Inaugural-Dissertation

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Stephan Mohren
aus Aachen

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Dezember 1996

Ein FOPI - Experiment: ^{40}Ar auf ^{40}Ca bei einer Strahlenergie von 400 MeV/Nukleon

Gutachter: Prof. Dr. Dietrich Pelte
Prof. Dr. Dirk Schwalm

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Das Studium relativistischer Kernreaktionen unter Verwendung schwerer Ionen nimmt innerhalb des relativ jungen, breit gefächerten Forschungsgebietes der Schwerionenphysik →BOCK R. (1993) einen festen Platz ein. Neben der Untersuchung der Kernstruktur wird damit auch der Reaktionsprozeß als solcher zum aktuellen Gegenstand kernphysikalischer Forschung →RICHTER, A. (1993).

Eines der Hauptziele ist es, Aufschluß über den kurzzeitig, unter typischer Zeitskala von einigen fm/c oder $\tau \sim 10^{-23}$ sec gebildeten Zwischenzustand heißer, komprimierter Kernmaterie zu gewinnen. Ergebnisse sind nicht zuletzt wegen ihres astrophysikalischen Bezuges von Bedeutung: ist doch die Kompressibilität von Kernmaterie ein wichtiger Parameter zur Beschreibung der Dynamik von Supernova-Explosionen und der damit verbundenen Entstehung eines Neutronensternes →CSERNAI, L. P. (1994).

Die Untersuchung der komplexen Reaktionsdynamik relativistischer Schwerionenstöße stellt eine Herausforderung sowohl in experimenteller wie auch in theoretischer Hinsicht dar: leistungsfähige Beschleunigeranlagen und Detektorsysteme müssen als experimentelle Werkzeuge bereitgestellt und aufwendige Simulationstechniken zur physikalischen Interpretation der experimentellen Ergebnisse entwickelt werden.

Im vorliegenden Experiment kam der FOPI-Detektor am SchwerIonenSynchroton SIS der GSI in Darmstadt zum erstenmal vollständig zum Einsatz. Er wurde zur Isotopenauflösung im Vorwärtsbereich durch eine zweite Driftkammer ergänzt und nimmt nun geladene Reaktionsfragmente über den nahezu vollständigen Raumwinkel auf.

Die Arbeit gliedert sich demzufolge in einen ausführlichen detektortechnischen Teil, der den Einbau der neuen Driftkammer in das vorhandene Detektorgerüst abdeckt, und in einen Analyseteil, in dem erste experimentelle Ergebnisse vorgestellt werden.

Nach der Diskussion globaler, die Ereignisstruktur charakterisierender Größen beginnt die physikalische Analyse mit der Aufarbeitung von Impulsraumverteilungen. Anschließende Studien der Emissionsverteilungen als Funktion von Zentralität, Fragmentmasse und Polarwinkel im Schwerpunktsystem zeigen typische Eigenschaften der systematisch voneinander zu trennenden kinematischen Regionen des Vorwärtsbereiches nahe der Strahlachse und der Reaktionszone bei großen Polarwinkeln auf.

Die Untersuchung kinetischer Energien rundet den Satz experimenteller Daten ab. Ein Analyseschwerpunkt liegt in der Aufarbeitung von Energiespektren bei Polarwinkeln $\theta = 90^\circ$ im Schwerpunktsystem. Die Untersuchung gilt der heißen, verdichteten Reaktionszone auf der Grundlage eines kollektiven Teilchenflusses, der zuerst unter Verwendung schwerer Emissionsfragmente in zentralen Au+Au - Stößen bei einer Strahlenergie von 150 AMeV →JEONG, S. C. (1994) beobachtet wurde. Das Analysekonzept, das später auch auf den Anteil leichter Emissionsfragmente aus der Kollision schwerer Kerne ausgedehnt wurde →POGGI, G. (1995) →LISA, M. A. (1995), wird für den Stoß der leichten Kerne Ar+Ca kritisch untersucht.

Das letzte Kapitel stellt einen interpretierenden Vergleich der experimentellen Daten mit dem (semi)klassischen Nukleardynamischen Modell (NMD) →BONDORF, J. P. (1995) vor.

Um ausländischen Kollegen zumindest partielles Lesen der Arbeit zu ermöglichen, wurden alle Abbildungen in Englisch beschriftet.

Teil I
Detektor und Datenaufarbeitung

2 Kurzbeschreibung des FOPI Gesamtdetektors

Das Schwerionenstrahlexperiment FOPI ist in Targethalle B der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt aufgebaut. Es dient zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen an festem Target in einem Energiebereich von 100 AMeV bis 2 AGeV. Das Konstruktionsprinzip des Detektors zielt darauf ab, die geladenen Kollisionsfragmente unter vollem Raumwinkel - 4π - aufzunehmen. Hiermit ist die Intention verbunden, für jedes Ereignis einzeln die Stoßgeometrie festzulegen und gleichzeitig durch Kombination verschiedener Signaltypen zu einer möglichst vollständigen Reaktionsbeschreibung zu gelangen. Die Zusammensetzung des Gesamtdetektors FOPI aus seinen einzelnen Komponenten ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

2.1 Kurzbeschreibung des Detektoraufbaus

Das ehrgeizige Ziel, mit ein und demselben Detektor Schwerionenkollisionen über den Energiebereich 100 AMeV bis 2 AGeV bis hinauf zu den schwersten Ionen zu untersuchen, erfordert ein besonderes Detektordesign.
Folgende Grundanforderungen, die auch in →Herrmann, N. (1995) gut beschrieben sind, müssen bestmöglich erfüllt werden:

- ein *grosser dynamischer Bereich* muß gestatten, Fragmente bis zu hohen Kernladungen in einem weiten kinematischen Bereich nachzuweisen.
- *hohe Granularität* muß die Aufnahme von Ereignissen hoher Teilchenmultiplizität gestatten.
- *gute Ratenfestigkeit* muß die Verwendung hoher Strahlintensitäten zulassen. Nur so können (mit Hilfe eines schnellen Triggersystems) physikalisch interessante Ereignisklassen mit ausreichender Statistik verarbeitet werden.
- zudem ist es wünschenswert, den FOPI Detektor mit anderen an der GSI vorhandenen Detektorsystemen zu kombinieren. Dies setzt einen *modularen Aufbau* voraus.

Die genannten Designkriterien bedingen eine komplexe Detektorstruktur. Dies führte zu einem stufenweisen Ausbau des Gesamtdetektors, der in drei Experimentierphasen unterteilt werden kann. In Tab. 1 sind die einzelnen Ausbaustufen übersichtlich dargestellt.

Unter Bezug auf entsprechende Abkürzungen in Abb. 1 finden sich in der Tabelle die vollständigen Bezeichnungen der einzelnen Detektorkomponenten, deren Akzeptanzbereich im Polarwinkel sowie der jeweilige Detektortyp. Alle Komponenten decken den vollständigen Azimutalwinkel von 2π ab.

Eine ausführliche Beschreibung der Detektorkomponenten der Vorwärtshemisphäre aus Aufbauphase I findet sich in →Gobbi, A. (1993) oder →Wienold, Th. (1993). Eckdaten seien hier angegeben: der Nullgraddetektor ZER, der mit einer Zeitauflösung von

$\sigma \sim 250$ psec nach der ΔE-TOF-Methode Elemente bis Z=6 nahe der Strahlachse identifizieren kann, wird ergänzt durch eine rossettenförmige Anordnung aus dünnen Plastikszintillatoren ROSACE. Diese ermöglicht die Identifizierung von Fragmenten, die wegen zu geringer Energie im Nullgraddetektor abgebremst werden. Die Energieschwelle nach Kombination beider Komponenten liegt bei etwa 20 AMeV für Protonen und 50 AMeV für Kohlenstofffragmente.

Ausbaustufe	Detektorname	Polarwinkel-akzeptanz	Detektortyp
Ausbauphase I	ZER - Zero Degree Counter ROS - Rosace PLAWA - Plastic Wall SIC - Strasbourg Ioniz. Chamber	1.2° - 7° 1° - 6° 7° - 30° 7° - 30°	Szintillatorpaddle Szintillatorpaddle Szintillatorstreifen Ionisationskammer
Ausbaustufe II	CDC - Central Drift Chamber	30° - 145°	Driftkammer
Endstufe	BAR - Time-of-flight Barrel CER - Čerenkov Barrel HEL - Helitron	45° -145° 45° - 90° 10° - 28°	Szintillatorstreifen Wasser-Čerenkov Driftkammer

Tabelle 1: Die Ausbauphasen des FOPI Detektors

Zu größeren Polarwinkeln schließt sich die Plastikwand PLAWA mit einer Zeitauflösung von $\sigma \sim 100$ psec und Ladungsidentifikation bis Z=8 an. Zur Erweiterung ihres dynamischen Bereiches wird sie durch die innere Wand von Ionisationskammern SIC ergänzt; Elementbestimmung bis zu Z=15 bei Schwellen um 50 AMeV ist erreichbar. Die Plastikwand ist zudem Herzstück des Triggersystems, wie es unten in Kap. 2.3 beschrieben wird.

Ergänzende Darstellungen zu den weiteren Ausbaustufen des Gesamtdetektors liefern die beiden Zitate →HERRMANN, N. (1995) und →RITMAN, J. L. (1995). Die Detektoren der Phase I wurden zunächst durch die Zentrale Driftkammer CDC erweitert, die sich in einem solenoidalen Magneten befindet und bei Normalbetrieb von einem Feld von 0.6 T durchsetzt wird. Sie umschließt direkt das Target und nimmt in zentralen Au+Au Kollisionen Spuren von bis zu 100 Teilchen auf. Die Driftkammer ist azimutal in 16 Sektoren mit je 60 parallel zur Strahlachse gespannten Nachweisdrähten unterschiedlicher Länge unterteilt. In einem Gasgemisch von Argon/Methan/Isobutan (88/2/10) driften Elektronen unter einem elektrischen Feld von 800 V/cm und gegebenem homogenen Magnetfeld von 0.6 T mit einer Geschwindigkeit von etwa 4.3 cm/μsec und einem Lorentzwinkel von $\theta = 33°$. Die Kammer mißt Teilchenspuren mit einer Winkelauflösung von $\sigma_\theta = 6°$ und $\sigma_\phi = 0.6°$. Die relative Auflösung des Transversalimpulses σ_{p_t}/p_t beträgt 4% bei kleinen Impulsen und etwa 12% für die schnellen minimalionisierenden Teilchen.
Die CDC ist von einem einem Ring aus Flugzeitbarrel BAR und Čherenkovbarrel CER umgeben. BAR, aus 180 Szintillatorstreifen mit einer Zeitauflösung von etwa 300 psec zusammengesetzt, dient dazu, schnelle Mesonen π, K von den Protonen bei Impulsen

oberhalb p=500 MeV/c abzutrennen[1]. Zusätzlich ermöglicht CER sowohl durch Auswertung der Photonenausbeute als auch in Verwendung als Schwellendetektor die Abtrennung schneller Pionen von den Kaonen und Protonen.
Mit dem Helitron kam im Rahmen des vorliegenden Experimentes auch die Driftkammer des Vorwärtsbereiches HEL zum erstenmal vollbestückt zum Einsatz. Das Helitron dient als Ergänzung der Plastikwand PLAWA und legt neben der elektrischen Ladung die Massen der leichten Teilchen fest. Eine ausführlichere Beschreibung seines Aufbaus findet sich in nachfolgendem Abschnitt.

Abb. 1 stellt zum Abschluß den FOPI-Detektor graphisch dar. Der Gesamtdetektor besitzt eine Höhe von etwa 3 m und eine Länge von etwa 6 m. Das Eisenjoch des Magneten hat ein Gewicht von 100 t.

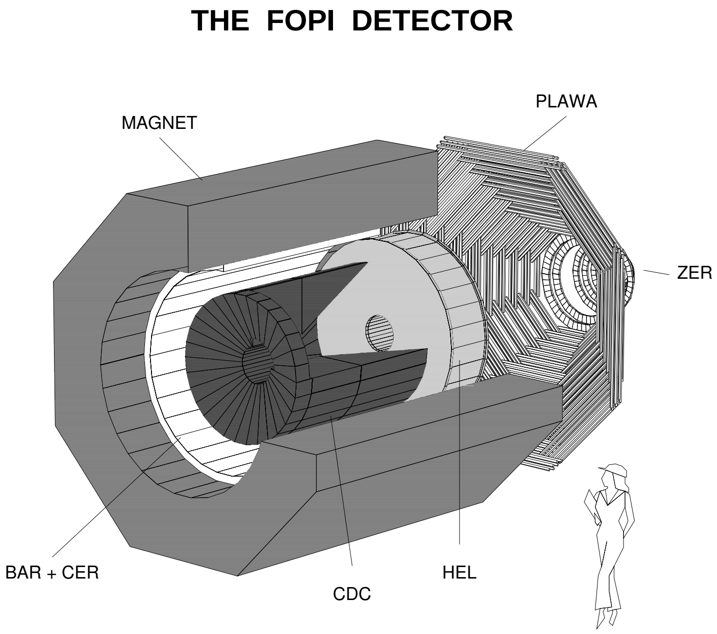


Abbildung 1: Aufbau des vervollständigten FOPI-Detektors. Als neue Komponenten der letzten Ausbaustufe sind der Barrelring am Innenmantel des Magneten sowie das Helitron hinzugekommen. Die inneren Komponenten der Vorwärtshemisphäre, SIC und ROSACE, sind nicht in die Darstellung aufgenommen.

2.1.1 Detektorbeschreibung Helitron

Sommer 1993 war das Helitron nach 9-monatiger intensiver Arbeit im Detektorlabor der GSI unter Zusammenarbeit mit den Forschungsinstituten in Budapest und Rossendorf fertiggestellt[2]. Ende desselben Jahres konnte es bereits teilbestückt im Strahl getestet werden. Vollständig mit Elektronik ausgestattet und integriert in das Datenaufnahmensy-

[1] Dort laufen die entsprechenden Energieverlustlinien der Bethe-Bloch-Formel (Kap. 3.2) zusammen.
[2] Interessante Details finden sich in den GSI-Jahresberichten der Jahre 1991-1993.

stem bestand das Helitron im Sommer 1995 seine Feuerprobe: im Testexperiment Ar+Ca bei Strahlenergie 400 AMeV, dessen Auswertung Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist.

Bei dem Helitron handelt es sich um eine große, radiale[3] Driftkammer. Sein Skelett besteht aus einem vorn und hinten offenen Hohlzylinder aus Stesalit einer Tiefe von etwa 60 cm und einem Innenradius von etwa 20 cm bzw. einem Außebradius von etwa 100 cm. Die Frontseiten des Zylinders sind durch transparente Endflansche abgeschlossen, die mit Drähten zum Abschluß des Feldkäfigs und mit einer 100 μm dicken beschichteten Aluminiumfolie zur Begrenzung des inneren Gasvolumens bespannt sind.

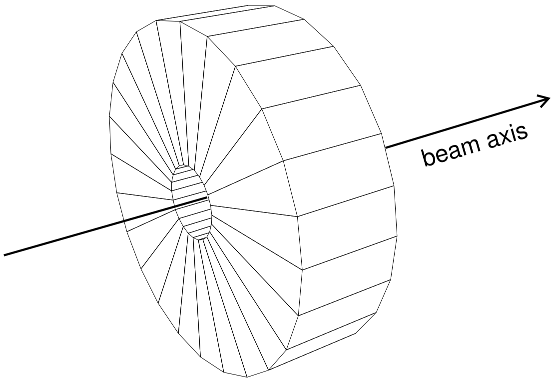


Abbildung 2: Skizzenhafte Darstellung der Helitrongeometrie: die Driftkammer ist azimutal in 24 gleiche Sektoren unterteilt.

Die Driftkammer ist azimutal durch Kathodenebenen in 24 gleiche Sektoren unterteilt. Jeder von ihnen besitzt in seiner Mitte eine Ausleseebene von 54 radial gespannten Drähten, die unter einem **staggering**[4] von $\pm 200\,\mu m$ in einem Abstand von jeweils 1 cm längs der Zylinderachse positioniert sind. Die Auslesedrähte bestehen aus einer Ni-Cr-Legierung ($\oslash\, 50 \mu m$) mit einem Widerstand von $1 k\Omega/m$ und sind mit 0.8 N Last mechanisch gespannt. Mittig zwischen zwei Auslesedrähten ist jeweils ein Potentialdraht zur Gasverstärkung angebracht. Es wurde Cu-Be ($\oslash\, 125 \mu m$) verwendet unter mechanischer Spannung von 3 N.

Jeder der Sektoren verfügt über eine eigene Hochspannungsversorgung. Die Nominalspannung für das Driftfeld liegt bei 12.3 kV und der Wert für die Potentialspannung beträgt 1.6 kV. Man erhält so ein homogenes elektrisches Driftfeld von 750 V/cm und eine Gasverstärkung von etwa 10^4 für die Gasmischung Argon/Methan/Isobutan (88/2/10), mit der parallel zur CDC auch das Helitron betrieben wird.

Die Nominalposition des Helitrons befindet sich in einem Abstand von 1.5 m zum Target im inhomogenen Randfeld des Magneten. Im Gegensatz zur CDC herrschen daher im Helitron komplizierte Driftverhältnisse; vgl. dazu Kap. 3.1.3.

Im vorliegenden ersten Testexperiment wurden 48 der 54 Auslesedrähte eines jeden Sektors innen und außen durch ein FADC-System[5] ausgelesen.

[3] Teilchenspuren gehen damit etwa senkrecht an den radial gespannten Auslesedrähten vorbei. Dies erlaubt eine gute Bestimmung der Ladungsteilungskoordinate und eine saubere Aufnahme der Driftzeit.

[4] Die Drähte sind abwechselnd links und rechts gegen die Ausleseebene versetzt. Dieses **staggering** ermöglicht die Auflösung der bekannten Rechts-Links-Zweideutigkeit von Driftkammern.

[5] Die Abkürzung FADC steht für **F**ast **A**nalog to **D**igital **C**onverter. Mit dieser Elektronik registriert man vollständige Impulsspektren.

2.2 Kurzbeschreibung der Softwarestruktur

Das vollständige von FOPI genutzte Softwarepacket setzt sich aus drei Hauptkomponenten zusammen:

- dem Datenaufnahmesystem TDAS/GOOSY: diese an der GSI entwickelten Programmsysteme verarbeiten den beim Experiment anfallenden Datenfluß, siehe z.B. →LINDENSTRUTH, V. (1993). Sie führen den Datenstrom der einzelnen Detektorkomponenten zusammen, geben jedem Reaktionsereignis (**event**) eine definierte Struktur und leiten die Daten auf Bandstationen ab. Zur Überwachung des Experimentablaufes ist online-Zugriff möglich. Nach schneller front-end Datenreduktion und mit asynchroner Zusammenführung der einzelnen Detektorkomponenten werden neuerdings Ereignisraten von etwa 40 Hz erreicht bei Datenraten von bis zu 700 kbyte/sec, siehe z.B. →PINKENBURG, C. H. (1995).

- dem Analysepacket PAW: dieses CERN-Produkt wird von der FOPI-Kollaboration (online wie offline) zur Datenanalyse verwendet. Es ist auf allen gängigen Computerplattformen verfügbar und liefert eine geeignete Programmumgebung zur Aufarbeitung und Darstellung der experimentellen Daten. Das vom CERN gelieferte Standardgerüst ist um FOPI Programmbibliotheken erweitert worden. Literaturreferenz: →CN/ASD GROUP (1993).

- dem Simulationsprogramm GEANT: ebenfalls ein CERN-Produkt, das neuerdings mit direkter Schnittstelle zum PAW betrieben wird. Neben dem FOPI-Detektoraufbau wurde auch die gesamte Analysesoftware in dieses Programmpaket implementiert, so daß wichtige Studien über das Akzeptanzverhalten der Detektorkomponenten und den verlässlichen Ablauf der Analyseroutinen durchgeführt werden konnten. Literaturreferenz: CN/ASD GROUP (1994).

Zur Aufarbeitung und Analyse der experimentellen Rohdaten[6] ist das Softwarepacket PAW um eigene FOPI-Bibliotheken erweitert worden. Die Struktur der Softwareerweiterungen folgt für ähnliche Detektortypen einem ähnlichen Schema.
Für die Komponenten der Ausbaustufe I mag →WIENOLD, TH. (1993) als beispielhafte Referenz dienen.

2.2.1 Die Softwarestruktur für das Helitron

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die zur Aufarbeitung der Helitrondaten erforderliche Software entwickelt. Das Programmpacket, das die Bereiche Detektorkalibration und Ereignisanalyse abdeckt, ist nun als Bestandteil der Gesamtdetektorsoftware in die PAW-Umgebung eingebaut.

Das Softwarekonzept greift vorhandene Ablaufstrukturen der Zentralen Driftkammer CDC auf. Eine Beschreibung dazu findet sich z.B. in den Arbeiten →GOEBELS, G. (1995) und →HÄFELE, E. (1995). Eine ausführliche Dokumentation zur Helitronsoftware steht auf dem FOPI-WWW Server und ist wie in →MOHREN, ST. (1996) angegeben verfügbar.

Dem Benutzer der Helitronsoftware stehen zwei Anwendungsarten zur Verfügung:

[6]genauer sind das schon z.T. vor dem Schreiben auf Band durch schnelle front-end Prozeduren reduzierte Daten. Insbesondere die großen Datenmengen der Driftkammern würden sonst zu starken Statistikeinbußen führen.

- eine *Befehlsoberfläche*, die eine Vielzahl von Anwendungen interaktiv zugänglich macht. Dazu gehören
  - die detaillierte graphische Darstellung und Untersuchung einzelner Ereignisse
  - die interakive Steuerung standardisierter Kalibrationspackete
  - der Zugang zu helitroneigenen (PAW/ZEBRA)-Parameterstrukturen
  - Hilfsmemüs zur Parametrisierung unterschiedlicher Auflösungsplots
- eine *Analyseschleife*, die durch Softwareschalter, sogenannte *flags*, gesteuert wird.

In Abb.3 ist der Ablauf einer vollständigen Ereignisanalyse mit dem Helitron schematisch dargestellt. Die linke Spalte beschreibt die Aufgabe der einzelnen Analysestufen, vom

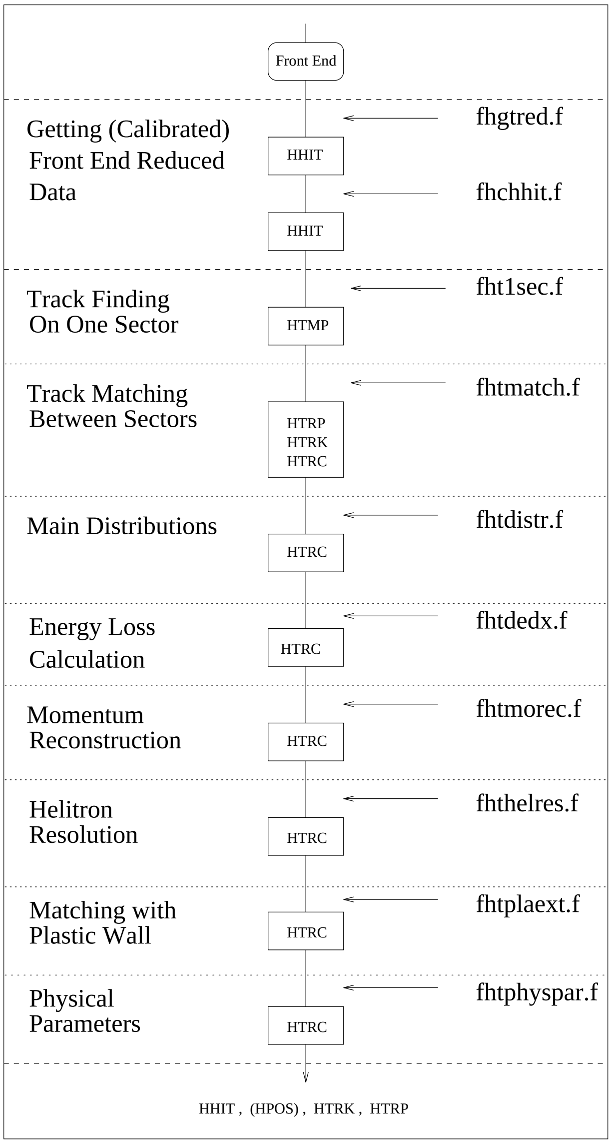


Abbildung 3: Ablauf einer vollständigen Ereignisanalyse für das Helitron.

Einlesen der front-end Daten bis zum Festlegen der endgültigen physikalischen Information. Rechts sind die zugehörigen Steuerungsroutinen aufgeführt und die mittlere Spalte gibt an, welche dynamischen Speicherabschnitte jeweils verändert werden.

2.3 Triggeruntersetzte Datennahme

Bevor die Detektordaten während des Experimentes zur späteren Auswertung auf Band geschrieben werden, müssen sie ereignisweise einen Trigger passieren. Dabei wird jedem Ereignis, event, ein Triggermuster zugeordnet, das den vorliegenden Ereignistyp festlegt. Eine fein gestufte Triggerlogik erlaubt es, die Ereignistypen unterschiedlich zu gewichten, down scale, und damit den Anteil 'interessanter' Ereignisse an der Gesamtstatistik zu erhöhen. Auf diese Weise reduziert man den Untergrundanteil, reichert Ereignisse hoher Teilchenmultiplizität und damit kleinerer Stoßparameter an, oder mischt in den kurzen Zeitintervallen zwischen zwei Strahlpaketen Kalibrationsereignisse[7] in wohldefiniertem Verhältnis bei.
Die im vorliegenden Experiment verwendeten Trigger für physikalische Ereignisse sind in der folgenden Tabelle beschrieben:

Trigger	down scale	Beschreibung
MedB (Medium Bias)	1:16	Plastikwandmultiplizität > 4
CE (Central)	1:1	Plastikwandmultiplizität > 8
MBCDC (Minimum Bias+CDC)	1:16	Plastikwandmultiplizität > 4 und mehr als 1 hit in der CDC

Tabelle 2: Beschreibung der physikalischen Trigger

In die Festlegung absoluter Ereignisraten oder Wirkungsquerschnitte müssen die während des Experimentes gewählten Triggerfaktoren sowie die Totzeit des Gesamtdetektors einbezogen werden. Dies führt zu zwei Gewichtungsfaktoren:

- down scale durch die Detektortotzeit: $dscal_{tot} = N_{\overline{inhibited}} \,/\, N_{raw}$
- down scale durch die Triggerbox: $dscal_{trig} = N_{accepted} \,/\, N_{\overline{inhibited}}$

N_{raw} alle Ereignisse vor Passieren der Triggerbox, $N_{\overline{inhibited}}$ alle Ereignisse außerhalb der Detektortotzeit vor Passieren der Triggerbox, $N_{accepted}$ akzeptierte Ereignisse.

Damit berechnet sich der absolute Wirkungsquerschnitt einer Observablen unter Verwendung der Triggerraten gemäß

$$\sigma_{obs} = \frac{1}{N_{beam}\, N_{target}} \cdot \sum_{trig} \frac{N_{obs,\,trig}}{dscal_{tot}\; dscal_{trig}}$$

N_{beam} Anzahl der Strahlteilchen, N_{target} Anzahl der Targetteilchen pro $mbarn$, $N_{obs,\,trig}$ Anzahl der beobachteten Ereignisse unter dem jeweiligen Triggermuster, $dscal_{-}$ wie oben.

Im vorliegenden Experiment wurde ein natürliches Ca(1%)-Target mit einer Belegung von 186 mg/cm^2 verwendet; dies entspricht einer Dicke von etwa 1.2 mm. Mit einer der

[7] Die Plastikkomponenten werden auch während des Experimentes fortlaufend mit einem Laser gespeist, als Monitor für die Driftkammern dient ein Pulser. Zudem werden für einige Detektorkomponenten Ereignisse mit kosmischer Strahlung aufgenommen.

natürlichen Zusammensetzung entsprechenden Molmasse von 40.11 g/mol berechnet man $N_{target} = 2.79 \cdot 10^{-6}$ Teilchen/mbarn.

Das Experiment stellt insgesamt eine Datenmenge von etwa 50.000 / 27.000 / 21.000 Ereignissen der Triggertypen CE / MEDB / MBCDC zur Verfügung.

3 Aufarbeitung der Helitron - Daten

Ohne näher auf die allgemeine Funktionsweise von Driftkammern einzugehen, siehe dafür z.B. →BLUM, W.; ROLANDI, L. (1994), soll in diesem Kapitel die Aufarbeitung der Helitrondaten beschrieben werden. Experimenteller Ausgangspunkt sind die von den Lesedrähten aufgenommenen Driftzeiten und integrierten Ladungen[8].
Der Weg von diesen sogenannten hits zu den gewünschten physikalischen Spurparametern setzt verschiedene Eichungen voraus und umfaßt zudem die Spursuche, die Impulsbestimmung und die Massenfestlegung rekonstruierter Spuren.

3.1 Eichung der Raumkoordinaten für das Helitron

Die Raumposition einer Spur wird aus der Ladungsteilungskoordinate und der Driftzeit eines hits bestimmt. Beide Enden eines Lesedrahtes liefern dazu ein Zeit- und ein (integriertes) Ladungssignal. Während das Verhältnis der Ladungen die Position des hits längs des Drahtes festlegt, werden die Koordinaten senkrecht zur Drahtebene über Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel[9] aus der Driftzeit bestimmt.
Die genaue Rekonstruktion der Spurverlaufes im Helitron setzt also eine Eichung der Zeit- u. Ladungskanäle sowie die Festlegung der Driftparameter voraus. Die zugehörigen Eichprozeduren wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und werden in den folgenden Unterkapiteln eingehend beschrieben.
Ein letztes Unterkapitel geht auf die setup-Parameter ein, die zur Feinjustierung der Helitronposition gegen die Strahlachse dienen.

3.1.1 Einstellen der time offsets

Alle Auslesekanäle der Driftkammer müssen zeitlich gegen das gemeinsame Startsignal, das den genauen Reaktionszeitpunkt festlegt, abgeglichen werden. Die gemessenen Driftzeiten[10] legen die zugehörigen Driftstrecken fest und gehen in die Bestimmung der Koordinaten einer Spur direkt ein. Die Einstellung der Zeitnullpunkte bestimmt daher maßgeblich die Auflösung der Driftkammer[11].
Es ist sinnvoll, die Gesamteichung der Zeitnullpunkte in folgende Teilschritte aufzuspalten:

- Bestimmung des *globalen* time offsets. Dieser offset wirkt auf alle Kanäle gleichermaßen. Er kann als erste Grobeinstellung dienen und wird schon während des Experimentes so festgelegt, daß Spuren, die die Ausleseebene kreuzen, möglichst keinen Sprung aufweisen. Er liegt in der Größenordnung von einigen 100 nsec.

- Festlegung *sektorweiser* time offsets. Diese Parameter bieten die Möglichkeit, Sektoren gegeneinander abzugleichen. Alle Drähte eines Sektors erhalten denselben offset,

[8] Diese Information wird mit schnellen Datenreduktionsalgorithmen durch Integration über FADC-Kanäle im front-end gewonnen.

[9] In einem Magnetfeld driften die Elektronen nicht mehr entlang des elektrischen Feldes, sondern schließen mit dem elektrischen Feld den Lorentzwinkel α_L ein.

[10] Die Driftzeit wird über das ladungsgewichtete Zeitmittel der Innen- u. Außenauslese eines Drahtes bestimmt.

[11] In dem später beschriebenen Modell zur Spursuche wird das sogenannte staggering ausgenutzt. Wie beim Slalom sind die Auslesedrähte abwechselnd links und rechts in einem Abstand von $200\,\mu m$ zur Sektormitte angebracht. Die Spiegelspur weist damit eine regelmäßige Streuung von 10 nsec auf, und in dieser Größenordung muß auch die Zeitauflösung liegen.

der wiederum an Spuren bestimmt wird, die die Ausleseebene kreuzen. Dazu werden die Spurstücke in den beiden Sektorhälften getrennt mit einem kubischen Polynom (unter Auslassung der Nahdrahtzone) approximiert. Der Schnittpunkt beider Polynome definiert den **time offset**. Die Streuung der einzelnen **offsets** liegt im Bereich von einigen 10 nsec.

- In einem letzten Schritt werden *drahtweise* Zeitkorrekturen durchgeführt. Nach Kompensation der mittleren Zeitdifferenzen zwischen den beiden Kanälen eines jeden Drahtes werden die Drähte eines Sektors gegeneinander abgeglichen. Dazu wird die Driftzeit als Funktion der Drahtnummer für ausgewählte Spuren durch ein kubisches Polynom approximiert. Die idealen Driftzeiten des Fits sind dann gegeben durch

$$\tau^{fit} = \tau^{corr} \pm \tau^{stagg}$$

wobei, wie in nebenstehender Abbildung veranschaulicht, τ^{fit} die Driftzeit des Fits, τ^{corr} die richtig korrigierte gemessene Driftzeit bedeutet und τ^{stagg} für die Breite des **staggering** steht. Abhängig von der Drahtnummer und davon, in welcher Hälfte des Sektors die Spur verläuft, erhält τ^{stagg} unterschiedliches Vorzeichen. Drückt man die korrigierte Driftzeit τ^{corr} durch die Summe von experimentell gemessener Driftzeit τ^{exp} und time offset τ^{off} aus, so können sowohl das **staggering** wie auch der time offset für jeden Draht aus folgender Mittelung über viele Spuren gewonnen werden:

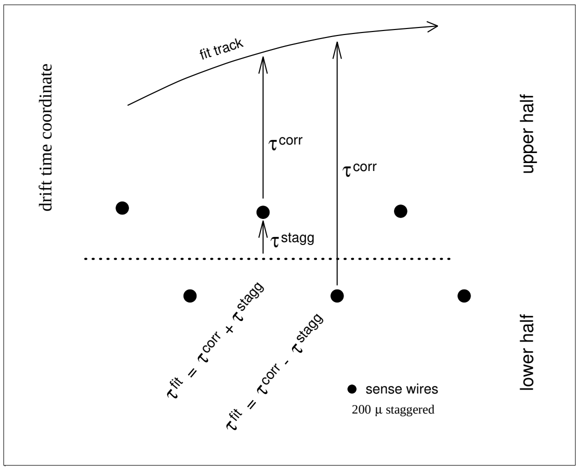


Abbildung 4: Drahtweise Einstellung der **time offsets**.

$$
\begin{aligned}
< \tau^{fit} - \tau^{exp} >_{upper\,half} + < \tau^{fit} - \tau^{exp} >_{lower\,half} &= 2 < \tau^{off} > \\
< \tau^{fit} - \tau^{exp} >_{upper\,half} - < \tau^{fit} - \tau^{exp} >_{lower\,half} &= -2^{(wire+1)} < \tau^{stagg} >
\end{aligned}
$$

Die folgenden Abbildungen zeigen die Verteilung der so bestimmten **time offsets**

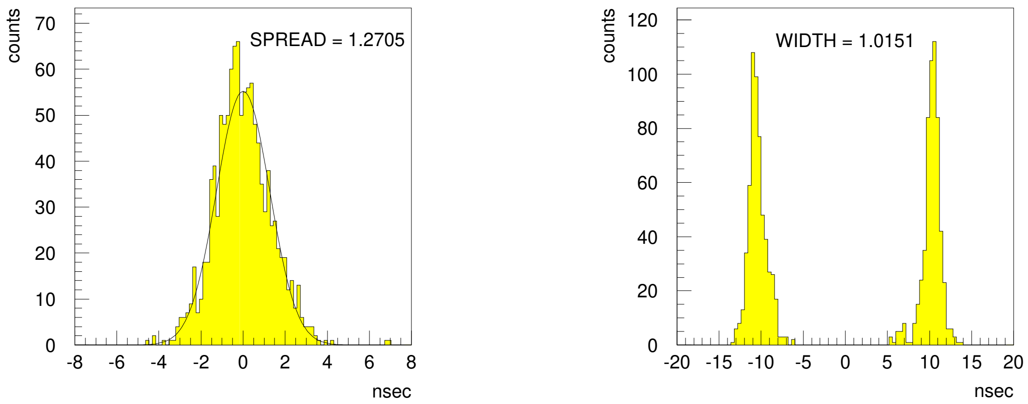


Abbildung 5: Verteilung der drahtweise bestimmten **time offsets** bzw. Breite des **staggering** in nsec.

und die Größe des **staggering**. Die Eichung wird an langen, sicher bestimmten Spuren durchgeführt, die weder die Drahtebene, noch die Sektorgrenze durchstoßen.

3.1.2 Eichen der Ladungsteilungskoordinate

Liegen exakte Verhältnisse vor, ist die Koordinate der Ladungsteilung ycd bezüglich der Drahtmitte gegeben durch

$$ycd = l_{eff} \cdot \frac{1 - q_{io}}{1 + q_{io}} \qquad (q_{io} = q_i / q_o)$$

l_{eff} effektive Länge eines Drahtes, (q_i, q_o) an den Drahtenden ausgelesene und aufintegrierte Ladungssignale.

Die effektive Drahtlänge l_{eff} ist dabei aus dem Drahtwiderstand R, den Vorverstärkerwiderständen R_V und der Drahtlänge l zu berechnen gemäß

$$l_{eff} = \frac{l}{2} \cdot \left(1 + \frac{2R_V}{R}\right)$$

Bedingt durch Toleranzen in den Eingangsgrößen gelten die zitierten Gleichungen aber nicht mehr exakt für die gemessenen Rohdaten[12]. Vielmehr müssen Parameter eingeführt werden, die eine Eichung der Daten erlauben. Soll der (einfache) funktionale Zusammenhang zwischen ycd und q_{io} erhalten bleiben, kann man schreiben

$$ycd = l_{eff} \cdot \frac{1 - q_{io}^{'}}{1 + q_{io}^{'}} \qquad (q_{io}^{'} = c_{io}\, q_{io}) \tag{1}$$

l_{eff} wie auch c_{io} stellen zwei konstante, drahtabhängige Parameter dar. Mit einem dritten Parameter $cfac$ kann zusätzlich die Eichung der Gesamtladung durchgeführt werden. Er beeinflußt die Ladungsteilung nicht, legt aber die Transformation $(q_i, q_o) \rightarrow (q_i^{'}, q_o^{'})$ eindeutig fest. Gilt also

$$q_{io} = q_i / q_o \rightarrow q_{io}^{'} = c_{io}\, q_{io} \qquad \text{und} \qquad q_i + q_o \rightarrow q_i^{'} + q_o^{'} = cfac\,(q_i + q_o)$$

so ergeben sich die transformierten Ladungen eindeutig zu

$$q_o^{'} = \frac{cfac\,(1 + q_{io})}{1 + c_{io}\, q_{io}} \cdot q_o \qquad \text{und} \qquad q_i^{'} = c_{io}\, q_{io} q_o^{'}$$

Dieses Verfahren bietet den Vorteil, daß die Ladungsteilung und die Absolutwerte der Gesamtladung unabhängig voneinander kalibriert werden können.
Im weiteren soll beschrieben werden, wie die beiden Ladungsteilungsparameter l_{eff} und c_{io} auf den Daten bestimmt werden. Kapitel 3.2 geht genauer auf die Festlegung von $cfac$ ein.

[12]Aus technischen Gründen sind die Vorverstärkerboards der Innenauslese am Außenzylinder des Helitrons befestigt. Die Innensignale müssen daher ein zusätzliches Stück Koaxialkabel entlanglaufen und werden dabei in ihrer Form verändert. Die Vorverstärkereingangsstufen wurden entsprechend modifiziert, können aber nicht den gesamten Effekt exakt korrigieren. Auch dies macht eine Abänderung der exakten Gleichung notwendig.

Die Ladungsteilungskoordinate des Helitrons wird mit der Plastikwand als externer Referenz geeicht. Deren feine Untergliederung im Polarwinkel (0.35° im Mittel) ermöglicht für Spuren bekannten Impulses durch Interpolation zwischen Target und Plastikwand die genaue Festlegung der radialen Spurpositionen auch im Helitron. Damit steht für jeden Hit auf einem Draht neben dem gemessenen Ladungsverhältnis q_{io} auch die zugehörige Ladungsteilungskoordinate zur Verfügung[13]. Ein Fit durch die Verteilung $ycd(q_{io})$ für jeden Draht einzeln durchgeführt erlaubt die Bestimmung der Parameter l_{eff} und c_{io}. Gleichung (1) wird zur Vereinfachung noch etwas umgeformt; sie kann auch geschrieben werden als

$$log\,(c_{io}\,q_{io}) = log\left(\frac{l_{eff} - ycd}{l_{eff} + ycd}\right) \qquad (ycd\,/\,l_{eff} \ll 1)$$

und dann für kleine $ycd\,/\,l_{eff}$ entwickelt werden in

$$log\,(q_{io}) = -log\,(c_{io}) - \frac{2}{l_{eff}}\,ycd + O^3\left(\frac{ycd}{l_{eff}}\right) \tag{2}$$

Eine Darstellung $log(q_{io})$ über ycd sollte also nach Gleichung (2) nahezu linear sein und sofort die gewünschten Parameter l_{eff} und c_{io} aus Offset und Steigung liefern.

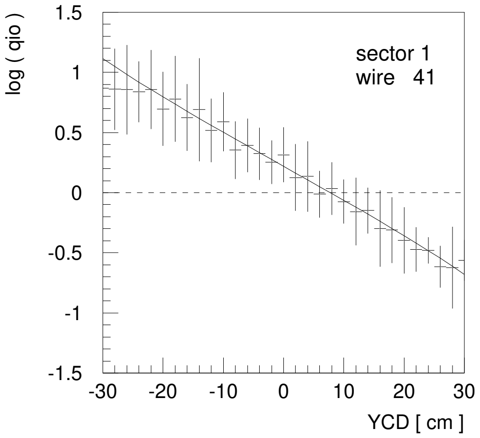


Abbildung 6: Parametrisierung des Ladungsverhältnisses q_{io} als Funktion der Ladungsteilungskoordinate *ycd*. In logarithmischer Auftragung ist der Zusammenhang nahezu linear und liefert direkt die gesuchten Eichparameter.

Anhand der Polarwinkeldifferenz zwischen extrapolierter Helitronspur und zugeordnetem Treffer auf der Plastikwand wird in Abb. 25 auf S. 36 das Ergebnis einer Eichung der Ladungsteilungskoordinate dargestellt.

3.1.3 Das Driftprofil im inhomogenen Magnetfeld

Ausgehend von gemessener Ladungsteilungkoordinate und gemessener Driftzeit benötigt man zur Rekonstruktion der (absoluten) Ortskoordinaten eines **hits** die Driftparameter *Driftgeschwindigkeit* und *Lorentzwinkel*.

[13]Streng gilt dies nur für Spuren nahe der Lesedrähte mit kleinem Driftanteil. Da sich aber die Driftanteile beiden Seiten der Lesedrahtebene im Mittel herausheben, kann man sogar auf einer viel größeren Zahl von Spuren eichen.

Beide Driftparameter hängen lokal von den Werten des elektrischen Feldes $\vec{E}$ und des magnetischen Feldes $\vec{B}$ ab. Feldinhomogenitäten beeinflussen das Driftprofil einer Drahtkammer. Voraussetzung für eine gute absolute Ortsauflösung ist daher die genaue Kenntnis der Feldverhältnisse.

Das Helitron befindet sich im stark inhomogenen Randfeld des Magneten. Im Vergleich zur Magnetmitte ist die Longitudinalkomponente des Magnetfeldes an der Helitronposition längs der Strahlachse schon stark abgefallen, während die Radialkomponente zunehmende Beiträge liefert. Abb. 7 stellt den Verlauf beider Magnetfeldkomponenten für unterschiedliche Abstände zur Strahlachse dar:

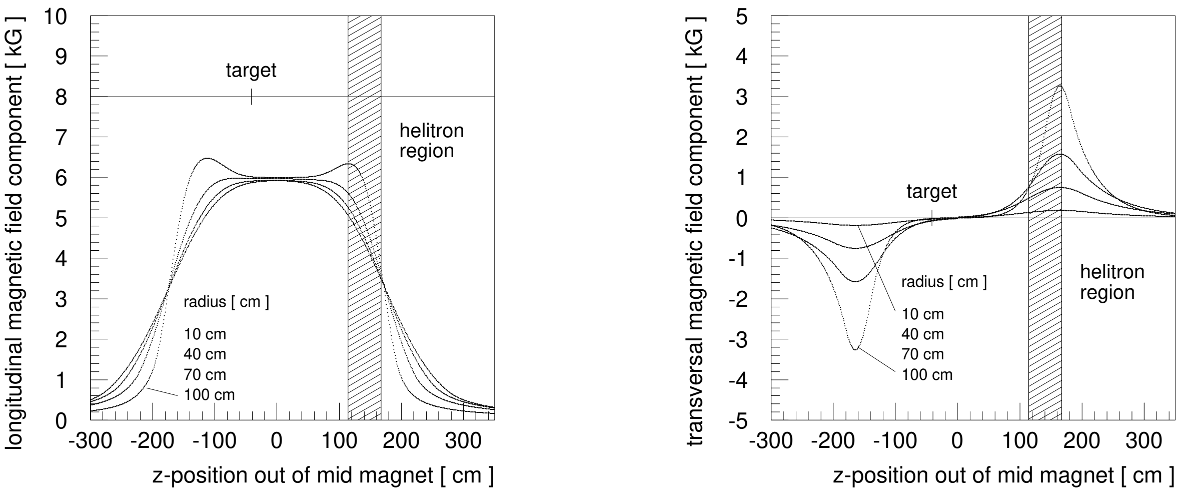


Abbildung 7: Verlauf des Magnetfeldes als Funktion der Position längs der Strahlachse. Das linke Bild stellt die Longitudinalkomponente, das rechte die Transversalkomponente des Feldes dar. Am Rand des Magneten, wo das Helitron positioniert wird, ist das Feld bereits deutlich inhomogen geworden.

Die Feldabhängigkeiten der Driftparameter können in einem einfachen Modell gut qualitativ beschrieben werden, siehe z.B. →KLEINKNECHT, K. (1984). Üblicherweise startet man mit der Langevin-Gleichung

$$m\,\frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q\,[\,\vec{v}\times\vec{B}\,] - K\vec{v}\ ,$$

in der mit $K\vec{v}$ ein Reibungsterm eingeführt wird und erhält für die Driftgeschwindigkeit das Ergebnis

$$|\,\vec{v}\,| \;=\; \frac{q}{m}\,\tau\,|\,\vec{E}\,|\;\cos\alpha_L \qquad \text{mit}\;\; \tau = m/K\,,$$

vorausgesetzt, daß $\vec{E}\perp\vec{B}$ gilt. τ ist dabei keine Konstante, sondern hängt von $|\,\vec{E}\,|, |\,\vec{B}\,|$ ab.

Die Regel von Tonks - vgl. →BLUM, W.; ROLANDI, L. (1994) - sagt nun genauer, daß τ allein eine Funktion der elektrischen Feldkomponente in Driftrichtung ist, d.h. es gilt der funktionale Zusammenhang

$$|\,\vec{v}\,|\;(\,|\,\vec{E}\,|\,,|\,\vec{B}\,|\,) = |\,\vec{v}\,|\;(\,|\,\vec{E}\,|\cos\alpha_L\,,0\,)$$

Danach stimmt der Betrag der Driftgeschwindigkeit im magnetischen Feld überein mit dem Wert der Driftgeschwindigkeit ohne Magnetfeld an der Stelle $| \vec{E} | \cos \alpha_L$. Dieser Zusammenhang ist durch experimentelle Messungen gut abgesichert.

Folgende Abb. 8 zeigt den Betrag der Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes (ohne Magnetfeld) für die im Helitron verwendete Gasmischung. Die Kurve ist dem Simulationspacket GARFIELD[14] entnommen. Unter Verwendung gemessener Streuquerschnitte kann die Driftgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit im kleinen Prozentbereich bestimmt werden; siehe als Referenz →Biagi, S. F. (1989).

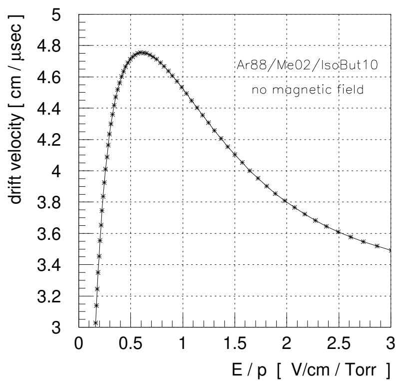


Abbildung 8: Simulationsdaten: Betrag der Driftgeschwindigkeit in der verwendeten Gasmischung als Funktion der elektrischen Feldstärke. Unter Verwendung der Tonks'schen Regel gilt der Zusammenhang in entsprechender Form auch für eingeschaltetes Magnetfeld. Bei Normalbetrieb herrscht im Helitron ein elektrisches Feld von 750 V/cm.

Eine Simulation mit GARFIELD zeigt darüberhinaus, daß der Lorentzwinkel nahezu proportional zur Stärke des Magnetfeldes ansteigt.

Die Verwendung des so definierten Driftprofils hat bisher trotz sorgfältiger Implementierung keine Verbesserung der Driftkammerauflösung gebracht. Weitere Studien sind im Gange. Mittlerweile sind Lasermessungen am Helitron unter Nominalbedingungen verfügbar, und in der Diplomarbeit →Stockmeier, M. (1996) wurde mit dem Aufbau einer Apparatur begonnen, die demnächst die Drifteigenschaften des Detektorgases parallel zu laufendem Experiment aufzeichnen wird.

Die vorliegende Analyse wurde wider besseres Wissen unter Verwendung der konstanten Driftparametereinstellungen $v_{drift} = 4.3\, cm/\mu sec$ und $\theta_{lor} = 31°$ durchgeführt. Diese Werte wurden mit Hilfe der Plastikwand so festgelegt, daß die Massen der leichten Isotope aus Kombination von Helitronimpuls und Plastikwandgeschwindigkeit exakt bei den Nominalwerten lagen. Sie sind eine an der CDC orientierte Wahl aus einer Menge von Paaren, die auf den gleichen Wert von $v_\perp = v_{drift} \cdot cos(\theta_{lor})$ führen[15]. Leider gibt es anscheinend kein Paar von Driftparametern, das zugleich die Massenspektren und die innere Geometrie des Helitrons richtig wiedergeben würde. Im Zusammenhang mit sektorkreuzenden Spuren wird dieses Problem in Kap. 3.3.1 noch einmal aufgegriffen.

Man kann zusammenfassend sagen, daß in der Frage der Festlegung des Driftprofils Verbesserungsbedarf u. -spielraum besteht.

[14]Das Programmpacket GARFIELD dient zur genauen Simulation 2-dimensionaler Driftkammern und wird vom CERN zur Verfügung gestellt.

[15]Darin kommt zum Ausdruck, daß die gut gemessene Driftzeitkoordinate senkrecht zur Ausleseebene für die Impulsbestimmung entscheidend ist.

3.1.4 Festlegen der setup-Parameter

Die Kenntnis der genauen Positionierung der einzelnen Detektorkomponenten ist sehr wichtig. Kleine Verschiebungen aus der Nominalposition führen zu Störungen der Detektorsymmetrie.

In der vorliegenden Analyse wird auf eine Parallelverschiebung des Helitrons aus der Strahlachse heraus korrigiert. Diese führt unkompensiert zu einer signifikanten Azimutalabhängigkeit der Massenspektren in Kombination mit der Plastikwand.

Mit Hilfe einer automatisierten Eichungsprozedur wird der xy-Vertex des Helitrons als freier Parameter variiert und schließlich bestmöglich eingestellt. Die entgültigen Werte lauten

$$\rho = 0.94\,cm \;\text{ und }\; \phi = 250^\circ$$

ρ Abstand des xy-Vertex von der Strahlachse; ϕ Azimutalwinkel des xy-Vertex bezüglich der Horizontalen.

Zum Vergleich wurde auch eine Analyse auf Daten durchgeführt, die ohne Magnetfeld aufgenommen wurden. In diesem Fall können alle Spuren als Geraden zum Targetpunkt zurückgeführt werden. Der Abstand zur Strahlachse ist dort im Falle einer Detektorverschiebung ϕ-abhängig. Nach diesem Verfahren ergeben sich unabhängig ganz ähnliche Parameter.

3.2 Absoluteichung des Energieverlustes

Das Helitron wurde als Ergänzung zur Plastikwand konzipiert und sollte in Kombination mit deren Daten eine saubere Teilchenidentifizierung erzielen. Voraussetzung dafür ist eine gute Impulsauflösung.
Um die Spurzuordnung zwischen beiden Detektorkomponenten (**matching**) - insbesondere bei hohen Teilchmultiplizitäten - aber zuverlässig durchführen zu können, ist eine möglichst vollständige Teilcheninformation sehr vorteilhaft. Bestimmte Spur-Hit-Kombinationen können direkt ausgeschlossen werden, und die Zahl der Falschzuordnungen reduziert sich.
Mit Hilfe des absoluten Energieverlustes kann die reine Impulsinformation auf folgende Weise ergänzt werden: der Energieverlust eines Teilchens im Helitron stellt eine freie Eichgröße dar und erhält physikalische Bedeutung in der Auftragung gegen die Teilchengeschwindigkeit bzw. den Teilchenimpuls. Nach der bekannten Bethe-Bloch-Formel gilt für den mittleren Energieverlust im Zählgas pro Längeneinheit dE/dx aufgrund von Ionisation folgender Zusammenhang:

$$\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2\right]$$

ρ Dichte des Zählgases, Z Elementzahl des Zählgases, A Massenzahl des Zählgases,
z Zahl der Elemantarladungen des ionisierenden Teilchens, $m_e c^2$ Ruheenergie des Elektrons in MeV, I Ionisationskonstante $\approx 16 \cdot Z^{0.9}$ eV.

In der Auftragung Energieverlust über Geschwindigkeit kann demnach die Kernladung eines Teilchens festgelegt werden. Die Kenntnis des Impulses erlaubt in gewissem Umfang Isotopenidentifikation.

Die Eichung des absoluten Energieverlustes sollte also eine Vorklassifikation von Teilchen mit dem Helitron allein ermöglichen und dadurch die Spurzuordnung zur Plastikwand erleichtern; vgl. dazu genauer Kap. 4.1.
Die Kalibration des absoluten Energieverlustes vollzieht sich in mehreren Schritten:

- Zunächst muß das *Verstärkungsverhalten der einzelnen Lesedrähte* gegeneinander abgeglichen werden. Dazu wird der mittlere Energieverlust drahtweise über viele Spuren mit dem konstanten Faktor *cfac* aus Kap. 3.1.2 geeicht.
  Die Kalibration wird in einer Impulsregion um 1 GeV/c durchgeführt, dort wo die beste Auflösung erforderlich ist.

- Schließlich werden *geometrische Abhängigkeiten* berücksichtigt: dazu zählt die mittlere Wegstrecke, die ein Teilchen pro Driftzelle zurücklegte, sowie die mittlere Driftzeit einer Spur. Auf beide Parameter wird in Abhängigkeit vom Impuls (und damit auch von der Größe des Energieverlustes) korrigiert.
  Der mittlere Energieverlust einer Spur wird aus der Ladungsdeposition in den einzelnen Driftzellen bestimmt. Diese Einzelverluste streuen weit und folgen annähernd einer Landauverteilung[16]. Die einfache Mittelung zur Berechnung des Energieverlustes scheidet aus, und es wurde die sogenannte *truncated mean method* verwendet. Dieses Verfahren berechnet iterativ Mittelwert und Breite der Energieverlustverteilung, wobei in jedem Schritt die Treffer weiter als 2σ vom Mittelwert ausgelassen werden. Aufwendigere Verfahren, wie sie z.B. in →TALMAN, R. (1979) beschrieben sind, wurden bisher nicht benutzt und bieten womöglich weiteren Verbesserungsspielraum.

Die einzelnen Eichungsschritte werden separat und iterativ durchgeführt. Bei der Korrektur auf geometrische Abhängigkeiten gelten (leicht modifizierte) Bethe-Bloch-Kurven als Referenz. Die Festlegung der einzelnen Isotope stammt dabei aus dem **matching** mit der Plastikwand und bleibt während der Eichung fixiert.

Nach abgeschlossener Eichung beträgt die relative Energieauflösung der reinen Helitrondaten für die Wasserstoffisotope im Zentrum des jeweiligen Astes zwischen 16% und 20%. Wie in Kap. 3.6 beschrieben, läßt diese Auflösung in gewissem Umfang eine Isotopenidentifizierung für Helitronspuren zu, die keinen ergänzenden Treffer auf der Plastikwand erhielten. Abb. 16 in Kap. 3.6 stellt die Situation graphisch dar.

3.3 Rekonstruktion von Teilchenspuren - track finding

Fundamental wichtige Aufgabe bei der Auswertung von Driftkammerdaten ist die Zuordnung der durch Driftzeit und Ladung definierten **hits** zu vollständigen Teilchenspuren. Die Spurerkennungsalgorithmen, die dieses sogenannte **track finding** durchführen, sind speziell auf die Detektoreigenschaften zugeschnitten. Ein guter Übersichtsartikel →GROTE, H. (1987) stellt gängige Problemlösungen vor.
Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Spuerkennungsalgorithmus von provisorischem Charakter implementiert, der sich im Fall niedriger Spurdichte allerdings gut bewährt hat. Er nutzt den Umstand aus, daß Helitronspuren in der sehr gut aufgelösten Driftzeitkoordinate

[16]Eine gute Übersicht über die gängigen Modelle unter Angabe weiterer Referenzen findet sich im GEANT Manual, Abschnitt PHYS332-1.

annähernd als Geraden beschrieben werden können. Dazu zeigt Abb. 9 beispielhaft die Ansicht eines Ereignisses für die drei Sektoren 10 - 12 in der Projektion auf die Driftzeitkoordinate. Eine ausführlichere Beschreibung der Darstellung ist im Beitext zur Abbildung selbst angegeben.

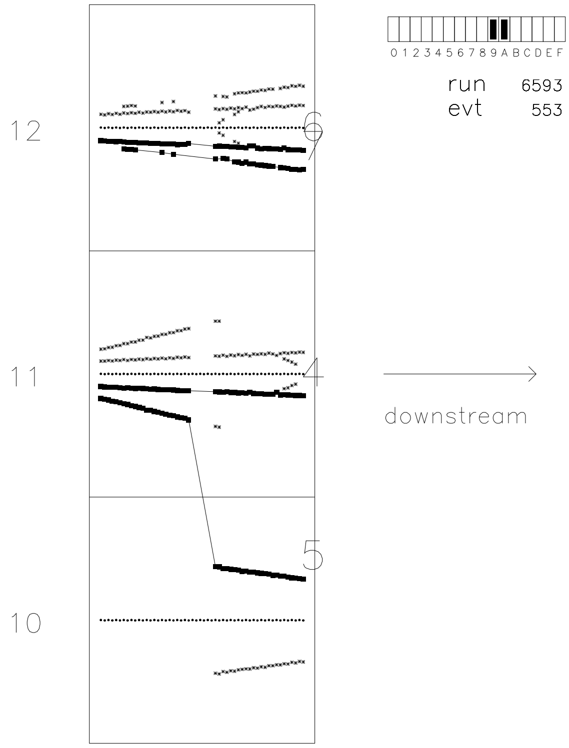


Abbildung 9: Darstellung eines Ereignisses in der Driftzeitkoordinate für die drei Sektoren 10 - 12. In dieser Projektion verfügt das Helitron über eine ausgezeichnete Auflösung. Durch Ausnutzung des staggering kann der Spurerkennungsalgorithmus zwischen Spur und Spiegelspur auf der jeweils anderen Seite der Ausleseebene unterscheiden. Die Teilchenspuren erscheinen angenähert als Geraden. Hits, die zu einer Spur gehören, wurden mit einer Linie verbunden. Sektorkreuzende Spuren sind in der Driftzeitkoordinate - siehe Spur Nr. 5 - nicht stetig. Oben rechts sind als Zusatzinformation trigger pattern, run number und event number angezeigt.

Der Spurerkennungsalgorithmus geht folgendermaßen vor: Zur Rekonstruktion von geraden Spurstückchen wird das Spektrum der Steigungswinkel gegen die Ausleseebene für Paare untersucht, die aus jeweils zwei hits innerhalb des jeweiligen Sektors gebildet werden. Paare von hits, die aus ein und derselben Spur stammen, liefern alle den gleichen Steigungswinkel, während Paare spurfremder hits im Steigungsspektrum zu einem Untergrund bei vorrangig großen Winkeln beitragen. Charakteristische Überhöhungen im Steigungsspektrum definieren den Steigungswinkel einer Testgeraden, bzgl. der das Spektrum der Abstände aller hits aufgenommen wird. Charakteristische Überhöhungen in diesem Abstandsspektrum werden als Spur interpretiert. Die zugehörigen hits werden verbucht und zugleich der Menge noch zur Auswahl stehender hits entzogen.
In einem iterativen Verfahren werden also sektorweise gerade Spuranteile rekonstruiert. Mit Hilfe des in Kap. 3.1.1 beschriebenen staggering kann entschieden werden, auf welcher Seite der Ausleseebene die jeweilige Spur tatsächlich lag. Die Verläßlichkeit dieses Kriteriums wird in Kap. 3.5 genauer untersucht.

3.3.1 Sektorkreuzende Spuren

Ein Teilchen mit stärker gekrümmter Bahn kann Spuranteile in benachbarten Sektoren hinterlassen. In solch einem Fall müssen die nach der Spursuche auf Einzelsektoren gefundenen Bruchstücke sektorübergreifend zur vollständigen Spur zusammengesetzt werden.

Da die Driftzeitkoordinate aufgrund der Helitrongeometrie an den Sektorgrenzen nicht stetig ist[17], entscheidet eine Kombination von Kriterien darüber, ob zwei Spurteile in benachbarten Sektoren zu einer Spur verschmolzen werden:

- Beide Spurteile müssen gleichsinnig um die Strahlachse gekrümmt sein.
- Die Spurteile dürfen gegenseitig nicht mehr als die Hälfte der Auslesedrähte gemeinsam haben.
- Die Spuren müssen ähnliche Hitdichte aufweisen und im Polarwinkel θ annähernd den gleichen Schwerpunkt besitzen. Auch der Impuls darf nicht deutlich verschieden sein.
- Der Schnittpunkt der vollständigen, zusammengesetzten Spur mit dem Sektorrand wird definiert als die Mitte zwischen den Schnittpunkten der Spurteile mit der Sektorkante. Der Abstand im Azimutalwinkel ϕ beider Spurteile von der Sektorgrenze darf dort eine gewissen Wert nicht überschreiten.

Als Grenzwerte, die für eine gültige Verschmelzung von Spurstückchen eingehalten werden müssen, dienen die zweifachen Breiten der einzelnen (relativen) Differenzverteilungen.

Die Differenzspektren für den Winkelabstand der Spurstückchen an der Sektorgrenze sowie für den Impuls sind eng mit der helitroneigenen Geometrie verknüpft und hängen deutlich von der Drifteichung ab.
Bisher ist es nicht gelungen, durch eine geeignete Eichung gleichzeitig die helitroneigene Geometrie wiederzugeben und die Massenauflösung aus der Kombination Helitron-Plastikwand zu optimieren. Die Unkenntnis des exakten Driftprofils und der genauen Detektorpositionierung bzw. -ausrichtung sind Ursachen dafür.

Die sektorkreuzenden Spuren machen einen Anteil von 6% an allen Spuren aus. Sie werden mit einer Rate von 84% zur Plastikwand zugeordnet und zeigen eine durchschnittlich gute Isotopenauflösung.

3.4 Impulsrekonstruktion

Nach abgeschlossener Spursuche wird - dem Analyseschema auf S.10 folgend - für die gefundenen Spuren der Impuls[18] bestimmt. Dabei nutzt man die Spurkrümmung aus, die ein (geladenes) Teilchen im Magnetfeld erfährt. Das Magnetfeld hat bei Normalbetrieb im Magnetzentrum einen Wert von 0.6 T und wird vom Targetpunkt zum Helitron zunehmend inhomogen. Zur exakten Impulsrekonstruktion benötigt man daher ein Verfahren, das die Bewegungsgleichungen für konstanten Impuls in gegebenem B-Feld explizit löst. Statt der häufig genutzten schrittweisen Runge-Kutta-Integration wurde für das Helitron ein Algorithmus implementiert, der zur Impulsbestimmung normalisierte kubische B-Splines[19] verwendet.
Diese Splines stellen einen Polynomfit ($\in C^2$) auf allen Teilabschnitten eines Interpolationsintervalls dar. Sie können einfach numerisch integriert werden, lassen eine gute Initialisierung zu und liefern das Fundament für einen schnell konvergierenden Algorithmus, der

[17] Im Gegensatz zur Zentralen Driftkammer CDC.
[18] Genau genommen wird nur der Quotient Impuls/Teilchenladung rekonstruiert.
[19] Mathematische Grundlagen hierzu sind gut in →DE BOOR, C. (1978) dargestellt.

ohne ein festes Trackmodell auskommt. Das Verfahren, das in seinen wesentlichen Punkten in →WIND, H. (1974) beschrieben ist, baut auf folgenden Grundideen auf: sei eine Teilchenspur als Parametrisierung in z gegeben und

$$x' = dx/dz, \quad y' = dy/dz, \quad x'' = d^2x/dz^2, \quad y'' = d^2y/dz^2$$

die ersten und zweiten Koordinatenableitungen, dann erhält man aus den Bewegungsgleichungen im Magnetfeld für ein kartesisches Koordinatensystem

$$px'' = (1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} [B_z y' + B_x x'y' - B_y (1 + x'^2)]$$

bzw. $$py'' = (1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} [-B_z x' - B_y x'y' + B_x (1 + y'^2)]$$

wobei p für den Teilchenimpuls in geeigneten Einheiten und B_{-} für die jeweilige Komponente des magnetischen Feldes steht. Die rechten Seiten werden in Splines parametrisiert, zweifach aufintegriert und ergeben jeweils im Vergleich mit den linken Seiten, das sind die bekannten Spurkoordinaten, einen Wert für den Teilchenimpuls. Die so gewonnene Information wird in Form besser bestimmter erster Ableitungen neu eingespeist und liefert iterativ einen exakten Grenzwert des gesuchten Teilchenimpulses.
Grundsätzlich ist man in der Wahl des Koordinatensystems frei - der Algorithmus könnte auch für Zylinderkoordinaten formuliert werden -, allerdings gibt die detektoreigene Auflösung ein ausgezeichnetes Bezugssystem vor: während die Koordinate längs der Auslesedrähte nur mit großem Fehler gegeben ist, wird die dazu senkrechte Driftkoordinate sehr genau gemessen[20]. Es ist daher günstig, die Koordinaten nicht zu mischen und im sektoreigenen Koordinatensystem zu arbeiten.
Neben der Bestimmung des Teilchenimpulses bietet das beschriebene Verfahren eine elegante Möglichkeit, den nur im Helitron gemessenen Flugabschnitt in die Region vor und nach dem Detektor zu erweitern. Dies liefert neben der Spurfortsetzung zum **matching** mit der Plastikwand auch die genauen Emissionsparameter am Targetpunkt sowie die exakte Länge der Gesamtspur, die für eine durch die Bahnkrümmung hervorgerufene Geschwindigkeitskorrektur der Plastikwand verwendet werden kann[21].
Es wird als Startpunkt ein Initialisierungsfit durchgeführt, der die Spur sowohl in die Targetregion wie auch zur Plastikwand hin fortsetzt. Zwar wird weiterhin der Impulsfit nur auf dem gemessenen Spurabschnitt durchgeführt, die Gesamtspur aber unterliegt der Iteration und am Ende steht der Spurverlauf, der für gegebenes Magnetfeld die Messdaten am besten approximiert. Der Konvergenzsicherheit wegen wurde stets das Target als feste Koordinate in die Iteration mit einbezogen.
Das Impulsbestimmungsverfahren wurde mit GEANT einem Simulationstest unterzogen. Bei idealer Spurauflösung reproduziert der Algorithmus für alle Isotope und über den gesamten (relevanten) kinematischen Bereich die Impulse im ‰ - Bereich.

3.5 Detektortechnische Verteilungen

In Ergänzung zu dem, was in den einzelnen Spezialkapiteln bereits dargestellt ist, werden hier wichtige Verteilungen angesprochen, die unter detektortechnischem Aspekt interessant sind.

[20] Vgl. auch folgendes Kap. 3.5, in dem diesbezügliche Verteilungen angegeben sind.

[21] Die Geschwindigkeitskorrektur hervorgerufen durch die Bahnkrümmung ist abhängig von Teilchenimpuls und Emissionswinkel; sie spielt nur bei kleinen Impulsen eine Rolle: für $p = 100 MeV/c$ liegt sie im Bereich von 3% und führt zu einer entsprechend größeren Massenkorrektur.

Folgende Abb. 10 gibt zunächst die Detektorauflösung in den Grundkoordinaten *Driftzeit senkrecht zum Auslesedraht* und *Ladungsteilung längs des Auslesedrahtes* an. Die Auflösung wurde über das mittlere Abstandsquadrat der einzelnen **hits** einer Spur zu einem freien Polynomfit an die Spur bestimmt gemäß

$$width_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (\Delta x)_i^2}{N}} \,.$$

Die mittlere Breite einer Spur beträgt demnach in der Driftkoordinate senkrecht zum Auslesedraht $\sigma \approx 11$ nsec unter einer Streuung von etwa $\pm$ 6 nsec. Der Wert ist vergleichbar zur Größe des **staggering** ($\pm 200 \mu$m) und steht bei einer Driftgeschwindigkeit $v_\perp$ = 3.53 cm/μsec für eine Strecke von 390 μm.

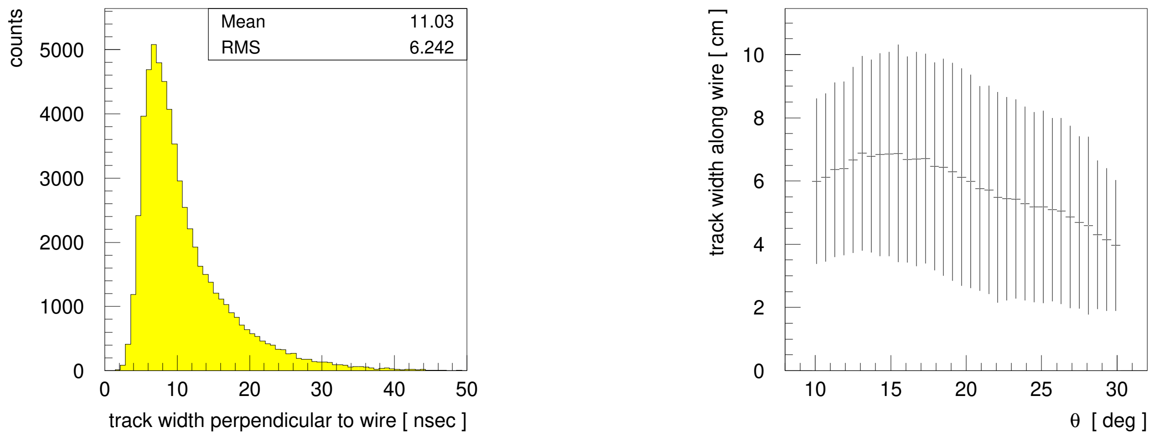


Abbildung 10: Driftkammerauflösung in der Driftzeitkoordinate senkrecht zum Auslesedraht (linkes Bild) bzw. in der Ladungsteilung längs des Auslesedrahtes (rechtes Bild).

Die Auflösung der Driftkammer entlang des Auslesedrahtes ändert sich mit der Position auf dem Draht und liegt bei 6.5 cm für kleinere bzw. bei 4.5 cm für größere Polarwinkel. Bezogen auf die Drahtlänge von 80 cm sind dies 8.1% bzw. 5.6%. Diese vergleichsweise schlechte Auflösung steht im Zusammenhang mit einem vorläufigen Problem in einem frühen Stadium der Datenaufarbeitung, das weiter unten angesprochen wird.

Zur Isotopenidentifikation mit dem Helitron gemäß einer Bethe-Bloch-Parametrisierung und zum verbesserten **matching** zwischen Helitron und Plastikwand wird der mittlere *Energieverlust* eines Teilchens bestimmt. Die Energieverlustbeiträge der einzelnen **hits** streuen aufgrund von Fluktuationen und Meßfehlern breit und legen den mittleren Energieverlust nach Abb. 11 für den großen Teil aller Spuren mit einer relativen Unsicherheit von 40% fest. Die Unsicherheit in der Energieverlustbestimmung geht erwartungsgemäß mit höherem Energieverlust zurück und liegt dann bei etwa 20%.

Unter Ausnutzung des **staggering** muß im Helitron eine wichtige Entscheidung gefällt werden: nämlich ob eine gefundene Spur oder deren Spiegelspur als Bahn eines Teilchens zu nehmen ist. Im wesentlichen legt diese Entscheidung die Krümmung einer Bahnspur und damit deren Ladungsvorzeichen fest.

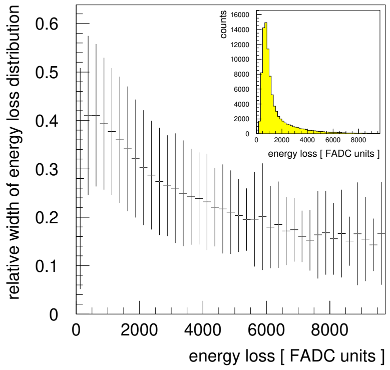


Abbildung 11: Der relative Fehler in der Bestimmung des mittleren Energieverlustes als Funktion des mittleren Energieverlustes. Das eingesetzte Bild demonstriert, daß die meisten Spuren einen vergleichsweise geringen Energieverlust aufweisen und damit die Unsicherheit in der Bestimmung des mittleren Energieverlustes i.a. bei etwa 40% liegt.

Gemäß der Darstellung in Kap. 3.1.1 geht das **staggering** der Auslesedrähte aus der genauen Sektormitte mit abwechselndem Vorzeichen in die Driftzeit ein. Untersucht man daher drahtweise das Vorzeichen der Differenz aus gemessener Driftzeit ohne Korrektur auf das **staggering** und freiem Fit an eine rekonstruierte Spur, kann durch einfaches Abzählen festgestellt werden, auf welcher Seite der Ausleseebene das Teilchen tatsächlich entlanggeflogen sein muß.
Konkret wird ein auf dem **staggering** basierendes Kriterium folgendermaßen definiert: das Vorzeichen der Differenz zwischen gemessener Driftzeit und freiem Fit an eine Spur wird drahtweise bestimmt und positiv oder negativ bewertet, je nachdem, ob es der oberen oder unteren Sektorhälfte entspricht. Die Summenbetrag der Beiträge erreicht im Idealfall die Anzahl der **hits** auf der untersuchten Spur[22].

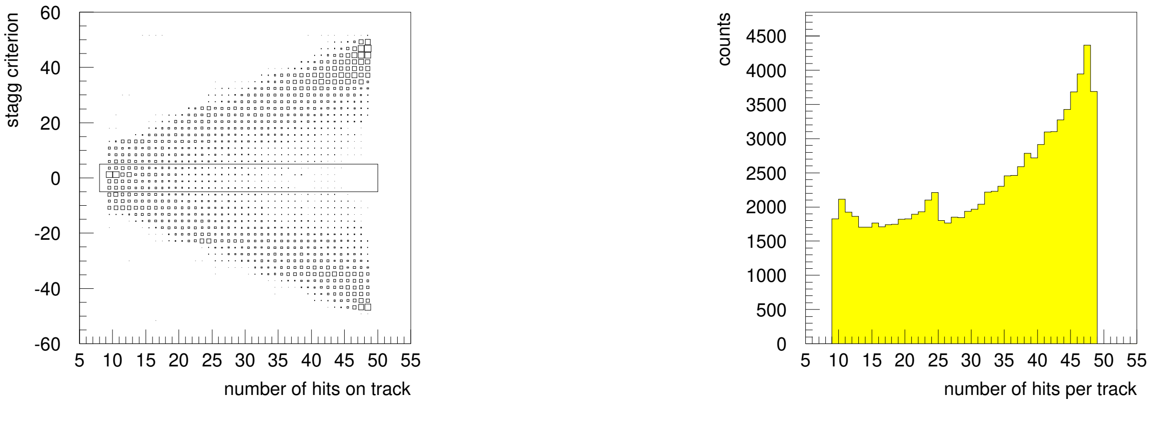


Abbildung 12: Verteilung des auf dem **staggering** basierenden Kriteriums zur Festlegung positiver bzw. negativer Driftrichtung als Funktion der Anzahl der **hits** auf einer Spur (linkes Bild). Verteilung der Anzahl der **hits** auf einer Spur (rechtes Bild). Die Überhöhung in der Mitte des Spektrums resultiert daraus, daß 6 Drähte in der Mitte des Sektors nicht ausgelesen wurden.

[22]Es wird zusätzlich eine in der Regel kleine Korrektur auf das Verhältnis von geraden zu ungeraden Drahtnummern durchgeführt. Sie spielt nur bei kurzen Spuren eine Rolle und kann im Einzelfall zu einem Summenbetrag führen, der die Anzahl der **hits** auf der untersuchten Spur übersteigt.

Der linke Teil von Abb. 12 zeigt die Verteilung des aus dem **staggering** definierten Kriteriums als Funktion der Anzahl der **hits** einer Spur.
Für lange Spuren mit vielen **hits** ist es gut möglich, zwischen Spur und Spiegelspur zu unterscheiden, kurze Spuren dagegen lassen in der Regel keine eindeutige Festlegung zu. In dem eingezeichneten Ausschnitt von $|\text{stagg}| < \pm 5$ liegen 10% aller Spuren. Der rechte Teil der Abb. 12 zeigt ergänzend das Spektrum der Anzahl der **hits** auf einer Spur.

Wie folgende Abb. 13 darstellt, ist die mittlere Anzahl der **hits** auf einer Spur für die einzelnen Massen sehr unterschiedlich. Während bei den hohen Massen in der Regel nahezu alle (48) verfügbaren Drähte ansprechen, liegen die Pionen gerade oberhalb der Schwelle, die mindestens 8 **hits** pro Spur fordert. Die charakteristische Zunahme der Anzahl der **hits** pro Spur mit der Teilchenmasse erklärt sich aus steigendem spezifischen Energieverlust, der aus der unterschiedlichen Impulsbelegung der Isotope resultiert.

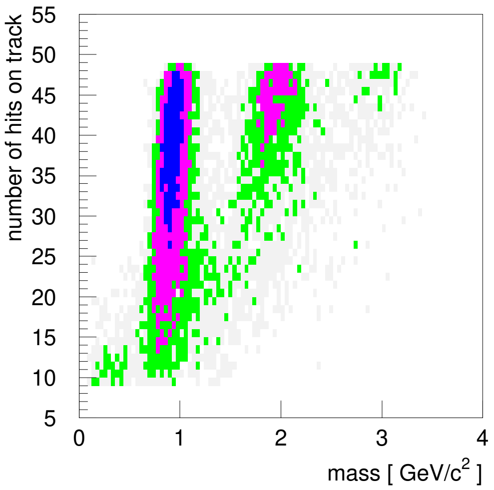


Abbildung 13: Anzahl der **hits** einer Spur als Funktion der Teilchenmasse. Der besseren Auflösung wegen sind die untersten Farbstufen unterdrückt.

Es ist generell zu sagen: je mehr **hits** eine Spur ausmachen, desto sicherer ist deren Verlauf festgelegt, desto besser kann der mittlere Energieverlust aus den statistisch fluktuierenden Beiträgen definiert werden und desto sicherer fällt die Entscheidung über das Ladungsvorzeichen unter Verwendung des **staggering** aus.

Die maximale Zahl der hits ist i.a. auf die Zahl der Auslesedrähte eines Sektors begrenzt. Man erwartet an den Rändern des Helitrons gewisse Einbußen bedingt durch die Kammergeometrie. Zur Untersuchung der geometriebedingten Einbußen ist in Abb. 14 die mittlere Anzahl der **hits** pro Spur über dem Polarwinkel θ aufgetragen.
In der Tat nimmt man Verluste in den Randzonen direkt wahr. Bei großen Winkeln gibt die Verteilung die als Linie eingetragene geometrische Kante dabei richtig wieder; bei mittleren bis niedrigen Winkeln dagegen zeichnet sich eine Linie ab, die deutlich oberhalb der Detektortotzone liegt. Hier gehen **hits** zu früh verloren.

Ursachen dafür sind in auffälligen Störungen der Energieverlustspektren zu erkennen. Abb. 15 beleuchtet den Sachverhalt. Für drei verschiedene Positionen längs eines Auslesedrahtes ist das Spektrum der integrierten Ladung einmal für die Innen-, einmal für die bzw. Außenauslese angegeben.
Gemäß dem Prinzip der Ladungsteilung verschieben sich die Verteilungsschwerpunkte der Energieverlustspektren zu kleineren Werten, je weiter man sich vom jeweils ausgelesenen

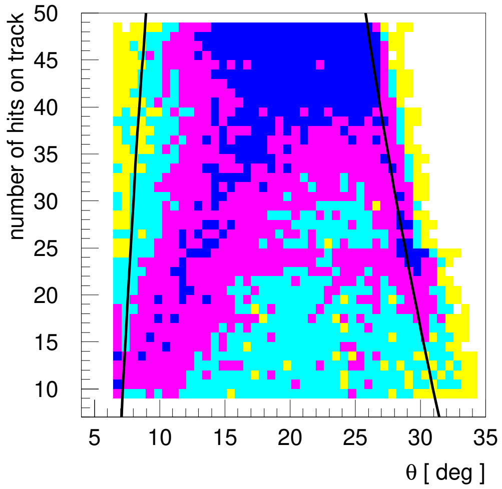


Abbildung 14: Verteilung der Zahl der **hits** auf einer Spur in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ. Die beiden Linien zeigen die geometrischen Grenzen der Kammer an.

Ende entfernt. Während die Spektren der inneren Ladung allerdings stets einigermaßen vollständig erscheinen, laufen die Verteilungen der Außenladungen schon ab mittleren Drahtpositionen unter die FADC-Schwelle und einzelne **hits** gehen unwiederbringlich verloren. Der Effekt beruht auf einem technischen Problem im front-end während der Teststrahlzeit und tritt umgekehrt für die innere Ladungsverteilung nicht auf.

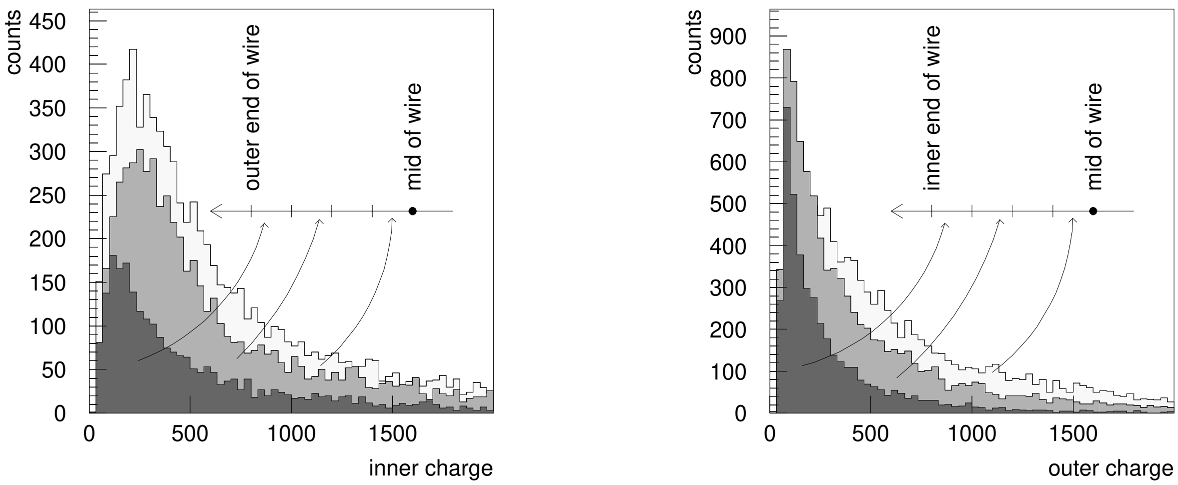


Abbildung 15: Ladungsspektren der Innen- bzw. Außenauslese für verschiedene Schnitte längs eines Auslesedrahtes. Während die Spektren der Innenauslese sich in erwarteter Weise verändern, läuft der Spektrenschwerpunkt für die Außenauslese von der Drahtmitte ab unter die FADC Schwelle. Aufgrund dieses vorläufigen technischen Problems gehen **hits** und sogar Spuren verloren.

Der Verlust von **hits** an inneren Drahtpositionen beruht auf einem Er spiegelt sich später in einem Spurverlust für Polarwinkel $\theta < 15°$ wider, vgl. dazu auch Abb. 28 auf S. 37. Er sollte zudem für die verschiedenen Isotope unterschiedlich bedeutsam sein.

3.6 Teilchenidentifizierung mit dem Helitron

Das Helitron wurde als Ergänzung zur Plastikwand konzipiert. Eine saubere Massenauflösung ergibt sich aus der Kombination des Helitronimpulses mit der Plastikwandgeschwindigkeit.

Als ein Ergebnis dieser Arbeit liegt vor, daß sogar das Helitron alleine mit einer gewissen Auflösung die einer Spur zugehörige Teilchensorte festlegen kann. Dieser Umstand ermöglicht ein zuverlässiges Zuordnen der Helitronspuren zur Plastikwand und erlaubt in gewissem Rahmen Teilchenidentifikation für Spuren, zu denen kein Treffer auf der Plastikwand gefunden werden konnte.

In der Auftragung Energieverlust über Impuls kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel (vgl. Kap. 3.2) die Teilchensorte einer Spur festgelegt werden. Abb. 16 stellt den Sachverhalt graphisch dar. Gezeigt sind die Daten für Z=1 Teilchen im vollen Akzeptanzbereich des Helitrons. Die Auflösung ist überraschend gut.

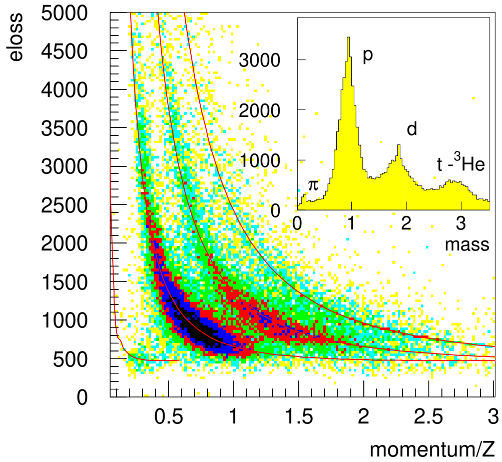


Abbildung 16: Auflösung der Wasserstoffisotope allein mit dem Helitron ohne Verwendung der Plastikwand.

Oberhalb der Deuteronlinie versagt die Teilchentrennung insofern, als die Festlegung der Kernladung nicht mehr eindeutig getroffen werden kann. Die Heliumisotope können zudem auch der Auflösung nach mit dem Helitron alleine nicht mehr getrennt werden.

Die Frage, ob minimalionisierende Teilchen ohne Verluste aufgenommen wurden, kann nicht eindeutig beantwortet werden[23].

[23] Dies ist insofern interessant, als jede Driftkammer nur bis zu einer bestimmten maximalen Hochspannung betrieben werden kann. Der vorhandene Spielraum wurde im vorliegenden Experiment weitgehend ausgeschöpft.

4 Das Detektorteilsystem Helitron - Plastikwand

Läßt das Helitron allein schon in eingeschränktem Maße die Identifikation der leichten Isotope zu, führt es erst in Kombination mit der Plastikwand zur geforderten Auflösung. Beide Detektoren überlappen nahezu vollständig und liefern sich ergänzende Information. Entscheidend für das fruchtbare Zusammenspiel der Komponenten ist daher die zuverlässige Zuordnung (matching) von Helitronspuren zu Plastikwandtreffern.
Die folgenden Unterkapitel beschreiben den verwendeten Matchingalgorithmus, die Definition der physikalischen Spurgrößen aus der Information der Einzeldetektoren und geben einen Überblick über die insgesamt erreichte Auflösung.

4.1 Zuordnen von Helitronspuren zu Treffern auf der Plastikwand - matching

Voraussetzung für das Zusammenspiel von Helitron und Plastikwand ist die sichere gegenseitige Zuordnung von Spuren in den beiden Detektorkomponenten. Diese Zuordnung ist aber schon für niedrige Spurdichte in der Regel nicht eindeutig. Es muß zum matching ein Verfahren verwendet werden, das aus der Vielzahl möglicher Gesamtkombinationen die mutmaßlich beste festlegt.
Der Ablauf des Verfahrens kann wie folgt skizziert werden: zunächst wird für jede untersuchte Kombination aus Helitronspur und Plastikwandtreffer ein Maß für die Güte dieser Einzelkombination berechnet. Die besten Kombinationen einer jeden Spur werden bis zu gegebener Tiefe vorgehalten. Liegen für alle Spuren die jeweiligen Favoriten unter den Plastikwandtreffern fest, wird ausgehend von der insgesamt besten Einzelkombination nach und nach unter Berücksichtigung unmittelbarer Konkurrenten und unter Ausschluß von Doppelzuordnungen die 'beste' Gesamtzuordnung definiert.

4.1.1 Zuordnungsgüte für Einzelspuren

Wie in folgender Übersicht dargestellt, liefern beide Detektorkomponenten teilweise red-

Basic Detector Information:

- Helitron : deh, mom/z
- Plastic Wall : dep, vel

Derived Information:

deh % mom/z	$\longrightarrow$	z, mass(z)
dep % vel	$\longrightarrow$	z
deh % vel	$\longrightarrow$	z
dep % mom/z	$\longrightarrow$	z, mass(z)
mom/z % vel	$\longrightarrow$	mass/z

where

deh = mean energy loss helitron	mom = momentum helitron
dep = energy loss plastic wall	vel = velocity plastic wall
γ, β : relativistic symbols as usual	z = nuclear charge

Abbildung 17: Übersicht über die aus den Detektorgrundgrößen abgeleitete Information.

undante Information. Es sind die direkt gemessenen Grundgrößen der Detektoren, deren Kombinationen und die daraus abgeleiteten Parameter zusammengestellt. Identische,

aber auf unterschiedlichem Wege bestimmte Größen eröffnen die Möglichkeit, die Güte einer bestimmten Kombination abzuschätzen. Stimmen z.B. zwei unabhängig voneinander definierte Kernladungen nicht überein, wird die entsprechende Spur-Hit-Kombination niedrig bewertet und hat später nur geringe Chancen, als für die Spur beste Kombination festgelegt zu werden.
Jede Einzelkombination durchläuft nun folgende Prüfung, an deren Ende eine Bewertung

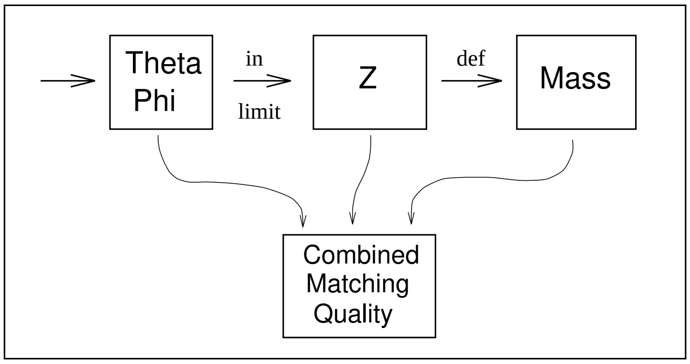


Abbildung 18: Schema zur Bewertung einer bestimmten Einzelkombination aus Helitronspur und Plastikwandtreffer.

steht. Zunächst darf der angeforderte Plastikwandtreffer einen bestimmten - breit gesetzten - Abstand zur Plastikwandfortführung der Helitronspur nicht überschreiten. Hat er diese Grenze passiert, durchläuft die Kombination den Schritt der Ladungsdefinition. Alle einzelnen, auf unterschiedliche Weise definierten Kernladungen werden einem Kompatibilitätstest unterzogen und auf eine gemeinsame Kernladung reduziert. Es folgt abschließend die Festlegung der Teilchenmasse[24]. Jede einzelne Stufe erhält als Bewertung eine Einzelnote zwischen 0 und 1. Alle Noten werden am Ende multiplikativ verknüpft und legen so die Gesamtgüte des betrachteten Spur-Hit-Paares fest.
Hinter den Einzelstufen verbergen sich z.T. aufwendigere Algorithmen. Es gilt, eine Vielfalt von unscharf gegebenen Eingangssituationen flexibel zu verarbeiten. Am Beispiel der Kernladungsdefinition wird im folgenden Abschnitt solch ein *Fuzzy*-Algorithmus exemplarisch vorgestellt.

4.1.2 Beispiel: Festlegen der Kernladung über einen Fuzzy-Algorithmus

Für ein gegebenes Paar aus Helitronspur und Plastikwandtreffer kann die Kernladung nach Abb. 17 aus mehreren Kombinationen von Detektorgrundgrößen gewonnen werden. Nicht immer ist sie scharf definiert; für die Bethe-Bloch-Parametrisierungen gibt es z.B. Übergangszonen zwischen zwei Kernladungsbereichen, auf Grundlage der Plastikinformation ist sie manchmal auch gar nicht zu definieren.
Den breiten Strom von unterschiedlichen Eingangsdaten aufzuarbeiten, wurde ein sogenannter *Fuzzy*-Algorithmus verwendet. Als Literaturgrundlage dazu dienten die beiden Monographien →BANDEMER,H. (1993) und →ZIMMERMANN, H. J. (1986).
Der Algorithmus bildet in einem ersten Schritt die einzelnen Eingangsgrößen mit Hilfe plausibler Zugehörigkeitsfunktionen auf Fuzzymengen ab. Diese Fuzzymengen im Eingangskanal werden über *approximatives Schließen* zu einer Fuzzymenge im Ausgangskanal reduziert. Hieraus gewinnt man nach *Defuzzifizierung* einen scharfen Kernladungsendwert und den Grad seiner Verlässlichkeit.

[24]Die Kernladung wird vor der Massenbestimmung festgelegt. Gegebenenfalls werden die ladungsabhängigen Massen der Bethe-Bloch-Parametrisierungen daraufhin neu berechnet.

Die einzelnen Verknüpfungsschritte lassen sich schematisch in folgenden Schließregeln ausdrücken[25]:

$$\begin{array}{llll} \mathsf{IF} & (Z_{deh\%mom} = A) \ \mathsf{AND} \ (Z_{dep\%vel} = B) & \mathsf{THEN} & Z_1 = C \\ \mathsf{IF} & (Z_{dep\%mom} = A') \ \mathsf{AND} \ (Z_{deh\%vel} = B') & \mathsf{THEN} & Z_2 = C' \\ \hline \mathsf{IF} & (Z_1 = C) \ \mathsf{AND} \ (Z_2 = C') \ \ \mathsf{THEN} & & Z = D \end{array}$$

$A, A' \in$ { **'nicht def.'**, **'sehr wahrscheinlich n'**, **'entweder n oder n+1'** }
$B, B' \in$ { **'nicht definiert'**, **'liegt um den Wert x'** }
$C, C' \in$ { **'nicht definiert'**, **'sicher n'**, **'wahrscheinlich n'** }
$D \in$ { **'nicht definiert'**, **'hat den Wert n mit Güte y'** } $\quad n \in N^{>0}, x, y \in R^{>0}$
$\mathcal{A} = \mathrm{B} = \{0., 0.5, 1., 1.5, \ldots, 3., 3.5\}$, $\mathcal{C} = \{0, 1, 2, 3\}$ und $\mathcal{D} = \{1, 2, 3\}$ als Universalmengen.

Dabei werden die qualitativen Ladungswerte - wie z.B. **'sehr wahrscheinlich n'** - als Fuzzy-Mengen über $\mathcal{A}, \mathcal{B}$ dargestellt; als Zugehörigkeitsfunktionen dienen normierte Dreiecksflächen. Abb. 19 gibt ein Beispiel an. Auf den so definierten Fuzzy-Mengen wird die Operation AND als 'Multipliziere vektorweise' festgelegt. Das Ergebnis ist wieder eine Fuzzy-Menge über $\mathcal{A}, \mathcal{B}$ und dient als Fuzzy-Input für das folgende THEN. Dieses ordnet dem Element n der Menge $\mathcal{C}$ jeweils die Summe $\frac{1}{2} f(n-0.5) + f(n) + \frac{1}{2} f(n+0.5)$ der Input-Fuzzy-Menge zu. Die Zwischenergebnisse, Fuzzy-Mengen über $\mathcal{C}, \mathcal{C}'$, werden auf die laufende Summe normiert und durch das zweite AND (definiert wie oben) verschmolzen. Das abschließende THEN bedeutet 'Definiere (eindeutiges) Maximum an der Stelle n als Ladung n von entsprechender Güte y'. Läßt sich das Maximum nicht eindeutig bestimmen, gelten die eingehenden Ladungsinformationen als inkompatibel und die Kombination aus Helitronspur und Plastikwandtreffer wird verworfen.

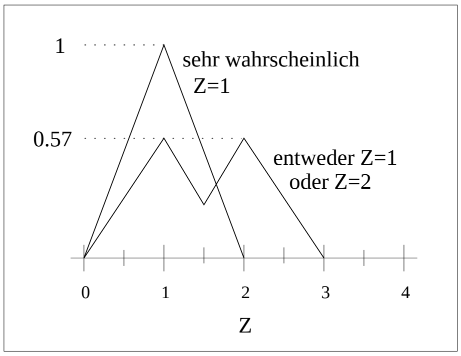


Abbildung 19: Festlegung von Zugehörigkeitsfunktionen

4.1.3 Bestimmung der besten Gesamtzuordnung

Jede Kombination aus Helitronspur und Plastikwandtreffer wird gemäß Abb. 18 mit einer Einzelnote bewertet. Die volle Zahl dieser möglichen Paare aber zu speichern, um anschließend die beste disjunkte Gesamtzuordnung exakt zu ermitteln, ist nicht praktikabel. So muß ein Algorithmus eingeführt werden, der unter vertretbarem Zeitaufwand die mutmaßlich beste disjunkte Gesamtzuordnung ermittelt. Es wurde folgendes Verfahren verwendet:
Für jede Helitronspur wird bei der Bewertung der Einzelkombination mit einem Plastikwandtreffer eine Hitliste geführt. In ihr sind schließlich für jede Helitronspur die drei besten Plastikwandtreffer gespeichert. Ebenso ist am Ende eine Liste mit den Favoriten

[25] Die Nomenklatur ist aus Abb. 17 übernommen.

eines jeden Plastikwandhits angelegt. Die beiden Hitlisten, die graphisch in Abb. 20 dargestellt sind, liefern auf Anfrage direkt die für eine bestimmte Spur oder einen bestimmten Treffer in Frage kommenden Kandidaten der anderen Detektorkomponente. Die Ermittelung der besten Gesamtzuordnung beginnt mit der in $\boxed{\text{HEL} \rightarrow \text{PLA}}$ bestbewerteten Spur-Hit-Kombination. Der dadurch gewählte Ausgangstreffer auf der Plastikwand zeigt

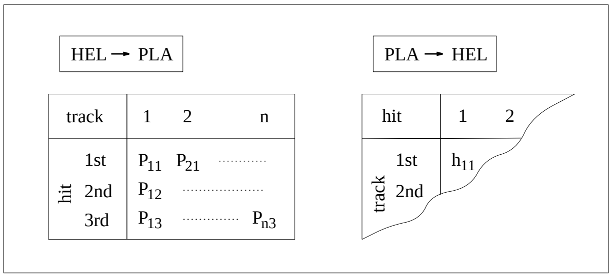


Abbildung 20: Während des Matchings mitgeführte Hitlisten für Helitronspuren und Plastikwandtreffer.

über $\boxed{\text{PLA} \rightarrow \text{HEL}}$ auf maximal drei neue Helitronspuren, die wiederum jeweils neue Plastikwandtreffer einbringen, vgl. Abb. 21. Die daraus gebildete Matrix $\boxed{\text{MATCH-MAX}}$ sollte alle im Umfeld des Ausgangstreffers wichtigen Helitronspuren umfassen. Damit legt die

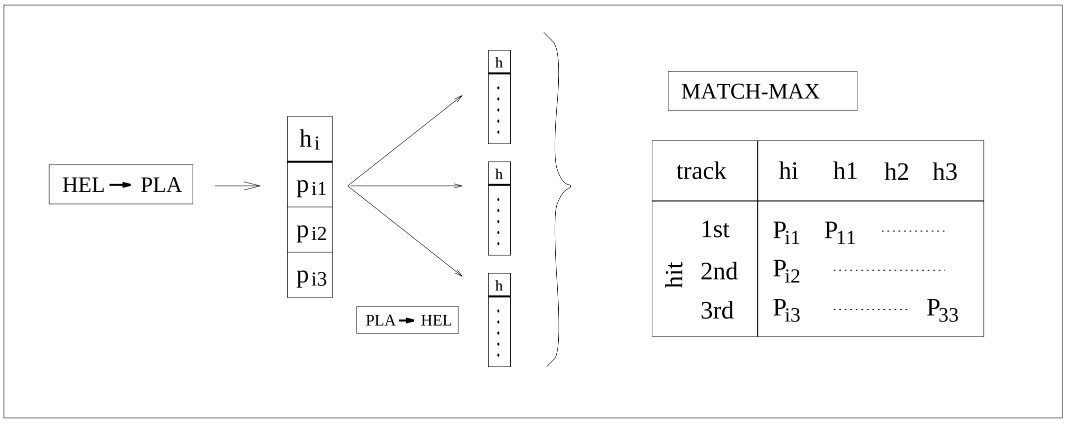


Abbildung 21: Schema, nach dem für eine bestimmte Spur-Hit-Kombination benachbarte Spuren und Treffer mit in die Zuordnungsentscheidung einbezogen werden.

beste disjunkte Gesamtkombination auf $\boxed{\text{MATCH-MAX}}$ gleichzeitig die beste Einzelkombination für den Ausgangstreffer unter Berücksichtigung anderer betroffener Spuren und Hits fest. Der Ausgangstreffer sowie die ihm zugeordnete Helitronspur aus der besten Gesamtkombination auf $\boxed{\text{MATCH-MAX}}$ werden verbucht und entsprechend alle verbleibenden Einträge in den Hitlisten gelöscht. Der numerische Aufwand ist gering. Maximal 3^4 Kombinationen sind in der Matrix $\boxed{\text{MATCH-MAX}}$ zu testen.

Nach diesem Verfahren kann eine Helitronspur trotz bester Einzelkombination mit dem gebuchten Plastikwandtreffer aufgrund der Gesamtkonstellation gegen eine andere Helitronspur ausscheiden. In der Tat wird selbst bei niedrigen Spurdichten im Helitron - wie im vorliegenden Experiment von etwa 20 Spuren pro Ereignis - nicht jeder Spur ihr Favorit auf der Plastikwand zugeordnet. Insgesamt sind 25% aller Spuren betroffen; davon wird die Hälfte schließlich einem anderen Plastiktreffer zugeordnet. Der Streit um die Bestkombination betrifft vorrangig Spuren mit niedrigen Einzelbewertungen ohne sonstige Auffälligkeiten.

Eine ausführliche Diskussion der Zuverlässigkeit des Matchingalgorithmus folgt in Kap. 4.4 mit der Angabe von Zuordnungsbreiten und der zugehörigen Statistik.

4.2 Einschub: Aufarbeitung der Plastikwand - Daten

Die Plastikwand dient zur Messung von Teilchengeschwindigkeit und Teilchenladung. An 512 Plastikszintillatoren, gegliedert in 8 Sektoren, werden dazu beidseitig Zeit und deponierter Energieverlust ausgelesen. Die beiden Energieverlustwerte liefern aufgrund des exponentiellen Abfalls der Lichtintensität mit der Laufstrecke x im Szintillatormaterial $E \propto e^{-x/\lambda}$ zum einen den gesamten Energieverlust, zum anderen die Position längs des Szintillatorstreifens, an der das Teilchen entlangflog[26], gemäß den beiden Ausdrücken

$$\Delta E \propto \sqrt{E_L \cdot E_R} \qquad \text{und} \qquad x_E \propto ln\left(\frac{E_L}{E_R}\right).$$

Der Durchflugort des Teilchens kann auch aus den links und rechts aufgenommenen Zeitsignalen ermittelt werden über

$$x_t \propto \frac{1}{2}\,(t_L - t_R)\,.$$

Beide Ortsinformationen müssen für einen gültigen Treffer vorhanden und innerhalb einer Toleranz verträglich sein. Die Summe der Zeitsignale liefert die Flugzeit des Teilchens bis auf eine Konstante unter Ausnutzung der Beziehung

$$TOF = \frac{1}{2}\,(t_L + t_R) + const\,.$$

Die Flugzeit in Kombination mit der bekannten Flugstrecke bestimmt die Geschwindigkeit des gemessenen Teilchens. Über den in Kap. 3.2 auf S. 19 beschriebenen Bethe-Bloch-Zusammenhang zwischen Energieverlust und Geschwindigkeit läßt sich dann auch die Kernladung festlegen.

Vor der physikalischen Aufarbeitung der Daten ist ein zuverlässiger Abgleich aller Zeit- und Energiekanäle erforderlich. Das verwendete Verfahren kann genauer in den Doktorarbeiten →WIENOLD, TH. (1993) und →SODAN, U. (1994) nachgelesen werden.

Zur Eichung der Plastikwand dient maßgeblich ein N_2-Lasersystem, das mit fester Zeitreferenz und definierter Energie alle Streifen simultan versorgt. Im *Zeitkanal* werden so die TDC's relativ zueinander abgeglichen und die walk-Korrektur[27] durchgeführt. Der *Energiezweig* erfordert die Einstellung von pedestals und die Korrektur auf Sättigungseffekte der Photoröhren. Abschließend definiert man den allen Streifen gemeinsamen absoluten Zeitoffset aus dem punch-through für Protonen und ^{4}He-Isotope. Dieser Punkt ist in der Auftragung Energieverlust - Geschwindigkeit gut auszumachen. Er muß nach Eichung mit der Nominalgeschwindigkeit übereinstimmen, bei der beide Isotope gerade noch einen Szintillatorstreifen durchqueren können, ohne gestoppt zu werden. Bei guter Eichung

[26] Die Abschwächungslänge λ liegt bei etwa 80 cm.

[27] Bei hohen Amplituden ändert sich das Anstiegsverhalten der Impulse und damit auch das timing; die Korrektur betrifft ausschließlich schwere Fragmente.

sollten die angegebenen Auflösungswerte von 200 psec in der Zeit und 10% in der Energie erreicht werden.
Die bei dieser Auswertung verwendete Eichung der Vorwärtswand wurde von der Rossendorfer Gruppe durchgeführt.
Das Ergebnis der Eichung zeigt unten stehende Abbildung 22. Der von der Plastikwand aufgenommene Zusammenhang zwischen Energieverlust und Geschwindigkeit der Teilchen ist dargestellt. Zur Verdeutlichung ist auch die Linie des punch-through eingetragen, oberhalb derer eine Parametrisierung der Kernladung durchgeführt werden kann, sowie das resultierende Ladungsspektrum in logarithmischer Skala.

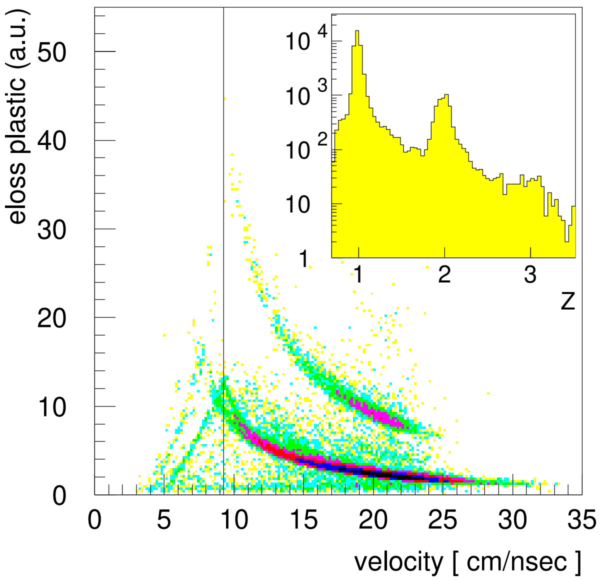


Abbildung 22: Auflösung Plastikwand. Der Bethe-Bloch-Zusammenhang zwischen Energieverlust und Geschwindigkeit legt die Ladung eines Teilchens fest. Unterhalb der markierten Linie werden die Teilchen im Szintillatormaterial gestoppt.

4.3 Festlegen der endgültigen physikalischen Parameter

Der Konzeption nach liefern Helitron und Plastikwand teilweise redundante Information. Dies wurde überblicksweise bereits in Abb. 17 auf S. 29 dargestellt. Es bleibt also zu klären, wie die Ausgangsgrößen beider Detektoren zu den endgültigen physikalischen Spurparametern reduziert werden sollen.
Nachdem die Kernladung gemäß Abschnitt 4.1.2 definiert wurde, stehen für eine physikalische Datenanalyse noch folgende Punkte aus:

- Festlegung der *laufenden Masse* aus unterschiedlichen Massekombinationen.
- Bestimmung des *Isotops* aus gegebener Kernladung und laufender Masse.
- Definition von *Geschwindigkeit* und *Impuls* für gegebenes Isotop.

Festlegung der laufenden Masse: die Auflösung der auf unterschiedlichem Wege definierten Massen spiegelt die Qualität der Ausgangsgrößen wider, aus denen der jeweilige Massenwert bestimmt wurde. So ergibt sich eine natürliche Reihenfolge, nach der die Einzelmassen in die Festlegung der endgültigen Masse eingehen. Wenn möglich, werden Massekombinationen benutzt. Abb. 23 stellt die Rangliste der Massenverknüpfungen dar. Die erste vorhandene wird genommen. Daneben, Abb. 24, steht ein Beispiel für die Verknüpfung

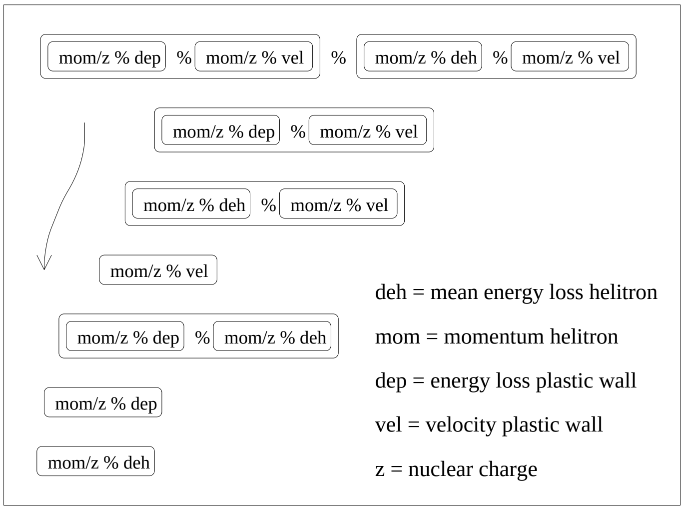


Abbildung 23: Massenhierarchie: die endgültige Teilchenmasse wird aus einer Kombination unterschiedlich definierter Massen gewonnen. Das Schema zeigt die möglichen Verknüpfungen, von denen die erste vorhandene genommen wird.

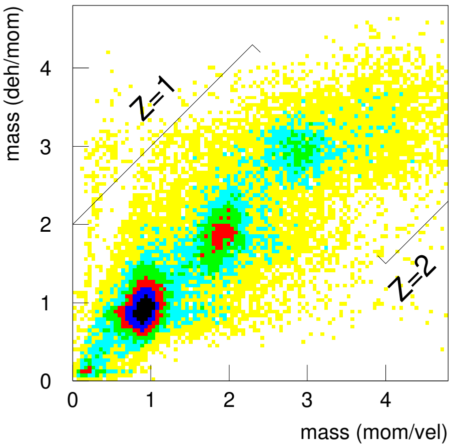


Abbildung 24: Ein Beispiel für die Verknüpfung zweier Massen. Die Projektion auf die Diagonale definiert den kombinierten Massenwert.

zweier Massen. Als kombinierte Masse wird die richtig skalierte Projektion auf die Diagonale definiert.
Bestimmung des Isotops: Auf dem Spektrum der laufenden Massen werden - nach Ladung getrennt - die jeweils möglichen Isotope durch Schnitte festgelegt. Die Bereiche grenzen lückenlos aneinander an und sind im allgemeinen durch die Minima zwischen zwei Massenhügeln definiert.
Definition von Geschwindigkeit und Impuls: Die Eichstrategie für das Helitron orientiert sich maßgeblich an der Information der Plastikwand, die als verläßlich angenommen wird. So wird, wenn vorhanden, die von der Vorwärtswand gemessene Geschwindigkeit übernommen und nach festgelegter Isotopenmasse der entsprechende Impuls bestimmt. Liegt keine sinnvolle Geschindigkeitsmessung vor oder konnte eine Helitronspur nicht zugeordnet werden, dient der Helitronimpuls als Ausgangspunkt und definiert damit auch die Geschwindigkeit.

4.4 Zusammenstellung: Auflösung im Vorwärtsbereich

Im folgenden sind Ergebnisse zusammengestellt, die das matching und die Massenauflösung des Detektorsystems Helitron und Plastikwand betreffen. Wenn nicht ausdrücklich angemerkt, sind die Daten unter einem Schnitt auf den z-Vertex der CDC aufgetragen; vgl. dazu Kap. 5.2 .

4.4.1 Wie zuverlässig arbeitet das Matching ?

Die Beurteilung, wie gut die Zuordnung von Helitronspuren zu Treffern auf der Plastikwand gelingt, hat zwei Aspekte: die *Breite* der Matchingverteilungen und die *Rate*, mit der die Zuordnung durchgeführt wird. Beide Punkte werden auf der Grundlage von Helitronspuren mit positiver Kernladung untersucht. Die Klasse negativer Teilchen, die vorrangig

aus kurzen Spuren mit schlechter Zeitauflösung besteht, hat einen Anteil von 13% an der Gesamtstatistik.
Es sollen nun die Matchingbreiten der Parameter studiert werden, die in die Bewertung einer Spur-Treffer-Kombination gemäß dem Schema in Abb. 18 auf S. 30 eingehen.

Am Anfang stehen die *Winkeldifferenzen* $\Delta\theta$, $\Delta\phi$ zwischen dem Auftreffpunkt einer verlängerten Helitronspur auf der Plastikwand und den Koordinaten des zugeordneten Plastiktreffers. Beide Winkeldifferenzen, dargestellt in unten stehenden Abb. 25, 26 liegen mit ihren Breiten in einem erstaunlich guten Bereich.

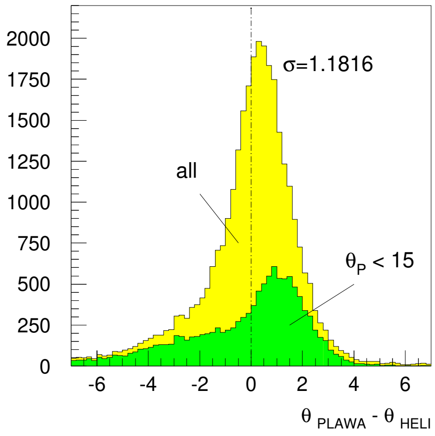


Abbildung 25: Matchingbreite in θ.

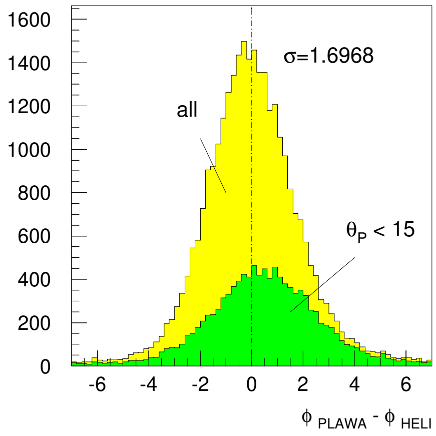


Abbildung 26: Matchingbreite in ϕ.

Hinter den Projektionen verbergen sich allerdings noch Abhängigkeiten: vom Polarwinkel θ selbst, von dem mittleren Driftabstand einer Spur zur Drahtebene des Sektors und vom Teilchenimpuls. Die Abhängigkeiten sind Resultat der in Kap. 3.1.3 beschriebenen unvollkommenen Eichung der Driftparameter des Helitrons.

Mit der Festlegung der *Kernladung*, dem zweiten Schritt in der Bewertung eines Spur-Treffer-Paares, kommt gleichzeitig ein restriktiveres Kompatibilitätskriterium zur Anwendung. Am Beispiel der beiden fließenden Ladungen (gewonnen aus der Auftragung eines Energieverlustes gegen die Geschwindigkeit) ist das Ergebnis vorgestellt. Beide Ladungen sind in der Regel gut miteinander verträglich. Übergangsbereiche dürfen in Fällen bevölkert werden, in denen die Eingangsladungen nicht genau festzulegen waren. Dies berücksichtigt den Umstand, daß der Energieverlust vom Helitron nicht immer zuverlässig gemessen wird.

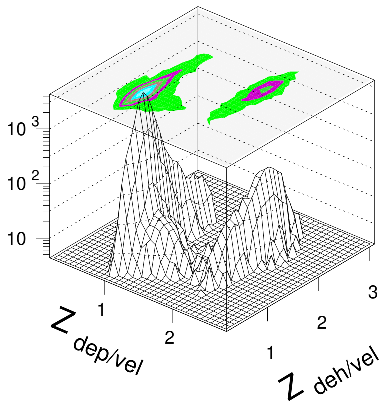


Abbildung 27: Kernladungsvergleich

Auf die Matchingbreiten in den unterschiedlichen *Massekombinationen* soll hier nicht näher eingegangen werden. Die Auflösung orientiert sich etwa an dem Spektrum, das bereits zuvor in Abb. 24 gezeigt wurde.

Die zweite wichtige Frage ist, mit welcher *Rate* die Zuordnung von Helitronspuren zu Plastikwandtreffern durchgeführt werden kann.
Dazu gibt der Vergleich der Polarwinkelverteilungen beider Detektoren, dargestellt im linken Teil der folgenden Abb. 28, vorab einen wichtigen Hinweis: bei größeren Polarwinkeln wird das Helitron von der Plastikwand nicht mehr abgedeckt. Folgerichtig fällt der Anteil der zuordbaren Helitronspuren bezogen auf alle Helitronspuren jenseits der Schwelle von $\theta_{lab} \sim 26°$ stark ab. Auch die Güte der Zuordnung an den geometrischen Kanten verringert sich drastisch. Siehe dazu Abb. 29, 30.

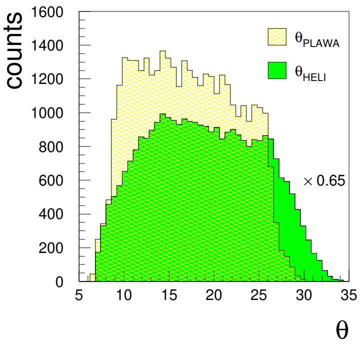


Abbildung 28: Polarwinkelverteilung für Helitron und Plastikwand.

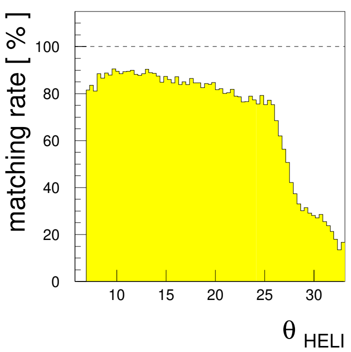


Abbildung 29: Zuordnungsrate als Funktion des Polarwinkels θ_{lab}.

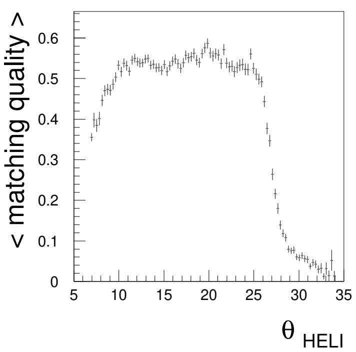


Abbildung 30: Mittlere Zuordnungsgüte als Funktion des Polarwinkels θ_{lab}.

Der Rückgang an Helitronspuren bei Polarwinkeln $\theta_{lab} < 15°$ dagegen ist künstlich. Seine Ursache liegt - vgl. Kapitel 3.5 - in einem vorläufigen Problem bei der Datenaufarbeitung im front-end. Im Vergleich mit der Plastikwand wird eine Korrektur durchgeführt.
Berücksichtigt man den geometrischen Verlust an Zuordnungsrate, und bezieht man sich nur auf Teilchen mit positiver Ladung, ermittelt sich die inklusive Zuordnungsrate zu 88 %.

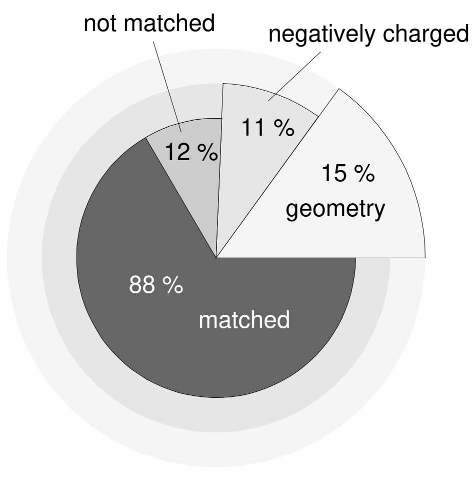


Abbildung 31: Die Zuordnungsrate auf der Basis positiver Teilchen im Bereich geometrischen Überlapps.

Nebenstehende Abb. 31 gibt die Verhältnisse noch einmal schematisch wieder. Für die inneren Kreise beziehen sich die prozentualen Angaben immer auf die jeweils noch vorhandene Gesamtspurzahl.
Die Zuordnungsrate von 88 % ist akzeptabel. Sie erfährt aufgrund fehlender Streifen in der Plastikwand eine Korrektur in der Größenordnung von 3 %. Ein zusätzlicher Beitrag kommt von Teilchen, die zwar die Plastikwand treffen, aber dennoch kein Signal deponieren. Eine GEANT-Simulation liefert für Protonen folgende Abschätzung: für Protonimpulse größer als 0.3 GeV/c liegt die Verlustrate fast impulsunabhängig bei etwa 1.5 %, während sie zu kleineren Impulsen stark ansteigt; bei Impulsen von 0.2 GeV/c liegt sie um 30 %. Die Durchführung

der Simulation ist in dem Kap. 4.4.3 über Pionen genauer beschrieben. Schließlich gibt es auch einen Beitrag von zerfallenden Pionen, der aus den Daten zu 1-2% - ausschießlich bei kleinen Impulsen - abgeschätzt werden kann.

Alles in allem liegt die Gesamtzuordnungsrate nach Korrektur gut oberhalb von 90%.

Im weiteren sind die Angaben bezüglich des matching auf den Bereich des geometrischen Überlapps unterhalb von $\theta_{lab} < 26°$ beschränkt. Es interessieren Abhängigkeiten mit unterschiedlicher Auswirkung auf die verschiedenen Isotope oder bestimmte Regionen des Phasenraumes.

Die nicht zuzuordnenden Spuren liegen nach Abb. 32 vorrangig bei kleinen Impulsen. Hier fällt die Zuordnungsrate zwischen Helitron und Plastikwand drastisch ab. Für hohe Teilchenimpulse bleibt sie dagegen stabil. Allein die Zuordnungsgüte geht gemäß Abb. 33 zurück und spiegelt damit die Detektorauflösung wider[28].

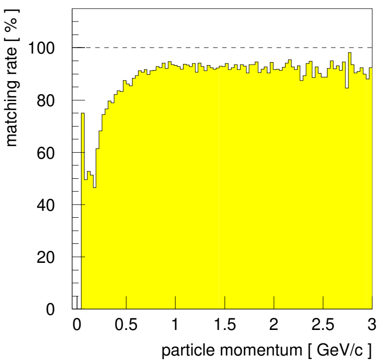


Abbildung 32: Zuordnungsrate als Funktion des Impulses. Bei niedrigen Impulsen können Teilchen wegen Schwelleneffekten nicht mehr zugeordnet werden.

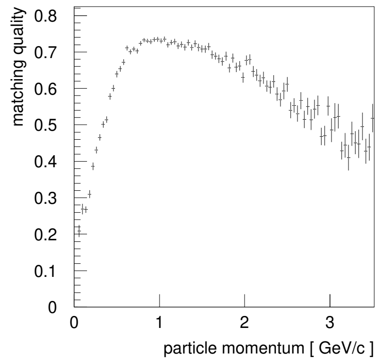


Abbildung 33: Die mittlere Zuordnungsgüte angegeben als Funktion des Teilchenimpulses. Bei großen Impulsen nimmt die Detektorauflösung ab.

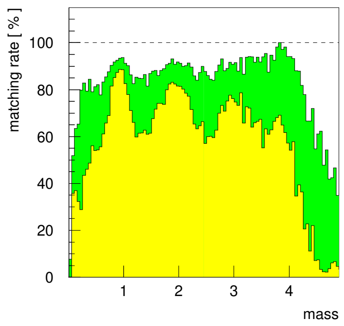


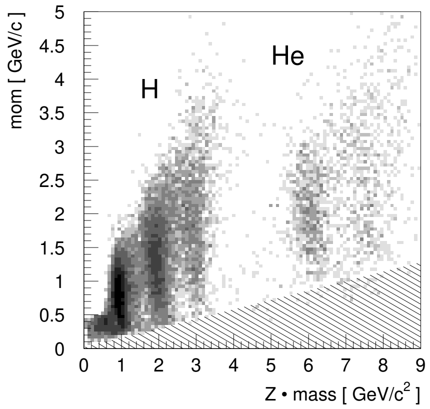
Abbildung 34: Die Zuordnungsrate als Funktion der Teilchenmasse. Das innere Spektrum gilt für Spuren einer Zuordnungsgüte besser als 0.4 .

Abb. 34 stellt die Zuordnungsrate von Helitronspuren als Funktion der Masse vor. Das dunkle Spektrum umfaßt die insgesamt zugeordneten Spuren. Es verläuft von den Protonen an annähernd flach und zeigt für die Nominalmassen eine Zuordnungsrate von etwa 90% an. Im Bereich kleiner Massen dagegen fällt die Zuordnungsrate steil ab; insbesondere weist sie keine Überhöhung bei der Masse der Pionen auf.
Beschränkt man sich auf Spuren, die mit einer Mindestgüte von 0.4 zur Plastikwand zugeordnet wurden, also grob gesprochen 'bessere' Spuren, erhält man das helle Spektrum derselben Abbildung[29]. Die Zuordnungsrate geht überall um den Anteil schlechter zugeordneter Spuren zurück. Die Teilchenstrukturen arbeiten sich heraus, und auch die Pionen werden deutlich sichtbar.

[28]Bei kleinen Impulsen beobachtet man wachsende Abstände der Helitronspuren vom Plastikwandtreffer. Die Zuordnungsgüten sind in diesem Bereich durch die schlechte Spurfortsetzung dominiert.
[29]Das Spektrum gibt zugleich den Verlauf der mittleren Zuordnungsgüte als Funktion der Masse wieder.

Die Zuordnungseinbußen für kleine Impulse sind auf Schwelleneffekte zurückzuführen[30]. Nachfolgende Abb. 35 zeigt die Detektorakzeptanz im Vorwärtsbereich für die leichten Isotope. Innerhalb des schraffierten Bereiches mom $[GeV/c] < 0.02 + 0.14 \cdot Z \cdot \mathrm{mass}\ [GeV/c^2]$ nimmt die Plastikwand nur noch mit verminderter Akzeptanz auf. Die auf den Daten bestimmten Schwellen stehen im Einklang mit Ergebnissen einer GEANT-Simulation. Aufgrund der experimentellen Impulsbelegung der verschiedenen Isotope betrifft die Akzeptanzschwelle vorrangig niedrige Massen.

Abbildung 35: Schwellenimpulse der Plastikwand für die leichten Teilchen. Innerhalb des schraffierten Bereiches nimmt die Plastikwand nur noch mit verminderter Akzeptanz auf.



Es ist zu bemerken, daß die nicht zuordbaren Helitronspuren keine Einbußen in der Statistik darstellen. Durch den Ausfall der Plastikwand nimmt allein die Massenauflösung ab.
Die mittlere Zuordnungsrate geht mit steigender Teilchenmultiplizität im Vorwärtsbereich auf 80 % zurück ohne Änderung in der Gestalt des Spektrums.

Ähnlich den Zuordnungsbilanzen aus der Sicht des Helitrons soll nun untersucht werden, welcher Anteil der Plastikwandtreffer eine Helitronspur als Partner findet. Auch hier beschränkt man sich sinnvollerweise auf den Bereich geometrischen Überlappes.
Dazu zeigt die unten stehende Abb. 36 die Zuordnungsrate von Plastikwandtreffern über dem Polarwinkel. Die drei angegebenen Zonen markieren den Bereich des geometrischen Überlapps der Detektorkomponenten Helitron und Plastikwand. Einzig Zone (2) weist eine stabile Zuordnungsrate auf. In Zone (3) kommt schon der geometrische Schatten des Helitrons ins Spiel und verursacht nach außen zunehmende Einbußen. In Zone (1) gehen aufgrund vorübergehender Detektorprobleme - vgl. dazu Kap. 3.5 - Helitronspuren verloren. Hier besteht Verbesserungsspielraum.
Im Polarwinkelbereich $15° < \theta_{lab} < 26°$, in dem seitens des Helitrons keine Einbußen zu erwarten sind, liegt die Zuordnungsrate der Plastikwand etwas über 80%. Die nicht zugeordneten Plastiktreffer weisen Besonderheiten auf: in Abb. 37 ist die Ladungsverteilung der zugeordneten Plastikwandtreffer in schraffierter bzw. dunkler Kontour angegeben[31].

[30] Die niedrige Zuordnungsrate für Pionen erklärt sich z.T. aus Pionzerfällen zwischen Helitron und Plastikwand. Kap. 4.4.3 stellt Ergebnisse einer genaueren Untersuchung dar.

[31] Die Spektren beziehen sich nur auf Treffer mit Geschwindigkeiten oberhalb des Plastikdurchstoßpunktes, so daß deren Ladung prinzipiell definiert werden kann. Dieser Bereich umfaßt mehr als 90% aller Teilchen.

Die helle Verteilung - sie ist hier auf dieselbe Fläche normiert - gilt für nicht zugeordnete Treffer. In Kanal 0 sind alle Hits zusammengefaßt, deren Kernladung zu kleiner als 0.5 bestimmt wurde.
Die Ladungsverteilung der nicht zugeordneten Treffer fällt breit aus und besitzt eine deutliche Überhöhung in den Zwischenbereichen. Auch die Zahl der Fehltreffer im separierten Kanal deutet an, daß die nicht zugeordneten Plastiktreffer einen größeren, quantitativ allerdings schwer meßbaren Untergrundanteil besitzen.

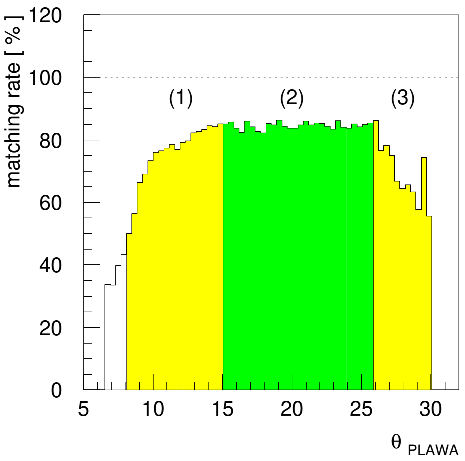


Abbildung 36: Die Zuordnungsrate von Plastikwandtreffern als Funktion des Polarwinkels θ_{lab}.

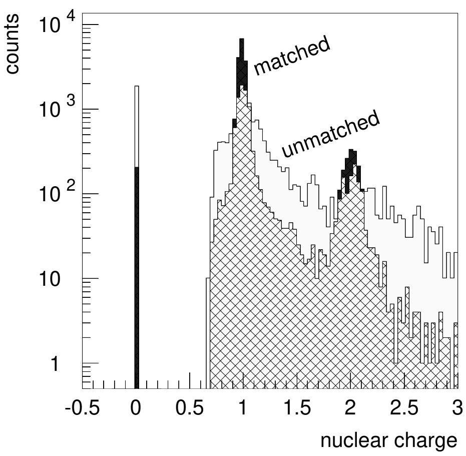


Abbildung 37: Auf Fläche normierte Ladungsspektren für zugeordnete und nicht zugeordnete Plastikwandtreffer.

Die nachfolgende Abb. 38 stellt schematisch die Zuordnungsrate für Plastikwandtreffer im Bereich des vollständigen geometrischen Überlapps - d. i. Zone (2) in Abb. 36 - dar.

Die Bilanz wird auf der Grundlage von Treffern mit Geschwindigkeiten oberhalb des Plastikdurchstoßpunktes erstellt. In diesem Bereich kann ein gewisser Anteil des Untergrundes durch die Forderung 'Ladung < 0.5' sicher abgetrennt werden. Er liegt bei 3%. Der Untergrundanteil der Plastikwand, verursacht durch Mehrfachtreffer ein und desselben Teilchens, wurde zum Vergleich auch im Rahmen einer GEANT-Simulation bestimmt. Für die stabilen Isotope liegt er mehr oder minder unabhängig von Masse und Impuls bei etwa 10% der Primärteilchen. Diese Mehrfachtreffer werden durch Reaktionen im Material der Plastikwand selbst verursacht.

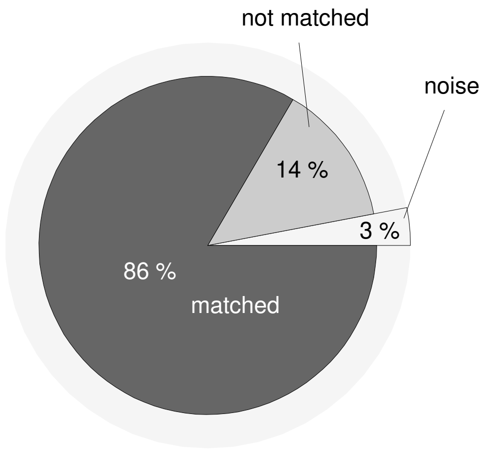


Abbildung 38: Die Zuordnungsrate von Plastikwandtreffern im Bereich des geometrischen Überlapps

Auf der Basis einer ernsthaften Untergrundabschätzung liegt man also auch mit der Plastikwand bei einer Zuordnungsrate gut über 90 %.

4.4.2 Wie gut sind die leichten Isotope zu trennen?

Während das vorhergehende Kapitel vorrangig davon handelte, unter welchen Raten die beiden Detektorkomponenten Helitron und Plastikwand zusammenspielen, soll nun dargestellt werden, welche Auflösung unter Ausnutzung der kombinierten Daten erreicht wird. Dabei ist die Festlegung der Teilchenladung der Massenbestimmung vorgeordnet.

Festlegung der Kernladung: Nach Abb. 17 auf S. 29 kann die Kernladung aus 4 unterschiedlichen Kombinationen von gemessenen Detektorgrundgrößen abgeleitet werden. Die resultierende Ladungsinformation besitzt unterschiedlichen Charakter. Unter Verwendung des Helitronimpulses kann eine wohldefinierte Ladung nur in bestimmten Massebereichen abgelesen werden. Allein das Ausnutzen der Geschwindigkeitsinformation erlaubt es, in Übergangsbereichen die Kernladung aus zwei möglichen direkt zu definieren.
So ist interessant, mit welcher Statistik die Geschwindigkeitsinformation zur Verfügung steht, und wie sicher dann die Ladung in Übergangsbereichen definiert werden kann.
Die unten stehende Abb. 39 zeigt die Verteilung der beiden mit Hilfe der Geschwindigkeit bestimmten Ladungen für den Massenübergangsbereich von 2-4 GeV/c^2.

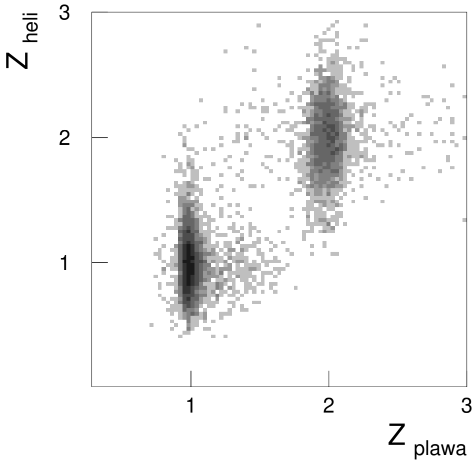


Abbildung 39: Die beiden Kernladungen bestimmt durch Verwendung von Energieverlust und Geschwindigkeit in dem Massenübergangsbereich von 2-4 GeV/c^2. Für etwa 80 % aller Helitronspuren ist diese Information verfügbar. Der Darstellung liegt eine logarithmische Skala zugrunde.

Diese Information liegt für etwa 80 % aller gemessenen Helitronspuren vor. Nahezu ideale Ladungsauflösung ist auf diesem Wege erreichbar.
Bei etwa 20 % der Teilchen in dem Massenbereich von 2-4 GeV/c^2 kann aber die Kernladung nicht eindeutig festgelegt werden. Eine Unterscheidung zwischen Tritonen (t) und Helium-3 (^{3}He) ist in diesen Fällen nicht möglich.

Auflösung in der Masse: Als maßgebliches Verfahren zur Massenbestimmung dient die Kombination aus Helitronimpuls und Plastikwandgeschwindigkeit. Sie gibt die zur Zeit errreichte Auflösungsgrenze an. In folgender Abb. 40 ist die Auflösung dieser Größe, links für die Wasserstoff-, rechts für die Heliumisotope, dargestellt. Werden alle Spuren benutzt, die diese Art der Massenbestimmung zulassen, erhält man die dunklen Kontouren und erfaßt etwa 80 % der Gesamtstatistik. Die inneren Verteilungen beziehen sich auf den Bereich Polarwinkelbereich $15^\circ \leq \theta_{lab} \leq 26^\circ$ zeigen Daten mit deutlich besserer Auflösung. Die bessere Auflösung bei größeren Polarwinkeln kommt nicht von ungefähr. Zum einen wird die Impulsauflösung aufgrund schrumpfender Driftstrecken zu kleineren Radien

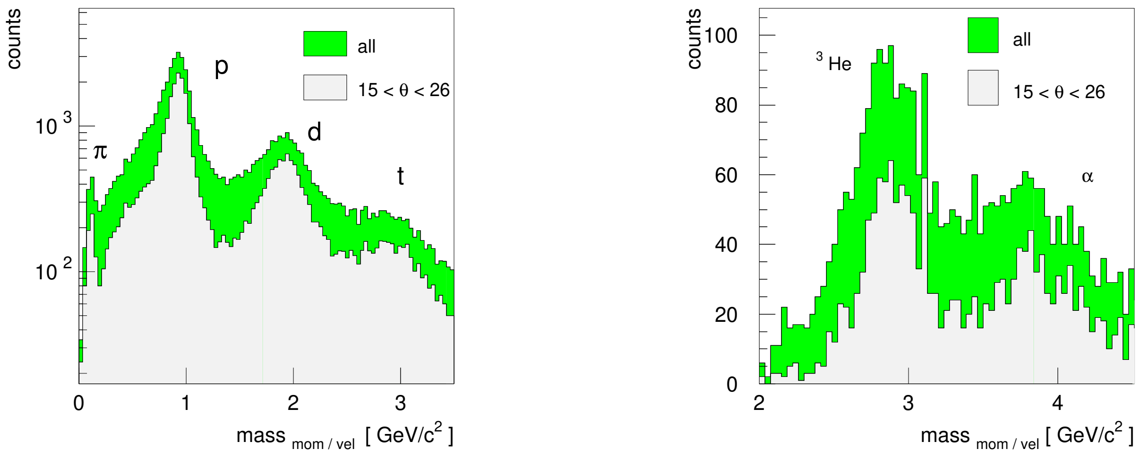


Abbildung 40: Massenauflösung unter Verwendung von Helitronimpuls und Plastikwandgeschwindigkeit. Die linke Darstellung gilt für die Wasserstoff-, das rechte Bild für die Heliumisotope.

hin schlechter. Zum anderen leidet die Impulsauflösung unter der vorläufig schlechten Ladungstrennung auf den inneren Drahthälften.
In Abb. 41 ist die Massenverteilung über dem Polarwinkel aufgetragen, um die Polarwinkelabhängigkeit der Massenauflösung zu zeigen.

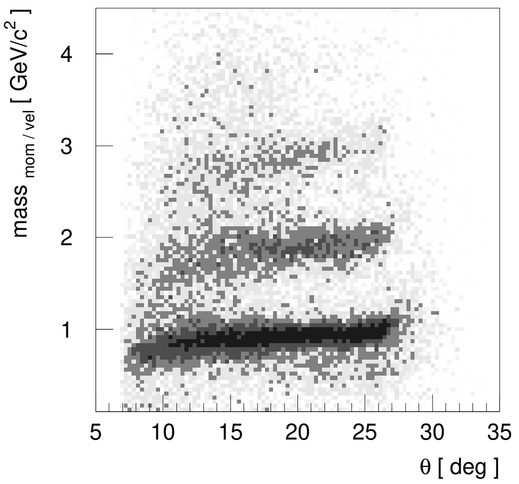


Abbildung 41: Darstellung Masse gegen Polarwinkel θ_{lab}. Deutlich zu sehen ist die Auflösungsverbesserung für größere Polarwinkel. Bei den höheren Massen erkennt man eine gewisse Winkelabhängigkeit.

Neben der Auflösungsverschlechterung bei kleinen Polarwinkeln nimmt man eine gewisse Polarwinkelabhängigkeit bei den höheren Massen wahr.

Auf die erreichte Massenauflösung aus Kombination eines Energieverlustes mit dem Helitronimpuls soll hier nicht mehr eingegangen werden. Als Referenz mag Kap. 3.6 dienen. Bei Verwendung des in der Plastikwand gemessenen Energieverlustes sind die Auflösungsbreiten etwas besser; die Trennung von Heliumisotopen wird nicht erreicht.

Abschließend sollen die vollständigen Masseneverteilungen gezeigt werden. Ein gewisser

Anteil von Helitronspuren muß nun ohne zusätzliche Plastikwandinformation auskommen. Die Gesamtheit aller gemessenen Helitronspuren wird erfaßt.

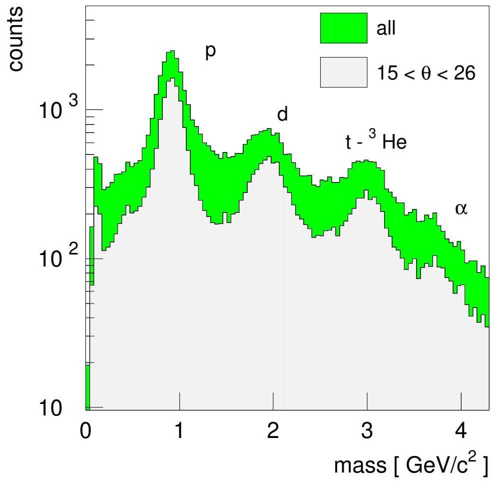


Abbildung 42: Massenauflösung im Vorwärtsbereich unter Verwendung aller Helitronspuren. Auch die der Plastikwand nicht zugeordneten Spuren sind erfaßt. Die helle Verteilung steht für einen Schnitt auf den äußeren Polarwinkelbereich.

4.4.3 Spezialfall Pionen

Es wurde bereits festgestellt, daß die Pionen im Vergleich zu den schwereren Teilchen einen Sonderfall darstellen: sie hinterlassen im Mittel nur eine geringe Anzahl von **hits** und weisen eine auffällig niedrige Zuordnungsrate zur Plastikwand auf.

In der folgenden Studie mit dem Detektorsimulationspacket GEANT - Code und Dokumentation verfügbar unter →CN/ASD/SI GROUP. (1994) - soll untersucht werden, wieviele Pionen auf ihrem Flug durch das Detektorsystem der Vorwärtshemisphäre durch Zerfall oder den Einfluß des zu durchfliegenden Mediums verloren gehen.

Die Grunddaten der Simulation lauten:

- Das Helitron ist als Driftgasvolumen eingebaut, das vorne und hinten durch $100\,\mu$ dicke beschichtete Aluminiumfolien begrenzt wird.
- Die angegebenen Raten sind auf dem GEANT-hit-Niveau geführt. Digitalisierungseffekte liegen deutlich unter 1 %.
- Detektorzwischenräume sind mit Luft gefüllt.
- In jedem Ereignis wird genau ein Primärteilchen im Bereich voller Polarwinkelakzeptanz erzeugt. Es durchfliegt den Detektor mit realistischem Magnetfeld.

Das Ergebnis der Simulation, das in unten stehender Abb. 43 dargestellt wird, ist nicht spektakulär. Für verschiedene Laborimpulse wird der Anteil der jeweils noch existierenden Pionen als Funktion des zurückgelegten Abstandes zum Target angegeben. Die schraffierten Flächen markieren die Positionen von Helitron und Plastikwand.

In der Hauptsache folgen die Kurven den Vorgaben des Vakuumzerfalls. Unter leichten Überhöhungen im Bereich der Detektoren nimmt die Zahl der Pionen etwa exponentiell mit der Flugstrecke ab. Die Halbwertslängen liegen etwas niedriger als die entsprechenden Vakuumwerte mit $<x> = \gamma\beta \cdot c\tau$ und steigen schwächer als linear mit dem Impuls an.

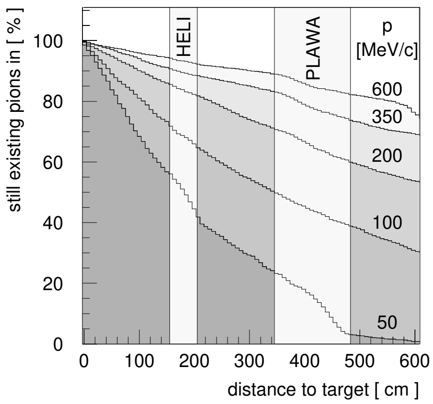


Abbildung 43: Anteil der noch nicht zerfallenen Pionen als Funktion des Abstandes vom Target. Der Zusammenhang ist für einige Laborimpulse dargestellt. Zur Orientierung sind die Positionen von Helitron und Plastikwand eingetragen.

Die Zerfallsrate für Pionen im Impulsbereich 100-200 MeV auf einer Strecke von 1.5 m beträgt um 20% und erklärt damit die Zuordnungseinbußen für Pionen aus Abb. 34.

Es sei angemerkt, daß der oben beschriebene Simulationsaufbau auch dazu verwendet wurde, die Fehlrate der Plastikwand sowie die Anzahl der Mehrfachtreffer auf der Plastikwand abzuschätzen, die hauptsächlich durch Reaktion von Fragmenten im Szintillatormaterial zustande kommen. Ergebnisse dazu finden sich in Kap. 4.4.1.

5 Das Detektorteilsystem CDC - Plastikbarrel

In Analogie zum Detektorteilsystem Helitron-Plastikwand liegt mit der CDC und dem Plastikbarrel im Rückwärtsbereich eine Kombination aus Driftkammer und Flugzeitdetektor vor. Die Grundideen sind übertragbar; Unterschiede ergeben sich aus Auflösung und Überlappbereich der einzelnen Komponenten.
Die CDC liefert eigenständig eine gute Auflösung in Impuls und Energieverlust. Zur Massenfestlegung ist das Barrel als Ergänzung nur dort nötig, wo die Bethe-Bloch-Parametrisierung nicht mehr eindeutig durchzuführen ist. Dies betrifft die Abtrennung der Mesonen von Protonen bei Impulsen $p > 650 MeV/c$ und die Festlegung der Kernladung in Übergangsbereichen.
Das Barrel dagegen verfügt im Vergleich mit der Plastikwand über eine schlechtere Auflösung und ist auf das Zusammenspiel mit der CDC angewiesen.
Der maximale geometrische Überlapp der beiden Detektorkomponenten liegt für die aktuelle Barrelmontierung bei etwa 60%[32].
Die folgenden Unterkapitel beschreiben die Aufarbeitung der Detektordaten sowie die Zuordnungsbilanzen und die erreichte Massenauflösung in der Rückwärtshemisphäre.

5.1 Aufarbeiten der CDC - Daten

Im Verlauf der nun fast 4 Jahre andauernden Betriebszeit der Zentralen Driftkammer haben sich gefestigte Strukturen zur Aufarbeitung der CDC-Daten herausgebildet. Vorhandene Prozeduren wurden insoweit übernommen.
In den Referenzen →BEST, D. (1996), →GOEBELS, G. (1995) und →HÄFELE, E. (1995) finden sich ausführliche Beschreibungen zu den etablierten Eichverfahren, die Doktorarbeit →PINKENBURG, CH. H. (1995) stellt einen detaillierten Vergleich der verschiedenen Algorithmen zur Spurerkennung vor.
Die Eckdaten der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

`Setup Parameters`	(fixed) vertex in CDC	x-vertex = 2.5(53) mm y-vertex = 3.2(25) mm z-vertex = -20 mm
	offset CDC out of barrel axis	x-offset = -1.29 mm y-offset = 3.61 mm
`Drift Parameters`	drift velocity lorentz angle	vdrift = 4.39(5) cm/μsec lorentz = 31.62°
`Tracking Strategy`	(1) track following (code by M.Trzaska) (2) conformal mapping (code by D.Pelte)	

Tabelle 3: Zusammenstellung der Eckdaten für die Analyse der CDC-Daten.

[32]Die Abschätzung basiert auf der Maximalakzeptanz im Azimut von 85% und einer aus den Daten bestimmten Abdeckung im Polarwinkel von 70%.

Über das Vorhandene hinaus wurde das Eichkonzept der CDC in dieser Arbeit für den erstmaligem Betrieb des vollständigen Plastikbarrels in einigen Punkten erweitert. Dazu gehören:

- *Festlegung der genauen Absolutposition der Driftkammer im Barrelring:*

  Wie schon früher bei der Darstellung der Helitroneichung angemerkt, zerstört eine unvollständige Korrektur auf Setup-Parameter grundlegende Detektorsymmetrien. Kleine Verschiebungen des mittleren Targetpunktes aus der Längsachse der CDC sowie ein Versatz der Driftkammer gegen die Magnetachse müssen also auf den Meßdaten bestimmt werden.

  Es ist sinnvoll, zunächst den genauen Targetpunkt in der CDC festzulegen. Dadurch ist gewährleistet, daß die Driftkammerdaten im Azimutalwinkel ϕ symmetrisch sind. Anschließend ermöglicht das Studium der Zuordnungsbreiten zwischen CDC und Barrel, die genaue Verschiebung der Zentralen Driftkammer im Barrelring zu ermitteln.

  Zur *Bestimmung des mittleren xy-Targetpunktes innerhalb der CDC* reichen einfache geometrische Überlegungen aus. Legt man in die Mitte der CDC den Ursprung der xy-Ebene, so sollten bei idealer Strahlausrichtung (im Mittel) alle Spuren genau aus diesem Punkt kommen. Liegt dagegen der mittlere Emissionspunkt um den Vektor $\vec{x}_0$ aus der Mitte heraus verschoben, laufen die (aus freiem Fit bestimmten) Kreisspuren der Teilchen um einen Abstand Δ (längs der Verbindungslinie Kreismittelpunkt $\vec{x}_c$ - Ursprung) am Koordinatenursprung vorbei. Dieser Abstand Δ ist vom Azimutalwinkel abhängig und folgt der Beziehung $\Delta = -\mid \vec{x}_0 \mid \cdot cos\,(\phi_c - \phi_0)$; ϕ_c bzw. ϕ_0 stehen für die Azimutalwinkel der entsprechenden Vektoren. Ein Fit auf der Abstandsverteilung zum Koordinatenursprung als Funktion des Azimutalwinkels legt den Targetversatz in der xy-Ebene fest. Die Koordinaten des mittleren Reaktionspunktes sind in Tab.3 angegeben.
  Es sei angemerkt, daß mit der vom SIS gelieferten Strahlbreite der Reaktionspunkt in der CDC ereignisweise mit einem σ von etwa 3 mm streut. Normalerweise wird daher der Reaktionspunkt auf den Daten für jedes Ereignis neu bestimmt. Man nimmt dazu den Schwerpunkt aller Schnittpunkte, die die gemessenen Spuren miteinander bilden.
  Im Gegensatz dazu wurde in dieser Arbeit der wie oben bestimmte mittlere Reaktionspunkt für alle Ereignisse fest vorgegeben. Im direkten Vergleich mit der Schwerpunktmethode liefert dieses Vorgehen ein glatteres Impulsspektrum über dem Azimut.

  Festlegung der CDC-Verschiebung gegen die Barrelachse: Nach Einstellen des mittleren Targetpunktes innerhalb der CDC sind die Driftkammerdaten azimutal symmetrisch. Hängen die Zuordnungsgrößen zwischen CDC und Barrel dennoch vom Azimutalwinkel ab, so liegt die Ursache in einer Verschiebung der CDC gegen die Barrelachse[33].
  Zur Festlegung, wie weit die CDC aus der Magnetachse heraus verschoben wurde, eignet sich die Untersuchung des Azimutalwinkelabstandes zwischen zum Barrel fortgesetzter CDC-Spur und dem zugeordneten Barreltreffer.

[33]Hier wird als einfachste Korrektur nur die Parallelverschiebung der CDC gegen die Magnetachse durchgeführt. Mögliche Drehungen werden nicht berücksichtigt.

In guter Näherung gilt für diesen Abstand $\Delta\phi \approx |\,\vec{x}_0\,| \,/\, r_{BAR} \cdot sin\,(\phi - \phi_0)$. Darin steht $\vec{x}_0$ für den Verschiebungsvektor mit zugehörigem Azimutalwinkel ϕ_0, r_{BAR} ist der Radius des Barrelrings und ϕ der Azimutalwinkel der CDC-Spur auf dem Barrelring.

Ein Fit erlaubt die exakte Bestimmung der CDC-Position bezüglich der Barrelachse.

- *Absoluteichung der Ladungsteilungskoordinate* mit dem Barrel als Referenz.

  Ein Nachteil kann auch einen Nutzen haben: das Barrel deckt in der aktuellen Montage die kleinen Polarwinkel der CDC nicht ab. Dies reduziert die Zuordnungsausbeute zwischen beiden Detektoren, ermöglicht aber die Absoluteichung der Ladungsteilungkoordinate[34].
  Im Vergleich der Polarwinkelverteilung für zugeordnete und nicht zugeordnete Spuren arbeitet sich eine scharfe Kante heraus, die dem Detektoraufbau nach exakt bei $\theta_{lab} = 40°$ liegen muß; zur Verdeutlichung s.a. Abb. 44. Die Bilanz wurde zweckmäßigerweise auf der Basis von Spuren erstellt, die das Barrel sicher erreichen sollten.
  Neben dieser ersten Absolutreferenz ist die genaue Lage von $\theta_{lab} = 90°$ durch Verlust von Teilchen aufgrund der Targetabsorption vorgegeben. Die folgende Abb. 45 zeigt das entsprechende Spektrum nach Eichung der Ladungsteilungskoordinate.
  Beide Absolutpunkte, die 40°-Kante und das Absorptionsloch bei $\theta_{lab} = 90°$ sind hinreichend gut festgelegt.

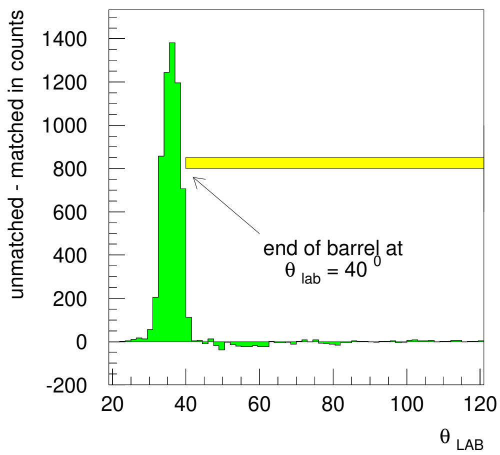


Abbildung 44: Überschuß nicht zugeordneter Driftkammerspuren als Funktion vom Polarwinkel. Das Barrel endet bei $\theta_{lab} = 40°$; unterhalb davon ist keine Zuordnung mehr möglich.

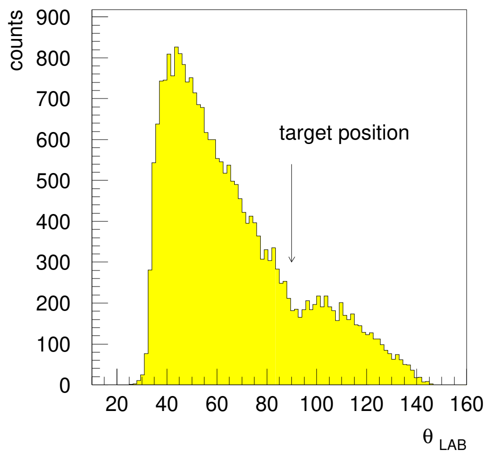


Abbildung 45: Polarwinkelverteilung in der CDC. Die Stelle, an der durch Targetabsorption Spuren verloren gehen, muß nach Eichung der Ladungsteilung bei $\theta_{lab} = 90°$ liegen.

Die Eichung wird nach einem iterativen Verfahren durchgeführt. Als freie Parameter dienen analog zum Verfahren für das Helitron (s.a. Kap.3.1.2) für jeden Draht ein

[34] Bisher ist es nicht möglich, das Barrel ohne Verwendung der CDC so zu eichen, daß es als unabhängige absolute Referenz dienen könnte.

Koeffizient zum Relativabgleich beider Teilladungen c_{rl} und die effektive Drahtlänge l_{eff}.

Zusätzlich wurde auch die z-Position des Vertex innerhalb der CDC testweise verändert. Das Endergebnis hängt nur schwach von der Vertexposition ab; die beste Eichung führte auf einen Offset des Vertex von -2 cm aus der Nominalposition. Die untenstehende Abb. 46 stellt den mittleren z-Vertex von Spuren mit unterschiedlichem Polarwinkel dar. Es bleibt nur eine kleine Abhängigkeit zurück.

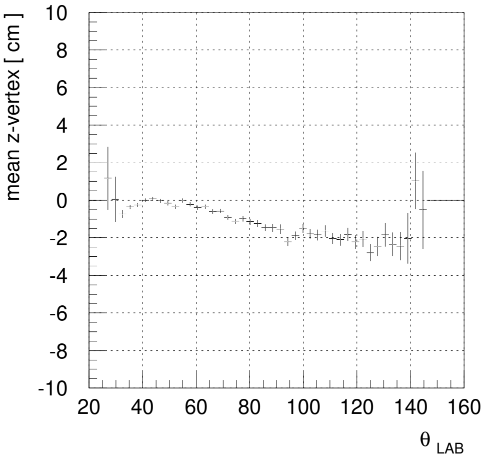


Abbildung 46: Verteilung des mittleren z-Vertex einzelner Spuren in Abhängigkeit vom Polarwinkel nach Eichung der Ladungsteilung.

Zur Orientierung soll zum Schluß noch die Massenauflösung gezeigt werden, wie sie allein mit der CDC durch Bethe-Bloch-Parametrisierung ohne Verwendung des Barrels erreicht wird.

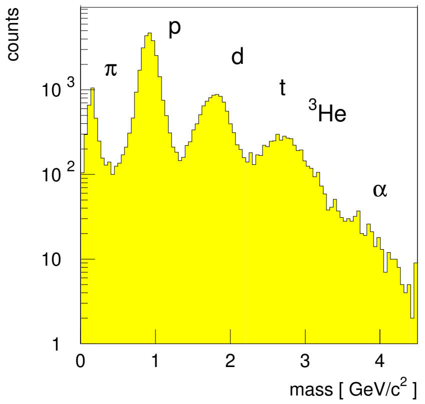


Abbildung 47: Die Massenauflösung der CDC ohne Hinzunahme des Plastikbarrels. Ähnlich zum Helitron läßt die CDC keine saubere Ladungstrennung zu. Zwischen Triton (t) und Helium-3 (^3He) ist daher nicht sauber zu unterscheiden.

Ähnlich zum Helitron läßt die CDC keine saubere Ladungstrennung zu[35]. Daher sind die Isotope Triton (t) und Helium-3 (^3He) in bestimmten Bereichen nicht zu unterscheiden. Ebenso sind die Heliumisotope mit der CDC alleine nur grob aufzulösen.

[35]Als Trennungslinie zwischen zwei Ladungen dient eine feste Massenlinie im Übergangsbereich der Ladungen.

5.2 Schnitt auf den z-Vertex der CDC

Bei jedem Streuexperiment besteht die Schwierigkeit, Untergrund von echten Reaktionen zu trennen. Die Zahl der Fehlereignisse kann mit Einsatz einer geeigneten Triggerlogik - s.a. Kap. 2.3 - während der Datennahme reduziert werden. Dennoch bleibt, insbesondere bei peripheren Stößen mit kleinen Multiplizitäten, ein gewisser Anteil an Untergrund vorhanden.
Nach vollständiger Analyse eines Ereignisses stehen weitere Kriterien zur Beurteilung des Ereignistyps zur Verfügung. Die CDC gibt als wichtige Bedingung vor, daß der Reaktionspunkt des Ereignisses in der Nähe der Nominalvorgabe liegt.
In der folgenden Abb. 48 ist die Verteilung des mit der CDC rekonstruierten Reaktionspunktes längs der Strahlachse dargestellt. Die auf Triggergewichte korrigierte Verteilung liegt mit einer Breite von $\sigma < 3\,cm$ um die Nominalposition und besitzt weite Ausläufer. Das innere Spektrum gilt für Ereignisse aus dem höchsten Multiplizitätsbereich; es demonstriert, daß der Anteil an Untergrundereignissen mit der Teilchenmultiplizität stark zurückgeht und es erlaubt, den Toleranzbereich des z-Vertex der CDC auf

$$| z_{vert} - z_{nominal} | < 10\,cm$$

festzulegen. Sämtliche Analysen dieser Arbeit wurden unter diesem Schnitt auf den z-Vertex der CDC durchgeführt.
In demselben Spektrum ist auch der Bereich von $10\,cm < | z_{vert} - z_{nominal} | < 25\,cm$ unterlegt. Er dient in Kap. 7.3.1 als Referenz für die Abschätzung, wie stark die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes durch den Vertexschnitt beeinflußt wird.

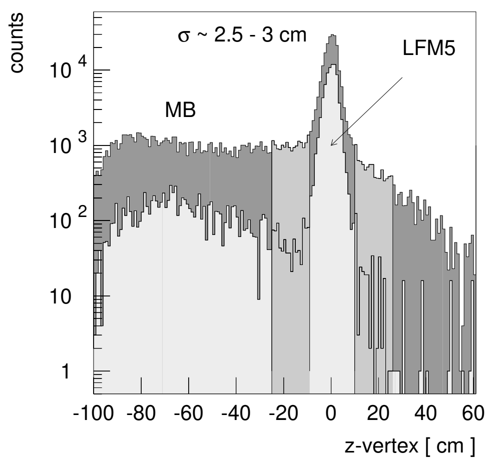


Abbildung 48: Verteilung des mit der CDC rekonstruierten Reaktionspunktes längs der Strahlachse.

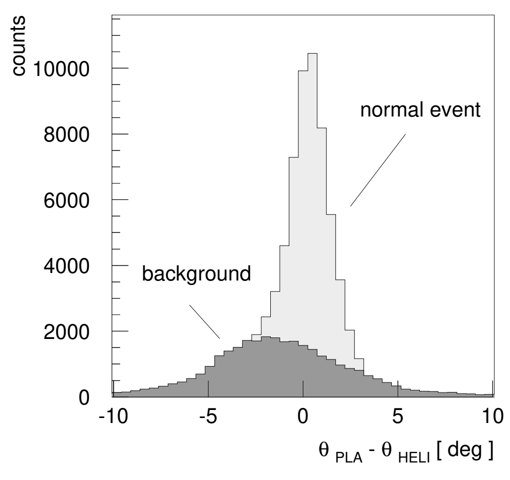


Abbildung 49: Zuordnungsgüte im Polarwinkel für das Helitron und die Plastikwand.

Zur Bestätigung, daß mit dem obigen Schnitt auf den Vertex tatsächlich Untergrundereignisse herausgeschnitten werden, kann auch die Spurzuordnung zwischen Helitron und Plastikwand beitragen. In Abb. 49 ist die Polarwinkeldifferenz zwischen Helitronspur und Plastikwandtreffer dargestellt. Das dunkle, breite Spektrum gilt für verworfene Ereignisse.

5.3 Aufarbeiten der Plastikbarrel - Daten

Funktionsweise und Eichung des Plastikbarrels stehen grundsätzlich in Analogie zur Plastikwand; vgl. dazu Kap. 4.2.
Die von der Barrelgruppe durchgeführte Eichung des Plastikbarrels wurde weitgehend übernommen. Aufgrund von Inkonsistenzen im Zusammenspiel mit den Daten der Zentralen Driftkammer wurden einzig die Offsets der Zeitkanäle neu geeicht.
Es wurden unter Ausnutzung der CDC-Information für jeden Barrelstreifen die beiden Zeitkanäle konsistent so abgeglichen, daß

- die Flugzeit $\sim (t_1 + t_2)/2$ in Kombination mit dem CDC-Impuls auf richtig normierte Massen führt und
- die Trefferpositionen entlang des Streifens $\sim (t_1 - t_2)/2$ im Mittel möglichst nahe zur CDC-Spur lagen.

Das folgende Kapitel stellt die resultierenden Zuordnungsbreiten zwischen CDC und Plastikbarrel vor.

5.4 Zuordnung von Spuren in der CDC zu Treffern im Plastikbarrel

Bei der Zuordnung von Spuren zwischen der Zentralen Driftkammer und dem Barrel wurde das reine Abstandskriterium $\Delta^2 = (\phi_{BAR} - \phi_{CDC})^2/\sigma^2_{\Delta\phi} + (z_{BAR} - z_{CDC})^2/\sigma^2_{\Delta z}$ benutzt. Alle in Betracht kommenden Paare[36] werden nach diesem Kriterium sortiert und unter Ausschluß von Doppelung verbucht.
Die nachfolgenden Abbildungen 50, 51 zeigen die Zuordnungsverteilungen Δz und $\Delta\phi$ zwischen CDC und Barrel.

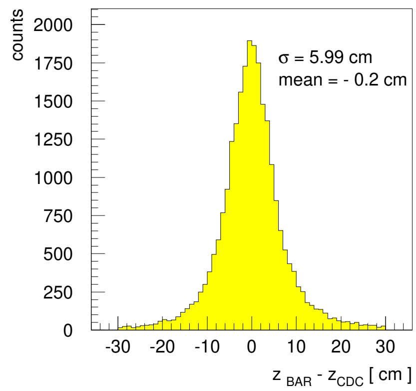


Abbildung 50: Differenz der z-Position zwischen Barreltreffer und CDC-Spur auf dem Barrelstreifen.

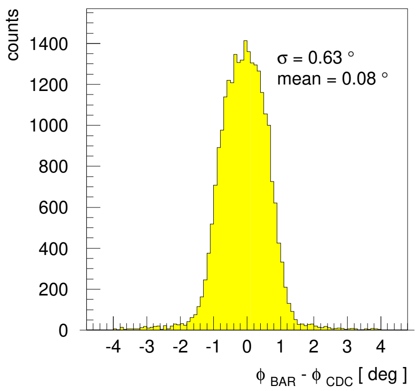


Abbildung 51: Azimutalwinkeldifferenz zwischen Barreltreffer und CDC-Spur auf dem Barrelstreifen.

[36] Paare mit $\Delta\phi > 5^\circ$ oder $\Delta z > 30cm$ wurden vorab ausgeschlossen.

5.5 Zusammenstellung: Auflösung im Rückwärtsbereich

Das folgende Kapitel gibt eine Übersicht über die Zuordnungsausbeute zwischen Zentraler Driftkammer und Plastikbarrel sowie die Massenauflösung in der Rückwärtshemisphäre.

Die Daten sind unter einem Schnitt auf den z-Vertex der CDC aufgetragen; vgl. dazu Kap. 5.2.

5.5.1 Zuordnungsbilanzen zwischen CDC und Plastikbarrel

Neben den in Kap. 5.4 dargestellten Zuordnungs*breiten* sind die Zuordnungs*raten* zwischen CDC und Plastikbarrel von hohem Interesse. Im Gegensatz zum Vorwärtsbereich überlappen die beiden Detektorkomponenten der Rückwärtshemisphäre nur teilweise. Das Barrel deckt die Zentrale Driftkammer (bei aktueller Montage) nur für Polarwinkel $\theta_{lab} > 42°$ vollständig ab. Im vorliegenden Experiment betrug die Azimutalakzeptanz des Barrels 75%[37]. Darüberhinaus müssen Spuren einen Mindestradius von etwa 120 cm haben, um das Barrel kreuzen zu können. Der minimale Transversalimpuls ist damit zu etwa $Z \cdot 200\, MeV/c$ festgelegt.
Nachfolgende Abb. 52 stellt dar, welche Einbußen an Statistik mit den einzelnen, oben beschriebenen geometrischen Vorgaben verbunden sind. Die prozentualen Angaben der inneren Kreise beziehen sich stets auf die jeweils noch vorhandene Statistik. Die unter gegebener Geometrie maximale Zuordnungsrate liegt bei 47%. Davon werden im Experiment 77% erreicht; bezogen auf die Gesamtzahl aller Spuren ist dies weniger als 40%.

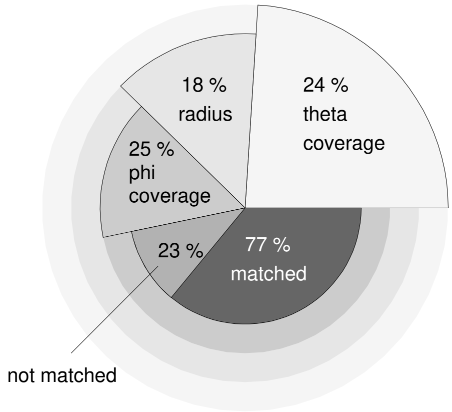


Abbildung 52: Zuordnungsrate zwischen CDC und Plastikbarrel. Dargestellt sind die geometriebedingten Einbußen sowie der Anteil der schließlich zugeordneten Spuren.

Durch die Zuordnungseinbußen sind die verschiedenen Isotope unterschiedlich stark betroffen. Untenstehende Abb. 53 zeigt den prozentualen Anteil der zugeordneten Spuren an allen Spuren aufgetragen über der Teilchenmasse. Pionen und die schwereren Isotope sind am stärksten unterdrückt. Zur Orientierung ist auch die Linie der geometriebedingten Maximalrate eingetragen.
In daneben stehender Abb. 54 ist die Abhängigkeit der Zuordnungsrate vom Spurradius dargestellt. Zur Orientierung gibt die obere Skala den entsprechenden Transversalimpuls p_T/Z in Einheiten von MeV/c an. Die Bilanz ist nach dem Schnitt auf den geometrischen Überlapp im Polarwinkel aufgestellt. Die maximale Zuordnungsrate aufgrund der Azimutalakzeptanz des Barrels beträgt 75% und wird für große Radien tatsächlich angenommen.

[37]Wegen Kabelführung sind 2 Sektoren des Barrels nicht belegt (85%). Zusätzlich waren 22 Streifen defekt (75.3%).

Spuren innerhalb des schraffierten Bereiches besitzen zu kleine Transversalimpulse, um den Barrelring zu erreichen. Im Zwischenbereich bis hinauf zu Spurradien von 350 cm gehen Spuren der CDC verloren, die das Barrel treffen sollten. Hier spielen Schwelleneffekte eine Rolle.

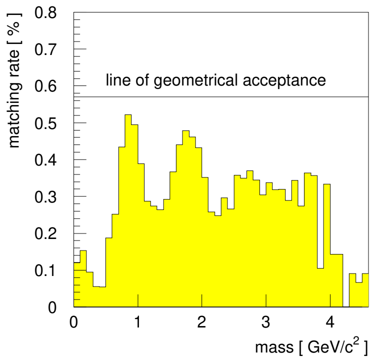


Abbildung 53: Prozentualer Anteil der zugeordneten Spuren an allen Spuren aufgetragen über der Teilchenmasse.

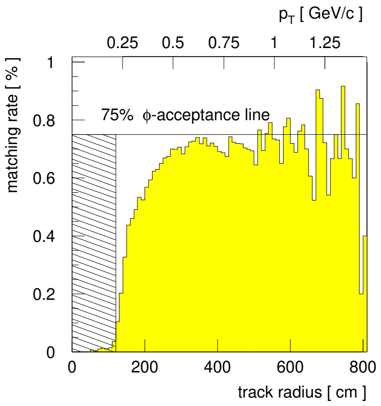


Abbildung 54: Zuordnungsrate gegen Spurradius nach Schnitt auf die Polarwinkelakzeptanz.

Eine genauere Untersuchung führt zu Ergebnissen dargestellt in den folgenden Abbildungen 55, 56. Das linke Bild gibt in geeigneter Auftragung (auf der Grundlage von im Barrel gemessenen Spuren) die Impulsschwellen des Barrels für die verschiedenen Teilchensorten an[38]. Im schraffierten Bereich mom $[GeV/c] < 0.22 + 0.124 \cdot Z \cdot$ mass $[GeV/c^2]$ führen die Schwellen zu deutlichen Akzeptanzeinbußen.

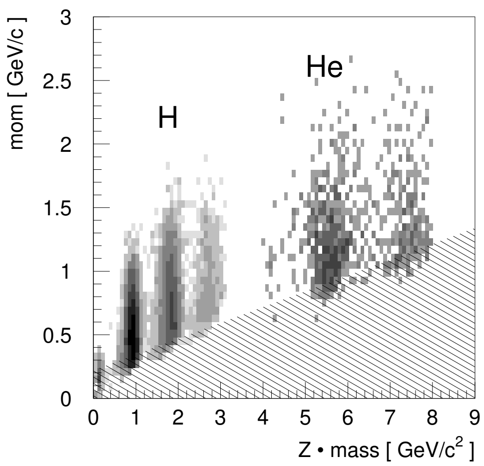


Abbildung 55: Schwellenimpulse der leichten Teilchen. Innerhalb des schraffierten Bereiches nimmt das Barrel nur noch mit verminderter Akzeptanz auf.

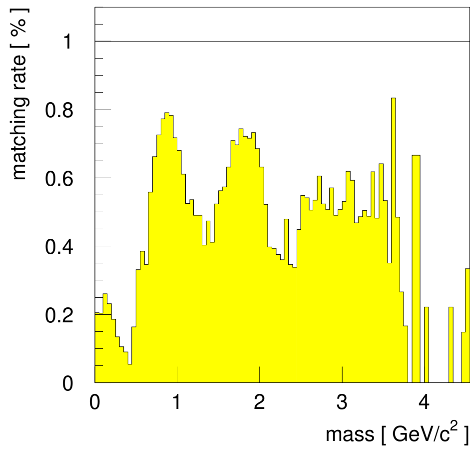


Abbildung 56: Zuordnungsrate der verschiedenen Teilchen nach Schnitt auf Spuren, die das Barrel erreichen. Die Einbußen sind somit allein auf Akzeptanzschwellen zurückzuführen.

Das rechte Bild demonstriert, welche Schwellenverluste die einzelnen Teilchensorten in

[38] Die Schwellen sind leicht vom Polarwinkel abhängig. Dieser Umstand wird hier nicht berücksichtigt.

der gegebenen Impulsbelegung erfahren. Zu diesem Zweck wurde die Zuordnungsbilanz nach Schnitten im Polarwinkel und auf den Spurradius sowie unter Korrektur auf die Azimutalakzeptanz des Barrels durchgeführt.

5.5.2 Auflösung unter Kombination von CDC und Plastikbarrel

Die Massenauflösung der CDC ohne Hinzunahme des Plastikbarrels wurde bereits am Ende des Kap. 5.1 gezeigt. Bei der Festlegung der Kernladung in Übergangsbereichen und beim scharfen Abtrennen der Pionen von den Protonen für Impulse $p > 650 MeV/c$ stößt die Driftkammer an ihre Grenzen.
In beiden Punkten stellt das Plastikbarrel durch Bereitstellung der Teilchengeschwindigkeit eine wertvolle Ergänzung dar. Folgende Fragen sind zu diskutieren:

- Zu welcher Auflösung gelangt man unter Verwendung beider Detektoren?
- Welche Fehler entstehen bei einer Analyse auf der Grundlage reiner Driftkammerdaten?

Im Rahmen der in diesem Experiment vorliegenden Zuordnungsrate von etwa 35% kann die *Auflösung unter Verwendung beider Detektorkomponenten* im Rückwärtsbereich verbessert werden. Zum einen liefert die Kombination des in der Driftkammer gemessenen Energieverlustes mit der Teilchengeschwindigkeit[39] vom Barrel gemäß Bethe-Bloch-Zusammenhang eine sauber aufgelöste Teilchenladung. Das resultierende Spektrum ist in Abb. 57 gezeigt. Zum anderen ermöglicht die Teilchengeschwindigkeit für gegebenen Impuls eine genaue Definition der Isotopenmasse. Nachfolgende Abb. 58 zeigt die Resultate

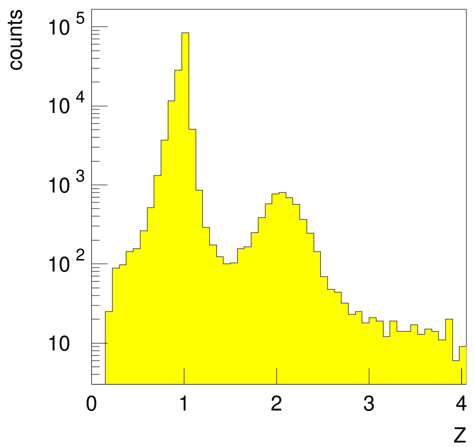


Abbildung 57: Ladungsauflösung der Rückwärtshemisphäre bei Verwendung von CDC und Plastikbarrel.

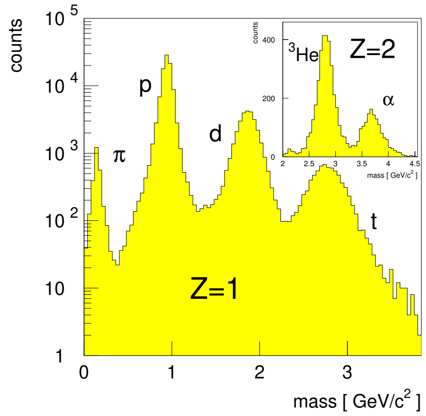


Abbildung 58: Massenauflösung nach Kombination von Zentraler Driftkammer und Plastikbarrel.

für die leichten Isotope mit Kernladung $Z < 3$. Die Pionen sind von den Protonen klar abtrennbar, und auch die Heliumisotope können gut aufgelöst werden.

[39] Die Geschwindigkeit eines Teilchens wird bestimmt durch im Barrel gemessene Flugzeit und aus der Flugstrecke, die das Teilchen auf einer Helix mit gegebenem Impuls zurückgelegt hat.

Die Hinzunahme des Plastikbarrels bringt damit eine wesentliche Erweiterung der reinen Driftkammerdaten und führt zu nahezu idealer Auflösung der leichten geladenen Teilchen. Im vorliegenden Experiment bleibt der Nutzen allerdings durch die niedrige Zuordnungsrate von unter 40% beschränkt.

Welche *Fehler bei einer Analyse auf der Grundlage reiner Driftkammerdaten* entstehen, läßt sich im Vergleich der CDC-Daten mit dem durch das Barrel vervollständigten Datensatz feststellen. Hier interessiert besonders der Übergangsbereich zwischen den Kernladungen $Z=1$ und $Z=2$ und damit die Trennung von Tritonen (t) und Helium-3 (^{3}He). Die folgende Abb. 59 stellt dar, welcher Anteil aller Spuren (im interessierenden Massenbereich um $2.8\,GeV/c^2$) einmal von der CDC allein, und einmal unter Mitverwendung des Barrels als Tritonen identifiziert wurde.

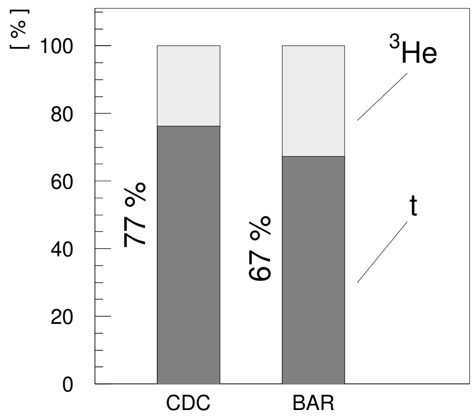


Abbildung 59: Anteil der Tritonen an allen Spuren im relevanten Massenbereich um $2.8\,GeV/c^2$: einmal festgelegt mit der CDC allein, und einmal unter Hinzunahme des Plastikbarrels.

Die Zentrale Driftkammer liefert im Vergleich zum Barrel einen zu hohen Prozentsatz an Tritonen. Die Unterschied liegt bei 15 % bezogen auf den Tritonenanteil bzw. bei 30% bezogen auf ^3He und gibt damit die Größenordnung vor, mit der die CDC allein die Kernladung im Übergangsbereich zwischen Tritonen (t) und Helium-3 (^{3}He) festlegen kann.

Teil II
Experimentelle Ergebnisse

6 Beschreibung der Detektorakzeptanz

Mit dem erstmaligen Einsatz des Helitrons (und des vollständigen Plastikbarrels) deckt der FOPI-Detektor nunmehr nahezu den gesamten Impulsraum ab. Zur Darstellung des Akzeptanzbereiches verwendet man gerne spezielle Variablen[40]:

- Als Geschwindigkeitsmaß in Longitudinalrichtung, d.i. längs des Strahls, dient die Rapidität Y. Sie wird definiert gemäß

  $$Y = \frac{1}{2}\, log\, \frac{1+\beta_z}{1-\beta_z} = \frac{1}{2}\, log\, \frac{E_{tot}+p_z}{E_{tot}-p_z}$$

  β_z longitudinale Geschwindigkeit (in Einheiten von c), p_z, E_{tot} Longitudinalimpuls eines Teilchens und zugehörige Gesamtenergie des Teilchens (mit c≡1).

  Die Rapidität ist additiv unter Lorentzboosts längs der z-Achse. Es ist üblich[41], absolute Rapiditätswerte auf die Schwerpunktsrapidität zu normieren. Dadurch lassen sich Ergebnisse von Experimenten vergleichen, die mit unterschiedlicher Strahlenergie durchgeführt wurden. Weiterhin legt man häufig den Achsennullpunkt auf Schwerpunktsrapidität. Target- bzw. Projektilrapididät sind dann zu ± 1 festgesetzt. Im folgenden wird die so definierte Größe mit $Y^{(0)}$ abgekürzt.

- Als (unter Boosts längs der Strahlachse lorentzinvariantes) Maß der Transversalrichtung dient der Transversalimpuls p_T. Um von der Teilchensorte unabhängig zu sein und zum Vergleich von Experimenten unterschiedlicher Strahlenergie wird p_T oft auf die jeweilige Teilchenmasse und den Projektilimpuls/Nukleon im Schwerpunktsystem normiert. Diese Größe wird im folgenden mit $p_T^{(0)}$ abgekürzt.[42]

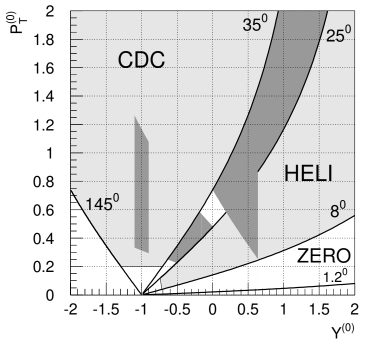


Abbildung 60: Schematische Darstellung der Detektorakzeptanz. In den hellgrauen Zonen nehmen die Detektoren ohne Verluste auf. Die dunkleren Bereiche werden durch Reflexion um die Schwerpunktsrapidität aufgefüllt.

Abb. 60 gibt schematisch an, welche Bereiche des Phasenraumes von den einzelnen Detektorkomponenten abgedeckt werden. Konstante Polarwinkel im Laborsystem sind eingetragen und begrenzen die hellgrauen Zonen voller, von Randeffekten und sonstigen Verlusten unverfälschter Akzeptanz.

[40] Gängige Variablen findet man z.B. gut in →FESHBACH, H. (1992) beschrieben.

[41] Das Folgende gilt für massensymmetrische Systeme.

[42] Die Normierungsfaktoren lauten hier: $Y_{lab}^{cm} = 0.4467$; $(\gamma\beta)_{cms}^{projectil} = (\gamma\beta)_{lab}^{cms} = 0.4617$.

Die dunkelgrauen Zonen werden unter Ausnutzung der Experimentsymmetrie durch Spiegelung um die Schwerpunktsrapidität aufgefüllt. Dazu gehören im einzelnen:

- Das Akzeptanzloch zwischen CDC und Helitron.
- Der Targetbereich auf der Seite der CDC. Dort gehen aufgrund von Targetabsorption Teilchen verloren.
- Ein in den Helitronbereich hineinragender Zipfel. Er korrigiert Helitronverluste, deren Ursache bisher noch nicht geklärt ist.
- Ohne besondere Kennzeichnung in der Akzeptanzskizze wird auch der vom Nullgraddetektor aufgenommene Impulsraum manchmal gespiegelt. Dies ist sinnvoll bei Untersuchungen, die keine Isotopenauflösung erfordern.

Zusätzlich zur Spiegelung einzelner Akzeptanzbereiche wird im Vergleich mit der Plastikwand eine Korrektur auf Spurverluste im Helitron durchgeführt.
Die beiden Driftkammern erlauben vollständige Teilchenidentifikation gemäß der in den speziellen Kapiteln beschriebenen Auflösung. Dort sind auch die Schwellen (insbesondere für das Plastikbarrel) exakt angegeben.

Im Bereich kleiner Polarwinkel nimmt der Nullgraddetektor Kernladung und Geschwindigkeit der Teilchen auf.

In der Mitte des Bildes bleibt eine Zone fehlender Akzeptanz zurück. Er kann nicht direkt mit gemessenen Daten aufgefüllt werden. Wenn nötig wird dieser Bereich mit Hilfe einer 2-dimensionalen Extrapolation aus dem Akzeptanzbereich ergänzt.

Abschließend zeigt Abb. 61 die mit dem vollständigen FOPI-Detektor aufgenommene Teilchenverteilung im Impulsraum an. Die eingetragenen Linien markieren die Grenzen der einzelnen Detektorkomponenten. Alle gültigen Spuren sind ohne weitere Teilchenauswahl unter Triggergewichtung eingetragen. Dem Bild liegt eine logarithmische Skala zugrunde.

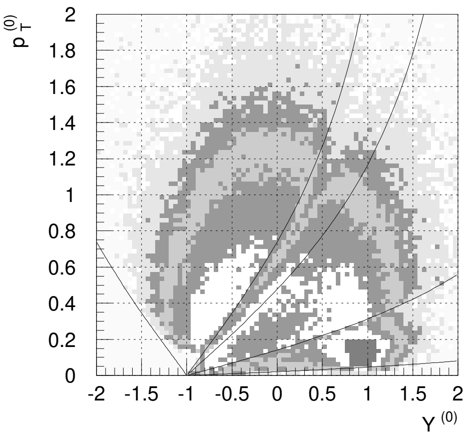


Abbildung 61: Mit dem vollständigen FOPI-Detektor gemessener Impulsraum ohne weitere Teilchenauswahl.

7 Größen zur Ereignischarakterisierung

Der Stoß zweier schwerer Ionen führt zu einer Vielzahl von Phänomenen. Zur Einteilung der Beobachtungsdaten in unterschiedliche Ereignisklassen dienen zwei Arten von Kriterien:

- zum einen geben *Erhaltungsgrößen*, wie Baryonenzahl, Kernladung etc., formale Auskunft darüber, wie gut bzw. wie vollständig die Reaktionsprodukte eines Ereignisses aufgenommen wurden;
- zum anderen legen *Topologieparameter* fest, welche typischen Ereignismuster ein Datensatz aufweist. Diese Parameter sollten Rückschlüsse auf die einem Ereignis zugrundeliegende Stoßsituation zulassen, und stehen in engem Zusammenhang mit dem Stoßparameter.

Auf die Untersuchung der Daten unter dem formalen Aspekt verschiedener Erhaltungsgrößen folgt ein kurzer Abriß etablierter Phänomene, die die enge Verküpfung zwischen Stoßparameter und Ereignistopologie demonstrieren. Auf diesem Hintergrund werden anschließend experimentell zugängliche Größen vorgestellt, die häufig zur Festlegung der Ereignisstruktur herangezogen werden.

7.1 Erhaltungsgrößen: Kernladung, Baryonenzahl, Viererimpuls

Liegen für diverse physikalische Größen auch strenge Erhaltungssätze vor, sind dadurch bezüglich der tatsächlich gemessenen Daten nur Idealgrenzen vorgegeben. Somit eignen sich Bilanzen der Erhaltungsgrößen vorrangig zur Beurteilung davon, wie vollständig Reaktionen bestimmter Ereignisklassen mit dem FOPI-Detektor aufgenommen werden.

Ein erstes Anwendungsbeispiel stellt die elektrische Ladung der in dem Gesamtdetektor (CDC + HEL + ZER) gemessenen Baryonen[43] dar. Unten stehende Abb. 62 zeigt deren Abhängigkeit von der im Gesamtdetektor aufgenommenen Spurmultiplizität. Der Darstellung liegt eine logarithmische Skala zugrunde, wobei die Konturen (relativen) Einheiten des Wirkungsquerschnittes entsprechen. Es sind zur Orientierung die Linien maximaler Ladung, maximaler Protonenzahl und die Diagonale eingetragen. Die einfache Verteilung liefert augenfällige Hinweise zu folgenden Schlußfolgerungen:

1. Die Gesamtladung steigt nahezu proportional mit der gemessenen Teilchenmultiplizität an und erreicht im Grenzfall die Linien maximaler Baryonenzahl und maximaler Ladung.

- Danach ist also die mittlere nachgewiesene Kernladung der Fragmente nahezu unabhängig von der Teilchenmultiplizität. Es werden bevorzugt leichte Wasserstoffisotope in den Akzeptanzbereich emittiert.
- Ereignisse kleiner Multiplizität sind notwendig mit Verlust von Ladung verbunden. Unter Verwendung des Nullgraddetektors könnte leicht nachgewiesen werden, daß

[43] In der baryonischen Ladung liegt freilich nur unter Wegfall von Teilchenproduktion eine Erhaltungsgröße vor.

für diese Ereignisse wenige Fragmente höherer Ladung und Masse sehr nahe der Strahlachse (außerhalb der Detektorakzeptanz) emittiert werden. Dies ist typisches Kennzeichen peripherer Kollisionen, bei denen sogenannte **spectators** von der Reaktion nahezu unbeeinflußt bleiben. Die gegebene Verteilung liefert also ein erstes Indiz dafür, daß die gemessene Teilchenmultiplizität mit dem Stoßparameter einer Reaktion verknüpft ist.

2. In gewissem Umfang gibt es Ereignisse unterhalb der Diagonalen, oberhalb der verfügbaren Gesamtladung und jenseits der im System verfügbaren Protonenzahl. Da der FOPI-Detektor nur geladene Teilchen aufnimmt, stammen diese Anteile entweder aus $\pi^{\pm}$ - Produktion, oder sie sind Resultat detektortechnisch bedingter Fehlidentifikation.

- $\pi^{\pm}$ - Produktion, die eine größere Spurzahl, eine erhöhte Ladungssumme und negative Ladungsbeiträge erklären kann, liegt nach Abb. 74 vor. Im Mittel werden bei hohen Multiplizitäten 1.5 geladene Pionen nachgewiesen.
- Die detektortechnisch bedingte Unsicherheit in der Ladungsbestimmung hat folgende Ursache: Für einen Teil der Spuren ist nur die Driftkammerinformation verfügbar. Prinzipiell legt dann die Bethe-Bloch-Parametrisierung nicht immer die Ladung eindeutig fest. Zudem kann eine schlechte Information aus dem **staggering** zu einem falschen Ladungsvorzeichen führen. Dies spielt insbesondere für kurze Spuren (und damit Pionen) im Helitron eine Rolle; vgl. Kap. 3.5.

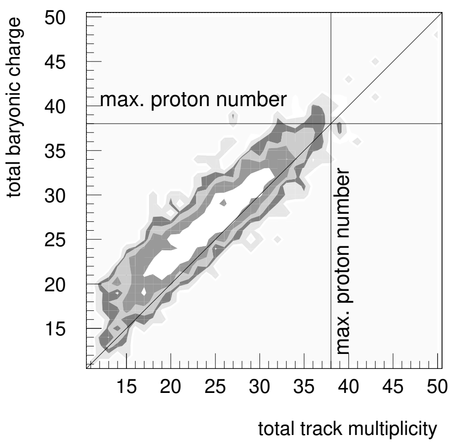


Abbildung 62: Mit dem Gesamtdetektor aufgenommene baryonische Ladung gegen die im Gesamtdetektor gemessene Teilchenmultiplizität. Erläuterungen siehe Text.

Neben der elektrischen Ladung ist auch die Anzahl der Baryonen erhalten. Zur Bestimmung der im Detektor registrierten Baryonenzahl werden die in CDC und Helitron identifizierten Teilchen auf ihren Nukleonengehalt untersucht.
Folgende Abb. 63 zeigt die in Helitron und CDC gemessene Anzahl der Baryonen aufgetragen gegen die Spurmultiplizität wiederum gemessen in Helitron und CDC [44]. Die Baryonenanzahl und damit die nachgewiesene Masse steigt proportional zur Teilchenzahl an. Dabei bleibt die mittlere Masse pro Teilchen nahezu konstant bei ungefähr 1.6 Nukleonenmassen.

[44] Der Nullgraddetektor liefert keine Isotopenauflösung. Er wird daher von der Bilanz ausgeschlossen. Im Vergleich zu CDC und Helitron nimmt er nur wenige Teilchen auf. Bei kleinen Multiplizitäten etwa 5 mit mittlerer Ladung 2, bei hoher Multiplizität etwa 2 mit mittlerer Ladung 1.

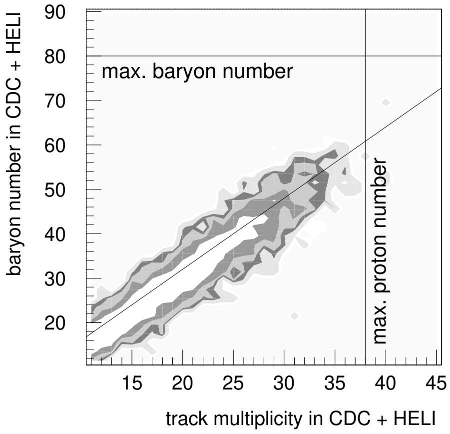


Abbildung 63: Mit CDC und Helitron nachgewiesene Baryonenzahl als Funktion der Teilchenmultiplizität ebenfalls gemessen in CDC und Helitron.

Im Gegensatz zur baryonischen Ladung erreicht die Anzahl der Baryonen allerdings nie den maximal verfügbaren Grenzwert. Der Baryonenverlust bei großen Spurmultiplizitäten trotz vollständigem Nachweis der elektrischen Ladung setzt sich ausschließlich aus einzelnen Neutronen zusammen, die als ungeladene Teilchen nicht nachgewiesen werden können[45].

Ebenso wie bei Ladungssumme und Baryonenzahl ist aufgrund von Detektoreffizienzen nicht zu erwarten, daß die Impulserhaltung streng eingehalten wird. Dennoch kann die Rekonstruktion des Gesamtimpulses im Schwerpunktsystem, der idealerweise verschwindet, interessante Information bereitstellen. Ohne graphische Dokumentation seien folgende Ergebnisse aufgeführt:

- Der überschüssige Restimpuls liegt azimutal gleichverteilt: es gibt keine Anhaltspunkte für azimutal unterschiedliche Detektorakzeptanzen.
- Der Restimpuls im Schwerpunktsystem liegt vorrangig bei Polarwinkeln nahe der Strahlachse: die Impulsbilanz kann nur unter ausschließlicher Verwendung der Driftkammern durchgeführt werden. Die Verlustrate von Teilchen mit großem Impulsbetrag ist dann nahe der Strahlachse besonders hoch.
- Der Betrag des Restimpulses liegt bei kleinen Multiplizitäten im Mittel um 2 GeV/c und steigt auf 3 GeV/c für die höchsten Multiplizitäten an.

Abschließend ein Blick auf die Energiebilanz im Schwerpunktsystem, die wie folgt lautet[46]:

$$E_{kin}/A = E_{kin}^{cms}/A + (Q - E_\pi)/A$$

E_{kin} Summe der kinetischen Energien aller Fragmente, E_{kin}^{cms} im Schwerpunktsystem ursprünglich verfügbare kinetische Energie, Q Q-Wert der Reaktion, E_π Gesamtenergie der produzierten Pionen, A gemessene Nukleonenzahl.

[45] Bei zentralen Stößen nehmen CDC und Helitron gemeinsam etwa 90% der insgesamt verfügbaren Ladung und im Mittel 50 Baryonen auf. Man könnte daraus die Zahl freier Neutronen in zentralen Ereignissen auf 80-50/0.9 = 25 schätzen.

[46] Die Bestimmung der Nukleonenzahl setzt Teilchenidentifikation voraus. Die Energiebilanz wird daher allein unter Verwendung von CDC und Helitron durchgeführt.

Aus gegebener Strahlenergie von $E_{kin}^{lab}/A = 400\,\mathrm{MeV/nucleon}$ berechnet sich E_{kin}^{cms}/A zu 95.1 MeV/nucleon. Dieser Nominalwert wird für große Multiplizitäten wie folgt reduziert: Q/A kann als Differenz der Bindungsenergien im Fall vollständiger Dissoziation der Ausgangskerne in leichte Fragmente zu etwa -7 MeV/nucleon abgeschätzt werden. Nimmt man im Mittel 2.25 Pionen (π^0 bereits eingeschlossen) jeweils einer Gesamtenergie von 215 MeV hinzu, führt dies zu einer weiteren Korrektur von $E_\pi/A \sim 6\,\mathrm{MeV/nucleon}$ [47]. Für die höchsten Multiplizitäten bleibt dann eine Energie von $E_{kin}^{cms}/A = 82.1\,\mathrm{MeV/nucleon}$ übrig.

In nachfolgender Abb. 64 ist die Verteilung der ereignisweise gemessenen mittleren kinetischen Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem als Funktion der Multiplizität leichter Fragmente angegeben[48]. Die Fehlerbalken geben jeweils die Breite der Verteilung an. Ergänzend ist eine Interpolationsgerade als Referenzlinie zwischen den Energien 95.1 MeV/nucleon und 82.1 MeV/nucleon eingetragen.

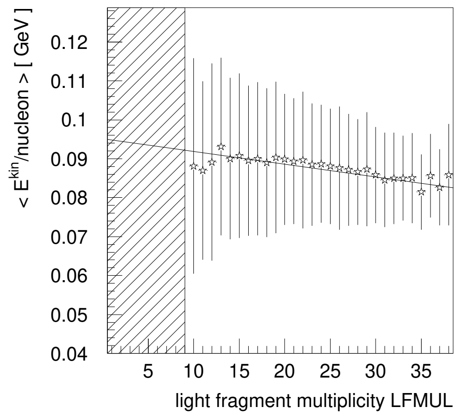


Abbildung 64: Verteilung der ereignisweise bestimmten mittleren kinetischen Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem als Funktion der Multiplizität leichter Fragmente. Die Gerade folgt ausgehend von der Nominalvorgabe bei verschindender Teilchenmultiplizität einer Abschätzung unter Berücksichtigung von Pionenausbeute und Q-Wert der Reaktion. Die Fehlerbalken geben die Verteilungsbreite an.

Das Spektrum zeigt sehr gute Übereinstimmung der Messung mit den Nominalwerten und demonstriert eine saubere Detektoreichung. Dem Resultat liegt zugrunde, daß Teilchen, die nicht an der Reaktion teilnehmen und nicht nachgewiesen werden, gerade die mittlere kinetische Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem wegtragen. Die Bilanz gilt dann auch allein für die gemessenen Teilchen.

Insgesamt weisen die Untersuchungen an Erhaltungsgrößen keine signifikanten Unregelmäßigkeiten auf. Im Rahmen der physikalischen Auswertung der Daten werden daher keine Schnitte auf ausdrückliche Einhaltung von Erhaltungssätzen durchgeführt.

7.2 Stoßparameter und Ereignistopologie: Etablierte Phänomene

Zum leichteren Verständnis der folgenden Unterkapitel sei hier ein kurzer Abriß einiger Ereignismuster gegeben, die für hochenergetische Schwerionenkollisionen typisch sind. Dabei stellt sich der Zusammenhang zwischen dem Stoßparameter und verschiedenen Ereignistopologien als grundlegend heraus.

[47] Es werden im Mittel 1.5 geladene Pionen mit einer Gesamtenergie von jeweils 215 MeV gemessen.
[48] Zur genauen Definition von LFMUL siehe Kap. 7.3.1.

Schwerionenkollisionen oberhalb von 100 AMeV Strahlenergie beschreibt man in einem vereinfachenden Bild, siehe z.B. →CUGNON, J. (1984): die de Broglie Wellenlänge der Nukelonen λ_B unterschreitet den mittleren Abstand zweier Nukleonen im Kern von etwa d = 1.8 fm. Damit lösen die Projektilnukleonen die Nukleonenstruktur des Targetkernes auf und direkte Nukleonenstöße sind maßgeblich für die Wechselwirkung der aufeinandertreffenden Kerne. Unter diesen Umständen nehmen nur die Nukleonen des inneren Überlapps an der Kollision der beiden Kerne teil; sie werden **participants** genannt. Die Nukleonen der Randzonen dagegen fliegen weitgehend unbeeinflußt weiter und heißen daher **spectators**. Abb. 65 gibt die Situation graphisch wieder.

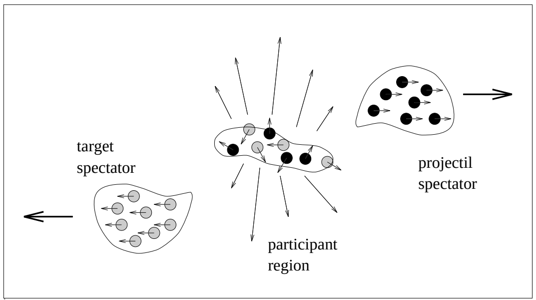


Abbildung 65: Vereinfachendes Bild einer hochenergetischen Schwerionenkollision: Einteilung der Nukleonen in **participants** und **spectators**.

Dieses einfache Bild wurde schon früh aufgrund von Massen- u. Ladungsabhängigkeit absoluter Wirkungsquerschnitte bestätigt →NAGAMIYA, S. (1980). Es beinhaltet folgende Implikationen: für periphere Stöße mit hohem Spektatorenanteil beobachtet man vorrangig schwere Fragmente bei Strahlrapidität und unter Polarwinkeln nahe der Strahlachse. Mit kleinerem Stoßparameter wächst die Reaktionszone und der Anteil der **participants** an. Nun werden auch unter großen Winkeln zur Strahlachse (leichtere) Teilchen unter hohem Transversalimpuls emittiert.
Die Multiplizität leichter Teilchen und Transversalgrößen hängen daher mit der Zentralität eines Stoßes zusammen.

Das einfache Bild **spectators** ↔ **participants** beschreibt grundlegende Eigenschaften hochenergetischer Schwerionenreaktionen ohne Berücksichtigung möglicher Reaktionsmechanismen, die zu klären es im weiteren galt. Physikalischer Hintergrund ist die Suche nach kollektiven Effekten, die Schlußfolgerungen über das Kompressionsverhalten von 'Kernmaterie' erlauben.
Für nichtzentrale Kollisionen schwerer Kerne werden zwei charakteristische kollektive Phänomene beobachtet; vgl. z.B. →KAMPERT, K. H. (1989), wo Ergebnisse vorrangig der Plastik-Ball-Gruppe beschrieben werden. Es handelt sich dabei um die sogenannten Effekte **side splash** und **squeeze out**, anschaulich in Skizze 66 dargestellt.

Der **side splash** ist dominierender Effekt bei semizentralen Stößen. Sowohl **spectators** wie auch **participants** nehmen in der durch den Stoßparameter und die Strahlachse definierten Ereignisebene Transversalimpulse auf. Man beobachtet einen azimutal asymmetrischen Teilchenfluß, der die Reaktionsebene auch experimentell zu bestimmen gestattet.
Der zweite kollektive Effekt **squeeze out**, der ebenfalls wie der **side splash** im Rahmen hydrodynamischer Modelle erklärt wird, ist dagegen senkrecht zur Reaktionsebene gerichtet. Die beiden massiven Kerne quetschen in die freie senkrechte Richtung Materie heraus, während die **spectators** die Emission in die Reaktionsebene abschatten.

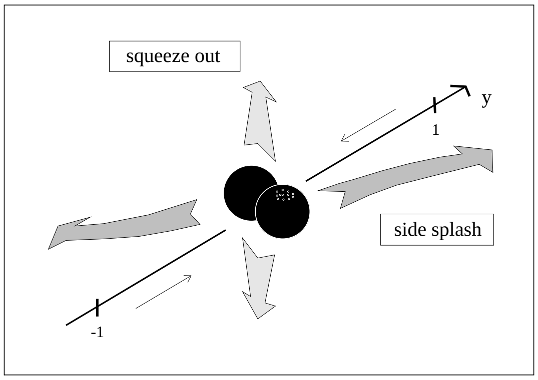


Abbildung 66: Skizze zur Verdeutlichung der Flußeffekte bei semizentralen Stößen.

Die Stärke beider Effekte nimmt mit der Zentralität eines Stoßes zu, um bei zentralen Ereignissen wieder zu verschwinden. Dann müssen **side splash** und **squeeze out** zu einem azimutal symmetrischen Bild verschmelzen.
Neuere Messungen zeigen, daß auch für sehr zentrale Ereignisse die Teilchenemission nicht der einer thermischen Quelle entspricht[49]. Größe und genaue Form des Teilchenflusses für sehr zentrale Ereignisse werden zur Zeit diskutiert →LISA, M. A. ET.AL. (1995) oder →REISDORF, W. ET.AL. (1996).

Zusammenfassend kann man sagen: das Emissionsmuster einer hochenergetischen Schwerionenkollision ist eng mit dem Stoßparameter verknüpft und weist typische kollektive Phänomene auf, die bei semizentralen Stößen eng mit der Existenz einer Reaktionsebene verknüpft sind. Die physikalische Analyse von Schwerionendaten setzt daher zur Auswahl bestimmter Ereignisklassen die experimentelle Bestimmung des Stoßparameters voraus.
Gegenstand der folgenden Abschnitte ist die Beschreibung in diesem Zusammenhang relevanter, experimentell meßbarer Größen.

7.3 Experimentell zugängliche Größen zur Festlegung der Ereignisstruktur

Nach Ausführungen des vorigen Kap. 7.2 hängt das beobachtbare Ereignismuster der nachweisbaren Reaktionsteilchen eng mit der Zentralität der Schwerionenkollision zusammen. Die Definition von Observablen, die zur ereignisweisen Rekonstruktion des Stoßparameters geeignet sind, ist demnach für physikalische Untersuchungen grundlegend wichtig.

Im Gegensatz zu Experimenten mit schweren, massereichen Kernen (^{197}Au+^{197}Au) sind die typischen kollektiven Effekte bei leichten Systemen wie dem hier vorliegendem System (^{40}Ar+^{40}Ca)[50], wenn überhaupt, nur schwach ausgeprägt[51]. Zudem sind die Emissionsstrukturen stark von Fluktuationen aufgrund der begrenzten Teilchenzahl beeinflußt. Es ist daher zu erwarten, daß Schnitte zur Auswahl bestimmter Ereignisklassen nur schwierig ohne Inkaufnahme von Selbstkorrelationen durchzuführen sind.

Die nachfolgenden Abschnitte stellen Größen zur Festlegung der Ereignisstruktur vor.

[49]Im Rahmen des historischen Feuerballmodells setzt man eine vollständig thermalisierte, isotrope Quelle voraus.

[50]Der Ca-Kern hat z.B. einen Ladungsradius von etwa 3.5 fm →BARRETT, R. C. (1977) mit hohem Randzonenanteil.

[51]Als experimenteller Anhaltspunkt dafür können Ergebnisse von squeeze-out-Studien dienen, wie sie in →GUTBROD, H. H. (1990,1) publiziert wurden.

7.3.1 Multiplizitätsvariablen

In mannigfacher Kombination mit weiteren Begleitgrößen wird normalerweise eine Multiplizitätsvariable als grundlegendes Maß für die Zentralität eines Stoßes gewählt - vgl. auch voriges Kapitel.
Die genaue Definition der Observable ändert sich von Fall zu Fall. Im hier vorliegenden Energiebereich von $E_{kin}^{lab}/A = 400\,MeV$ finden sich z.B. die beiden folgenden Observablen:

- Die *gesamte Anzahl der geladenen Teilchen* wird gerne als besonders einfaches und eindeutiges Kriterium eingeführt.

- Mit der *Gesamtladung der leichten Teilchen (Z$\leq$ 2) aus der Reaktionszone ohne Spektatorenanteile* liegt eine Größe vor, die bereits über ein reines Multiplizitätskriterium hinausgeht und definierte Zusatzschnitte voraussetzt. Diese Observable wurde durchgehend von der Plastik-Ball-Gruppe benutzt[52].

Zur weiteren Verwendung im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Kriterium gewählt, das sich an der einfachen Vergleichbarkeit der Daten orientiert und keine ungewollten Nebeneffekte erzeugen sollte: es ist die Zahl der leichten Fragmente mit Kernladung ($Z < 3$), im folgenden LFMUL abgekürzt.
Es berücksichtigt nicht die Fragmente höherer Ladung, da die Driftkammerdaten nur für die leichten Teilchen verläßlich parametrisiert sind. Ansonsten ist diese Größe etwa identisch mit der gesamten Anzahl der geladenen Teilchen. Einzig die Pionen sind ausdrücklich ausgeschlossen.

Die folgende Abb. 67 zeigt die (triggergewichtete) Multiplizitätsverteilung der leichten Fragmente LFMUL in absoluten Einheiten des Wirkungsquerschnittes. Das Spektrum, das zur Unterdrückung von Untergrundereignissen nach einem 10 cm Schnitt auf den CDC z-Vertex[53] gewonnen wurde, weist von mittleren Multiplizitäten an ein Plateau auf und fällt dann steil ab. Im Bereich kleiner Multiplizitäten ist die Verteilung notwendigerweise durch Triggerschwellen (mehr als 4 Plastikwandtreffer sind gefordert) stark verfälscht. Der gemessene absolute Wirkungsquerschnitt entspricht daher nur oberhalb mittlerer Multiplizitäten dem tatsächlichen Reaktionsquerschnitt. Dem üblichen Vorgehen nach werden formal 5 Multiplizitätsbereiche zur Grobeinteilung definiert. Der höchste Schnitt LFM5 umfaßt 5% des gemessenen Wirkungsquerschnittes oder 44.45 mbarn.
In Abb. 67 ist weiterhin das Untergrundspektrum in Form von Sternchen eingetragen. Es wurde bestimmt auf Ereignissen, deren CDC z-Vertex zwischen 10 und 25 cm von der Nominalposition entfernt lag. Man liest Untergrundbeiträge für die beiden oberen Multiplizitätsbereiche im kleinen Prozentbereich ab[54].
Nach der in Kap. 2.3 angegebenen Formel berechnet sich der insgesamt gemessene Wirkungsquerschnitt zu 0.896 barn. In einem einfachen geometrischen Modell sind das 48% des totalen Wirkungsquerschnittes[55]. Der Rest geht aufgrund von Triggerschwellen verloren.

---

[52]Zur genauen Definition siehe →Doss, H. G. R. (1985).

[53]Siehe dazu das spezielle Kap. 5.2.

[54]Eine Messung ohne Target zur Abschätzung des Untergrundes wurde in diesem kurzen Testexperiment nicht durchgeführt.

[55]Es wurde mit $R = 1.12 \cdot A^{1/3}$ gerechnet.

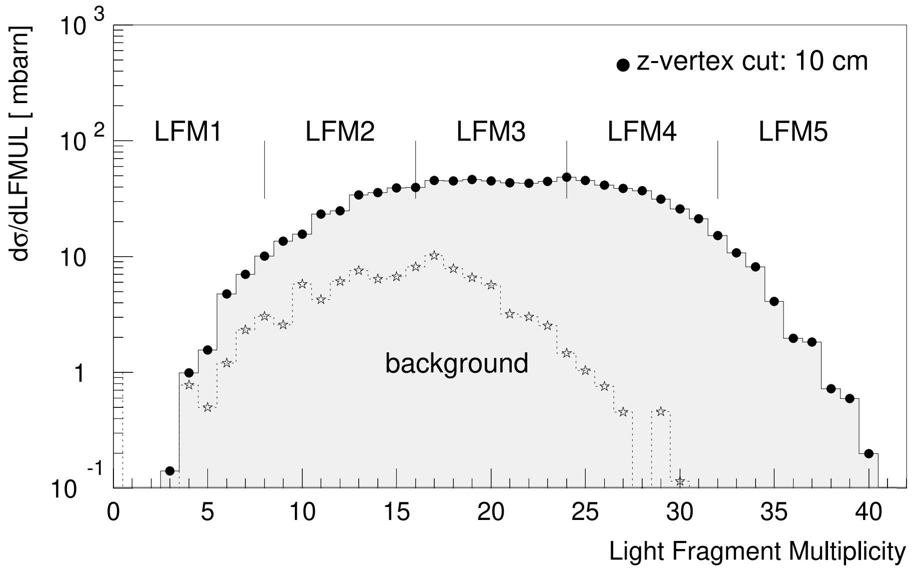


Abbildung 67: Triggergewichtete Multiplizitätsverteilung der leichten Fragmente.

7.3.2 ERAT

Multiplizitätsvariablen bieten die Möglichkeit, Ereignisse bestimmter Stoßparameterbereiche auszuwählen, ohne weitere Observablen durch Korrelation unmittelbar zu verändern[56]. Im Vergleich dazu wird in der Obervablen ERAT eine Größe definiert, die ihre Stoßparameterabhängigkeit ausdrücklich aus sich verändernder Impulsraumverteilung speist.
Ihr liegt anschaulich die experimentell gut bestätigte Annahme zugrunde, daß mit zunehmender Zentralität die zunächst ausschließlich longitudinale Impulsverteilung längs oder entgegen der Strahlachse umgewandelt wird in wachsende Transversalanteile.
Die Größe ERAT steht für das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler kinetischer Energie im Schwerpunktsystem

$$\mathrm{ERAT} = \frac{E_t}{E_l} = \frac{\sum_i p_{ti}^2/(m_i + E_i)}{\sum_i p_{li}^2/(m_i + E_i)}.$$

p_{ti}, p_{li} transversaler und longitudinaler Impuls eines Fragmentes, E_i dessen Gesamtenergie einschließlich der Fragmentmasse m_i.

Die Definition der transversalen bzw. longitudinalen kinetischen Energie eines Teilchen wurde so gewählt, daß ihre Summe gemäß

$$E_{t,i} + E_{l,i} = \frac{p_{ti}^2 + p_{li}^2}{(m_i + E_i)} = \frac{E_i^2 - m_i^2}{(m_i + E_i)} = E_i - m_i = E_i^{kin}$$

auf die gesamte kinetische Energie zurückführt.

[56]Manchmal läßt man allerdings außer acht, daß die Auswahl hoher Multiplizitäten Ereignisse mit *vielen*, aufgrund begrenzter Teilchenzahl aber auch *leichten* Fragmenten bevorzugt. Ein Multiplizitätskriterium beeinflußt somit, wenn auch nur schwach, die relativen Ausbeuten der einzelnen Isotope oder: die mittlere chemische Zusammensetzung der ausgewählten Ereignisse.

ERAT wird z.B. in →REISDORF, W. (1992) diskutiert und auf mit dem FOPI-Detektor genommene Daten angewendet. Simulationsresultate mit dem **Q**uanten**m**olekular**d**ynamischen Modell QMD →AICHELIN, J. (1991) hatten gezeigt, daß ERAT ein geeignetes Kriterium speziell zur Auswahl sehr zentraler Ereignisse darstellt.

Die dimensionslose Variable ERAT ist skaleninvariant gegen Änderung der Schwerpunktsenergie bei (gleichbleibendem Emissionsmuster) und besitzt folgenden anschaulichen Charakter: eine thermalisierte, isotrope Reaktionszone führt im Mittel auf ERAT = 2, während Tranzparenz oder Schockwelleneffekte entsprechend kleinere bzw. größere Werte ergeben.

Abb. 68 zeigt ERAT als Funktion der Multiplizität leichter Fragmente LFMUL. ERAT erreicht offensichtlich auch große Werte. Gemäß dem gemeinsamen Zentralitätscharakter wachsen die als schwarze Punkte eingetragenen Mittelwerte beider Größen miteinander an. Allerdings streut die Verteilung sehr breit. Selbst bei großen Werten einer der Variablen liefert die andere noch Beiträge aller Art.

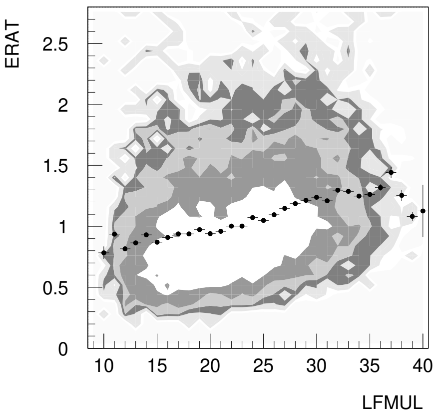


Abbildung 68: ERAT als Funktion von LFMUL. Die Verteilung ist triggergewichtet und unter logarithmischer Skala aufgetragen. Die schwarzen Punkte geben Mittelwerte an.

Im Vergleich zu LFMUL beeinflußt ERAT die Polarwinkelverteilung im Schwerpunktsystem ebenso wie die Rapiditätsspektren etwas stärker[57]. Kap. 8 gibt Ergebnisse an. Ohne entsprechende Modellsimulation steht offen, welche Klasse von Ereignissen unter Verwendung von ERAT tatsächlich ausgewählt wird.

7.3.3 Azimutalkriterien: Reaktionsebene und DIRECTIVITY

Unterschiedliche Stoßparameter sind mit Ereignissen verbunden, die durch ein unterschiedliches Maß an azimutaler Isotropie charakterisiert sind:
Nichtzentrale Ereignisse weisen eine Fokussierung in die Reaktionsebene auf, die im Eingangskanal durch die Strahlachse und den Stoßparameter definiert wird. In ihr liegen nach der Reaktion die jeweiligen Spektatorbeiträge und die durch **side-splash** abgelenkten Teile der direkten Reaktionszone; vgl. Kap. 7.2. Nichtzentrale Ereignisse zeichnen sich demnach durch eine azimutal anisotrope Emissionsstruktur aus.
Zentrale Ereignisse mit kleinem Stoßparameter dagegen sind nicht durch eine Reaktionsebene vorgeprägt und sollten auf azimutal gleichverteile Emissionsspektren führen.

[57]Zur Vermeidung von Autokorrelation wurde beim Auftrag von Teilchenspektren das jeweils untersuchte particle of interest POI von der ERAT-Berechnung ausgeschlossen.

Zum Studium der Azimutalverteilungen werden im folgenden 2 Verfahren verwendet, die auf der Untersuchung von Transversalimpulsspektren basieren:

- die Reaktionsebene wird experimentell rekonstruiert und die Winkelbreite der emittierten Fragmente bzgl. der so definierten Reaktionsebene bestimmt.
- es wird die Größe DIRECTIVITY eingeführt, die ein Maß für die Balance der Transversimpulsverteilung darstellt.

Die experimentelle Festlegung der Reaktionsebene: im Rahmen dieser Arbeit wird zur Rekonstruktion der Reaktionsebene ein Verfahren verwendet, das Seitwärtsfluß als die Ursache einer asymmetrischen Azimutalverteilung der Emissionsfragmente voraussetzt. Die Methode ist in →DANIELEWICZ, P.; ODYNIEC, G. (1985) ausführlich beschrieben. Sie definiert den Vektor der Reaktionsebene senkrecht zur Strahlachse aus dem Summenvektor der Transversalimpulse, wobei die Rückwärtshemisphäre mit einem Faktor (-1) gewichtet und somit richtig auf die Vorwärtshemisphäre gespiegelt wird[58]:

$$\vec{Q} = \sum_{\nu} \omega_{\nu}\, \vec{p}_{t,\nu} \qquad (\,\omega_{\nu} = \pm 1\,)$$

In die laufende Summe gehen nur Baryonen unter Ausschluß der Pionen ein. Um sogenannte Autokorrelation zu vermeiden, wird das Teilchen, von dem eine Observable bzgl. der Reaktionsebene aufgenommen wird, von der Konstruktion der Reaktionsebene selbst ausgeschlossen. Man sagt auch kurz, daß das 'particle of interest', POI, nicht in die Bestimmung der Reaktionsebene eingeht.
Es ist üblich, Teilchen in einem bestimmten Rapiditätsbereich um die Schwerpunktsrapidität herauszunehmen. Dahinter steckt die Erfahrung, daß die Ausrichtung mit der Reaktionsebene stärker bei großen absoluten Rapiditäten ist, während im Bereich mittlerer Rapiditäten besondere Effekte der Reaktionszone das Emissionsbild beeinflussen. Anstelle eines Schnittes auf die Rapidität wurde in dieser Arbeit ein Bereich um Polarwinkel $\theta_{cm} = 90^{\circ}$ ausgeblendet[59]. Diese Wahl hat den Vorteil, insbesondere bei mittleren Rapiditäten besser höherenergetische Fragmente aus der Reaktionszone zu unterdrücken.

Mit welcher Genauigkeit kann auf diese Weise die einem Ereignis zugrundeliegende Reaktionsebene tatsächlich rekonstruiert werden? Man teilt zur Abschätzung des Fehlers ein und dasselbe Ereignis zufällig in zwei Unterereignisse, auf denen man jeweils neue Reaktionsebenen definiert. Die Breite der Winkeldifferenz zwischen diesen Reaktionsebenen aufgenommen über viele Ereignisse legt dann den Fehler σ^{Φ}_{RE} in der Reaktionsebenenbestimmung gemäß $\sigma^{\Phi}_{RE} = 0.5 \cdot \sigma(\Phi^{2}_{RE} - \Phi^{1}_{RE})$ fest. Abb. 69 den auf diese Weise bestimmten Fehler in der Reaktionsebenenbestimmung zu $\sigma^{\Phi}_{RE} = 0.5 \cdot 65.65^{\circ} = 32.8^{\circ}$ an. Zur Beschreibung des Spektrums wurde eine Gaußfunktion mit konstantem Offset verwendet[60].

[58] Die Gewichtung berücksichtigt dabei die Impulserhaltung bzw. die Symmetrie eines Ereignisses im Schwerpunktsystem.

[59] Die Polarwinkelschwelle wurde ereignisweise so eingestellt, daß etwa 80% der insgesamt nachgewiesenen Teilchen in die Reaktionsebenenbestimmung eingehen. Die Rate von 80% stellt einen Kompromiß dar zwischen Auflösung und Beibehaltung der ursprüngliche Ereignisgröße.

[60] Die hohen Beiträge an den Rändern stammen fast ausschließlich von Ereignissen, bei denen die Vektorsumme der Transversalimpulse nahe bei 0 liegt. Durch die Aufspaltung in Teilereignisse erzwingt man dann die entgegengesetzte Orientierung der beiden Teilreaktionsebenen. In diesen Fällen schätzt man die Breite der Reaktionsebene zu schlecht ab.

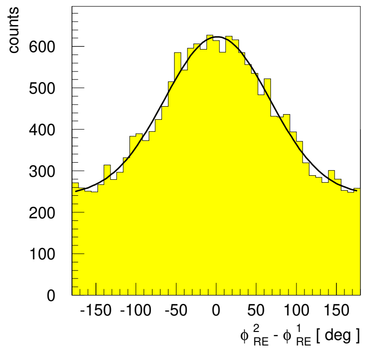


Abbildung 69: Differenz im Azimutalwinkel für die Reaktionsebenen der beiden Teilereignisse. Der Fehler in der Reaktionsebenenbestimmung ist etwa um einen Faktor 2 kleiner.

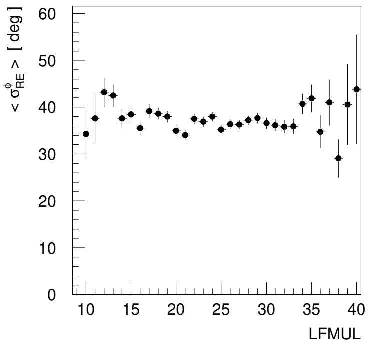


Abbildung 70: Güte der Reaktionsebenenbestimmung als Funktion der Teilchenmultiplizität. Man erwartet eine Talstruktur.

Wie Abb. 70 zeigt, ist die Genauigkeit, mit der die Reaktionsebene bestimmt werden kann, von der Multiplizität leichter Fragmente und damit der Zentralität eines Ereignisses unabhängig. Diese Beobachtung steht nicht im Einklang mit dem gewöhnlichen, durch Flußeffekte vorgegebenen Trend und kann nur schwer interpretiert wedern: zu erwartende Flußeffekte sind klein, Fluktuationen aufgrund der Ereignisunterteilung beträchtlich.

Untersuchung der Azimutalverteilungen unter Verwendung der Größe DIRECTIVITY: Die Variable DIRECTIVITY steht in engem Zusammenhang zur oben beschriebenen Definition der Reaktionsebene. Sie wird formal festgelegt durch den Betrag der vorwärts-/rückwärtsgewichteten Transversalimpulssumme normiert auf die Betragssumme aller Transversalimpulse:

$$\text{DIRECTIVITY} = \frac{|\sum \omega_\nu \vec{p}_{t,\nu}|}{\sum |\vec{p}_t|} \qquad (\omega_\nu = \pm 1)$$

Die DIRECTIVITY berücksichtigt die typische Korrelation zwischen Vorwärts- u. Rückwärtshemisphäre aufgrund von Flußeffekten. Im Falle eines azimutal symmetrischen Ereignisses nimmt die Variable den Wert 0 an und erreicht im Idealfall einer scharf definierten Reaktionsebene den Wert 1.
Wie die folgenden Abbildungen demonstrieren, ist die Variable DIRECTIVITY tatsächlich ein Maß für die azimutale (An-)isotropie eines Ereignisses. Abb. 71 gibt das Intensitätsverhältnis R der Teilchenemission in Richtung und senkrecht zur Reaktionsebene $R = I\,(in\text{–}plane)\,/\,I\,(out\text{–}of\text{–}plane)$ als Funktion der DIRECTIVITY an. Im Falle kleiner DIRECTIVITY wird der Grenzfall azimutaler Symmetrie annährend erreicht, während bei großer DIRECTIVITY die Emission in Richtung der Reaktionsebene stark bevorzugt ist. In äquivalenter Auftragung zeigt Abb. 72 die azimutale Anisotropie des mittleren Transversalimpulses gegen die Reaktionsebene als Funktion der DIRECTIVITY - mit ähnlichem Trend.

Im Gegensatz zur Reaktionsebenenbreite ändert sich die DIRECTIVITY deutlich mit

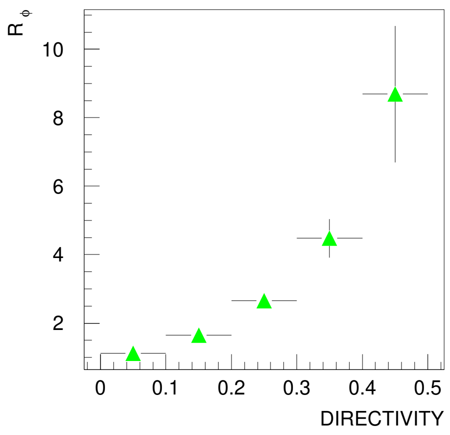


Abbildung 71: Azimutale Anisotropie bezüglich der Reaktionsebene aufgetragen über DIRECTIVITY. Erläuterungen siehe Text.

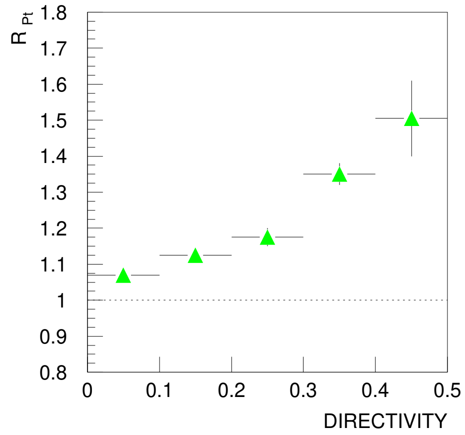


Abbildung 72: Azimutale Anisotropie des mittleren Transversalimpulses bezüglich die Reaktionsebene aufgetragen über DIRECTIVITY.

der Zentralität. Die mittlere DIRECTIVITY als Funktion des gemessenen Wirkungsquerschnittes sowohl für LFMUL als auch für ERAT ist in folgender Abb. 73 dargestellt. Beide Zentralitätsgrößen reduzieren die DIRECTIVITY mit abnehmendem Stoßparameter deutlich und empfehlen DIRECTIVITY als sinnvolle ergänzende Schnittbedingung zur Auswahl zentraler Stöße.

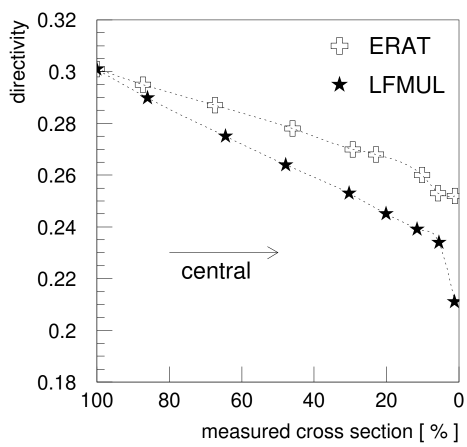


Abbildung 73: Verlauf der mittleren DIRECTIVITY als Funktion der Zentralität. Sowohl für ERAT als auch für LFMUL nimmt die DIRECTIVITY mit abnehmendem Stoßparameter ab und zeigt damit zunehmend azimutale Symmetrie an.

7.4 Wahl des Zentralitätskriteriums

Spezielle Ereignisklassen sind bestimmten Stoßparametern zugeordnet. Der Zusammenhang wurde in Kap. 7.2 erläutert.

Als Ergebnis der vorigen Abschnitte liegt bereits vor, daß die Multiplizitätsvariable LFMUL in diesem Sinne erwartete Abhängigkeiten zu anderen Ereignisgrößen aufweist:

- Bei hohen Multiplizitäten fällt der Wirkungsquerschnitt stark ab.
- Mit steigender Teilchenzahl nimmt der Anteil der Transversalenergie senkrecht zur Strahlrichtung zu.
- Die Azimutalverteilungen bezüglich der Reaktionsebene nähern sich für große Multiplizitäten idealer Isotropie an.

Zwei weitere Aspekte empfehlen die Variable LFMUL als Zentralitätskriterium:

Zunächst stehen mit →LI, G. Q. ET.AL. (1992) Resultate einer Simulation mit dem QMD-Modell zur Verfügung. Dort wird (ohne Angabe von Fluktuationen) ein ausdrücklicher Zusammenhang zwischen LFMUL und Stoßparameter für das System (Ca+Ca) bei 400 AMeV angegeben.

Ein weiteres, experimentell wie modellhaft gefestigtes Indiz für Zentralität ist die Produktionsrate von Pionen. Nach folgender Abb. 74 steigt die gemessene Pionenmultiplizität linear mit LFMUL an. Dabei gehen Pionen per Definition nicht in die Bestimmung von LFMUL ein.

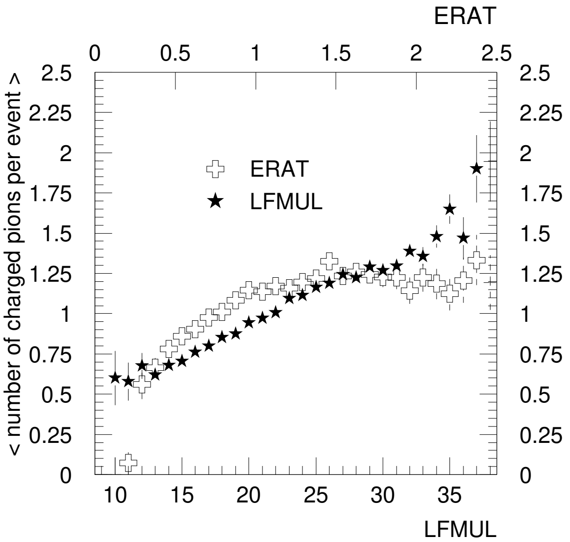


Abbildung 74: Mittlere Zahl der geladenen Pionen pro Ereignis als Funktion von LFMUL. Der lineare Anstieg empfiehlt die Größe LFMUL als Zentralitätsvariable.

Das Bild zeigt vergleichend den Verlauf der mittleren Pionenmultiplizitat auch für ERAT an. Diese Variable zeigt einen ähnlichen Trend, sättigt allerdings bei hohen Werten ab.

Will man sich im Rahmen einer Analyse speziell auf zentrale Ereignisse beschränken, kann man LFMUL mit DIRECTIVITY oder ERAT eine zusätzliche Schnittbedingung hinzufügen.

8 Emissionsverteilungen und Stoßparameter

Die Zentralität des Schwerionenstoßes legt typische Ereignisstrukturen fest. Auf der vorbereitenden Grundlage des vorhergehenden Kapitels werden nun detailliertere Studien durchgeführt:

Gegenstand der Untersuchungen sind zunächst Polarwinkelspektren im Schwerpunktsystem.

Es folgt eine ausführliche Aufarbeitung der Impulsraumverteilungen, die zu einer Verfeinerung des einfachen Bildes von **spectators** $\leftrightarrow$ **participants** führt und wichtige Aufschlüsse darüber gibt, in welchem Maße die leichten Kerne mit großer Randzone - insbesondere im Grenzfall zentraler Ereignisse - einander abbremsen können.

Die Darstellung der Impulsraumverteilungen wird zugleich abgeschlossen und erweitert durch das Studium der verschiedenen Teilchenausbeuten. Eine wichtige, robuste Größe wird in dem Zusammenhang der Clusterisierungsgrad sein, der Anteil der in Clustern gebundenen Protonen.

Eng im Zusammenhang mit der Reaktionsdynamik stehen charakteristische Abhängigkeiten der mittleren kinetischen Energien, die im dann folgenden Kapitel dargestellt werden. Ein eigener Unterabschnitt ist dem Speziallfall $\theta_{cm} = 90°$ gewidmet. Dort ist man besonders sensitiv auf die direkte, heiße Reaktionszone.

Mit einer Gegenüberstellung der auffälligen Unterschiede zwischen Emissionsverteilungen von Fragmenten aus der Reaktionszone und dem Vorwärtsbereich wird die experimentelle Analyse abgeschlossen.

8.1 Polarwinkelspektren im Schwerpunktsystem

Mit zunehmender Zentralität werden mehr und mehr Fragmente in Polarwinkelbereiche fern der Strahlachse gestreut. Inwieweit schließlich der isotrope Grenzfall erreicht wird, ist nicht vorgegeben und daher interessante Beobachtungsgröße: isotrope Polarwinkelspektren, die ein hohes Abbremsvermögen voraussetzen, werden in Stößen schwerer Kerne als ein Indiz für eine mögliche Thermalisierung der Reaktionszone genommen.

Die folgende Abb. 75 stellt die über alle Teilchen integrierten Polarwinkelverteilungen im Schwerpunktsystem für unterschiedliche Zentralitätsschnitte vor[61]. Es sind zwecks übersichtlicher Darstellung nur die Beiträge der Driftkammern unter Vernachlässigung des Nullgraddetektors berücksichtigt[62]. Es wird eine logarithmische Skala verwendet und die Spektren sind geeignet abgestuft.

Man beobachtet den erwarteten zentralitätsabhängigen Trend: anfänglich sehr stark an den Rändern überhöhte Verteilungen, die noch dominante Beiträge der **spectators** nahe der Strahlachse aufweisen, werden mit steigender Zentralität zunehmend flacher. Keines der Spektren erreicht allerdings ideale Isotropie.

Generell folgen leichte Teilchen dem Zentralitätstrend stärker. Ein Spektrum, das allein für Protonen unter scharfem Zentralitätsschnitt gilt, weist allerdings ebenfalls deutliche Randüberhöhungen auf.

[61] Die Daten sind wie in Kap. 8.2 beschrieben aufgearbeitet worden.

[62] Der Nullgraddetektor liefert starke Beiträge an den Rändern.

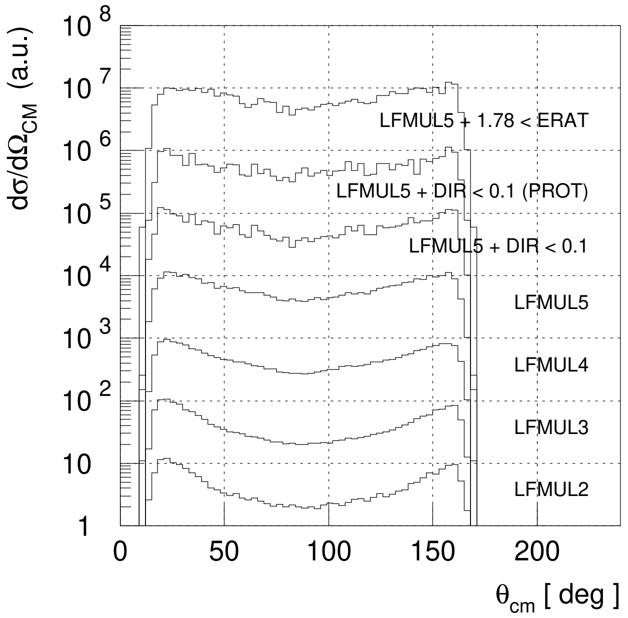


Abbildung 75: Über alle Teilchen integrierte Polarwinkelverteilungen im Schwerpunktsystem für unterschiedliche Zentralitätsschnitte. Mit abnehmendem Stoßparameter wird das Winkelspektrum flacher. Der Grenzfall idealer Isotropie wird allerdings nicht erreicht.

Die Polarwinkelverteilungen geben einen ersten Hinweis darauf, daß nicht alle Nukleonen der kollidierenden leichten Kerne während der Reaktion gestoppt werden können. Es scheint ein gewisses Maß an Transparenz vorzuliegen.

Näheren Aufschluß geben die Impulsraumverteilungen des folgenden Kapitels.

8.2 Impulsraumbelegungen

Die Untersuchung der Impulsraumbelegungen gewährt einen natürlichen Zugang zum grundsätzlichen Verlauf eines Stoßereignisses: während im Eingangskanal die Kerne, und damit alle Nukleonen, scharf auf den engen Target- bzw. Projektilbereich fokussiert sind, beobachtet man im Ausgangkanal der Reaktion eine mehr oder minder ausgeprägte Erschließung des gesamten, kinematisch zur Verfügung stehenden Impulsbereiches.

Die Neubelegung des Impulsraumes basiert dabei auf zwei Größen. Zum einen gibt der *Stoßparameter* ereignisweise die Größe der Überlappzone und damit - grob gesprochen - auch die Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen vor. Zum anderen wird maßgeblich durch den *effektiven Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt* σ_{NN}^{eff} festgelegt, wie stark die an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen tatsächlich wechselwirken.

Aussagen über das Abbremsvermögen der Kerne, das sogenannte **stopping**, unter Beschränkung auf bestimmte Zentralitätsbereiche sind daher von Bedeutung. Im Vergleich mit Modellrechnungen versucht man, zu einer Festlegung des wenig gut bekannten effektiven Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnittes zu gelangen.

Im folgenden sollen zunächst 2-dimensionale Impulsraumverteilungen in den normierten Koordinaten $p_T^{(0)}$ und $Y^{(0)}$, definiert wie in Kap. 6 beschrieben, untersucht werden.

Abb. 76 stellt dazu Daten unter den verschiedenen Zentralitätsschnitten in Form von Konturdiagrammen vor. Die linke Spalte gilt für die Wasserstoffisotope, die mittlere für die Heliumisotope, während die rechte Spalte ladungsintegrierte Verteilungen angibt. Es sind triggergewichtete Zählraten unter linearer Skala aufgetragen; die Konturen entsprechen Intensitätslinien von 80%, 60%, 40% bzw. 20% des jeweiligen Verteilungsmaximums.
In die Darstellung gehen bereits gemäß Kap. 6 teilsymmetrisierte Daten ein. Die Akzeptanzlücke in der Mitte der Verteilungen ist noch nicht aufgefüllt worden.

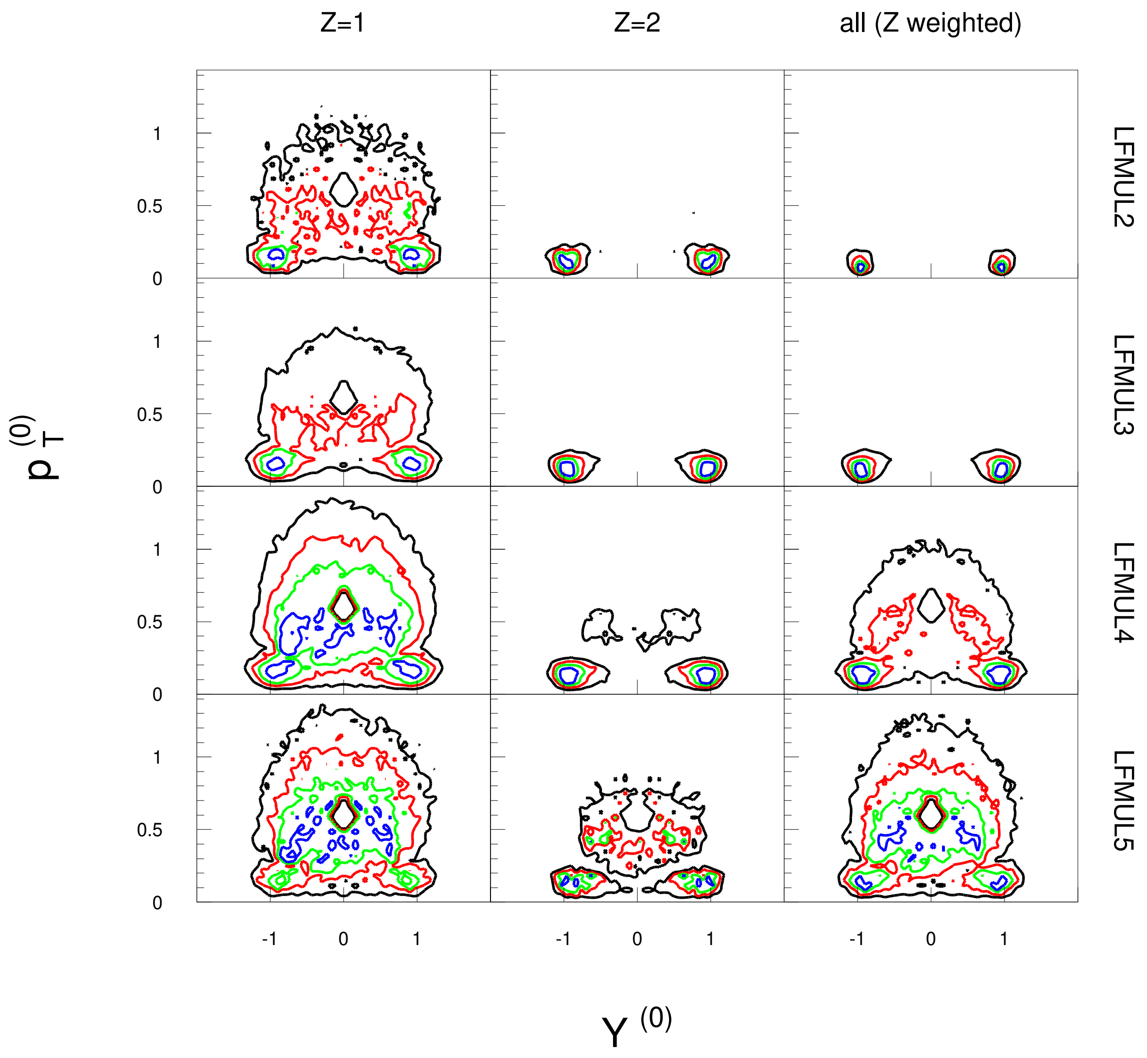


Abbildung 76: Triggergewichtete (aber nicht invariant aufgetragene) Impulsraumverteilungen unter den verschiedenen Zentralitätsschnitten. Von links nach rechts sind die Daten für die Wasserstoffisotope, die Heliumisotope und integriert über alle Ladungen angegeben. Gemäß dem in Kap. 6 beschriebenen Verfahren sind die Spektren teilsymmetrisiert.

Die Abfolge der Verteilungen der rechten Spalte zeigt eindrücklich, wie die bei peripheren Ereignissen eng lokalisierte Systemladung mit zunehmender Zentralität auf den verfügbaren Impulsraum gestreut wird. Dabei folgen die leichten Wasserstoffisotope dem Trend stärker, während die Heliumisotope sich träger verhalten. Für sie treten erst bei LFMUL4 sichtbare Beiträge fern der Spektatorbereiche auf.

Neben dieser globalen Betrachtung ist es bemerkenswert, daß die leichten (Z=1)-Teilchen schon bei peripheren Stößen einen weiten Impulsbereich erschließen. Es sind offensichtlich Beiträge hoher Transversalimpulse im Rapiditätsbereich der spectators vorhanden, die nicht den spectators selbst zugeordnet werden können.

Die jeweiligen Anteile von spectators bzw. participants und deren typische Trends im Impulsraum sind Gegenstand einer quantitativen Analyse. Es werden dazu als Arbeitshypothese alle Teilchen als spectators definiert, die innerhalb der um den Spektatorenbereich herum fortgesetzten 20%-Kontur liegen.

Die Fortsetzung der 20%-Kontur erfolgt für die höheren Multiplizitätsschnitte parallel zur 40%-Linie, die den Spektatorenbereich umschließt. Die spezielle Wahl der 20%-Kontur als Begrenzung des Spektatorbereiches hat operativen Charakter. Die Wahl einer anderen Kontur würde zu leicht verschiedenen Einzelergebnissen führen, ohne das Gesamtbild grundlegend zu verändern. Dem Verfahren nach werden also zunächst die Anteile der spectators innerhalb 20%-Kontur aus den Gesamtverteilungen herausgeschnitten. Die Restverteilungen stehen somit für reine Beiträge der participants. Breite, Position und relative Anteile der spectators lassen sich dann nach Projektion auf die Rapiditätskoordinate festlegen.

Auf diese Weise kann man - im Rahmen der Annahmen - modellunabhängig vorgehen und im einzelnen den interessanten Fragestellungen nachgehen:

- Wie groß sind die jeweils vorhandenen Anteile der spectators im Vergleich zu einer thermischen Quelle ?
- Wo sitzen die spectators im Vergleich zur Target- bzw. Projektilrapidität ? Wie stark sind sie lokalisiert ?
- Welche longitudinale Ausdehnung weist der mit der Zentralität anwachsende Anteil der participants auf ? Ist sie im Grenzfall zentraler Ereignisse vergleichbar mit der Breite einer thermalisierten, bei Schwerpunktsrapidität lokalisierten Quelle ?

Die nachfolgende Tab. 4 stellt Ergebnisse zusammen, die in Abb. 77 zusätzlich graphisch aufgearbeitet sind. Die Angaben der ersten Spalte bedürfen einer Erläuterung. Die in Klammern angegebene Bilanz gibt den in die jeweilige 20%-Kontur fallenden Ladungsanteil an: einmal wie er gemessen wurde, einmal für eine thermische Verteilung gegebener mittlerer Schwerpunktsenergie. Die links stehende Differenz ist dann ein Maß dafür, wie stark der Bereich der spectators gegen eine thermische Quelle überhöht ist.
Die Resultate sind auf das Akzeptanzloch in der Mitte des Impulsraumes nach weiter unten beschriebenem Verfahren korrigiert.

Man liest ab, daß die Beiträge von spectators mit der Zentralität stark zurückgehen. Bei hoher Zentralität sind Restanteile in der Größenordnung von 5% nach Abzug der Beiträge einer thermischen Quelle vorhanden. Die spectators verlieren mit zunehmender Zentralität leicht an Rapidität. Parallel dazu geben sie ihre scharfe Lokalisierung auf und schmieren etwas aus. Man beobachtet eine Art Reibungseffekt.

	spectators			participants
	% of all	$\sqrt{<Y^{(0)^2}>}$	*position*	$\sqrt{<Y^{(0)^2}>}$
LFMUL2	34 (35-0.8)	0.0735	0.9649	0.7598
LFMUL3	28 (31-3.2)	0.1078	0.9386	0.7033
LFMUL4	13 (19-6.0)	0.1746	0.8880	0.6433
LFMUL5	5. (13-7.9)	0.1954	0.8370	0.6121

Tabelle 4: Resultate aus der quantitativen Analyse der Impulsraumverteilungen. Die erste Spalte gibt den Überschuß in der Ladungsausbeute an, der im Vergleich zu einer thermischen Quelle in dem jeweils verwendeten Schnitt der 20%-Kontur gemessen wird (Bilanz in Klammern). Daneben sind die Rapiditätsbreite und die mittlere Position der **spectators** in Einheiten von $Y^{(0)}$ aufgeführt sowie die Rapiditätsbreiten des Bereiches der **participants**. Die Ergebnisse sind auf das Akzeptanzloch in der Mitte des Impulsraumes korrigiert.

Mit zunehmender Zentralität steigt der Anteil der **participants**, dies ist im weiten Sinne die Reaktionszone, gemäß dem Rückgang der **spectators** an. Sie werden gleichzeitig stärker abgebremst und die longitudinale Ausdehnung der Reaktionszone nimmt ab. Im Grenzfall zentraler Stöße liegt die Breite der **participants** bei $\sqrt{<Y^{(0)^2}>} = 0.6121$.
Zur Demonstration, wie stark damit die gemessenen Rapiditätsspektren gegenüber einer thermalisierten Quelle bei Schwerpunktsrapidität verbreitert sind, ist in Abb. 77 die Breite einer thermalisierten Reaktionszone durch den grau unterlegten Bereich eingetragen. Sie basiert auf Parametern, die in dem späteren Kap. 8.4 gewonnen werden: Temperatur $\sim$ 50MeV, Flußeffekte $\sim$ 20% und mittlere Masse $\sim 1.5\,GeV/c^2$.

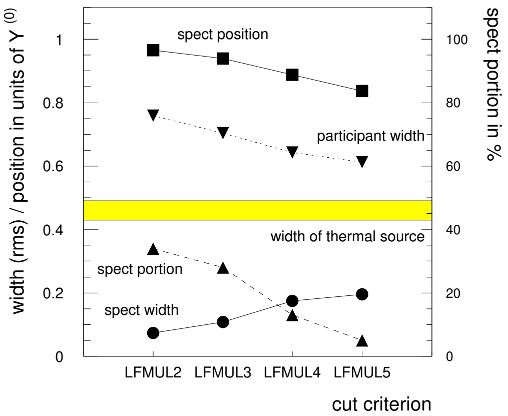


Abbildung 77: Zentralitätsabhängige Trends auf den Impulsraumverteilungen im Bild von **spectators** und **participants**. Der graue Balken steht vergleichend für die Breite einer zentralen, thermalisierten Quelle mit einer Temperatur, die der Schwerpunktsenergie entspricht. Erläuterungen siehe Text.

Neben den 2-dimensionalen Impulsraumverteilungen sollen nun die Projektionen auf die Rapiditätskoordinate vorgestellt werden.

Die Auswertung der Rapiditätsverteilungen hat allerdings ein technisches Vorspiel: die Detektordaten müssen zunächst unter Ausnutzung der Ereignissymmetrie im Schwerpunktsystem vervollständigt werden. Im Anschluß an bereits in Kap. 6 erwähnte Korrekturen gilt es insbesondere, das Akzeptanzloch in der Mitte des Impulsraums aufzufüllen. Dazu wird eine 2-dimensionale Extrapolation unter Verwendung von Splines[63] auf der gemessenen Verteilung $p_T^{(0)}$ über $Y_{cms}^{(0)}$ durchgeführt.

[63]Mathematische Grundlagen hierzu sind gut in →DE BOOR, C. (1978) dargestellt.

Die Güte, mit der das Akzeptanzloch aufgefüllt werden kann, wird stets anhand der Projektionen auf die Transversalimpuls- bzw. Rapiditätsachse überprüft. Die Projektion auf die Impulsachse wird dabei unter dem Schnitt $Y^{(0)}_{cms} < \pm 0.25$ durchgeführt, während für die Projektion auf die Rapiditätsachse ein Schnitt von $0.2 < p_T^{(0)} < 0.8$ verwendet wird.

In den Abb. 78, 79 wird beispielhaft ein Vergleich zwischen gemessenen und aufgefüllten Spektren anhand der Projektionen für den Multiplizitätsbereich LFMUL4 gezeigt. Es gelingt anscheinend, den Teilchenverlust den Erwartungen gemäß auszugleichen. Allerdings besteht bei der Ergänzung der Spektren ein gewisser Spielraum. In den nachfolgenden Kapiteln ist die Abschätzung des dadurch entstehenden Fehlers wichtig.

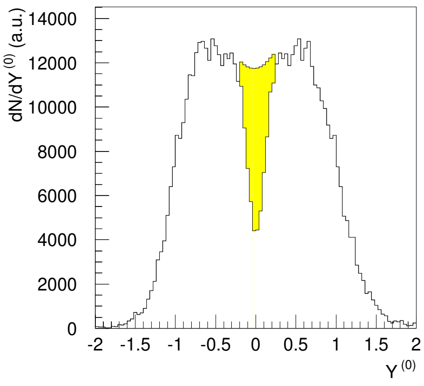


Abbildung 78: Projektion des $p_T^{(0)}$-Schnittes auf die Rapiditätsachse. Erläuterungen siehe Text.

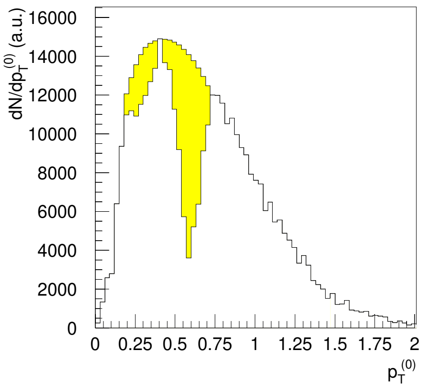


Abbildung 79: Projektion des Rapiditätsschnittes auf die $p_T^{(0)}$-Achse. Erläuterungen siehe Text.

Abb. 80 auf S. 76 stellt die Rapiditätsspektren unter Verwendung vervollständigter Daten für die jeweils angegebenen Zentralitätsschnitte vor[64]. In die Verteilungen gehen alle Teilchen (unter Ausschluß der Pionen in CDC und HEL) ohne weitere Auswahl ein, wobei jedes Teilchen mit seiner Ladung gewichtet wird[65]. Dies hat Vorteile, wenn die Daten mit einem Modell verglichen werden sollen.

Modelle beschreiben die Dynamik eines Ereignisses zunächst auf der Basis einzelner Nukleonen. In einem zweiten Schritt werden dann die Nukleonen zu höheren Isotopen zusammengesetzt. Die Verfahren, das sogenannte clustering durchzuführen, sind nicht trivial. Daher ist es günstig, die experimentellen Daten soweit wie möglich auf Nukleonenbasis anzugeben. Die Angabe ladungsgewichteter Verteilungen hat immerhin den Vorteil, die 'Protonverteilung' unabhängig vom clustering darzustellen.

Zum besseren qualitativen Vergleich sind die Rapididätsspektren der Abb. 80 auf gleiche Skala normiert. Zur Führung des Auges ist neben den Daten ein Fit an das jeweilige Spektrum als durchgezogene Linie eingetragen.

[64]Bezüglich der Nomenklatur vgl. Kap. 7.3.1.

[65]Die Verteilungen haben einen gewissen Fehler dadurch, daß für die Driftkammern bisher nur die Teilchen von Ladung Z=1 bzw. Z=2 aufgearbeitet wurden. Im Bereich kleiner Multiplizitäten könnte die Berücksichtigung höherer Ladungen zu sichtbaren Veränderungen führen.

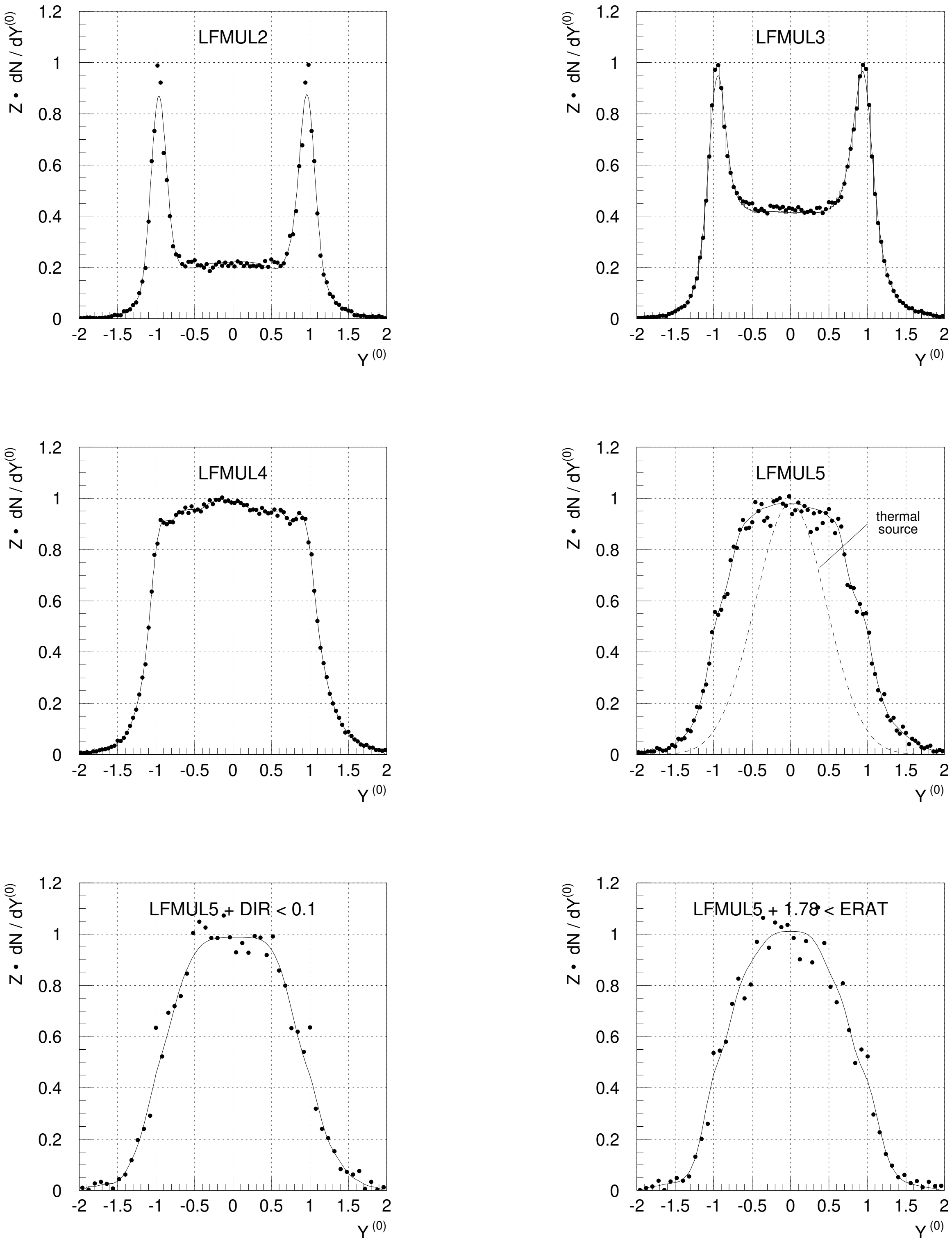


Abbildung 80: Ladungsgewichtete Rapiditätsverteilungen für verschiedene Stoßparameterbereiche. In die Spektren gehen alle Teilchen (unter Ausschluß der Pionen in CDC und HEL) ohne weitere Auswahl ein. Für LFMUL5 ist vergleichend die Form einer zentralen, thermalisierten Quelle eingezeichnet.

Die experimentellen Verteilungen zeigen noch einmal schön, wie mit zunehmender Zentralität oder abnehmenden Stoßparameter die Anzahl der Spektatornukleonen mehr und mehr zurückgeht. Dementsprechend wächst der Mittelteil der Spektren an und die Breite der Gesamtverteilung nimmt ab.

Für den höchsten Multiplizitätsbereich LFMUL5 wird das gemessene Rapiditätsspektrum mit einer thermalisierten Quelle bei Schwerpunktsrapidität verglichen. Diesem wird eine Temperatur von $\sim$ 60MeV zugrundegelegt, die etwa der Schwerpunktsenergie entspricht, und als mittlere Masse dient der gemessene Wert von $\sim 1.6\,GeV/c^2$.
Im Vergleich fällt das gemessene Rapiditätsspektrum stark verbreitert aus und signalisiert Transparenzeffekte. Nimmt man dessen ungeachtet die Kernzone als thermalisiert an, könnte diese Region einen Anteil von etwa 62% am Gesamtspektrum haben.

Der Grenzfall (sehr) zentraler Ereignisse wird im höchsten Multiplizitätsbereich unter einem ergänzenden Schnitt auf DIRECTIVITY $<$ 0.1 bzw. 1.78 $<$ ERAT untersucht[66]. Die zugehörigen Spektren sind aufgrund schlechterer Statistik mit größerer Kanalbreite dargestellt.
Beiden Verteilungen ist jeweils ein absoluter Wirkungsquerschnitt von 6.25 mbarn zugeordnet. Die Form der Spektren ist weiterhin deutlich von einer Gaußfunktion verschieden und damit nicht mit dem Bild einer einzigen, thermalisierten Reaktionszone bei Schwerpunktsrapidität vereinbar.

Der detaillierte Vergleich der experimentellen Daten mit Modellsimulationen steht noch aus. Breite Rapiditätsverteilungen selbst bei sehr zentralen Ereignissen sind aber im Rahmen von QMD-Simulationen, wie sie in →LI, G. Q. (1992) oder →BERENGUER, M. (1992) vorgestellt werden, für das System (Ca+Ca) bei 400 AMeV bzw. 800 AMeV Strahlenergie ermittelt worden. Den Simulationen nach besteht im vorliegenden Energiebereich nur eine geringe Abhängigkeit der Rapiditätsverteilungen von der Einschußenergie.

Thermische Verteilungen, von der Plastik-Ball-Gruppe in →GUTBROD, H. H. (1990,2) für (Z=1) - Teilchen publiziert, werden auf Akzeptanzschnitte zurückgeführt[67].

Zwecks Abschätzung, welcher Anteil an der Gesamtladung tatsächlich in die Spektren der Abb. 80 einging, wird das Integral über die auf die Anzahl der verwendeten Ereignisse normierten Spektren untersucht.

LFMUL2	LFMUL3	LFMUL4	LFMUL5	LFMUL5 + DIR<0.1	LFMUL5 + ERAT<1.78
23.92	27.79	32.99	39.38	40.02	39.82
63.0%	73.1%	86.8%	103.6%	105.3%	105.0%

Tabelle 5: Ladungssumme der teilsymmetrisierten Rapiditätsspektren unter Verwendung des Gesamtdetektors. Die erste Zeile gibt die absoluten Werte in Elementareinheiten an, die zweite Zeile den prozentualen Anteil der gemessenen Ladung an der insgesamt verfügbaren Systemladung.

Tab. 5 zeigt, daß bei niedrigen Multiplizitäten (nach Teilsymmetrisierung der Daten) 63.0% der Gesamtladung durch den Detektor registriert wird. Nicht gemessene Ladung

[66]Bei der Bestimmung von ERAT wurde das POI ausgeschlossen.
[67]Die genauen Schnittbedingungen sind in →DOSS, K. G. R. (1985) nachzulesen.

geht durch Spektatoren unterhalb der CDC-Schwelle bzw. bei sehr kleinen Vorwärtswinkeln verloren. Für zentrale Ereignisse wird die gesamte verfügbare Ladung im Detektor deponiert. Fehler liegen in der Größenordnung von einigen Prozent.

Wie sich die emittierte Ladung zentralitätsabhängig auf die verschiedenen Polarwinkelbereiche im Schwerpunktsystem verteilt, ist Gegenstand einer dieses Kapitel abschließenden Untersuchung.

Folgende Abb. 81 gibt unter Verwendung einer logarithmischen Skala an, welche Ladung pro Ereignis in die einzelnen Polarwinkelbereiche emittiert wird. Die zugrundeliegenden, gemessenen Verteilungen wurden dazu stets in die Bereiche fehlender Detektorakzeptanz extrapoliert. In die Auswertung geht nur die Ladung der leichten Teilchen mit $Z \leq 2$ ein[68].

Anhand der Daten stellt man zunächst fest, daß unabhängig von der Zentralität bei Polarwinkeln nahe der Strahlachse der große Teil der ingesamt gemessenen Ladung nachgewiesen wird.

Mit zunehmender Zentralität wächst die gemessene Ladung über dem gezeigten Polarwinkelbereich oberhalb von $\theta_{cm} = 30°$ an. Entsprechend vergrößert sich - wie bereits in Tab. 5 dargestellt - die im Detektor gemessene Gesamtladung.
Bei Polarwinkeln um $\theta_{cm} = 90°$ ist die Ladungszunahme am stärksten ausgeprägt.

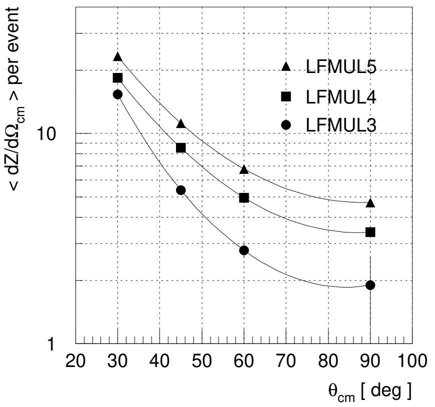


Abbildung 81: Akzeptanzkorrigierte Ladungsausbeuten durch $(Z \leq 2)$ - Teilchen pro Ereignis als Funktion vom Polarwinkel im Schwerpunktsystem. Aufgrund schlechter Statistik sind die einzelnen Datenpunkte in einem Bereich von $\pm 10°$ um den jeweiligen Winkel aufgenommen.

8.3 Teilchenausbeuten und Clusterisierungsgrad der Protonen

Neben der Untersuchung, in welche kinematischen Bereiche die Reaktionsteilchen emittiert werden, ist die relative Zusammensetzung der Gesamtausbeute aus den verschiedenen Teilchensorten interessant.
Auf dem Hintergrund, daß ein Multiplizitätskriterium als Maß für den Stoßparameter verwendet wird, erwartet man für zentrale Stöße ein hohes Maß an Dissozation der ursprünglichen Kerne und damit eine große Ausbeute an leichten Teilchen.

Im Rahmen der folgenden Auswertung werden Daten vorgestellt, die in einem Polarwinkelbereich von $|\theta_{cm} - 90°| < 60°$ aufgenommen wurden.

[68] Die Beschränkung auf die leichten Teilchen hat einen detektortechnischen Hintergrund: für die Driftkammern wurden die höheren Ladungen aufgrund geringer Statistik bisher nicht parametrisiert.

Alle in diesem Kapitel angegebenen Daten sind akzeptanzkorrigiert: mit Hilfe von Spline-Funktionen wurden die zugrundeliegenden Verteilungen in Bereiche fehlender Detektorakzeptanz extrapoliert. Die Extrapolation wurde dabei für jedes Spektrum mehrfach unter Ausnutzung des experimentell möglichen Spielraumes durchgeführt. Unterschiede in der jeweiligen Fortsetzung einer Verteilung definierten dann den experimentellen Fehler.
Die Beschränkung auf den Polarwinkelbereich $|\theta_{cm} - 90^\circ| < 60^\circ$ erklärt sich daraus, daß nur in dieser Region die massenaufgelösten Driftkammerdaten mit vertretbarem Fehler auf Akzeptanzverluste korrigiert werden können.

Am Beginn der Untersuchung stehen die integralen Teilchenausbeuten pro Ereignis. Dazu stellt die Abb. 82 die in Tab. 6 zusammengefaßten Ergebnisse graphisch dar. Es wird angegeben, wie viele Teilchen einer bestimmten Sorte pro Ereignis unter einem bestimmten Zentralitätsschnitt aufgenommen werden. Die zugrundeliegenden Verteilungen wurden dabei stets in Bereiche fehlender Detektorakzeptanz extrapoliert. Aufgrund mangelnder Statistik wird nicht zwischen Tritonen(t) und Helium-3-Isotopen unterschieden.

Die Teilchenausbeute fällt mit der Masse oder Nukleonenzahl in allen Multiplizitätsbereichen gleichermaßen nahezu exponentiell ab. Bei einer Approximation der Form $dN/dmass \sim e^{-\sigma \cdot mass}$ nimmt der Abfallparameter zentralitätsunabhängig einen Wert um $\sigma = 0.79$ an.

	protons	deuterons	mass3	alphas
LFMUL3	8.35 ± 0.24	3.50 ± 0.12	2.14 ± 0.12	0.52 ± 0.04
LFMUL4	11.78 ± 0.23	5.05 ± 0.20	3.31 ± 0.12	0.81 ± 0.05
LFMUL5	15.34 ± 0.40	7.11 ± 0.30	4.26 ± 0.31	0.98 ± 0.10

Tabelle 6: Akzeptanzkorrigierte Teilchenausbeuten pro Ereignis im Polarwinkelbereich von $| \theta_{cm} - 90^\circ | < 60^\circ$ für verschiedene Multiplizitätsschnitte. Aufgrund mangelnder Statistik wurden die Teilchen der Masse 3 zusammengefaßt.

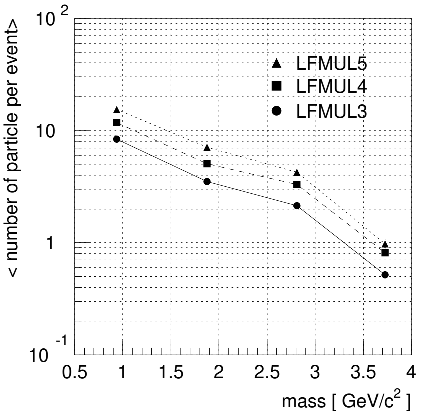


Abbildung 82: Graphische Darstellung der akzeptanzkorrigierten Teilchenausbeuten pro Ereignis im Polarwinkelbereich von $| \theta_{cm} - 90^\circ | < 60^\circ$ für verschiedene Multiplizitätsschnitte.

Die integrierten Ausbeutenverhältnisse sind nach Abb. 82 annähernd multiplizitätsunabhängig. Allein die absoluten Ausbeuten steigen mit zunehmender Zentralität an.

Dieser Anstieg der Teilchenausbeuten ist für unterschiedliche Polarwinkelbereiche unterschiedlich stark ausgeprägt. In folgender Abb. 83 sind die Ausbeuten der einzelnen Isotope für die verschiedenen Zentralitätsbereiche gegen den Polarwinkel im Schwerpunktsystem aufgetragen.

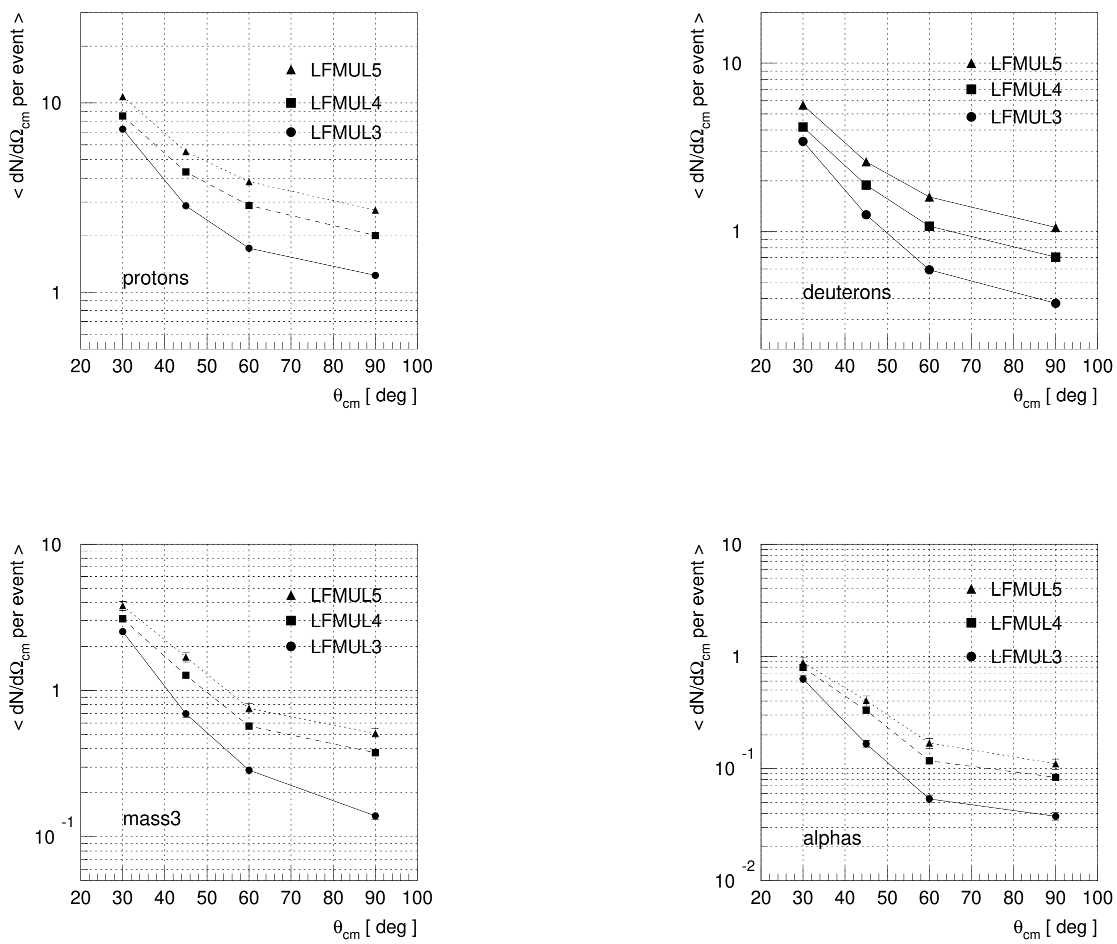


Abbildung 83: Akzeptanzkorrigierte Teilchenausbeuten als Funktion des Polarwinkels im Schwerpunktsystem für die einzelnen Multiplizitätsbereiche.

Für alle Isotope ergibt sich ein ähnliches Bild: die Ausbeuten gehen - wie auf dem Hintergrund bisher untersuchter Polarwinkelverteilungen erwartet - mit steigendem Polarwinkel zurück.

Darüberhinaus nimmt man für alle Teilchen gleichermaßen bei größeren Polarwinkeln überproportinal große Zuwachsraten wahr.

Neben den absoluten Ausbeuten sind auch die mittlere Ladung und die mittlere Masse eines Teilchens - wie in folgender Abb. 84 dargestellt - vom Polarwinkel abhängig.

Für alle Multiplizitätsbereiche gleichermaßen werden bei Polarwinkeln näher zur Strahlachse Teilchen höherer Ladung und höherer Masse aufgenommen.

Mit zunehmender Zentralität werden auch unter großen Polarwinkeln zunehmend schwerere und höher geladene Teilchen registriert, während bei kleineren Polarwinkeln ein eher gegenläufiger Trend zu verzeichnen ist.

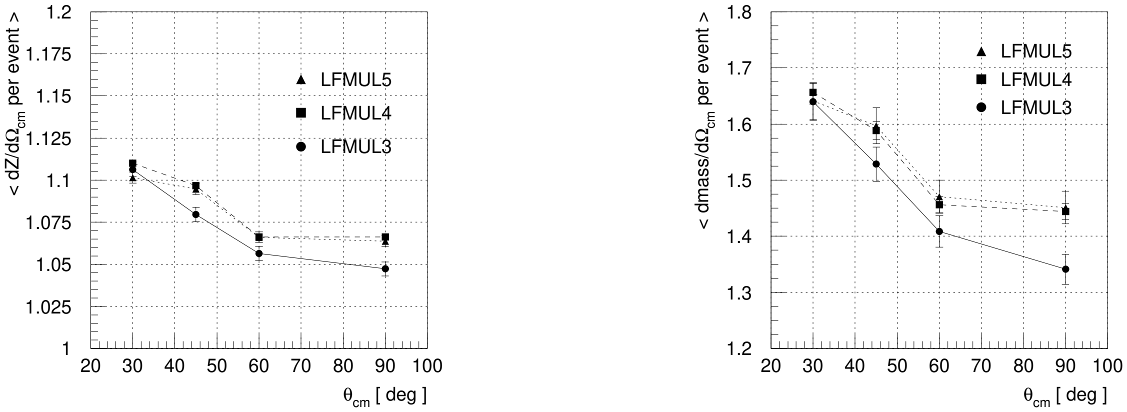


Abbildung 84: Mittlere Ladung und mittlere Masse eines Teilchens als Funktion des Polarwinkels im Schwerpunktsystem.

Als ein robustes Maß, das Änderungen in der relativen Zusammensetzung der Teilchenausbeute erfaßt, kann man den *Clusterisierungsgrad der Protonen* definieren. Konkret versteht man darunter den relativen Anteil der Protonen, die nicht als freie Teilchen gemessen werden, sondern in höheren Isotopen - 'Clustern' - gebunden sind.

Folgende Tab. 7 stellt den Clusterisierungsgrad der Protonen für verschiedene Polarwinkelbereiche zusammen. Die Daten sind, wie bei allen anderen Ergebnissen dieses Kapitels auch, aus Verteilungen bestimmt worden, die in Bereiche fehlender Detektorakzeptanz extrapoliert wurden.

	$\theta_{cm} = 30° \pm 10°$	$\theta_{cm} = 45° \pm 10°$	$\theta_{cm} = 60° \pm 10°$	$\theta_{cm} = 90° \pm 10°$	all
LFMUL3	52.7 ± 2.0	46.8 ± 1.5	38.8 ± 3.3	34.1 ± 2.1	46.9 ± 1.9
LFMUL4	53.7 ± 1.7	49.6 ± 1.5	41.9 ± 2.8	40.8 ± 2.3	48.5 ± 1.5
LFMUL5	53.6 ± 1.8	50.7 ± 2.5	43.4 ± 2.8	41.9 ± 3.8	49.0 ± 2.2

Tabelle 7: Akzeptanzkorrigierter prozentualer Clusterisierungsgrad der Protonen für die verschiedenen Zentralitätsschnitte unter den angegebenen Polarwinkeln im Schwerpunktsystem. Die Spalte 'all' mittelt über den Polarwinkelbereich $|\,\theta_{cm} - 90°\,| < 60°$.

Die Resultate weisen einige Charakteristika auf: entgegen erster Erwartung ist der über alle aufgeführten Polarwinkelbereiche gemittelte Clusterisierungsgrad der Protonen (im Rahmen der Fehler) von der Zentralität unabhängig. Er steigt sogar eher mit zunehmender Teilchenmultiplizität leicht an: eine steigende Teilchenzahl wird also aufgrund steigender gemessener Ladung erzielt und nicht durch eine stärkere Zerlegung vorhandener höher geladener Fragmente erzwungen[69].

[69]Im dem experimentell nicht zugänglichen Bereich kleiner Polarwinkel müssen die Verhältnisse natürlich anders sein.

Neben der integrierten Bilanz ist die zentralitätsbedingte Änderung des Clusterisierungsgrades der Protonen als Funktion des Polarwinkels interessant. Die der Tab. 7 entnommenen Daten sind dazu in Abb. 85 dargestellt. Während der Clusterisierungsgrad bei $\theta_{cm} = 30°$ nahezu zentralitätsunabhängig ist, nimmt der Anteil der gebundenen Protonen bei $\theta_{cm} = 90°$ deutlich mit steigender Gesamtmultiplizität zu.

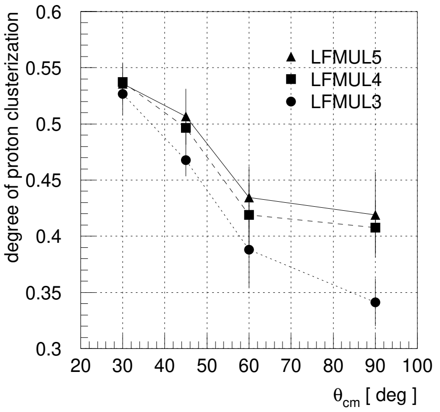


Abbildung 85: Akzeptanzkorrigierter Clusterisierungsgrad der Protonen als Funktion des Polarwinkels im Schwerpunktsystem für die verschiedenen Zentralitätsschnitte. Es ist bemerkenswert, daß der Anteil der gebundenen Protonen mit zunehmender Zentralität ansteigt. Die größten Änderungen sind bei $\theta_{cm} = 90°$ zu beobachteten.

8.4 Untersuchung der kinetischen Energien

Die kinetische Energie wird zu einer wichtigen Observablen, wenn sie vergleichend für die verschiedenen Teilchensorten untersucht wird.

Bereits die Aufarbeitung der *mittleren kinetischen Energie* als Funktion der Teilchenmasse wird in engen Zusammenhang mit der einer Reaktion zugrundeliegenden Dynamik gebracht. Sie bietet dabei den Vorteil, daß modellunabhängige Ergebnisse übersichtlich dargestellt werden können.

Die Auswertung der einzelnen *Energiespektren* liefert dagegen umfassendere Information. Sie dient in der Regel zu einem detaillierten Vergleich der experimentellen Daten mit einem bestimmten dynamischen Modell.

In einem ersten Abschnitt werden nun überblicksweise charakteristische Trends der mittleren kinetischen Energie als Funktion der Teilchensorte untersucht. Die Analyse wird unter Variation von Polarwinkelbereich und Zentralität durchgeführt.

Der darauf folgende Abschnitt untersucht den Speziallfall von $\theta_{cm} = 90°$ genauer. Man geht davon aus, in diesem Polarwinkelbereich vorrangig Teilchen nachzuweisen, die aus dem inneren Kern der direkten Reaktionszone stammen.

Die Resultate liefern die Basis, auf der im nächsten Kapitel grundsätzliche Unterschiede zwischen den Polarwinkelbereichen $\theta_{cm} = 30°$ und $\theta_{cm} = 90°$ diskutiert werden.

8.5 Mittlere kinetische Energien

Es sollen nun überblicksweise charakteristische Trends der mittleren kinetischen Energie als Funktion der Teilchenmasse untersucht werden. Die Analyse deckt die verschiedenen Zentralitätsschnitte ab und wird für einzelne Polarwinkelbereiche getrennt durchgeführt.

Wie auch bereits im vorherigen Abschnitt wurden die Daten auf Akzeptanzverluste korrigiert, indem die jeweiligen Energiespektren mit Hilfe von Spline-Funktionen in Bereiche fehlender Detektorakzeptanz extrapoliert wurden. Jedes Spektrum wird dabei mehrfach im Rahmen der experimentellen Vorgaben ergänzt. Die Streuung der entsprechenden Energiemittelwerte E_i (i=1 ...N) gegen den ihnen gemeinsamen Mittelwert $< E >$ definiert den Fehler des Energiemittelwertes $< E >$ als zweifache Standardabweichung gemäß $\Delta(< E >) = 2 \cdot \sqrt{\sum (E_i - < E >)^2} / \sqrt{N-1}$.

Die unten stehende Abb. 86 gibt Ergebnisse mit entsprechenden Fehlern an. Die Daten sind getrennt für die unterschiedlichen Multiplizitätsbereiche gezeigt. Aufgrund mangelnder Statistik sind die Isotope der Masse 3 zusammengefaßt worden. Als Referenzlinie ist in die Diagramme zusätzlich jeweils die Linie eingetragen, die der im Schwerpunktsystem verfügbaren Energie pro Nukleon (bzw. pro Masseneinheit) entspricht. Folgende Punkte sind festzuhalten:

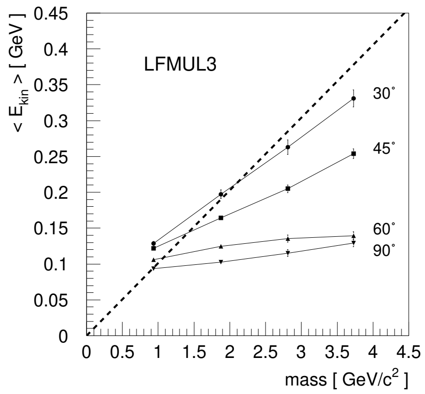
- Aufs erste ergibt sich unabhängig von der Zentralität ein einheitliches Bild: die mittlere kinetische Energie steigt mit der Teilchenmasse an; und zwar umso stärker, je kleiner der Polarwinkel ist. Für $\theta_{cm} = 30°$ und damit für den untersuchten Polarwinkel, der der Strahlachse am nächsten ist, nimmt die mittlere kinetische Energie annähernd proportional mit der Teilchenmasse zu. Der Steigungsparameter erreicht etwa den Wert der im Schwerpunktsystem verfügbaren Energie pro Masseneinheit.

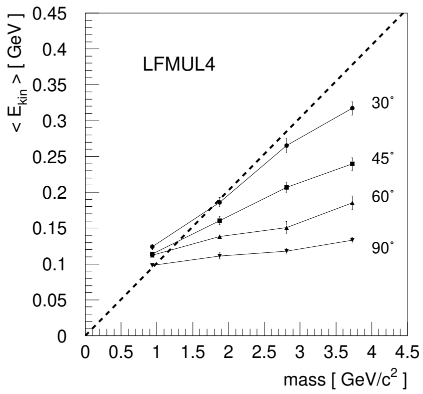
- Die mittlere kinetische Energie der Protonen liegt stets oberhalb der Energie, die im Mittel pro Nukleon im Schwerpunktsystem verfügbar ist. Die Differenz ist größer für kleine Polarwinkel.

Die stark ausgeprägte Polarwinkelabhängigkeit der mittleren kinetischen Energie als Funktion der Masse demonstriert auf dem Hintergrund bereits vorgestellter Resultate noch einmal deutliche Unterschiede in den Eigenschaften der Teilchen, die vorrangig aus dem Kern der direkten Reaktionszone kommen sollten, und denen, die im Vorwärtsbereich nachgewiesen werden.

Während die unter $\theta_{cm} = 90°$ aufgenommenen Teilchen - cum grano salis - dieselbe mittlere kinetische Energie besitzen, weisen die Teilchen des Vorwärtsbereiches im Mittel nahezu dieselbe Energie pro Nukleon auf. Sie fliegen also mit derselben Geschwindigkeit, und zwar der, die auch Projektil und Target im Schwerpunktsystem besitzen.
Kann man diese Beobachtung womöglich in Zusammenhang mit der bereits festgestellten partiellen Transparenz der (Ar+Ca)-Reaktion bringen? Kapitel 8.7 wird darauf näher eingehen.

Ein Rätsel stellt die gegen die im Schwerpunktsystem verfügbare Energie durchweg überhöhte Energie der Protonen dar. Der Effekt, der für kleine Polarwinkel am größten ist, hat bisher keine Erklärung gefunden.





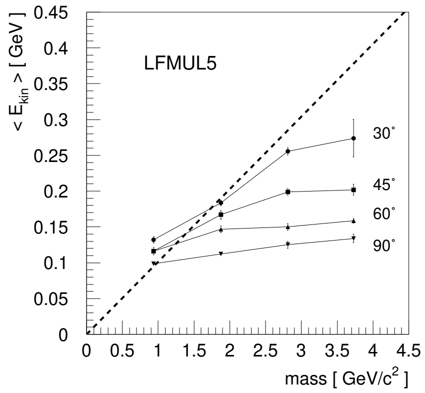


Abbildung 86: Mittlere kinetische Energie als Funktion der Teilchenmasse. Die Daten sind für den jeweiligen Zentralitätsschnitt unter verschiedenen Polarwinkelbereichen aufgenommen.

8.6 Speziallfall: $\theta_{cm} = 90°$

Neben den globalen, polarwinkelabhängigen Trends kommt den Emissionsverteilungen bei $\theta_{cm} = 90°$ eine eigenständige Bedeutung zu: man kann annehmen, daß die in diesem Bereich gemessenen Emissionsanteile vorrangig aus dem Kern der direkten Reaktionszone stammen.

Teilchen, die der Reaktionsdynamik nach anderen kinematischen Bereichen zuzuordnen wären, sollten bei $\theta_{cm} = 90°$ nur mit kleineren Transversalimpulsen (bzw. in dem Fall kinetischen Energien) beitragen. Zudem gibt es aufgrund aller bisherigen Beobachtungen, die im Einklang mit partieller Transparenz stehen, keine Anzeichen für eine stärkere Rückwärtsemission aus in Vorwärtsrichtung liegenden kinematischen Bereichen.

Vollzieht man diese Überlegungen mit, könnten charakteristische Energieabhängigkeiten einen dynamischen Ursprung besitzen und einen Zugang zu den Eigenschaften des 'Feuerballs', der heißen, verdichteten Reaktionszone bei Schwerpunktsrapidität, eröffnen.

Die direkte Reaktionszone zeichnet sich gegen andere dynamische Bereiche generell dadurch aus, daß in ihr die einzelnen Nukleonen im Verlauf der Reaktion eine größere Anzahl von Stößen erleiden. Im Grenzfall, wenn die Anzahl der Nukleonen und ihrer Stöße über einen ausreichend langen Zeitraum in der Reaktionszone groß genug sind, erwartet zumindest eine lokale Thermalisierung der Reaktionszone.

Modellsimulationen für das in dieser Arbeit untersuchte System liegen vor: in →CUGNON (1984) findet man z.B. für das System (Ca+Ca 800 MeV) und zentrale Ereignisse einen Wert von 3.24 Kollisionen pro Nukleon. Dem Ergebnis liegt ein Modell zugrunde, das Schwerionenkollisionen grob gesprochen als Abfolge binärer Nukleonstöße, einer sogenannten **I**ntra**N**uclear **C**ascade, beschreibt.
Eine Abschätzung im **Q**uanten**M**olekular**D**ynamischen Modell →LI (1992) liefert etwa 1.9 Kollisionen pro Nukleon für (Ca+Ca 400 MeV) und zentrale Ereignisse.
Die mittlere Anzahl von 2 Stößen pro Nukleon wird im allgemeinen als ausreichend für eine lokale Thermalisierung angesehen.

Eine solche Thermalisierung - wenn sie ungestört in den Endzustand der Reaktion überginge - wäre mit charakteristischen Emissionsdaten verbunden:

- Alle Fragmente besitzen dieselbe mittlere kinetische Energie unabhängig von ihrer Masse.
- Die Energiespektren aller Fragmente sind thermisch, d.h. sie folgen einer Boltzmannverteilung.
- Oftmals fordert man neben einheitlicher Temperatur zusätzlich chemisches Gleichgewicht zwischen den einzelnen Teilchensorten. Dieser Zusatz stellt eine Randbedingung an die relative Ausbeute verschiedener Fragmente.

Der Thermalisierungsgrad der Reaktionszone in diesem Sinne kann also durch Untersuchung der mittleren kinetischen Energien und der entsprechenden Spektren als Funktion der Teilchensorte angegangen werden.

Als ersten Test auf eine mögliche Thermalisierung der Reaktionszone sollen nun die mittleren kinetischen Energien der leichten Isotope als Funktion ihrer Masse genauer untersucht werden. Zur Auswahl von Teilchen, die tatsächlich aus der Reaktionszone kommen, dient ein Schnitt auf den Polarwinkel im Schwerpunktsystem von $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$.

Die Akzeptanzlücke in den Energiespektren[70] wird vor Bestimmung der Mittelwerte mehrmals in mit den Spektren vertretbarer Weise aufgefüllt. Mögliche Fehler sowohl im Mittelwert als auch in der Teilchenausbeute können so abgeschätzt werden.

Die Resultate der Analyse für unterschiedliche Zentralitätsbereiche sind in Tab. 8 zusammengestellt. Die beiden extremen Schnitte unter Verwendung von DIRECTIVITY bzw. ERAT liefern leider aufgrund mangelnder Statistik keine auswertbaren Daten für die höheren Isotope.
Auf der Grundlage der Daten aus Tab. 8 werden die mittleren kinetischen Energien unter den verschiedenen Zentralitätsschnitten als Funktion der Teilchenmasse aufgetragen. Folgende Abb. 87 stellt die gemessenen Daten (als dunkle Dreiecke) graphisch dar. Aus den einfachen Spektren ergibt sich für alle Zentralitätsbereiche ein einheitliches Bild:

1. die mittlere kinetische Energie steigt leicht mit der Teilchenmasse an; der Anstieg ist flach im Vergleich zur mittleren Energie der Protonen.
2. Die mittlere Energie der Protonen liegt oberhalb der verfügbaren Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem.

[70] Vgl. Abb. 60 in Kap. 6.

$E_{kin}^{90°}/nucl$ $[MeV]$	proton	deuteron	triton	helium-3	alpha
LFM3	93.6±0.9	102.7±2.1	101.2±4.2+4	129.4±2.1-4	129.1±3.4
LFM4	97.9±1.2	111.3±4.1	109.3±4.2+4	135.6±2.1-4	132.5±4.3
LFM5	98.8±2.6	112.3±2.5	116.0±3.2+4	142.1±5.0-4	134.0±6.1
LFM5 + DIR < 0.1	95.5±2.2	123.1±7.0	—	—	—
LFM5 + 1.78 < ERAT	103.6±2.1	116.8±9.4	—	—	—

Tabelle 8: Gemessene Mittelwerte der kinetischen Energie für die einzelnen Isotope unter verschiedenen Zentralitätsschnitten. Die Daten sind für den Polarwinkelbereich $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$ genommen und repräsentieren daher Teilchen direkt aus der Reaktionszone bei Schwerpunktsrapidität.

3. die mittlere kinetische Energie der beiden massengleichen Isotope Tritonen (t) und Helium-3 (^{3}He) sind deutlich voneinander verschieden.

ad 1.) Aufs erste besitzen die leichten Isotope ($Z \leq 2$) also dieselbe mittlere Energie im Einklang mit einer thermalisierten Emissionszone. Die höheren Isotope erhalten über diese mittlere Energie hinaus entsprechend ihrer Masse eine gewisse Zusatzenergie. Zur Untersuchung allein der Massenabhägigkeit ist der offene Punkt als Mittelung über Tritonen (t) und Helium-3 (^{3}He) ebenfalls in die Diagramme eingetragen.

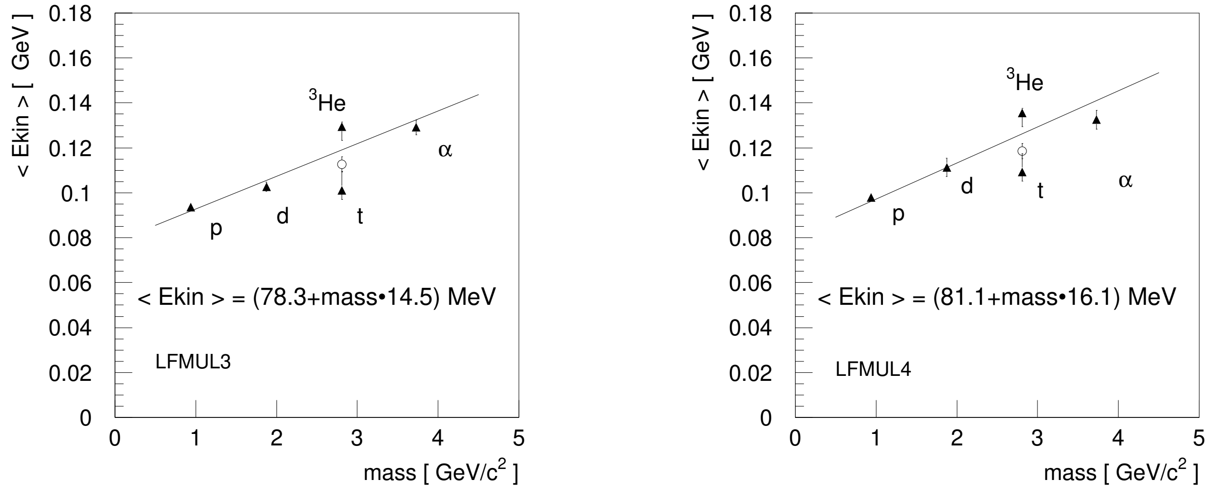
Die Daten lassen sich gut durch eine Gerade approximieren. Bei der Approximation ist effektiv nur ein Parameter frei, da als Nebenbedingung gefordert wird, daß der gemessene, gemeinsame Energiemittelwert aller Isotope im Rahmen seiner Fehler reproduziert wird. Der Fehler des gemeinsamen Energiemittelwertes aller Isotope wird unter Berücksichtigung der Fehler sowohl in den Teilchenausbeuten als auch in den Energiemittelwerten der einzelnen Isotope abgeschätzt.

Die mittlere kinetische Energie eines Isotops mit Masse m läßt sich im Rahmen der linearen Approximation schreiben als

$$< E_{kin}(m) > = \tilde{E}_{therm} + m \cdot \tilde{E}_{kollekt} \ . \tag{3}$$

Der Term $\tilde{E}_{therm}$ steht dabei für den thermischen Energieanteil eines jeden Teilchens. Er wird ergänzt durch $\tilde{E}_{kollekt}$, einen konstanten Energiebeitrag pro Masseneinheit.

Die Bezeichnung des massenabhängigen Energieanteils als 'kollektive' Energie dient zunächst zur Abgrenzung von der chaotischen thermischen Bewegung. Freilich liegt der Namengebung darüberhinaus auch eine bestimmte Interpretation zugrunde: die Wirkursache des linearen Zusammenhangs zwischen mittlerer kinetischer Energie und der Teilchenmasse könnte im einfachsten Fall eine allen Teilchensorten gemeinsame (mittlere) Geschwindigkeit sein, die der thermischen Bewegung überlagert wäre.
In der Tat stützen Modellsimulationen diese Interpretation. Der 'kollektive' Energiebei-



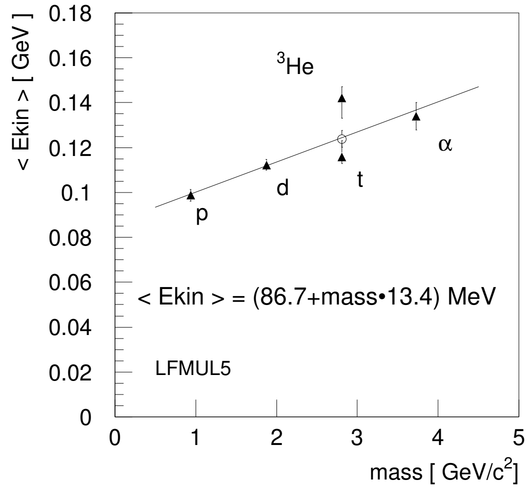


Abbildung 87: Mittlere kinetische Energien der verschiedenen leichten Isotope als Funktion ihrer Masse. Zur Auswahl von Teilchen aus der Reaktionszone wurden die Daten unter einem Schnitt im Polarwinkel von $\theta = 90° \pm 10°$ genommen. Die Approximation der Daten durch eine Gerade wurde unter Erhaltung der mittleren gemessenen Energie durchgeführt. Nähere Erläuterungen siehe Text.

trag stammt Transportmodellen zufolge[71] aus einer geordneten Bewegung, an der eine größere Zahl der Fragmente teilnimmt, und mit der Orts-Impuls-Korrelationen verbunden sind, die in der Expansionsphase der heißen, verdichteten Reaktionszone entstehen. Im hydrodynamischen Bild spricht man von einem Flußeffekt.
Das beobachtete Verhalten der mittleren kinetischen Energie als Funktion der Teilchenmasse könnte auf dieser Basis in einen engen Zusammenhang mit den in Kap. 7.2 beschriebenen Flußphänomenen gestellt werden.

Die in Abb. 87 gezeigten Daten legen die Größenordnung so verstandener Flußeffekte für unterschiedliche Stoßparameter fest. Da die Reaktionsebene unberücksichtigt bleibt, erhält man für nichtzentrale Ereignisse ein gemitteltes Resultat, das die einzelnen Flußbeiträge wie **squeeze out** etc. nicht genauer aufschlüsselt.

Die folgende Tab. 9 stellt Ergebnisse einer Flußanalyse unter Verwendung einer linearen Approximation der Energiemittelwerte als Funktion der Teilchenmasse zusammen.

Unter Berücksichtigung der Teilchenausbeuten wird die bei $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$ gemessene kinetische Energie pro Nukleon $E_{kin}^{90°}/nucl$ mit der ebenfalls gemessenen, maximal verfügba-

[71]Siehe z.B. →DANIELEWICZ, P. (1995).

Cut	$E_{kin}^{90°}/nucl$		$E_{therm}/nucl$	$E_{kollekt}/nucl$		$< Z >^{90°\pm10°}$
	$[MeV]$	% $E_{kin}^{cm}/nucl$	$[MeV]$	$[MeV]$	% $E_{kin}^{90°}/nucl$	/event
LFM3	68.3±2.3	76.3±2.6	54.7±1.3	13.6±1.3	19.9±1.8	1.9±0.7
LFM4	67.6±2.9	77.5±3.3	55.0±1.7	13.5±1.7	22.3±2.6	3.4±0.15
LFM5	68.6±3.1	80.4±3.6	56.0±3.1	12.6±3.1	18.3±4.6	4.7±0.25

Tabelle 9: Zusammenstellung der Ergebnisse, die aus linearer Approximation der mittleren kinetischen Energie als Funktion der Masse gewonnen werden. Erläuterunge siehe Text.

ren kinetischen Energie im Schwerpunktsystem pro Nukleon $E_{kin}^{cm}/nucl$ verglichen. Zusätzlich sind die jeweiligen Anteile an thermischer bzw. kollektiver Energie, $E_{therm}/nucl$ und $E_{kollekt}/nucl$, angegeben. Die einzelnen Größen berechnen sich unter Verwendung von Gleichung (3) genauer gemäß der folgenden Beziehung, in der die Summe über die verschiedenen Teilchensorten i mit Masse m_i, Nukleonenzahl A_i und Häufigkeit pro Ereignis (im Bereich $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$) n_i läuft:

$$\begin{aligned} E_{kin}^{90°}/nucl &= \frac{\sum_i n_i < E_{kin}(m_i) >}{\sum_i n_i A_i} \\ &= \frac{\sum_i n_i}{\sum_i n_i A_i}\tilde{E}_{therm} + \frac{\sum_i n_i m_i}{\sum_i n_i A_i}\tilde{E}_{kollekt} \\ &= E_{therm}/nucl + E_{kollekt}/nucl \; . \end{aligned} \qquad (4)$$

In die letzte Spalte ist noch einmal die mittlere, unter Polarwinkeln $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$ gemessene elektrische Ladung eingetragen.

Aus der Tab. 9 läßt sich ablesen: Flußeffekte liegen ohne charakteristische Zentralitätsabhängigkeit in der Größenordnung von 19% bezogen auf die über alle Teilchen gemittelte kinetische Energie bei Polarwinkeln um $\theta_{cm} \sim 90°$.
Im Rahmen der Genauigkeit ist auch diese gemittelte kinetische Energie absolut gesehen unabhängig von der Zentralität. Im Grenzfall zentraler Ereignisse erreicht sie etwa 80% der im Mittel für das Gesamtereignis zur Verfügung stehenden gemessenen kinetischen Energie.
Mit zunehmender Zentralität nimmt die unter $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$ gemessene elektrische Ladung deutlich zu. Multipliziert man die in der letzten Spalte der Tab. 9 angegebenen Werte mit 1/cos (100°)=5.759, so erhält man eine Abschätzung dafür, welchen Anteil eine als isotrop angenommene zentrale Quelle am Gesamtsystem hätte. Für zentrale Stöße wird ein Wert von etwa 71% erreicht. Er ist vergleichbar mit der Abschätzung von 62% aus den Rapiditätsspektren in Kap. 8.2.

ad 2.) Ein sehr bemerkenswerter experimenteller Befund liegt darin, daß zumindest ab dem mittleren Multiplizitätsbereich LFMUL3 die mittlere kinetische Energie der Protonen größer ist als die im Schwerpunktsystem verfügbare mittlere Energie pro Nukleon.
Folgende Abb. 88 stellt die Daten dazu bei $\theta_{cm} \sim 90°$ noch einmal graphisch dar.

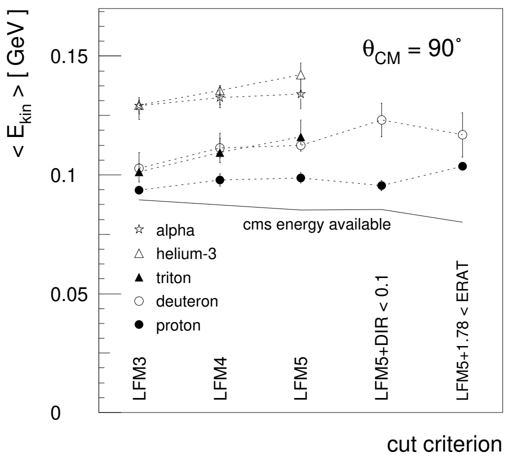


Abbildung 88: Mittlere kinetische Energie der einzelnen Isotope als Funktion der Zentralität. Im hier diskutierten Zusammenhang ist bemerkenswert, daß die Energie der Protonen stets oberhalb der im Schwerpunkt verfügbaren Energie pro Nukleon liegt.

Ähnliche Resultate bezüglich der mittleren Energie der Protonen wurden für (Ca+Ca) bei 400 AMeV Strahlenergie auch in →DOSS, K. G. R. (1988) vorgestellt. Der Energieüberschuß ist im Vergleich mit im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten sogar (inkompatibel) höher. Unterschiedliche Zentralitätsschnitte →DOSS, K. G. R. (1985) oder eine unterschiedliche Korrektur auf Detektorschwellen →BADEN, A (1982) könnten die Ursache dafür sein.

Auch in (Au+Au) - Stößen bei Energien zwischen 100 250 AMeV →POGGI, G. (1995) liegt die mittlere Energie der Protonen unerklärtermaßen deutlich oberhalb der verfügbaren Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem.

Ein Erklärungsansatz für die überhöhte Energie der Protonen wird seit kurzem in Zitat →BONDORF, J. P. (1995) geliefert. Dort treten schnelle, nicht gebundene Nukleonen im Zusammenhang mit der Clusterbildung auf. Das vergleichende Kapitel 8.7 wird darauf noch näher eingehen.

ad 3.) Unabhängig von der Zentralität fallen die Datenpunkte für die Tritonen (t) und Helium-3 (^{3}He) aus dem Rahmen. Während die über beide Isotope gemittelte kinetische Energie (angezeigt durch den offenen Datenpunkt) sich gut in den linearen Trend der Daten einpasst, liegt der Wert für die Tritonen deutlich unterhalb der Linie, für Helium-3 deutlich oberhalb. Beide Isotope für sich genommen widersprechen sogar einem einfachen Flußszenario, indem sie die Deuteronen unterschreiten bzw. die Alphas übertreffen.

Derselbe experimentelle Befund wurde auch am System Au + Au bei ähnlichen Strahlenergien (0.15, 0.25, aber nicht 1.15 AGeV) beobachtet. Drei Gruppen haben bisher Daten veröffentlicht, zu finden in den Zitaten →DOSS, K. G. R. (1988), →POGGI, G. (1995) und auch →LISA, M. A. (1995). Eine schlüssige Erklärung steht noch aus.

Am vorliegenden leichten System zeigt sich der Effekt vergleichsweise deutlicher: es wird eine Differenzenergie von 27 MeV entsprechend 9 MeV/Nukleon gemessen, während z.B.

in →POGGI, G. (1995) vorgestellte Daten für Au+Au eine Differenzenergie von 21 MeV angeben. Dabei sollten späte Zerfälle und Coulombkorrekturen in dem leichten System (Ar+Ca) nur eine geringe Rolle spielen[72].

Nach bisheriger Untersuchung ist die mittlere kinetische Energie der einzelnen Fragmente als Funktion ihrer Masse mit einer nahezu thermalisierten Reaktionszone vereinbar. Flußbeiträge liegen in der Größenordnung von 20%.

Nimmt man den Hinweis auf Flußeffekte ernst, dann muß abgesehen von den Mittelwerten auch der *Verlauf der Energiespektren* für die verschiedenen Teilchensorten charakteristische Abweichungen von einer Boltzmannverteilung aufweisen. Ein einfaches Modell ist gesucht, das die Energiespektren zu beschreiben gestattet und es erlaubt, Parameter wie Temperatur und Stärke der vorhandenen Flußeffekte zu bestimmen.

Ein ganz wichtiges Indiz für die Modellwahl ist bereits vorgegeben: die Flußenergie geht linear mit der Fragmentmasse! Nimmt man im einfachsten Fall an, daß alle Fragmente ihren Flußbeitrag aus einer gemeinsamen Flußgeschwindigkeit $v_f{=}\beta_f\, c$ beziehen , dann gilt für jede Masse m die Gleichung[73]

$$< E_{kin}(m) >= E_{therm} + E_{kollekt}(m) \approx 3/2 \cdot T + m\,(\gamma_f - 1) \qquad (5)$$

Im Vergleich mit Gleichung (3) findet man dann $\tilde{E}_{therm} = 3/2 \cdot T$ und $\tilde{E}_{kollekt} = \gamma_f - 1$. Unter der weiter vereinfachenden Voraussetzung einer radial expandierenden Reaktionszone einheitlicher Temperatur T kann das gesamte Szenario auf die Festlegung der beiden Parameter β_f und T zurückgeführt werden.

Die Wahl gerade dieses Reaktionsszenarios liegt zum einen in seiner Einfachheit begründet. Zum anderen wird es in der Literatur als gängiges Modell verwendet und ermöglicht dadurch einen systematischen Datenvergleich. Auf dem Hintergrund der Impulsraumverteilungen des hier gemessenen Systems (Ar+Ca) steht freilich fest, daß die Struktur eines Gesamtereignisses keineswegs dem Szenario einer radial expandierenden Reaktionszone einheitlicher Temperatur entspricht. Mit gewisser Rechtfertigung könnte man einzig annehmen, daß die direkte Reaktionszone als Kern des Gesamtereignisses dem Szenario gerecht wird. Mischen sich dann unter $\theta_{cm} = 90°$ nur geringe Beiträge anderer kinematischer Bereiche bei, hätte die Anwendung des Modells seine plausible Berechtigung.

Die genaue Form der Energiespektren im Schwerpunktssystem für eine thermische, radial expandierende Quelle ist in →SIEMENS, P. J. (1979) angegeben. Die Formel lautet

$$dN/dE = dN/dE_{kin} \sim pE \cdot e^{-\gamma_f E/T} \left[(\frac{T}{E} + \gamma_f) \frac{sinh\alpha}{\alpha} - \frac{T}{E}\, cosh\alpha \right] \qquad (6)$$

p, E, E_{kin} Impuls, Gesamtenergie und kinetische Energie des Fragmentes im Schwerpunktsystem; α ist definiert durch $\alpha = \gamma_f \beta_f p/T$, wobei definiert als $\gamma_f = (1 - \beta_f)^{-1/2}$.

Folgende Abb. 89 stellt die Spektren der kinetischen Energie für die verschiedenen leichten Isotope gemessen bei Schwerpunktsrapidität vor. Die Verteilungen sind (wegen noch

[72]Für (Au+Au) schätzt man Coulombkorrekturen nicht oberhalb von 5 MeV/Nukleon ab. Grob ergeben sich daraus für (Ar+Ca) Coulombeffekte zu $(Z_{ArCa}/A_{ArCa}{}^{1/3})/(Z_{Au}/A_{Au}{}^{1/3}) \cdot$ 5 MeV/Nukleon $\sim$ 2 MeV/Nukleon.

[73]Dies gilt streng nur unter Vernachlässigung relativistischer Korrekturen. Die thermale Energie hängt eigentlich über $E_{thermal} = 3T + m(K_1 - K_2)/K_2$ zusammen, wobei K_n für die modifizierte Besselfunktion mit Argument m/T steht.

vertretbarer Statistik) für den Multiplizitätsbereich LFMUL4 genommen, und der genaue Schnitt zur Beschränkung auf die Reaktionszone fordert einen Polarwinkel im Bereich $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$. Die Spektren sind nicht auf die Akzeptanzlücke des Detektors korrigiert und weisen dementsprechend eine Lücke auf. Die untere Detektorschwelle bei $\theta_{cm} = 90°$ beträgt etwa $p_T^{(0)} = 0.178$ oder $E_{kin}^{cm} = mass \cdot 3.3\,MeV$.
In die Spektren der Abb. 89 sind jeweils Anpassungen in der Parametrisierung von Gleichung (6) als durchgezogene Linien eingezeichnet. Zusätzlich stehen die gestrichelten Linien für eine Approximation durch eine rein thermische Verteilung.

Während eine Beschreibung der gemessenen Spektren im Rahmen eines rein thermischen Modelles nicht möglich ist, kann das Expansionsszenario die einzelnen Spektren sehr gut wiedergeben. Allerdings liefern die Resultate, die in Tab. 10 zusammengestellt sind, kein einheitliches Bild: die einzelnen Spektren liefern zwar annähernd dieselbe Temperatur, fordern aber ergänzend mit der Teilchenmasse abnehmende Flußparameter. Die Beschreibung aller Spektren simultan durch einen einzigen Parametersatz ist nicht möglich[74].

fit parameter	proton	deuteron	triton	helium-3	alpha
T [MeV]	29.5 ± 0.2	30.3 ± 0.3	26.6 ± 0.27	39.1 ± 0.27	33.4 ± 0.3
β_f [c]	0.31 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.20 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.20 ± 0.01
$\tilde{E}_{therm}$ [MeV]	48.1 ± 0.3	47.8 ± 0.5	41.1 ± 0.4	60.9 ± 0.4	42.2 ± 0.5
$\tilde{E}_{kollekt}$ [MeV/m(GeV)]	51.8 ± 3.7	35.6 ± 3.0	20.6 ± 2.2	22.8 ± 2.3	20.6 ± 2.2

Tabelle 10: Temperatur- und Flußparameter, die im Rahmen eines radialen Expansionsszenarios durch Approximation der Einzelspektren der verschiedenen Isotope gewonnen wurden.

Das Ergebnis der Spektrenanalyse kann mit den Resultaten verglichen werden, die durch Untersuchung der Energiemittelwerte erzielt wurden. Dazu sind in Tab. 10 auch die Parameter $\tilde{E}_{therm}$ und $\tilde{E}_{kollekt}$ angegeben, die gemäß Gleichung (5) bestimmt wurden. Die lineare Approximation der Energiemittelwerte als Funktion der Teilchenmasse hatte für alle Teilchen einheitlich Werte von $\tilde{E}_{therm} = 81.1\,MeV$ bzw. $\tilde{E}_{kollekt} = 16.1\,MeV/mass[GeV]$ ergeben - vgl. Abb. 86 für LFMUL4. Der Anteil der kollektiven Energie pro Nukleon $E_{kollekt}/nucl = (\sum_i n_i m_i / \sum_i n_i A_i)\tilde{E}_{kollekt}$ an der bei $\theta_{cm} = 90°$ gemessenen kinetischen Energie pro Nukleon $E_{kin}^{90°}/nucl$ ermittelt sich nach Tab. 10 unter Berücksichtigung der entsprechenden Teilchenausbeuten n_i zu 53% ± 10%. Er liegt deutlich oberhalb des Wertes von etwa 22%, der zuvor in Tab. 9 festgesetzt worden war.

Die Interpretation der Resultate - insbesondere im Vergleich beider Methoden - ist schwierig. Soll man schließen, daß die schwereren Teilchen weniger stark von Flußeffekten mitgerissen werden? Oder, daß einfach die Anwendung eines radialen Expansionsszenarions den wahren Verhältnissen nicht entspricht?

[74] Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß die ermittelten Modellparameter für die Protonen mit Angaben in →GUSTAFSSON, H.-A. (1984) verträglich sind. Dort liegen Temperatur und Flußgeschwindigkeit für die Protonen multiplizitätsabhängig zwischen (T = 25 MeV, $\beta = 0.27$c) und (T = 32 MeV, $\beta = 0.33$c).

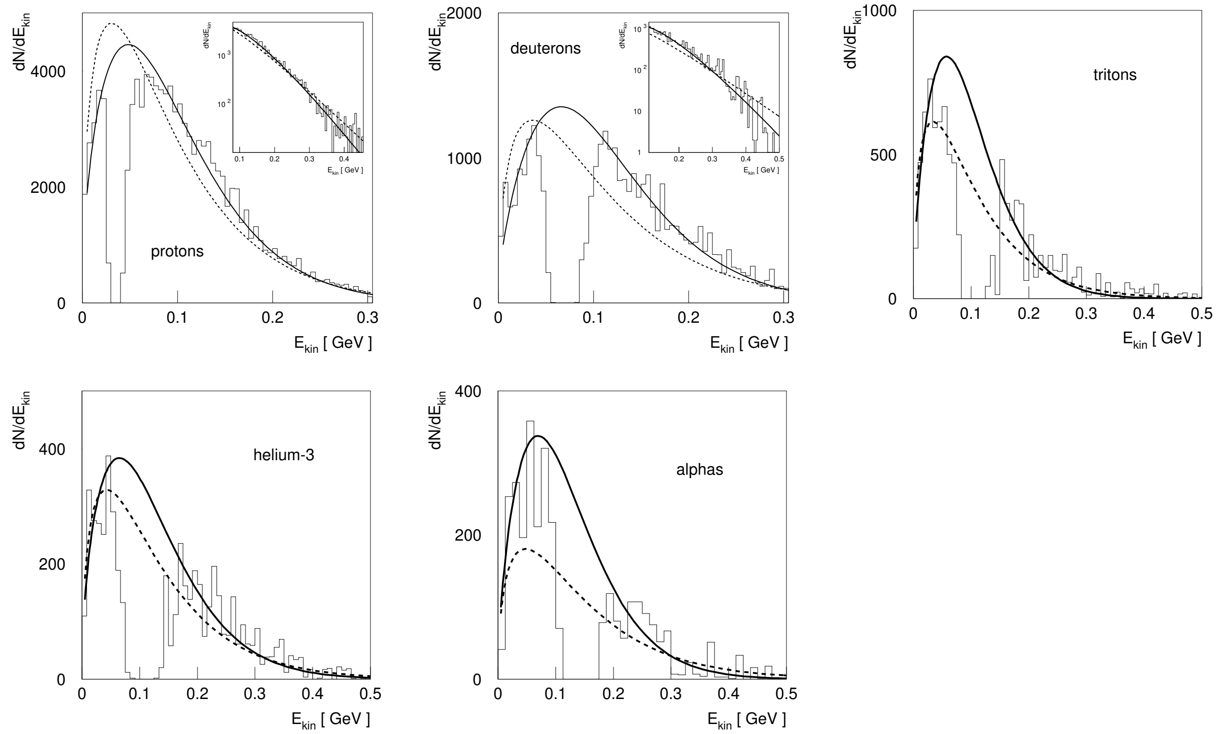


Abbildung 89: Spektren der kinetischen Energie für die verschiedenen leichten Teilchen bei Polarwinkeln $\theta_{cm} = 90° \pm 10°$. Die Daten sind der Statistik wegen für den Multiplizitätsbereich LFMUL4 gezeigt. Für Protonen und Deuteronen ist der höherenergetische Teil der Spektren getrennt dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnis einer Modellbeschreibung im Rahmen einer thermischen, isotrop expandierenden Quelle. Vergleichend sind rein thermische Anpassungen gestrichelt eingetragen.

Immerhin stimmen die vorliegenden Trends mit Ergebnissen eines anderen Experimentes überein →REISDORF, W. (1996). Dort werden (Au+Au) - Daten umfassend im Rahmen eines thermischen Modelles, das radialen Fluß einschließt, analysiert. Ausgangspunkt sind dabei die schwereren Fragmente ($3 \leq Z \leq 15$), die auf Flußeffekte sensititver sein sollten.
Die Ergebnisse, die unter Verwendung der höheren Ladungen bestimmt wurden, werden als Test auf Konsistenz zu den leichten Teilchen hin extrapoliert. Man beobachtet dann im Vergleich der Vorhersage mit den Energiespektren der leichten Teilchen zu wenig langsame Protonen und zu wenig schnelle Alphas - ein Trend, der auch in den Ergebnissen der Tab. 10 zum Ausdruck kommt.

Im Gegensatz zum schweren System (Au+Au) sollten in der vorliegenden Analyse Endzustandswechselwirkungen wie späte Zerfälle oder Evaporation nur eine geringe Rolle spielen. In →REISDORF, W. (1996) angesprochene Reorganisationsprozesse können dagegen die Energiespektren der leichten Teilchen deutlich beeinflussen. Im folgenden Kapitel wird dieser Aspekt als Abschluß der Gesamtanalyse aufgegriffen.

8.7 Gegenüberstellung: Reaktionszone und Vorwärtsbereich

Alle bisher vorgestellten Teiluntersuchungen lieferten eine charakteristische Polarwinkelabhängigkeit der untersuchten Beobachtungsgrößen. In diesem letzten Abschnitt sollen daher die Reaktionszone um $\theta_{cm} = 90°$ und der Vorwärtsbereich um $\theta_{cm} = 30°$ einander exemplarisch gegenübergestellt werden.

Bisher sind aus den verschiedenen Teiluntersuchungen folgende Resultate festzuhalten:

- Die Untersuchung der Impulsraumverteilungen wies Transparenzeffekte nach verbunden mit unvollständigem **stopping**. Die im Detektor registrierte Ladung ist unter Winkeln näher zur Strahlachse am größten und selbst bei zentralen Stößen bleibt ein gewisser Anteil an **spectators** sichtbar.

- Die Emissionsteilchen des Vorwärtsbereiches besitzen im Vergleich zu denen der Reaktionszone im Mittel eine höhere Ladung und eine höhere Masse.

- Die Emissionsteilchen des Vorwärtsbereiches nehmen auf den ersten Blick alle die gemeinsame Geschwindigkeit des Projektils im Schwerpunktsystem an. Dagegen ist die mittlere kinetische Energie der Teilchen aus der Reaktionszone nur schwach von der Teilchenmasse abhängig.

- Der Clusterisierungsgrad der Protonen wird durch Zentralitätsschnitte vorrangig bei Polarwinkeln fern der Strahlachse verändert. Sowohl die mittlere Masse als auch die mittlere Ladung der Teilchen nimmt in diesem Bereich mit der Zentralität signifikant zu, während sie im Vorwärtsbereich mehr oder minder konstant bleiben.

Können diese Beobachtungen ansatzweise verstanden werden? Neuere Simulationsergebnisse →BONDORF, J. P. (1995) geben immerhin wichtige Hinweise an die Hand.

Innerhalb eines (semi)klassischen **N**uklear**D**ynamischen Modelles (NMD), das Nukleonen als Gaußsche Wellenpackete unter Kern- und Coulombwechselwirkung propagiert, werden die Bedingungen für die Clusterbildung in angeregten, nuklearen Systemen untersucht. Als wesentliche Option bietet das Modell die Möglichkeit, die Vorgeschichte von zu irgendeinem Zeitpunkt ausgewählten Nukleonen zu rekonstruieren. Dadurch kann insbesondere die Entstehungsgeschichte von Clustern zurückverfolgt werden.

Als wichtige Ergebnisse einer Simulation (am Beispiel des Systems Ge+Ge bei 150 AMeV) wird Folgendes zusammengefaßt:

- Cluster werden in lokal dichten und kalten Domänen gebildet. Der mittlere Nukleonenabstand in Orts- u. Impulsraum muß klein und stabil sein.

- Es können zwei Arten von Clustern unterschieden werden: die einen sind direkte Bruchstücke der im Eingangskanal vorhandenen Kerne. Sie enthalten demnach nur Nukleonen eines der Ausgangskerne. Sie haben als Voraussetzung die Existenz bestimmter, im Eingangskanal vorhandener Regionen, die sich durch kleine relative Phasenraumabstände der einzelnen Nukleonen auszeichnen. Damit besitzen diese Cluster ein gewisses Erinnerungsvermögen an die Eingangssituation.
  Der andere Typ von Clustern entsteht durch $multi-step-coalescence$. Nach und nach werden einzelne Nukleonen in 2er-Stößen eingefangen. Voraussetzung für diese Art Cluster sind harte NN-Stöße, die größere Phasenraumfluktuationen hervorrufen.

- Die Cluster erhalten ihrer endgültige Gestalt erst, wenn NN-Stöße im System keine Rolle mehr spielen.
- Pauli-Blocking (und dies ist der einzig im Modell berücksichtigte quantenmechanische Effekt) reduziert Anzahl der Stöße auf die Hälfte und verursacht Transparenz[75].
- Die Umgebung eines Clusters ist durch alle Nukleonen definiert, die im Verlauf der Reaktion mit dem Cluster kollidierten. Sie zeichnet sich charakteristisch durch eine Komponente sehr schneller Nukleonen aus. Diese wird zum lokalen 'Kühlen' der Clusterregion benötigt.

In den experimentell zugänglichen Observablen gibt es auffällige Parallelen zwischen den im Rahmen der Arbeit vorgestellten Ergebnissen und Kernaussagen des Modells: man beobachtet experimentell für das vergleichsweise leichtere System (Ar+Ca) ein gewisses Maß an Transparenz, eine ausgeprägte schnelle Nukleonenkomponente scheint vorhanden, bezüglich der höheren Isotope lassen sich zwei kinematische Bereiche trennen: der Vorwärtsbereich mit Clustern von spektatorähnlichem Verhalten und die Reaktionszone mit Clustern, die in verschiedenen Variablen deutlich zentralitätsabhängig sind.

Auf dem Fundament dieser Vergleichsbasis kann man den eingeschlagenen Weg weitergehen und fragen, ob es weitere begründende Anhaltspunkte für die gegenseitige Zuordnung der beiden Clustertypen gibt.

Die folgende Untersuchung soll demonstrieren, daß es in der Tat experimentelle Anzeichen für einen unterschiedlichen Entstehungsprozeß der Cluster in der Vorwärtssphäre einerseits, und in der Reaktionszone andererseits, gibt. Der Grundgedanke ist dabei, die gemessenen Isotope wieder auf ihren Gehalt an Nukleonen zu durchleuchten.

Spektatorähnliche Cluster würde man sich aus Nukleonen zusammengesetzt denken, die von Anfang an kleine Abstände im Phasenraum besaßen. Die Energieverteilung der in ihnen gebundenen Protonen sollte dann kaum von der Teilchensorte abhängen und mit der gemessenen Verteilung freier Protonen vergleichbar sein.

Die in binären Kollisionen durch $multi - step - coalescence$ gebildeten Cluster würden dagegen eine andere Energieverteilung ihrer 'inneren' Protonen aufweisen müssen: lautet doch die Grundgleichung der Koaleszenz[76]

$$E_A \frac{d^3N}{dp_A^3} \sim \left(E_p \frac{d^3N}{dp_p^3}\right)^A \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{p_A}\frac{dN}{dE_A} \sim \left(\frac{1}{p_p}\frac{dN}{dE_p}\right)^A \quad \text{mit } p_A = A \cdot p_p \text{ und } E_A = A \cdot E_p .$$

Dabei stehen p_A, E_A bzw. p_p, E_p für den Impuls und die (totale) Energie eines Teilchens von Masse A bzw. eines Protons.

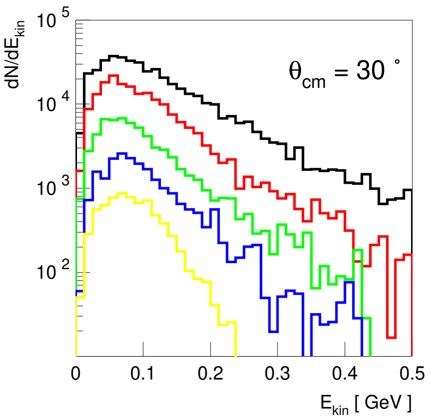
Die Koaleszenzbeziehung ist so zu lesen: die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Fragment der Masse A mit einem Impuls p_A aus A Nukleonen zusammengesetzt wird, ist allein

[75] In einer Simulation mit QMD werden ähnliche Werte für Ca+Ca bei 400 MeV/nucl angegeben →Li, G. Q. (1992). Die niedrige Simulationsenergie von 150 AMeV sollte also diesbezüglich nicht erheblich sein.

[76] Der Einfachheit halber vorausgesetzt, daß Protonen und Neutronen dieselbe Impulsraumverteilung haben.

durch das zugrundeliegende Nukleonenspektrum gegeben und nach Skalierung proportional zu dessen A-ter Potenz. Für die Energiespektren heißt dies aufgrund der Gewichtung mit dem Faktor 1/p, daß die Fragmentbildung vorrangig Protonen kleiner Energie aufbraucht.
Das ursprüngliche, sogenannte *primordiale*, Protonenspektrum wird also aufgrund von Koaleszenz bei kleinen Energien abgebaut; die Energieverteilung der in den höheren Fragmenten gebundenen Protonen ist mit steigender Fragmentmasse zunehmend zu kleineren Energien verschoben.

Folgende Abb. 90 zeigt die Energiespektren der in den verschiedenen Teilchensorten (p, d, t, ^{3}He, α von oben nach unten) gebundenen Protonen. Aus Gründen der Statistik sind die Verteilungen unter dem Schnitt LFMUL4 dargestellt. Für ein Fragment der Masse A, der Protonenzahl Z und der kinetischen Energie E werden jeweils Z Protonen mit einer Energie von E/A verbucht. Für die beiden Fälle $\theta_{cm} = 30°$ und $\theta_{cm} = 90°$ ergibt sich ein unterschiedliches Bild:



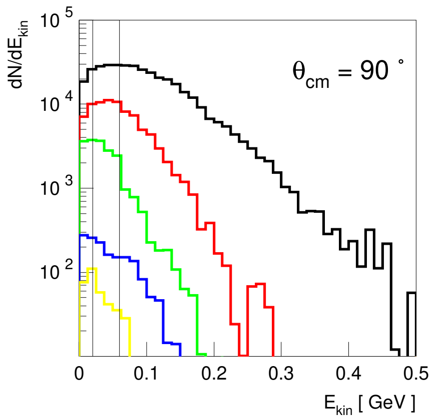


Abbildung 90: Energiespektren der in den verschiedenen Teilchensorten gebundenen Protonen bei $\theta_{cm} = 30°$ bzw. $\theta_{cm} = 90°$. Für ein Fragment der Masse A, der Protonenzahl Z und der kinetischen Energie E werden jeweils Z Protonen mit einer Energie von E/A verbucht. Die Spektren gelten von oben nach unten für die gemessenen freien Protonen, bzw. die in Deuteronen, in Tritonen, in Helium-3 und in Alphas gebundenen Protonen. Die einzelnen Spektren sind der Übersicht halber unterschiedlich normiert worden. In das rechte Bild ist zusätzlich der Bereich eingetragen, auf den wegen fehlender Detektorakzeptanz korrigiert werden muß.

- Im *Vorwärtsbereich* folgen die Spektren der in den Clustern gebundenen Protonen nahezu ideal dem Verlauf der gemessenen Verteilung freier Protonen. Alle Teilchensorten, durchleuchtet auf ihren Nukleonengehalt, sind mehr oder minder identisch: Es ist nicht unwahrscheinlich, daß die Cluster des Vorwärtsbereiches vorrangig aus Aufbruchstücken der ursprünglichen Kerne bestehen und aufgrund partieller Transparenz auch im Endzustand diese Vorprägung aufweisen.

- Die Spektren der *Reaktionszone* stehen dagegen in Einklang mit charakteristischen Eigenschaften eines Fragmentbildungsprozesses, der vorrangig in Form von *multi* –

step − coalescence stattfindet. Das gemessene Energiespektrum der freien Protonen ist gegenüber den Protonanteilen der Cluster zu höheren Energien gestreckt. Mit steigender Fragmentmasse wandern die Spektren der jeweils gebundenen Protonen kontinuierlich zu kleineren Energien[77].

Die Verteilungen des Vorwärtsbereiches wie auch der Reaktionszone stützen damit das bisher verfolgte Konzept. Ein letztes, weiteres Indiz kann hinzugefügt werden: Für den Fall, daß die Cluster in der Reaktionszone durch *multi − step − coalescence* gebildet werden, sollten fast ausschließlich niederenergetische Protonen der *primordialen* Protonverteilung entzogen werden. Hochenergetische Protonen werden nur selten in Clustern gebunden. Dies hat zur Konsequenz, daß über den Verlauf der gesamten Reaktion das höherenergetische Spektrum der Protonen unverändert bleibt. Die Spektren aller Fragmente müssen dann im höherenergetischen Schwanz einen identischen Verlauf zeigen.

Dies ist auch tatsächlich der Fall: wie folgende Tab. 11 zusammenfaßt, lassen sich die höherenergetischen Anteile der Energiespektren aller Isotope thermisch approximieren und liefern dabei miteinander im Rahmen der Fehler verträgliche Temperaturen. Interessanterweise entspricht die 'gemeinsame' Temperatur von $\sim 50\,\mathrm{MeV}$ sehr gut der im Schwerpunktsystem verfügbaren kinetischen Energie.

fit parameter	proton	deuteron	triton	helium-3	alpha
T [MeV]	45 ± 4	46 ± 5	54 ± 10	42 ± 10	52 ± 5

Tabelle 11: Temperatur der verschiedenen Teilchensorten im hochenergetischen, thermischen Teil ihrer Energiespektren.

Abschließend kann festgestellt werden, daß die experimentellen Beobachtungen grundsätzlich die charakteristischen Eigenschaften des diskutierten Modells wiedergeben. Die stringente Weiterführung des Vergleiches ist notwendig und wünschenswert.

Dazu wäre der dynamische Nachweis wichtig, daß die Energiespektren der in den einzelnen Clustern der Reaktionszone gebundenen Protonen schrittweise aus der experimentell bestimmten *primordialen* Protonverteilung unter Berücksichtigung der Koaleszenzrelation gebildet werden können.

Weiterführende experimentelle Untersuchungen könnten durchgeführt werden. Im vorliegenden System (^{40}Ar+^{40}Ca) sowie unter Verwendung anderer Projektil-Target-Kombinationen gleicher Massen-, aber unterschiedlicher Protonenzahl besitzen Vorwärts- u. Rückwärtsbereich eines Ereignisses einen unterschiedlichen mittleren Isospin. Isospin-Asymmetrien könnten dann die Zuordnung von spektatorähnlichen Clustern zum Projektil- oder Targetkern ermöglichen. Ein Experiment wurde in diesem Sinne jüngst mit dem FOPI-Detektor am System ^{96}Ru/^{96}Zr bei verschiedenen Strahlenergien durchgeführt.

[77]Die Tritonen und Helium-3-Isotope weisen dabei im direkten Vergleich die bereits in Kap. 8.6 festgestellte Anomalie auf. Man sieht hier genauer, daß Unterschiede bei niedrigen kinetischen Energien liegen.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem Einbau der zweiten Driftkammer Helitron ist der FOPI-Detektor auch im Vorwärtsbereich vervollständigt worden. Nunmehr ist es möglich, über den nahezu gesamten Raumwinkel geladene Fragmente aus Schwerionenstößen massenaufgelöst und mit großer Granularität nachzuweisen.

Im ersten, detektortechnischen Teil der vorliegenden Arbeit wurden zunächst die Neuentwicklungen dokumentiert, die zur Eingliederung des Helitrons in das vorhandene Detektorgerüst notwendig waren. Das Softwarepacket umfaßt sowohl Hilfsmenüs zur Detektorkalibration und zur graphischen Aufarbeitung von Ereignissen als auch modular aufgebaute Programmstrukturen zur vollständigen Datenanalyse.

Nach abgeschlossener Eichung ergeben sich für das Helitron folgende Auflösungsdaten: in der Driftzeitkoordinate senkrecht zum Auslesedraht wird mit einer Genauigkeit von 11 nsec entsprechend einer Driftstrecke von etwa 400 μm gemessen. Dies liegt in der Größenordnung des **staggering** der Nachweisdrähte gegen die Ausleseebene. Das **staggering** dient zur Auswahl zwischen Spur und Spiegelspur und damit zur Festlegung des Ladungsvorzeichens. Die Auflösung in der Ladungsteilungskoordinate längs des Auslesedrahtes beträgt polarwinkelabhängig 5.6 - 8% der Drahtlänge und ist weit entfernt vom Designwert bei 2%. Die Genauigkeit der Energieverlustbestimmung liegt bei 40% für durchschnittliche Impulshöhen.

Verbesserungsspielraum besteht in der richtigen, absoluten Festlegung des Driftprofils innerhalb des Helitrons. Zudem muß ein vorläufiges technisches Problem jenseits des **front-end** in einem frühen Stadium der Datenauslese behoben werden. Es führt zu einem Spurverlust im Helitron unterhalb von $\theta_{lab} < 15°$, auf den aber im Vergleich mit der Plastikwand korrigiert werden kann.

Zuordnungsraten und Zuordnungsgüten zwischen Helitron und Plastikwand konnten experimentell befriedigend festgesetzt werden. Für beide Komponenten liegen die gemessenen Zuordnungsraten vor Korrektur bei etwa 87 % der jeweiligen Gesamtstatistik. Sie steigen nach Auswahl von Teilchen oberhalb der Detektorschwellen und nach Korrektur auf Mehrfachtreffer auf gut über 90 % an.

Im Rückwärtsbereich ist die zentrale Driftkammer durch das Plastikbarrel ergänzt worden. In Kombination beider Komponenten erreicht man nahezu ideale Teilchenidentifikation; allerdings liegt die Zuordnungsrate für das vorliegende Experiment bei nur 40 % aller Teilchen.

Der zweite Teil dieser Arbeit stellt die Analyse eines ersten Testexperimentes mit vervollständigtem FOPI-Detektor vor: ^{40}Ar auf ^{40}Ca bei einer Strahlenergie von 400 AMeV. Nach Korrektur auf Akzeptanzlücken im Phasenraum konnten erstmals geladene Reaktionsteilchen über den nahezu vollen Raumwinkel aufgenommen werden. Dadurch wurde eine detaillierte Überprüfung der grundlegenden Erhaltungssätze möglich: eine saubere Energiebilanz kann unter Berücksichtigung von Bindungsenergien und von π - Produktion durchgeführt werden; in Ereignissen hoher Teilchenmultiplizität wird die verfügbare Gesamtladung im Detektor nachgewiesen.

Die Untersuchung von globalen Größen, die charakteristische Eigenschaften der Ereignisstruktur festlegen, empfiehlt das Multiplizitätskriterium LFMUL zur Auswahl bestimmter

Stoßparameterbereiche. Zur Bestimmung sehr zentraler Ereignisse wird LFMUL später wahlweise mit den Größen ERAT und DIRECTIVITY kombiniert.

In der Auswertung der Impulsraumverteilungen für die unterschiedlichen Zentralitätsbereiche liegt ein erster Analyseschwerpunkt. Dem Bild von **spectators**$\leftrightarrow$**participants** folgend werden charakteristische Trends als Funktion der Zentralität aufgezeigt: die longidutinale Ausdehnung der Reaktionszone geht mit der Zentralität zurück; parallel dazu nimmt der Anteil der **spectators** an der Gesamtverteilung ab. Die Position der **spectators** wandert gleichzeitig auf mittlere Rapiditäten zu und ihre longitudinale Lokalisierung schmiert aus. Bei zentralen Stößen ist ein Spektatorenanteil von 5% nach Abzug einer thermischen Quelle vorhanden. Die Rapiditätsverteilung ist gegenüber der einer vergleichbaren thermischen Quelle bei Schwerpunktsrapidität stark verbreitert.

Der große Teil der gemessenen Ladung fällt in Polarwinkelbereiche nahe der Strahlachse. Dort beobachtet man auch für alle Isotope überhöhte Ausbeuten sowie einen größeren Clusterisierungsgrad der Protonen.

Mit zunehmender Zentralität steigen der Ladungsanteil, die mittlere Ladung und Masse pro Teilchen und der Clusterisierungsgrad der Protonen unter großen Polarwinkeln überproportional stark an.

Diese Ergebnisse zusammengenommen vermitteln den Eindruck eines robusten, schwach durch die Zentralität beeinflußten kinematischen Vorwärtsbereiches, während die Reaktionszone bei mittleren Rapiditäten starke Zentralitätsabhängigkeiten aufweist.

Die Aufarbeitung der mittleren kinetischen Energien als Funktion der Teilchenmasse, der Zentralität und des Polarwinkels bauen den Befund aus. Auf den ersten Blick nehmen die Teilchen des Vorwärtsbereiches alle die gemeinsame Geschwindigkeit des Projektils im Schwerpunktsystem an. Dagegen hängt die mittlere kinetische Energie der Teilchen aus der Reaktionszone nur leicht von der Teilchenmasse ab: der Vorwärtsbereich zeigt Spuren einer Vorprägung durch die Situation im Eingangskanal der Reaktion, während die Teilchen aus der direkten Reaktionszone diese Erinnerung verloren haben.

Daneben gab es einen weiteren auffälligen Befund: in allen Zentralitätsbereichen und für alle Polarwinkel ist die mittlere kinetische Energie der Protonen im Vergleich zu der im Schwerpunktsystem verfügbaren Energie überhöht.

Den mittleren kinetischen Energien als auch den entsprechenden Energiespektren von Teilchen bei $\theta_{cm} = 90°$ wurde ein eigenes Kapitel gewidmet. Man kann annehmen, daß die in diesem Bereich nachgewiesenen Teilchen aus dem Kern der direkten Reaktionszone emittiert wurden. Beimischungen aus anderen kinematischen Bereichen sollten (insbesondere auf dem Hintergrund der beobachteten Indizien für partielle Transparenz) gering und niederenergetisch sein.
Der lineare Verlauf der mittleren kinetischen Energien als Funktion der Teilchenmasse war Ausgangspunkt für eine Interpretation der Daten im Rahmen eines thermischen Modelles, das radialen Fluß mit einer festen, allen Teilchen gemeinsamen Flußgeschwindigkeit einschließt. Flußeffekte lägen demzufolge zentralitätsunabhängig bei 20%.
Die Aufarbeitung der Energiespektren schloß die Interpretation der Daten im Rahmen des Modells allerdings nicht konsistent ab.

Eine bereits in anderen Experimenten festgestellte Anomalie von Tritonen und Helium-3-Isotopen wurde in der vorliegenden Analyse ebenfalls beobachtet.

Ein letztes, abschließendes Kapitel stellte noch einmal charakteristische Unterschiede der Emissionsverteilungen zwischen dem Vorwärtsbereich und der Reaktionszone zusammen. Unter Bezug auf ein Nukleardynamisches Modell wurden die experimentellen Ergebnisse ansatzweise interpretiert.
Grundsätzliche Aussagen des Modells fanden eine experimentelle Entsprechung: die Einteilung der Cluster in spektatorähnliche Aufbruchstücke bzw. durch $multi - step - coalescence$ gebildete Fragmente konnte durch Zuordnung zum Vorwärtsbereich bzw. der Reaktionszone nachvollzogen werden. Überhöhte Energien der Protonen waren auf zwei Ursachen zurückzuführen: zum einen wird bei der 'Kühlung' der Clusterumgebung eine schnelle Nukleonenkomponente freigesetzt, zum anderen werden im Verlauf der Fragmentbildung durch Koaleszenz vorrangig langsame Nukleonen aufgebraucht.

Ergänzende Analysen auf dem vorhandenen Datensatz könnten den eingeschlagenen Weg weiterverfolgen. Es wäre wichtig, einen dynamischen Nachweis zu führen, nach dem die Energiespektren der einzelnen, durch $multi-step-coalescence$ gebildeten Cluster schrittweise aus der experimentell bestimmten *primordialen* Protonverteilung unter Verwendung der Koaleszenzrelation rekonstruiert werden können.
Ein jüngst am FOPI-Detektor durchgeführtes 'Isospin-Experiment' stellt desweiteren neue Daten mit großer Statistik zur Verfügung - in einem anderen Massenbereich (A=96) und für verschiedene Strahlenergien.

Teil III
Literaturverzeichnis

Einleitung

BOCK R.; HERRMANN G.; SIEGERT G. (1993): Schwerionenforschung: Beschleuniger, Atomphysik, Kernphysik, Kernchemie, Anwendungen.
Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt.

BONDORF, J. P.; IDIER, D.; MISHUSTIN; I. N. (1995): Self-organization in expanding nuclear matter.
Phys. Lett. B **359** 261.

CSERNAI, L. P. (1994): Introduction to relativistic heavy ion collisions.
John Wiley & Sons, New York.

JEONG, S. C. – FOPI COLLABORATION (1994): Collective motion in selected central collisions of Au+Au at 150 AMeV.
Phys. Rev. Lett. **72**, 3468.

LISA, M. A. – EOS COLLABORATION (1995): Radial Flow in Au+Au collisions at E = (0.25-1.15) AGeV.
Phys. Rev. Lett. **75**, 2662.

POGGI, G. – FOPI COLLABORATION (1995): Evidence for collective expansion in light-particle emission following Au+Au collisions at 100, 150 and 250 AMeV.
Nucl. Phys. A **586**, 755.

RICHTER, A. (1993): Trends in Nuclear Physics.
Nucl. Phys. A **553**, 417c.

Kapitel 2

CN/ASD GROUP. (1993): PAW Users Guide, nProgram Library Q121.
CERN, Genf (anonymous ftp: asisftp.cern.ch).

CN/ASD/SI GROUP. (1994): GEANT Users Guide.
CERN. Genf (anonymous ftp: asisftp.cern.ch).

GOBBI, A. – FOPI COLLABORATION (1993): A highly-segmented ΔE-time-of-flight wall as forward detector of the 4π-system for charged particles at the SIS/ESR accelerator.
Nucl. Instr. Meth. A **324**, 156.

GOEBELS, G. (1995): Untersuchung der Bose-Einstein Korrelationen geladener Pionen in · Schwerionenkollisionen · im Energiebereich von 1 AGeV bis 2 AGeV.
Dissertation Universität Heidelberg.

HÄFELE, E. (1995): Untersuchung geladener Pionen im System Au+Au bei 1AGeV.
Dissertation Universität Heidelberg.

HERRMANN, N. (1995): Auf der Suche nach Kernmaterieeigenschaften: Kollektive Effekte in relativistischen Schwerionenstößen. Habilitationschrift Universität Heidelberg.

LINDENSTRUTH, V. (1993): Dynamik der Multifragmentation.
Report GSI-93-18 (Anhang A), Dissertation Universität Frankfurt a.M.

MOHREN, ST. (1996): PAW_FOPI – Helitron Version Guide.
http://www.gsi.de/ fopi/hel-docs/heli_guide/heli_guide.html.

PINKENBURG, CH. H. (1995): Flußeffekte geladener Pionen im System Au+Au bei E_p=1AGeV. Dissertation Universität Heidelberg.

RITMAN, J. L. (1995): The FOPI Detector at SIS/GSI.
Nucl. Phys. B - Proc. Suppl.**44**, 708.

WIENOLD, TH. (1993): Fragmentproduktion und kollektives Verhalten in zentralen ^{197}Au + ^{197}Au Reaktionen bei E/A=100 MeV bis 800 MeV.
Report GSI-93-28, Dissertation Universität Heidelberg.

Kapitel 3

BIAGI, S. F. (1989): A multiterm boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects inargon-methane-water-vapour mixtures.
Nucl. Instr. Meth. **A283**, 716.

BLUM, W.; ROLANDI, L. (1994): Particle detection with drift chambers.
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg .

DE BOOR, C. (1978): A practical guide to splines.
Springer Verlag, Berlin.

GROTE, H. (1987): Pattern recognition in high-energy physics.
Rep. Prog. Phys. **50**, 473.

KLEINKNECHT, K. (1992): Detektoren für Teilchenstrahlung.
Teubner, Stuttgart.

STOCKMEIER, M. (1996): PHIDOO: eine Testkammer für FOPI.
Diplomarbeit am Physikal. Inst. der Universität Heidelberg.

TALMAN, R. (1979): On the statistics of particle identification using ionization.
Nucl. Instr. Meth. **159**, 189.

WIND, H. (1974): Momentum analysis by using a quintic spline model for the track.
Nucl. Instr. Meth. **115**, 431.

Kapitel 4

BANDEMER, H.; GOTTWALD, S. (1993): Einführung in Fuzzy-Methoden.
Akademie Verlag, Berlin.

CN/ASD/SI GROUP. (1994): GEANT Users Guide.
CERN. Genf (anonymous ftp: asisftp.cern.ch).

SODAN, U. (1994): Abbremsverhalten mittelschwerer Fragmente in zentralen Au + Au Stößen bei E_p=150 bis 800 AMeV.
Dissertation Universität Heidelberg.

WIENOLD, TH. (1993): Fragmentproduktion und kollektives Verhalten in zentralen ^{197}Au + ^{197}Au Reaktionen bei E/A=100 MeV bis 800 MeV.
Report GSI-93-28, Dissertation Universität Heidelberg.

ZIMMERMANN, H. J. (1986): Fuzzy Set Theory - and Its Applications.
Kluwer-Nijhoff Publishing, Boston-Dordrecht-Lancaster.

Kapitel 5

BEST, D. (1996): Produktion positiv geladener Kaonen für Ni+Ni bei 1.45 und 1.93 AGeV. Dissertation Universität Heidelberg.

GOEBELS, G. (1995): Untersuchung der Bose-Einstein Korrelationen geladener Pionen in · Schwerionenkollisionen · im Energiebereich von 1 AGeV bis 2 AGeV. Dissertation Universität Heidelberg.

HÄFELE, E. (1995): Untersuchung geladener Pionen im System Au+Au bei 1AGeV. Dissertation Universität Heidelberg.

PINKENBURG, CH. H. (1995): Flußeffekte geladener Pionen im System Au+Au bei E_p=1AGeV. Dissertation Universität Heidelberg.

Kapitel 6

FESHBACH, H. (1992): Theoretical Nuclear Physics. John Wiley & Sons, Inc., New York.

Kapitel 7

AICHELIN, J. (1991): 'Quantum' Molecular Dynamics - a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions .
Phys. Rep. **202**, 223.

BARRETT, R. C.; JACKSON, D. F. (1977): Nuclear Sizes and Structure. Clarendon Press, Oxford.

CUGNON, J. (1984): Dynamics of the relativistic heavy ion collisions. in 'Heavy Ion Collisions', Cargese 1984, 209.

DANIELEWICZ, P.; ODYNIEC, G. (1985): Transverse Momentum Analysis Of Collective Motion In Relativistic Nuclear Collisions.
Phys. Lett. B **157**, 146.

DOSS, K. G. R. — PLASTIK BALL GROUP (1985): Composite particles and entropy production in relativistic nuclear collisions.
Phys. Rev. C **32**, 116.

GUTBROD, H. H. — PLASTIK BALL GROUP (1990,1): Squeeze-out of nuclear matter as a function of projectile energy and mass.
Phys.Rev. C **42** 640.

KAMPERT, K. H. (1989): Shock compression of hadronic matter in high-energy heavy-ion collisions.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15**, 691.

LI, G. Q. ET.AL. (1992): Impact parameter dependence of collective flows and particle multiplicities in heavy-ion reactions.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18**, 681.

LISA, M. A. — EOS COLLABORATION (1995): Radial Flow in Au+Au Collisions at E=(0.25-1.15)AGeV.
Phys. Rev. Lett. **75**, 2662-2665.

NAGAMIYA, S. (1980): Topics in Relativistic Heavy-Ion Collisions.
Nucl. Phys. A **335**, 517.

REISDORF, W. (1992): FOrPI studies of Au on Au collisions at SIS energies.
Proc. of the XX Int. Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, p. 38.

REISDORF, W. — FOPI COLLABORATION (1996): Central collisions of Au on Au at 150, 250 and 400 AMeV. in Nucl. Phys. A zur Veröffentlichung akzeptiert.

Kapitel 8

BADEN, A. — PLASTIK BALL GROUP (1982): The Plastic Ball Spectrometer: An electronic 4π detector with particle identification.
Nucl. Instr. Meth. **203**, 189.

BERENGUER, M. ET.AL. (1992): The role of quantum effects and non-equlibrium transport coefficients for relativistic heavy ion collisions.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18**, 655.

DE BOOR, C. (1978): A Practical Guide To Splines.
Springer Verlag, Berlin.

BONDORF, J. P.; IDIER, D.; MISHUSTIN; I. N. (1995): Self-organization in expanding nuclear matter. Phys. Lett. B **359** 261.

CUGNON, J. (1984): Dynamics of the relativistic heavy ion collisions.
in 'Heavy Ion Collisions', Cargese 1984, 209.

DANIELEWICZ, P. (1995): Effects of compression and collective expansion on particle emission from central heavy-ion collisions.
Phys. Rev. C **51**, 716.

DOSS, K. G. R. — PLASTIC BALL GROUP (1985): Composite particles and entropy production in relativistic nuclear collisions.
Phys. Rev. C **32**, 116.

DOSS, K. G. R. — PLASTIC BALL GROUP (1988): Transverse Energy Production And The Equation Of State Of Nuclear Matter.
Mod. Phys. Lett. A **3**, 849-857.

GUSTAFSSON, H.-A. — PLASTIC BALL GROUP (1984): Thermalization in high energy nuclear collisions.
Phys. Lett. B**142**, 141.

GUTBROD, H. H. — PLASTIC BALL GROUP (1990,2): Rapidity Distributions of Ca+Ca, Nb+Nb, Ne+Au and Au+Au at bombarding energies from 250 to 2100 MeV/nucl.
Z. Phys. A - Atomic Nuclei **337** 57.

LI, G. Q. ET.AL. (1992): Impact parameter dependence of collective flows and particle multiplicities in heavy-ion reactions.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18**, 681.

POGGI, G. — FOPI COLLABORATION (1995): Evidence for Collective Expansion in Light-Particle Emission Following Au+Au Collisions at 100, 150 and 250 AMeV.
Nucl. Phys. A **586**, 755.

SIEMENS, P. J. AND RASMUSSEN, J. O. (1979): Evidence for a blast wave from compressed nuclear matter. Phys. Rev. Lett. **42**, 880.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen, die in verschiedenster Form zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, meinen herzlichen Dank aussprechen.

Er gilt zunächst Herrn Prof. Dr. D. Pelte für seine offene und fördernde Diskussionsbereitschaft. Sein freundliches, gleichwohl kritisches Interesse am Fortgang der Dissertation war Nährboden dieser Arbeit.

Zu den idealen Arbeitsbedingungen, die ich während der Durchführung der Doktorarbeit vorfand, gehören auch die Kollegen des Heidelberger Arbeitskreises M. Eskef, E. Häfele, G. Goebels, M. Korolija, H. Merlitz, M. Stockmeier und M. Trzaska. In einer freundschaftlich geprägten Atmosphäre hatten anregende Sachdiskussionen ihren zwanglosen Platz.

Am direkten Ort des Experimentes, bei der GSI in Darmstadt, fand ich stets offene Türen vor. Von den ersten Anfängen an haben mich insbesondere N. Herrmann, K. D. Hildenbrand und A. Gobbi freundlich aufgenommen und intensiv unterstützt. Ein Fundament der Zusammenarbeit rund ums Helitron war der enge Austausch mit Y. Leifels, D. Schüll und Y. Yatsounenko.

Im Zusammenhang mit der Fertigstellung des Helitrons und seiner technischen Betreuung soll auch die fachkundige Arbeit dankbar gewürdigt werden, die sich für mich mit den Namen G. Augustinski, H. Daues, J. Hehner, K. H. Hermann, M. Marquardt, C. Schroeder, H. Stelzer und J. Weinert verbindet.

Im Verlauf der Promotion entstand eine intensive Zusammenarbeit mit Kollegen vom KFKI Budapest und vom FZ Rossendorf. Die Aufenthalte in Budapest und Dresden werden mir als Höhepunkte in fester Erinnerung bleiben. Ich möchte meinen Kollegen Z. Fodor, J. Kecskemeti und Z. Seres sowie J. Bieganski, R. Kotte, J. Mösner, W. Neubert und D. Wohlfarth für den fruchtbaren Austausch und ihre Gastfreundschaft noch einmal herzlich danken.

Wichtige fachliche Anregungen habe ich des weiteren von Herrn W. Reisdorf erhalten. Stimulierend waren auch Diskussionen im Umfeld der Tagung über 4π - Detektoren, die kürzlich im rumänischen Poiana Brasov stattfand.

Neben den namentlich erwähnten Kollegen schließt mein Dank freilich alle anderen Mitglieder der FOPI-Collaboration ein. Der Rahmen fruchtbarer Kooperation zwischen den einzelnen Instituten in Bukarest, Budapest, Clermont-Ferrand, Darmstadt, Dresden, Florenz, Heidelberg, Moskau, Straßburg, Warschau und Zagreb war für mich nicht nur im technischen Sinne notwendig.

Herr Prof. Dr. Schwalm erklärte sich freundlicherweise direkt bereit, das Zweitgutachten dieser Dissertation anzufertigen. Mein Dank gilt auch den Herren Professoren Dr. Baschek und Dr. Gromes für die Übernahme des Prüfungsteiles in den Fächern Theoretische Astrophysik und Theoretische Physik.