Institut für Kernphysik
Technische Universität Darmstadt

Florian Uhlig

Zwei Vieldrahtproportionalkammern zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^{8}B(\gamma,p)^{7}Be$

Diplomarbeit

März 1998

Zwei Vieldrahtproportionalkammern zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^{8}B(\gamma,p)^{7}Be$

Diplomarbeit

von

Florian Uhlig

Institut für Kernphysik

Technische Universität Darmstadt

März 1998

Der, welcher Kenntnisse erringt, erringt auch Sorgen

Für Daniela und meine Eltern

Zusammenfassung

Mit dem, in dieser Arbeit besprochenen, Experiment wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE$, bzw. der daraus abgeleitete $S_{1/7}$-Faktor, der Reaktion $^{7}Be(p,\gamma)^{8}B$ bestimmt. Dazu werden die Aufbruchfragmente der Umkehrreaktion $^{8}B(\gamma,p)^{7}Be$ gemessen und mit Hilfe des detailed balance Theorems der Wirkungsquerschnitt der direkten Reaktion bestimmt. Für die dabei eingesetzte Vieldrahtproportionalkammer zum Nachweis schwerer Ionen am Magnetspektrometer „Kaos“ der GSI wurden neue Betriebsparameter und deren Effizienz bestimmt. Für diese Vieldrahtproportionalkammer wurde weiterhin ein Verfahren zur Winkelbestimmung der Teilchenbahnen untersucht. Um diese und eine weitere Vieldrahtkammer zur Impulsbestimmung einsetzen zu können, muß für die beiden Kammern eine Impulseichung gemacht werden. Da es dabei zu Problemen kommt, wird systematisch untersucht woher die Unterschiede zwischen dem Experiment und der Simulation stammen. Da die Probleme mit der Impulseichung im Rahmen dieser Arbeit nicht gelöst werden konnten, wird anstatt des differentiellen Wirkungsquerschnitt der totale Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch von ^{8}B abgeschätzt. Für totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein Wert von $\sigma(^{8}B(\gamma,p)^{7}Be) = 292mb \pm 3\%(stat) \pm 20\%(syst.)$. Die Auswertung des Experimentes in Hinblick auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt wird in zwei Dissertationen folgen.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
1.1 Motivation des Experimentes 6

2 Theoretische Grundlagen **9**
2.1 Weizsäcker-Williams Methode 9
2.2 Detailed Balance Theorem 16
2.3 Bestimmung des $S_{1/7}$-Faktors 19
2.4 Bestimmung der Invarianten Masse 20

3 Experimentaufbau **23**
3.1 Fragmentseparator 23
3.2 Experimentaufbau am Kaonenspektrometer 25
3.3 Aufbau und Anforderungen der Vieldrahtkammern 28

4 Betrieb der Vieldrahtkammern im Experiment **31**
4.1 Hochspannungen und Driftzeit 31
4.2 Effizienzbestimmung 34
4.3 Winkelmessung mit einer zweistufigen MWPC 38

5 Auswertung **43**
5.1 Impulseichung 43
5.1.1 GEANT 44
5.1.2 Strahlenergie und Energieverlust 48
5.1.3 Magnetfeld 49
5.2 Aufbruchidentifizierung 52
5.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt 57

6 Ergebnisse **61**
6.1 Aufbrüche 61
6.2 Totaler Wirkungsquerschnitt 62

7 Ausblick **67**
7.1 Simulation 67
7.2 Winkelmessung 67

Abbildungsverzeichnis

1.1 pp-Zyklus . . . 2
1.2 Spektrum der solaren Neutrinos . . . 3
1.3 $S_{1/7}$-Faktor für verschiedene Experimente . . . 7

2.1 Elektromagnetische Anregung und Aufbruch . . . 10
2.2 elektromagnetische Felder einer bewegten Ladung . . . 11
2.3 Relativistische Teilchen und Strahlungspulse . . . 12
2.4 Äquivalentes Photonenspektrum . . . 14
2.5 Energieniveauschema von ^8B und ^7Be . . . 16

3.1 Aufbau des Fragmentseparators . . . 24
3.2 Experimentaufbau am Kaonenspektrometer . . . 25
3.3 Aufbau einer zweistufigen Vieldrahtproportionalkammer . . . 28
3.4 Typische Feldstärkeverteilung einer zweistufigen MWPC . . . 29

4.1 Zeitlicher Verlauf der Datenauslese . . . 32
4.2 Vergleich L-Kammereffizienz alt/neu . . . 36
4.3 Effizienzkurve der beiden Vieldrahtkammern . . . 37
4.4 Winkelmessung . . . 39
4.5 MWPC-N Winkelverteilung . . . 40
4.6 Winkelverteilung aus MWPC-N und F-Detektor . . . 41

5.1 Teilchentrajektorien von der MWPC-N zum F-Detektor . . . 47
5.2 Vergleich Experiment und Simulation für verschiedene Magnetfeldkarten . 50
5.3 Wirkung des Multiplizitäts- und des Flugzeitschnittes . . . 53
5.4 Zeit über Energieverlust . . . 55
5.5 Wirkung des Energieverlustschnittes . . . 56

6.1 Identifikation der Aufbruchfragmente . . . 62
6.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt . . . 66

Tabellenverzeichnis

4.1 Hochspannungswerte 37

5.1 Vergleich der Energieverlustberechnung von GEANT und ATIMA 49
5.2 Vergleich der Positionen in der MWPC-N zwischen Experiment und Simulation 52

6.1 Totaler Wirkungsquerschnitt 65

Kapitel 1

Einleitung

Die Sonne wird schon seit Jahrtausenden von den Menschen beobachtet, aber erst seit einigen Jahrhunderten wird ihr sichtbarer Teil genauer untersucht. Seit den 20er Jahren dieses Jahrhunderts entwickelt sich parallel dazu die Theorie des inneren Aufbaus der Sonne. Hierzu zählen vor allen Dingen die Art der Energieerzeugung und des Energietransportes innerhalb der Sonne. Über die Art der Energieerzeugung wurde schon Mitte des letzten Jahrhunderts spekuliert, aber noch zu Anfang dieses Jahrhunderts dachte man, daß die Sterne ihre Energie nur aus der Gravitationsenergie beziehen. Dies würde aber nur zu einer Lebensdauer der Sonne von ca. $3 \cdot 10^7$ Jahren führen. Ausgehend von der Erkenntnis das sich die Leuchtkraft der Sonne seit der Entstehung der Erde vor ca. $4.5 \cdot 10^9$ Jahren nicht deutlich verändert hat, mußte dieser Ansatz verworfen werden. J. Perrin und A.S. Eddington vermuteten deshalb, daß im Inneren der Sonne und der anderen Sterne durch die Umwandlung, oder wie man umgangssprachlich sagt der Verbrennung, von Wasserstoff in Helium nukleare Energie erzeugt wird. Durch die rasche Entwicklung der Kernphysik in den 30er Jahren diese Jahrhunderts war es H. Bethe und C.F. v. Weizsäcker 1938 möglich die Kernreaktionen herauszufinden, bei denen eine solche Umwandlung möglich ist. Sie postulierten den sogenannten CNO-Zyklus, der in der Sonne aber nur von untergeordneter Bedeutung ist und deshalb im weiteren nicht betrachtet wird. Erst 1950 wurden die pp-Prozesse diskutiert, die bei Temperaturen von $0.5 \cdot 10^7 K$ bis ca. $1.7 \cdot 10^7 K$ die Energieerzeugung dominieren. Bei einer Zentraltemperatur von ca. $1.5 \cdot 10^7 K$ sind dies die Hauptprozeße bei denen 4 Protonen zu einem Heliumkern vereinigt werden. Hierbei wird eine Energie von 26.73 MeV frei. Da aber die Neutrinos, die bei den verschiedenen Prozeßen entstehen, einen Teil der erzeugten Energie forttragen, stehen dem Stern nur die in Abbildung 1.1 angegebenen Energien zur Verfügung Mit steigender Temperatur gewinnen die Verzweigungen pp II und pp III gegenüber der Verzweigung pp I an Bedeutung [Uns91]. Alle drei Zweige sind in Abbildung 1.1 mit der jeweils erzeugten Energie und den Verzweigungsverhältnisen dargestellt [Cam96].

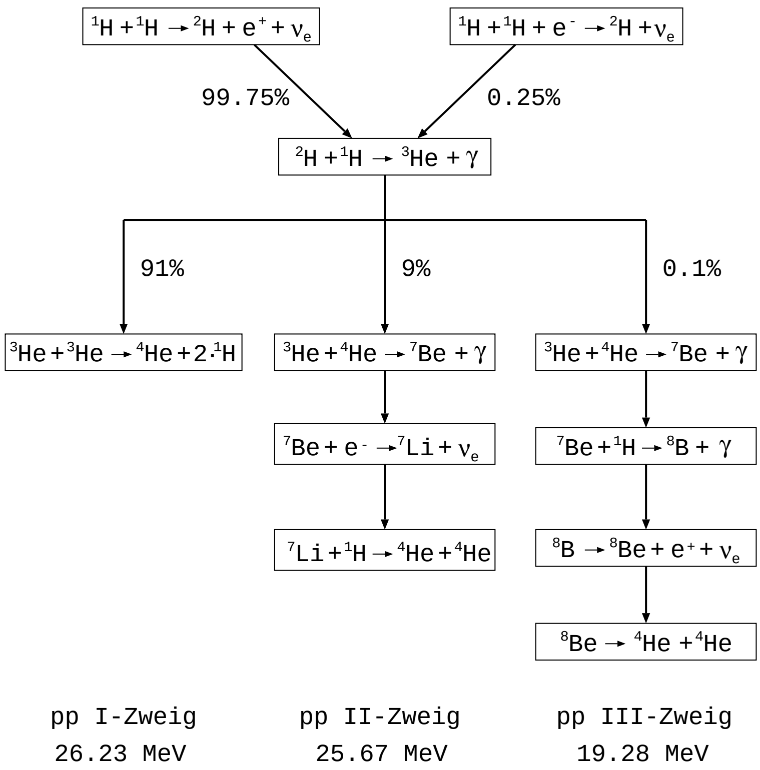

Abbildung 1.1: Abbildung des pp-Zyklus mit allen Reaktionen und den entsprechenden Verzweigungsverhältnisen. Am unteren Rand sind die, in den verschiedenen Zweigen, erzeugten Energien angegeben.

Durch Kenntnis des Energieproduktionsprozesses, der dazugehörigen Reaktionsraten, der Energietransportprozeße vom Sonneninneren an die Sonnenoberfläche und einiger anderer Annahmen (z.B. Häufigkeitsverteilung der Elemente bei Entstehung der Sonne) ist es möglich ein Modell aufzustellen, daß die Entwicklung der Sonne seit ihrer Entstehung bis zu ihrem jetztigen Zustand beschreibt. Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen zeigen, daß das Modell die Sonne in vielen Punkten (Alter, Luminosität etc.) gut beschreibt. Inzwischen gibt es eine Vielzahl verschiedene dieser sogenannten „Standard Sonnen Modelle (SSM)“, die sich alle etwas unterscheiden. Ein Test von Bahcall und Pinsonneault [Bah92] zeigt aber, daß die Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen von verschiedenen Eingangsparametern und verschiedenen physikalischen Annahmen herrühren.

Die einzige direkte Sonde für die Reaktionsraten im Sonneninneren sind die, bei diesen Reaktionen entstehenden Neutrinos, da diese aufgrund ihrer kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit die Sonne ohne große Wechselwirkung verlassen. Man kann deshalb sagen, daß man mit Hilfe der Neutrinos direkt in das Sonneninnere blicken kann. Mit Hilfe der Modelle ist es möglich die dabei entstehenden Neutrinoflüße zu berechnen. In Abbildung 1.2 sind für die verschiedenen Reaktionen die mit dem Standard-Sonnen-Modell errechneten Neutrinoflüße, über der Neutrinoenergie aufgetragen. Zusätzlich sind in der Abbildung auch die Nachweisschwellen der verschiedenen Experimente eingezeichnet.

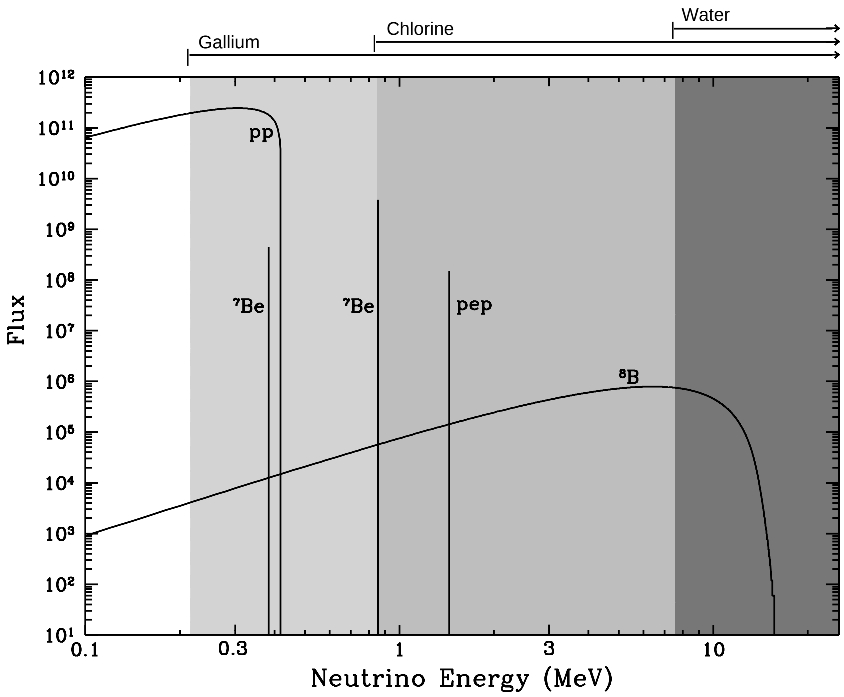

Abbildung 1.2: Spektrum der, bei den Fusionsprozeßen im Sonneninneren erzeugten, solaren Neutrinos. Zusätzlich eingezeichnet sind die Nachweisschwellen der verschiedenen Experimente[Bah96].

Um diese Neutrinoflüße zu messen gibt es im Moment vier Experimente die Daten aufnehmen und zwei weitere, die sich im Bau befinden. Das erste und für fast 25 Jahre einzige Experiment weist Elektron-Neutrinos mit Hilfe der Reaktion

$$\nu_e +^{37} Cl \rightarrow e^- +^{37} Ar$$

nach. Die durch Neutrinoeinfang erzeugten Argon-Atome werden chemisch aus den 610t Tetrachlorethylen C_2Cl_4 des Detektors ausgewaschen, in Gaszähler gefüllt und mit Hilfe ihres charakteristischen radioaktiven Zerfalls ($t_{1/2}$=35 Tage) nachgewiesen [Cle94]. Die Nachweisschwelle liegt dabei bei 0.8 MeV. Somit werden, wie in Abbildung 1.2 gezeigt hauptsächlich Neutrinos aus dem Zerfall von ^8B nachgewiesen. Wie alle anderen Experimente zum Nachweis von Sonnenneutrinos liegt auch dieses in sehr großer Tiefe, um die Rate der Untergrundereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung zu minimieren. Als Ergebnis dieser Messungen ergibt sich eine Neutrinoeinfangrate von 2.2 ± 0.2 SNU [1]. Die mit Hilfe des Standard-Sonnen-Modelles errechnete Einfangrate [Bah92] ist mit 8.0 ± 3.0 SNU wesentlich größer und liegt auch weit außerhalb der experimentellen Fehler. Diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie wird als „Sonnen Neutrino Problem“ bezeichnet.

Das zweite Experiment beruht auf der Neutrino-Elektron-Streuung

$$\nu + e \rightarrow \nu^{'} = e^{'}$$

die in einem Detektor aus 680t reinstem Wassers auftritt. Die Elektronen werden bei diesem Experiment durch das Cherenkovlicht nachgewiesen, das sie produzieren, wenn sie sich durch das Wasser bewegen. Mit Hilfe dieses Experimentes ist es möglich für jedes Ereignis die Zeit, die Energie und die Richtung des einfallenden Neutrinos zu bestimmen. Damit ist es erstmals möglich zu zeigen, daß die einfallenden Neutrinos aus der Richtung der Sonne kommen. Aufgrund der hohen Nachweisschwelle von 7.5 Mev sind nur Neutrinos aus dem Zerfall von ^8B nachweisbar. Als Ergebnis dieses Experimentes erhält man mit

$$\Phi_{obs} = [0.47 \pm 0.05(stat.) \pm 0.06(syst.)]\Phi_{calc}$$

einen Fluß der nur ca. halb so groß ist, wie der theoretisch vorhergesagte [Hir91].

Zwei weitere Experimente GALLEX [Ham96] und SAGE [Abd94], die das Prinzip der Neutrinoabsorption durch Gallium

$$\nu_e +^{71} Ga \rightarrow e^- +^{71} Ge$$

benutzen, liefern aufgrund ihrer niedrigen Nachweisschwelle von 0.23 MeV das erste Mal Informationen über die Neutrinos, die aus der Proton-Proton Reaktion stammen. Wie im Chlor-Experiment werden die Germaniumatome wieder chemisch aus dem Gallium ausgespült und durch ihren radioaktiven Zerfall nachgewiesen. Das Ergebnis der GALLEX-Kollaboration liegt bei $69.7^{+7.8}_{-8.1}$ SNU, das der SAGE Kollaboration bei $73^{+18}_{-16}(stat.)^{+5}_{-7}(syst.)$ SNU. Diese Rate ist wieder nur ca. halb so groß, wie die theoretisch Vorhergesagte von 132^{+21}_{-17} SNU. Für Informationen über die weiteren geplanten, bzw. sich im Bau befindlichen Detektoren wird auf die entsprechenden Stellen verwiesen ([SNO98] [Bor98] [Sup98]).

[1] 1 **S**olar **N**eutrino **U**nit=10^{-36} Ereignisse pro Targetatom und Sekunde

Alle diese Experimente testen die kombinierten Vorhersagen aus dem Standard-Sonnen-Modell und der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Unterschiede zwischen Theorie und Experiment können also entweder daher kommen, daß die Sonne sich anders verhält als im Standard-Sonnen-Modell angenommen, oder daß zusätzlich zur Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung neue physikalische Ideen benötigt werden. Viele, sogenannte „Nichtstandard-Sonnen-Modelle“ werden in [Bah89] vorgestellt und erläutert. Zur Lösung des Sonnen-Neutrino-Problems gibt es viele Erklärungsvorschläge, die größere oder kleinere Änderungen der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung vorraussetzen (siehe [Bah89]). Der am meisten diskutierte Vorschlag ist der sogenannte MSW Effekt [Kuo89], durch den Elektronneutrinos bei Reaktionen mit Elektronen in der Sonne in Müon- oder Tauneutrinos umgewandelt werden, und deshalb mit den oben beschriebenen Detektoren nicht mehr nachweisbar sind. Andere Erklärungsversuche sind die Neutrinooszillation im Vakuum oder ein starkes magnetisches Moment des Elektronneutrinos.

Bevor allerdings solche Effekte genauer untersucht werden können müssen zuerst alle Eingangsparameter des Standard-Sonnen-Modells genau bekannt sein. Hierzu zählen zum Beispiel die Zentraltemperatur der Sonne, die Verzweigungsverhältnisse und die astrophysikalischen S-Faktoren, die sich aus den Wirkungsquerschnitten der in Abbildung 1.1 aufgeführten Reaktionen ergeben. Da die Kernfusion eine Reaktion der sehr kurzreichweitigen (einige fm) starken Wechselwirkung ist, müssen die Kerne bei einer Fusion in der Sonne zuerst die langreichweitige Coulombabstoßung (Coulombbarriere) überwinden, bevor sie fusionieren können. Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes dieser Reaktion hängt deshalb hauptsächlich vom Durchdringungsfaktor durch die Coulombbarriere ab. Es ist deshalb üblich diese gut bekannte Energieabhängigkeit und einen Faktor 1/E aus dem Wirkungsquerschnitt herauszuziehen. Der dadurch definierte astrophysikalische S-Faktor

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta(E)}$$

enthält die verbleibende Energieabhängigkeit. Hierbei ist

$$\eta(E) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

der Sommerfeldparameter, E die Schwerpunktsenergie, v die Geschwindigkeit im Eingangskanal und Z_1, bzw. Z_2 die Ladung der beiden beteiligten Kerne. Der Exponent in Gleichung 1 berücksichtigt den quantenmechanischen Tunneleffekt durch die Coulombarriere. In der Literatur ist meistens $S(0)$ angegeben. Hierbei handelt es sich um den, auf eine Schwerpunktsenergie von 0keV extrapolierten, S-Faktor der entsprechenden Reaktion, so bezeichnet $S_{1/7}$ den S-Faktor der Reaktion $p + {}^7Be \rightarrow {}^8B + \gamma$. Die S-Faktoren der einzelnen Reaktionen sind dabei mit einem Fehler von maximal 5% bekannt. Die Ausnahme ist der S-Faktor der Reaktion ${}^7Be(p,\gamma){}^8B$, bei dem der Fehler ca. 20% beträgt. Da die Neutrinos des darauffolgenden Zerfalls des ^{8}B in zwei Heliumkerne (siehe Abbildung 1.1) aufgrund ihrer hohen Energie, den Hauptteil der im Chlor-Experiment und 100% der im Wasser-Cherenkov-Detektor nachgewiesenen Neutrinos ausmachen, ist es nötig diesen S-Faktor mit sehr großer Genauigkeit zu bestimmen. Eine Reduzierung dieses S-Faktors um 30%, wie in [Bar86] diskutiert, würde das Sonnen-Neutrino-Problem zwar nicht lösen, würde aber den Unterschied zwischen Theorie und Experiment signifikant verringern.

1.1 Motivation des Experimentes

Ziel diese Experimentes ist es den Wirkungsquerschnitt, für die Reaktion $^{7}Be(p,\gamma)^{8}B$ mit großer Genauigkeit bis zu kleinen Schwerpunktsenergien zu messen, und aus diesen Messungen den S-Faktor zu bestimmen. Solche Messungen wurden zwar schon mehrfach durchgeführt ([Kav60][Par66][Par68][Kav69] [Vau70][Wie77][Fil83a] [Fil83b]), doch konnten diese direkten Messungen wegen der Coulombarriere nur bis zu einer Schwerpunktsenergie von 117keV durchgeführt werden. Da die Reaktion in der Sonne aber bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 20keV abläuft, müssen die Meßwerte bis zu diesem Wert extrapoliert werden[Fil83a][Fil83b]. Eine weitere Schwierigkeit dieser direkten Messungen ist die Bestimmung der ^{7}Be-Dichte des Targets, da dieses mit einer Halbwertszeit von 57 Tagen zerfällt, was zu einer Unsicherheit in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes führt. Ein weiteres Problem ist, daß die Ergebnisse der Experimente von Parker und Kavanagh zwar in der Energieabhängigkeit mit denen von Fillipone und Vaughn übereinstimmen, aber das die Werte um ca. 30% über denen von Fillipone und Vaughn liegen (siehe Abbildung 1.3).

Eine andere, indirekte, Möglichkeit zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^{7}Be(p,\gamma)^{8}B$ wurde von Baur, Bertulani und Rebel [Bau86] vorgeschlagen. Die Idee dabei ist, den Coulombaufbruch von ^{8}B im elektromagnetischen Feld eines schweren Kerns zu untersuchen. Dabei wird angenommen, daß die virtuellen Photonen des elektromagnetischen Feldes genauso behandelt werden dürfen, wie reelle Photonen. Der so mit Hilfe der Reaktion $^{8}B(\gamma,p)^{7}Be$ bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitt ist über das "Detailed-Balance-Theorem„ mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der direkten Reaktion $^{7}Be(p,\gamma)^{8}B$ verknüpft. Mit Hilfe der Messung des Wirkungsquerschnittes der inversen Reaktion kann also der astrophysikalische S-Faktor bestimmt werden.

Die großen Vorteile dieser Methode sind die folgenden. Erstens gibt es durch die genaue Kenntnis der Targetdicke keine Probleme bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes. Zum zweiten können die hochenergetischen geladenen Fragmente des Aufbruchs mit hoher Effizienz nachgewiesen werden. Und Drittens ist der Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch um ca. einen Faktor 1000 größer als der Wirkungsquerschnitt für den Protoneneinfang, was zu einer besseren Statistik führt. Auf der anderen Seite ist die Extraktion des (p,γ) Wirkungsquerschnittes aus dem Coulombaufbruch nicht so einfach, da der Fluß

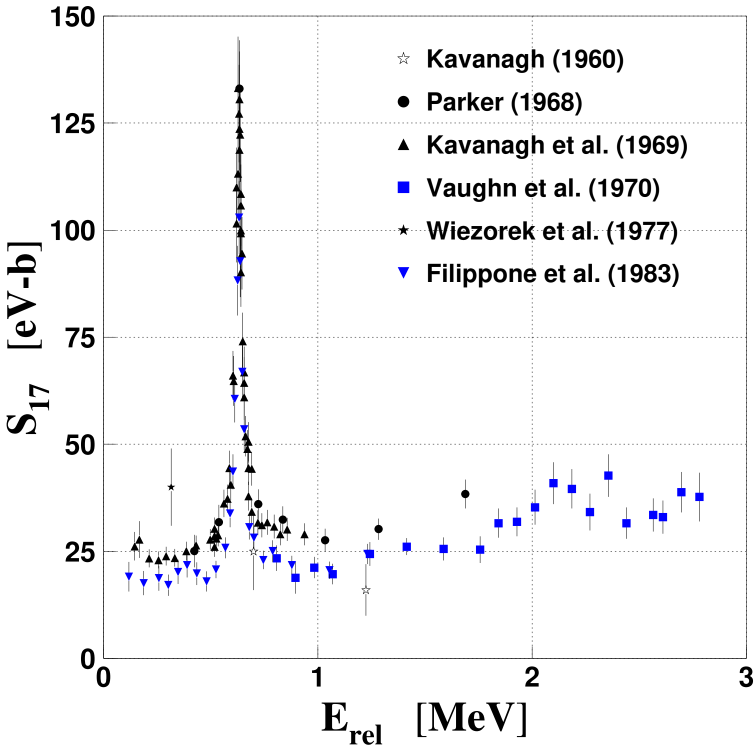

Abbildung 1.3: In der Abbildung sind die, bei den verschiedenen Experimenten, ermittelten $S_{1/7}$-Faktoren eingezeichnet.

der virtuellen Photonen (siehe Kapitel 2) von ihrer elektromagnetischen Multipolordnung abhängt. Die verschiedenen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt (hauptsächlich E1 mit kleinen E2 und M1 Korrekturen) haben aber verschiedene Energie- und Winkelabhängigkeiten. Durch Variation der Energie ist es deshalb möglich die verschiedenen Beiträge zu bestimmen.

Die Methode des Coulombaufbruchs konnte mit Hilfe der Reaktion $^{13}N(p,\gamma)^{14}O$ und der dazu inversen Reaktion $^{14}O(\gamma,p)^{13}N$ erfolgreich getestet werden. Dazu wurde jeweils die Breite des ersten angeregten Zustands von ^{14}O gemessen. Das Ergebnis des direkten Experimentes [Dec91] von $\Gamma_\gamma = 3.8 \pm 1.2eV$ stimmt innerhalb des Fehlers mit dem des Coulombaufbruchexperimentes überein $\Gamma_\gamma = 3.1 \pm 0.6eV$ [Mot91].

Ein erstes Experiment zum Coulombaufbruch von ^{8}B wurde in Japan am RIKEN mit einer Strahlenergie von 46.5 AMeV durchgeführt [Mot94]. Die bei diesem Experiment bestimmten Ergebnisse stimmen zwar innerhalb des Fehlers mit denen von Fillipone and Vaughn überein führen aber zu einem kleineren $S_{1/7}$-Faktor von 16.7 eVb (Fillipone 22.4

eVb)[Iwa96]. Mit Hilfe diese Experimentes konnte auch gezeigt werden, daß der E2 Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt für Schwerpunktsenergien kleiner als 1.75 MeV vernachlässigt werden kann [Kik97].

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment an der GSI [2] wurde bei einer Strahlenergie von 254.7 AMeV durchgeführt. Da das Verhältnis der M1 zur E1 Multipolordnung proportional zum Quadrat der Teilchengeschwindigkeit ist, kann durch den Vergleich der beiden Experimente der Beitrag der M1 Multipolordnung bestimmt werden. Wie durch Gai und Bertulani [Gai95] vorgeschlagen, ist es mit Hilfe der Messung der Winkelverteilung möglich auch den Beitrag der E2 Multipolordnung zu bestimmen. Der Zweite Vorteil der hohen Strahlenergie ist die Reduzierung der Kleinwinkelstreuung und somit eine bessere Energieauflösung im Vergleich zum RIKEN Experiment. Ein weiterer Vorteil des Experimentes an der GSI ist, daß wegen der hohen Energie, der Wirkungsquerschnitt für eine nukleare Anregung des ^8B um einen Faktor 1000 kleiner ist, als der für die Coulombanregung, und dieser Beitrag deshalb vernachlässigt werden kann [Ber97].

Im Rahmen dieser Arbeit wird als Vorarbeit für die Auswertung des Experimentes bezüglich des $S_{1/7}$-Faktors ein totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^8B(\gamma,p)^7Be$ abgeschätzt. Die Bestimmung des Im Rahmen dieser Arbeit kann nur ein totaler Wirkungsquerschnitt werden. Die Bestimmung des $S_{1/7}$-Faktors ist Thema zweier Dissertationen ([Bou98] und [Sur98]).

Die Arbeit untergliedert sich in drei Teile. In den Kapiteln zwei und drei werden die theoretischen Grundlagen dieses Experimentes, bzw. der Experimentaufbau erläutert. Kapitel vier beschäftigt sich mit dem Betrieb der beiden Vieldrahtkammern im Experiment, die den experimentellen Schwerpunkt dieser Arbeit darstellen. In Kapitel fünf und sechs wird die Auswertung des Experimentes erläutert, bzw. die Ergebnisse präsentiert. In Kapitel sieben wird ein kurzer Ausblick gegeben.

[2] **G**esellschaft für **S**chwer**i**onenforschung

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis des Versuches erforderlichen theoretischen Grundlagen dargestellt. Hierbei wird von der Konvention gebrauch gemacht die Konstanten $\hbar$ und c gleich eins zu setzen. Dazu wird im ersten Abschnitt (Kap. 2.1) erläutert, wie ein Kern beim Vorbeiflug an einem schweren Targetkern elektromagnetisch angeregt wird. Kapitel 2.2 befaßt sich dann mit dem Detailed Balance Theorem, mit dessen Hilfe der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion aus dem Wirkungsquerschnitt der inversen Reaktion bestimmt werden kann. In Kapitel 2.3 wird gezeigt, wie man aus den Meßgrößen den $S_{1/7}$-Faktor bestimmt. Das letzte Unterkapitel beschäftigt sich mit der Frage, wie man aus der vollständigen Messung der Fragmente die für die Auswertung wichtigen Größen extrahieren kann.

2.1 Weizsäcker-Williams Methode

Bei dieser 1924 von Fermi [Fer24] entwickelten Methode wird die elektromagnetische Anregung eines Kerns durch ein schnell fliegendes Teilchen auf den schon bekannten Fall der Photoabsorption eines γ-Quants zurückgeführt. Daß beim Vorbeiflug einer schnell bewegten Ladung erzeugte elektromagnetische Feld läßt sich, im Grenzfall $\beta \to 1$, nicht von dem eines Strahlungspulses ebener Polarisation unterscheiden. Die elektromagnetische Anregung kann deshalb durch die Wechselwirkung mit virtuellen Photonen beschrieben werden. Dieses Verfahren wird in der Literatur im allgemeinen Weizsäcker-Williams-Methode der virtuellen Quanten genannt, da das Verfahren von diesen beiden Forschern Anfang der 30 Jahre, unabhängig voneinander, weiterentwickelt wurde [Wei34] [Wil33]. Mit Hilfe dieses Verfahrens lassen sich allerdings nur die Photonen für die E1-Absorption beschreiben. Eine Weiterentwicklung ist die Beschreibung von Bertulani und Baur [Ber88], bei der das Feld durch eine Multipolentwicklung in verschiedene Komponenten zerlegt wird. Damit können auch die höheren Ordnungen, wie der elektrische Quadrupolanteil (E2), oder der magnetische Dipolanteil (M1) berücksichtigt werden. Dieses Verfahren soll nun im weiteren genauer beschrieben werden. In der Abbildung 2.1 ist der Prozeß schematisch dargestellt. Ein Projektil a fliegt mit der Kernladungszahl Z_P im Abstand b mit einer Geschwindigkeit v an einem sich in Ruhe befindenden Targetkern Z_T vorbei. Dabei wird das Projektil durch das elektromagnetische Feld $\overrightarrow{E}$ des Targetkerns angeregt. In unserem Fall zerfällt der angeregte Kern a^* in zwei Fragmente (b und c). Grundsätzlich kann jeder der beiden Kerne die Rolle des Projektil, bzw. die Rolle des Target übernehmen.

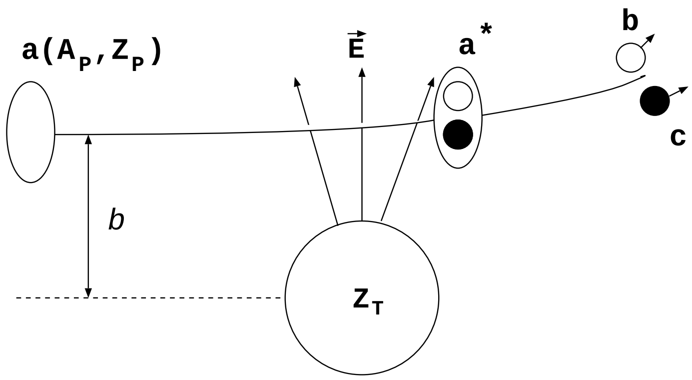

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der elektromagnetischen Anregung, und des darauffolgenden Aufbruchs

Die dabei auftretenden longitudinalen (L) und transversalen (T) Lorentz- kontrahierten elektromagnetischen Felder im Ruhesystem des Targetkerns bei relativistischen Geschwindigkeiten sind [Jac82]

$$E_L(t) = -\frac{Z_T e\gamma vt}{(b^2+\gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \qquad B_L(t) = 0, \tag{2.1}$$

$$E_T(t) = \frac{Z_T e\gamma b}{(b^2+\gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \qquad B_T(t) = \beta E_T(t), \tag{2.2}$$

mit

$$\gamma = (1-\frac{v^2}{c^2})^{-1/2}. \tag{2.3}$$

In Abbildung 2.2 ist der zeitliche Verlauf dieser Felder für zwei verschiedene Projektilgeschwindigkeiten gezeigt. Wie man zeigen kann steigen die Maxima der Felder mit γ an, während die Wirkungsdauer mit $1/\gamma$ abnimmt. Für $\beta \to 1$ treten an einem beliebigen Raumpunkt nahezu gleich starke transversale und zueinander senkrechte elektrische und magnetische Felder auf. Diese sind nun von den Feldern eines eben polarisierten Strahlungspulses P_1 nicht zu unterscheiden (siehe Abb. 2.3).

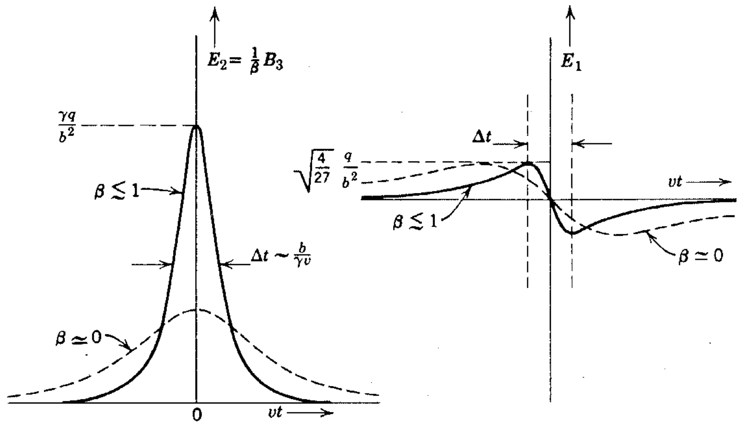

Abbildung 2.2: Felder einer gleichförmig bewegten Ladung im Abstand b zur Trajektorie als Funktion der Zeit. Links die transversalen Felder und rechts das longitudinale Feld. Die Größe E_2 in der Zeichnung stimmt mit der im Text benutzten Größe E_T überein. Das selbe gilt für die Größen E_1 und E_L.

Für das longitudinale elektrische Feld E_L ist die Situation etwas komplizierter, da hier keine entsprechende magnetische Komponente existiert. Das elektrische Feld ändert sich aber sehr schnell von positiven zu negativen Werten. Dies bedeutet, daß diese Komponente für $\beta \to 1$ bei entsprechender Trägheit der Wahrnehmung überhaupt nicht registriert wird. Wie sich später noch zeigen wird, liefert der zweite Strahlungspuls P_2 für $\beta \to 1$ nur einen kleinen Beitrag. Deshalb, und aus oben angeführtem Grund, kann ohne wesentliche Änderung des physikalischen Problems einfach ein Magnetfeld $B_L = \beta E_L$ hinzugefügt werden, so daß diese beiden Felder E_L und B_L einen transversalen Strahlungspuls P_2 beschreiben (siehe Abbildung 2.3).

Eine Anregung des Projektils mit einer Energie E^* durch das Target ist aber nur möglich, wenn die Fouriertransformierten des elektromagnetischen Feldes Frequenzen ω enthalten, für die $E^* = \hbar\omega$ gilt.

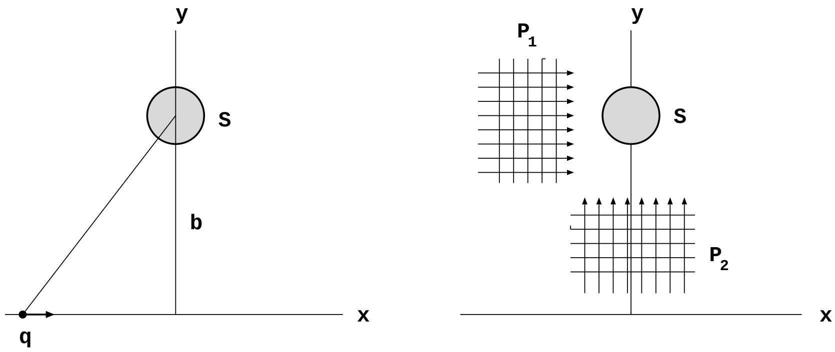

Abbildung 2.3: Relativistisches Teilchen im Targetsystem S und die zu ihm äquivalenten Strahlungspulse

Durch diese Analogie zwischen den elektromagnetischen Feldern und zwei Strahlungspulsen läßt sich nun der Betrag der auf das Target übertragenen Energie pro Einheitsfläche zu

$$I(\omega, b) = \frac{1}{4\pi} * |E(\omega) \times B(\omega)| \tag{2.4}$$

berechnen. Die Funktionen $E(\omega)$ und $B(\omega)$ sind die Fouriertransformierten der Felder aus den Gleichungen 2.1 und 2.2. Für die Fouriertransformierten von $E_T(t)$ und $E_L(t)$ ergeben sich folgende Gleichungen:

$$E_T(\omega) = \frac{Z_T e}{bv} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left[\frac{\omega b}{\gamma v} K_1(\frac{\omega b}{\gamma v})\right] \tag{2.5}$$

$$E_L(\omega) = -i\frac{Z_T e}{\gamma bv} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left[\frac{\omega b}{\gamma v} K_0(\frac{\omega b}{\gamma v})\right] \tag{2.6}$$

Hierbei sind K_1 und K_0 die modifizierten Besselfunktionen erster, bzw. nullter Ordnung. Wenn man nun das virtuelle Photonenspektrum mit realen Photonen in Verbindung setzt, kann man die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten elektromagnetischen Prozeß in einem relativistischen Stoß bestimmen.

Hierzu benötigt man zusätzlich noch den Wirkungsquerschnitt σ_{photo} für die Photoabsorption eines γ-Quants, in unserem Fall also den Wirkungsquerschnitt für $^8B + \gamma \rightarrow ^7 Be + p$. Damit ergibt sich

$$P(b) = \int I(\omega, b)\sigma_{photo}(\omega)d(\omega) = \int N(\omega, b)\sigma_{photo}(\omega)\frac{d\omega}{\omega} \tag{2.7}$$

für die Wahrscheinlichkeit P(b). Das Integral geht über den ganzen Frequenzbereich des virtuellen Photonenspektrums. Die Größe $N(\omega, b)$ kann als Anzahl der äquivalenten Photonen interpretiert werden und berechnet sich zu

$$N(\omega, b) = \frac{Z_T \alpha}{\pi^2}\left(\frac{\omega}{\gamma v}\right)^2 \left(\frac{1}{\beta}\right)^2 * \left[K_1^2(\xi) + \frac{1}{\gamma^2}K_0^2(\xi)\right], \tag{2.8}$$

mit dem sogenannten Adiabasie-Parameter ξ

$$\xi = \frac{\omega b}{\gamma v}. \tag{2.9}$$

Die zwei Beiträge der Funktion sind in Abb. 2.4 dargestellt. Die durchgezogene Linie ist der Beitrag des Pulses P_1. Gepunktet ist der Beitrag des zweiten Pulses dargestellt, wobei hier ein γ von 1.25 eingegangen ist, das dem Experiment entspricht. Zusätzlich ist auch noch die Summe der beiden Pulse als gestrichelte Linie eingezeichnet. An der Gleichung 2.8 sieht man sofort, daß für Teilchen mit $\gamma \gg 1$ der Beitrag des zweiten Pulses vernachlässigbar wird. Damit ist auch die vorher gemachte Annahme gerechtfertigt, mit der einfach ad hoc ein longitudinales magnetisches Feld eingeführt wurde. Die Form dieses Spektrums kann durch die Funktion $\phi(\xi) = \xi^2 K_1^2(\xi)$ dargestellt werden, wenn man den Beitrag des zweiten Pulses vernachlässigt.

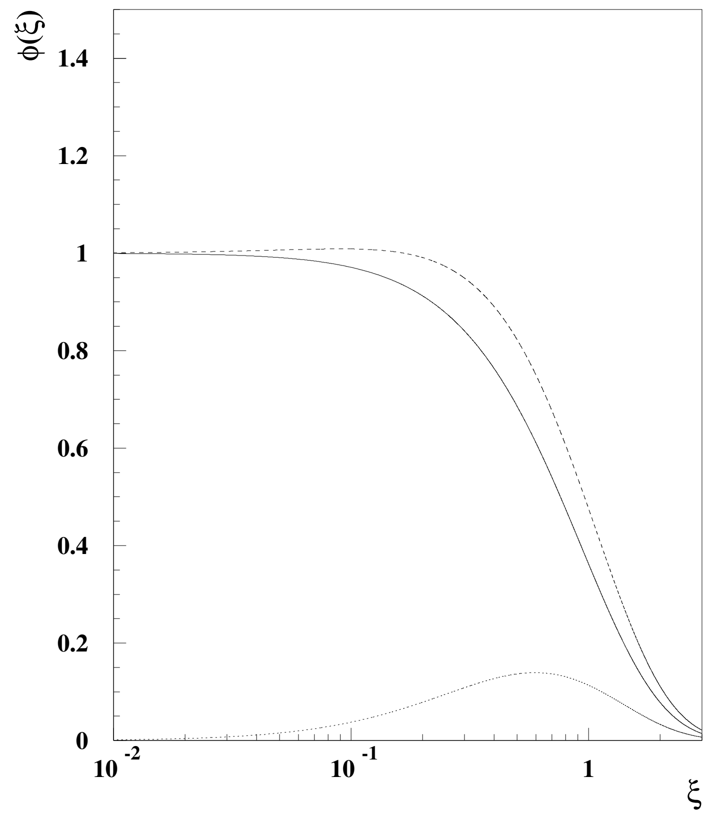

Abbildung 2.4: Form des äquivalenten Photonenspektrums als Funktion des Adiabasieparameters ξ. Gepunktet ist der Beitrag des 2. Pulses dargestellt. Die durchgezogene Linie ist der Beitrag des 1. Pulses zum Photonenspektrum. Die Gestrichelte Linie ist die Summe der Beiträge der beiden Pulse

In einer starken Vereinfachung, ist $\phi = 0$ für $\xi > 1$, und $\phi = 1$ für $\xi \leq 1$. Mit Hilfe dieser einfachen Beziehung ergibt sich der minimalen Stoßparameter b_{min} bei $\xi(1)$=1 zu $1 = \omega b_{min}/\gamma v$. Umformen und einsetzen der Beziehung $E = \omega$ ergibt die maximale Energie

$$E_\gamma^{max} = \frac{\gamma\beta}{b_{min}}. \tag{2.10}$$

der äquivalenten Photonen bei einer Kollision mit dem Stoßparameter b_{min}. Die obige Gleichung soll nur als Abschätzung der Größenordnung der maximalen Energie dienen, und soll nicht für quantitative Aussagen verwendet werden. Das heißt, bei einer solchen relativistischen Kollision zwischen zwei Kernen können Zustände der Größenordnung, des mit Gleichung 2.10 errechenbaren Wertes, angeregt werden. Den Wirkungsquerschnitt für eine Coulombanregung erhält man nun durch die Integration der Gleichung 2.7 über alle zulässigen Stoßparameter. Die untere Integrationsgrenze ist dabei so zu wählen, daß eine Kernwechselwirkung möglichst ausgeschlossen wird. Damit nur elektromagnetische Wechselwirkungen stattfinden, muß der minimale Stoßparameter b_{min} so gewählt werden, daß er größer ist als die Summe der beiden Kernradien, da bei dieser Wahl die starke Kernkraft nicht mehr wirkt. Damit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma = \int_{b_{min}}^{\infty} 2\pi b P(b) db = \int n(\omega)\sigma_\gamma(\omega)\frac{d\omega}{\omega}, \tag{2.11}$$

mit

$$\begin{aligned} n(\omega) &= \int_{b_{min}}^{\infty} 2\pi b * N(\omega, b) db \\ &= \frac{2Z_1^2\alpha}{\pi}\left(\frac{1}{\beta}\right)^2\left[\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\beta^2\xi^2}{2}(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi))\right]. \end{aligned} \tag{2.12}$$

Die letzten beiden Formeln sind allerdings nur richtig, wenn man höhere Multipolordnungen als die E_1-Anregung nicht berücksichtigt. Andernfalls muß in Gleichung 2.11 berücksichtigt werden, daß der totale Photowirkungsquerschnitt

$$\sigma_\gamma = \sum_{\pi l} \sigma_\gamma^{\pi l}(\omega) \tag{2.13}$$

eine Summe aller Multipolordnungen ist. Damit muß Formel 2.11 folgendermaßen geändert werden

$$\sigma = \sum_l \int \left[n_{El}(\omega)\sigma_\gamma^{El}(\omega) + n_{Ml}(\omega)\sigma_\gamma^{Ml}(\omega)\right]\frac{d\omega}{\omega}. \tag{2.14}$$

Die äquivalenten Photonenzahlen der verschiedenen Multipolordnungen ergeben sich damit folgendermaßen [Ber88]

$$\begin{gathered} n_{E1}(\omega) = \frac{2Z_T^2\alpha}{\pi}\left(\frac{1}{\beta}\right)^2\Bigg[\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \\ \frac{\beta^2\xi^2}{2}\Big(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)\Big)\Bigg] \end{gathered} \tag{2.15}$$

$$n_{M1} = \frac{2Z_T^2\alpha}{\pi}\left[\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2}\left(K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)\right)\right] \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned} n_{E2} = \frac{2Z_T^2\alpha}{\pi}\left(\frac{1}{\beta}\right)^4 & \left[2\left(1-\beta^2\right)K_1(\xi)\right. \\ & \left. + \xi\cdot\left(2-\beta^2\right)K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\xi^2\beta^4}{2}\left(K_1(\xi)^2 - K_0(\xi)^2\right)\right] \end{aligned} \tag{2.17}$$

Daß zumindest die M1-Anregung beim Aufbruch nicht vernachlässigbar ist, kann man im Energieniveauschema von ^8B (Abb. 2.5) sehen, da es hier eine tiefliegende M1-Resonanz gibt, so daß dieses Niveau bevorzugt durch M1-Anregung bevölkert wird.

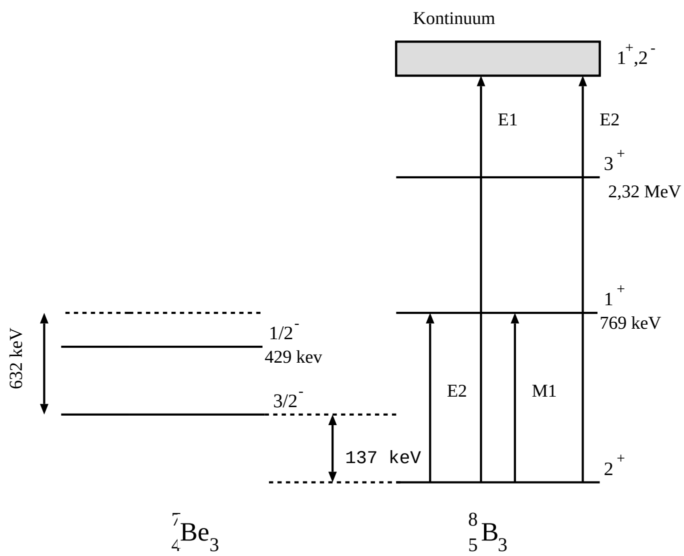

Abbildung 2.5: Energieniveauschema von ^8B und ^7Be

2.2 Detailed Balance Theorem

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, wie man ein relativistisches Teilchen im elektromagnetischen Feld eines Targetkerns anregen kann, so daß es nach dieser Anregung in zwei Fragmente aufbrechen kann. Der astrophysikalisch relevante Prozeß ist aber der Umkehrprozeß, bei dem zwei Teilchen fusionieren und ein neues Teilchen bilden. In diesem Abschnitt soll nun gezeigt werden, wie aus der Messung des Wirkungsquerschnittes für die Aufbruchreaktion der Wirkungsquerschnitt für die Fusion bestimmt werden kann. Dieses ist möglich, da die klassischen Bewegungsgleichungen für ein System wechselwirkender Teilchen invariant bezüglich der Richtung der Zeit sind. Das bedeutet gleichzeitig, daß die Bewegungsgleichungen invariant gegen eine Transformation sind, die die Bewegung aller Komponenten des Systems umkehrt. Die zu bestimmende Größe ist der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, die folgendermaßen definiert ist:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Zahl der Ereignisse}}{\text{Stromdichte der einfallenden Teilchen}} \tag{2.18}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{W}{4\pi j} \tag{2.19}$$

Hierbei ist W die Übergangswahrscheinlichkeit vom Anfangszustand in den Endzustand. Die Stromdichte j kann auch als Produkt der Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen v_i und der Teilchendichte P ausgedrückt werden. Wenn man einen Prozeß betrachtet, bei dem nur ein einzelnes Teilchen einfällt, ist die Anzahl der Teilchen im Volumen τ genau eins. Damit ergibt sich für die Teilchendichte $P = \frac{1}{\tau}$. Drückt man die Teilchengeschwindigkeit v_i nun noch durch die Teilchenmasse m_i und den Wellenvektor k_i aus, dann ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{W m_i \tau}{4\pi k_i}. \tag{2.20}$$

Da bei den betrachteten Coulombaufbrüchen die Wechselwirkungsenergie gegenüber der Gesamtenergie klein ist, kann zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit W Fermis Goldene Regel aus der Störungstheorie benutzt werden

$$W = 2\pi \left|H_{fi}\right|^2 \frac{dn}{dE_0}. \tag{2.21}$$

Die goldene Regel setzt sich nun aus zwei Anteilen zusammen. Dies ist zuerst das Übergangsmatrixelement $|H_{fi}|$, das die eigentlichen Informationen über den physikalischen Prozeß enthält. Zum Anderen ist dies noch $\frac{dn}{dE_0}$, welches die Zahl der erreichbaren Endzustände pro Energieintervall ist.

Daß die Annahme der vernachlässigbaren Wechselwirkungsenergie richtig ist, kann man einfach mit Hilfe der Gleichung, zur Bestimmung der Maximalenergie der äquivalenten Photonen abschätzen (siehe. 2.10). Setzt man in diese Formel als minimalen Stoßparameter b_{min} die Summe der beiden Kernradien ($b_{min} = 7.8fm$), und als γ, bzw β dem Experiment entsprechende Werte von 1.25 bzw. 0.6 ein, so erhält man eine Wechselwirkungsenergie von 19MeV. Dies ist aber um etwa einen Faktor 1000 kleiner als die Gesamtenergie des Systems.

Um eine Aussage über die Übergangswahrscheinlichkeit, bzw. den Wirkungsquerschnitt machen zu können, muß die Endzustandsdichte bestimmt werden. Falls die Entfernung der Reaktionspartner nach der Reaktion so groß ist, daß die Kern- und Coulombkräfte vernachlässigbar sind, kann für den Endzustand die Zustandsdichte für freie Teilchen mit Impuls p in einem Volumen τ benutzt werden. Die Herleitung der Zustandsdichte findet man beispielsweise in [May94]

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{1}{dE_0}\frac{4\pi\tau p^2 dp}{(2\pi)^3}. \tag{2.22}$$

Bei einer Betrachtung der Reaktion A(a,b)B im Schwerpunktsystem gibt es nur einen unabhängigen Impuls nach der Reaktion, da

$$\vec{p_b} = \vec{p_B} \tag{2.23}$$

gilt. Für das Energieintervall gilt $dE_0 = dE_b + dE_B$. Mit Hilfe der Beziehung dE=(p/E)dp und unter Benutzung von 2.23 ergibt sich für dE_0 folgendes

$$dE_0 = dE_b + dE_B = \frac{p_b}{E_b}dp_b + \frac{p_B}{E_B}dp_B = \left(\frac{1}{E_b} + \frac{1}{E_B}\right)p_b dp_b = \frac{1}{m_f}p_b dp_b, \tag{2.24}$$

wobei m_f die reduzierte Masse im Endzustand ist. Damit ergibt sich aus 2.22 mit 2.24

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{4\pi\tau}{(2\pi)^3}m_f p_b = \frac{4\pi\tau}{(2\pi)^3}m_f k_f \tag{2.25}$$

Mit Hilfe der Beziehung $p_b = \hbar k_f$ wurde die Wellenzahl k_f im Endzustand eingeführt. Die Gleichung 2.25 gilt in dieser Form nur für Teilchen ohne Spin. Falls die Teilchen einen Drehimpuls I haben, können in jedem gegebenen Zustand 2I+1 Teilchen untergebracht werden. Da dies für beide Reaktionsprodukte gilt ergibt sich schließlich:

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{4\pi\tau}{(2\pi)^3}(2I_b+1)(2I_B+1)m_f k_f \tag{2.26}$$

Mit den Gleichungen 2.20, 2.21 und 2.26 kann nun der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{(2I_b+1)(2I_B+1)}{(2\pi)^2}\left|H_{fi}\right|^2 m_i m_f \frac{k_f}{k_i} \tag{2.27}$$

bestimmt werden. Ausgehend von Gleichung 2.27 kann nun durch Vertauschen der Indizes i und f der Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion aufgestellt werden. Zusätzlich ist noch zu berücksichtigen, daß der frühere Anfangszustand nun der Endzustand ist. Deshalb muß der Drehimpulsanteil nun die Drehimpulse I_a und I_A enthalten.

Unter der Voraussetzung, daß die Reaktion zeitinvariant ist, gilt für die Matrixelemente der Reaktion und der entsprechenden inversen Reaktion

$$\left|H_{fi}\right|^2 = \left|H_{if}\right|^2. \tag{2.28}$$

Damit erhält man für das Verhältnis der beiden Reaktionsquerschnitte:

$$\frac{\sigma_{i\to f}}{\sigma_{f\to i}} = \frac{(2I_b+1)(2I_B+1)k_f^2}{(2I_a+1)(2I_A+1)k_i^2} \tag{2.29}$$

Mit Hilfe der letzten Gleichung ist es nun möglich aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^8B+\gamma \to^7 Be+p$ den Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion $^7Be+p \to^8 B+\gamma$ zu bestimmen.

2.3 Bestimmung des $S_{1/7}$-Faktors

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie der Zusammenhang zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch von ^8B und dem sogenannten $S_{1/7}$-Faktor ist. Der astrophysikalisch wichtige $S_{1/7}$-Faktor ist folgendermaßen definiert

$$S_{1/7}(E_{rel}) = E_{rel}\sigma_{capt} exp\left(2\pi Z_{Be}Z_p\alpha\sqrt{\frac{\mu}{2E_{rel}}}\right). \tag{2.30}$$

Hierbei ist $\mu = 820MeV$ die reduzierte Masse des p-Be Systems, α die Feinstrukturkonstante und E_{rel} ist die Energie zwischen den beiden Teilchen im CM-System. σ_{capt} ist der

Wirkungsquerschnitt für einen Protoneneinfang des ^7Be. Da in diesem Experiment aber nicht der Wirkungsquerschnitt für den Protoneneinfang von ^7Be gemessen wurde, muß nun eine Verbindung zwischen diesem und dem gemessenen Wirkungsquerschnitt hergestellt werden. Der inverse Prozeß zum Protoneneinfang von ^7Be ist die Photoabsorption eines γ-Quants $^8B + \gamma \rightarrow ^7 Be + p$. Diese beiden sind über das, im letzten Abschnitt hergeleitete, „Detailed Balance Theorem“ miteinander verknüpft.

$$\sigma_{capt} = \frac{(E_{rel}+Q)^2}{2\mu E_{rel}} \frac{2(2I_B+1)}{(2I_p+1)(2I_{Be}+1)} \sigma_{photo} \tag{2.31}$$

Hierbei wurden in Gleichung 2.29 schon die Ausdrücke für $k_f^2 = 2\mu E_{rel}$ und $k_i = E_{rel} + Q$ eingesetzt. Die Spins der Teilchen sind $I_p = 1/2$, $I_{Be} = 3/2$ und $I_B = 2$. Wenn man die Werte für die Spins einsetzt erhält man einen Faktor 10/8. Q=137 keV ist die Bindungsenergie des Protons in ^8B.

Im Experiment wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch von ^8B gemessen, der mit dem Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption folgendermaßen zusammenhängt

$$\frac{d\sigma_{aufbruch}}{dE_{rel}} = \frac{1}{E_{rel}+Q} \sum n_{\pi\lambda} \sigma_{photo}. \tag{2.32}$$

$n_{\pi\lambda}$ ist dabei die Anzahl der virtuellen Photonen für die jeweilige $\pi\lambda$ Anregung.

Umformen der Gleichung 2.31 und Einsetzen in Gleichung 2.32 ergibt

$$\frac{d\sigma_{Aufbruch}}{dE_{rel}} = \frac{\mu E_{rel}}{(E_{rel}+Q)^3} \frac{(2I_p+1)(2I_{Be}+1)}{(2I_B+1)} \sum_{\pi\lambda} n_{\pi\lambda} \sigma_{capt} \tag{2.33}$$

Einsetzen der Gleichung 2.30 in obige Gleichung und einsetzen aller Konstanten ergibt:

$$\frac{d\sigma_{Aufbruch}}{dE_r el} = \frac{8}{5} \frac{\mu}{(E_{rel}+Q)^3} e^{\sqrt{\frac{\mu}{2E_{rel}}}} \sum n_{\pi\lambda} S_{1/7}^{\pi\lambda} \tag{2.34}$$

Hiermit ist eine Verbindung zwischen der experimentell bestimmten Größe $\frac{d\sigma_{Aufbruch}}{dE_r el}$ und dem zu bestimmenden $S_{1/7}$-Faktors gefunden.

2.4 Bestimmung der Invarianten Masse

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie aus der Messung der Impulse und des Winkels zwischen den beiden Aufbruchteilchen, die Relativenergie zwischen den beiden Teilchen bestimmt wird. Die Gesamtenergie des angeregten ^8B nach dem Stoß setzt sich aus seiner

Ruheenergie $E = M_0c^2$ und der Anregungsenergie E^* zusammen. Nach dem Aufbruch setzt sich die Gesamtenergie dann aus den Massen und Impulsen der Aufbruchfragmente zusammen. Unter der Annahme, daß sowohl das Proton als auch das ^{7}Be in ihren Grundzustand emittiert werden, wird die freiwerdende Bindungsenergie und die Anregungsenergie des ^8B in kinetische Energie umgesetzt, die auf beide Aufbruchfragmente aufgeteilt wird. Dieses ist aber gerade die zur Verfügung stehende Energie E_{rel}, die beide Teilchen relativ zueinander haben. Dies ist gerade die Energie $E_{c.m.}$, die im Center of Mass-System zur Verfügung steht.

Da die Gesamtenergie nach dem Stoß durch Messung vollständig bestimmt ist, kann mit Hilfe der invarianten Masse die relative kinetische Energie zwischen den beiden Fragmenten bestimmt werden.

Die invariante Masse ist folgendermaßen definiert

$$M_{inv} = \left| (\sum_i E_i)^2 - \left| \sum_i \vec{P}_i \right|^2 \right|^{1/2}. \tag{2.35}$$

Ausmultiplizieren, sowie die Definition des Skalarproduktes $(\vec{P}_i \vec{P}_j) = \left|\vec{P}_i\right| \left|\vec{P}_j\right| \cos\theta_{i,j}$ mit dem Winkel $\theta_{i,j}$ zwischen $\left|\vec{P}_i\right|$ und $\left|\vec{P}_j\right|$ liefert

$$M_{inv} = \left| \sum_i E_i^2 + 2\sum_{i\neq j} E_i E_j - \sum_i \left|\vec{P}_i\right|^2 - 2\sum_i \left|\vec{P}_i\right| \left|\vec{P}_j\right| \cos\theta_{i,j} \right|^{1/2}. \tag{2.36}$$

Für den Fall, daß es im Endzustand nur zwei Teilchen gibt, vereinfacht sich die Gleichung zu

$$M_{inv} = \left| (E_1 + E_2)^2 - P_1^2 - P_2^2 - 2P_1P_2\cos\theta_{1,2} \right|^{1/2}. \tag{2.37}$$

Die, in der Gleichung vorkommenden Energien sind über folgende Beziehung

$$E^2 = m^2 + p^2 \tag{2.38}$$

mit den gemessenen Impulsen verknüpft. Damit läßt sich Gleichung 2.37 noch weiter umformen:

$$M_{inv} = \sqrt{M_1^2 + M_2^2 + 2\sqrt{P_1^2 + M_1^2}\sqrt{P_2^2 + M_2^2} - 2P_1P_2\cos\theta_{1,2}} \tag{2.39}$$

Um nun aus der invarianten Masse die kinetische Relativenergie zu erhalten, müssen von der letzten Gleichung nur noch die beiden Ruhemassen der Fragmente abgezogen werden:

$$E_{rel} = \sqrt{M_1^2 + M_2^2 + 2\sqrt{P_1^2 + M_1^2}\sqrt{P_2^2 + M_2^2} - 2P_1P_2\cos\theta_{1,2}} - M_1 - M_2 \tag{2.40}$$

Mit Hilfe der obigen Formel kann aus den beiden gemessenen Impulsen und dem gemessenen Aufbruchwinkel die Relativenergie zwischen den beiden Fragmenten bestimmt werden.

Kapitel 3

Experimentaufbau

Das Experiment setzt sich aus zwei räumlich getrennten Aufbauten zusammen. Dies ist zuerst der Fragmentseparator (FRS), in dem aus dem primären ^{12}C-Strahl ein Sekundärstrahl von ^{8}B-Ionen erzeugt wird. Dieser Sekundärstrahl wird dann in die Experimentierhalle zum Experimentierplatz CAVE C transmitiert. Am dortigen Aufbau, dem Kaonenspektrometer KaoS, wird dann der Coulombaufbruch des Sekundärstrahls aus ^{8}B-Ionen untersucht. Im folgenden Kapitel wird der Aufbau der beiden Experimentteile kurz erläutert. Der Schwerpunkt wird dabei auf der Beschreibung des Experimentaufbaus am Kaonenspektrometer liegen, da dort der zu untersuchende Coulombaufbruch stattfindet.

3.1 Fragmentseparator

Da das bei diesem Experiment untersuchte ^{8}B-Ion nicht stabil ist, sondern mit einer Halbwertszeit von 0.77 s zerfällt [Led78], muß es künstlich erzeugt werden. Dies geschieht mit Hilfe des Fragmentseparators am Schwerionensynchrotron (SIS), was im folgenden kurz beschrieben werden soll. Da eine Separation der Fragmente bezüglich A und Z mit elektrischen und magnetischen Feldern allein nicht möglich ist, kommt eine andere Methode zum Einsatz [Gei92]. Der bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) zur Separation von relativistischen Ionen eingesetzte Fragmentseparator ist ein achromatisches 0°-Spektrometer, welches aus vier unabhängigen Stufen zusammengesetzt ist. Jede dieser vier Stufen besteht aus einem 30° Dipolmagneten, mit jeweils mehreren Quadropolmagneten, zur Fokussierung, vor und hinter dem Dipolmagneten. Jeweils zwei Dipole bilden eine Einheit des Fragmentseparators. Die erste Stufe separiert die im Produktionstarget, vor dem ersten Dipol, entstandenen Reaktionsprodukte vom Primärstrahl und selektiert sie entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit. Die Fragmente mit gleichem A/Z-Verhältnis werden in der Fokalebene F_2 auf den selben Ort fokussiert. Mit Schlitzblenden werden dort nur die Teilchen mit einem bestimmten A/Z-Verhältnis durchgelassen. Nach diesen

Schlitzblenden müssen die Teilchen noch einen Abbremser (Degrader) durchlaufen, in dem sie Energie verlieren. Da der Energieverlust der verschiedenen Fragmente proportional zu ihrer Kernladung $\Delta E \sim Z^2$ ist, steht nun im zweiten Teil des Fragmentseparators ein weiteres Selektionskriterium zur Verfügung, mit dessen Hilfe nun ein Fragment mit bestimmten A und Z ausgewählt werden kann. Dieses $B\rho - \Delta E - B\rho$-Methode genannte Separationsprinzip läßt sich durch eine, dem zu separierendem Isotop, angepaßte Form des Degraders noch erhöhen. Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des Fragmentseparators und verdeutlicht das Separationsprinzip des Fragmentseparators für den Fall der Separation von ^{32}Mg-Fragmenten aus einem ^{48}Ca-Primärstrahl.

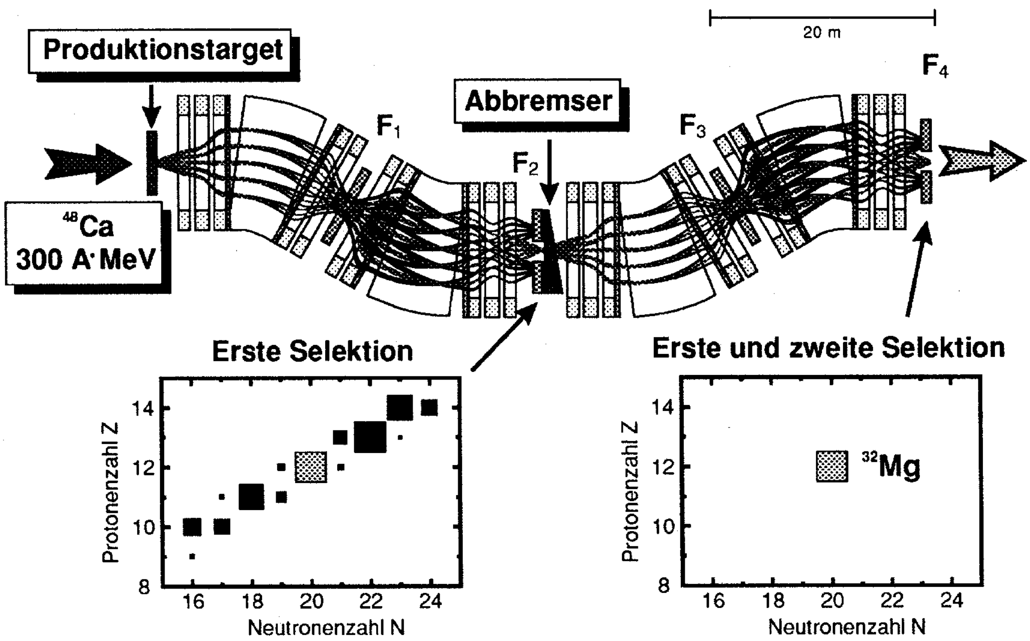

Abbildung 3.1: Aufbau des Fragmentseparators mit Produktionstarget, Schlitzblende, Abbremser. Im unteren Teil der Abbildung ist das Separationsprinzip des Fragmentseparators am Beispiel der Separation von ^{32}Mg-Fragmenten aus einem ^{48}Ca-Primärstrahl gezeigt.

Ein Szintillator (S8-Szintillator) am Ausgang des Fragmentseparators wird zur Generierung eines Zeitsignals benutzt, um die Flugzeit vom Fragmentseparator bis zum Experimentaufbau in CAVE C messen zu können.

3.2 Experimentaufbau am Kaonenspektrometer

Der Aufbau des Kaonenspektrometers ist in Abbildung 3.2 als Aufsicht dargestellt.

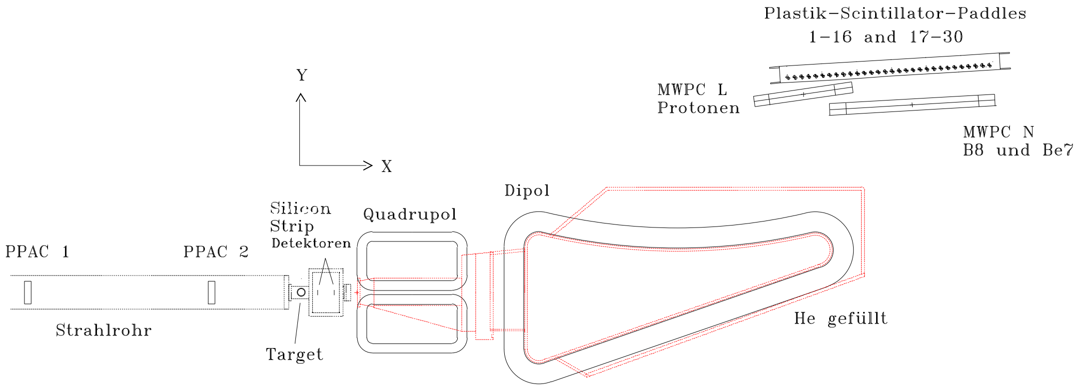

Abbildung 3.2: Experimentaufbau am Kaonenspektrometer. Eingezeichnet sind die verschiedenen im Text beschriebenen Detektoren und das Magnetspektrometer

Der Experimentaufbau besteht aus mehreren Detektoren vor dem Magnetsystem, dem drehbaren Magnetsystem selbst und 3 Detektoren nach dem Magnetsytem. Im folgenden werden kurz das Magnetspektrometer und die Funktionen und Arbeitsweisen der einzelnen Detektoren beschrieben.

- **Magnetsystem**

  Das doppelt fokussierende Magnetsystem besteht aus einem Dipolmagneten und einem davor angeordneten Quadrupolmagneten. Dieser dient mit seiner Fokussiereigenschaft in horizontaler Richtung zur Vergrößerung des Raumwinkels [Sen93]. Das Magnetsystem ist um das Target drehbar, um so Untersuchungen in Abhängigkeit des Laborwinkels durchführen zu können. Da bei diesem Experiment aber Coulombaufbrüche mit nur kleinen Ablenkungen aus der ursprünglichen Strahlrichtung untersucht werden, steht das Magnetsystem auf 0° bezüglich der Strahlachse. Das Magnetsystem bildet Teilchen mit gleichem Impuls, die unter verschiedenen Winkel aus dem Target emittiert werden, auf den gleichen Ort in der Fokalebene ab. Mit Hilfe einer Impulseichung kann aus dem Teilchenort in der Fokalebene der zugehörige Teilchenimpuls bestimmt werden (siehe Kapitel 5.1). Um die Kleinwinkelstreuung zu minimieren ist das komplette Magnetsystem mit Helium gefüllt.

- **PPAC**

  Die beiden Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) vor dem Target dienen zur Bestimmung der Vertizes der ankommenden Teilchen zum Target hin. Damit ist es möglich bei einer Reaktion den Reaktionsort im Target genau zu bestimmen. Bei den Detektoren handelt es sich im Prinzip um Plattenkondensatoren mit einer leicht ionisierbaren Gasfüllung, bei denen die Kathode und die Anode jeweils aus sehr dünnen Folien bestehen. Dies ist nötig, da möglichst wenig Materie im Strahlengang sein soll, um die Kleinwinkelstreuung minimal zu halten. Wenn ein Teilchen im aktiven Volumen des Detektors das Zählgas ionisiert, driften die dabei entstandenen Ladungen durch das anliegende elektrische Feld zur Anode bzw. zur Kathode. Wegen der hohen Driftgeschwindigkeit der Elektronen, erhält man mit diesem Detektor ein sehr schnelles Zeitsignal an der Anode, mit Hilfe dessen ein Startsignal zur Flugzeitmessung generiert wird. Die Zeitauflösung der beiden Detektoren beträgt jeweils 200 Picosekunden. Mit Hilfe der an den Kathoden abfließenden positiven Ladungen kann zusätzlich noch ein Energieverlustsignal generiert werden. Falls die Anode an allen vier Seiten ausgelesen wird, kann man mit Hilfe der Zeitdifferenzen zwischen den Signalen oben und unten, bzw. links und rechts den genauen Durchtrittsort der Teilchen durch den Detektor bestimmen, wobei die dabei erreichte Ortsauflösung 1mm beträgt.

  Da die beiden PPAC's mit einem sehr geringen Gasdruck im Vakuum des Strahlrohres betrieben werden, kam es während der Strahlzeit zu erheblichen Problemen mit der Vakuumfestigkeit der beiden PPAC's. Zusätzlich zu diesem Problem, konnten die PPAC's auch nicht mit der Hochspannung betrieben werden, die zu einem effizienten Nachweis der Teilchen nötig gewesen wäre. Aufgrund dieser Probleme wurden die beiden Detektoren während des Experimentes ausgebaut und stehen für die Auswertung nicht zur Verfügung.

- **Silizium Streifenzähler**

  Wenn man, von den PPAC's ausgehend, in Strahlrichtung weitergeht kommen als nächste Detektoren nach dem Target vier Silizium-Streifenzähler (Si-Strip), mit deren Hilfe der Vertex der Aufbruchfragmente, und daraus der Aufbruchwinkel bestimmt wird. Jeder der viel Silizium-Streifenzähler besteht aus 544 einzelnen Auslesestreifen, die auf einer Backplane aus Trägersubstrat aufgebracht sind. Tritt nun ein Teilchen durch den Detektor und ionisiert das Silizium, so fließen die Ladungen auf die nächstgelegenen Auslesestreifen ab. Da diese Streifen einzeln ausgelesen werden, kann aus den Signalen der Teilchendurchtrittsort sehr genau bestimmt werden. Bei den verwendeten Silizium-Streifenzählern ist jeweils nur eine Schicht aus Auslesestreifen aufgebracht, so daß man von jedem Detektor nur Informationen über eine Koordinatenrichtung erhält. Um nun zweidimensionale Informationen zu erhalten, sind im Experiment jeweils zwei Si-Strip zu einer Gruppe zusammengefaßt und in einem Abstand von 1.5cm eingebaut. Hierbei ist der eine Detektor jeweils um 90° gegenüber dem zweiten gedreht. Die mit Hilfe dieser Detektoren erreichte Ortsauflösung beträgt 0.05mm [Bou98].

- **F-Detektor**

  Die im folgenden F-Detektor genannte Flugzeitstoppwand steht hinter dem Magnetsystem und wird bei diesem Experiment nicht nur zur Signalgenerierung des Flugzeitstoppsignals, sondern auch zur Triggererzeugung benutzt. Der F-Detektor besteht aus 30 einzelnen Szintillatorstreifen einer Größe von 38 x 3.7 x 2 cm^3, die jeweils oben und unten mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen werden [Pop93]. Da der Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch sehr klein ist, benötigt man einen effektiven Trigger, mit dem man die richtigen Ereignisse selektieren kann. Da das Proton und das ^7Be-Ion aufgrund ihrer verschiedenen Impulse in verschiedene Bereiche des F-Detektors fliegen, kann durch eine Zweiteilung des F-Detektors ein Koinzidenztrigger aufgebaut werden. Dazu wird der F-Detektor in den Bereich von Paddle 1 bis Paddle 16 (Proton-Bereich), und den Bereich von Paddle 17 bis Paddle 30 (Ionen-Bereich) unterteilt. Die Signale der 16 Paddles eines Bereiches werden logisch so verknüpft, daß ein Teilchen, das irgendwo durch diesen Bereich aus 16 Szintillatorpaddles geht, ein Signal erzeugt.Die Signale der beiden Bereiche werden danach nochmals logisch UND verknüpft, so daß nur dann ein Trigger generiert wird, wenn sowohl ein Signal aus dem Protonen-Bereich, als auch ein Signal aus dem Ionen-Bereich vorliegt. Mit Hilfe dieses im folgenden **pBe-Trigger** genannten Triggers kann der ^8B-Primärstrahl, der auch durch den Ionen-Bereich geht, ausgeblendet werden. Für Eichmessungen gibt es noch einen anderen Trigger, der immer dann ein Triggersignal erzeugt, wenn ein Teilchen irgendeins der 30 Paddles trifft. Mit diesem Trigger, der im folgenden als **F$_{or}$-Trigger** bezeichnet wird, mißt man also hauptsächlich den primären ^8B-Strahl. Die Effizienz des Triggers wird in Kapitel 5.3 untersucht.

3.3 Aufbau und Anforderungen der Vieldrahtkammern

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern (Multi Wire Proportional Counter MWPC) nach dem Magnetsystem dienen zur Impulsbestimmung der zu detektierenden Teilchen. Da Teilchen mit gleichem Impuls durch das Magnetsystem auf die gleichen Orte in der Fokalebene fokussiert werden, ist es möglich, aus den Positionen in den Vieldrahtkammern den Impuls der Teilchen zu bestimmen (siehe Kapitel 5.1). Die beiden Drahtkammern sind zweistufig aufgebaut, wobei einer konventionellen Vieldrahtproportionalkammer eine Vorverstärkerzone, das sogenannte Preamplification Gap (kurz: Pregap) vorangestellt ist. Dieses Hintereinanderschalten von zwei räumlich getrennten Verstärkungsstufen erweitert den dynamischen Bereich der Kammer. Damit ist es möglich, minimal ionisierende Teilchen mit hoher Effizienz zu messen, gleichzeitig aber zu verhindern, daß stark ionisierende Teilchen die Kammern beschädigen. Dieses Konzept geht auf A. Breskin und G. Charpak zurück [Bre79] und wurde an der GSI weiterentwickelt [Ste91].

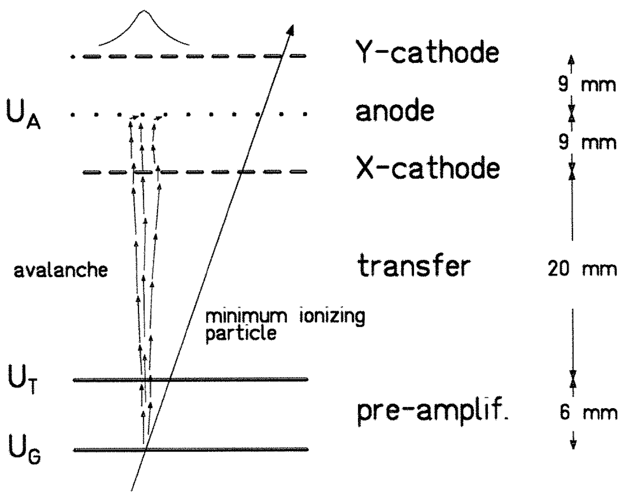

Abbildung 3.3: Aufbau einer zweistufigen Vieldrahtproportionalkammer. Die Vorverstärkerstufe (pre-amplif.) wird auch als „Pregap“ bezeichnet. Die drei hochspannungsführenden Ebenen sind die Anodenebene und die beiden Ebenen des Pregap. Ausgelesen werden die, auf die beiden Kathodenebenen influenzierten Signale. Dadurch kann sowohl der Ort in x-, als auch in y-Richtung bestimmt werden.

In Abbildung 3.3 ist das zweistufige Prinzip der Kammern dargestellt. Die beiden Ebenen (im folgenden mit G- und T-Ebene bezeichnet) des Pregap bestehen jeweils aus einem Gitter aus 50 μm Drähten und sind 6 mm voneinander entfernt [Sar91]. Die konventionelle MWPC enthält eine Anodenebene, bestehend aus 20 μm Drähten im Abstand von 2mm zwischen zwei Kathodenebenen, bestehend aus 50 μm Drähten im Abstand von 1mm. Die senkrecht zueinander eingebauten Kathodenebenen sind jeweils 9mm von der, dazu diagonal eingebauten, Anodenebene getrennt. Die beiden Stufen der MWPC's sind durch eine Driftstrecke von 2cm voneinander getrennt, wodurch es, wegen der internen Driftzeit der Elektronen, möglich wird ein externes Triggersignal zu generieren. Als Zählgas dient Argon mit einem Zusatz von CO_2 und n-Heptan als Quenchinggas in folgender Zusammensetzung (Argon/CO_2/n-Heptan:78%/20%/2%) [Stu96].

Durchfliegt nun ein minimal ionisierendes Teilchen die Kammer, so produziert es sofort nach Durchtreten der G-Ebene des Pregap Elektronen durch Ionisation des Gases. Diese Primärelektronen lösen nun durch Stoßionisation (Townsend-Mechanismus) Sekundärelektronen aus. Die Spannungen an den beiden Ebenen des Pregap sind so gewählt, daß die Energie, die ein Elektron zwischen zwei Stößen durch das anliegende elektrische Feld aufnimmt, ausreicht, um beim nächsten Stoß weitere Elektronen auszulösen. Die Verstärkung dieser ersten Stufe beträgt ca. einen Faktor 100 [Dau87].

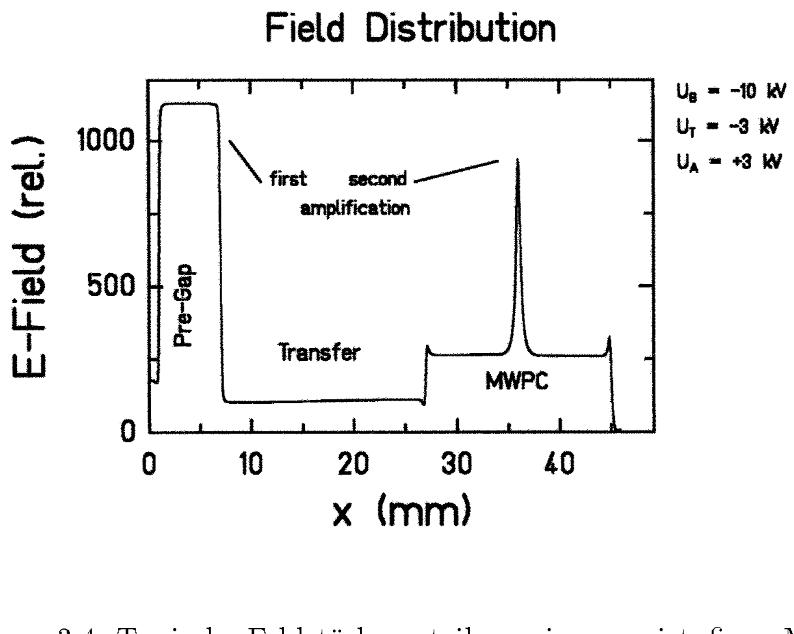

Abbildung 3.4: Typische Feldstärkeverteilung einer zweistufigen MWPC

Durch die gewählte Spannung an der T-Ebene ist ein Drift der Elektronenlawine durch das Transfergap zur Anode gewährleistet. Die Driftzeit der Lawine hängt nicht nur von den gewählten Spannungen, sondern auch von dem Gasgemisch und dem Gasdruck ab. In der nächsten Nähe der Anodendrähte erfolgt nun eine zweite Verstärkung um ca. einen Faktor 1000. Durch das starke elektrische Feld in der Nähe der Anodendrähte (siehe Abbildung 3.4) können die Elektronen noch einmal Lawinen auslösen. Diese Elektronenlawinen fließen innerhalb von wenigen Nanosekunden auf die Anodendrähte ab, wohingegen die Ionen sich aufgrund ihrer geringeren Beweglichkeit nur langsam von der Anode entfernen, und so ein negatives Signal längerer Anstiegszeit in den Anodendraht influzieren. Der so enstehende negative Ladungsimpuls am Anodendraht influziert ein positives Signal auf den beiden Kathodenebenen, dessen Amplitude mit zunehmenden Abstand vom Ort, der auf den Anodendraht abfließenden Ladungen abnimmt. Der Schwerpunkt dieses Signals entspricht dem Durchtrittsort des Teilchens im Pregap.

Die kleinere der beiden Vieldrahtkammern, im folgenden L-Kammer genannt, hat eine aktive Fläche von 600 x 300 mm^2 [Gei93] und wird zur Messung der Protonenimpulse verwendet. Die sogenannte N-Kammer hat eine aktive Fläche von 1200 x 350 mm^2 [Heh90] [Sar91] und wird zur Bestimmung des Ionenimpulses benutzt. Die Datenauslese der Drahtkammern ist sehr ausführlich in [Bal93] dargestellt.

Kapitel 4

Betrieb der Vieldrahtkammern im Experiment

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den speziellen Anforderungen, die das Experiment an die beiden Vieldrahtkammern stellt. Bei den normalerweise am Kaonenspektrometer durchgeführten Mesonenexperimenten werden beide Kammern zum Nachweis minimal ionisierender Teilchen verwendet. Bei diesem Experiment kann die Vieldrahtkammer zum Protonennachweis, im folgende als L-Kammer bezeichnet, mit den Betriebsparametern der Mesonenexperimente betrieben werden. Da die N-Kammer erstmals zum Nachweis stark ionisierenden Teilchen eingesetzt wurde, mußten im Vorfeld des Experimentes neue Betriebsparameter für diese Kammer gefunden werden. Dieses wird im ersten Teil des Kapitels beschrieben. Im zweiten Teil wird dann beschrieben, wie diese Parameter optimiert werden. Im letzten Teil dieses Kapitels wird noch eine Methode zur Winkelmessung mit nur einer Vieldrahtkammer diskutiert.

4.1 Hochspannungen und Driftzeit

Da die N-Kammer vor diesem Experiment noch nicht benutzt wurde, um stark ionisierende schwere Ionen nachzuweisen, war im Vorfeld des Experimentes nicht klar, in welchem Bereich die Hochspannungen für den Nachweis der schweren Ionen mit hoher Effizienz liegen würden. Bei den in diesem Experiment benutzten, und in Kapitel 3.3 erläuterten, Vieldrahtkammern hat man zwei Verstärkungsstufen, bei denen die Verstärkung unabhängig voneinander, durch Änderung der Hochspannungen, verändert werden kann. Die Entscheidung, nur die Hochspannung, und somit nur die Verstärkung, an der Anodenebene zu ändern, geschieht aus zwei Gründen.

Da die 20 μm dünnen Anodendrähte bei einem Überschlag zwischen Anodenebene und Kathodenebene sehr leicht zerstört werden können, darf die Gasverstärkung in der Nähe der Anodendrähte nicht so groß sein, daß es zu solchen Überschlägen kommt und die Kammer dadurch für das Experiment ausfällt. Der zweite Grund ist, daß die Hochspannungen einen großen Einfluß auf die Driftzeiten der Elektronenlawine vom Ort ihrer Erzeugung im Pregap zur Anodenebene haben. Damit verschiebt sich aber auch die Zeitlage des, auf die Kathodenebenen, influzierten Signals. Da die Datenauslese der Kammern aber nur in einem, vorher fest eingestelltem, Zeitfenster stattfindet, kann eine Änderung der Hochspannungen zu Datenverlusten führen.

In Abbildung 4.1 ist der zeitliche Verlauf der Auslese einer zweistufigen Vieldrahtkammer am Beispiel einer Messung mit einer ^{90}Sr-Quelle vor der Vieldrahtkammer und einem Plastikszintillator zur Generierung eines Triggersignals hinter der Kammer gezeigt.

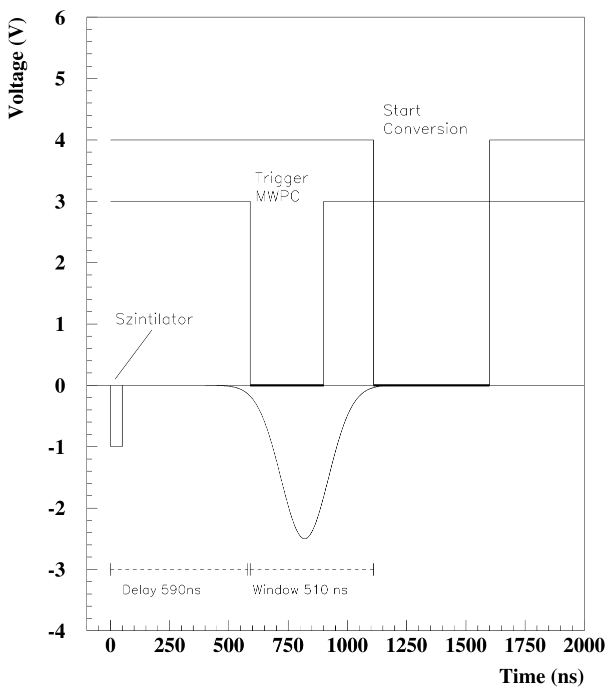

Abbildung 4.1: Zeitlicher Verlauf der Datenauslese einer zweistufigen Vieldrahtkammer. Gezeigt sind die vom Teilchen erzeugten Signale im Szintillator und die auf einen Kathodendraht influzierte Ladungsverteilung. Zusätzlich sind noch die Signale dargestellt, mit denen die Lage und die Länge des Auslesezeitfensters bestimmt werden können (Trigger und Start Conversion.)

Ein Elektron aus der Quelle, das die Vieldrahtkammer durchquert, löst dabei im Pregap eine Elektronenlawine aus und trifft danach den Plastikszintillator mit angeschlossenem

Photomultiplier. Das durch den Energieverlust des Elektrons im Plastikszintillator generierte Signal wird in einem Constant Fraction Discriminator in ein logisches NIM Signal umgewandelt und danach dazu benutzt, um die Datenauslese zu starten. Bis jetzt sind nur wenige Nanosekunden (ns) seit dem Teilchendurchtritt durch die Vieldrahtkammer vergangen. Im Experiment dauert es nun noch ca. 600 ns bis das Signal auf die Kathodendrähte influziert wird. Diese Zeit steht zum Aufbau eines Systemtriggers zur Verfügung, der dann die ADC-Auslese der Vieldrahtkammern startet. Bei einer Quellenmessung wird das Triggersignal mit Hilfe eines Gate Generators verzögert und dann ein Kammer-Trigger generiert, der die ADC-Auslese startet. Der ADC sucht nun in dem Kathodensignal nach der maximalen Signalamplitude und hält diesen Wert dann mit Hilfe eines Stretchers bis zum Ende der Auslese fest. Die ADC-Auslese wird mit dem sogenannten „Start Conversion"-Signal beendet. Sowohl das Triggersignal, als auch das Start Conversion Signal können in bestimmten Grenzen verschoben werden, so daß man das Auslesezeitfenster genau über dem Signal positionieren kann.

Da zu einer Änderung des Auslesezeitfensters der Experimentierbereich betreten, und somit der Strahlbetrieb unterbrochen werden muß, muß das Auslesezeitfenster schon zu Beginn des Experimentes richtig eingestellt sein. Eine spätere Änderung ist zwar prinzipiell möglich, würde aber zu erheblichen Zeitverzögerungen führen.

Ein Versuch, die Hochspannung an der Anodenebene aus den bekannten Hochspannungen für den Nachweis minimal ionisierender Teilchen zu skalieren führte leider nicht zum Ziel. Um aber trotzdem das Auslesezeitfenster richtig zu positionieren, wurde untersucht wie sich die Driftzeiten der Elektronenlawine bei Veränderung der Anodenhochspannung verändern. Da die beiden anderen Hochspannungen nicht verändert werden, verändern sich auch die Driftzeiten von der Grid- zur Transferebene, bzw. von der Transfer- zur x-Kathodenebene nicht. Die einzige Driftzeit, die sich verändert, ist die Driftzeit von der x-Kathodenebene zur Anodenebene. Die Elektronendriftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des elektrischen Feldes sind für viele verschiedene Gasmischungen experimentell bestimmt worden. Für eine Mischung aus 80% Argon und 20% CO_2 [Zha94] ändert sich die Driftgeschwindigkeit von 6.89 cm/μs auf 6.35 cm/μs bei einer Reduzierung der Anodenspannung von 4000 V auf 3000 V. Selbst bei einer Reduzierung auf 2000 V ist die Driftgeschwindigkeit noch 6.05 cm/μs. Für die Driftzeiten bedeutet das, daß sich die Driftzeit bei einer Reduzierung der Anodenspannung von 4000 V auf 2000 V nur um ca. 40ns verlängert. Um diese Veränderung der Driftzeit auszugleichen wird das Auslesezeitfenster so vergrößert, daß sowohl die Signale für eine Anodenspannung von 4000 V, als auch die Signale für eine Anodenspannung von 2000 V innerhalb des Auslesezeitfensters liegen.

Die Grobeinstellung der Hochspannungen wurde in einer Teststrahlzeit im Juli 1996 mit $8B$-Ionen durchgeführt. Hierzu wurde die Hochspannung an der Gridebene auf $U_G = -10.8kV$ und die Hochspannung an der Transferebene auf $-3.0kV$ eingestellt. Dies sind die bei Mesonenexperimenten benutzten Hochspannungswerte. Danach wurde die Hochspannung der Anodenebene U_A langsam erhöht und dabei die Vorverstärkersignale der Kammer und die Nachweiseffizienz für die Ionen beobachtet

Ab einer Anodenhochspannung U_A von 2.7 kV wurde eine Nachweiseffizienz von über 90% erreicht, so daß aufgrund dieser Messung folgende Hochspannungswerte

U_G	-10.8 kV
U_T	-3 kV
U_A	2.75 kV

als Ausgangspunkt der im nächsten Abschnitt beschriebenen Feineinstellung der Hochspannungen und Effizienzbestimmung benutzt wurden.

4.2 Effizienzbestimmung

Ausgehend von den im letzten Abschnitt bestimmten Hochspannungswerten für die N-Kammer und den „Standard-Werten“ für die L-Kammer wurden dann sowohl die Hochspannungswerte der Anoden-, als auch der Gridebene leicht variiert, um die optimalen Hochspannungswerte für die beiden Kammern zu finden. Zu jeder dieser Hochspannungseinstellungen wurden Daten aufgezeichnet,die im Anschluß an die Teststrahlzeit im Juli 1996 ausgewertet wurden.

Mit Hilfe dieser Daten wurde für jede Kammer getrennt die Nachweiseffizienz für jede Hochspannungseinstellung bestimmt. Die Effizienz ist der Quotient aus der Anzahl der in der Kammer detektierten Teilchen N_{det} und der totalen Anzahl der Ereignisse N_{tot}

$$\epsilon = \frac{N_{det}}{N_{tot}}$$

mit einem Fehler von

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot (1-\epsilon)}{N_{det}}}.$$

Die so ermittelten Effizienzen werden dann über der Hochspannung aufgetragen. Daraus ergeben sich Effizienzkurven(siehe Abbildung 4.3), mit deren Hilfe die Hochspannungen für den Betrieb der beiden Kammern festgelegt werden. Wie man an Abbildung 4.3 sehen kann, erreicht die Effizienz ab einer bestimmten Hochspannung ein Plateau, bei dem die maximale Nachweiseffizienz erreicht ist. Wenn die Hochspannung weiter erhöht wird ändert sich die Nachweiseffizienz nicht mehr, bis man zu einem Punkt kommt, an dem es zu Überschlägen zwischen den hochspannungsführenden Ebenen kommt. Bei diesen Überschlägen nimmt die Effizienz kurzzeitig stark ab. Da die Vieldrahtkammer Teilchen mit der höchst möglichen Effizienz nachweisen soll, ist die Hochspannung nun so zu wählen, daß der Betriebspunkt sowohl weit genug von der abfallenden Flanke der Effizienzkurve, als auch weit genug vom Durchschlagspunkt entfernt ist. Aus Zeitgründen konnte während der Teststrahlzeit dieses Plateau nicht vollständig gemessen werden. Da es aber bei keiner der etwa 10 minütigen Messungen zu einem Überschlag kam, war trotzdem gewährleistet, daß die jeweils eingestellten Hochspannungen noch weit vom Durchschlagspunkt entfernt waren.

Um keinen systematischen Fehler bei der Ereignisauswahl zu machen, wurde bei der Effizienzmessung der F_{or}-Trigger benutzt (siehe Kapitel 3.2). Dadurch werden auch Trigger generiert bei denen kein Teilchen durch eine der beiden Vieldrahtkammern gegangen ist. Diese Trigger entstehen hauptsächlich durch Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die durch den F-Detektor gehen. Diese Ereignisse dürfen bei der Effizienzbestimmung nicht verwendet werden, da dies sonst zu einer systematisch zu niedrigen Effizienz führt. Das heißt, aus der Gesamtzahl der Ereignisse, die gespeichert wurden, müssen diejenigen ausgewählt werden, bei denen mit Sicherheit ein Teilchen durch eine der beiden Kammern gegangen ist.

Um zu gewährleisten, daß ein Teilchen auch wirklich durch eine der beiden Kammern gegangen ist, wurde eine Koinzidenz zwischen allen vier Silizium Streifenzählern und dem F-Detektor verlangt. Hierzu wurde bei jedem Ereignis gefordert, daß die Multiplizität in allen vier Silizium Streifenzählern mindestens eins sein muß. Die Wahrscheinlichkeit, daß man in allen fünf, räumlich getrennten, Detektoren koinzident Teilchen nachweist, die nicht aus dem Strahl stammen, beträgt weniger als 1 Promille.

Da die beiden Kammern zum Nachweis verschiedener Teilchen eingesetzt werden, wurden sie bei der Effizienzbestimmung auch verschieden behandelt Um die Effizienz der L-Kammer zu bestimmen, wurden nur die ersten 10 Paddles des F-Detektors betrachtet, da Teilchen, die aus dem Target kommen und durch die L-Kammer gehen, den F-Detektor nur in diesem Bereich treffen können. Bei der N-Kammer wurden mit der gleichen Begründung nur die Paddles 17 bis 30 betrachtet. Bei einem Ereignis, das alle diese Bedingungen erfüllt, wird der Zähler für die Gesamtzahl der Ereignisse N_{tot} um eins inkrementiert. Falls bei diesem Ereignis auch ein Teilchen in den Kammern nachgewiesen wird, wird auch der Zähler N_{det} für die entsprechende Kammer um eins inkrementiert. Die Effizienz ergibt sich dann mit Hilfe von Gleichung 4.2.

Eine erste Analyse der Daten ergab, daß die Effizienz der N-Kammer für ^8B-Ionen im Plateau bei fast 100% lag. Die maximale Effizienz der L-Kammer für Protonen hingegen lag bei etwas unter 90%. Dies ist deshalb verwunderlich, da bei den Mesonenexperimenten die Effizienz der L-Kammer für minimal ionisierende Teilchen bei den untersuchten Hochspannungen bei ca. 95% liegt. Eine genaue Untersuchung der Auswerteroutinen ergab, daß die Routine, in der aus den Ladungsverteilungen der Elektronenlawinen die Positionen in den Kammern bestimmt wird (Peakfindingroutine), nur solche Ladungsverteilungen behandelt werden, bei denen die komplette Gaußkurve vollständig innerhalb der ausgelesenen Kanäle

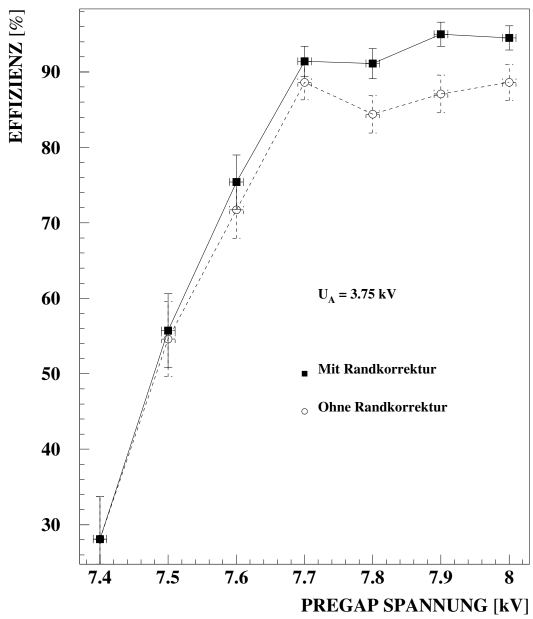

Abbildung 4.2: Vergleich der L-Kammereffizienzen für die Effizienzbestimmung mit, bzw. ohne die Randkorrektur

liegt. Da es bei Teilchen, die am Rand einer Vieldrahtkammer hindurchfliegen, dazu kommt, daß nicht mehr die vollständige Ladungsverteilung ausgelesen und gespeichert wird, gehen solche Ereignisse verloren. Bei der Effizienzbestimmung führt dies zu systematisch zu niedrigen Effizienzen. Für die Auswertung dieses Experiments wurde die Peakfindingroutine auf folgende Weise geändert. Falls ein Teilchen am Rand keine vollständige Ladungsverteilung influziert, wird untersucht, ob das Maximum der Verteilung noch innerhalb der ausgelesenen Kanäle liegt. Ist dies der Fall, wird eine Gaußfunktion an diese Ladungsverteilung angefittet, wobei der Ort des Maximums des Gaußfits dann den Teilchendurchtrittsort bestimmt. Mit Hilfe dieses Verfahrens wird nun die volle aktive Fläche der L-Kammer genutzt, und die Effizienz der L-Kammer liegt nach dieser Änderung bei ca. 95% (siehe Abbildung 4.2). Das eben geschilderte Problem stellt sich bei den normalen Mesonenexperimenten am Kaonenspektrometer nicht, da dort fast keine Teilchen an den Ränder der Drahtkammern hindurchfliegen. Daselbe gilt auch für die N-Kammer bei diesem Experiment, da auch dort alle Teilchen durch die Mitte der Drahtkammer gehen.

In Abbildung 4.3 sind im oberen Teil der Abbildung die Effizienzen der N-Kammer als Funktion der Pregapspannung für drei verschiedene Anodenspannungen dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung sind die Effizienzen der L-Kammer aufgetragen.

Mit Hilfe dieser Effizienzkurven werden die, in Tabelle 4.1 dargestellten, Hochspannun-

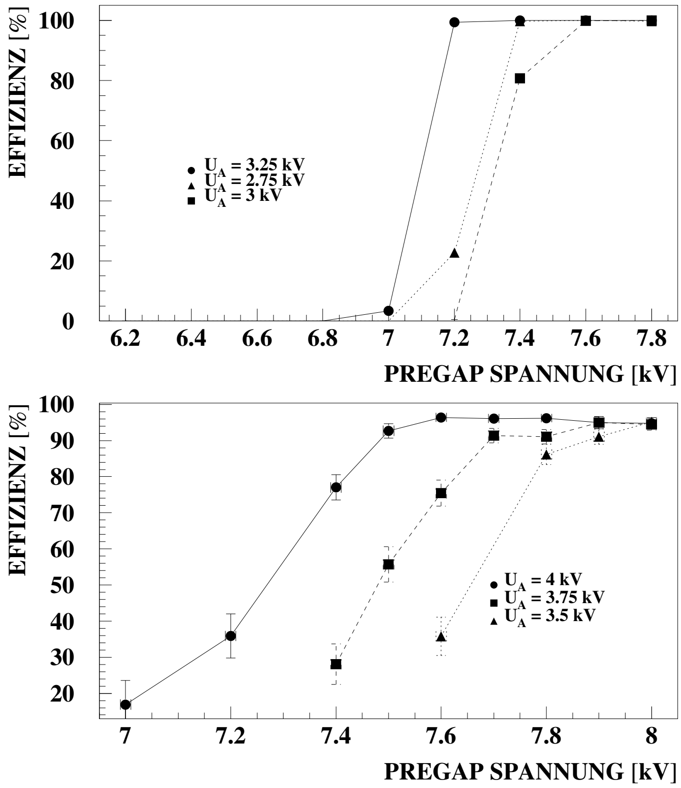

Abbildung 4.3: Effizienz der N-Kammer (oben) und der L-Kammer (unten) in Abhängigkeit der Pregapspannung für jeweils drei verschiedene Anodenspannungen

gen für das Experiment bestimmt.

	$U_G[kV]$	$U_T[kV]$	$U_A[kV]$
L-Kammer	-11	-3	4
N-Kammer	-10.8	-3	3.25

Tabelle 4.1: Hochspannungswerte der beiden Drahtkammern zum Nachweis von Protonen, bzw. schweren Ionen beim Coulombaufbruch von ^8B

4.3 Winkelmessung mit einer zweistufigen MWPC

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit es möglich ist, mit Hilfe einer zweistufigen MWPC nicht nur den Durchtrittsort des Teilchens, sondern auch den Eintrittswinkel des Teilchens in die Drahtkammer zu bestimmen. Während der Teststrahlzeit im Juli 1996 wurden bei einer Untersuchung der Vorverstärkersignale einiger Kanäle für denselben Kathodenkanal zwei zeitlich getrennte Signale gesehen. Um zu untersuchen, woher dieses zweite Signal stammt, wurden versuchsweise die Hochspannungen für das Pregap reduziert. Dabei ist zu beobachten, daß das spätere der beiden Signale verschwindet, sobald die Spannung im Pregap unter die, zur Erzeugung der Elektronenlawine nötige Schwellenspannung fällt. Das frühere der beiden Signale zeigt bei einer Reduzierung der Pregapspannung keine Änderung. Falls man andererseits aber die Spannung an der Anode reduziert verschwindet das frühe Signal, wohingegen sich beim späteren Signal die Amplitude verringert. Mit dieser Untersuchung konnte verifiziert werden, daß das frühe Signal direkt an der Anode erzeugt wird.

Der Grundgedanke dieser Methode zur Winkelbestimmung ist, daß ein stark ionisierendes Teilchen durch seinen, im Vergleich zu minimal ionisierenden Teilchen, größeren Energieverlust nicht nur im Pregap eine nachweisbare Elektronenlawine erzeugt, sondern auch in der Nähe der Anodendrähte. Das bedeutet beim späten Signal arbeitet die Kammer nach dem zweistufigen Prinzip, beim frühen Signal arbeitet die Kammer wie eine normale einstufige Vieldrahtkammer. Wenn der Energieverlust des ionisierenden Teilchens in der Nähe der Anodendrähte und die Verstärkung an den Anodendrähten groß genug sind, kann auch dort genug Ladung erzeugt werden, um ein sichtbares Signal auf die Kathodendrähte zu influzieren. Mit Hilfe dieser beiden Signal und dem bekannten Abstand des Pregap von der Anode ist es nun möglich den Eintrittswinkel des Teilchens zu bestimmen. Dies ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Mit A und H sind die beiden Längen gekennzeichnet, mit denen der Winkel α bestimmt werden kann. Die Länge A ist der Abstand der Gridebene von der Anodenebene. Die Länge H ergibt sich aus dem Abstand der beiden Schwerpunkte der influzierten Ladungsverteilungen.

Der Eintrittswinkel der Teilchen in die Kammer ergibt sich damit, mit einer ganz einfachen geometrischen Gleichungen

$$\alpha = arctan \frac{G}{A}$$

Der Fehler dieser Methode hängt vom Durchtrittswinkel des Teilchens ab und ergibt sich, wenn man annimmt, daß der Abstand der beiden Ebenen keinen Fehler hat, zu

$$d\alpha = \frac{1}{A} \frac{1}{1 + (\frac{G}{A})^2} dG$$

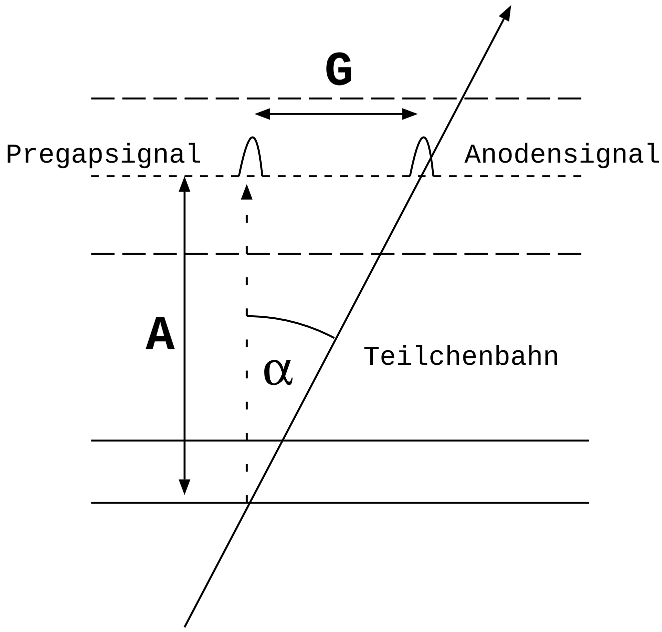

Abbildung 4.4: Schematische Darstellung zur Winkelmessung. Mit Hilfe der beiden Längen A und G kann der Winkel α bestimmt werden.

Um nun den Winkel bestimmen zu können müssen die Schwerpunkte der beiden Verteilungen bestimmt werden. Aber genau hier liegt das Problem, da das Maximum der Ladungsverteilung, die direkt an der Anode erzeugt wird, nicht innerhalb dieses Auslesezeitfensters liegt, sondern nur noch deren Ausläufer, ist das direkte Signal viel kleiner als das, durch die Elektronenlawine aus dem Pregap, erzeugte. Die Schwierigkeit der Winkelbestimmung liegt deshalb in der Schwerpunktsbestimmung der beiden Ladungsverteilungen. Da die beiden Ladungsverteilungen überlappen führt eine einfache Schwerpunktsbestimmung nicht zum Erfolg.

Um die Schwerpunkte der beiden Verteilungen zu bestimmen wird deshalb an beide Verteilungen gleichzeitig jeweils eine Gaußfunktion angefittet. Damit kann der Überlappbereich der beiden Verteilungen richtig beschrieben werden. Als Teilchendurchtrittsorte werden dann die Positionen der beiden Maxima der Gaußfunktion genommen. Mit Hilfe dieser beiden Positionen ist es möglich den Durchtrittswinkel der Teilchen zu bestimmen.

Diese Methode kann aber im Rahmen dieser Arbeit nur vorgestellt werden, da es Schwierigkeiten mit der benutzten Fitroutine des Programmpaketes GOOSY gibt. Dies führt, wie in Abbildung 4.5 gezeigt zu einer starken Verbreiterung und einer Asymmetrie der Verteilung der Durchtrittswinkel. In Abbildung 4.6 ist die Verteilung der Winkel gezeigt, die mit

Hilfe des Pregapsignals der N-Kammer und des Signals des F-Detektors bestimmt wurde. Diese Verteilung ist deshalb wesentlich schmaler, als die nur mit Hilfe der N-Kammer erzeugte, da als Teilchendurchtrittspunkt durch den F-Detektor immer der Paddlemittelpunkt des getroffenen Paddles genommen wird.

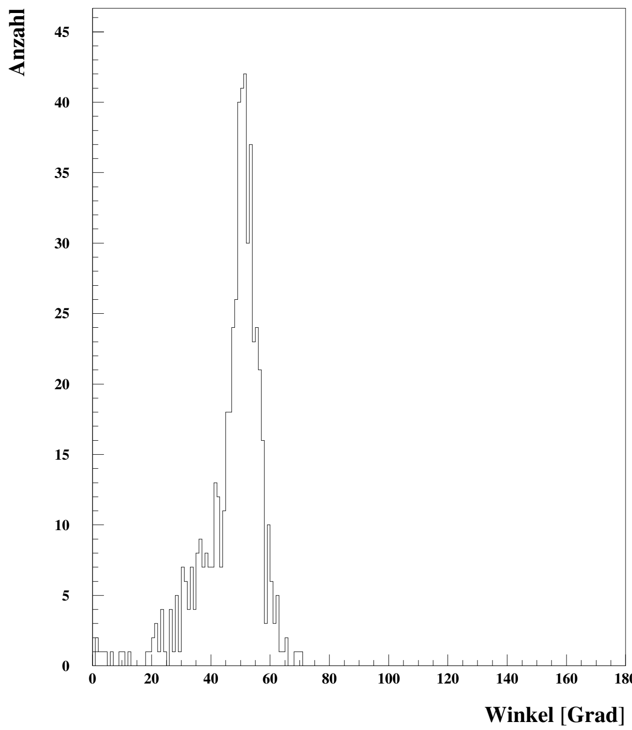

Abbildung 4.5: Winkelverteilung, die mit Hilfe der beiden Ladungsverteilungen in der N-Kammer bestimmt wurde.

Die Differenz der Schwerpunkte der beiden Verteilungen beträgt ca. 3° und wird auch wieder durch verwendete Fitroutine des Programmpaketes GOOSY verursacht. Wie man in Abbildung 4.5 sieht, ergeben sich mit der verwendeten Fitroutine systematisch zu kleine Winkel, im Vergleich zur Winkelbestimmung mit dem F-Detektor und der MWPC-N. Die verwendete Fitroutine führt auch zu der Asymmetrie der Verteilung bei kleinen Winkeln.

Die Probleme mit der verwendeten Fitroutine ließen sich vermeiden, indem man die Fitroutinen des Programmpaketes PAW verwendet. Da sich diese Routinen aber nicht so einfach in das Programmpaket GOOSY integrieren lassen, ist dies bisher noch nicht geschehen, ist aber für die nähere Zukunft geplant. Eine weitere Möglichkeit das Ergebnis der Winkelbestimmung zu verbessern ist, das Auslesezeitfenster soweit zu vergrößern, daß

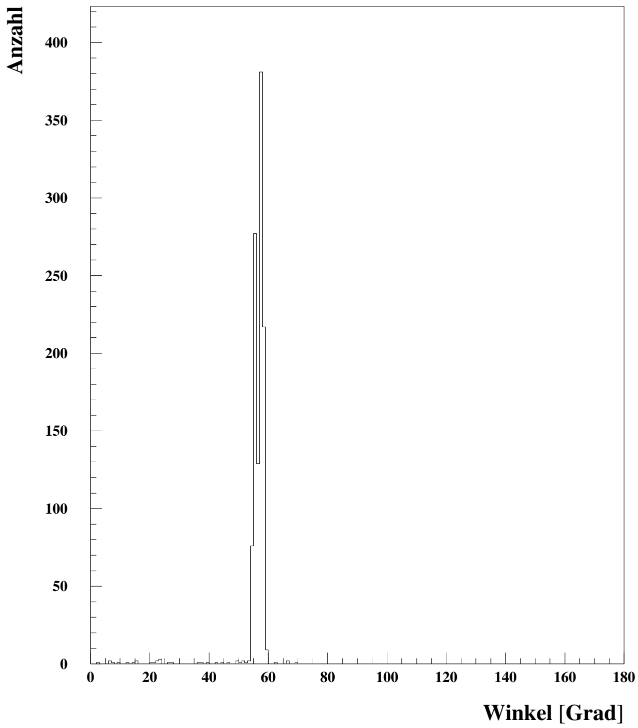

Abbildung 4.6: Winkelverteilung, die aus den Positionen in der N-Kammer und dem F-Detektor bestimmt wurde.

auch das Maximum des frühen Signals innerhalb dieses Fensters liegt. Ein zusätzliches Anpassen der Hochspannungen in den beiden Verstärkungsstufen, so daß der Unterschied der Amplituden beider Signale reduziert wird, würde das simultane Fitten der beiden Verteilungen weiter vereinfachen.

Kapitel 5

Auswertung

Um das Experiment auszuwerten müssen die Meßwerte der verschiedenen Detektoren (Ort, Zeit, Energieverlust) in die physikalischen Größen, wie z.B. den Impuls umgesetzt werden. Die bei diesem Experiment wichtigen physikalischen Größen sind der Impuls und der Aufbruchwinkel der Fragmente, da aus diesen die Relativenergie zwischen den Teilchen berechnet wird. Die Bestimmung des Aufbruchwinkels aus den Daten der Silizium-Detektoren ist Bestandteil einer Dissertation [Bou98] und wird hier nicht behandelt. Im ersten Abschnitt Impulseichung wird gezeigt, wie man aus den Orten in den beiden Vieldrahtkammern den Impuls bestimmen kann, und zu welchen Schwierigkeiten es bei der Impulseichung zu diesem Experiment kommt. Der zweite Abschnitt diese Kapitels befaßt sich damit, wie man aus den aufgenommenen Daten die Ereignisse extrahiert bei denen ein Coulombaufbruch stattgefunden hat. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels zeigt, wie man aus den gemessenen Aufbrüchen den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_{rel}$ bestimmen kann.

5.1 Impulseichung

Durch die Abbildungseigenschaften des Magnetsystems werden Teilchen gleichen Impulses, die unter verschiedenen Emissionswinkeln das Target verlassen haben, auf einen Ort in der Fokalebene des Dipolmagneten abgebildet. Impulseichung bedeutet nun das Aufstellen einer Eichfunktion, die die Orte in der Fokalebene mit den Impulsen der Teilchen am Target verknüpft.

Eine solche Eichung kann mit einem Teilchenstrahl bekannten Impulses p und festerer Kernladung Z gemacht werden. Da der Krümmungsradius, und somit auch der Ort auf der Fokalebene, mit dem Impuls über

$$\rho B = \frac{p}{Z}$$

(ρ Krümmungsradius, B magnetische Flußdichte) verknüpft ist, ergibt eine Messung der Orte in der Fokalebene für verschiedene Impulse, bei konstantem B und Z, die gesuchte Eichfunktion. Für andere Magnetfelder, als dem gemessenen skaliert die Eichfunktion dann nur noch mit dem Magnetfeld.

Eine solche Impulseichung wurde für das KaoS-Spektrometer nie durchgeführt. Mit Hilfe einer solchen Impulseichung ist es allerdings nur möglich den Impuls in der Fokalebene des Magnetsystems zu bestimmen, da nur dort die verschiedenen Teilchenbahnen gleichen Impulses auf einen Ort fokussiert werden. Da bei diesem Experiment aus Platzgründen kein Detektor in der Fokalebene steht, wäre es auch mit Hilfe einer solchen Eichfunktion nicht möglich den Teilchenimpuls zu bestimmen. Aus den oben genannten Gründen wird die Impulseichung mit Hilfe des Programmpakets GEANT 3.21 [CNA93] gemacht.

5.1.1 GEANT

Das Programmpaket GEANT wurde am CERN entwickelt, um Hochenergieexperimente zu simulieren. Das Programm berücksichtigt alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen relativistischer Teilchen in Materie. Es besitzt ausserdem Algorithmen zur Trajektorienberechnung der Teilchen in magnetischen Feldern.

Der Experimentaufbau des Kaonenspektrometers wurde mit Hilfe, als Unterroutinen vorgegebener, Geometrieelemente erzeugt. Mit Hilfe dieser einfachen Elemente, wie z.B. Quadern und Röhren, kann man die verschiedenen Detektoren, aber auch das Magnetspektrometer aufbauen. Hierzu wird jedem dieser so erzeugten Volumina ein Medium zugeordnet, welches entweder aus den vordefinierten Standardmedien ausgewählt wird, oder durch die Angabe von Wechselwirkungsparametern (Dichte, Ordnungszahl, Massenzahl, Strahlungslänge, Absorptionslänge) neu definiert wird. Die verschiedenen Detektoren werden dadurch definiert, das diese Volumina als *sensitive* Volumen definiert werden. Dadurch werden verschiedene Größen, wie z.B. Ort, kinetische Energie oder Energieverlust, in einer Datenstruktur gespeichert die anschließend ausgewertet werden kann.

Nach dem Aufbau der Geometrie erfolgt die eigentliche Simulation des Experimentes durch die Berechnung, wie die Teilchenbahnen durch den Experimentaufbau gehen. Hierbei werden alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen beachtet. Die Berechnung der Teilchenbahnen erfolgt auf folgende Weise. Tritt ein Teilchen in ein neues Volumen ein wird errechnet nach welcher Strecke in diesem Volumen eine der relevanten Wechselwirkungen auftritt. Bis hierhin kann sich das Teilchen dann ohne irgendeine Wechselwirkung bewegen. Dann wird die Auswirkung der Wechselwirkung (z.B. Kleinwinkelstreuung) auf die Teilchenbahn berechnet (z.B. Ablenkung des Teilchens aus seiner gradlinigen Bahn). Danach wird wieder berechnet, wie weit sich das Teilchen Wechselwirkungsfrei bewegen kann, und so weiter. Dies geschieht solange bis das Teilchen entweder gestoppt wird, den Experimentbereich verlässt oder durch einen Prozeß zerfällt. Auch die Bahnen entstehender sekundärer Teilchen werden weiter berechnet.

Die Teilchen, für die die Teilchenbahnen berechnet werden, sind auch wieder aus einem Standardmenue ausgewählt oder können unter Angabe von verschiedenen Parametern (Masse, Ladung, Lebensdauer, *Tracking Typ*) selbst definiert werden. Mit Hilfe des Parameters *Tracking Typ* kann eingestellt werden, mit welchen Routinen der Energieverlust der Teilchen berechnet wird.

Mit Hilfe einer Simulation, bei der aus dem Target Teilchen mit verschiedenen Impulsen unter verschiedenen Winkel emittiert werden, kann nun eine Impulseichung durchgeführt werden. Diese muß für beide Teilchensorten getrennt gemacht werden, da die Protonen nur die MWPC-L und die Ionen nur die MWPC-N treffen. Da der Impuls der emittierten Teilchen bei der Simulation bekannt ist, kann nun eine Funktion bestimmt werden, die aus den Orten in den Silizium-Detektoren und dem Ort in einer der beiden Drahtkammern den Impuls berechnet. Das bedeutet aus den in der Simulation gemessenen Orten und dem bekannten Impuls jedes Ereignisses wird eine Gleichung mit mehreren Parametern aufgestellt. Durch gleichzeitiges fitten aller dieser Gleichungen wird dann das Set der Parameter bestimmt, bei dem das χ^2 minimal ist. Als Ergebnis erhält man eine Funktion mehrerer Variablen

$$p = f(x_{SSD1}, y_{SSD2}, x_{SSD3}, y_{SSD4}, x_{MWPC}, y_{MWPC}), \tag{5.1}$$

mit festen Parametern, mit deren Hilfe aus den Orten in den verschiedenen Detektoren der Impuls der Teilchen bestimmt werden kann.

Um die Simulation zu testen, wurden sowohl in der Strahlzeit im Juli 1996, als auch in der Strahlzeit im November 1996 Eichmessungen durchgeführt. Hierzu wurden für einen Teilchenstrahl mit fester Energie verschiedene Magnetfelder eingestellt, und für die verschiedenen Einstellungen die Daten der Detektoren aufgezeichnet. Die magnetischen Flußdichten der verschiedenen Einstellungen waren jeweils so eingestellt, daß die Hauptzahl der Teilchen genau ein Szintillatorpaddle des F-Detektors treffen. Im Juli 1996 wurden diese Eichmessungen mit einem 100 AMeV ^{12}C-Strahl durchgeführt. Durch das niedrige p/Z-Verhältnis reichte die maximale magnetische Flußdichte aus, um den Strahl auch auf das erste Szintillatorpaddle des F-Detektors lenken zu können. Mit Hilfe dieses Strahles war es dadurch möglich Daten für alle 30 Paddle des Detektors aufzuzeichnen. Da der Experimentaufbau zwischen Juli und November 1996 nicht verändert wurde, wurde, aus Zeitgründen, im November auf eine vollständige Messung verzichtet. Um Zeit zu sparen wurde nicht, wie im Juli, ein Strahl mit niedrigem p/Z-Verhältnis benutzt, sondern es wurde ein ^8B-Strahl, mit ca. 20% ^7Be-Anteil, benutzt. Die ^8B-Ionen hatten eine Energie von 261 AMeV, die ^7Be-Ionen eine von 223 AMeV. Aufgrund der höheren Energie war es mit diesem Strahl nicht möglich den gesamten Bereich des F-Detektors zu erreichen, sondern es konnten nur Daten für die Paddles 17 bis 30 aufgezeichnet werden.

Mit Hilfe dieser beiden Eichmessungen kann die Simulation mit dem Experiment verglichen werden. Im folgenden werden nur die Daten des ^8B-Strahls besprochen, das Gesagte gilt aber auch für den ^{12}C-Strahl. Für den Vergleich zwischen Experiment und Simulation werden nun die verschiedenen Magnetfeldeinstellungen mit GEANT simuliert. Aus den so erhaltenen Ortsverteilungen in der MWPC-N und dem F-Detektor wird eine mittlere Trajektorie der Teilchen vom der MWPC-N zum F-Detektor ermittelt. Hierzu wird jeweils der Schwerpunkt der beiden Verteilungen benutzt und angenommen, daß die Teilchen die durch den Schwerpunkt der Verteilung in der MWPC-N gehen auch durch den Schwerpunkt im F-Detektor gehen. Die so erhaltenen Koordinaten für die beiden Detektoren werden jeweils in das sogenannte Spektometerkoordinatensystem transformiert. Der Ursprung dieses Koordinatensystems liegt im Target, die x-Achse geht in Richtung der Strahlachse und die y-Achse ist senkrecht dazu in der Ebene (siehe auch Abbildung 3.2). In Abbildung 5.1b sind die Ergebnisse dieser Untersuchung auf folgende Weise dargestellt. Der Beginn eines Pfeils sind die, ins Spektrometerkoordinatensystem transformierten, Koordinaten des Schwerpunktes der Ortsverteilung in der Nachweisebene der MWPC-N. Die Pfeilspitze repräsentiert die Koordinaten des Schwerpunktes der Ortsverteilung im F-Detektors. Die verschiedenen Pfeile stellen die Ergebnisse für die verschiedenen Magnetfeldeinstellungen dar. Zusätzlich sind in der Abbildung sowohl die Nachweisebenen der MWPC-N und des F-Detektors, als auch die Fokalebene eingezeichnet.

Die selbe Auswertung wurde auch mit den Experimentdaten gemacht. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.1a dargestellt. In Abbildung 5.1c sind die Ergebnisse der Simulation (durchgezogene Linie) und des Experimentes (gestrichelt) übereinandergelegt, um sie besser vergleichen zu können. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden nur die beiden maximalen und eine mittlere Magnetfeldeinstellung aufgetragen. Wie man an Abbildung 5.1c sofort sieht, besteht zwischen Simulation und Experiment ein große Diskrepanz. Diese Diskrepanz wird auch noch mal in Tabelle 5.2 verdeutlicht, in der die Schwerpunkte der Ortsverteilungen in der MWPC-N für die Simulation und das Experiment dargestellt sind.

Wie man in der Abbildung ausserdem sieht ist der Durchtrittsort der mittleren Trajektorie durch die Fokalebene für die Simulation immer rechts des Durchtrittsortes für das Experiment. Das bedeutet, daß die Teilchen in der Simulation im Magnetfeld nicht stark genug abgelenkt werden. Dafür kann es mehrere Gründe geben. Erstens könnte die Energie und somit der Impuls der Teilchen im Magnetfeld zu groß sein, oder das Magnetfeld in der Simulation stimmt nicht mit dem Magnetfeld des Experimentes überein. Diese beiden Möglichkeiten sollen im folgenden genauer untersucht werden.

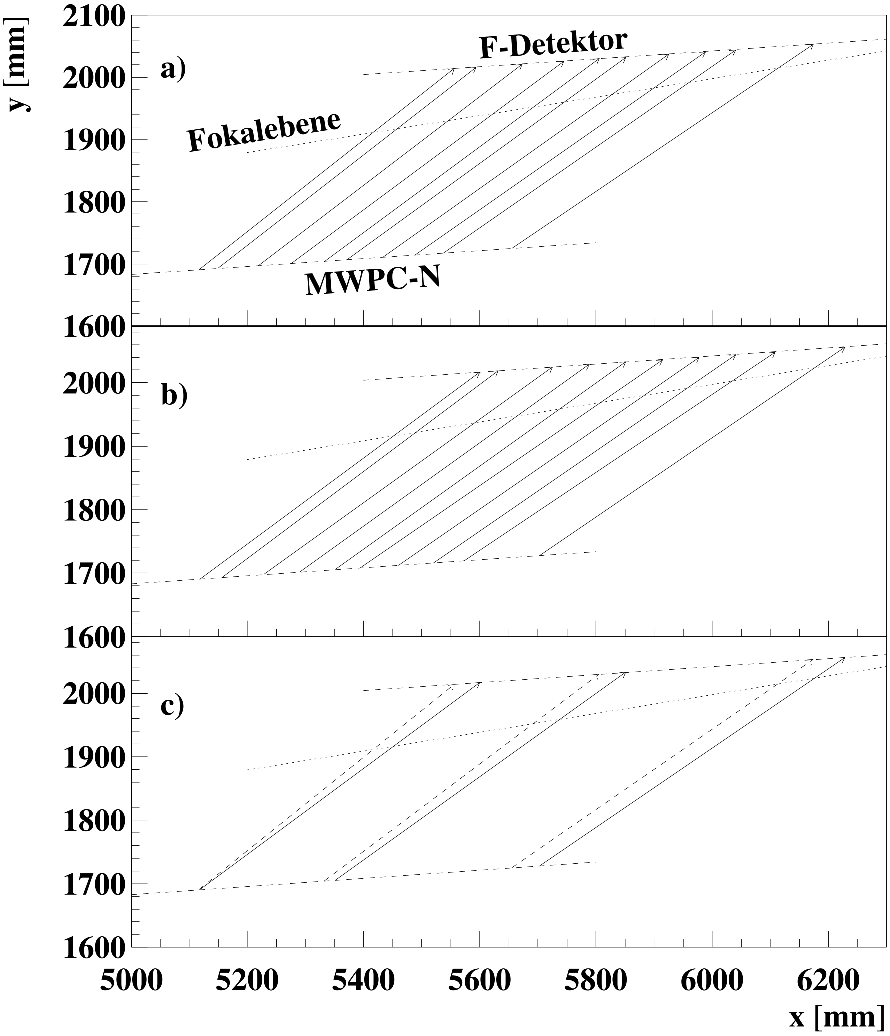

Abbildung 5.1: In den obigen Abbildungen a) und b) sind die mittleren Teilchentrajektorien im Spektrometerkoordinatensystem (siehe Kapitel 5.1.1) von der MWPC-N zum F-Detektor für ^8B-Ionen, bei 10 verschiedenen Magnetfeldeinstellungen eingezeichnet. Abbildung a) zeigt die Trajektorien des Experimentes, Abbildung b) die der Simulation. In Abbildung c) werden für drei Magnetfeldeinstellungen die Trajektorien des Experimentes (gestrichelt) mit denen der Simulation (durchgezogen) verglichen. Zusätzlich sind in alle drei Abbildungen die Nachweisebene der MWPC-N, die Fokalebene des Magneten und eine Ebene durch die Mittelpunkte des F-Detektors eingezeichnet.

5.1.2 Strahlenergie und Energieverlust

Eine Möglichkeit die Ortsverteilung in der Simulation nach links zu verschieben ist die Reduzierung der Teilchenenergie im Magnetfeld. Dies ist gleichbedeutend mit einer Reduzierung des Impulses, was nach Gleichung 5.1, bei gleichbleibendem Magnetfeld, zu einem kleineren Krümmungsradius und somit zu einer Verschiebung der Ortsverteilung nach links führt. Da die Strahlenergie am Ausgang des Fragmentseparators gemessen wird, könnte ein falsch eingestellter Dipol oder Materie die sich noch im Strahlengang befindet die Strahlenergie reduzieren, so daß die Strahlenergie am Eingang des Spektrometers kleiner ist, als die im Fragmentseparator gemessene. Das bedeutete aber gleichzeitig, daß die in der Simulation benutzte Strahlenergie zu groß ist. Um diese Möglichkeit zu untersuchen wurde die Strahlenergie in der Simulation so weit reduziert, daß die Abweichung zwischen Simulation und Experiment im F-Detektor für alle Paddle minimal wurde. Für die in Abbildung 5.2a gezeigten Ergebnisse dieser Untersuchung mußte die Energie der Teilchen von 261 AMeV auf 252 AMeV reduziert werden. Wie man an der Abbildung eindeutig sehen kann, kann eine Verminderung der Strahlenergie den Unterschied zwischen Experiment und Simulation nicht erklären.

Eine andere Möglichkeit, warum die Strahlenergie am Eingang des Magneten falsch sein könnte ist die Energieverlustberechnung in GEANT. Die Energieverlustberechnung in GEANT ist abhängig vom gewählten *Tracking Typ* des Teilchens. Für Teilchen mit einer Kernladung größer als eins gibt es zwei Möglichkeiten, erstens die Einstellung *Hadron Tracking* und die Einstellung *Heavy Ion Tracking*. Mit Hilfe des *Tracking Typs* wird ausserdem eingestellt welche physikalischen Prozesse relevant sind. Da zwischen den beiden Einstellungen keine großen Differenzen liegen wurde für die Simulation die Standardeinstellung *Heavy Ion Tracking* gewählt. Um die Energieverlustberechnung in GEANT zu untersuchen wurde eine neue Simulation mit einfacher Geometrie erstellt. Dieser Aufbau besteht aus einer Vakuumröhre, in der die verschiedenen Materieschichten des Experimentes, bis nach dem Magnetfeld eingebaut sind (siehe Tabelle 5.1). Dabei wurden sämtliche Materieschichten als sensitive Volumen definiert, so daß man für jede Materieschicht Informationen über den Energieverlust und die kinetische Energie der Teilchen beim Verlassen der Materieschicht erhält. Die so erhaltenen Daten, für ^8B-Ionen einer Energie von 254.7 AMeV werden dann mit der Energieverlustberechnung des Programmes ATIMA für die gleichen Materieschichten verglichen. ATIMA ist Teil des Programmpaketes MOCADI [Iwa97] und beruht auf sehr genauen Energieverlustberechnungen mit Hilfe des Fragmentseparators an der GSI [Sch94]. In Tabelle 5.1 sind zusätzlich zu den Ergebnissen der beiden Berechnungen auch noch die Materialien und deren Dicke, sowohl in μm, als auch in mg/cm^2, aufgeführt. Wie man sieht weichen die Energieverluste, bis auf eine Ausnahme von ca. 8%, nur maximal um 2% voneinander ab. Die Abweichung der kinetischen Energie der Teilchen beim Verlassen einer Materieschicht ist noch erheblich kleiner. Mit der obigen Untersuchung

Material	Dicke [μm]	Dicke [mg/cm^2]	ΔE [MeV] ATIMA	ΔE [MeV] GEANT	E [AMeV] ATIMA	E [AMeV] GEANT
Bleitarget	88	100	4.94	4.58	254.08	254.13
Si-Strip 1	305	71.06	5.56	5.49	253.39	253.50
Si-Strip 2	303	70.60	5.49	5.48	252.70	252.75
Si-Strip 3	295	68.73	5.39	5.34	252.03	252.13
Si-Strip 4	295	68.73	5.40	5.34	251.35	251.38
Eisenfolie	105	82.68	5.67	5.79	250.64	250.75
Luftspalt	$8.3\ 10^4$	9.98	0.86	0.87	250.53	250.63
Kaptonfolie	25	3.55	0.32	0.33	250.50	250.50
Helium	$309\ 10^4$	55	5.14	5.24	249.85	249.88

Tabelle 5.1: Vergleich der Energieverlustberechnung zwischen GEANT und ATIMA. Angegeben sind die verwendeten Materialien mit ihren Dicken, der Energieverlust und die Austrittsenergie jeweils für GEANT und ATIMA

konnte gezeigt werden, daß die Energieverlustberechnung in GEANT nicht der Grund für die Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation ist.

Da auch, wie oben gezeigt, eine Änderung der Strahlenergie das Experiment nicht korrekt reproduzieren kann, wird im folgenden Abschnitt der Einfluß des Magnetfeldes auf die Simulation untersucht.

5.1.3 Magnetfeld

Die zweite Größe, die nach Gleichung 5.1 einen direkten Einfluß auf die Ablenkung der Ionen hat ist die magnetische Flußdichte B. In der Simulation ist das Magnetfeld als sogenannte Magnetfeldkarte gespeichert. In dieser Magnetfeldkarte sind die magnetischen Flußdichten für die verschiedenen Koordinatenpunkte im Magneten gespeichert. Durch Angabe der maximalen Flußdichte ist das gesammte Magnetfeld eindeutig festgelegt. Da so die am Magnet eingestellten Werte für das maximale Magnetfeld als Eingangsparameter für die Simulation dienen, kann ein falscher Wert der magnetischen Flußdichte zu großen Fehlern in der Simulation führen. Um dies zu überprüfen wurde die magnetische Flußdichte in der Mittelebene des Magneten gemessen und mit den per Computerprogramm eingestellten Werten verglichen. Die Abweichungen zwischen eingestelltem und gemessenem Wert sind dabei kleiner als 0.5% [Sch97]. Somit ist sichergestellt, das die maximalen Flußdichten, die in die Simulation eingehen richtig sind.

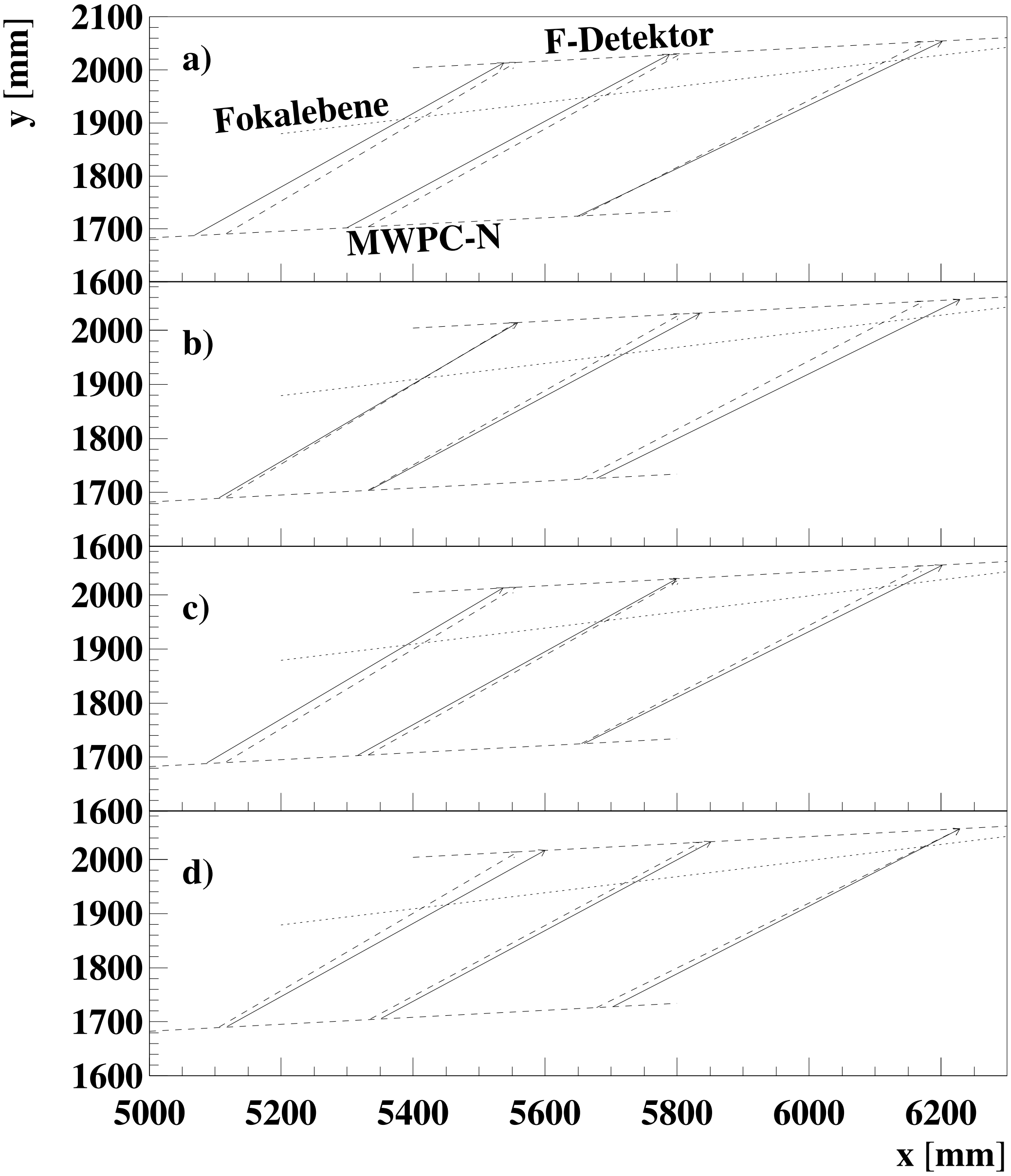

Abbildung 5.2: In Abbildung a) ist der Vergleich der mittleren Trajektorien zwischen Experiment (gestrichelt) und einer Simulation mit reduzierter Anfangsenergie (durchgezogen) gezeigt. In Abbildung b) wird das Experiment mit einer Simulation verglichen, bei der eine andere Magnetfeldkarte (Danfysik, siehe Text) benutzt wurde. In Abbildung c) wurde die gleiche Magnetfeldkarte, wie in Abbildung b) verwendet, zusätzlich wurde aber die Anfangsenergie der ^{8}B-Ionen vermindert. Abbildung d) zeigt einen Vergleich zwischen einer Simulation mir TOSCA-Magnetfeldkarte (durchgezogen) und Danfysik-Magnetfeldkarte (gestrichelt).

Ein Fehler in der Berechnung der Ablenkung kann sich deshalb nur ergeben, wenn die Magnetfeldkarte der Simulation nicht mit dem Magnetfeld in der Wirklichkeit übereinstimmt.

Bei den bis zu diesem Punkt durchgeführten Untersuchungen wurde immer eine, mit Hilfe des Programmes TOSCA, berechnete dreidimensionale Magnetfeldkarte [Sen93] benutzt. Diese Magnetfeldkarte wird im weiteren als TOSCA-Feldkarte bezeichnet. Der Einfluß der Magnetfeldkarte auf die Trajektorienberechnung wird im folgenden mit Hilfe einer zweiten Magnetfeldkarte (Danfysik-Feldkarte) untersucht. Diese Feldkarte beruht auf Messungen der z-Komponente der magnetischen Flußdichte in der Mittelebene des Magneten. Die Koordinatenrichtungen des Magnetfeldsystems stimmen mit denen des Spektrometerkoordinatensystems (siehe Abbildung 3.2) überein, d.h. die z-Komponente des Magnetfeldes steht senkrecht auf der Mittelebene des Magneten. Die Annahme, die in die Erstellung dieser Magnetfeldkarte eingeht, ist die, daß das Magnetfeld innerhalb des Magneten nur eine Komponente in z-Richtung besitzt und für bestimmte x- und y-Koordinaten homogen ist. Daß heißt für eine bestimmte Kombination aus x- und y-Koordinate ist das Magnetfeld für alle z-Koordinaten homogen. Diese Annahmen sollten innerhalb des Magneten gut erfüllt sein, führen im Randbereich des Magneten aber sicherlich zu Fehlern. Da die z-Komponente der magnetischen Flußdichte im Randbereich des Magneten rasch abnimmt, sollte der so gemachte Fehler aber keinen großen Einfluß auf die horizontale Ablenkung der Teilchen haben.

Der Vergleich zwischen Experiment und Simulation mit der Danfysik-Feldkarte ist in Abbildung 5.2c wieder für ^8B-Ionen mit einer Energie von 261 AMeV gezeigt. Die Ergebnisse des Experimentes sind wieder gestrichelt dargestellt, die der Simulation mit durchgezogen Pfeilen. Um auch für diese Feldkarte den Einfluß der Strahlenergie zu untersuchen wurde das Experiment auch für eine Strahlenergie von 257.6 AMeV simuliert, was in Abbildung 5.2c dargestellt ist. Wie man in diesen beiden Abbildungen sieht, kann keine dieser beiden Veränderungen das Experiment erfolgreich reproduzieren, aber die Abweichungen zwischen Experiment und Simulation sind mit der Danfysik-Feldkarte geringer als mit der TOSCA-Feldkarte (siehe Tabelle 5.2).

Um den Unterschied zwischen beiden Magnetfeldkarten zu verdeutlichen sind in Abbildung 5.2d die Trajektorien für die Simulation mit TOSCA-Feldkarte (durchgezogene Pfeile) und Danfysik-Feldkarte (gestrichelte Pfeile) dargestellt. Man kann in dieser Abbildung sehr deutlich den Einfluß der beiden Feldkarten auf die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld sehen. Wie oben schon erwähnt, ist die Danfysik-Feldkarte sicherlich im Randbereich des Magneten nicht ganz richtig, aber der so gemachte Fehler kann die Differenzen zwischen den beiden Magnetfeldkarten nicht erklären.

Da, wie gezeigt wurde, keine der Magnetfeldkarten das Experiment richtig reproduzieren kann und vor allem die Unterschiede zwischen den beiden Magnetfeldkarten wesentlich größer sind als vorher angenommen, wird das Magnetfeld des Kaonenspektrometers An-

B_{Dipol}	$B_{Quadropol}$	MWPC-N Experiment Position [cm]	MWPC-N TOSCA Position [cm]	MWPC-N Danfysik Position [cm]
1.334	0.626	12.69	17.44	14.99
1.410	0.661	0.86	4.35	2.18
1.442	0.676	-3.90	-0.90	-2.94
1.480	0.694	-9.45	-6.90	-8.83
1.524	0.715	-15.77	-13.60	-15.42
1.552	0.728	-19.60	-17.73	-19.45
1.596	0.748	-25.33	-23.96	-25.57
1.641	0.769	-31.10	-30.16	-31.64
1.695	0.795	-37.99	-37.35	-38.72
1.725	0.809	-41.30	-41.12	-42.42

Tabelle 5.2: Positionen der Schwerpunkte der Ortsverteilung in der MWPC-N für verschiedene Magnetfeldeinstellungen. Eingetragen sind jeweils der im Experiment gemessene Ort und die zwei mit Hilfe der Simulation bestimmten Orte.

fang 1998 neu vermessen. Dies ist nötig, da die Auswertung des Experimentes ohne diese Simulation, nicht mit der angestrebten Genauigkeit möglich ist. Bei dieser Messung werden, in einem dreidimensionalen Raster, alle 3 Komponenten der magnetischen Flußdichte gemessen, wobei diese Messung nicht nur im Inneren des Magneten durchgeführt wird, sondern auch die Randfelder vermessen werden. Die aus diesen Daten erstellte Magnetfeldkarte stimmt also mit dem wirklichen Magnetfeld überein und sollte somit das Experiment richtig reproduzieren.

Mit Hilfe der Simulation ist es, wie oben gezeigt, nicht möglich das Experiment richtig zu reproduzieren. Eine Impulseichung und eine Akzeptanzbestimmung (siehe Kapitel 5.3) sind aus diesem Grund nicht möglich. Im Rahmen dieser Arbeit ist es deshalb nicht möglich eine vollständige Auswertung des Experimentes, im Sinne der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dE_{rel}$ durchzuführen.

In Kapitel 6 wird deshalb der totalen Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch von ^8B abgeschätzt.

5.2 Aufbruchidentifizierung

Um den Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch von ^8B bestimmen zu können müssen aus den aufgenommenen Daten die Ereignisse selektiert werden, bei denen tatsächlich Aufbrüche stattgefunden haben.

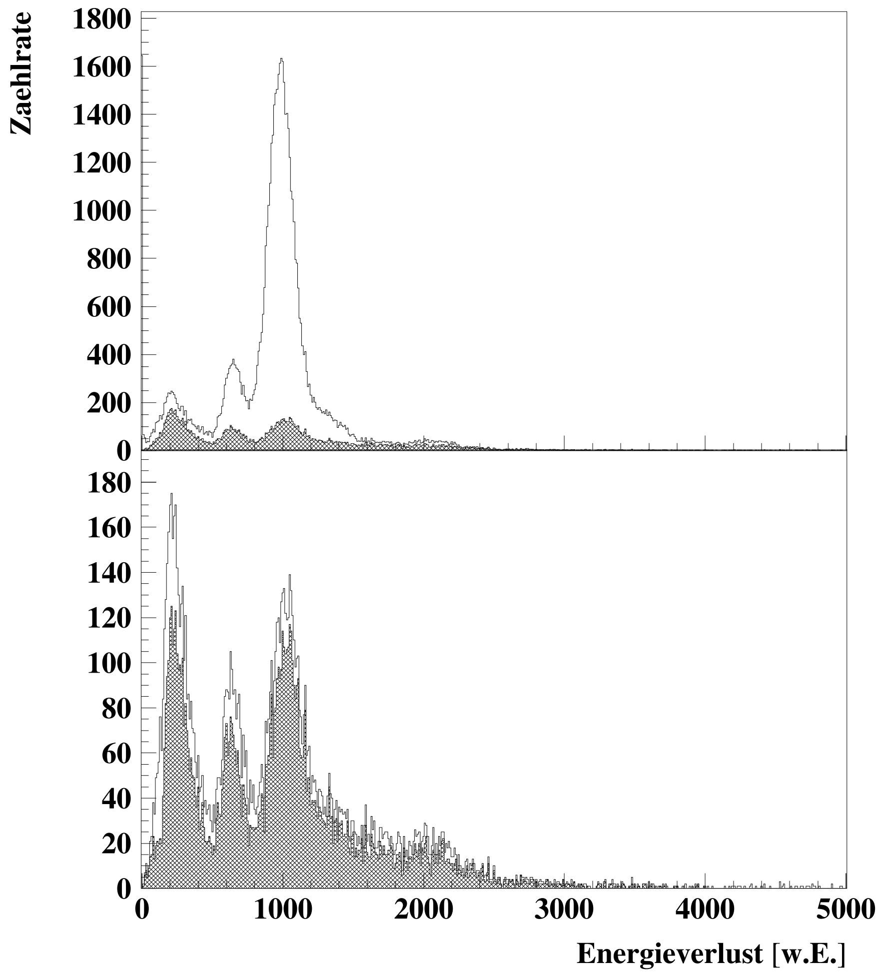

Abbildung 5.3: Im oberen Teil der Abbildung ist die Wirkung des, im Text erläuterten Multiplizitätsschnittes, am Beispiel der Energieverlustverteilung im ersten Silizium-Detektor gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung ist zusätzlich die Wirkung des Flugzeitschnittes auf die Energieverlustverteilung nach dem Multiplizitätsschnitt gezeigt. (w.E. steht für willkürliche Einheiten)

Um Ereignisse auszusortieren, bei denen kein Aufbruch im Target stattgefunden hat werden die 4 Silizium-Detektoren benutzt. Da bei einem Aufbruch im Target zwei Teilchen entstehen, die durch alle vier Silizium-Detektoren fliegen müssen, muß also für ein Aufbruchereignis im Target die Multiplizität in allen vier Silizium-Detektoren mindestens zwei sein. Alle Ereignisse die diese Bedingungen nicht erfüllen werden verworfen. Mit diesem Schnitt gehen sicherlich einige Ereignisse verloren, bei denen ein Aufbruch stattgefunden hat, aber bei dem mindestens in einem der vier Silizium-Detektoren nicht beide Fragmente nachgewiesen wurden. Da dies nicht an der Effizienz des Cuts liegt, sondern an der Effizienz der Detektoren wird dies durch die Effizienzkorrektur (siehe Kapitel 5.3) wieder korrigiert. Die Wirkung dieses Schnittes ist im oberen Teil der Abbildung 5.3, am Beispiel des Gesamtenergieverlustes im ersten Silizium-Detektor gezeigt. Dabei wird der Energieverlust aller Signale des Detektors für ein Ereignis addiert. Die Energieverluste in allen Detektoren werden in willkürlichen Einheiten, das heißt unkalibriert dargestellt, das selbe gilt auch für die Zeitinformationen der Szintillatoren. Da die Energie, die die Teilchen am Experimentaufbau in CAVE C haben, nicht genau bekannt ist (siehe Kapitel 5.1) wurde darauf verzichtet eine Eichung durchzuführen. Sobald die Teilchenenergie bekannt ist wird diese Eichung durchgeführt.

Die unschraffierte Fläche in der Abbildung 5.3 ist die Verteilung vor dem Schnitt, die schraffierte Fläche die Verteilung nach dem Schnitt. Da der Energieverlust der Protonen in diesen Einheiten in der Nähe von 0 liegt, kann man mit dieser Abbildung nicht entscheiden ob das Energieverlustsignal von einem ^7Be-Ion, oder einem ^7Be-Ion plus einem zusätzlichen Proton stammen. Das Signal bei einem Energieverlust von 1000 stammt von den primären ^8B-Ionen, das Signal bei 650 stammt von ^7Be-Ionen, bzw. ^7Be-Ionen plus einem Proton, und das Signal zwischen 30 und 450 stammt entweder von einem ^3He plus einem ^4He und einem Proton oder von einem ^6Li plus zwei Protonen (siehe Kapitel 6.1).

Da nur ca. 80% der am Target ankommenden Teilchen wirklich ^8B-Ionen sind, können in der Analyse alle Ereignisse verworfen werden, bei denen das ankommende Teilchen kein ^8B-Ion war. Alle Teilchen die im Fragmentseparator erzeugt wurden und das Target erreichen müssen das selbe $B\rho$ haben. Da die verschiedenen Teilchensorten aber verschiedene Ladungen Z besitzen haben alle Teilchensorten einen unterschiedlichen Impuls und somit auch eine unterschiedliche Flugzeit. Die Gesamtflugstrecke setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, erstens der Strecke vom Szintillator (S8) am Ausgang des Fragmentseparators, bis zum Target und dann der Strecke vom Target bis zum F-Detektor. Falls es am Target zu einem Aufbruch kommt, ändert sich der Impuls der Fragmente im Vergleich zum Impuls des ankommenden Teilchens etwas. Dies führt natürlich auch zu einer unterschiedlichen Flugzeit der verschiedenen Aufbruchfragmente vom Target bis zum F-Detektor. Da die Flugstrecke vom Target zum F-Detektor mit 3-5m aber viel kleiner ist, als die Flugstrecke vom S8-Szintillator zum Target, kann man mit Hilfe der Flugzeit trotz allem unterscheiden, um welches Teilchen es sich am Target gehandelt hat. Da die Teilchen aber nicht nur im Target aufbrechen, sondern auch in den 4 Silizium-Detektoren oder der Eisenfolie verschmiert diese Zeitinformation etwas. In Abbildung 5.4 ist die Zeitinformation des S8-Szintillators über dem Energieverlust im F-Detektor nach dem Multiplizitätsschnitt aufgetragen. Das es sich bei den Teilchen mit einer Zeit über 6000 (in willkürlichen Einheiten) tatsächlich um ^{8}B-Ionen handelt kann mit des FRS überprüft werden. Mit dieser Information ist es möglich alle Ereignisse zu verwerfen, die nicht aus einer Reaktion eines ^{8}B-Ions stammen. Die eingezeichnete horizontale Linie zeigt, an welcher Stelle dieser Schnitt gemacht wird. Auch die Effizienz dieses Schnittes liegt bei 100%. Die Wirkung der beiden, bis jetzt beschriebenen Schnitte ist im unteren Teil der Abbildung 5.3 am Beispiel des Gesamtenergieverlust im ersten Silizium-Detektor gezeigt.

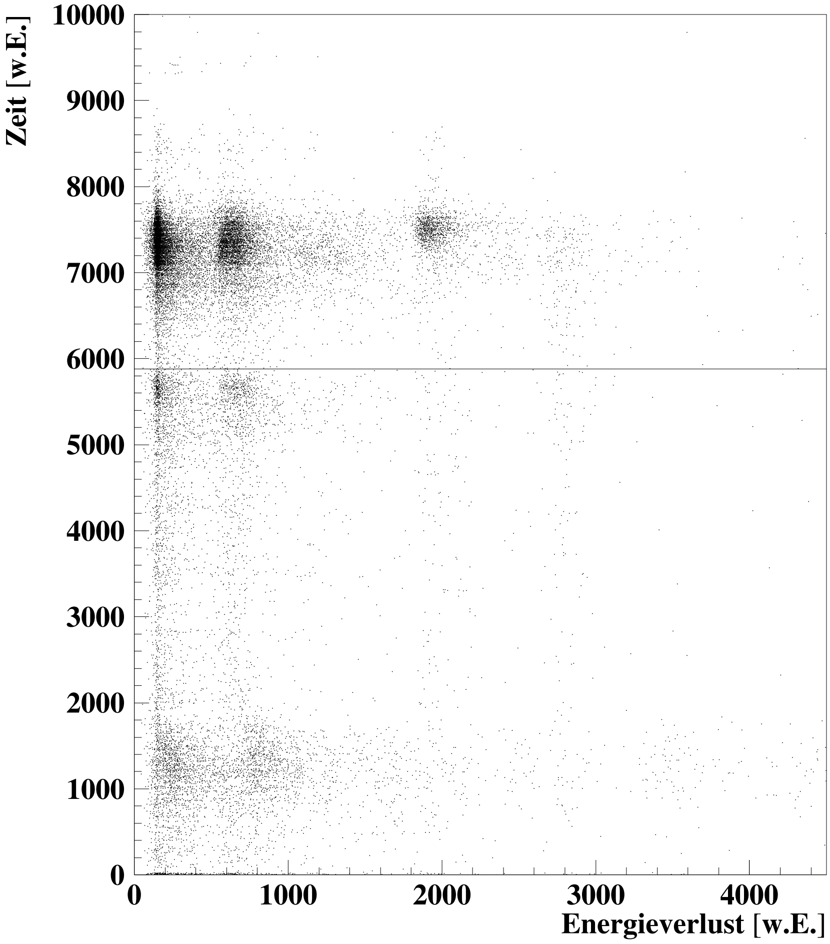

Abbildung 5.4: In der Abbildung ist die Zeitinformation des S8-Szintillators über der Energieverlustinformation des F-Detektors aufgetragen. Aus der Zeitinformation erhält man eine Information darüber um welches Ion es sich vor dem Aufbruch gehandelt hat, und mit der Energieverlustinformation kann man sehen welche Teilchen nach dem Aufbruch im F-Detektor nachgewiesen werden. (w.E. steht für willkürliche Einheiten)

In der Abbildung 5.4 erkennt man 3 horizontale Bänder, die durch die verschiedenen Flugzeiten der Primärteilchen entstehen. Das Band zwischen 6000 und 8000 entsteht durch primäre ^{8}B-Ionen, das Band zwischen 5000 und 6000 entsteht durch die primären ^{7}Be-Ionen und das Band zwischen 500 und 2000 ensteht durch die primären ^{12}C-Ionen. Die verschiedenen Vertikalen Bänder enstehen durch Teilchen mit verschiedener Kernladung Z, die im F-Detektor einen anderen Energieverlust haben. Das Band zwischen 100 und 300 ensteht durch Teilchen mit Z=1, das zwischen 500 und 700 durch Teilchen mit Z=2, das Band zwischen 1000 und 1300 durch Teilchen mit Z=3 und das Band zwischen 1900 und 2200 durch Teilchen mit Z=4. In dieser Abbildung kann man also mit einem Blick sehen welche Reaktionen stattfinden. Zum Beispiel ensteht aus einem ^{8}B ein Teilchen mit Z=4. Dabei handelt es sich um ^{7}Be.

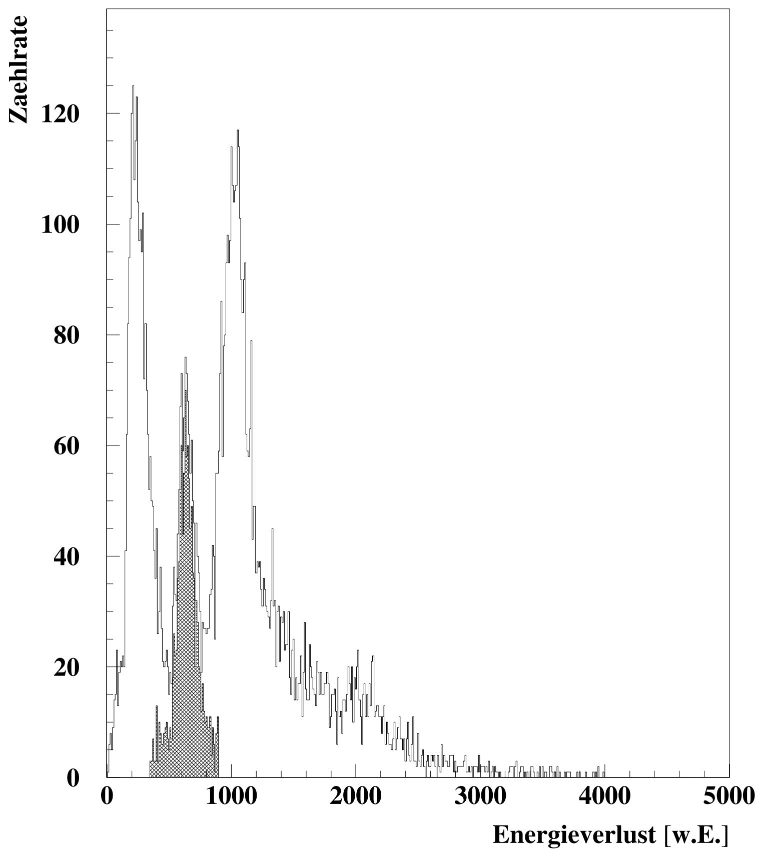

Abbildung 5.5: Die Abbildung zeigt die Wirkung des Energieverlustschnittes am Beispiel der Energieverlustverteilung im ersten Silizium-Detektor. Die unschraffierte Fläche ist die Energieverlustverteilung in diesem Detektor nach den ersten beiden Schnitten, die schraffierte Fläche nach dem zusätzlichen dritten Schnitt. (w.E. steht für willkürliche Einheiten)

Wie man im unteren Teil der Abbildung 5.3 sieht, reichen diese zwei Bedingungen nicht aus, um die primären ^8B-Ionen und die anderen erzeugten Fragmente vollständig auszublenden. Bei den anderen Fragmenten aus einer Reaktion im Target ist dies klar, da sie die beiden, bis jetzt gestellten, Bedingungen erfüllen. Bei den ^8B-Ionen ist dies nicht sofort einsichtig, da sie die Bedingung eines Aufbruches im Target, und einer Multiplizität von mindestens zwei in allen 4 Silizium-Detektoren nicht erfüllen. Wie man in dieser Abbildung sieht, gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß man zusätzlich zu den ^8B-Ionen noch mindestens ein weiteres Teilchen mißt, so daß die Multiplizitätsbedingung erfüllt ist. Hierbei handelt es sich mit mit großer Wahrscheinlichkeit um Knock-On Elektronen, die aus, dem Target, bzw. den Silizium-Detektoren herausgeschlagen werden. Um diese Ereignisse, bei denen keine ^7Be-Ionen beteiligt sind, auszusortieren wird eine weitere Bedingung verlangt. Hierbei wird verlangt, daß der Energieverlust in allen vier Silizium-Detektoren im 3σ Abstand um den jeweiligen Mittelwert des ^7Be Energieverlustes sein muß. Damit ist die Effizienz dieses Schnittes 98.8%. Die Wirkung dieses letzten Schnittes ist in Abbildung 5.5 wieder am Beispiel der Energieverlustverteilung im ersten Silizium-Detektor zu sehen. Mit Hilfe dieser drei Schnitte ist es also möglich die Aufbruchreaktionen der ^8B-Ionen im Target zu selektieren. Die verschiedenen Aufbruchreaktionen des ^8B werden im Kapitel 6.1 präsentiert.

5.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie sich aus den physikalischen Meßwerten der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_{rel}$ ergibt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Relativenergie ergibt sich nach folgender Formel

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_{rel}} &= \frac{A}{d \cdot \rho \cdot N_A} \times \frac{1}{N_{Strahl}} \times \frac{\Delta N(E_{rel})}{\Delta E_{rel}} \\ &\times \frac{1}{\epsilon^{Totzeit}} \times \frac{1}{\epsilon^{Detektoren}(E_{rel})} \times \frac{1}{\epsilon^{Analyse}} \times \frac{1}{\epsilon^{Trigger}} \end{aligned} \tag{5.2}$$

mit

A	Molmasse des Targets
$d \cdot \rho$	Dicke und Dichte des Targets
N_A	Avogadro–Konstante ($6.022 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$)
N_{Strahl}	Anzahl der Strahlteilchen
$\Delta N(E_{rel})$	Anzahl der Teilchen in einem Relativenergieintervall
ΔE_{rel}	Akzeptanz des Detektorsystems
$\epsilon^{Totzeit}$	Totzeitkorrektur des Datenaufnahmesystems
$\epsilon^{Detektoren}(E_{rel})$	Gesamteffizienz in Abhängigkeit der Relativenergie
$\epsilon^{Analyse}$	Analyseeffizienz.

Da es möglich ist, daß verschiedene Kombinationen des Protonenimpulses p_p, des Berylliumimpulses p_{Be} und des Aufbruchwinkels $\Theta_{Aufbruch}$ zur selben Relativenergie führen, ist es nötig zu untersuchen, ob tatsächlich alle möglichen Kombinationen durch den gesamten Experimentaufbau gelangen können. Falls ein Aufbruch im Target zwar stattfindet, aber nicht beide Fragmente zum F-Detektor gelangen und einen Trigger generieren, muß die in einem Relativenergieintervall ΔE_{rel} gemessene Anzahl der Teilchen um diesen Verlust korrigiert werden. Ein solcher Fall kann zum Beispiel eintreten, wenn zwar das Beryllium-Ion den F-Detektor trifft und ein Signal generiert, das Proton aber im Kammerrahmen der MWPC-L gestoppt wird. Diese sogenannte Akzeptanzkorrektur wird auch mit Hilfe der Simulation durchgeführt. Und zwar wird dazu an der Targetposition ein Coulombaufbruch nach den zugrundeliegenden physikalischen Gesetzen simuliert und die Trajektorie der dabei entstehenden Fragmente durch den Experimentaufbau errechnet. Die Akzeptanz wird nach folgender Formel

$$\Delta E_{rel} = \frac{N(E_{rel})}{N^{GEANT}} \Delta E_{rel}^{GEANT},$$

mit

$N(E_{rel})$	Anzahl der in GEANT gemessenen Aufbrüche in einem Relativenergieintervall
N^{GEANT}	Anzahl der emittierten Aufbrüche
ΔE_{rel}^{GEANT}	Relativenergiebereich

berechnet.

Da die Effizienzen der einzelnen Detektoren nicht korreliert sind, ergibt sich die Gesamteffizienz der Detektoren

$$\epsilon^{Detektoren}(E_{rel}) = \prod_{i=1}^{6} \epsilon^{Detektor_i}(Position)$$

als Produkt der Einzeleffizienzen der Detektoren. Hierbei bezeichnet i von eins bis vier die Effizienzen der vier Silizium-Detektoren, i=5 die MWPC-N und i=6 die MWPC-L. Die

Effizienz der Silizium-Detektoren setzt sich wiederum aus der Effizienz zur Detektion des Protons und der Effizienz der Detektion des Beryllium-Ions zusammen. Die Bestimmung der Effizienzen der Silizium-Detektoren ist Bestandteil einer Doktorarbeit [Bou98] und wird dort ausführlich beschrieben. Eine weitere Schwierigkeit liegt darin, daß die Effizienz der Silizium-Detektoren im Randbereich der Detektoren kleiner ist, als in der Mitte. Aus diesem Grund ergibt sich eine Effizienzmatrix [Sur98], mit der die Effizienzen für die Silizium-Detektoren ortsabhängig bestimmt werden. Wie die Effizienzen der beiden Drahtkammern bestimmt werden, ist ausführlich in Kapitel 4.2 beschrieben.

Wenn bei einer Aufbruchreaktion kein Trigger generiert wird, kann dies zwei Gründe haben. Erstens eines oder beide Fragmente erreichen den F-Detektor nicht und es wird kein Trigger generiert. Dieser Fall wird schon bei der Akzeptanzkorrektur berücksichtigt und korrigiert. Der andere Fall ist, daß zwar beide Teilchen den F-Detektor treffen, aber eines oder beide der Teilchen nicht detektiert werden und deshalb kein Trigger generiert wird. Da die Effizienz des F-Detektors aber schon für minimal ionisierende Teilchen 100% beträgt [Ahn93] sollte sie auch für Protonen bzw. Beryllium-Ionen 100% betragen. Damit beträgt die Triggereffizienz $\epsilon^{Trigger}$ =100%.

Die Totzeitkorrektur erfolgt mit Hilfe von, während des Experiment aufgezeichneten, Scaler-Informationen. Hierzu wird einmal die Anzahl der pBe-Trigger (siehe Kapitel 3.2) insgesamt gezählt und einmal die Anzahl der pBe-Trigger gezählt, die von der Datenaufnahme erfaßt werden. Das Verhältnis dieser beiden Zahlen

$$\epsilon^{Totzeit} = \frac{N^{Trigger}_{akzeptiert}}{N^{Trigger}_{gesamt}}$$

ist der Anteil der Zeit, in der Daten aufgenommen wurden. In der übrigen Zeit können zwar Aufbrüche stattfinden, aber diese Daten können nicht gespeichert werden und die Ergebnisse müssen um diesen Prozentsatz korrigiert werden.

Eine andere Scaler-Information wird dazu verwendet die Anzahl der primären ^8B-Ionen festzustellen. Hierzu wird ein Zähler verwendet, der die F_{or}-Trigger (siehe Kapitel 3.2) zählt. Diese Zählrate setzt sich zusammen aus Strahlteilchen, die den F-Detektor treffen und Untergrundereignissen, die hauptsächlich aus der kosmischen Strahlung stammen. Da der Ionenstrahl nur zu ca. 80% aus ^8B-Ionen besteht und noch ca. 20% ^7Be-Ionen und einen kleinen Anteil ^{12}C-Ionen enthält, muß dies auch noch berücksichtigt werden. Hierzu werden Daten untersucht, die mit dem F_{or}-Trigger aufgenommen wurden. Mit Hilfe der Flugzeitinformation kann der Anteil der ^8B-Ionen an der Gesamtzahl der Trigger bestimmt werden. Mit Hilfe dieses Eichfaktors und der Anzahl der F^{or}-Trigger kann so die Zahl der primären ^8B-Ionen auch für, mit dem pBe-Trigger aufgenommenen, Daten, ermittelt werden.

$$N_{Strahl} = Scaler(F_{or}) \cdot Eichfaktor$$

Diese Methode funktioniert nur dann, wenn die Zusammensetzung des Strahles nicht von der Zeit abhängt, da man sonst systematische Fehler macht. Um dies zu überprüfen wurden immer wieder Daten mit dem F_{or}-Trigger aufgenommen.

Als letzter Beitrag ist noch die Analyseeffizienz zu untersuchen. Da die in in Kapitel 5.2 gezeigten Bedingungen nicht voneinander abhängen können sie getrennt voneinander untersucht werden. Die Effizienzen des Flugzeit, bzw. des Multiplizitätsschnittes betragen jeweils 100%, was bedeutet, das bei diesen Schnitten keine guten Ereignisse verworfen werden. Der Fehler, der bei der Multiplizitätsbedingung gemacht wird, wird mittels der Effizienzkorrektur wieder korrigiert. Die Effizienz der Energieschnitte beträgt 98.8%. Damit beträgt auch die gesammte Analyseeffizienz 98.8%.

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die im Rahmen dieser Diplomarbeit erzielten Ergebnisse präsentiert werden. Im ersten Teil dieses Kapitels wird gezeigt, wie man nach den drei, im vorigen Kapitel beschriebenen, Schnitten die Aufbruchfragmente identifiziert. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird als Ergebnis dieser Arbeit der totale Wirkungsquerschnitt für den Coulombaufbruch abgeschätzt.

6.1 Aufbrüche

Mit den in Kapitel 5.2 vorgestellten Schnitten ist es nun möglich die Aufbruchereignisse aus der Gesamtzahl der Ereignisse zu selektieren. Das Ergebnis der drei, in Kapitel 5.2 erläuterten, Schnitte ist im unteren Teil der Abbildung 6.1 gezeigt. Dabei ist der Energieverlust im F-Detektor über der Paddlenummer des F-Detektors aufgetragen. Jedes dieser Paddle entspricht einem Impulsbereich, so daß man über die Energieverlust- und die Impulsinformation die beiden Teilchen eindeutig identifizieren kann. Die eingezeichneten Rechtecke zeigen die Bereiche, in denen die Aufbruchfragmente zu finden sind. Auszählen der Teilchen innerhalb dieser Bereiche ergibt, das sich in beiden Bereichen 957 Teilchen befinden. Im oberen Teil der Abbildung sind, um die Qualität der Schnitte zu verdeutlichen, alle Ereignisse ohne die drei Schnitte gezeigt.

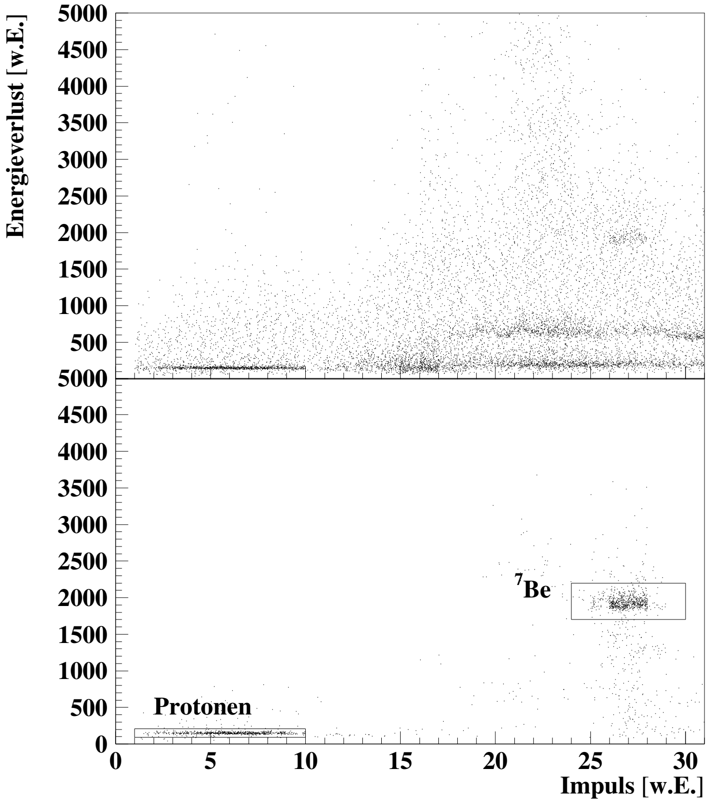

Abbildung 6.1: Mit Hilfe der Auftragung des Energieverlustes im F-Detektor über der Paddlenummer des getroffenen Detektors, die einem Impulsbereich entspricht, ist es möglich die Teilchen zu identifizieren. Der obere Teil der Abbildung ist ohne die in Kapitel 5 erläuterten Schnitte, der untere Teil mit diesen Schnitten. Die Rechtecke im unteren Teil der Abbildung zeigen an, in welchem Bereich die Aufbruchfragmente zu finden sind. Die Anzahl der Signale in beiden Bereichen ist gleich und beträgt 957. (w.E. steht für willkürliche Einheiten)

6.2 Totaler Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt wird ein totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{8}B(\gamma,p)^{7}Be$ abgeschätzt. Aufgrund der fehlenden Akzeptanzberechnung kann dies nicht mehr als eine Abschätzung sein, da in die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes einige Annahmen zur Akzeptanzkorrektur eingehen, die nicht ganz sicher sind und die erst überprüft werden können, wenn die Simulation das Experiment richtig wiedergibt.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ergibt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt (Gleichung 5.2) durch folgende Änderungen. Die Anzahl der Teilchen pro Energieintervall ändert sich in die Gesamtzahl aller nachgewiesenen Teilchen. Zusätzlich vereinfacht sich die Akzeptanzkorrektur, da diese nicht mehr in der Abhängigkeit der Relativenergie bestimmt werden muß. Für den totalen Wirkungsquerschnitt ist die Akzeptanzkorrektur das Verhältnis aus den tatsächlich stattgefundenen Aufbrüchen, zu den Aufbrüchen, die durch den kompletten Experimentaufbau gehen ohne irgendwo gestoppt oder zu werden. Auch die Effizienzkorrektur der Silizium-Detektoren vereinfacht sich, da auch diese nicht mehr Ortsabhängig bestimmt werden muß. Damit ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \frac{A}{d \cdot \rho \cdot N_A} \times \frac{1}{N_{Strahl}} \times \Delta N \times \frac{1}{\epsilon^{Akzeptanz}} \\ &\quad \times \frac{1}{\epsilon^{Totzeit}} \times \frac{1}{\epsilon^{Detektoren}} \times \frac{1}{\epsilon^{Analyse}} \times \frac{1}{\epsilon^{Trigger}} \end{aligned} \tag{6.1}$$

mit ΔN der Zahl der nachgewiesenen Aufbrüche, $\epsilon^{Akzeptanz}$ der Akzeptanzkorrektur, wie oben beschrieben und den anderen Faktoren, wie in Kapitel 5.3 beschrieben.

Im folgenden werden die einzelnen Punkte des Wirkungsquerschnittes bestimmt.

- Effektive Wechselwirkungsfläche

  Der erste Teil der Gleichung 6.1 ist die Effektive Wechselwirkungsfläche, die die Projektilkerne im Target sehen. Diese ergibt sich aus der Dichte ρ des Target, der Dicke d des Targets, der Molmasse A des Targets und der Avogadro-Konstanten. Das Produkt aus $\rho \cdot d$ beträgt für das hier untersuchte Target $102.2 mg/cm^2$. Die Molmasse des Targets beträgt $207.2 g/mol$ und die Avogadro-Konstante ist $6.022 \cdot 10^{23} 1/mol$.

- Analyseeffizienz

  Wie die Aufbrüche identifiziert werden, und wie man daraus die Anzahl der Aufbrüche $N = 957$ bestimmt, wurde schon in Kapitel 5.2, bzw. 6.1 gezeigt. Die Effizienz dieser Identifizierung $\epsilon^{Analyse}$ beträgt 98.8%±2%.

- Strahlnormierung

  Wie die Zahl der primären ^8B-Ionen bestimmt wird, wurde auch schon in Kapitel 5.3 erläutert. Der auf diese Weise bestimmte Eichfaktor beträgt 0.746 mit einem Fehler von ±5%. Die Zahl der primären ^8B-Ionen beträgt 16833924

- Triggereffizienz

  Die Effizienz des Triggers beträgt 100% (siehe 5.3).

- Totzeitkorrektur

  Die Totzeitkorrektur für die untersuchten Daten beträgt 0.954, mit einem Fehler von 5%.

- Detektoreffizienz

  Da die beiden Drahtkammern für die Ermittelung des totalen Wirkungsquerschnittes nicht notwendig sind, setzt sich die Detektoreffizienz siehe Kapitel 5.3 nur aus den Effizienzen der Silizium-Detektoren zusammen. Die Effizienz der Silizium-Detektoren beträgt jeweils 95% [Sur98], so daß die totale Detektoreffizienz 81.5% $\pm$ 10% beträgt.

- Abschätzung der Akzeptanz

  Der unsicherste Punkt bei dieser Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes ist die Abschätzung der Akzeptanz ohne Simulation. Dabei gehen einige Annahmen ein. Die erste Annahme ist die, daß alle produzierten ^7Be-Ionen tatsächlich den F-Detektor erreichen, die Akzeptanz für die ^7Be-Ionen also 100% beträgt. Diese Annahme ist damit begründet, daß die Beryllium-Ionen durch die Mitte aller Detektoren fliegen und somit kein Verlust für diese Teilchen auftritt. Für die Protonen trifft diese Annahme nicht mehr zu. Aufgrund ihres größeren Aufbruchwinkels kann es passieren, daß es Protonen aus Aufbrüchen gibt, die schon vor dem Magneten gestoppt werden. Wenn man sich die Ortsverteilung der Protonen aus Aufbrüchen in den Silizium-Detektoren ansieht, so liegen die meisten Protonen in der Mitte des jeweiligen Detektors und nur sehr wenige an den Rändern. Aus diesem Grund wird abgeschätzt, das 90% der in Aufbrüchen erzeugten Protonen das Magnetfeld erreichen und in diesem in Richtung MWPC-L abgelenkt werden. Unter der Annahme, daß alle in das Magnetfeld eintrettenden Protonen dieses in Richtung MWPC-L verlassen muß wird im folgenden untersucht, wieviele der Protonen durch die aktive Fläche der MWPC-L hindurchfliegen und den F-Detektor treffen. Bei dieser Abschätzung wird angenommen, daß die Nachweiseffizienz über die gesamte Fläche der MWPC-L konstant ist. Dies ist bis auf den Randbereich richtig. Der so gemachte Fehler wird in der Fehlerabschätzung berücksichtigt. Unter der berechtigten Annahme, daß die Ortsverteilung in der MWPC-L Gaußförmig ist, wird eine Gaußfunktion an den mittleren Teil der Ortsverteilung angefittet und in den Bereich, den die Kammer nicht mehr abdeckt extrapoliert. Das Verhältnis der Flächen der gemessenen Ortsverteilung und der Gaußfunktion gibt an, wieviel Prozent der Protonen, die das Magnetfeld verlassen im Kammerrahmen gestoppt werden, und somit nicht den F-Detektor erreichen. Bei der Ortsverteilung der x-Koordinate befinden sich 96.4% der Teilchen innerhalb der Kammer, bei der Ortsverteilung der y-Koordinate sind es 98.6%. Damit ergibt sich insgesamt eine Akzeptanz von 85%. Da nicht getestet werden kann, wie genau diese Abschätzung ist, wird der Fehler mit 15% angenommen. Bei dieser

Abschätzung wird vernachlässigt, daß es auch Protonen gibt, die in den Magneten eintretten, aber ihn nicht in Richtung der MWPC-L verlassen. Die Anzahl der so verlorenen Protonen sollte im Vergleich zu den anderen Verlusten klein sein und wird im Fehler berücksichtigt.

Damit ergibt sich ein totaler Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{tot}(^8B(\gamma,p)^7Be) = \int \frac{d\sigma(^8B(\gamma,p)^7Be)}{dE_\gamma} N^{\pi\lambda}(E_\gamma) dE_\gamma = 292mb \pm 3\%(stat.) \pm 20\%(syst.),$$

mit der Anzahl der virtuellen Photonen $N^{\pi\lambda}(E_\gamma)$, elektrischer, π=E, oder magnetischer, π=M, Multipolarität der Ordnung λ.

Der systematische Fehler ergibt sich, da die einzelnen systematischen Fehler unabhängig voneinander sind, als quadratische Summe

$$\Delta Sys = \sqrt{(\Delta Sys_i)^2}$$

der Einzelfehler.

Der so erhaltene totale Wirkungsquerschnitt soll im folgenden mit einem theoretisch erhaltenen Wirkungsquerschnitt verglichen werden. In Abbildung 6.2 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE$ des Coulombaufbruchs von ^8B in einem Bleitarget für eine Teilchenenergie von 250 AMev gezeigt [Ber95]. Die drei in dieser Abbildung, für die verschiedenen Multipolordnungen, gezeigten Wirkungsquerschnitte sind das Produkt der Anzahl der virtuellen Photonen $N^{\pi\lambda}(E_\gamma)$ und des differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 6.2. Die E1-Komponente ist durchgezogen, die E2-Komponente gestrichelt und die M1-Komponente ist gepunktet gezeichnet.

Um aus der Zeichnung den totalen Wirkungsquerschnitt zur erhalten müssen die drei Funktionen über die Energie integriert werden. Damit ergeben sich folgende Werte für die totalen Wirkungsquerschnitte der einzelnen Multipolaritäten.

Multipolordnung	Wirkungsquerschnitt [mb]
E1	178
E2	66
M1	18
Summe	262

Tabelle 6.1: Totaler Wirkungsquerschnitt der einzelnen Multipolordnungen und deren Summe.

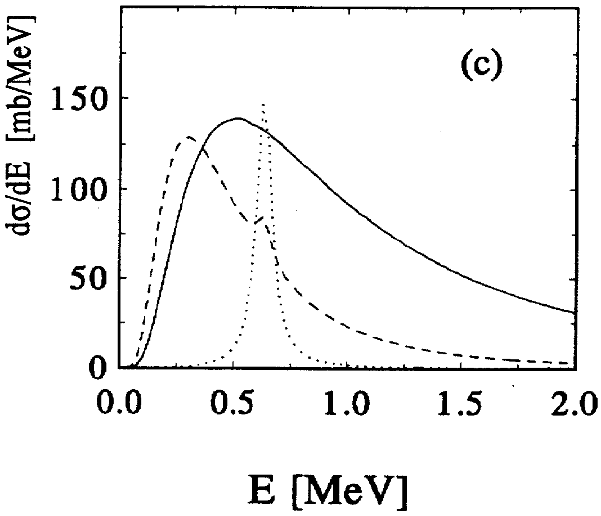

Abbildung 6.2: Theoretisch bestimmter differentieller Wirkungsquerschnitt des Coulombaufbruchs von ^8B in einem Bleitarget bei einer Teilchenenergie von 250 AMeV. Aufgetragen ist das Produkt des differentiellen Wirkungsquerschnittes aus Gleichung 6.2 und der Anzahl der virtuellen Photonen der verschiedenen Multipolordnungen. Dabei ist die E1-Komponente durchgezogen, die E2-Komponente gestrichelt und die M1-Komponente gepunktet gezeichnet.

Der theoretisch erhaltene totale Wirkungsquerschnitt von 262 mb stimmt innerhalb des Fehlers mit dem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt von $292 \pm 67mb$ gut überein.

Ein experimentell bestimmter totaler Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion wurde in der Literatur nicht gefunden werden, so daß das experimentelle Ergebnis nur mit einem theoretischen Ergebnis verglichen werden konnte.

Kapitel 7

Ausblick

7.1 Simulation

In dieser Arbeit wurde gezeigt, das es mit der momentanen Version der Simulation nicht möglich ist, die Experimentergebnisse richtig zu simulieren. Der wahrscheinlichste Grund für die Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment ist eine Magnetfeldkarte, die nicht der Wirklichkeit entspricht. Aus diesem Grund wird das Magnetfeld des Magnetsystems neu vermessen. Sobald das Magnetfeld vermessen ist, soll die neue Magnetfeldkarte erstellt werden und in GEANT implementiert werden.

Da sich aus technischen Gründen die Vermessung des Magnetfeldes verzögert hat, ist es im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich eine Aussage darüber zu machen, ob die neue Magnetfeldkarte den Unterschied zwischen Experiment und Simulation beseitigt.

7.2 Winkelmessung

Um die Methode der Winkelmessung weiter zu untersuchen, wäre es wünschenswert Quellentest durchzuführen, um zu untersuchen ob diese Methode der Winkelmessung auch bei minimal ionisierenden Teilchen anwendbar ist. Der Nachteil dieser Quellenmessungen ist, daß die Elektronen sehr stark streuen, und es deshalb fraglich ist, ob die Winkelauflösung sehr gut ist. Der Vorteil dieser Messungen wäre aber, daß man den Eintrittswinkel sehr einfach ändern kann, und so die Methode in Abhängigkeit des Winkels testen kann. Ein weiterer Vorteil ist, daß man direkt am Detektor das Auslesezeitfenster verändern kann, um zusätzlich vom Pregap-Signal auch das direkte Signal innerhalb des Auslesezeitfensters zu positionieren. Bei einem solchen Quellentest ist es auch möglich die beiden Verstärkungen so zu optimieren, daß die Fitroutinen besser funktionieren. Weiterhin sollen auch die Fitroutinen verbessert werden, so daß die Ergebnisse besser werden, als die in Kapitel 4.3

gezeigten Ergebnisse.

Literaturverzeichnis

[Abd94] J. Abdurashitov, E. Faizov, V. Gavrin, A. Gusev, A. Kalikhov, T. Knodel, I. Knyshenko, V. Kornoukhov, I. Mirnov, A. Pshukov, A. Shalagin, A. Shikhin, P. Timofeyev, E. Veretenkin, V. Vermul, G. Zatsepin, T. Bowles, J. Nico, W. Teasdale, D. Wark, J. Wilkerson, B. Cleveland, T. Saily, R. Davis Jr., K. Lande, C. Lee, P. Wildenhain, S. Elliott, M. Cherry, and R. Kouzes. "Results from SAGE". *Physics Letters B*, Vol. 328, p. 234, 1994.

[Ahn93] W. Ahner. *Aufbau eines "intelligenten" Triggersystems für Kaonen und Untersuchung der K^+-Produktion im System Ne+NaF bei 1.0 GeV/u.* PhD thesis, Universität Heidelberg, 1993.

[Bah89] J. Bahcall. *Neutrino Astrophysics.* Cambridge University Press, 1989.

[Bah92] J. Bahcall and M. Pinsonneault. "Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem". *Review of Modern Physics*, Vol. 64, p. 885, 1992.

[Bah96] J. Bahcall. "Solar Neutrinos: Where We Are, Where We Are Going". *Astrophysical Journal*, Vol. 467, p. 475, 1996.

[Bal93] P. Baltes. *Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerbasis zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer.* Master's thesis, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1993.

[Bar86] F. Barker and R. Spear. "A Comment on the $^7Be(p,\gamma)^8B$ Cross Section and the Solar Neutrino Problem". *Astrophysical Journal*, Vol. 307, p. 847, 1986.

[Bau86] G. Baur, C. Bertulani, and H. Rebel. "Coulomb Dissociation as a Source of Information on Radiative Capture Processes of Astrophysical Interest". *Nuclear Physics*, Vol. A458, p. 188, 1986.

[Ber88] C. Bertulani and G. Baur. "Electromagnetic Processes in Relativistic Heavy Ion Collisions". *Physics Reports*, Vol. 163, pp. 299–408, 1988.

[Ber95] C. Bertulani. "The photodissociation of ^8B and the solar neutrino problem". *Nuclear Physics A*, Vol. 587, pp. 318–338, 1995.

[Ber97] C. Bertulani and M. Gai. "A STUDY OF THE COULOMB DISSOCIATION OF B-8 AND THE (BE-7(P, GAMMA)B-8)REACTION". e-Print Archive: nucl-th/9711050, 1997.

[Bor98] Borexino Collaboration. "Borexino Homepage (http://almime.mi.infn.it/)". Internet, 1998.

[Bou98] F. Boue. "Dissertation, in Vorbereitung". 1998.

[Bre79] A. Breskin, G. Charpak, S. Majewski, G. Melchart, and F. Petersen, G.and Sauli. "The Multistep Avalanche Chamber: A new Family of Fast, High-Rate Particle Detectors". *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. A161, p. 19, 1979.

[Cam96] M. Camenzind. "Einführung in Astronomie und Astrophysik". Vorlesungsskript, 1996.

[Cle94] B. Cleveland, T. Dailey, R. Davis, Jr., J. Distel, K. Lande, C. LE, and P. Wildenhain, Eds. *Neutrino 94*, May 1994.

[CNA93] CN/ASD Group. *Detector Description and Simulation Tool, Program Library W5013*. CERN, 3.21 Ed., 1993.

[Dau87] H. Stelzer, H. und Daues. "Multiwire Proportional Chambers". GSI Scientific Report 1987, 1987.

[Dec91] P. Decrock, T. Delbar, P. Duhamel, W. Galster, M. Huyse, P. Leleux, I. Licot, E. Lienard, P. Lipnik, M. Loiselet, C. Michotte, G. Ryckeweart, P. Van Duppen, J. Vanhorenbeek, and J. Vervier. "Determination of the $^{13}N(p,\gamma)^{14}O$ Reaction Cross Section Using a ^{13}N Radioactive Beam". *Physical Review Letters*, Vol. 67, p. 808, 1991.

[Fer24] E. Fermi. "Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen". *Zeitschrift für Physik*, Vol. 29, p. 315, 1924.

[Fil83a] B. Fillipone, A. Elwyn, D. C.N., and D. Koetke. "Proton capture cross section of ^7Be and the flux of high energy solar neutrinos". *Physical Review C*, Vol. 28, p. 2222, 1983.

[Fil83b] B. Fillipone, A. Elwyn, C. Davids, and D. Koetke. "Measurement of the $^7Be(p,\gamma)^8B$ Reaction Cross Section at Low Energies". *Physical Review Letters*, Vol. 50, p. 412, 1983.

[Gai95] M. Gai and C. Bertulani. "Comment on E2 contribution to the $^8B \rightarrow p +^7 Be$ Coulomb dissociation cross section". *Physical Review C*, Vol. 52, p. 1706, 1995.

[Gei92] H. Geissel and et al. "The GSI projectile fragment separator (FRS): a versatile magnetic system for relativistic heavy ions". *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. B70, pp. 286–297, 1992.

[Gei93] G. Geiermann. *Aufbau und Test der Auswert-Elektronik einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonenspektrometer*. Master's thesis, Fachhochschule Darmstadt (D), Fachbereich Automatisierungstechnik, 1993.

[Ham96] W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, T. Kirsten, M. Laubenstein, E. Pernicka, W. Rau, U. Rönn, C. Schlosser, M. Wojcik, Y. Zakharov, R. v. Ammon, K. Ebert, T. Fritsch, D. Heidt, E. Henrich, L. Stieglitz, F. Weirich, M. Balata, M. Sann, F. Hartmann, E. Belotti, C. Cattadori, O. Cremonesi, N. Ferrari, E. Fiorini, L. Zanotti, M. Altmann, F. v. Freilitzsch, R. Mößbauer, G. Berthomieu, E. Schatzmann, I. Carmi, I. Dostrovsky, C. Bacci, P. Belli, R. Bernabei, S. d'Angelo, L. Paoluzi, A. Bevilacqua, M. Cribier, L. Gosset, J. Rich, M. Spiro, C. Tao, D. Vignaud, J. Boger, R. Hahn, J. Rowley, R. Stoenner, and J. Weneser. "GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX III". *Physics Letters B*, Vol. 388, p. 384, 1996.

[Heh90] J. Hehner. *Bau einer Vieldraht Proportional Kammer zum Nachweis ionisierender Strahlung*. Master's thesis, Fachhochschule Wiesbaden (D), 1990.

[Hir91] K. Hirata, K. Inoue, T. Ishida, T. Kajita, K. Kihara, M. Nakahata, K. Nakamura, S. Ohara, N. Sato, Y. Suzuki, Y. Totsuka, Y. Yaginuma, M. Mori, Y. Oyama, A. Suzuki, T. K., M. Yamada, M. Koshiba, K. Nishijima, T. Suda, T. Tajima, K. Miyano, H. Miyata, H. Takei, Y. Fukuda, E. Kodera, Y. Nagashima, M. Takita, K. Kaneyuki, T. Tanimori, E. Beier, L. Feldscher, E. Frank, W. Frati, S. Kim, A. Mann, F. Newcomer, R. Van Berg, and W. Zhang. "Real-time, directional measurement of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande II detector". *Physical Review D*, Vol. 44, p. 2241, 1991.

[Iwa96] N. Iwasa, T. Motobayashi, Y. Ando, M. Kurukawa, H. Murakami, J. Ruan, S. Shimoura, S. Shirato, N. Inabe, T. Kubo, Y. Watanabe, M. Gai, R. France III, K. Hahn, Z. Zhao, T. Nakamura, T. Teranishi, Y. Futami, K. Furutaka, T. Delbar, and M. Ishihara. "Study of the $^7Be(p,\gamma)^8B$ Reaction with the Coulomb Dissociation Method". *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 65, p. 1256, 1996.

[Iwa97] N. Iwasa, H. Geissel, G. Münzenberg, C. Scheidenberger, and T. Schwab. "MOCADI, a universal Monte Carlo code for the transport of heavy ions through matter within ion-optical systems". *Nuclear Instruments and Methods B*, Vol. 126, p. 284, 1997.

[Jac82] J. Jackson. *Klassische Elektrodynamik.* Walter de Gruyter, 1982.

[Kav60] R. Kavanagh. "Proton Capture in ^7Be". *Nuclear Physics*, Vol. 15, p. 411, 1960.

[Kav69] R. Kavanagh, T. Tombrello, J. Mosher, and D. Goosman. "". *Bulletin American Physical Society*, Vol. 14, p. 1209, 1969.

[Kik97] T. Kikuchi, T. Motobayashi, N. Iwasa, Y. Ando, M. Kurukawa, S. Moriya, H. Murakami, T. Nishibo, J. Ruan, S. Shirato, S. Shimoura, T. Uchibori, Y. Yanagisawa, T. Kubo, H. Sakurai, T. Teranishi, Y. Watanabe, M. Ishihira, M. Hirai, T. Nakamura, S. Kubono, M. Gai, R. France III, K. Hahn, T. Delbar, P. Lipnik, and C. Michotte. "Experimental determination of the E2 component in the Coulomb dissociation of ^8B". *Physics Letters B*, Vol. 391, p. 261, 1997.

[Kuo89] T. Kuo and J. Pantaleone. "Neutrino oszillation in matter". *Review of Modern Physics*, Vol. 61, p. 937, 1989.

[Led78] C. Lederer. *Table of Isotopes.* John Wiley Sons, Inc., seventh Ed., 1978.

[May94] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik.* Teubner, 1994.

[Mot91] T. Motobayashi, T. Takei, S. Kox, C. Perrin, F. Merchez, D. Rebreyend, K. Ieki, H. Murakami, Y. Ando, N. Iwasa, M. Kurukawa, S. Shirato, J. Ruan, T. Ichihara, T. Kubo, N. Inabe, A. Goto, S. Kubono, S. Shimoura, and M. Ishihara. "Determination of the astrophysical $^{13}N(p,\gamma)^{14}O$ cross section through the Coulomb dissociation method". *Physics Letters B*, Vol. 264, p. 259, 1991.

[Mot94] T. Motobayashi, N. Iwasa, Y. Ando, M. Kurukawa, H. Murakami, J. Ruan, S. Shimoura, S. Shirato, N. Inabe, M. Ishihara, T. Kubo, Y. Watanabe, M. Gai, R. France III, K. Hahn, Z. Zhao, T. Nakamura, T. Teranishi, Y. Futami, K. Furutaka, and T. Delbar. "Coulomb Dissociation of ^8B and the $^7Be(p,\gamma)^8B$ Reaction at Low Energies". *Physical Review Letters*, Vol. 73, p. 2680, 1994.

[Par66] P. Parker. "". *Physics Review*, Vol. 150, p. 851, 1966.

[Par68] P. Parker. "". *Astrophysical Journal Letters*, Vol. 153, p. 85, 1968.

[Pop93] H. Pöppl. *Messung der Emission von Protonen und leichten Kernen in der Reaktion $^{197}Au +^{197} Au$ bei 1GeV/u Strahlenenergie.* PhD thesis, Phillips-Universität Marburg, 1993.

[Sar91] A. Sartorius. *Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer.* Master's thesis, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1991.

[Sch94] C. Scheidenberger, H. Geissel, H. Mikkelsen, F. Nikel, T. Brohm, H. Folger, A. Magel, M. Mohar, G. Münzenberg, M. Pfützner, E. Roeckl, I. Schall, D. Schardt, K. Schmidt, W. Schwab, M. Steiner, T. Stöhlker, K. Sümmerer, D. Vieira, B. Voos, and M. Weber. "Direct Observation of Systematic Deviations from the Bethe Stopping Theory for Relativistic Heavy Ions". *Physical Review Letters*, Vol. 73, p. 50, 1994.

[Sch97] E. Schwab. private Mitteilungen, 1997.

[Sen93] P. Senger, W. Ahner, P. Baltes, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, W. Konrad, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, W. Prokopowicz, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, B. Schlei, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "The Kaon Spectrometer at SIS(GSI)". *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 327, p. 393, 1993.

[SNO98] SNO Collaboration. "SNO Homepage (http://snodaq.phy.queensu.ca/SNO/sno.html)". Internet, 1998.

[Ste91] H. Stelzer. "Multiwire Chambers with a Two-Stage Gas Amplification". *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 310, p. 103, 1991.

[Stu96] C. Sturm, Blanco Pillado, J.J., H. Oechler, H. Stelzer, and A. Wagner. "Test of Gas Mixtures for Multiwire Proportional Chambers". GSI Scientific Report 1995, 1996.

[Sup98] Super-Kamiokande Collaboration. "Super-Kamiokande Homepage (http://www.phys.washington.edu/ superk/)". Internet, 1998.

[Sur98] G. Surówka. "Dissertation, in Vorbereitung". 1998.

[Uns91] A. Unsöld and B. Baschek. *Der neue Kosmos.* Springer Verlag, fünfte Ed., 1991.

[Vau70] F. Vaughn, R. Chalmers, D. Kohler, and L. Chase Jr. "Cross Sections for the $^7Be(p,\gamma)^8B$ Reaction". *Physical Review C*, Vol. 2, p. 1657, 1970.

[Wei34] C. Weizsäcker. "Austrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen". *Zeitschrift für Physik*, Vol. 88, p. 612, 1934.

[Wie77] C. Wiezorek, H. Kräwinkel, R. Santo, and L. Wallek. "". *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 282, p. 121, 1977.

[Wil33] E. Williams. "Application of the Method of Impact Parameter in Collisions". *Proc. Roy. Soc.*, Vol. A139, p. 163, 1933.

[Zha94] Y. Zhao, T. andz Chen, S. Han, and J. Hersch. "A study of elektron drift velocity in Ar-CO_2 and Ar-CO_2-CF_4 gas mixtures". *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 340, p. 485, 1994.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. P. Braun-Munzinger für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für seine hervorragende Vorlesung, die mir einen tiefen Einblick in die experimentelle Kernphysik gegeben hat.

Für die Betreuung dieser Arbeit bedanke ich mich besonders bei Priv. Doz. Dr. H. Oeschler, der mir sehr viel Freiheit bei dieser Arbeit gelassen hat. Er hat mir dadurch ermöglicht auch Fehler zu machen und aus diesen zu lernen.

Mein Ansprechpartner, während dieser Zeit war Dipl. Phys. Christian Sturm, der mich auch in die Welt der GSI eingeführt hat. Für jegliche meiner Fragen hatte er immer ein offenes Ohr, wobei er aber versucht hat mich selbst die Antworten finden zu lassen.

Herrn Dr. Andreas Wagner danke ich für die Einführung in die Welt der Vieldrahtkammern und der Transputer.

Andreas Förster danke ich für die stets fruchtbaren Diskussionen und dafür, daß er mich ein Jahr als Zimmergenossen ertragen hat.

Mein Dank gilt auch den Mitgliedern der Bor-Kollaboration, allen voran Dr. K. Sümmerer und Dr. P. Senger, den beiden Häuptlingen des Experimentes, die mir ermöglicht haben, bei diesem Experiment mitzuwirken. Außerdem danke ich Alicja Surowiec, Grzegorz Surówka und Frederic Boue, die mir bezüglich der Auswertung oft weitergeholfen haben.

Für die Einführung in die Simulation bin ich Dr. Jürgen Speer sehr zu Dank verpflichtet. Er hat es dabei verstanden sein Wissen darüber sehr effektiv zu vermitteln.

Bei den Mitgliedern der Kaos-Kollaboration möchte ich mich für die hervorragende Zusammenarbeit bedanken. Alle waren jederzeit ansprechbar und haben mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden. Danken möchte ich Dipl. Phys. Frank „kost'ne Mark“ Laue, der auch schon morgens um acht für Fragen zur Verfügung stand, Erwin Schwab der immer einen Rat bei technischen Problemen hatte, Pjotr Koczoń für die Hilfe bei Computerproblemen und den übrigen Mitgliedern der Kaos-Kollaboration für das angenehme Arbeitsklima in der Gruppe und für die kurzweiligen und lehrreichen Strahlzeiten.

Zu guter Letzt möchte ich noch meinen Eltern und meiner Freundin Daniela danken, denen diese Arbeit gewidmet ist. Meinen Eltern dafür, daß sie mir dieses Studium ermöglicht haben und für ihre Unterstützung während des gesamten Studiums. Daniela möchte ich dafür danken, daß sie mich in der stressigen Zeit der Prüfungen und des Zusammenschreibens dieser Arbeit ertragen hat.