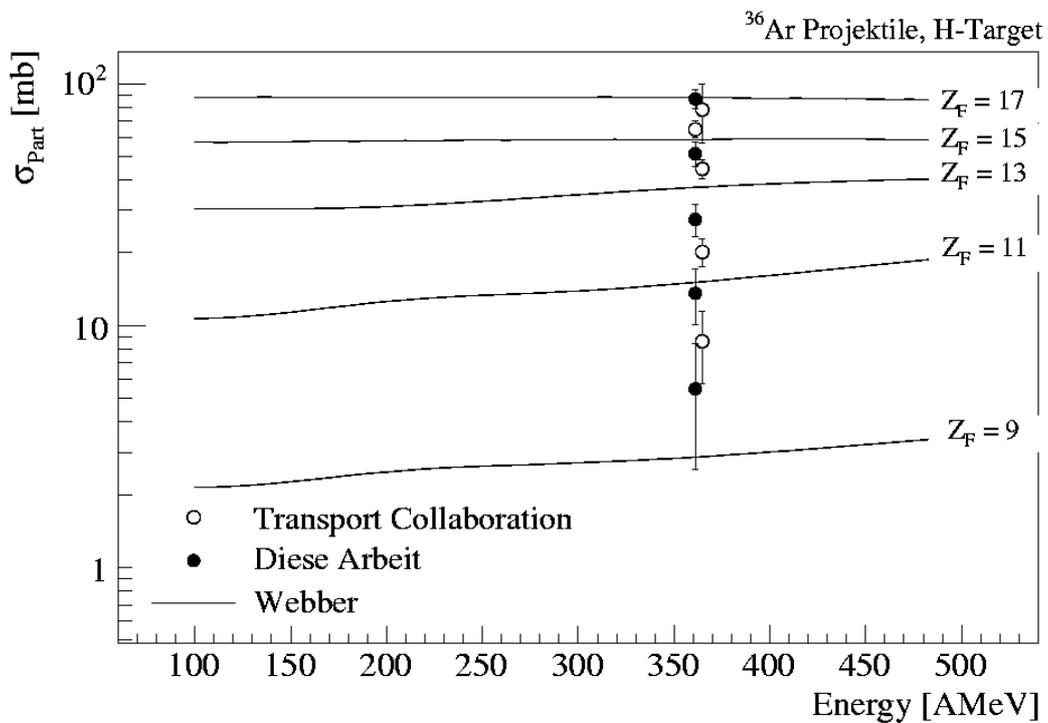


Abbildung 5.4 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und H-Target. Dargestellt sind die Messwerte für gerade Ladungszahlen aus dieser Arbeit, der Transport Collaboration sowie eine Modellvorhersage von Webber.

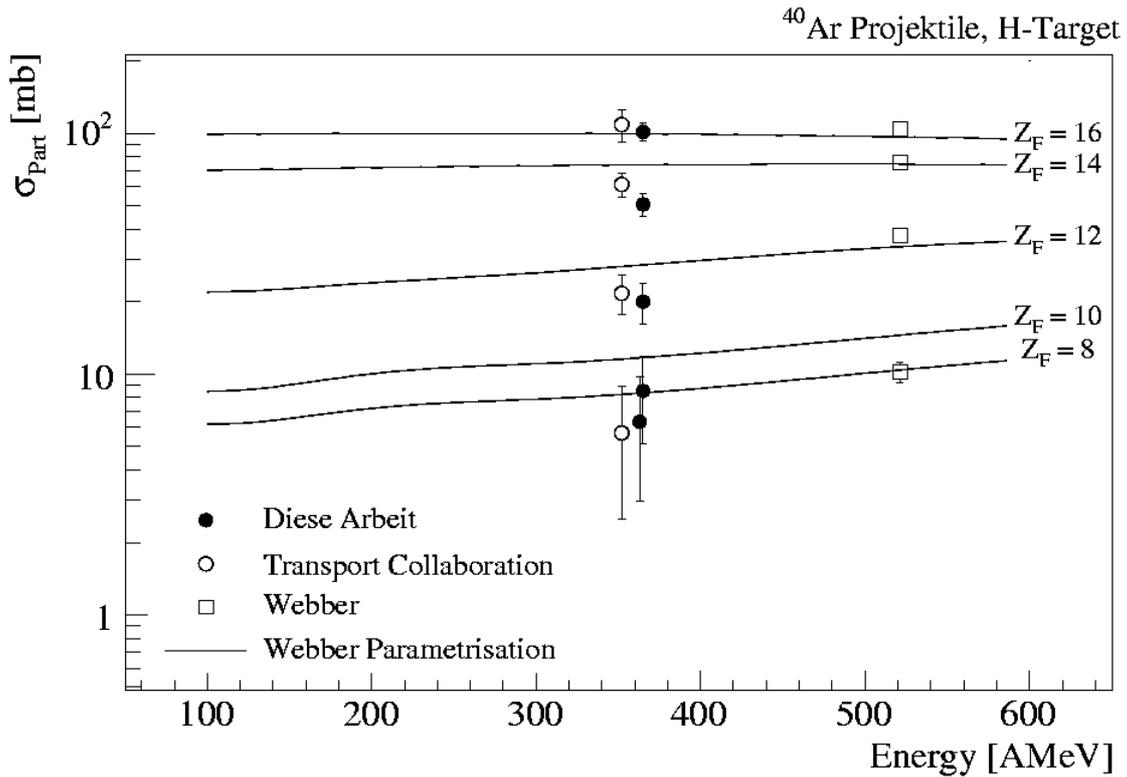


Abbildung 5.5 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und H-Target. Dargestellt sind die Messwerte für gerade Ladungszahlen aus dieser Arbeit, der Transport Collaboration, Webber, sowie eine Modellvorhersage von Webber.

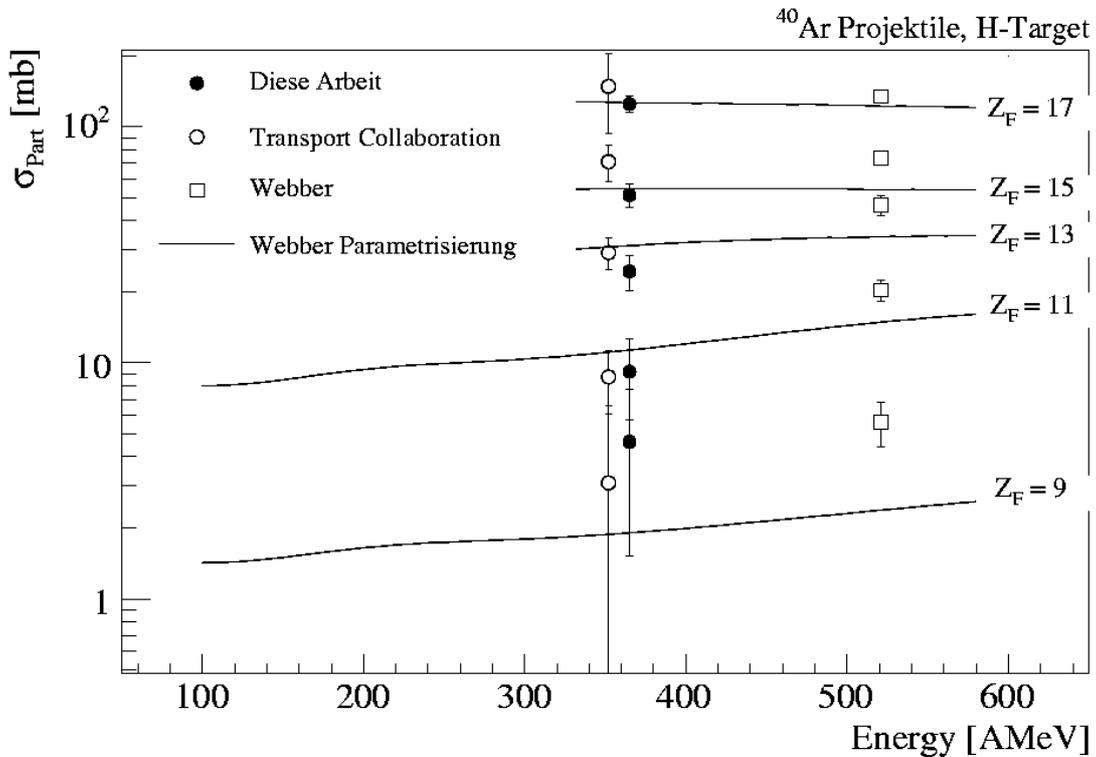


Abbildung 5.6 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und H-Target. Dargestellt sind die Messwerte für ungerade Ladungszahlen aus dieser Arbeit, der Transport Collaboration, Webber, sowie eine Modellvorhersage von Webber.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

in dieser Arbeit gemessenen Daten mit denen von Knott [Kn96] recht gut. Die Modellvorhersage überschätzt die experimentellen Daten in diesem Bereich.

In **Abbildung 5.8** sind die partiellen experimentellen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar -Projektilkerne in Kollision mit H -Target zusammen mit den theoretischen Vorhersagen von Webber [We90b] und Silberberg - Tsao (YIELDX) [Si93, Ts93] dargestellt. Generell verträgt sich die Parametrisierung von Webber besser mit den experimentellen Daten als die Parametrisierung von Silberberg und Tsao. Für kleinere Ladungszahlen ist der von YIELDX vorhergesagte Gerade-Ungerade-Effekt zu schwach.

In **Abbildung 5.9** sind die partiellen Wirkungsquerschnitte für ^{40}Ar -Projektile und H -Target zusammen mit den Modellvorhersagen von Webber und Silberberg – Tsao aufgetragen. Wie für ^{36}Ar -Projektile beschreibt die Parametrisierung von Webber die experimentellen Daten besser im Bereich größerer Ladungszahlen, wo der Gerade-Ungerade-Effekt sehr ausgeprägt ist. Für kleinere Ladungszahlen zeigen beide Parametrisierungen eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten.

Bei der Parametrisierung von Webber [We90b] handelt sich um eine empirische Formel, deren Parameter an eine Reihe von experimentellen Ergebnissen angepasst sind. Das Modell verfügt über eine explizite Ladungsabhängigkeit und kann somit den Gerade-Ungerade-Effekt gut beschreiben. Die exponentielle Abnahme des Wirkungsquerschnittes mit der Vergrößerung der Ladungszahldifferenz ΔZ zwischen dem Beanteilchen und dem resultierenden Fragment ist durch einen zusätzlichen Parameter moduliert, der an die experimentelle Wirkungsquerschnitte angepasst wurde. Es ist eine deutliche Erhöhung der Wirkungsquerschnitte für die geraden Ladungszahlen und die Fragmente $9 \leq Z_F \leq 17$ zu erkennen.

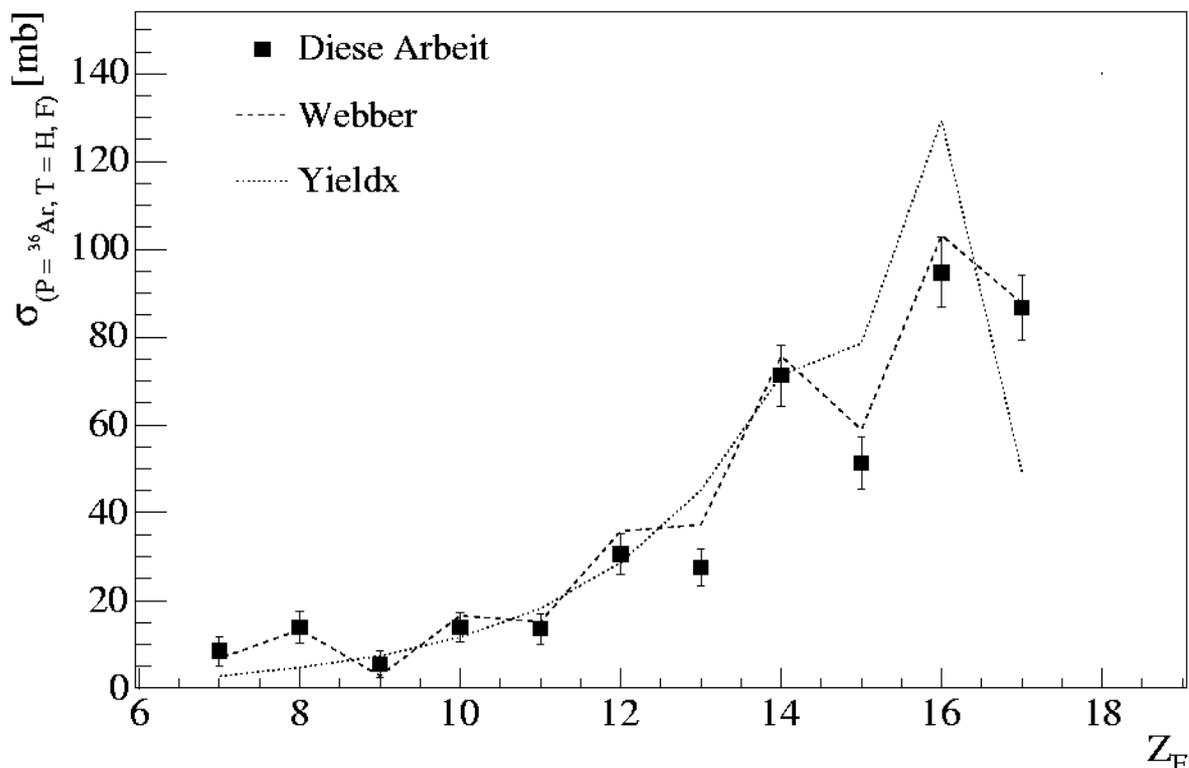


Abbildung 5.7 Gemessene ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar -Projektile und H -Target als Funktion der Fragmentladung, im Vergleich mit Vorhersagen der Modelle YIELDX [Si93, Ts93] von Silberberg und Tsao und von Webber [We90b].

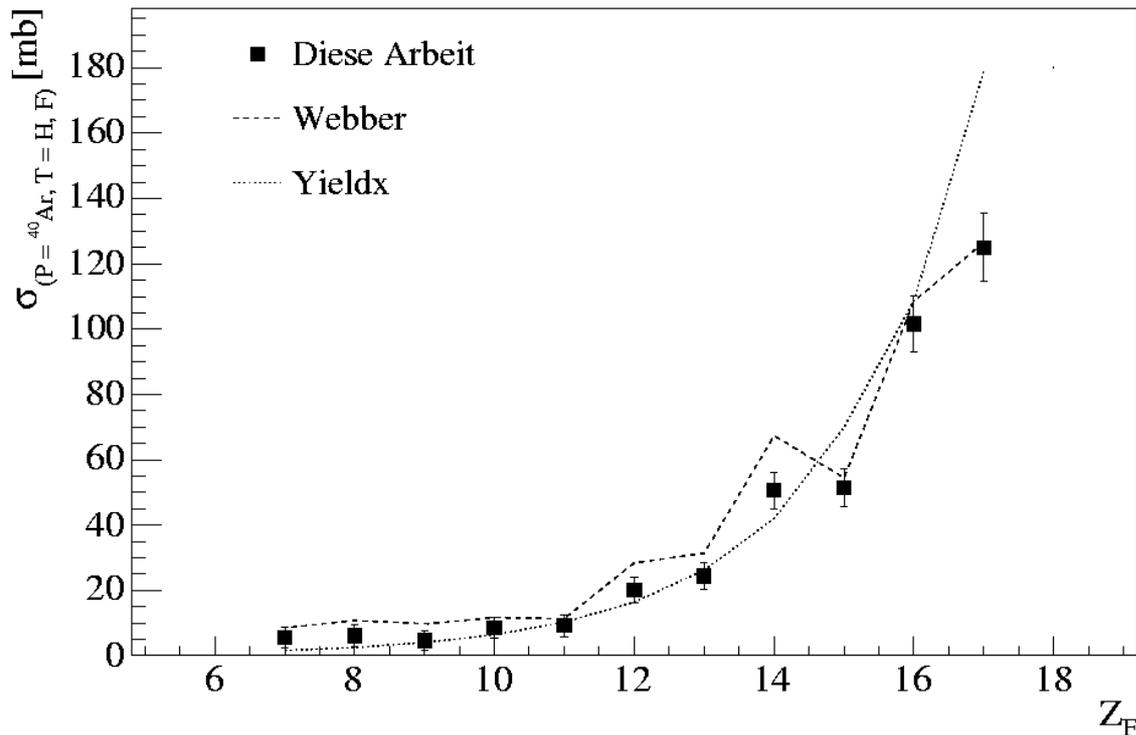


Abbildung 5.8 Gemessene ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{40}Ar -Projektile und H -Target als Funktion der Fragmentladung, im Vergleich mit Vorhersagen der Modelle YIELDX [Si93, Ts93] von Silberberg und Tsao und von Webber [We90b].

Die von Webber beobachteten Abweichungen von der allgemeinen Systematik waren die Reaktionen, in denen neutronreiche Kerne produziert wurden (z.B. $^{11}\text{B} \rightarrow \text{Be}$ und $^{40}\text{Ar} \rightarrow \text{Cl}$). Diese zeigen einen tendenziell größeren Wirkungsquerschnitt, als er vom exponentiellen Gesetz zu erwarten war. Die Vorhersagen für diese Reaktionen wurden mit Hilfe der besonders angepassten Parametern korrigiert.

Die semiempirische Formel YIELDX von Silberberg und Tsao [Si93, Ts93] beruht auf einer Idee von Rudstam [Ru66]. Hier beschreibt der Hauptfaktor die Reduzierung der Reaktionswirkungsquerschnitte mit der Erhöhung der Differenz zwischen der Fragment- und Projektillmasse. Dieser Faktor wird multipliziert mit einer gaußförmigen Funktion, welche die Wirkungsquerschnittsverteilung der isotopischen Reaktionsprodukte für eine gegebene Ladung Z beschreibt. Der Hauptfaktor ergibt in der Parametrisierung die qualitative Form, die in **Abbildung 5.8** und **5.9** zu beobachten ist. Um eine bessere Anpassung an die experimentell gemessenen Daten zu gewährleisten, wird der Hauptfaktor mit weiteren Funktionen multipliziert, die Energieabhängigkeit, Fission-, Fragmentations-, Verdampfungsprozesse leichter Fragmente sowie auch Gerade-Ungerade-Effekte beschreiben. Die meisten Funktionen beinhalten Parameter, welche durch Anpassung an die experimentellen Daten gewonnen worden sind. Wie die **Abbildungen 5.8** und **5.9** zeigen, unterschätzt diese Parametrisierung den Gerade-Ungerade-Effekt der in dieser Arbeit gemessenen Daten. Unabhängig davon reproduziert die Silberberg und Tsao Parametrisierung die fallende Tendenz der partiellen Wirkungsquerschnittswerte mit steigender Massendifferenz gut und liefert auch innerhalb der Fehler gute Werte für die ungeraden Ladungszahlen.

5.2 Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für schwere Targets

In diesem Unterkapitel werden die partiellen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit *Al*-, *Cu*-, *Ag*- und *Pb*-Targets dargestellt. Es existieren keine veröffentlichten Daten anderer Experimente für diese Targets. Deswegen werden die experimentell gewonnenen Daten diskutiert und nur mit einem theoretischen Modell verglichen.

In **Abbildung 5.10** sind die V -Werte, berechnet nach den **Gleichungen 5.1** und **5.2**, für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne für den Stoß auf *Al*-Targetkerne aufgetragen. Wie das Bild zeigt, ist der Unterschied zwischen geraden und ungeraden Ladungszahlen für ^{36}Ar -Projektil groß und statistisch signifikant. Für das ^{40}Ar -Projektil überlappen sich die Fehlerbalken für die geraden und ungeraden Ladungszahlen. Die Daten zeigen aber in ihrer Gesamtheit eine eindeutige Tendenz.

In **Abbildung 5.11** sind die V -Werte für *Cu*-Target und ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne aufgetragen. Für den Bereich kleinerer und mittlerer Fragmentladung ist für das ^{36}Ar -Projektil ein deutlicher Gerade-Ungerade-Effekt zu beobachten. Ähnlich wie für das *Al*-Target liegt der V -Wert für das Fragment $Z_F = 16$ nahe bei eins.

In **Abbildung 5.12** und **5.13** sind die aus den experimentellen Wirkungsquerschnitten berechneten V -Werte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit *Ag*- und *Pb*-Target dargestellt. Für das *Ag*-Target ist im Bereich kleiner und großer Fragmentladung, bzw. $Z_F = 8, 9, 10, 14, 15, 16$, ein deutlicher Gerade-Ungerade-Effekt für beide Projektil zu sehen. Dieser Effekt ist ausgeprägter für den Isospin ^{36}Ar -Projektilkern ($T_Z = 0$). Im mittleren Ladungsbereich, bzw. $Z_F = 11, 12$ und 13 , ist ein vom Isospin abhängiger Gerade-Ungerade-Effekt zu erkennen, er ist aber weniger signifikant als für das ^{40}Ar -Projektil. Für das *Pb*-Target liegen die V -Werte für beide Projektil und für alle Fragmentladungen deutlich außerhalb des Wertes $V = 1$. Die einzige Ausnahme ist wie für die leichteren Targets für die Fragmentladung $Z_F = 16$ gegeben.

Im allgemeinen ist zu bemerken, dass für ^{36}Ar -Projektilkerne, die einen Isospin $T_Z = 0$ haben, der Gerade-Ungerade-Effekt viel ausgeprägter ist als für das ^{40}Ar -Projektil. Das bestätigt die von Knott [Kn96] experimentell beobachtete Isospinabhängigkeit der Fragmentationswirkungsquerschnitte. Der beobachtete Effekt ist aber viel stärker als von Webber [We90b] angegeben. Der Gerade-Ungerade-Effekt ist auch für das ^{40}Ar -Projektil für alle schweren Targets zu erkennen, aber weniger ausgeprägt. Zu bemerken ist, dass für Fragmente der Ladung $Z_F = 14$ die Unterschiede zu den Nachbarladungen besonders stark sind und dass sich für die Fragmentladung $Z_F = 16$ immer ein V -Wert von nahe bei eins ergibt. Das ist aber wegen der sehr großen Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung einer Fragmentladung $Z_F = 17$ zu erwarten.

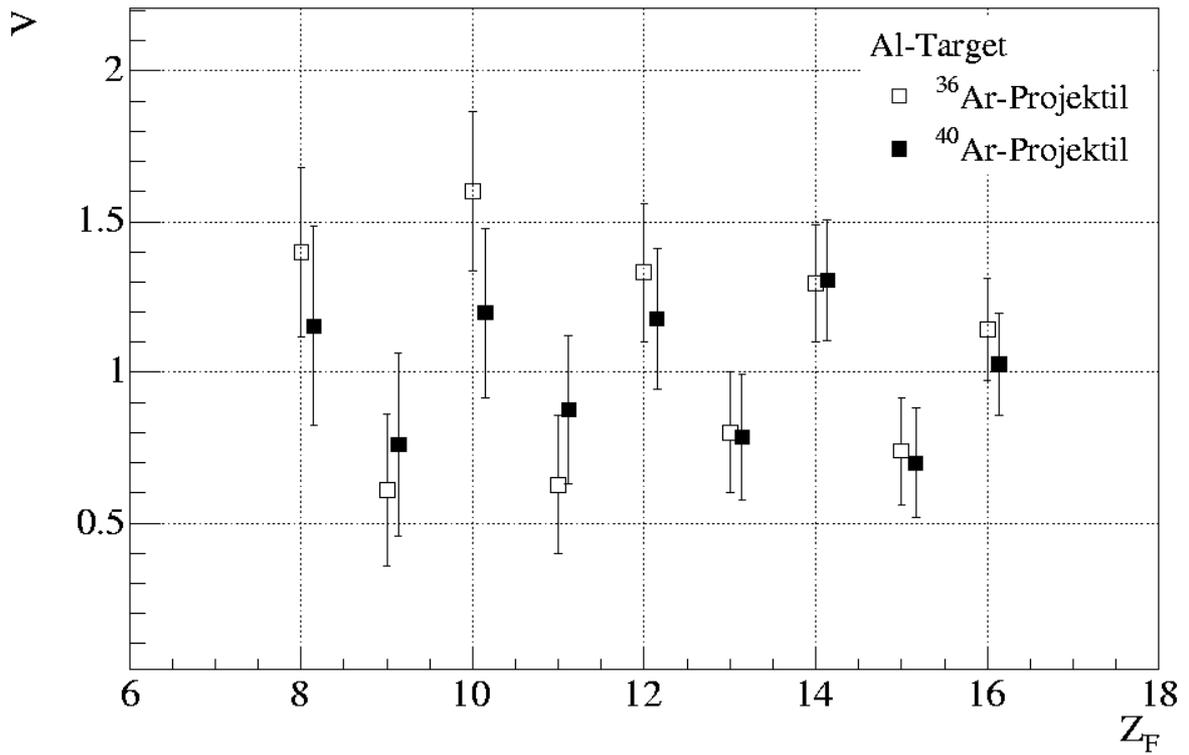


Abbildung 5.9 Nach Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnete Verhältnisse V für die Projektile ^{36}Ar mit Isospin $T_Z=0$ und ^{40}Ar mit Isospin $T_Z=-2$ für Al -Target.

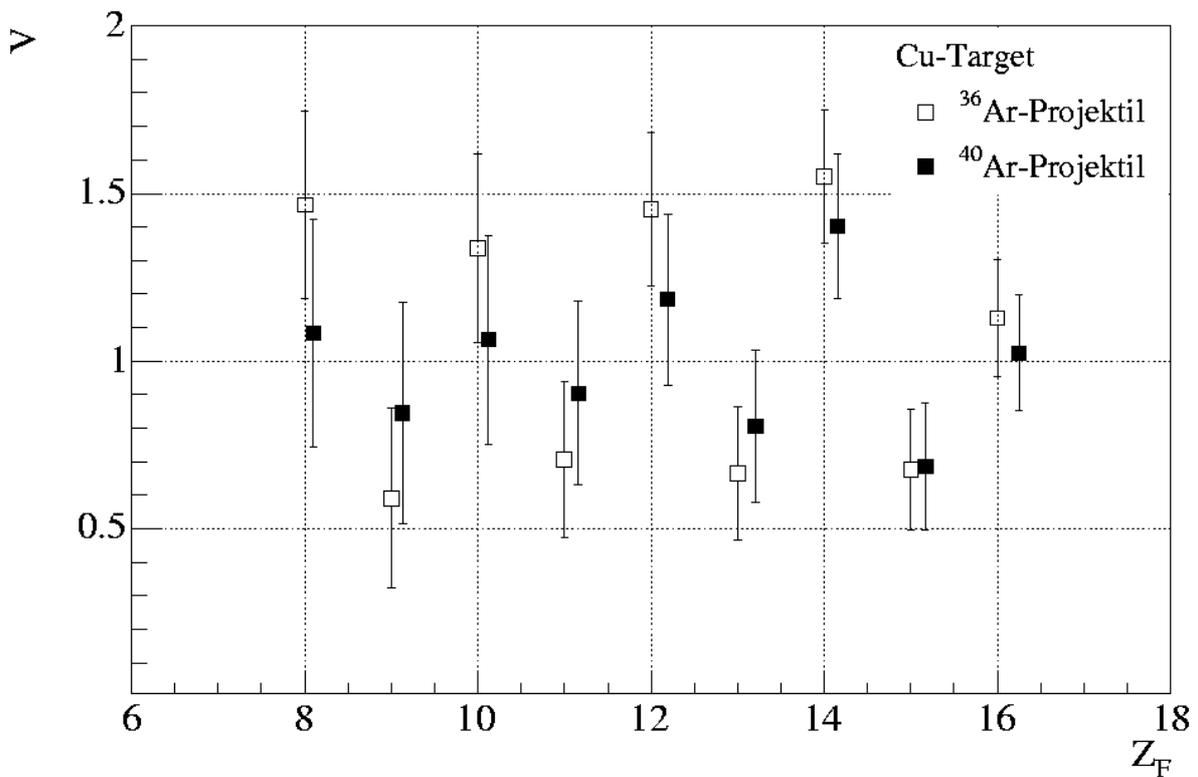


Abbildung 5.10 Nach Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnete Verhältnisse V für die Projektile ^{36}Ar mit Isospin $T_Z=0$ und ^{40}Ar mit Isospin $T_Z=-2$ für Cu -Target.

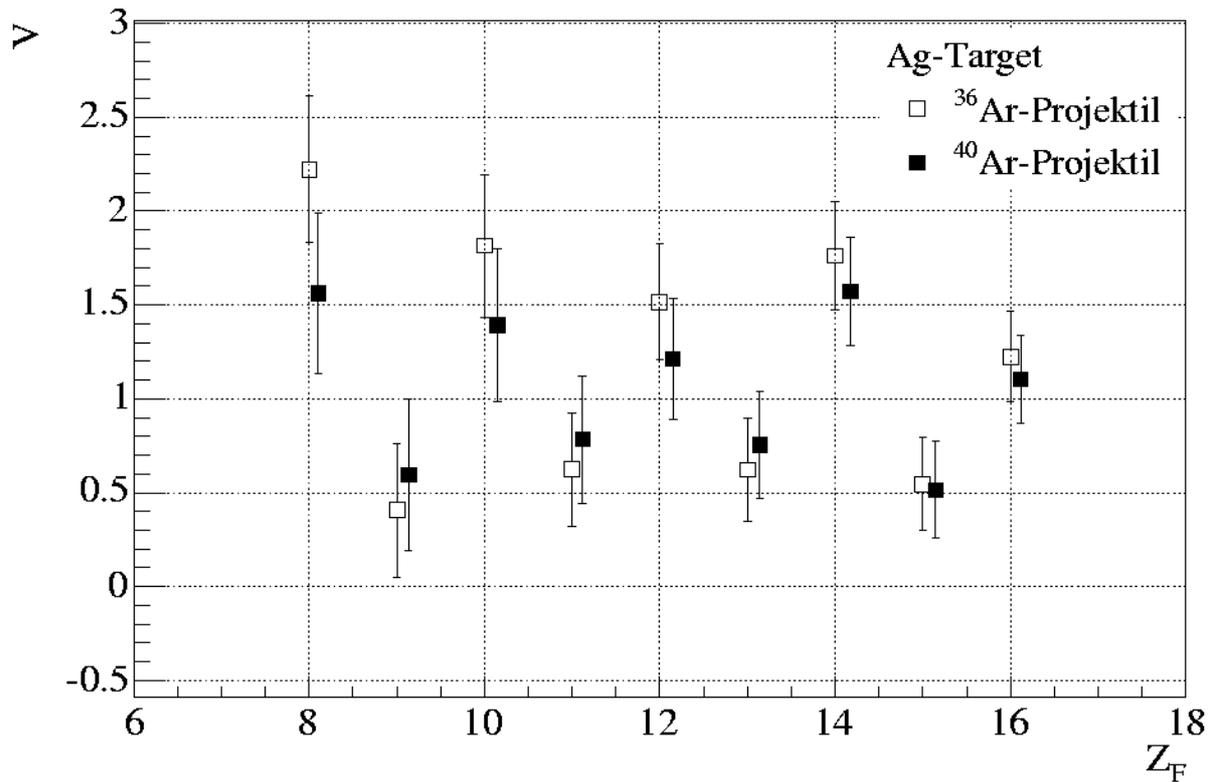


Abbildung 5.11 Nach Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnete Verhältnisse V für die Projektile ^{36}Ar mit Isospin $T_Z=0$ und ^{40}Ar mit Isospin $T_Z=-2$ für Ag -Target.

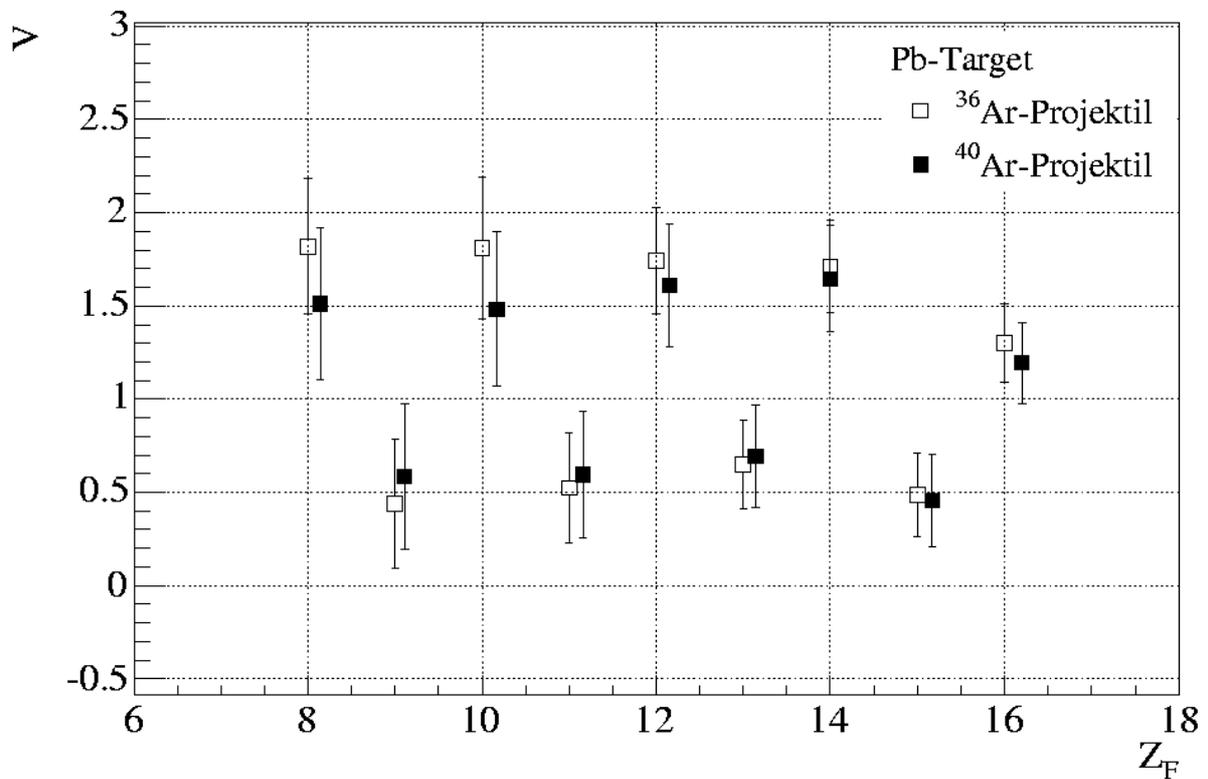


Abbildung 5.12 Nach Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnete Verhältnisse V für die Projektile ^{36}Ar mit Isospin $T_Z=0$ und ^{40}Ar mit Isospin $T_Z=-2$ für Pb -Target.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

Im folgenden werden die in dieser Arbeit gemessenen Daten für schwere Targets mit der theoretischen Vorhersage NUCNUC von Silberberg und Tsao [Si98, Ts98] verglichen. Die semiempirische Formel von Silberberg und Tsao stützt sich auf die Gültigkeit der Faktorisierungsregel (siehe **Gleichung 2.12**) im Bereich größerer (≥ 100 MeV/Nukleon) Projektilenergie. In diesem Energiebereich wird eine Aufteilung der Nukleonen in „participants“ und „spectators“ mit Hilfe des geometrischen Bildes nach Nagamya und Gyulassy [Na84] beschrieben. Die Anzahl der direkt am Kern-Kern Stoß teilnehmenden Nukleonen lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$\langle A_{P,T}^{Participants} \rangle \approx \frac{A_{P,T} \cdot A_{T,P}^{2/3}}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad (5.3)$$

Die „participants“ bilden den sogenannten Fireball, der Teilchen wie Mesonen, Gammaquanten und Leptonen im wesentlichen isotrop emittiert. Ein Teil dieser Teilchen wird vom Präfragment absorbiert. Ausgehend von dieser Vorstellung ist die Größe des Fireballs ein Maß für die Anregungsenergie des Präfragments. Diese Idee wurde von Barghouty [Zitat] diskutiert. Er zeigt, dass die mittlere Multiplizität $\langle m_{\pi^-} \rangle$ der negativen Pionen, die in zentralen Kern-Kern Prozessen erzeugt werden, als Funktion der Schwerpunktenenergie E_{CM} pro Nukleon und der mittleren Anzahl der „participants“ $\langle N_{part} \rangle$ ausgedrückt werden kann.

$$\langle m_{\pi^-} \rangle \cong E_{CM} \cdot \langle N_{part} \rangle \quad (5.4)$$

Diese theoretischen Überlegungen werden in der Formel von Silberberg und Tsao als eine modulierte Energiefunktion eingeführt:

$$E_p^{mod} = E_p \cdot A_{eff} \quad (5.5)$$

mit
$$A_{eff} = A_T^{Participants} \cdot f((A_p - A_f), (A_p^{Participants} + A_T^{Participants}))$$

Bei einer Energie von 10 GeV ist die Grenze für „limiting fragmentation“ auch für schwerere Kerne erreicht und die partiellen Wirkungsquerschnitte ändern sich nicht mehr mit der ansteigenden Energie. Für Energien oberhalb 10 GeV wird $E_p^{mod} = 10$ GeV gesetzt. Schließlich ist der Wirkungsquerschnitt wie folgend auszurechnen:

$$\sigma(P, T, F, E_p) = \gamma_p^T \cdot \sigma(P, T = H, F, E_p^{mod}) \quad (5.6)$$

Die partiellen Wirkungsquerschnitte für ein bestimmtes Projektil und H -Target $\sigma(P, T = H, F, E_p^{mod})$ werden mit der YIELDX Formel [Si93, Ts93] berechnet.

In den **Abbildungen 5.14, 5.15, 5.16** und **5.17** sind die in dieser Arbeit gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projekte für schwerere Targets zusammen mit der Modellvorhersage von Silberberg und Tsao [Si98, Ts98] (NUCNUC) dargestellt. Im allgemeinen werden durch das Modell die experimentell gemessenen Daten systematisch unterschätzt. Auch der Gerade-Ungerade-Effekt ist nicht gut reproduziert. Für größere Massenunterschiede zwischen dem Projektil und dem resultierenden Fragment sagt die NUCNUC Formel nur eine exponentielle Verringerung der Reaktionswirkungsquerschnittes, ohne die experimentell beobachtete größere Wahrscheinlichkeit für die geraden Ladungszahlen, vorher.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

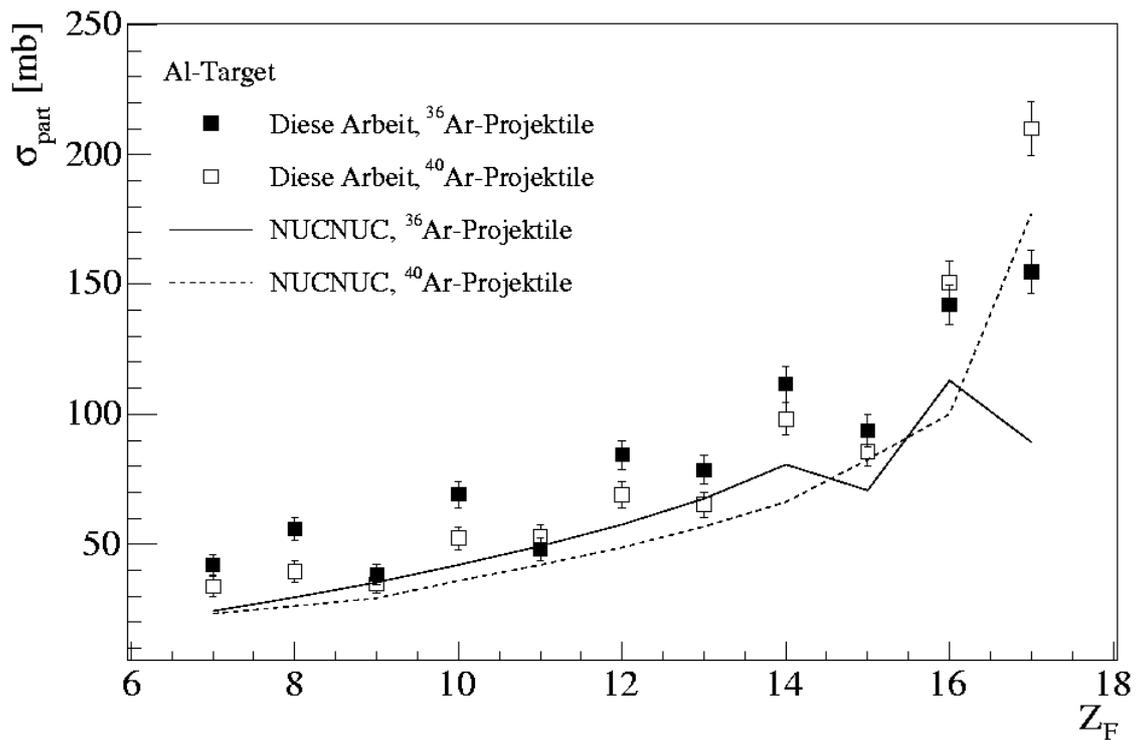


Abbildung 5.14 Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit Al -Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit sowie die Modellvorhersage von Silberberg und Tsao (NUCNUC) [Si98, Ts98].

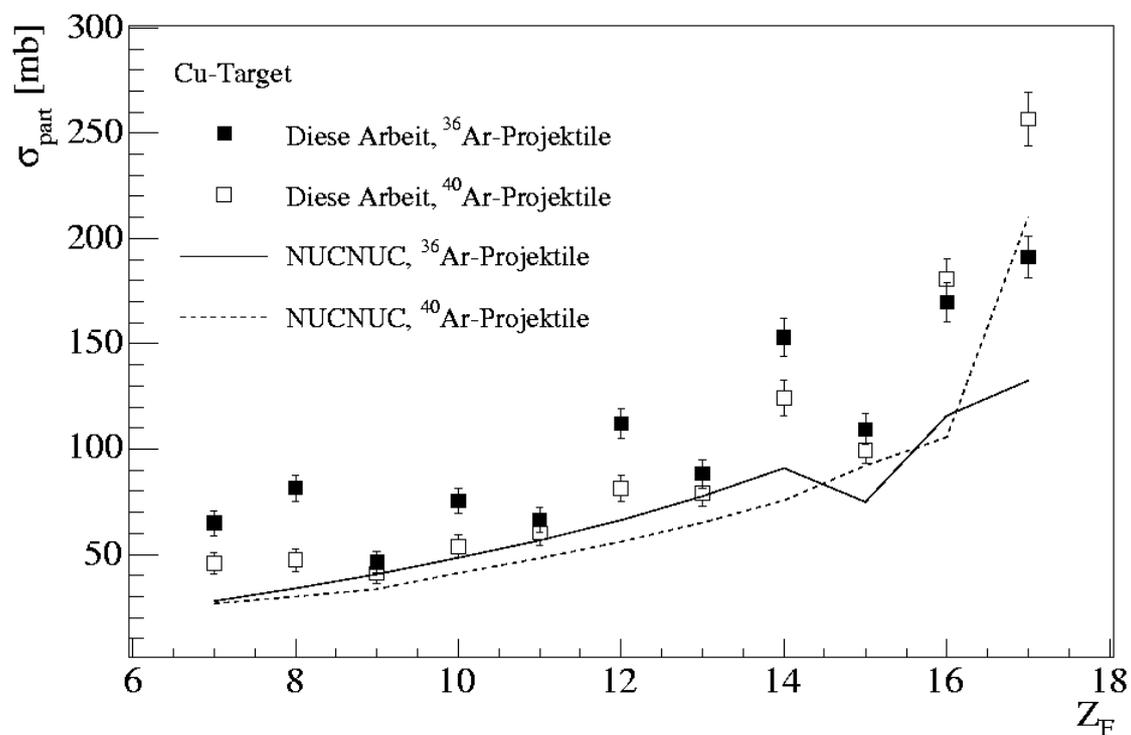


Abbildung 5.13 Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit Cu -Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit sowie die Modellvorhersage von Silberberg und Tsao (NUCNUC) [Si98, Ts98].

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

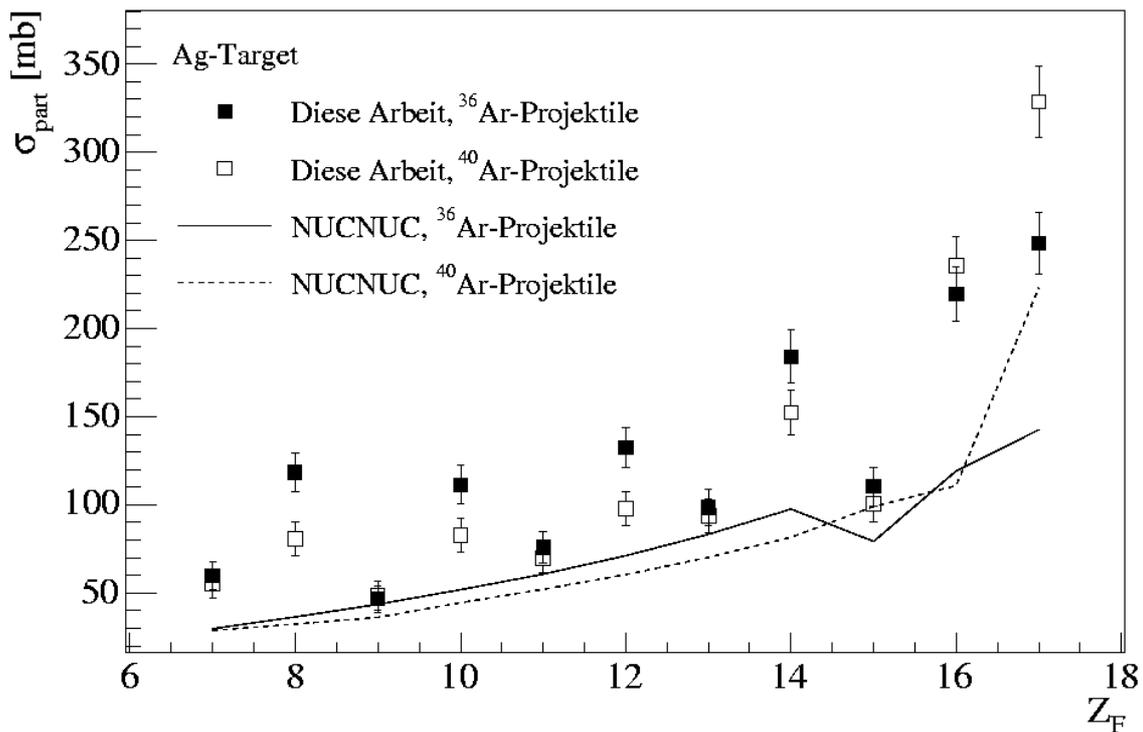


Abbildung 5.15 Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit Ag -Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit sowie die Modellvorhersage von Silberberg und Tsao (NUCNUC) [Si98, Ts98].

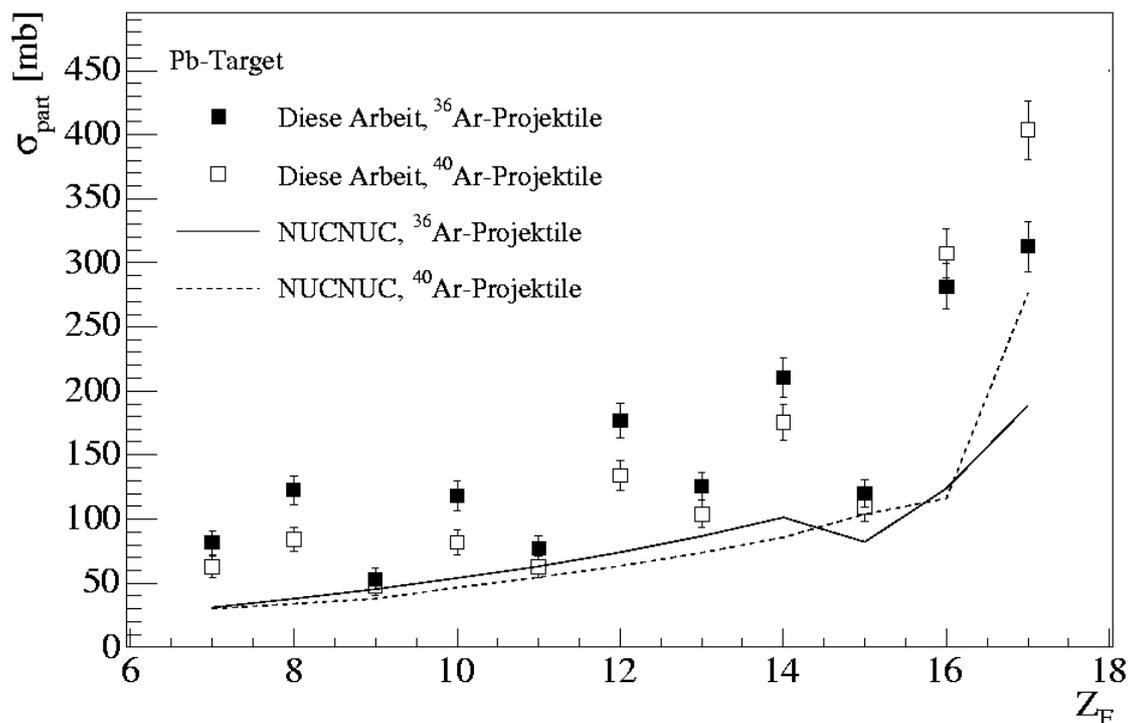


Abbildung 5.16 Partielle ladungsändernde Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne in Kollisionen mit Pb -Target. Dargestellt sind die Messwerte dieser Arbeit sowie die Modellvorhersage von Silberberg und Tsao (NUCNUC) [Si98, Ts98].

5.3 Faktorisierungsregel

Die umfangreichen experimentellen Daten für partielle Fragmentationswirkungsquerschnitte beim Stoß auf H-Targetkerne sind der Ausgangspunkt für fast alle theoretischen Modelle, welche partielle Reaktionswirkungsquerschnitte auch für schwerere Targets vorhersagen. Dies ist möglich durch die Faktorisierungsregel, welche auf der Idee beruht, dass bei höheren Energien der Fragmentationsprozeß stark vom Stoßparameter abhängig ist und damit im wesentlichen durch die Überlappzone beider Stoßpartner definiert wird. Das erzeugte Fragment besteht aus einem „spectator“ Bruchstück, welches in der Abrasionsphase erzeugt wird (siehe **Kapitel 2**). In dieser Vorstellung spielt der Kollisionsteilnehmer eine sekundäre Rolle. Er definiert ausschließlich den entsprechenden Stoßparameter, der zu einer bestimmten Überlappzone gehört (welche von beiden, dem Projektil- und Targetkern abhängig ist). Auf diese Weise lässt sich der partielle Wirkungsquerschnitt durch **Gleichung 2.12** definieren. Die mathematische Beschreibung dieser Idee wurde in **Kapitel 2** dargestellt. Die dort definierten Größen werden jetzt benutzt.

In **Abbildung 5.18** und **5.19** sind die aus den gemessenen Daten berechneten $\gamma_p^F(T) / \gamma_p^F(T = H)$ Verhältnisse für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektile (gefüllte Symbole) aufgetragen. Dieses Verhältnis ist für kleinere Fragmentmassen deutlich erhöht, speziell für schwerere Targets. Mit geöffneten Symbolen sind die gleichen Verhältnisse mit Korrekturen für systematische Abweichungen, die erst in **Kapitel 5.4** besprochen werden, dargestellt.

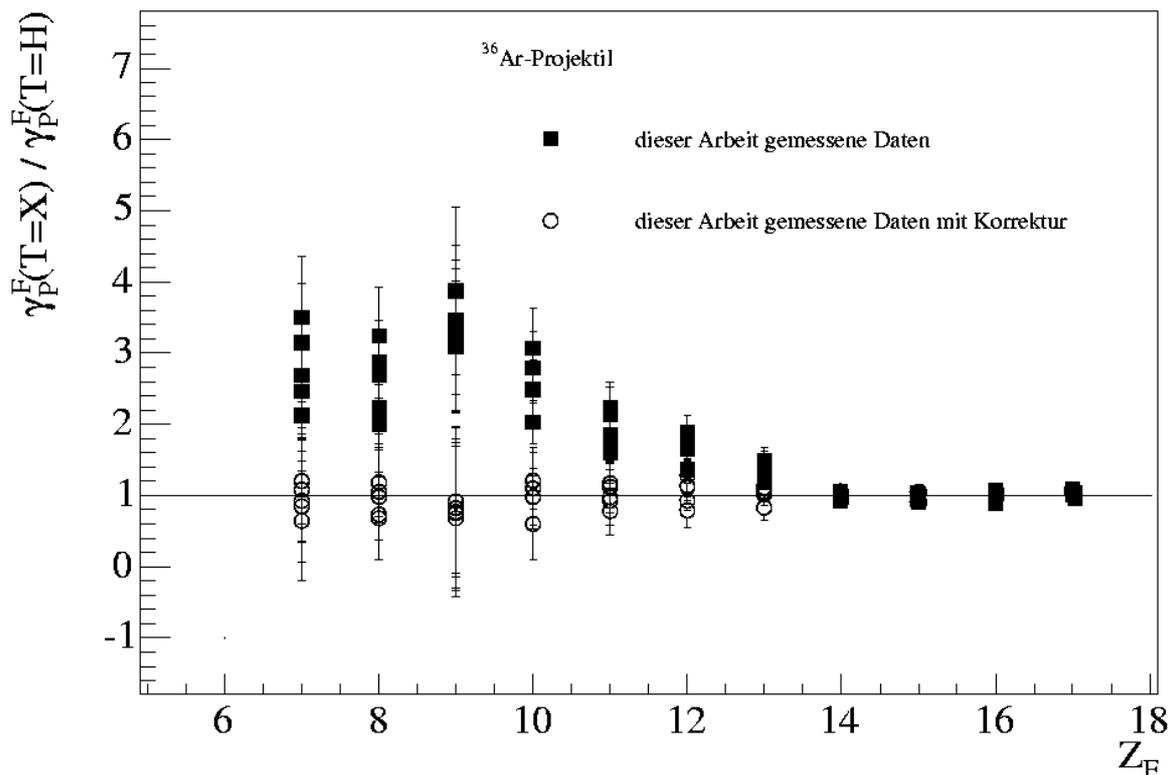


Abbildung 5.17 Verhältnis zwischen den Projektile-Fragment Faktoren für Targets schwerer als Wasserstoff und demjenigen für H -Target als Funktion der Fragmentladung. Die Projektile sind ^{36}Ar Kerne. Mit gefüllten Symbolen sind die in dieser Arbeit gemessenen Werte und mit ungefüllten Symbolen sind die gleichen Verhältnisse mit berechneten Korrekturen (siehe Text) dargestellt.

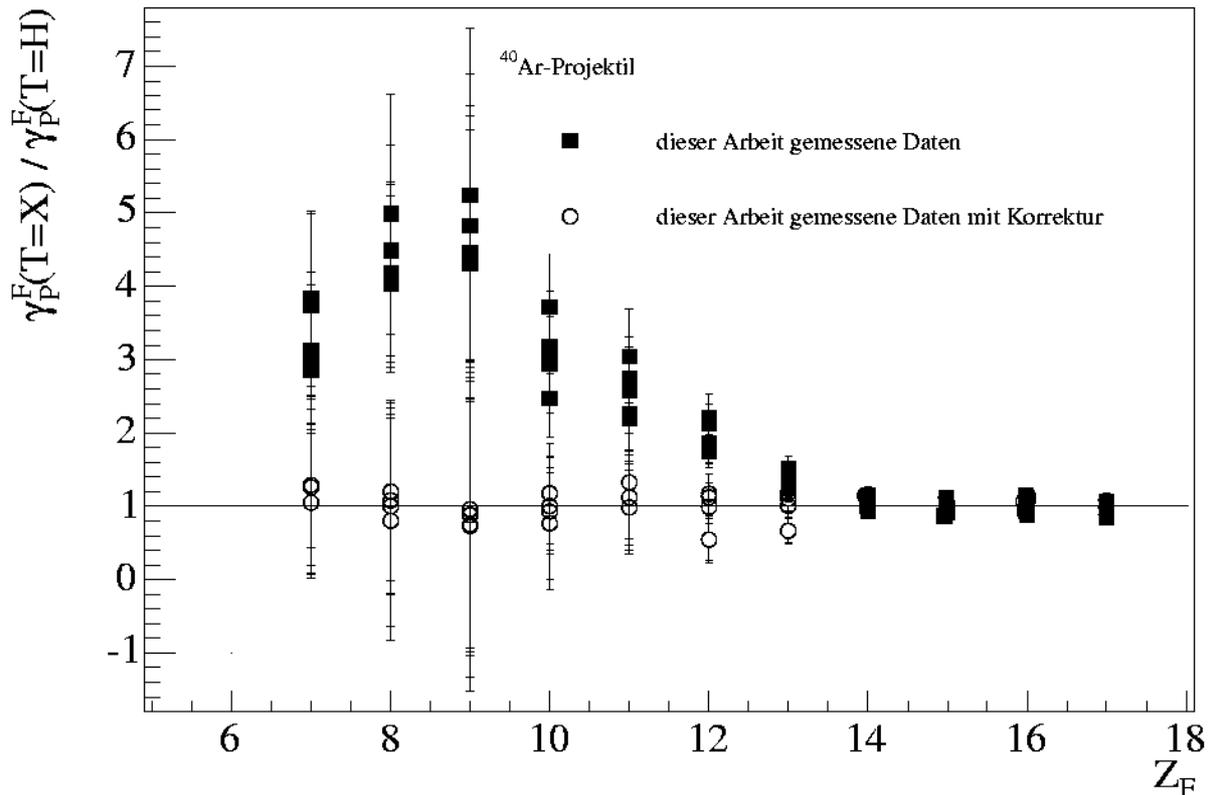


Abbildung 5.18 Verhältnis zwischen den Projektil-Fragment Faktoren für Targets schwerer als Wasserstoff und demjenigen für *H*-Target als Funktion der Fragmentladung. Die Projektile sind ⁴⁰Ar Kerne. Mit gefüllten Symbolen sind die in dieser Arbeit gemessenen Werte und mit ungefüllten Symbolen sind die gleichen Verhältnisse mit berechneten Korrekturen (siehe Text) dargestellt.

Anhand der geometrischen Vorstellung des „Abrasion-Ablation“ Modells ist eine Reaktion für das *H*-Target, in der ein Fragment mit kleinerer Ladungszahl resultiert, ein weniger peripherer Stoß. Für schwerere Targets hingegen werden leichte Fragmente auch in peripheren Stößen erzeugt. Die an diesen Reaktionen teilnehmenden Nukleonen, die „participants“, bilden den sogenannten „Fireball“. Die Größe des „Fireballs“ definiert die Anzahl der emittierten Teilchen (Mesonen, Gammaquanten, Leptonen) die zum Teil von dem „spectator“ wieder absorbiert werden. Daher entspricht ein größerer „Fireball“ einer höheren Anregungsenergie des Präfragments (Projektil „spectators“). Große hoch angeregte Präfragmente können in Multifragmentationsprozessen in mehrere leichte Fragmente zerbrechen. Es ist deswegen zu erwarten, dass die Faktorisierungsregel für kleinere Fragmentladungen nicht mehr gültig ist.

5.4 Datenparametrisierung

Totale und partielle Reaktionswirkungsquerschnitte sind von allgemeinem Interesse. Sie werden für Rechnungen der Schwerionenpropagation durch Materie benötigt. Im vorhergehenden Unterkapitel wurde gezeigt, dass die Faktorisierungsregel für kleinere Fragmentladungen und schwere Targets nicht gut erfüllt ist und die partiellen Wirkungsquerschnitte in diesem Ladungsbereich bei einer Skalierung mit der Faktorisierungsregel unterschätzt werden.

In **Abbildung 5.20** werden die experimentell gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit und die theoretisch mit Hilfe des NUCNUC [Si98, Ts98] Modells berechneten Werte verglichen. Die Vorhersage von Silberberg und Tsao unterschätzt systematisch die experimentellen Werte. Diese Abweichungen sind einerseits mit der beobachteten Tendenz des Anwachsens der partiellen Wirkungsquerschnitte für kleinere Ladungszahlen und schwerere Targets, welche von NUCNUC nicht richtig beschrieben wird, zu erklären und andererseits mit der etwa zu schwachen Beschreibung des Gerade-Ungerade-Effekts. Eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten ist im Bereich kleinerer Wirkungsquerschnitte zu beobachten. Diesem Bereich entsprechen die leichteren *H*- und *C*-Targets. Das ist nicht überraschend, da das NUCNUC [Si98, Ts98] Modell auf der YIELDX Parametrisierung basiert, deren Parameter an die gemessenen Daten für H-Target gefittet wurden.

Zur Umgehung dieser Probleme der Faktorisierung wurde in Siegen eine erweiterte Parametrisierung entwickelt (WQHI). In einer ersten Phase wurden die Projektil-

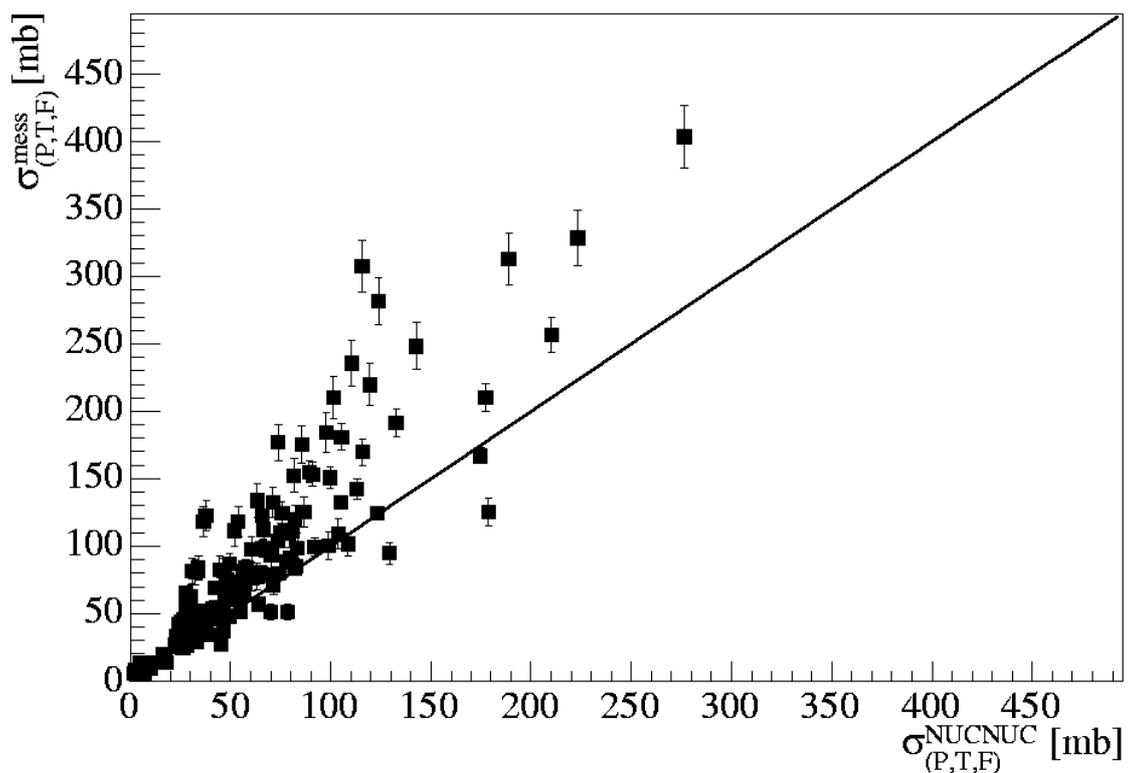


Abbildung 5.19 Vergleich aller in dieser Arbeit gemessenen ladungsändernden partiellen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilen mit der Vorhersage des Modells NUCNUC [Si98, Ts98] von Silberberg und Tsao

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

Fragmentfaktoren von Hirzebruch [Hi93a] beschrieben durch:

$$\sigma_{Nukl}(P, T, F, E) = \gamma_P^T \cdot \sigma_{Theo}(P, T = H, F, E) \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } A_F \geq \frac{2}{3} \cdot A_P \\ \exp\left(k_1 \cdot A_P^{k_2} \cdot \left(\frac{2}{3} \cdot A_P - A_F\right)\right) & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.7)$$

Diese Parametrisierung entspricht der beobachteten Tendenz, dass für Fragmentladungen größer als $2/3$ Projektilladung die Faktorierungsregel die Daten recht gut beschreibt. Für die kleineren Fragmentladungen wurde eine exponentielle Funktion benutzt, die den relativen Anstieg in der Reaktionswahrscheinlichkeit in diesem Ladungsbereich beschreibt. Die Werte für $\sigma_{Theo}(P, T = H, F)$ wurden mit Hilfe der Modelvorhersagen von Webber [We90b] oder Silberberg und Tsao (YIELDX) [Si93, Ts93] ermittelt. Die Wahl zwischen diesen zwei Parametrisierungen ist tabellarisch festgelegt, basierend auf den in Siegen gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitten für das H -Target.

Eine andere beobachtete Tendenz der experimentellen Daten ist die Energieabhängigkeit des Unterschiedes der totalen Wirkungsquerschnitte für das H -Target im Vergleich zu den Werten für schwerere Targets. Die experimentell gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für H -Target gehen um die 1 GeV/Nukleon Projektilenergie in einen konstanten Sättigungswert über. Für schwerere Targets tritt diese Sättigung früher ein. Die Schwelle ist zwischen 200 und 400 MeV/Nukleon zu finden. Wie die in diesem Experiment gemessenen Daten andeuten, liegt die Schwelle für die Sättigung der totalen Wirkungsquerschnitte für die Kollisionen von ^{36}Ar und ^{40}Ar und schwerere Targets unterhalb 350 MeV/Nukleon . Deswegen wurde für den totalen Wirkungsquerschnittwert für das H -Target der in der Faktorierungsregel bei der Skalierung benutzt wird, der bei einer Projektilenergie von 10 GeV/Nukleon berechnete Sättigungswert für die gegebene Reaktion genommen.

Die oben beschriebene Parametrisierung liefert sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten für den Energiebereich ab 500 MeV/Nukleon . Für kleinere Energien wurde die Formel mit einer zusätzlichen Energiemodulation für $\sigma_{Theo}(P, T, F, E^*)$ erweitert [Fl00]. Diese Energiemodulation beschreibt die beobachtete Systematik der Daten, dass mit der Energiezunahme die Summe aller partieller Wirkungsquerschnitte ein Minimum um die 600 MeV/Nukleon aufweist. Die Erweiterung basiert auf einer Idee von Silberberg und Tsao, die ebenfalls eine Energiemodulation in der NUCNUC Parametrisierung eingebaut haben. Die modulierte Energie wird geschrieben als:

$$E^* = E \cdot f_1(A_P, A_T) \cdot f_2(A_P, A_T, \Delta A) \quad (5.8)$$

wobei die Funktion f_1 das mittlere Verhalten des stoßenden Systems reproduziert und die f_2 Funktion die Änderung in der Anregungsenergie des Präfragments abhängig vom Stoßparameter beschreibt. Die Funktionen f_1 und f_2 wurden von Flesch wie folgt gewählt:

$$f_1(A_P, A_T) = \left\langle A_{Target}^{Part} \right\rangle \cdot \frac{k_3}{A_T^{k_4}} \quad (5.9)$$

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

$$f_2(A_p, A_T, \Delta A) = \exp\left(\frac{k_5 \cdot \Delta A}{A_p \cdot A_T}\right) \quad (5.10)$$

Die gefitteten Parameter nach Flesch [F100] sind:

$$k_1 = 1,68$$

$$k_2 = -0,96$$

$$k_3 = 0.3$$

$$k_4 = 0.1$$

$$k_5 = 32$$

In **Abbildung 5.21** sind die in dieser Arbeit gemessenen partiellen Fragmentationswirkungsquerschnitte im Vergleich mit der theoretischen Modellvorhersage mit Hilfe der **Gleichungen 5.7 bis 5.10** dargestellt. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten zu beobachten.

In **Abbildung 5.22** sind die relativen Abweichungen der 132 gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur Parametrisierung nach **Gleichungen 5.7 bis 5.10** dargestellt. Es ergibt sich daraus eine Standardabweichung von 15.6%. Dies zeigt, dass die Parametrisierung experimenteller Daten nach Flesch mit Hilfe der Faktorisierungsregel gute Vorhersagen macht.

Wie die **Abbildungen 5.18 und 5.19** zeigen, ist für kleinere Fragmentladungen ($A_F \leq \frac{2}{3} \cdot A_p$) die Faktorisierungsregel nicht mehr gültig. Wenn die experimentell gemessenen Werte mit den Korrekturfaktoren

$$\frac{1}{\exp\left(k_1 \cdot A_p^{k_2} \cdot \left(\frac{2}{3} \cdot A_p - A_F\right)\right)} \cdot \frac{\sigma_{Theo}(P, T = H, F, E^*)}{\sigma_{Theo}(P, T = H, F, E)}$$

multipliziert werden, wird die Faktorisierungsregel wieder brauchbar. Die so korrigierten Daten werden in **Abbildungen 5.18 und 5.19** durch nicht gefüllte Symbole dargestellt. In **Anhang A** sind die experimentellen Daten dieser Arbeit zusammen mit den berechneten Werten nach dem Modell WQHI [Hi93a] in der von Flesch [F100] erweiterten Version dargestellt.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

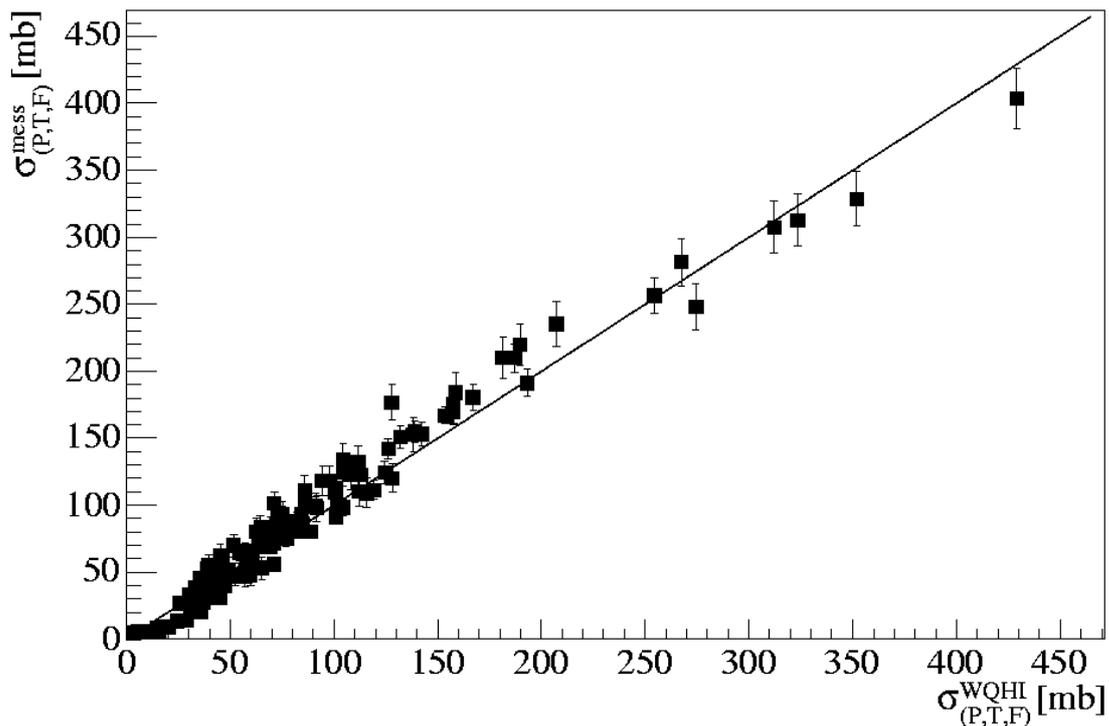


Abbildung 5.20 Vergleich aller in dieser Arbeit gemessenen ladungsändernden partiellen Wirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektile mit der Vorhersage des Modells WQHI (Siegen)

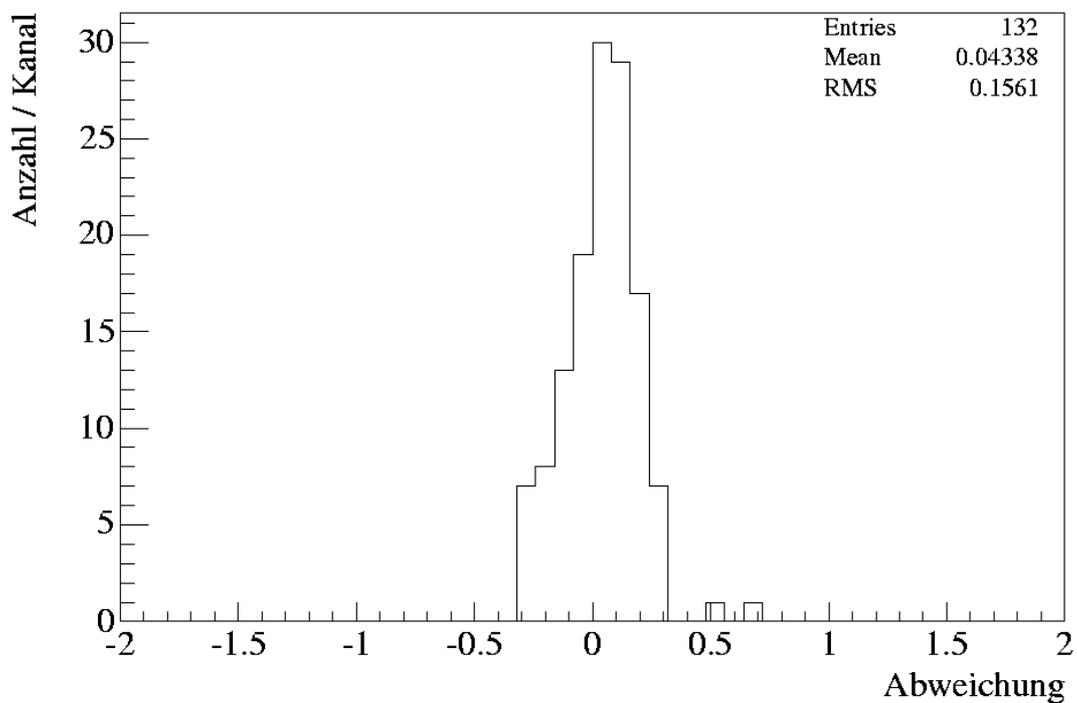


Abbildung 5.21 Prozentuale Abweichung von 132 partiellen Wirkungsquerschnitten für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektile im Vergleich zu der Parametrisierung nach Gleichung 5.8.

5.5 Direkter Datenvergleich

In **Abbildung 5.23** ist die Summe aller gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte geteilt durch den gemessenen totalen Wirkungsquerschnittswert für alle Targets als Funktion der Targetmasse dargestellt. Für das *H*-Target nähert sich die Summe der partiellen Wirkungsquerschnitte dem Wert des totalen Wirkungsquerschnitts. Die dominanten Prozesse sind also für das *H*-Target die Spallationreaktionen. Für schwerere Targets ist eine sehr starke Abnahme in der Summe der partiellen Wirkungsquerschnitte zu beobachten. Das liegt daran, dass für schwerere Targets die vom Präfragment gewonnene Anregungsenergie groß genug ist, um dieses in mehrere kleinere Buchstücke mit $Z_F < 8$ zu zerlegen (Multifragmentation).

In **Abbildung 5.24** wird ein direkter Vergleich zwischen den gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitten für ^{36}Ar -Projektile und denen für ^{40}Ar -Projektile durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt für die Fragmentladung $Z_F = 17$ ist für alle Targets immer größer für ^{40}Ar -Projektile als für ^{36}Ar , im Mittelwert um etwa 34%. Er ist jeweils in den Bildern als größter Wirkungsquerschnitt für ^{40}Ar zu erkennen. Für die *H*-, *Cu*, *Ag*- und *Pb*-Targets zeigt sich im Bereich kleinerer Ladungszahlen, bzw. kleinerer Wirkungsquerschnittswerte, ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Projektilkernen. Die ungeraden Ladungen sind für beide Projektile innerhalb der Fehlerbalken gleich und liegen im Bild nahezu auf der Bisektorlinie. Die geraden Ladungszahlen zeigen für diese Targets einen etwas größeren Wert für das ^{36}Ar -Projektil. Für das *C*- und *Al*-Target ist der Gerade-Ungerade Unterschied nicht mehr so deutlich. Er ist erkennbar für sehr kleine Ladungszahlen, bzw. Wirkungsquer-

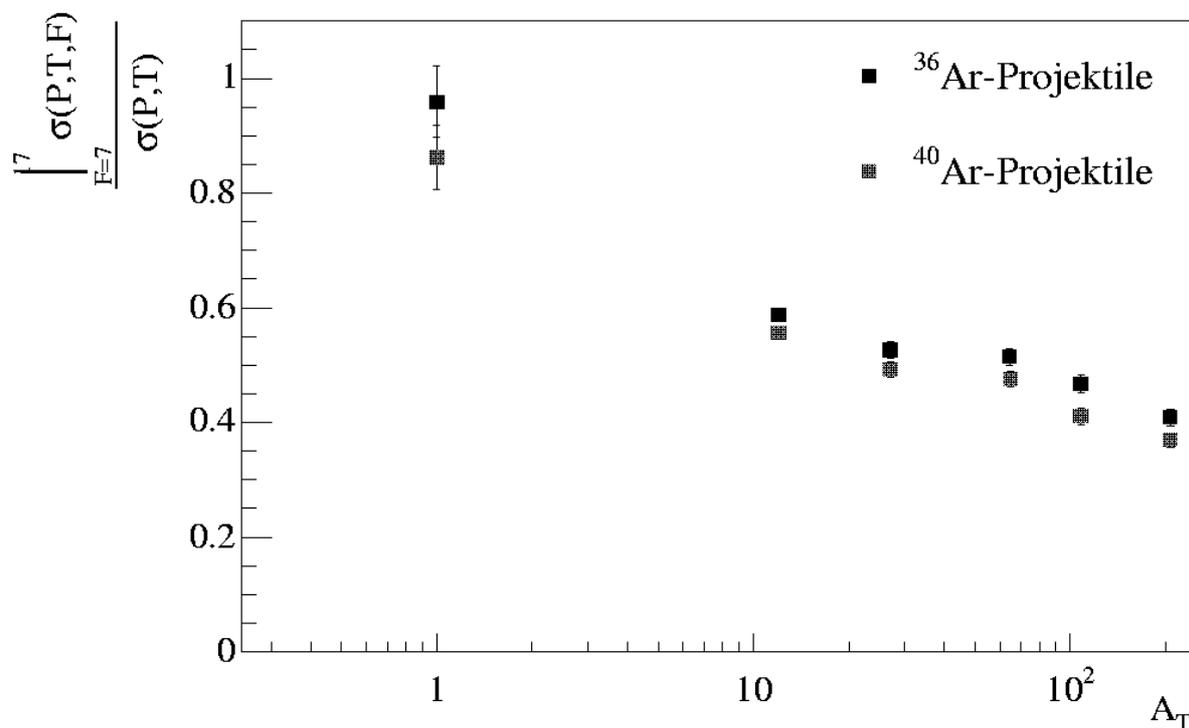


Abbildung 5.22 Verhältnis zwischen der Summe aller gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte und dem totalen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Targetmasse.

Kapitel 5. Partielle Wirkungsquerschnitte

schnittswerte.

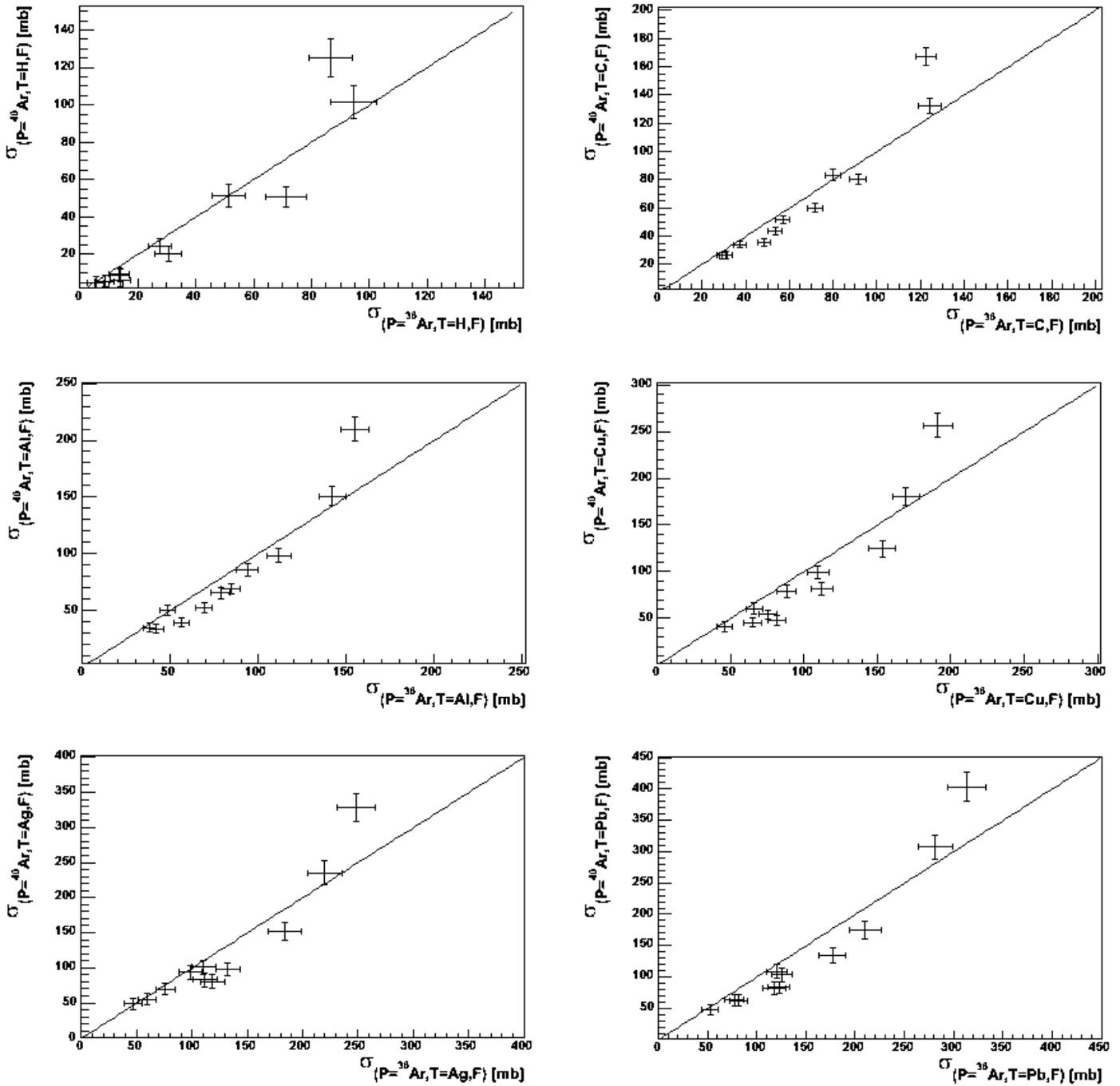


Abbildung 5.23 Partielle ladungsändernde Reaktionswirkungsquerschnittswerte für ^{36}Ar -Projektile im Vergleich zu den Werten für ^{40}Ar -Projektile für H-, C-, Al, Cu-, Ag und Pb-Target.

6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Fragmentationsmechanismen für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektilkerne im mittleren Energiebereich bei 400 MeV/Nukleon in Kollisionen mit den chemischen Elementen: H, C, Al, Cu, Ag und Pb. Dabei stand die Untersuchung der partiellen und totalen ladungsändernden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Fragmentladungszahl und der Energie sowie die Überprüfung der in Siegen entwickelten Parametrisierung WQHI im Vordergrund.

Die gemessenen totalen Reaktionswirkungsquerschnitte für ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektil in Kollisionen mit H-Target zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem in diesem Energiebereich existierenden Datenmaterial und mit der theoretischen Modelvorhersage von Kox.

Die gemessenen Werte zeigen, im Vergleich mit anderen existierenden Daten [Ch94, Ch97, Kn94, We90b, We90c], die erwartete Abnahme der Wirkungsquerschnitte mit fallender Energie unterhalb von 1 GeV/Nukleon. Ein Experiment für einen höheren Energiebereich wäre sinnvoll, da die Daten der Transport Collaboration bei 540 MeV/Nukleon und ^{36}Ar -Projektil und die von Webber für ^{40}Ar -Projektil signifikante Abweichungen von der theoretischen Vorhersage zeigen.

Die gemessenen totalen Reaktionswirkungsquerschnitte für beide Projektil zeigen nur geringe Unterschiede, welche innerhalb der statistischen Meßfehler liegen. Als allgemeine Tendenz sind die totalen Wirkungsquerschnitte für das ^{36}Ar -Projektil kleiner als die für das ^{40}Ar -Projektil. Als einzige Ausnahme ist das H-Target zu beobachten, das wegen des viel stärkeren Neutronenverlusts für ^{40}Ar -Projektil, einen Wirkungsquerschnittswert für dieses Projektil kleiner als für das ^{36}Ar -Projektil zeigt. Ein Vergleich der gemessenen Werte mit den theoretischen Modellen von Kox und Letaw (für H) zeigt gute Übereinstimmungen für H- und C-Target. Für schwerere Targets überschätzt die Kox Formel die experimentell gemessenen Werte systematisch. Eine überraschend gute Beschreibung der experimentellen Daten erfolgt mit der Vorhersage von Lindstrom, die keine Energieabhängigkeit beschreibt und für den höheren Energiebereich entwickelt wurde. Die Annahme, dass der Abfall der Reaktionswirkungsquerschnitte mit fallender Energie für schwerere Targets weit unterhalb eines Wertes von 1 GeV/Nukleon (welche gültig für H-Target ist) eintritt, ist damit bestätigt.

Die gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte zeigen für alle Targets für Fragmente mit gerader Ladungszahl einen relativ zu den benachbarten ungeraden Ladungen erhöhten Wert (Gerade-Ungerade-Effekt). Dieses Verhalten ist für ^{36}Ar -Projektil ausgeprägter. Die experimentellen Daten dieser Arbeit bestätigen damit die Annahme von Kox et al., dass der Gerade-Ungerade-Effekt eine Abhängigkeit vom Projektilisospin sowie auch von der Struktur des Fragmentes aufweist. Ein Vergleich zwischen den Daten der ^{36}Ar - und ^{40}Ar -Projektil zeigt eine deutliche Vergrößerung der partiellen Wirkungsquerschnittswerte für die geraden Fragmentladungen und ^{36}Ar -Projektil.

Das theoretische Modell von Silberberg und Tsao, NUCNUC, unterschätzt systematisch die experimentell gemessenen Daten für den Bereich schwerer Targets. Obwohl die Parametrisierung einen Gerade-Ungerade-Effekt beschreiben, weichen die vorhergesagten Werte deutlich von den experimentellen Daten ab.

Die Faktorisierungsregel ist im Bereich der Energie dieses Experimentes nur beschränkt gültig. Für größere Ladungsänderungen ist eine einfache Skalierung der partiellen Wirkungsquerschnitte für das H-Target nicht mehr korrekt. Die Messergebnisse lassen sich

allerdings für kleinere Fragmentladungszahlen gut mit einer erweiterten Skalierungsformel beschreiben. Diese Erweiterung wurde von S. Hirzebruch [Hirz.] entwickelt und von F. Flesch mit einer Energiemodulation, die auf einer Idee von Silberberg und Tsao beruht, verfeinert.

Die relativen Abweichungen der Vorhersagen dieser Parametrisierung zu den experimentellen Daten haben eine Standardabweichung von 16%. Das ist eine deutliche Verbesserung im Vergleich zur Parametrisierung NUCNUC von Silberberg und Tsao, für welche die Varianz 27% beträgt.

Literaturverzeichnis

- [Al74] O. C. Allkofer, W. Heinrich, Nucl. Phys. B71, 429 (1974)
- [Be85] J. Beer, Dissertation, Universität Siegen (1985)
- [Be89] C. J. Benesh, B. C. Couk, J. P. Vary, Phys. Rev C40, 1198 (1989)
- [Be68] E. V. Benton, U. S. Naval Radiological Defense Laboratory, AD 666543 (1968)
- [Be88] C. A. Bertulani, G. Baur, Physics reports 163, Nos.5 & 6, 299-408 (1988)
- [Bi87] W. R. Binns, T. L. Garrad, m. H. Israel, M. P. Kertzmann, J. Klarmann, E. C. Stone, C. J. Waddington, Phys. Rev. C36, 1870 (1987)
- [Bo73] J. D. Bowman, W. J. Swiatecki and C. F. Tsang, Report No. LBL-2908, Lawrence Berkley Laboratory (1973)
- [Br50] H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 80, 54 (1950)
- [Br88a] C. Brechtmann, Dissertation, Universität Siegen (1988)
- [Br88b] C. Brechtmann and W. Heinrich, Nucl. Instr. Meth. B29, 675 (1988)
- [Br88c] C. Brechtmann and W. Heinrich, Z. Phys. A330, 407 (1988)
- [Br88d] C. Brechtmann, W. Heinrich and E. V. Benton, Phys. Rev C39, 2222 (1989)
- [Ch94] C. -X. Chen, S. Albergo, Z. Caccia, S. Costa, H. J. Crawford, M. Cronqvist, J. Engelage, P. Ferrando, R. Fonte, L. Greiner, T. G. Guzik, A. Insolia, F. C. Jones, C. N. Knott, P. J. Lindstrom, J. W. Mitchell, R. Potenza, J. Romanski, G. V. Russo, A. Soutoul, O. Testard, C. F. Tull, C. Tuve, C. J. Waddington, W. R. Webber, J. P. Wefel and X. Zhang, Phys. Rev. C49, 3200 (1994)
- [Ch97] C. -X. Chen, S. Albergo, Z. Caccia, S. Costa, H. J. Crawford, M. Cronqvist, J. Engelage, L. Greiner, T. G. Guzik, A. Insolia, C. N. Knott, P. J. Lindstrom, M. McMahon, J. W. Mitchell, R. Potenza, G. V. Russo, A. Soutoul, O. Testard, C. E. Tull, C. Tuve, C. J. Waddington, W. R. Webber and J. P. Wefel, Phys. Rev. C56, 1536 (1997)
- [Cu90a] J. R. Cumming, W. R. Binns, T. L. Garrard, M. H. Israel, J. Klarmann, E. C. Stone and C. J. Waddington, Phys. Rev. C42, 2508 (1990)
- [Cu90b] J. R. Cumming, W. R. Binns, T. L. Garrard, M. H. Israel, J. Klarmann, E. C. Stone and C. J. Waddington, Phys. Rev. C42, 2530 (1990)
- [Dr86] J. Dreute, W. Trakowski, B. Schöfer, C. Brechtmann, H. Eversberg, H. Drechsel, W. Fricke, J. Beer, B. Wiegel, W. Heinrich, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 12, 261 (1986)
- [Fe24] E. Fermi, Z. Phys. 29, 315 (1924)
- [Fl00] F. Flesch, Dissertation, Universität Siegen (2000)
- [Fl75] R. L. Fleischer, P. B. Price und R. M. Walker, Nuclear Tracks in Solids Principles and Applications, University of California Press (1975)
- [Fl90] R. Fleischhauer, W. Scheid, Nucl. Phys. A510, 817 (1990)

- [Fu85] E. G. Fuller, Phys. Rep. 127,185 (1985)
- [GE04] Physics Reference Manual, 2004
- [Go74] A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B53, 306 (1974)
- [Gr75] D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, H. H. Heckmann, B. Cork and F. S. Bieser, Phys. Rev. Lett. 35, 152 (1975)
- [He93] G. Herrmann R. Bock und G. Siebert., Schwerionenforschung. Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, 1993.
- [He95] W. Heinrich, E. Becker, J. Dreute, S. E. Hirzebruch, G. Hüntrup, M. Kurth, H. Röcher, G. Rusch, M. Schmitz, T. Streibel and E. Winkel, Rad. Meas. 25, 203 (1995)
- [Hi93a] S. H. Hirzebruch, Dissertation, Universität Siegen (1993)
- [Hi93b] S. E. Hirzebruch, G. Rusch, E. Winkel and W. Heinrich, Nucl. Instr. Meth. B74, 519 (1993)
- [Hi95] S. E. Hirzebruch, E. Becker, G. Hüntrup, T. Streibel, E. Winkel and W. Heinrich, Phys. Rev C51, 2085 (1995)
- [Ho85] T. F. Hoang, Bruce Cork, H. J. Crawford, Z. Phys. C29, 611 (1985)
- [Hu85] J. Hüfner, Phys. Rep., 125, 129 (1985)
- [Ja98] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, NY 1998
- [Kn96] C. N. Knott, S. Albergo, Z. Caccia, C. -X. Chen, S. Costa, H. J. Crawford, M. Cronqvist, J. Engelage, P. Ferrando, R. Fonte, L. Greiner, T. G. Guzik, A. Insolia, F. C. Jones, P. J. Lindstrom, J. W. Mitchell, R. Potenza, J. Romanski, G. V. Russo, A. Soutoul, O. Testard, C. E. Tull, C. Ture, C. J. Waddington, W. R. Webber, J. P. Wefel, Phys. Rev. C53, 347 (1996)
- [Kn97] C. N. Knott, S. Albergo, Z. Caccia, C. -X. Chen, S. Costa, H. J. Crawford, M. Cronqvist, J. Engelage, L. Greiner, T. G. Guzik, A. Insolia, P. J. Lindstrom, J. W. Mitchell, R. Potenza, G. V. Russo, A. Soutoul, O. Testard, C. E. Tull, C. Tuve, C. J. Waddington, W. R. Webber, J. P. Wefel, Phys. Rev. C56, 398 (1997)
- [Ko87] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J. F. Bruandet, M. Buenerd, R. Cherkaoui, A. J. Cole, Y. El-Masri, N. Longequeue, J. Menet, F. Merchez and J. B. Viano, Phys. Rev C35, 1678 (1987)
- [Le83] J. Letaw, R. Silberberg, C. H. Tsao, ApJ. Suppl. 51, 271 (1983)
- [Li75] P. J. Lindstrom, D. E. Greiner, H. H. Heckman, B. Cork, F. Bieser, LBL Report 3650 (1975)
- [Mo71] E. J. Moniz, J. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenece, R. D. Kephart and W. P. Trower, Phys. Rev. Lett. 26, 445 (1971)
- [Na84] S. Nagamiya and M. Gyulassy, Adv. Nucl. Phys. 13, 201 (1984)
- [No88] A. Noll, G. Rusch, H. Röcher, J. Dreute, W. Heinrich, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 15, 265 (1988)
- [Pe59] A. S. Penfold, E. L. Garwin, Phys. Rev. 114, 1139 (1959)
- [Ru66] G. Rudstam, Z. Naturforschung, 21a, 1027 (1966)
- [Ru91] G. Rusch, E. Winkel, A. Noll, W. Heinrich, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 19, 261 (1991)

- [Ru92] G. Rusch, Dissertation, Universität Siegen (1992)
- [Si93] L. Sihver, C. H. Tsao, R. Silberberg, T. Kanai, A. F. Barghouty, Phys., Rev. C47, 1225(1993)
- [Si98] R. Silberberg, C. H. Tsao, A. F. Barghouty ApJ 501, 920 (1998)
- [Tr84] W. Trakowski, B.Schöfer, J. Dreute, S. Sonntag, J. Beer, C. Brechtmann, H. Drechsel, W. Heinrich, Nucl. Instr. Meth. 225, 92 (1984)
- [Ts93] C. H. Tsao, R. Silberberg, A. F. Barghouty, L. Sihver, T. Kanai, Phys.Rev. C47, 1257 (1993)
- [Ts98] C. H. Tsao, R. Silberberg, A. F. Barghouty ApJ 501, 911 (1998)
- [Ts99] C. H. Tsao, R. Silberberg, A. F. Barghouty 1999 proceedings of 26th ICRC, Salt Lake City, Session He. 1.1.04
- [We34] C. F. Weizsäcker, Z. Phys. 88, 612 (1934)
- [We90a] W. R. Webber, J. C. Kish, D. A. Schrier, Phys. Rev. C41, 520 (1990)
- [We90b] W. R. Webber, J. C. Kish, D. A. Schrier, Phys. Rev. C41, 533 (1990)
- [We90c] W. R. Webber, J. C. Kish, D. A. Schrier, Phys. Rev. C41, 566 (1990)
- [We98] W. R. Webber, J. C. Kish, J. M. Rockstroh, Y. Cassagnou, R. Legrain, A. Soutoul, O. Testard and C. Tull, ApJ 508, 940 (1998)
- [We79] G. D. Westfall, Lance W. Wilson, P. J. Lindstrom, H. J. Crawford, D. E. Greiner, H. Heckman, Phys. Rev. C19, 1309 (1979)
- [Wi34] E. J. Williams, Phys. Rev. 45, 729 (1934)
- [Wi90] E. Winkel, Diplomarbeit, Universität Siegen (1990)

Anhang A

Wie in **Kapitel 5.4** erwähnt ist in Siegen eine erweiterte Parametrisierung entwickelt worden (WQHI), die eine deutliche Verbesserung der Faktorisierungsregel darstellt. Eine Energiemodulation, die eine bessere Übereinstimmung mit den experimentell gemessenen Daten liefert, wurde von Fleisch [] vorgeschlagen. In den **Abbildungen A.1-A.12** werden die experimentellen Daten dieser Arbeit mit den Vorhersagen verglichen.

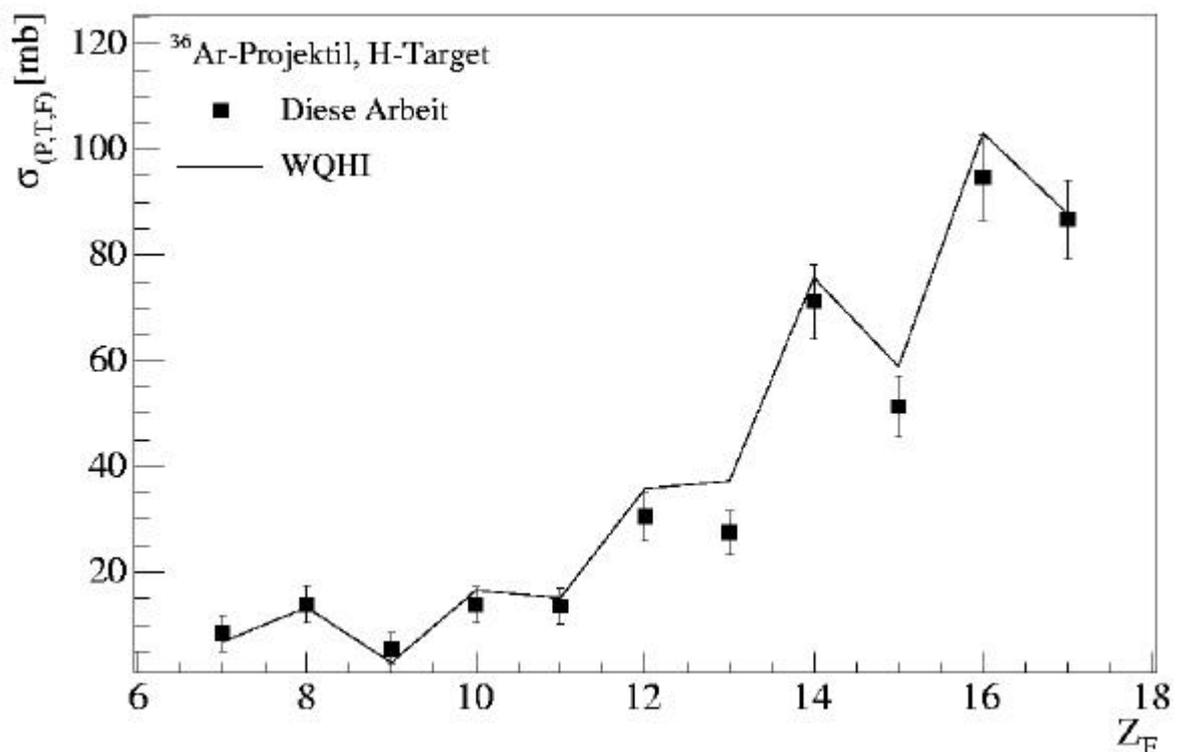


Abbildung A.1 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und H-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

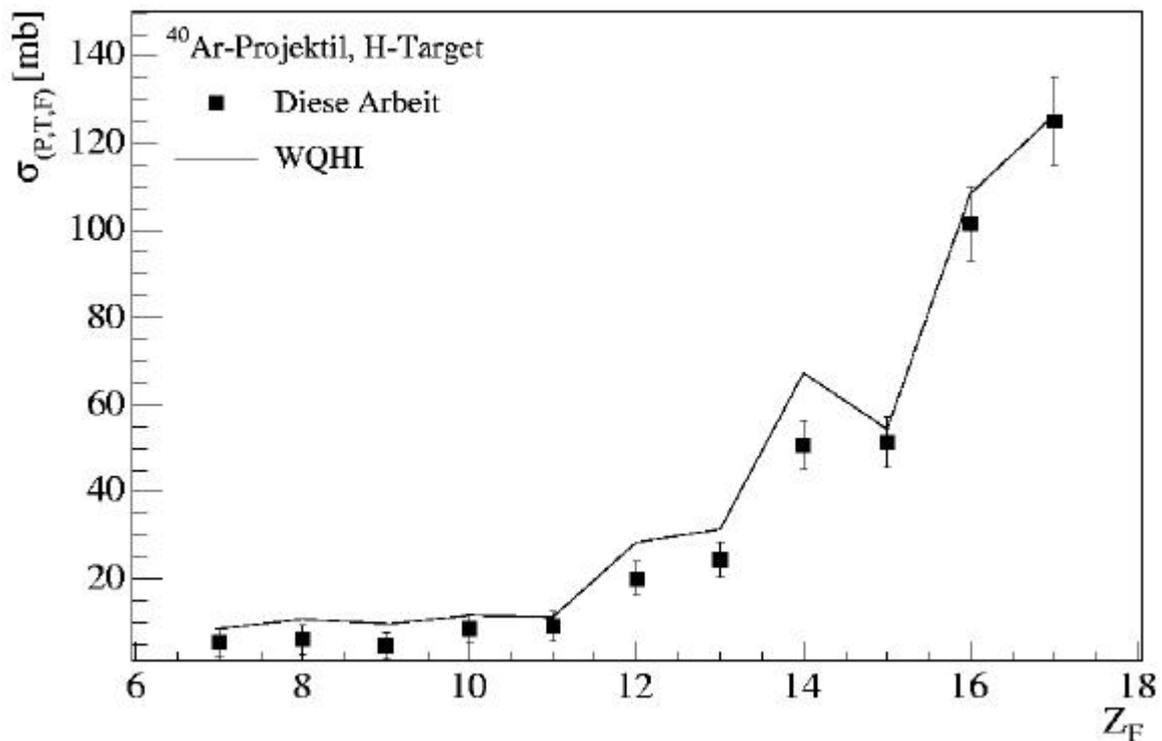


Abbildung A.2 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und H-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

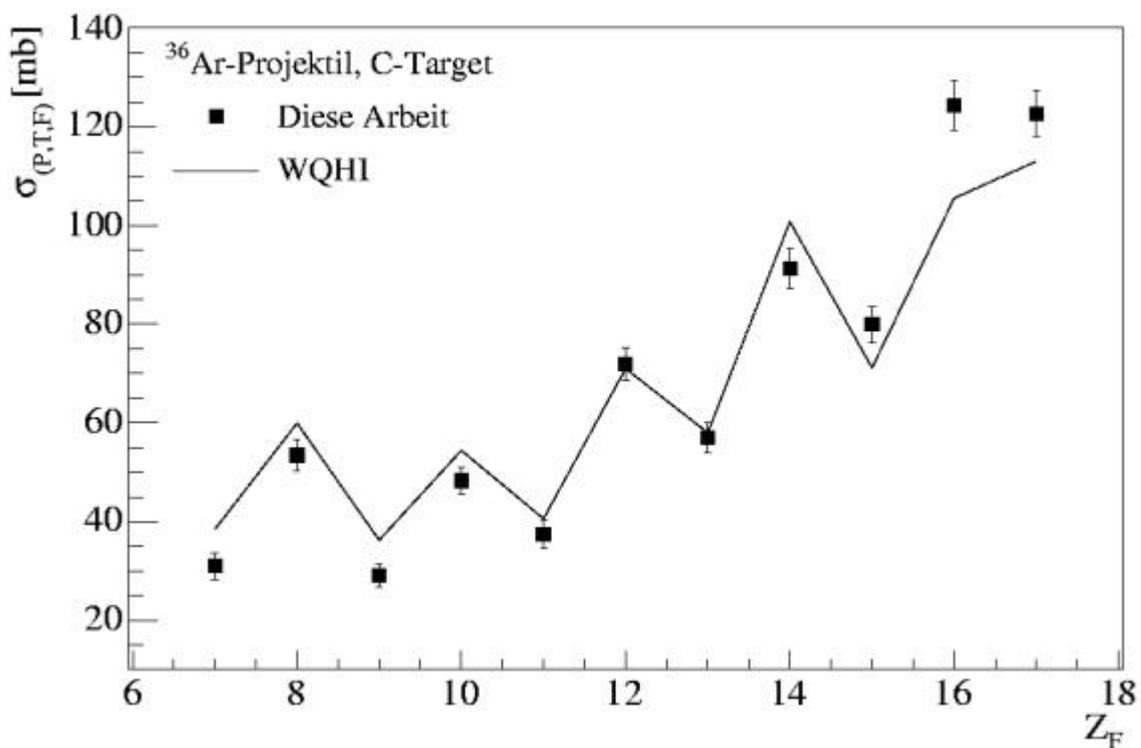


Abbildung A.3 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und C-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

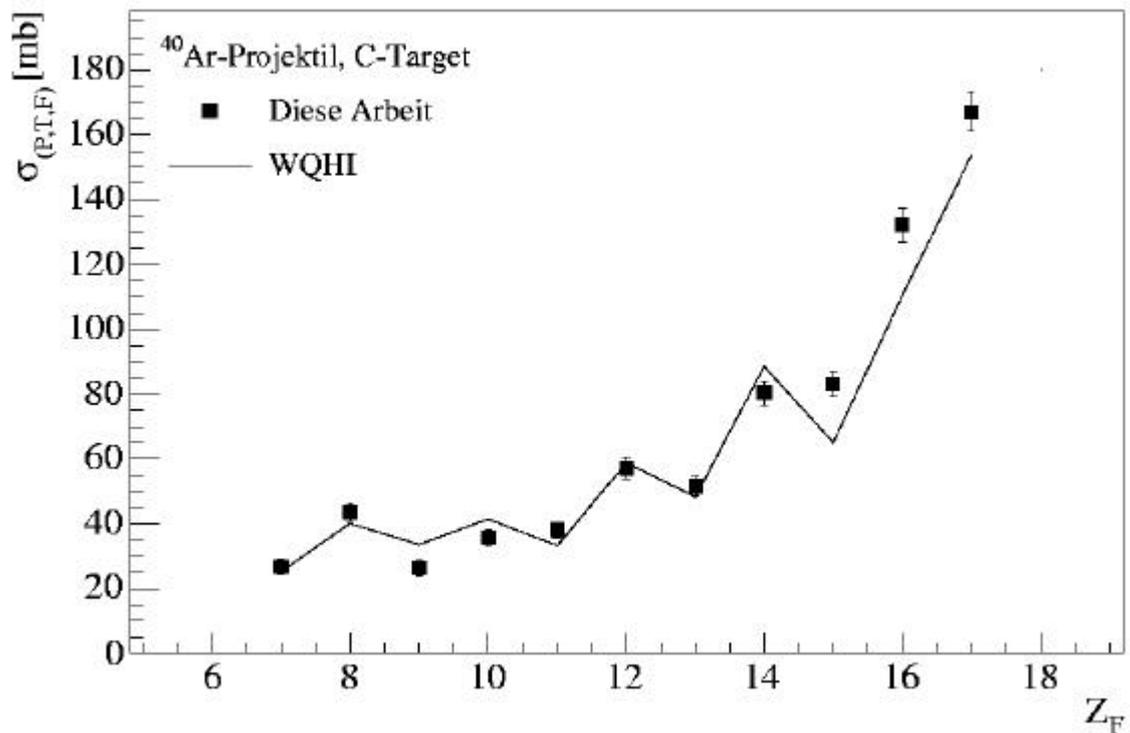


Abbildung A.4 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und C-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

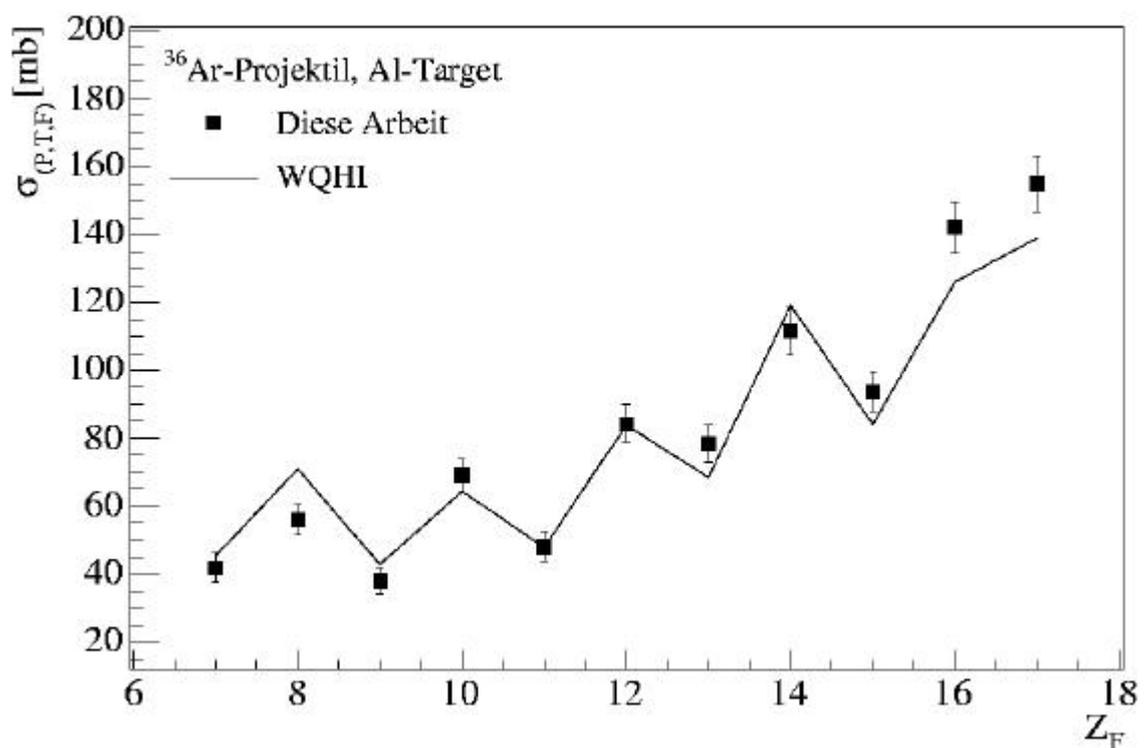


Abbildung A.5 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und Al-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

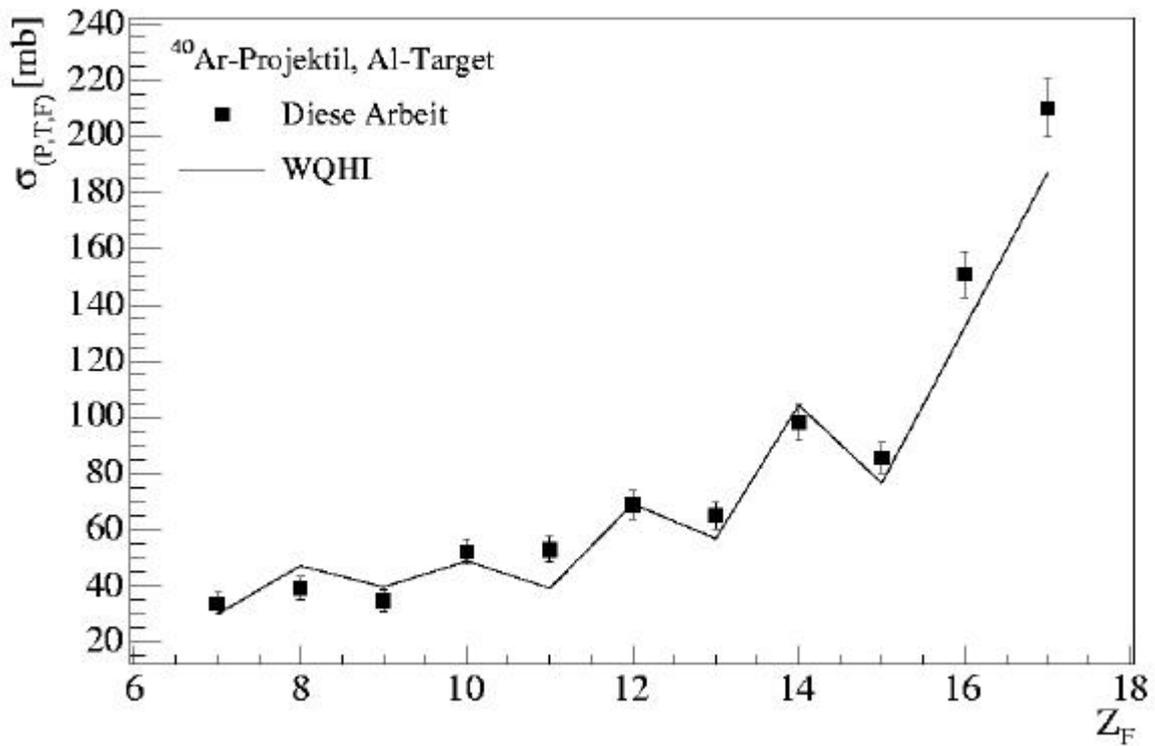


Abbildung A.6 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und Al-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

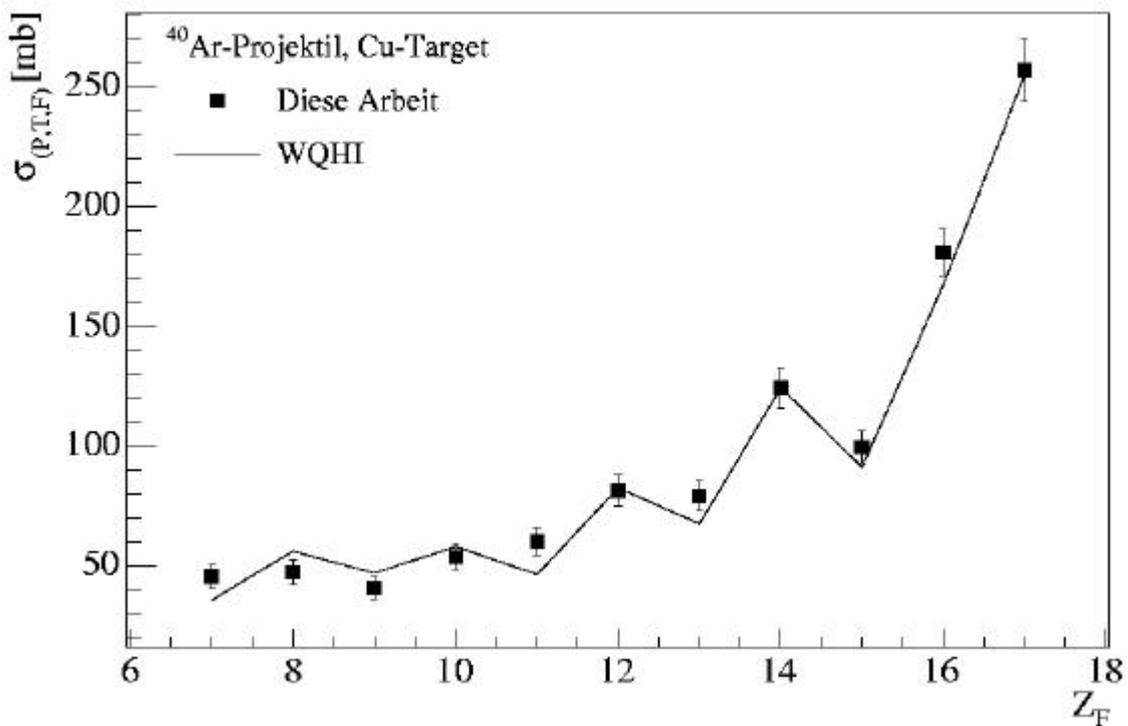


Abbildung A.7 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und Cu-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

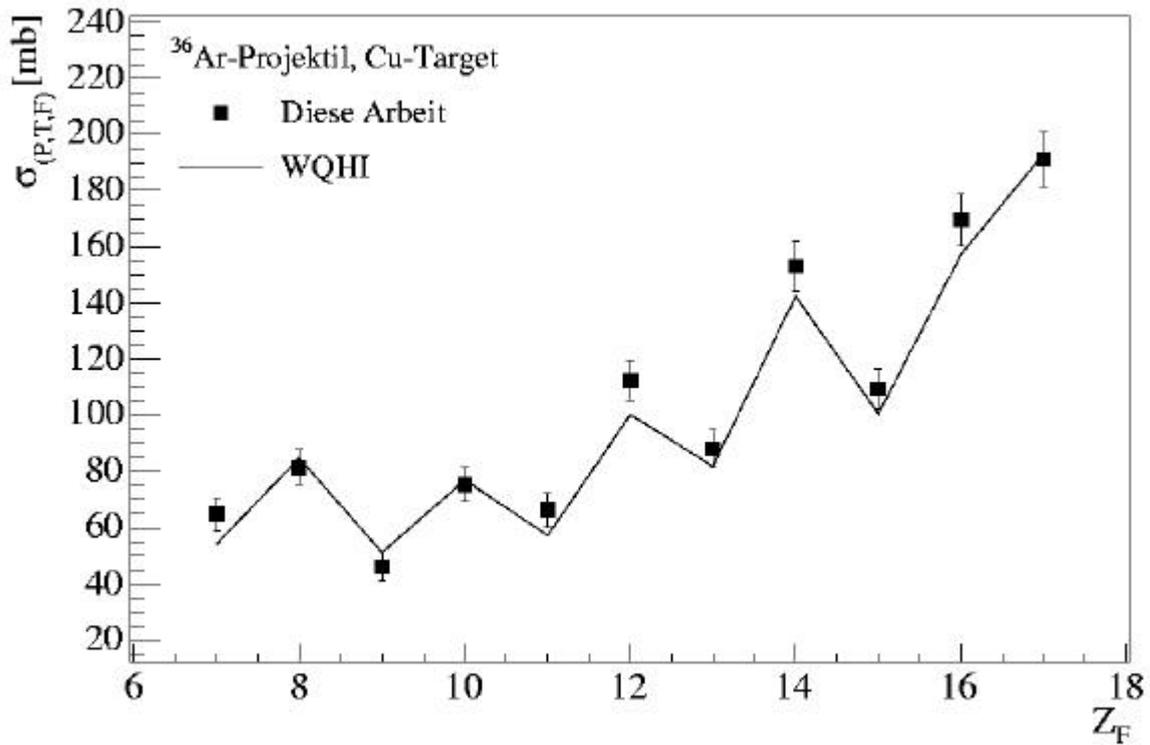


Abbildung A.8 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und Cu-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

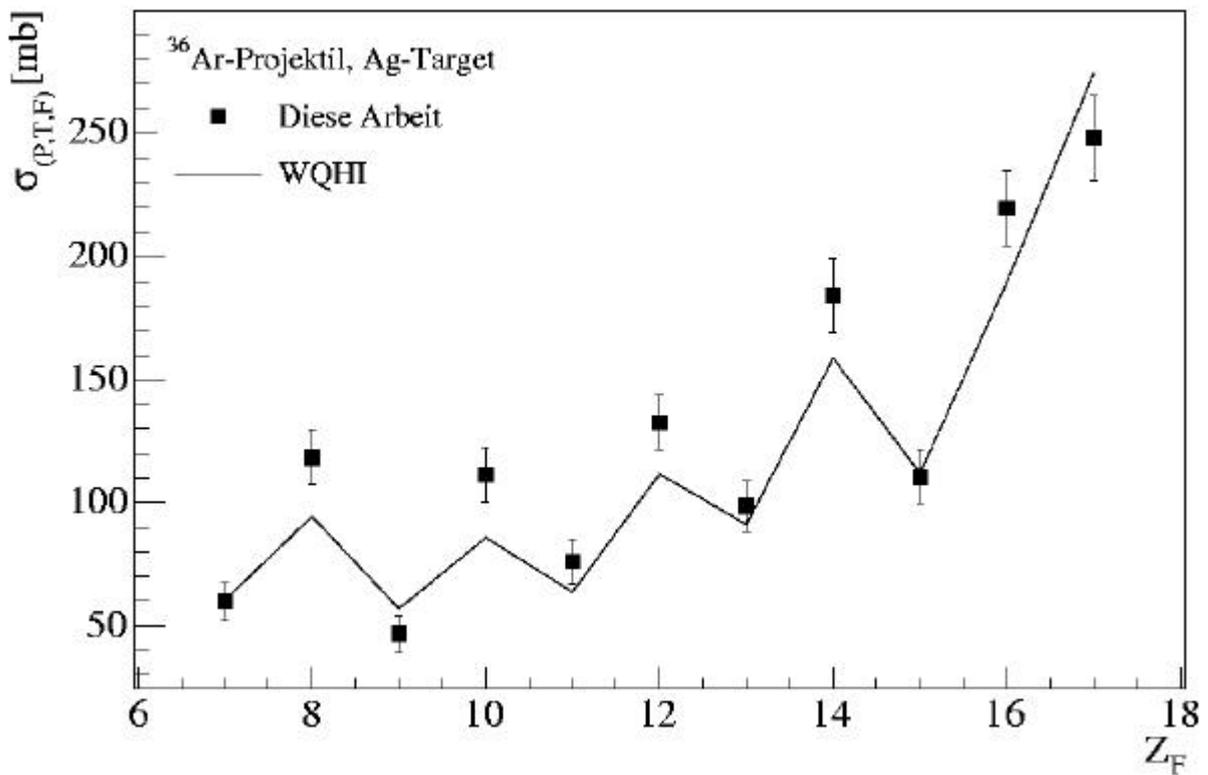


Abbildung A.9 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und Ag-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

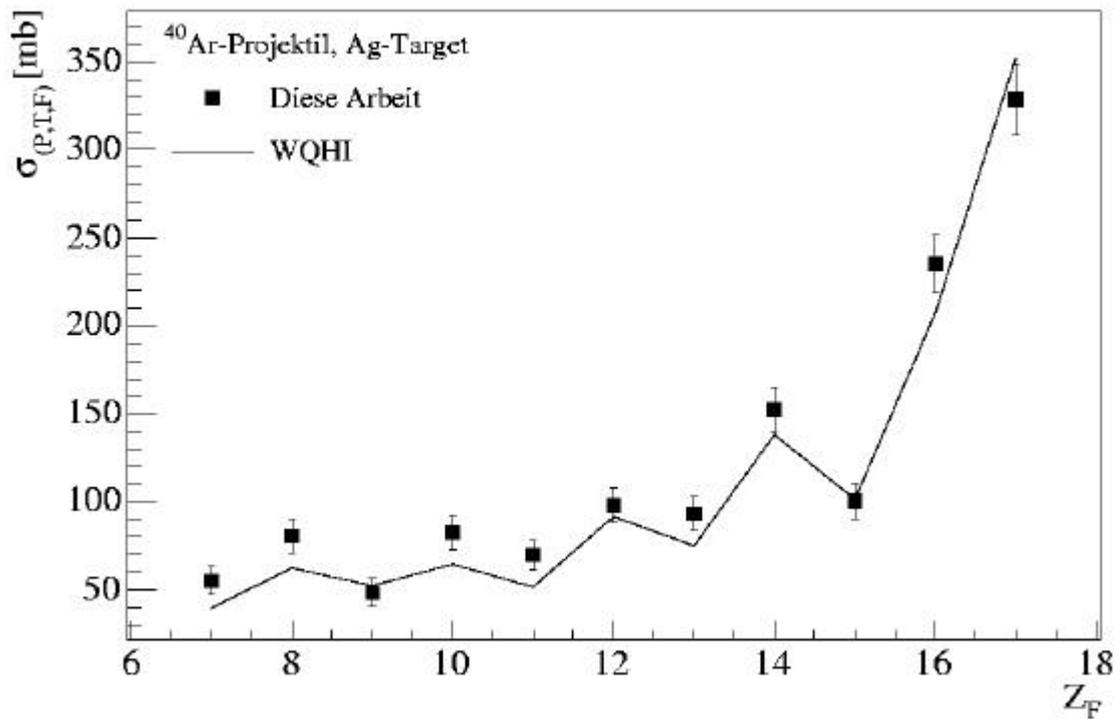


Abbildung A.10 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und Ag-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

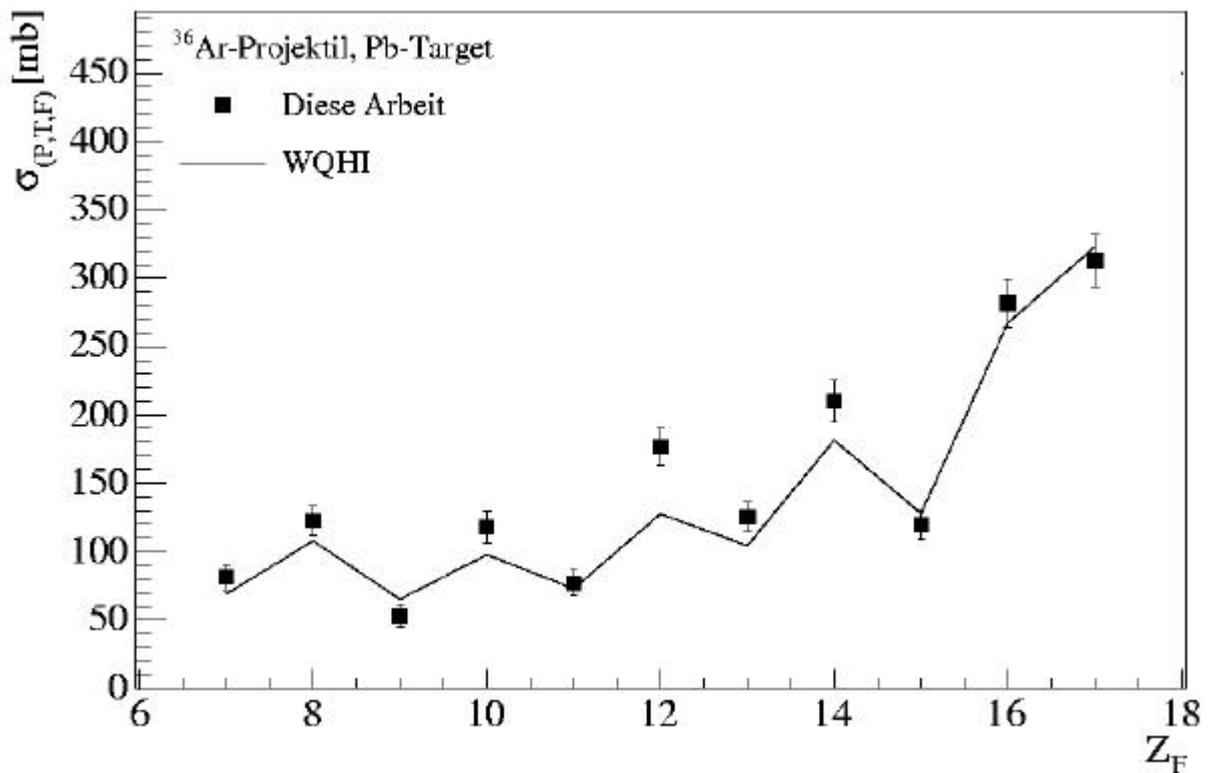


Abbildung A.11 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ³⁶Ar-Projektile und Pb-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

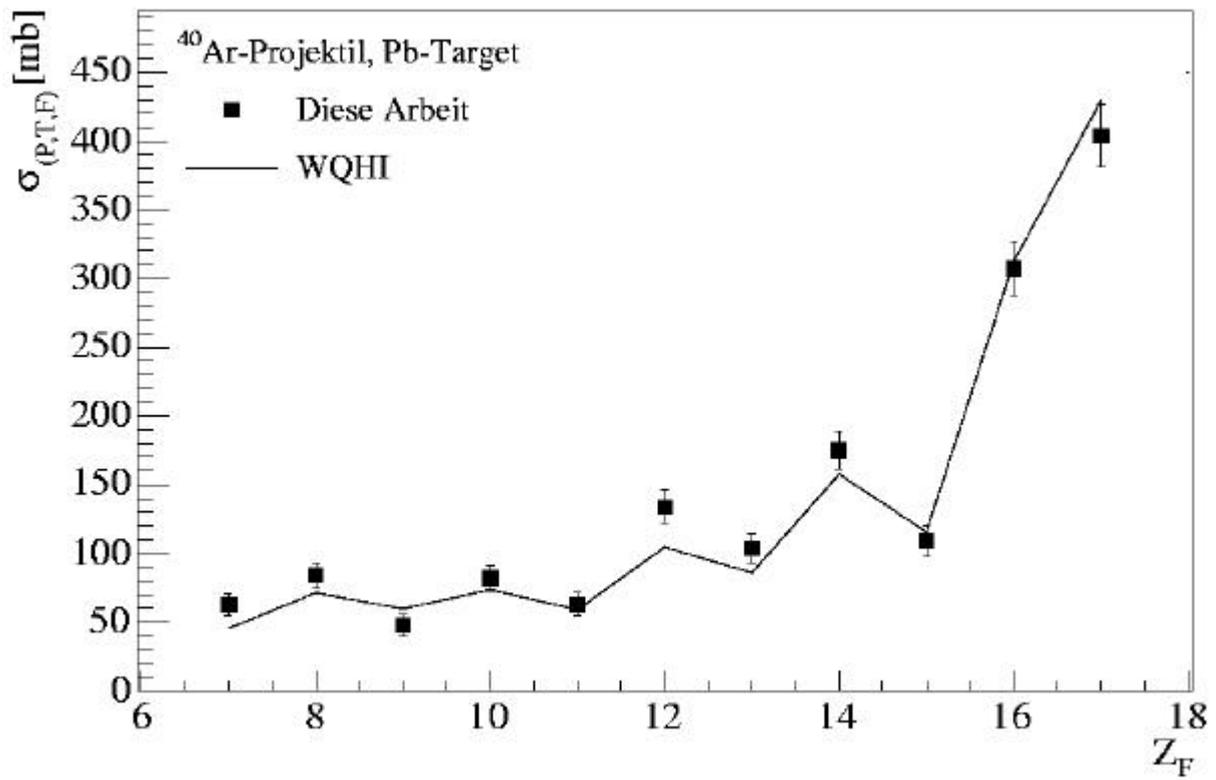


Abbildung A.12 Partielle Reaktionswirkungsquerschnitte für ⁴⁰Ar-Projektile und Pb-Target. Dargestellt sind die Messwerte aus dieser Arbeit sowie die in Siegen entwickelte Parametrisierung WQHI.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Heinrich für die Anregung zu dieser Arbeit. Er betreute diese Arbeit mit großem Interesse, vielen Ideen und ständiger Diskussionsbereitschaft.

Für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre danke ich allen Mitgliedern unserer Gruppe, insbesondere Werner Günther und Rüdiger Makareinis, deren Anregungen und kritische Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Des weiteren danke ich Friedhilde Huber, die zur Minimierung der Fehler in Orthographie und Grammatik beitrug, sowie Herrn Dr. D. Schardt für die Unterstützung bei der Bestrahlung der Detektoren bei der GSI.

Schließlich gilt mein Dank meiner Ehefrau Maria-Andreea Nagy für Ihre Unterstützung und Geduld.